



Universidad  
Carlos III de Madrid

**Tesis Doctoral**

**Sensores interferométricos de alta  
sensibilidad para la obtención de imágenes  
optoacústicas en aplicaciones biomédicas**

*High sensitivity interferometric sensors for  
optoacoustic imaging in biomedical applications*

Autor: Daniel C. Gallego Cabo

Director: Prof. Dr. Horacio Lamela Rivera

**Departamento de Tecnología Electrónica**

Leganés, Enero 2016



TESIS DOCTORAL

**Sensores interferométricos de alta sensibilidad para la obtención de imágenes optoacústicas en aplicaciones biomédicas.**

**Autor:** Daniel Celestino Gallego Cabo

**Director:** Prof. Dr. Horacio Lamela Rivera

Firma Del Tribunal Calificador:

Firma

Presidente: \_\_\_\_\_

Vocal: \_\_\_\_\_

Secretario: \_\_\_\_\_

Calificación: \_\_\_\_\_

En Leganés, a 28 de enero 2016





# Agradecimientos

Es curioso, creía que el desánimo y la frustración eran las sensaciones que me habían acompañado al salir del laboratorio la mayor parte de las madrugadas a lo largo de estos años. Sin embargo, al hacer memoria para escribir estos agradecimientos, he recordado la cantidad de buenos momentos vividos a vuestro lado. Así que, aquí empieza la única sección de esta tesis en la que sólo hay lugar para resultados positivos.

En primer lugar, quiero agradecer a mi director, Horacio, la libertad y confianza que me ha brindado a lo largo de estos años. Con sus enseñanzas, sinceridad y paciencia ha dirigido esta investigación hasta su fin. En los momentos duros, que los ha habido y muchos, siempre se ha mantenido firme y optimista dando el apoyo y la orientación científico-técnica necesarios para llegar a buen puerto. Sin su gran implicación, este trabajo no llegaría a ser lo que es. ¡Muchas gracias, Horacio!.

Durante todos estos años en el departamento de Tecnología Electrónica he conocido a mucha gente maravillosa, buenos amigos que sin duda hicieron de éste el mejor lugar para trabajar, para vivir. No olvidarse de mencionar a ninguno es una tarea complicada pero lo intentaré.

Primero agradecer a mis compañeros del grupo de optoelectrónica y tecnología laser su gran compañerismo. Algunos buenos compañeros hace tiempo que se fueron como Vincent Cunningham, Rui Lemos o Carles Maciá, otros siguen por aquí como Cristina de Dios. Las sesiones de terapia durante la hora de la comida no tenían precio. Carles, ¡Qué buenos tiempos hemos pasado al comienzo en el laboratorio 1.2e04!.

Agradezco especialmente el apoyo brindado por los profesores Guillermo Carpintero y José A. García Souto, con los que he tenido la suerte de intercambiar fructíferas conversaciones científicas durante todo este tiempo.

A mis compañeros de despacho durante estos últimos años, Ehsan, Omar y Bruno con los que he compartido muchas horas y me han mantenido en contacto con la realidad siendo un gran ejemplo de diligencia y del trabajo bien hecho.

A mis Compañeros y Amigos, escritos así con mayúsculas, don Guille, don Julio, don Luis Jorge "Mex" y don Carlos Boya por estar siempre dispuestos a escuchar la última locura que había implementado y por todos vuestros consejos, risas y todos los buenos momentos en el laboratorio y fuera de él. A Jesús Rubio, mi compañero de despacho, por las interminables discusiones acerca de cualquier tema y por su incondicional amistad. Desde que te fuiste esto ya no ha sido lo mismo.

A todos mis compañeros del antiguo y mítico 1.2B16 que después fueron diseminados porque tanta autenticidad no podía estar junta: Pablo Pedreira, David Barrios, David Sánchez, Pedro Contreras, Manuel Sánchez, Juan Carlos Zafra y Julio Montalvo (que no estaba en ese despacho pero era parte de él en espíritu) por hacer del departamento el mejor sitio para trabajar y por convertir Leganés en el mejor "campamento".

A todos los "300" por las maratónicas pachangas a la intemperie lloviese o nevase. Nombraros a todos ahora sí que requeriría 300 nombres.

A mis amigos del alma Alex, Denís, Barral y Ramos por reencontrarnos siempre cada vez que volvemos a Coruña aun estando físicamente muy lejos durante todos estos años.

A mis padres, Manuel y Marián, por enseñarme que el error es una oportunidad para seguir aprendiendo, por darme todo y por todo su apoyo incondicional.

Por último quería dar las gracias a Ana, mi compañera. Has sido la luz que ha iluminado este largo y tortuoso camino. Me has ayudado en todas y cada una de las etapas de esta tesis, anímica y científicamente. Si no hubieses estado a mi lado, estoy seguro de que no habría sido capaz de llegar hasta aquí. Sí, recorreremos juntos las cornisas que nos queden con una golondrina en el motor. Gracias por darme muchos motivos para querer llegar al final y estar contigo.

Ha sido una suerte y un placer haber hecho este viaje con todos vosotros.





# Resumen

La tomografía optoacústica (OAT) es una técnica de bioimagen emergente que combina las ventajas de las técnicas de imagen ópticas, como el alto contraste y las capacidades espectroscópicas, con la excelente resolución de las técnicas de imagen ultrasónicas. La absorción óptica de un pulso láser corto por los cromóforos endógenos o exógenos presentes en los tejidos blandos produce un incremento instantáneo de su temperatura. Debido al efecto termoacústico se generan pulsos de ultrasonidos. Esta conversión de energía óptica en acústica se conoce como efecto optoacústico. El típico espectro de esta emisión acústica cubre un amplio rango de frecuencias desde 100 kHz a decenas de megahercios. Por ello, la detección de señales optoacústicas requiere el uso de sensores de gran ancho de banda y alta sensibilidad para poder resolver las estructuras absorbentes de diferentes tamaños presentes en los tejidos. El éxito de las técnicas de imagen optoacústica como nueva modalidad de imagen médica y la diversidad de sus aplicaciones dependen del desarrollo de transductores de ultrasonidos de banda ultra ancha y alta sensibilidad que actualmente no están presentes comercialmente.

La tecnología de detección tradicionalmente usada en imágenes convencionales de ultrasonidos está basada en transductores piezoeléctricos resonantes. Éstos ofrecen una alta sensibilidad pero presentan un ancho de banda estrecho. Por esto, los transductores piezoeléctricos convencionales no están especialmente indicados para su uso como sensores en sistemas optoacústicos de imagen. Como alternativa se han propuesto nuevos transductores basados en películas finas de polímero piezoeléctrico, como el PVDF, que pueden tener un gran ancho de banda usando materiales de adaptación adecuados. Sin embargo, su sensibilidad decrece cuando su tamaño se reduce. Esto supone un problema para la detección a altas frecuencias, donde la necesidad de un elemento transductor de grosor y anchura pequeños, para tener una alta resolución axial y lateral, reduce su sensibilidad. Otras desventajas de los sensores piezoeléctricos son que dada su naturaleza eléctrica no son inmunes a la interferencia electromagnética y contienen partes metálicas

por lo que no se pueden combinar con otras técnicas de imágenes como la resonancia magnética nuclear (RMN).

La detección óptica de ultrasonidos ha sido estudiada como alternativa a la tecnología piezoeléctrica desde hace más de 30 años. Podemos distinguir dos tipos de sensores ópticos de ultrasonidos: los que registran los desplazamientos inducidos por la presión en membranas o en cavidades ópticas resonantes, y los que se basan en la variación del índice de refracción inducido por la presión dentro o alrededor del material sensor. Todos estos sensores ópticos, al contrario que los transductores piezoeléctricos, son inmunes a perturbaciones electromagnéticas externas u otros efectos como el ruido eléctrico o las señales térmicas producidas por la iluminación directa del pulso láser. Además, en general, presentan un gran ancho de banda de detección y una gran resolución ya que el área sensible es tan pequeña como la región donde la luz está confinada. En particular, la fabricación de sensores interferométricos intrínsecos de fibra óptica es simple e involucra materiales de bajo coste. La sensibilidad puede ser mejorada por medio de un plegado o arrollamiento apropiado de la fibra aumentando la longitud en la que el campo acústico interacciona con la luz.

Esta tesis está dedicada al estudio de sensores interferométricos, en su mayoría de fibra óptica, desarrollados para la detección de ondas generadas optoacústicamente. Utilizando este tipo de sensores se implementó un sistema de mamografía optoacústico. Se obtuvieron imágenes de *fantomas (phantoms)* que imitan las propiedades ópticas y mecánicas de los tejidos blandos. Se compararon los resultados con los obtenidos con prototipos comerciales basados en tecnología piezoeléctrica.

El presente trabajo también está centrado en la búsqueda del aumento de la sensibilidad de los sensores interferométricos para la detección de ultrasonidos. Se ha realizado una caracterización de la sensibilidad acústica intrínseca a frecuencias ultrasónicas de los diferentes tipos de fibra óptica disponibles actualmente para su uso como sensores. Demostramos experimentalmente por primera vez que la sensibilidad ultrasónica de los sensores interferométricos de fibra óptica monomodo de polímero de salto de índice (SMPOF) es superior en un orden de magnitud que sus homólogos de sílice. Sin embargo, las SMPOF ya no están disponibles comercialmente y el rendimiento óptico de las muestras fue muy pobre. Esto las hace muy poco prácticas para su implementación en la aplicación final. La falta de buenas SMPOF nos llevó a explorar el uso de fibras ópticas de polímero multimodo de gradiente de índice a costa de la degradación de la visibilidad de la interferencia resultado de la interacción de los múltiples modos presentes en la fibra.

Aunque estas fibras mostraron una muy buena respuesta acústica, la interferencia era muy inestable. Finalmente, los recientes avances en fibras ópticas microestructuradas de polímero han proporcionado las mejores fibra ópticas disponibles actualmente para la detección ultrasónica por su combinación de gran sensibilidad y buenas propiedades ópticas para su aplicación optoacústica.

Por último, este trabajo sobre interferometría láser de fibra óptica ha motivado el desarrollo de un nuevo algoritmo de demodulación homodina pasiva para la extracción de la fase y de todos los parámetros que caracterizan el estado del interferómetro. Presentamos este algoritmo, basado en el análisis espectral de la señal interferencial, que permite, entre otras muchas aplicaciones, la caracterización de los moduladores de fase empleados para la estabilización homodina activa de los sensores interferométricos.





# Abstract

Optoacoustic tomography (OAT) is an emerging bioimaging technique that combines the advantages of the optical procedures, as high contrast and spectroscopic capabilities, with the excellent resolution of the ultrasonic imaging methods. The optical absorption of a short laser pulse by the endogenous or exogenous chromophores present in soft tissues, produces a rapid heating. Ultrasonic pulses are generated due to the thermoacoustic effect. This conversion of optical energy into acoustic energy is known as optoacoustic effect. The typical spectrum of this acoustic emission covers a broad range of frequencies from 100 kHz to tens of megaherzs. Therefore the detection of optoacoustic signals requires the use of sensors with high bandwidth and high sensitivity to be able of resolving the absorption regions of different sizes present in the tissue. The success of the optoacoustic imaging techniques as a new modality of biomedical imaging and the variety of its applications depends on the development of ultrawideband and high sensitivity ultrasonic transducers not currently commercially available.

The technology of detection traditionally used in conventional ultrasonic imaging is based on piezoelectric resonant transducers. These offer high sensitivity but have a narrow bandwidth. Thereby, conventional piezoelectric transducers are not especially recommended for their use as sensors for optoacoustic imaging systems. As an alternative, it have been proposed new transducers based on thin layers of piezoelectric polymer, as PVDF, which may have a high bandwidth employing suitable adaptive materials. Nevertheless, their sensitivity decreases when its size is reduced. This means a problem when considering the detection of high ultrasonic frequencies, where both the small thickness of the detector (required for high axial resolution) and the small width of the transducer element (needed for high lateral resolution and improved image fidelity), reduce its sensitivity. Other drawbacks of the piezoelectric sensors are that they are not immune to electromagnetic interference, given its electric nature, and contain metallic parts thus they cannot be combined with other imaging approaches such as magnetic nuclear resonance (MNR).

Ultrasound optical detection has been studied as alternative to piezoelectric technology for more than 30 years. We can distinguish two kind of ultrasonic optical sensors: those that monitorize pressure induced displacements of a membrane or resonant optical cavity ; and those based on a pressure induced refractive index variation in or around the sensor material. All these optical sensors, as opposed to to the piezoelectric transducers, are immune to the external electromagnetic perturbations or other effects as the electrical noise or the thermal signals produced by the direct illumination of the laser pulse. Furthermore, they generally exhibit a high detection bandwidth and a high resolution since the sensitive area is as small as the region where the light is confined. Particularly, the manufacture of interferometric intrinsic fiber optic sensors is straightforward and involves low cost materials. The sensitivity can be improved by a correct wound or folding of the fiber, increasing the interaction length between the acoustic field and the light.

This dissertation is aimed to the study of interferometric sensors, mostly of optical fiber, developed for the detection of optoacoustically generated waves. Using this kind of sensors, an optoacoustic mammographic system was implemented. Images of phantoms that mimic the optical and mechanical properties of soft tissues were obtained. The results were compared with those acquired with commercial prototypes based on piezoelectric technology.

The current work is focused as well on the search for increased sensitivity of interferometric sensors for ultrasound detection. A characterization of the intrinsic acoustic sensitivity at ultrasonic frequencies of the different kinds of optical fiber currently obtainable for its use as sensors has been performed. We experimentally demonstrate, for the first time, than the ultrasonic sensitivity of the interferometric sensors of step index single-mode polymer optical fiber (SMPOF) is greater than one order of magnitude than its silica counterparts. However, the SMPOF rarely are commercially available and the optical performance of the samples were quite poor. This makes them not suitable for its implementation in the end application. The lack of good quality SMPOF motivated us to explore the use of gradient index multimode polymer optical fiber at the expense of the degradation of the interferometric visibility resulting from the interaction between the multiple modes present in the fiber. Although these fibers showed an excellent acoustic response, the interference was highly unstable. Finally, the recent advances in microstructured polymer optical fibers have provided the best optical fiber currently available for ultrasonic detection due to the combination of high sensitivity and good optical properties for its optoacoustic application.

Lastly, this work on fiber optic laser interferometry has lead to the development of a new algorithm of passive homodyne demodulation for the phase recovery and all the parameters defining the interferometric state. We present this algorithm based on the spectral analysis of the interferometric signal, that allows, among other applications, the characterization of phase modulators employed for the active homodyne stabilization of the interferometric sensor.



# Índice General

<b>Resumen</b> .....	<b>ix</b>
<b>Abstract</b> .....	<b>xiii</b>
<b>Capítulo 1</b>	
<b>Introducción</b> .....	<b>1</b>
1.1    Introducción.....	1
1.2    Proyectos de investigación y colaboraciones.....	7
<b>Capítulo 2</b>	
<b>Propagación óptica en tejidos y generación optoacústica</b> .....	<b>9</b>
2.1    Introducción.....	9
2.2    Propagación óptica en medios turbios.....	10
2.2.1    Absorción óptica.....	10
2.2.2 <i>Scattering</i> óptico.....	13
2.3    Ventana de diagnóstico.....	16
2.4    Proceso de conversión de energía óptica a acústica. Generación de señales optoacústicas .....	17
2.4.1    Conversión de energía óptica a térmica.....	17
2.4.2    Conversión de energía térmica a acústica.....	19
2.4.3    Perfil temporal y espectral de la señal optoacústica.....	22
2.5    Propagación de la onda optoacústica.....	25
2.6    Algoritmos de reconstrucción de imágenes optoacústicas .....	26
2.6.1    Retroproyección exacta de la presión en el dominio del tiempo.....	26
2.6.2    Retroproyección en el dominio del tiempo con filtrado <i>wavelet</i> .....	27
<b>Capítulo 3</b>	
<b>Sensores ópticos para la detección de señales optoacústicas</b> .....	<b>29</b>
3.1    Introducción.....	29
3.2    Transductores de ultrasonidos convencionales.....	30
3.3    Sensores ópticos para la detección de ultrasonidos en aplicaciones optoacústicas...	32

3.3.1 Sensores basados en cavidades Fabry-Perot .....	32
3.3.2 Sensores interferométricos de fibra óptica .....	41
3.3.3 Sensores basados en redes de Bragg inscritas en fibra ópticas (FBG) .....	46
3.3.4 Sensores basados en micro-anillos resonantes .....	52
3.3.5 Sensores ópticos interferométricos sin contacto.....	54
3.3.6 Discusión.....	56

## Capítulo 4

### **Sensores interferométricos de fibra óptica para detección de señales optoacústicas .....**

4.1	Introducción.....	63
4.2	Principio de funcionamiento de un sensor interferométrico intrínseco de fibra óptica para la detección de ondas ultrasónicas.....	64
4.2.1	Sensores de fibra interferométricos .....	64
4.2.2	Regímenes de frecuencia acústicos .....	67
4.2.3	Sensibilidad acústica de la fibra óptica a frecuencias ultrasónicas .....	68
4.3	Caracterizaciones de la sensibilidad intrínseca de fibras ópticas de sílice y polímero a frecuencias superiores a 100Khz.....	82
4.3.1	Presentación de las fibras ópticas caracterizadas.....	82
4.3.2	Preparación de las fibras ópticas caracterizadas .....	83
4.3.3	Esquema experimental para la caracterización ultrasónica de fibras ópticas a 633 nm.....	85
4.3.4	Esquema experimental para la caracterización ultrasónica de fibras ópticas a 850 nm.....	97
4.3.5	Otros sensores interferométricos basados en guía de onda de polímero ....	105
4.4	Conclusiones .....	115

## Capítulo 5

### **Demodulación interferométrica homodina de gran rango dinámico .....**

5.1	Introducción.....	119
5.2	Análisis de la función interferencial .....	121
5.3	Análisis espectral de la función interferencial.....	124
5.3.1	Estimación de la frecuencia y el orden máximo.....	126
5.3.2	Estimación del índice de modulación. Inversión de la función de Bessel.....	130
5.3.3	Estimación de la fase de la modulación.....	132
5.3.4	Estimación de la fase externa.....	134
5.3.5	Estimación de la amplitud y el nivel medio de la interferencia.....	134
5.3.6	Algoritmo completo de recuperación de los parámetros.....	135
5.4	Validación numérica.....	135
5.4.1	Rendimiento general.....	136

5.4.2 Rango dinámico .....	142
5.4.3 Estabilidad frente a la fase externa.....	143
5.5 Validación experimental.....	145
5.5.1 Plataforma experimental de validación .....	145
5.5.2 Resultados experimentales .....	151
5.6 Conclusiones .....	158
<b>Capítulo 6</b>	
<b>Obtención de imágenes optoacústicas mediante sensores interferométricos de fibra óptica.....</b>	<b>161</b>
6.1 Introducción.....	161
6.2 Caracterización del sensor interferométrico SOF encapsulado.....	164
6.3 Resultados experimentales en la obtención de imágenes optoacústicas mediante sensores interferométricos de fibra óptica.....	167
6.3.1 Fantoma sólido .....	167
6.3.2 LOIS (Laser Optoacoustic Imaging System) .....	168
6.3.3 Esquema experimental de comparación del sistema LOIS con el sistema basado en interferometría de fibra óptica .....	170
6.3.4 Imágenes optoacústicas rotando el fantoma .....	172
6.5 Imágenes optoacústicas escaneando la superficie del fantoma .....	176
6.6 Imágenes optoacústicas dentro del tanque de agua .....	178
6.7 Conclusiones .....	181
<b>Capítulo 7</b>	
<b>Conclusiones y trabajo futuro.....</b>	<b>183</b>
<b>Conclusions and future work.....</b>	<b>187</b>
<b>Lista de publicaciones relacionadas con este trabajo de investigación .....</b>	<b>193</b>
<b>Apéndice A</b>	
<b>Sensibilidad acústica de una fibra óptica desnuda a bajas frecuencias .....</b>	<b>197</b>
<b>Apéndice B</b>	
<b>Sensibilidad ultrasónica de una película fina plano paralela .....</b>	<b>203</b>
<b>Apéndice C</b>	
<b>Coefficientes de la matriz <math>K_n</math>.....</b>	<b>207</b>
<b>Apéndice D</b>	
<b>Estimación de la frecuencia y fase de un tono mediante el método de la secante... 209</b>	
<b>Referencias .....</b>	<b>215</b>





# Índice de Figuras

<b>Fig. 2.1</b>	Diagrama de niveles de energía de Jablonski mostrando los diferentes tipos de transiciones desde el estado fundamental a los posibles estados excitados causados por la absorción de un fotón (adaptado de [49]).	10
<b>Fig. 2.2</b>	Scattering elástico del fotón.	14
<b>Fig. 2.3</b>	Coeficientes de absorción y scattering de componentes biológicos de tejidos blandos [65].	16
<b>Fig. 2.4</b>	Esquema general de la producción de señales optoacústicas causadas por la expansión termoelástica de un absorbente embebido en un tejido.	17
<b>Fig. 2.5</b>	Transitorio de presión generado en la interfaz de un medio turbio absorbente.	22
<b>Fig. 2.6</b>	Forma de onda temporal de la señal optoacústica generada por una esfera de radio $r$ , donde la velocidad del sonido en el medio es $v_m$ .	23
<b>Fig. 2.7</b>	Amplitud espectral de la presión optoacústica para una esfera pequeña en función de la frecuencia normalizada.	23
<b>Fig. 2.8</b>	Diagrama de la propagación de la onda optoacústica.	25
<b>Fig. 2.9</b>	(a) Diagrama del banco de filtros basados en <i>wavelet</i> ; (b) Nueve escalas de la familia <i>wavelet</i> de la tercera derivada de la función gaussiana cubriendo el rango de frecuencias desde $k=4$ a 1024 muestras: $g_1(t), g_2(t), \dots, g_9(t)$ .	28
<b>Fig. 3.1</b>	Cavidad Fabry-Perot. La luz incidente entra en la cavidad reflejándose múltiples veces entre las caras plano-paralelas.	33
<b>Fig. 3.2</b>	Transmisión y reflexión de una cavidad Fabry-Perot.	34
<b>Fig. 3.3</b>	(a) Esquema básico de detección con un sensor FP. (b) Principio de operación del sensor FP con estabilización activa del punto de operación.	35
<b>Fig. 3.4</b>	(a) Cavidad FP de polímero plano-paralela en el extremo de una fibra óptica (adaptado de [102]). (b) Cavidad FP plano-cóncavo para la mejora de la finesse (adaptado de [103]).	37
<b>Fig. 3.5</b>	(a) Diagrama de la cabeza sensora FP 2D de [77]. La cavidad FP es una lámina de 38 $\mu\text{m}$ de polímero (Parileno-C) entre dos espejos dielectricos. Esta descansa sobre un substrato de PMMA con forma de cuña. (b) Fotografía de la cabeza sensora mostrando las franjas interferenciales concéntricas de transmisión de la cavidad FP y su naturaleza transparente ( <i>finesse</i> , $F = 34.8$ y visibilidad, $V = 0.66$ ). (c) Esquema experimental de interrogación del sensor y uso en modo de reflexión optoacústico. (Adaptado de [77]).	38
<b>Fig. 3.6</b>	Esquema básico de un interferómetro Mach-Zehnder.	42
<b>Fig. 3.7</b>	Ilustración de una red de Bragg uniforme con una modulación del índice de refracción de amplitud y período constante. También se muestra los espectros incidente, reflejado y transmitido de una fuente de espectro ancho.	47

<b>Fig. 3.8</b> Espectro de reflectividad calculado para una red de Bragg uniforme sin y con salto de fase de $\pi$ en el centro de la red de difracción.....	50
<b>Fig. 3.9</b> Esquema del sistema usado para CRPI en (a) modo transmisión y (b) modo reflexión (reproducido de [81]).....	51
<b>Fig. 3.10</b> (a) Esquema de un resonador de micro-anillo. (b) Espectro de transmisión típico de un resonador de micro-anillo mostrando resonancias periódicas. (c) Detección de ultrasonidos basados en la sintonización de un láser en el punto de máxima pendiente de una de las resonancias del sensor de micro-anillo (adaptado de [154]).....	53
<b>Fig. 3.11</b> Sistemas de imagen optoacústicos basados en sensores sin contacto. (a) Sistema basado en un interferómetro Fabry-Perot confocal (CFPI) con substracción del ruido de amplitud y fase del láser. Los haces de referencia y medida tienen estados de polarización perpendiculares [171]. (b) Sistema basado en un interferómetro Mach-Zehnder con amplificación [173]. (c) Sistema de microscopía optoacústica basado en un interferómetro Michelson homodino de baja coherencia [174, 175].....	55
<b>Fig. 4.1</b> Esquema básico de un interferómetro Mach-Zehnder de fibra óptica.....	64
<b>Fig. 4.2</b> Función de transferencia de un interferómetro Mach-Zehnder y respuesta del interferómetro a una perturbación alrededor del punto de cuadratura en azul.....	66
<b>Fig. 4.3</b> Interferómetro Mach-Zehnder con estabilización y detección homodina activa.....	66
<b>Fig. 4.4</b> Sensor de fibra óptica sometida a la incidencia de una onda ultrasónica.....	67
<b>Fig. 4.5</b> (a) Geometría usada para el problema de scattering de una onda plana longitudinal incidiendo oblicuamente sobre una fibra óptica. (b) Sección transversal del cilindro multicapa de N interfaces. 73	
<b>Fig. 4.6</b> (a) Salto de fase inducido por una onda plana en las componentes del campo eléctrico perpendicular (x) y paralela (y) al frente de la onda ultrasónica incidente para una fibra óptica de sílice desnuda y PMMA desnuda. El radio de las fibras es $a = 62,5 \mu\text{m}$ . Los parámetros de la simulación se encuentran en la <b>Tabla 4.1</b> . (b) Birrefringencia inducida ultrasónicamente para cada una de las fibras ópticas... 80	
<b>Fig. 4.7</b> (a) Micrografía de una de las caras de la fibra microestructurada de PMMA con un diámetro externo de $125 \mu\text{m}$ . (b) Patrón de salida de la fibra mPOF de PMMA a $632.8 \text{ nm}$ . (c) Patrón de salida de la fibra GIPOF50 a $632.8 \text{ nm}$ .....	83
<b>Fig. 4.8</b> Fotografía de la placa calefactora y de la cuchilla de corte controladas en temperatura usadas para el clivaje de las fibras ópticas de polímero.....	85
<b>Fig. 4.9</b> Fotografía de la fibra mPOF empalmada a dos latiguillos de SOF monomodo conectorizados FC/APC por medio de empalmadores temporales.....	85
<b>Fig. 4.10</b> (a) Diagrama y (b) fotografía del esquema experimental para la caracterización de la sensibilidad ultrasónica de una fibra óptica con láser He-Ne ( $632.8 \text{ nm}$ ) (BS: divisor de haz, Splicers: empalmadores de fibra óptica, PD: fotodiodo, APD: fotodiodo de avalancha, Att: atenuador, BC: control de birrefringencia).....	86
<b>Fig. 4.11</b> (a) Señal ultrasónica de $1 \text{ MHz}$ de $65 \text{ kPa}$ de amplitud de presión de pico medida usando un transductor idéntico al emisor en la misma posición donde están las fibra ópticas. (b) Señal interferométrica inducida por el transductor de $1 \text{ MHz}$ sobre la fibra SOF más una señal de referencia de baja frecuencia producida por el modulador de fase. Se indican los límites de la interferencia. (c) Ídem para SMPOF (MORPOF03). (d) Ídem para GIPOF50. (e) Ídem para mPOF.....	89
<b>Fig. 4.12</b> Señales temporales ultrasónicas recibidas por los sensores de fibra óptica y las referencias con sus correspondientes espectros normalizados emitidas por los transductores de $1 \text{ MHz}$ (a y b), $5 \text{ MHz}$ (c y d), y $10 \text{ MHz}$ (e y f) e incidencia perpendicular a la fibra óptica.....	91

<b>Fig. 4.13</b>	Relación entre la amplitud de presión del pulso de los emisores de 1, 5 y 10MHz y la fase inducida en una fibra monomodo SOF, MORPOF03, GIPOF50 y mPOF.....	93
<b>Fig. 4.14</b>	(a) Diagrama del esquema experimental para la caracterización de la sensibilidad ultrasónica de una fibra óptica basado en un interferómetro Mach-Zehnder y un diodo láser sintonizable de cavidad externa Littman centrado a 850nm. (b) Fotografía del arreglo experimental para caracterizar las fibras. El emisor ultrasónico PZT calibrado y la fibra óptica ensayada se encuentran dentro de un tubo de agua para asegurar unas condiciones de acoplo acústico consistente y repetitivo.....	98
<b>Fig. 4.15</b>	(a) Comparación entre la amplitud normalizada del pulso emitido por el emisor de 1MHz y recibido por otro emisor no enfocado de 1MHz, la fibra SOF-SM800 y la fibra mPOF. (b) Espectro de amplitud normalizado de las señales de 1MHz. (c) y (d) Amplitud temporal y espectral normalizadas de los pulsos emitidos por el generador de 5MHz y detectados por un transductor de banda ancha (WAT-13), la fibra SOF-SM800 y la mPOF. (e) y (f) ídem usando un emisor de 10MHz.....	101
<b>Fig. 4.16</b>	Relación entre la amplitud del pico negativo del pulso de presión a 1 (a), 5 (b) y 10 MHz (c) y la fase inducida en las fibras SOF y mPOF a 850nm. ....	103
<b>Fig. 4.17</b>	(a) Ráfaga de 5 kPa de test a 9.7 MHz medida por el sensor de banda ancha WAT-13. Las reverberaciones son producidas por el conductor acústico adherido al elemento sensor LiNbO3. (b) Ráfaga de la misma amplitud y frecuencia medida por un segmento de fibra óptica SOF y mPOF.....	104
<b>Fig. 4.18</b>	Amplitud de pico de la ráfaga frente al salto de fase inducido en las fibras ópticas SOF y mPOF con sus respectivos regresiones lineales y niveles ruido . Valores obtenidos filtrando la señal con un filtro pasabanda de 16 MHz centrado en 10 MHz y promediando 16 señales.....	104
<b>Fig. 4.19</b>	Esquema de la guía de onda de polímero con un frente de onda incidiéndola.....	106
<b>Fig. 4.20</b>	(a) Diagrama de flujo de la preparación del molde de impresión y (b) el moldeo de la guía de onda de canal invertido con polímero curable por UV. (c) Imagen SEM de la sección transversal de la guía de onda.....	107
<b>Fig. 4.21</b>	Diagrama experimental para la caracterización se la sensibilidad acústica del IPOWS. (b) Fotografía del interferómetro Mach-Zehnder empleado en la medida de fase. (c) Detalle del acoplo lateral de la luz en guía de ondas. Encima de la guía se encuentra uno de los transductores ultrasónicos. ....	109
<b>Fig. 4.22</b>	(a) Diagrama de la distribución geométrica de las diferentes interfaces acústicas consideradas en la simulación. (b) Señal inicial de excitación de 10 MHz. ....	111
<b>Fig. 4.23</b>	Señal interferométrica inducida por el transductor de 1MHz por un pulso de 79 kPa de amplitud de presión pico sobre el sensor IPOWS sobre una señal de referencia de baja frecuencia producida por el modulador de fase. Se indican los límites de la interferencia.....	111
<b>Fig. 4.24</b>	Respuestas temporales y sus correspondientes espectros normalizados del sensor IPOWS y las referencias para las emisiones de los transductores de 1 MHz (a y d), 5 MHz (b y e), y 10 MHz (c y f). ....	113
<b>Fig. 4.25</b>	(a) Relación entre la amplitud pico de presión emitida a 1 y 10MHz y la fase inducida en el IPOWS y otros sensores interferométricos de fibra óptica.....	113
<b>Fig. 4.26</b>	(a) Configuración espacial simulada de la medida real. (b) Señal real de de 10 MHz medida por el IPOWS y simulación. (c) Esquema de la simulación de la mejora de la respuesta del IPOWS introduciendo una capa absorbente como material de soporte. (b) Comparación entre los datos experimentales y la respuesta simulada del nuevo diseño. ....	114
<b>Fig. 5.1</b>	Funciones de Bessel de primera especie de ordenes 1 al 19.....	123

<b>Fig. 5.2</b>	(a) Señal interferométrica generada aplicando una señal sinusoidal compuesta sobre un cilindro PZT que actúa sobre el espejo del brazo de medida del interferómetro. (b) Amplitud espectral de la señal interferencial.....	126
<b>Fig. 5.3</b>	Módulo de los primeros órdenes impares (a) y pares (b) de las funciones de Bessel de primera especie. Se resaltan las regiones donde cada orden es máximo. ....	130
<b>Fig. 5.4</b>	Diferencia entre las cotas y los límites donde cada orden de la misma paridad de la función de Bessel de primera especie es máximo.....	132
<b>Fig. 5.5</b>	<b>(a)</b> Señal interferométrica simulada (azul) aplicando una señal sinusoidal compuesta con los parámetros de la <b>Tabla 5.1</b> . y un ruido AWG de -40dBV, y su correspondiente reconstrucción (rojo) (b) Fase externa reconstruida (rojo) sobre fase externa sintetizada sin ruido (azul).....	139
<b>Fig. 5.6</b>	<b>(a)</b> Señal interferométrica simulada (azul) aplicando una señal sinusoidal compuesta con los parámetros de la <b>Tabla 5.1</b> . y un AWGN de -20dBV, y su correspondiente reconstrucción (rojo) (b) Fase externa reconstruida (rojo) sobre fase externa sintetizada sin ruido (azul).....	139
<b>Fig. 5.7</b>	<b>(a)</b> Señal interferométrica simulada (azul) aplicando una señal sinusoidal compuesta con los parámetros de la <b>Tabla 5.1</b> . y un ruido AWG de -6dBV, y su correspondiente reconstrucción (rojo) (b) Fase externa reconstruida (rojo) sobre fase externa sintetizada sin ruido (azul).....	140
<b>Fig. 5.8</b>	Amplitud espectral de la señal interferencial sintetizada con los parámetros de la <b>Tabla 5.1</b> y un nivel de ruido AWG de -6dBV.....	140
<b>Fig. 5.9</b>	(a) Índice de modulación recuperado, (b) diferencia entre el índice de modulación recuperado y el introducido, (c) amplitud de la interferencia y (d) nivel medio de la interferencia frente al índice de modulación de la señal para varias condiciones de ruido. ....	142
<b>Fig. 5.10</b>	(a) Índice de modulación recuperado, (b) Amplitud de la interferencia y (c) nivel medio de la interferencia frente al offset de la señal externa.....	144
<b>Fig. 5.11</b>	(a) Diagrama experimental del interferómetro homodino-heterodino para probar el rendimiento del algoritmo de demodulación homodino. (PBS: divisor de haz polarizado; BS: divisor de haz no polarizado; E#: espejo; L#: lente; PD: fotodiodo; BPD: fotodiodo balanceado; AOM: modulador acustoóptico; $\lambda/2$ : retardador de fase $\lambda/2$ ; $\lambda/4$ : retardador de fase $\lambda/4$ ). (b) Fotografía del montaje experimental sobre la que se muestran las trayectorias de los haces: el fundamental (rojo) y el de frecuencia desplazada 80MHz (verde).....	146
<b>Fig. 5.12</b>	Diagrama de bloques de la generación de la señal heterodina por medio del modulador acustoóptico (OAM) y del demodulador I/Q.....	147
<b>Fig. 5.13</b>	Diagrama I/Q para varios niveles de entrada y con LO a +7dBm.....	149
<b>Fig. 5.14</b>	(a) Fase de entrada generada por una onda sinusoidal de 1kHz frente a la fase medida. (b) (azul) Diferencia entre fase de entrada y fase medida, (rojo) Curva de calibración previamente generada. (c) Diferencia entre fase medida y calibrada y fase de entrada, $\varphi_{rms} = 0.38\text{mrad}$ . ....	150
<b>Fig. 5.15</b>	(a) Respuesta espectral del actuador PZT medida usando el interferómetro heterodino y homodino. (b) Diferencia entre la fase medida por el interferómetro heterodino y homodino.....	152
<b>Fig. 5.16</b>	(a) Respuesta impulsional del actuador PZT medida por el interferómetro heterodino. (b) Respuesta espectral del PZT (azul) calculada mediante la FFT. A este espectro se le ha substraído el espectro del ruido de fondo (rojo).....	153
<b>Fig. 5.17</b>	(a) Variación del índice de modulación del interferómetro heterodino y del homodino con la amplitud para varias frecuencias. (b) Diferencia entre la fase medida por el interferómetro heterodino y homodino. ....	154

<b>Fig. 5.18</b> Amplitud (a) y valor medio (b) de la señal interferométrica homodina estimado por el algoritmo en función de la amplitud excitando el actuador PZT a una frecuencia de modulación $f_m = 2\text{kHz}$ .....	155
<b>Fig. 5.19</b> Señales provenientes de los interferómetros heterodino y homodino mientras se excita el PZT con una señal periódica de la forma $v(t) = 10\sin(2\pi 200t) + 10\sin(2\pi 2000t)$ (V). (a) Reconstrucción (Rojo) de la señal homodina multiperiodica experimental (azul) mostrada en la <b>Fig. 5.2</b> . Los parámetros de reconstrucción son: $V_{dc} = 43.6\text{mV}$ , $V_{ac} = 1.39\text{V}$ , $z = 3.57$ , $f_m = 2000.04$ Hz, $\phi_o = 0.287$ rad. (b) Señales en cuadratura del interferómetro heterodino. (c) Demodulación de la señal interferométrica heterodina. (d) Fase externa obtenida por medio de los interferómetros heterodino y homodino de frecuencia menor a 1kHz.....	156
<b>Fig. 5.20</b> Señal interferométrica homodina (azul) y su correspondiente señal reconstruida (rojo) excitando el actuador PZT a una frecuencia de modulación $f_m = 2\text{kHz}$ y una amplitud de 1V. Para esta configuración, el índice de modulación es $z = 0.721$ rad. ....	157
<b>Fig. 5.21</b> Señales generadas excitando el interferómetro con perturbaciones impulsionales provenientes de un solenoide. (a) Reconstrucción (Rojo) de la señal multiperiodica experimental (azul) del interferómetro homodino. Los parámetros de reconstrucción son: $V_{dc} = 37.0\text{mV}$ , $V_{ac} = 1.208\text{V}$ , $z = 6.813$ , $f_m = 2000.04$ Hz, $\phi_o = 3.42$ rad. (b) FFT de la señal interferencial homodina. (c) Fase externa obtenida por medio de los interferómetros heterodino y homodino de frecuencia menor a 1kHz. (d) Fotografía del solenoide que se acciona para perturbar la mesa óptica donde se encuentran los interferómetros. ....	157
<b>Fig. 6.1</b> Diagrama del arrollamiento de fibra. El área en rojo indica el área de contacto con el <i>fantoma de 5x5mm</i> . ....	162
<b>Fig. 6.2</b> (a) Diagrama del encapsulado del arrollamiento de fibra óptica. (b) Fotografía del sensor con su encapsulado. El sensor que se muestra en la fotografía está compuesto por 20 líneas de fibra óptica que ocupan un ancho de 5mm. ....	164
<b>Fig. 6.3</b> (a) Señal del transmisor de 1MHz recibida por sensor de fibra óptica encapsulado a una distancia entre emisor y receptor de 22.5cm. (b) Amplitud espectral de la respuesta temporal de 1MHz. (c) Señal del transmisor de 10MHz en las mismas condiciones. (d) Amplitud espectral de la respuesta temporal de 10MHz. ....	166
<b>Fig. 6.4</b> (a) Patrón de directividad horizontal. (Centro) Patrón de directividad vertical. (b) Foto del sensor señalando la orientación de los dos planos.....	167
<b>Fig. 6.5</b> (a) Fotografía del fantoma empleado en las pruebas de imagen. (b) Diagrama de la distribución de absorbentes en el interior de fantoma. ....	168
<b>Fig. 6.6</b> Cabezal sensor del sistema LOIS abierto. Se muestran los preamplificadores y su conexionado con los elementos del array de ultrasonidos.....	169
<b>Fig. 6.7</b> Respuesta impulsional y espectral de uno de los 64 transductores ultrasónicos del sistema LOIS [222]. ....	170
<b>Fig. 6.8</b> (a) Diagrama del montaje experimental optoacústico. (b) Sensor de ultrasonidos con un área de contacto de $10 \times 5 \text{ mm}^2$ . El láser se expande para cubrir la cara frontal del <i>fantoma</i> .....	171
<b>Fig. 6.9</b> (a) Señal optoacústica recibida por el canal 30 del array piezoeléctrico del LOIS expresado en unidades de presión usando la responsividad dada en <b>Fig. 6.7</b> . (b) Señal detectada simultáneamente por el sensor extrínseco de fibra óptica de sílice situado en el lado opuesto del fantoma al canal mencionado. (c) y (d) Detalle del ruido que se corresponde con la región de la señales resaltada en las figuras (a) y (b) respectivamente. ....	172

<b>Fig. 6.10</b> Diagrama del movimiento de rotación del fantoma mientras el sensor de fibra óptica está fijo para la adquisición de la imagen optoacústica.....	172
<b>Fig. 6.11</b> Perfil de emisión del láser OPO a 480nm y a una distancia de 125cm. ....	173
<b>Fig. 6.12</b> Señales características medidas con el sensor de fibra óptica para diferentes ángulos de rotación del fantoma. ....	174
<b>Fig. 6.13.</b> (a) Imagen optoacústica obtenida con el LOIS utilizando un <i>array</i> de 64 transductores de PVDF. (b) Imagen optoacústica del fantoma adquirida con el LOIS con preprocesamiento wavelet para condiciones distintas de iluminación: láser Nd-YAG a 1064nm y haz expandido. (c) Imagen optoacústica reconstruida usando las señales del sensor de fibra óptica y rotando el fantoma. (d) Diagrama mostrando la localización de uno de los objetos embebidos en el fantoma de PVCP.....	175
<b>Fig. 6.14</b> Diagrama del movimiento de rotación del fantoma mientras el sensor de fibra óptica está fijo para la adquisición de la imagen optoacústica.....	176
<b>Fig. 6.15</b> (a) Diagrama mostrando la localización de los objetos embebidos en el fantoma de PVCP. (b) Imagen optoacústica obtenida con el LOIS utilizando un array de 64 transductores de PVDF e iluminación expandida de un laser Nd:YAG a 1064nm. (c) Imagen optoacústica reconstruida en las mismas condiciones usando las señales del sensor de fibra óptica filtradas paso-banda. (d) Imagen reconstruida a partir de las señales del sensor de fibra óptica filtradas paso-banda e integradas.....	177
<b>Fig. 6.16</b> Fotografías del montaje experimental para la iluminación y la rotación del fantoma en el experimento de adquisición de imágenes optoacústicas dentro del agua. ....	178
<b>Fig. 6.17</b> Comparación de la reconstrucción del LOIS con la reconstrucción usando el sensor interferométrico de fibra óptica de sílice dentro del tanque de agua.....	179
<b>Fig. 6.18</b> Señales optoacústicas detectadas por los sensores interferométricos de fibra óptica de sílice de 20 vueltas (arriba) y GIPOF de 10 vueltas (abajo). ....	180
<b>Fig. A.1</b> Fibra óptica sometida a presión hidrostática.....	197
<b>Fig. B.1</b> Reflexiones acústica dentro de la película sensora .....	203
<b>Fig. B.2</b> Sensibilidad acústica teórica en función de la respuesta para diferentes configuraciones acústicas con una película sensora de PET de 50µm. Parámetros: $E=4.4\text{GPa}$ , $c=2200\text{m/s}$ , $\lambda=850\text{nm}$ , y $Z=3.1\cdot 10^6\text{kg/m}^2\text{s}$ , $p=0$ , $n=1.57$ [94].....	205

# Índice de tablas

<b>Tabla 3.1</b> Comparación de las características de los sensores ópticos. Se incluyen dos sensores piezoeléctricos como referencia. (Leyenda: <sup>d</sup> diámetro, <sup>t</sup> anchura, <sup>1</sup> longitud efectiva, <sup>2</sup> Mínimo calculado).....	58
<b>Tabla 4.1</b> Propiedades mecánicas y ópticas de las fibras de sílice y polímero ( <sup>(1)</sup> $\lambda=650\text{nm}$ , <sup>(2)</sup> En la literatura se encuentran valores desde 1.6 a 3.4GPa [190, 191] ). Ref. (a)[192], (b)[193] .....	80
<b>Tabla 4.2</b> Sensibilidad acústica a 632.8nm de las fibras ópticas SOF, SMPOF, GIPOF-50 y mPOF obtenida de la regresión lineal para los emisores de 1, 5 y 10MHz. ....	93
<b>Tabla 4.3</b> Sensibilidad acústica de las fibras SOF-SM800 y mPOF para una excitación de 1, 5 y 10MHz a 850nm. (1) Valor adaptado a 850 nm obtenido en la caracterización a 632.8 nm. ....	103
<b>Tabla 4.4</b> Sensibilidad acústica de las fibras SOF-SM800 y mPOF para una excitación de ráfaga del emisor de 10 MHz a 9.7 MHz junto con el ruido de la medida y el producto presión longitud equivalente a ruido. ....	105
<b>Tabla 4.5</b> Parámetros empleados en la simulación de la propagación acústica.....	111
<b>Tabla 4.6</b> Sensibilidad acústica del IPOWS para emisores de 1, 5 y 10 MHz a 632.8nm.....	113
<b>Tabla 5.1</b> Parámetros de la simulación y resultados. ....	136
<b>Tabla 6.2</b> Propiedades de la fibras ensayadas. ....	163
<b>Tabla 6.3</b> Propiedades del fantoma.....	168
<b>Tabla 6.4</b> Amplitud interferencial, valores pico-pico medidas en el osciloscopio y su fase correspondiente..	180
<b>Tabla A.1</b> Parámetros típicos de una fibra óptica SOF ( Ref. [183]) y POF de PMMA.....	201





# Lista de acrónimos

<b>Acrónimo</b>	<b>Término en inglés</b>	<b>Término en español</b>
APD	<i>Avalanche photodiode</i>	Fotodiodo de avalancha
AOM	<i>Acousto-optic modulator</i>	Modulador acustoóptico
AWGN	<i>Additive white Gaussian noise</i>	Ruido blanco gaussiano aditivo
BC	<i>Birefringence controller</i>	Controlador de birrefringencia
BS	<i>Beam splitter</i>	Divisor de haz
CRPI	<i>Coherence-Restored Pulse Interferometry</i>	Interferometría pulsada de coherencia restaurada
CW	<i>Continous Wave</i>	Onda continua
DFT	<i>Discrete Fourier transform</i>	Transformada de Fourier discreta
DOS	<i>Diffuse optical spectroscopy</i>	Espectroscopia de óptica difusa
EBP	<i>Exact back-projection</i>	Fórmula de retroproyección exacta
GIPOF	<i>Gradient index polymer optical fiber</i>	Fibra óptica de polímero de gradiente de índice
FBG	<i>Fiber Bragg grating</i>	Red de difracción de Bragg inscrito en fibra óptica.
FFT	<i>Fast Fourier transform</i>	Transformada rápida de Fourier
FP	<i>Fabry-Perot</i>	Fabry-Perot
FPI	<i>Fabry-Perot interferometer</i>	Interferómetro Fabry-Perot
FPS	<i>Frames per second</i>	Cuadros por segundo
GLAD	<i>Glancing-angle deposition</i>	Deposición con ángulo oblicuo
IPOWS	<i>Interferometric polymer optical waveguide sensor</i>	Sensor interferométrico de guía de onda plana de polímero
ITF	<i>Interferometric transfer function</i>	Función de transferencia interferométrica
IVPA	<i>Intravascular photoacoustic</i>	Optoacústica intravascular
IVUS	<i>Intravascular ultrasound</i>	Ecografía intravascular
HIFU	<i>High-intensity focused ultrasound</i>	Ultrasonidos focalizados de alta intensidad
LOIS	<i>Laser Optoacoustic Imaging System</i>	Sistema de imágenes optoacústico láser
MLE	<i>Maximum likelihood estimator</i>	Estimador de máxima verosimilitud
MMPOF	<i>Multimode polymer optical fiber</i>	Fibra óptica de polímero multimodo
mPOF	<i>Microstructured polymer optical fiber</i>	Fibra óptica de polímero microestructurada
MRR	<i>Microring resonator</i>	Resonador de microanillo
MZ	<i>Mach-Zehnder</i>	<i>Mach-Zehnder</i>
NEP	<i>Noise equivalent pressure</i>	Presión equivalente a ruido
NEPLP	<i>noise equivalent pressure length product</i>	Producto presión longitud equivalente a ruido
OA	<i>Optoacoustic</i>	Optoacústico/a
OAT	<i>Optoacoustic tomography</i>	Tomografía optoacústica
OR-OAM	<i>Optical resolution optoacoustic microscopy</i>	Microscopía optoacústica de resolución óptica
OPO	<i>Optical parametric oscillator</i>	Oscilador óptico paramétrico
PAT	<i>Photoacoustic tomography</i>	Tomografía fotoacústica
$\pi$ -FBG	<i><math>\pi</math> phase shifted fiber Bragg grating</i>	Red de difracción de Bragg inscrito en fibra óptica con salto de fase $\pi$
PGC	<i>Phase generated carrier</i>	Portadora generada por fase
PI	<i>Proportional-Integral controller</i>	Controlador proporcional -integral

<b>Acrónimo</b>	<b>Término en inglés</b>	<b>Término en español</b>
PI	<i>Poliimide</i>	Poliimida
PMMA	<i>Poly(methyl methacrylate)</i>	Polimetilmetacrilato
PVDF	<i>Polyvinylidene fluoride</i>	Polifluoruro de vinilideno
PZT	<i>Lead zirconate titanate</i>	Circonato-titanato de plomo
RMN	<i>Nuclear magnetic resonance</i>	Resonancia magnética nuclear
SEM	<i>Scanning electron microscope</i>	Microscopio electrónico de barrido
SMPOF	<i>Step-index single mode polymer optical fiber</i>	Fibra óptica de polímero mononodo de salto de índice
SMSOF	<i>Step-Index single mode silica optical fiber</i>	Fibra óptica de sílice mononodo de salto de índice
RMS	<i>Root mean square</i>	Raíz cuadrada de la media cuadrática
UV-NIL	<i>Ultraviolet nanoimprinting lithography</i>	Litografía por nanoimpresión ultravioleta





## Capítulo 1

# Introducción

### 1.1 Introducción

El efecto optoacústico fue reportado por primera vez por Alexander Graham Bell y Sumner Tainter en 1880 [1]. Posteriormente, Bell escribiría "*... sonorousness, under the influence of intermittent light, is a property common to all matter*"<sup>1</sup> [2]. En aquel momento Bell, que estaba investigando las comunicaciones no eléctricas, había inventado el transmisor *fotofónico* siendo uno de los precursores de las comunicaciones ópticas casi cien años antes de su gran diseminación. Lo que Bell posiblemente no imaginó es que casi 120 años después, su descubrimiento original del efecto optoacústico iba a encontrar un amplio rango de aplicaciones en diferentes campos para la caracterización de sólidos [3], líquidos [4] y gases [5, 6]. En los últimos 15 años el uso del efecto optoacústico en aplicaciones biomédicas ha generado mucho interés [7-10]. El sector biomédico demanda continuamente mejores procedimientos de diagnóstico en tiempo real, más efectivos, menos dañinos y mínimamente invasivos o totalmente no invasivos para mejorar los procedimientos terapéuticos.

Un análisis cuantitativo de las propiedades ópticas de los tejidos biológicos proporciona información fisiológica esencial necesaria para un diagnóstico efectivo. Hasta la fecha, los métodos más comunes usados para determinar las propiedades ópticas requieren procedimientos invasivos y técnicas in-vitro basadas en espectrometría [11], reflectancia [12], fluorescencia espectroscópica [13], espectroscopia Raman [14] y fotoacústica [15]. La naturaleza embebida de los analitos de interés en un medio de gran *scattering* óptico dificulta la cuantificación in-vivo. Por ello, el beneficio

---

<sup>1</sup> La sonoridad, bajo la influencia de luz intermitente, es una propiedad común a toda la materia.

potencial de una técnica no invasiva in-vivo será significativo y ayudará a acelerar el diagnóstico y los tiempos de respuesta terapéutica.

La absorción y el *scattering* (o esparcimiento) son dos fenómenos físicos que afectan a la propagación de la luz en muestras biológicas. Aunque ambos parámetros son importantes, el *scattering*, es dominante en los tejidos blandos sanos [16]. La absorción óptica en biomateriales depende de la longitud de onda [17].

La cuantificación in-vivo de las características espectrales de los cromóforos presentes en los tejidos ha sido estudiada utilizando espectroscopia de óptica difusa (DOS, *diffuse optical spectroscopy*). Este método puede medir simultáneamente tanto la absorción como el *scattering* en un medio turbio y en biomateriales [18-22]. La técnica DOS generalmente se lleva a cabo dentro del rango visible o infrarrojo cercano, donde existe una ventana terapéutica que contiene la mayoría de los cromóforos importantes. La técnica DOS provee información sobre la concentración de cromóforos en los tejidos, hemodinámica, contenido de agua y lípidos. Pruebas clínicas usando esta técnica para la detección de tumores de mama han reportado una profundidad de penetración del orden de 1cm [23]. Estos procedimientos se basan en la detección de la amplitud y la fase de señales ópticas moduladas y fuertemente atenuadas por medio de detectores de muy alta sensibilidad. La atenuación óptica del tejido sano donde se dan múltiples eventos de *scattering* supone el mayor obstáculo para el aumento de la profundidad de penetración, limitando por ello el uso de la técnica DOS [23].

La (OAT, *optoacoustic tomography*), también conocida como fotoacústica (PAT, *photoacoustic tomography*), [9, 10] es una modalidad emergente de imagen biomédica que permite la visualización y cuantificación de cromóforos en tejidos blandos de forma no invasiva o mínimamente invasiva empleando radiación no ionizante. Está basada en la utilización de ultrasonidos generados mediante radiación láser. Es una modalidad híbrida que combina el alto contraste y la especificidad espectroscópica de las técnicas de imágenes ópticas con la alta resolución espacial de las técnicas de imágenes ultrasónicas. Permite la visualización de contrastes ópticos en tejidos desde unos pocos milímetros a varios centímetros con resoluciones típicas de las técnicas ultrasónicas, desde  $\sim 10 \mu\text{m}$  a  $\sim 1 \text{mm}$ . Como consecuencia, la tomografía optoacústica tiene una mayor especificidad que las técnicas convencionales de ultrasonidos permitiendo la detección de hemoglobina, lípidos, agua y otros cromóforos endógenos [7, 8].

En los últimos años, la tomografía optoacústica se ha empleado en un número cada vez mayor de aplicaciones biomédicas como la visualización de vasos sanguíneos y la medida

de la oxigenación de la sangre [17], detección de tumores en la mama [24-26], imágenes de animales pequeños [27] e imágenes funcionales [28]. Se han reportado pruebas no invasivas in vivo para la visualización de respuestas hemodinámicas a la actividad neuronal en cerebro de rata [27]. Pruebas clínicas usando tomografía optoacústica han sido capaces de visualizar 18 de 20 lesiones malignas sospechosas por mamografías o imágenes de ultrasonidos que fueron confirmadas posteriormente mediante biopsia [29].

Se han considerado numerosas implementaciones de sistemas optoacústicos para su uso en imágenes biomédicas. Estas comprenden desde configuraciones fijas de escaneo [29, 30] y de cabezales de utilización manual (*handhelds*) [31] a endoscopios [32, 33] que pueden abordar una amplia gama de necesidades preclínicas y clínicas. En aplicaciones clínicas en las que sean necesarias imágenes de alta resolución de tejidos profundos, las técnicas optoacústicas sólo pueden ser usadas en combinación con técnicas endoscópicas debido a la alta atenuación de los tejidos.

Una de las mayores ventajas de la técnica optoacústica sobre las técnicas anteriormente mencionadas es su profundidad de penetración en el rango de varios centímetros [34], con reportes de profundidades mayores de 5 cm utilizando fantasmas basados en pechuga de pollo [9]. Actualmente están empezando a ser comercializados los primeros sistemas optoacústicos para la obtención de imágenes de cuerpo completo de pequeños roedores para ensayos preclínicos [35, 36].

Las técnica optoacústica se basa en la irradiación de la superficie de un tejido con pulsos láser de corta duración. Los diferentes cromóforos presentes en el tejido absorben la radiación incidente, produciendo calor y por medio del efecto termoelástico experimentan un rápida dilatación seguida de una relajación. Este cambio repentino de volumen genera una onda ultrasónica cuyo ancho de banda puede llegar a varios megahercios. Típicamente, son necesarios pulsos ópticos de nanosegundos para satisfacer el criterio de confinamiento de esfuerzos (*stress confinement*) dando como resultado la generación más eficiente de transitorios optoacústicos. Las señales optoacústicas pueden ser detectadas a lo largo de la superficie del tejido mediante detectores de ultrasonidos. La amplitud de la señal optoacústica recibida es proporcional a la magnitud de la fluencia láser y el coeficiente de absorción óptico local del tejido.

El origen del contraste en las imágenes optoacústicas reside en la diferencia entre las propiedades de absorción del tejido enfermo con respecto del sano que lo rodea. Por ejemplo, para la detección temprana de cáncer durante el proceso de vascularización, que comúnmente se conoce como angiogénesis, las propiedades ópticas de ambos tejidos, el

sano y el enfermo, son similares, lo que dificulta el proceso de detección [37, 38]. Con la ayuda de agentes de contraste ópticos dirigidos contra el cáncer que aumentan la absorción de la energía del láser, la señal optoacústica se puede mejorar [39, 40]. Se han realizado ensayos in-vivo en ratones utilizando *nanorods* de oro demostrando un aumento importante de contraste en las imágenes optoacústicas [41-43].

Los avances recientes en técnicas de imágenes ultrasónicas y optoacústicas para aplicaciones clínicas demandan sensores de ultrasonidos miniaturizados, de gran sensibilidad y ancho de banda para usos endoscópicos [33]. En 2012 se presentaron imágenes in vivo de órganos internos usando un endoscopio dual ultrasónico-optoacústico (IVUS/IVPA) de 2.5 mm de diámetro [44]. Para poder incorporar la capacidad optoacústica a endoscopios intravasculares (IVUS, *intravascular ultrasound*), añadiendo a la información morfológica la especificidad de la técnica optoacústica, es necesario miniaturizar la sonda a un tamaño alrededor de 1 mm para que pueda pasar a través de la vascularización fina. Además, para una aplicación práctica del catéter dual IVUS/IVPA se requiere un ancho de banda de hasta 50 MHz con suficiente sensibilidad a pesar de la miniaturización. La detección óptica de ultrasonidos usando sensores de fibra óptica puede cumplir los requerimientos de compactibilidad, sensibilidad y ancho de banda demandados por esta aplicación.

En esta tesis presentamos el estudio de sensores interferométricos de fibra óptica para la detección de señales optoacústicas. Demostramos que la sensibilidad ultrasónica de los sensores interferométricos de fibra óptica de polímero monomodo de salto de índice (SMPOF) es superior en un orden de magnitud que la de sus homólogos de sílice [45]. Sin embargo, la SMPOF no están disponibles comercialmente y el rendimiento óptico de las muestras probadas es bastante pobre ya que presenta una alta atenuación. Esto las hace muy poco prácticas para implementaciones reales. La falta de buenas fibras ópticas de polímero monomodo nos forzó al uso de fibras multimodo POF de gradiente de índice (GIPOF) a costa de una degradación de la visibilidad de la interferencia resultado de la interacción de los múltiples modos de la fibra óptica.

En los últimos años el desarrollo de las fibras ópticas de polímero microestructuradas (mPOF) ha permitido tener finalmente unas fibras ópticas monomodo de suficiente calidad como para que sean viables para su empleo en la fabricación de sensores interferométricos de fibra óptica.

La búsqueda de una mayor integración fotónica y miniaturización nos ha llevado a estudiar también sensores interferométricos basados en guías de ondas planas de



polímero. Estos presentan varias ventajas en cuanto a la fabricación en serie e integración de estructuras resonantes que aumenten la sensibilidad interferométrica.

La implementación y uso de sistemas de medición interferométricos ha motivado el desarrollo de técnicas de diagnóstico y análisis de los parámetros de la señal interferencial. En este sentido, se presenta un nuevo esquema de demodulación homodina pasiva basado en el análisis espectral de la señal interferencial. Este algoritmo, además de demodular la fase dinámica y la fase externa, permite el diagnóstico del estado del interferómetro. Ha sido empleado para la caracterización de los moduladores de fase utilizados en la estabilización homodina activa de los interferómetros.

El objetivo final es implementar un sistema optoacústico de imágenes basado en sensores interferométricos de fibra óptica. En particular, se ha desarrollado un sistema optoacústico para la detección de tumores de mama. Es en este ámbito de aplicación en el que se definen los requerimientos del sensor de fibra óptica implementado: una alta sensibilidad y una respuesta espectral de banda ultra-ancha superior a 10 MHz.

Esta tesis se divide en seis capítulos dedicados a la caracterización, uso e implementación de sensores interferométricos para sistemas de imágenes optoacústicos.

El capítulo 2 presenta una breve introducción a los conceptos relacionados con la propagación de la luz en tejidos biológicos y a la generación de señales optoacústicas. Esto incluye un estudio de la propagación de la energía óptica en un medio con atenuación discutiendo el papel que tienen los fenómenos de absorción y *scattering*. Se presenta una revisión sobre la generación de señales optoacústicas y qué condiciones se deben cumplir para que este proceso sea eficiente. Se describen las características temporales y espectrales de los transitorios acústicos causados por la absorción óptica, así como su propagación en el medio. Finalmente, se presentan las técnicas de reconstrucción de imágenes empleadas en esta tesis.

Los sensores ópticos son una alternativa a los sensores convencionales de ultrasonidos basados en elementos piezoeléctricos en aplicaciones optoacústicas. El capítulo 3 contiene una revisión del estado actual de los principales sensores ópticos empleados en sistemas de imágenes optoacústicos, a saber, sensores basados en cavidades Fabry-Perot, sensores interferométricos de fibra óptica, sensores basados en redes de Bragg inscritos en fibra óptica, sensores ópticos de micro-anillos resonantes y sensores ópticos sin contacto. Se describe el principio de funcionamiento de cada uno de ellos, así como las implementaciones actuales más relevantes. Se hace énfasis en los detalles de la evolución

de estos sensores que han dado lugar a una mejora de sus características. El capítulo finaliza con una discusión donde se pone en perspectiva el trabajo en sensores de fibra óptica presentado en esta tesis con respecto al resto de aproximaciones.

En el capítulo 4 se presenta el principio de funcionamiento de los sensores ultrasónicos interferométricos de fibra óptica. Se estudia teórica y experimentalmente la respuesta de la fibra óptica a frecuencias ultrasónicas y su dependencia del material del que está compuesta. Se propone y se demuestra experimentalmente el aumento de la sensibilidad acústica intrínseca al cambiar el material de la fibra de sílice a polímero. Experimentalmente, se ha obtenido la sensibilidad acústica de 1 MHz a 10 MHz en fibras ópticas monomodo y multimodo basadas en sílice y en diversos polímeros, entre los que se encuentran el PMMA y el CYTOP™. Podemos clasificar también las fibras óptica de polímero estudiadas según su perfil de índice de refracción en: salto de índice, gradiente de índice y microestructuradas. Finalmente, se presenta un sensor basado en guías ópticas planas de polímero. Éste se caracteriza experimentalmente y los resultados obtenidos se comparan con un modelado acústico simple basado en propagación de ondas (*travelling wave*).

La estabilización de los interferómetros homodinos empleados para la interrogación de los sensores de fibra óptica ha dado lugar al desarrollo de un nuevo algoritmo de demodulación para interferómetros homodinos sometidos a un estímulo armónico basado en el espectro de la señal interferométrica. Este algoritmo se presenta en el capítulo 5 acompañado de su descripción teórica y su implementación numérica optimizada. El capítulo finaliza con un completo estudio numérico y experimental de su rendimiento, capacidades y limitaciones.

En el capítulo 6 se describe el sistema de imágenes optoacústico basado en sensores de fibra óptica. Por otro lado, se presenta el sistema optoacústico LOIS (*Laser Optoacoustic Imaging System*), basado en un *array* de sensores piezoeléctricos, que se emplea como sistema de comparación. Se caracterizan los sensores interferométricos empleados en la obtención de imágenes optoacústicas. Estos dos sistemas están orientados a aplicaciones mamográficas donde es necesario visualizar dentro de un gran volumen a una profundidad de varios centímetros cromóforos de alrededor de 1 milímetro. Se presentan y comparan las imágenes optoacústicas reconstruidas obtenidas por los dos sistemas de un fantoma de gran volumen que simula las propiedades ópticas y acústicas de los tejidos blandos.

Esta tesis concluye en el capítulo 7 que contiene un resumen de los resultados presentados y una visión de líneas de trabajo futuro dentro de este campo de investigación.

En los apéndices de esta tesis se encuentra información complementaria al contenido de sus capítulos. En el apéndice A se presenta, por completitud, una revisión de la sensibilidad de la fibra óptica a bajas frecuencias. Este anexo dará al lector una visión sobre el origen de la sensibilidad acústica de la fibra óptica en régimen hidrostático. En el apéndice B se trata la respuesta a frecuencias ultrasónicas de una película fina plano-paralela. Esta geometría, más sencilla que la cilíndrica de la fibra óptica, ha sido usada en sensores interferométricos de ultrasonidos para aplicaciones optoacústicas [46-48]. La base conceptual de la dependencia de la sensibilidad ultrasónica con el tipo de material del que está hecho el sensor es la misma en los dos casos. Por ello, este anexo permite familiarizarse de una forma más sencilla con los conceptos relacionados con el aumento de la sensibilidad ultrasónica. El apéndice C contiene información complementaria del cálculo de las deformaciones en el interior de una fibra óptica con recubrimiento producidas por la incidencia de una onda plana. Finalmente, el apéndice D contiene detalles sobre la implementación del algoritmo para la estimación de la frecuencia, fase y amplitud de un tono de modulación aplicado a la señal interferométrica.

## **1.2 Proyectos de investigación y colaboraciones**

El presente trabajo de tesis ha sido financiado por los siguientes proyectos de financiación española: TEC2008-06597(GROMiT) del Ministerio de Ciencia e Innovación; TIC2003-03908(MOCACOM) del Ministerio de Ciencia y Tecnología Dirección General de Investigación; UC3M-TEC-05-047(NALBIOTRAN) de la Comunidad Autónoma de Madrid y la Universidad Carlos III de Madrid; y de financiación europea: IST-2001-34642 (MONOPLA) y FP7-PEOPLE-ITN-2008-MITEPHO (238393).

Así mismo, los resultados de la investigación contenida en esta tesis ha motivado, en parte, el proyecto europeo coordinado por el Prof. Horacio Lamela FP7-PEOPLE-ITN-OILTEBIA (317526): "Optical imaging and laser techniques for Biomedical Applications". Por otro lado, las colaboraciones que han surgido durante este tiempo en el ámbito de sensores de fibra óptica han propiciado la participación en el proyecto europeo FP7-PEOPLE-2013-ITN-TRIPOD (608382): "Training and Research Involving Polymer Optical Devices" coordinado por el Prof. David Webb de la Universidad de Aston.

Las fibras ópticas de polímero microestructuradas (MPOF) fueron fabricadas por el Dr. Alessio Stefani en la Universidad Técnica de Dinamarca (DTU) en el grupo *Fiber Sensors & Supercontinuum* dirigido por el Prof. Ole Bang.

Las primeras cavidades Fabry-Perot en MPOF fueron realizadas por Dr. David Sáez en el grupo *Fiber Sensors & Supercontinuum* de DTU. Las cavidades optimizadas FP en MPOF fueron fabricadas por Ing. Andreas Pospori bajo la supervisión del Prof. David Webb en la Universidad de Aston dentro del marco del proyecto TRIPOD.

Las guías de onda plana de polímero fueron fabricadas durante una estancia del autor en la Universidad de Oulu por la Dra. Meng Wang, del *Optoelectronics and Measurement Techniques Laboratory* dirigido por el Prof. Risto Myllylä, y por el Dr. Jussi Hiltunen del *VTT Technical Research Laboratory*.

## Capítulo 2

# Propagación óptica en tejidos y generación optoacústica

### 2.1 Introducción

En este capítulo vamos a presentar los conceptos básicos alrededor de la generación de transitorios acústicos, en medios absorbentes por medio de la excitación con pulsos de luz ultracortos. Se mostrará como las propiedades de las ondas optoacústicas son consecuencia de la dependencia espectral de la atenuación óptica del medio irradiado. Para comprender completamente el proceso óptico de la conversión optoacústica en absorbentes embebidos, como los tejidos biológicos anormales rodeados de tejidos sanos, es necesario conocer como interacciona la luz en esa clase de medios.

Se presentarán los dos fenómenos principales que afectan a la propagación de la luz. Los parámetros fundamentales asociados con cada proceso serán definidos y usados para describir la naturaleza de la transmisión óptica difusa en tejidos biológicos blandos.

Se mostrará que las propiedades ópticas del medio tienen un papel crucial en la determinación de las condiciones requeridas para una conversión de la energía óptica en acústica de forma eficiente. Se incluye también un análisis de las propiedades temporales y espectrales de los transitorios generados.

Finalmente, se tratará la propagación de las ondas acústicas desde el punto de generación hasta la superficie del tejido donde son detectadas. Se presentarán los algoritmos de retroproyección para la estimación de la distribución inicial de presión empleados en esta tesis.

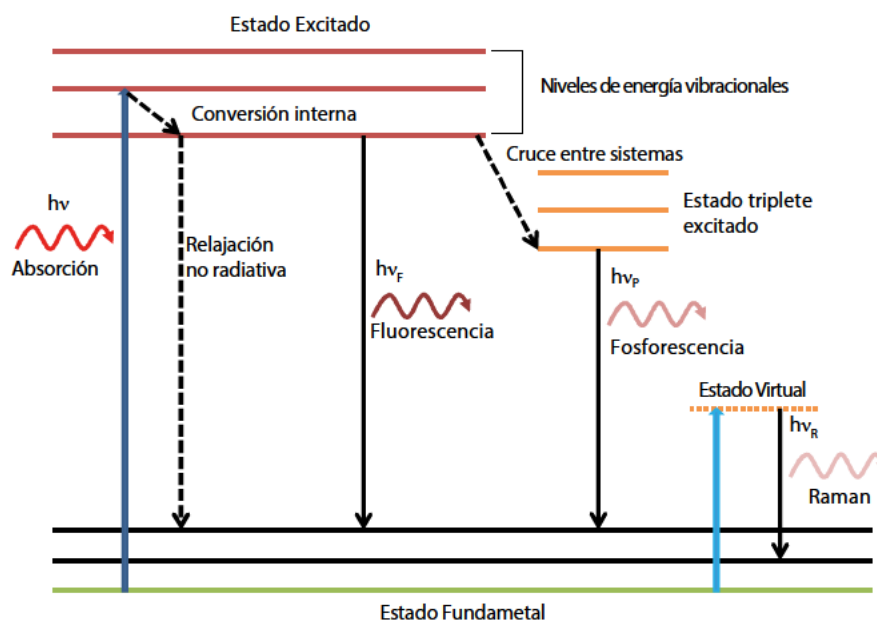
## 2.2 Propagación óptica en medios turbios

La atenuación de la luz en su propagación a través de un medio es cuantificada por las propiedades de absorción y de *scattering* o *esparcimiento* del medio. Estos dos parámetros tienen una dependencia espectral, es decir, varían con la longitud de onda de la luz. Vamos a discutir los mecanismos que están detrás del fenómeno de la atenuación poniendo énfasis en la propagación de la luz en medios biológicos. Para entender este proceso se va a presentar una revisión de los coeficientes de absorción y *scattering* que incluye una descripción de la naturaleza difusa de la propagación óptica en medios que presentan múltiples eventos de *scattering*, como sucede en los tejidos biológicos.

### 2.2.1 Absorción óptica

#### 2.2.1.1 Interacción radiación-materia

La absorción de la radiación electromagnética es el proceso en que la energía de un fotón se transmite a la materia. La absorción produce una transición de un átomo o molécula, desde su estado actual hacia un estado excitado, es decir, de mayor energía. Para que tenga lugar la absorción, la energía del fotón,  $E = h\nu$ , tiene que ser igual a la diferencia entre dos niveles de energía del átomo o molécula (**Fig. 2.1**).



**Fig. 2.1** Diagrama de niveles de energía de Jablonski mostrando los diferentes tipos de transiciones desde el estado fundamental a los posibles estados excitados causados por la absorción de un fotón (adaptado de [49]).

Cuando un átomo o una molécula excitados se relajan hay varias rutas que pueden seguir hacia el estado fundamental. La energía de desexcitación se puede invertir en la generación de otro fotón, fenómeno llamado luminiscencia, produciendo fluorescencia o fosforescencia dependiendo del tiempo de vida del estado excitado, o puede transformarse en calor en un proceso llamado relajación no radiativa. En la **Fig. 2.1** se muestra un diagrama de Jablonski representado las diferentes transiciones entre los niveles de energía. Los estados de energía se pueden agrupar en dos categorías: estados singletes y estados tripletes. Un átomo o molécula se encuentra en estado de espín electrónico singlete si todos los espines de todos sus electrones se encuentra apareados. Los estados triplete son aquellos en los que un conjunto de espines de los electrones está desapareado. Los estados singletes y tripletes se diferencian en sus propiedades así como en sus energías. Un estado triplete siempre tiene una energía inferior a su correspondiente estado singlete.

En la **Fig. 2.1** se puede observar que la fluorescencia es un proceso compuesto de tres eventos con diferentes escalas temporales [49]. La excitación de un electrón ocurre en femtosegundos ( $10^{-15}$  s) que es un tiempo relativamente corto comparado con el resto de los otros procesos electrónicos y nucleares. La relajación vibracional, comúnmente conocida como conversión interna, tiene un tiempo de vida hasta el nivel más bajo del estado excitado del orden de picosegundos ( $10^{-12}$  s) y no conlleva la emisión de un fotón. Por eso se denomina como transición no radiativa. El proceso de emisión de fluorescencia tiene un tiempo de vida de nanosegundos ( $10^{-9}$  s).

El proceso de fosforescencia es similar al de fluorescencia pero mediado por una transición metaestable hacia un estado inferior, que altera el espín del electrón. Este proceso es conocido como cruce entre sistemas (*intersystem crossing*) [49]. Dado que la relajación desde el estado excitado al estado fundamental está prohibida por el espín, la emisión ocurre sólo cuando la energía térmica eleva el electrón a un estado donde la relajación está permitida. Por ello, la fosforescencia depende de la temperatura y tiene un tiempo de vida largo ( $10^{-4}$  s a 10 s).

Hay dos tipos de *scattering* de un fotón producido por una molécula: elástico e inelástico. Éste último también se conoce como *scattering* Raman. En el *scattering* elástico no hay transferencia de energía entre el fotón y la molécula, mientras que en el Raman sí que ocurre. En el *scattering* Raman, la molécula se excita a un estado virtual antes de la relajación al estado fundamental emitiendo un fotón. En este proceso la molécula y el fotón pueden transferirse parte de su energía. Si la molécula gana energía, la transición se

conoce como transición Stokes y el fotón emitido tendrá una frecuencia menor ya que la energía total se conserva. En caso contrario, la transición se conoce como transición anti-Stokes emitiendo un fotón de mayor frecuencia.

### 2.2.1.2 El proceso de absorción

El proceso de absorción está caracterizado por la sección eficaz de absorción,  $\sigma_a$  (cm<sup>2</sup>), y el coeficiente de absorción,  $\mu_a$  (cm<sup>-1</sup>). Ambos parámetros dependen de la longitud de onda de la luz. El coeficiente de absorción de un medio se define como la probabilidad de absorción de un fotón por unidad de recorrido infinitesimal. Para un único absorbente, átomo o molécula, la sección eficaz de absorción, representa la probabilidad de absorción.

En un medio que contiene múltiples absorbentes con una densidad volumétrica,  $N_a$  (cm<sup>-3</sup>), el coeficiente de absorción,  $\mu_a$ , se puede considerar como la sección eficaz de absorción,  $\sigma_a$ , total por unidad de volumen,

$$\mu_a = N_a \sigma_a . \quad (2.1)$$

El recorrido libre medio de absorción,  $L_c$  (cm), es la longitud media que recorre un fotón en el medio antes de ser absorbido y viene dado por la inversa del coeficiente de absorción,

$$L_c = \frac{1}{\mu_a} . \quad (2.2)$$

De la propia definición del coeficiente de absorción, la luz se atenúa al propagarse a través de un medio con solo absorción como:

$$\frac{dI}{I} = -\mu_a dx , \quad (2.3)$$

siendo  $I$  la intensidad incidente en el volumen diferencial de longitud  $dx$  y propagándose en la dirección de eje  $x$ . Integrando la intensidad de la luz (2.3) a lo largo de una distancia  $d$  del medio llegamos a la famosa ley de Lambert-Beer

$$I(d) = I_0 e^{-\mu_a d} , \quad (2.4)$$

donde  $I_0$  es la intensidad de la luz en  $x = 0$ .



### 2.2.1.3 Absorción de luz en medios biológicos

En medios biológicos los procesos de absorción de luz ocurren debido a una mezcla de diferentes absorbentes, que se conocen como cromóforos. A partir del análisis espectral de estos cromóforos se pueden obtener medidas de su composición química y su concentración aportando información relevante para el diagnóstico clínico [32, 50-52]. La espectroscopía optoacústica, mediada por la absorción óptica, ha sido utilizada para investigar la saturación de la sangre oxigenada, un claro síntoma de crecimientos tumoral [53, 54] y para la monitorización de glucosa [55, 56]. Se han hecho numerosos avances en técnicas terapéuticas basadas en la absorción óptica de luz láser produciendo ablación fototérmica de células tumorales [57-59].

### 2.2.2 Scattering óptico

De manera similar al caso de la absorción, el coeficiente de *scattering*,  $\mu_s$  ( $\text{cm}^{-1}$ ) se define como la probabilidad de que un fotón sufra *scattering* en un medio por unidad de camino recorrido. El recíproco de  $\mu_s$  se conoce como el recorrido libre medio de scattering,  $L_s$ ,

$$L_s = \frac{1}{\mu_s} . \quad (2.5)$$

Para un sólo centro de *scattering* se define su sección eficaz,  $\sigma_s$  ( $\text{cm}^2$ ) como su capacidad de producir *scattering*. Para un medio que contiene una densidad  $N_s$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) de centros de *scattering*, el coeficiente de *scattering* puede ser considerado como la sección eficaz total por unidad de volumen:

$$\mu_s = N_s \sigma_s . \quad (2.6)$$

La probabilidad de que un fotón no sufra scattering después de propagarse una distancia  $d$ , y por tanto que se transmita de forma balística,  $T$ , viene dada de nuevo por la ley de Lambert-Beer [60]:

$$T = \frac{I}{I_0} = e^{-\mu_s d} . \quad (2.7)$$

El coeficiente de extinción,  $\mu_t$ , viene dado por la suma de los coeficientes de absorción y *scattering*:

$$\mu_t = \mu_a + \mu_s . \quad (2.8)$$

El recíproco de  $\mu_t$  es el recorrido libre medio entre interacciones.

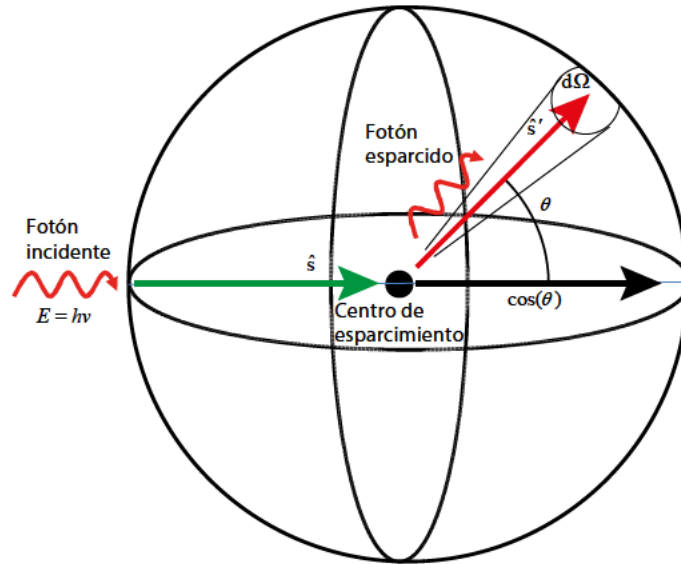


Fig. 2.2 Scattering elástico del fotón.

### 2.2.2.1 Anisotropía de la luz

El *scattering* de la radiación electromagnética es en general anisótropo. El ángulo al que la luz incidente es espárcida es función del tamaño y la forma de las partículas así como de la longitud de onda y el ángulo de incidencia. En términos generales cada tipo de partícula tiene un perfil diferente de scattering. Este perfil se describe comúnmente con la función fase,  $p(\hat{s}, \hat{s}')$ , que es la función densidad de probabilidad para que un fotón incidiendo con la dirección  $\hat{s}$  sufra espárcimiento hacia la dirección  $\hat{s}'$  (Fig. 2.2). La condición de normalización de la densidad de probabilidad hace que la integral de la función fase a lo largo de todos los ángulos sea igual a la unidad,

$$\int_{4\pi} p(\hat{s}, \hat{s}') d\Omega = 1. \quad (2.9)$$

La función fase difiere de partícula a partícula. Por simplicidad, en vez de usar la función fase, se suele usar una función fase promediada que describe de forma elemental el proceso de scattering. Si el scattering es simétrico relativo a la dirección de la onda incidente, entonces la función de fase depende sólo del ángulo de scattering  $\theta$ , es decir, el ángulo entre  $\hat{s}$  y  $\hat{s}'$ ,

$$p(\hat{s}, \hat{s}') = p(\hat{s}, \hat{s}') = p(\cos(\theta)). \quad (2.10)$$

Una medida de la anisotropía de scattering viene dada por el factor de anisotropía,  $g$ , el cual representa el valor promedio del coseno del ángulo de scattering  $g = \langle \cos(\theta) \rangle$ .

Usando la ecuación (2.10) el factor de anisotropía puede ser expresado como

$$g = \langle \cos(\theta) \rangle = \int_{-1}^1 \cos(\theta) \cdot p(\cos(\theta)) d(\cos(\theta)) \quad (2.11)$$

Un factor de anisotropía,  $g$ , aproximándose a 1, 0, y -1 describe los comportamientos extremos de scattering hacia adelante, isotrópico y hacia atrás respectivamente. Combinando el coeficiente de *scattering* y el factor de anisotropía obtenemos el coeficiente de *scattering* reducido o de transporte:

$$\mu'_s = \mu_s(1-g) \quad (2.12)$$

Esta expresión relaciona el número de eventos de scattering, dados por  $m=1/(1-g)$ , equivalentes a un evento isotrópico. Por ejemplo, si el factor de anisotropía es  $g=0.9$ , el valor típico de materia biológica, serán necesarios  $m=10$  eventos de scattering para que una población de fotones se dispersen isotrópicamente.

Se define el coeficiente transporte,  $\mu'_t$ , teniendo en cuenta el coeficiente de scattering reducido como

$$\mu'_t = \mu_a + \mu'_s \quad (2.13)$$

donde el recíproco de éste es el recorrido libre medio de transporte,  $L_t$ .

En los tejidos biológicos el *scattering* predomina y la luz colimada en pocos recorridos libres medios de *scattering* se vuelve difusa. Para luz difusa en medios turbios la profundidad de penetración óptica está mejor caracterizada por el coeficiente efectivo de atenuación,  $\mu_{eff}$ , derivado de la teoría de difusión y que se define como [61]

$$\mu_{eff} = \sqrt{3\mu_a\mu'_t} = \sqrt{3\mu_a(\mu_a + \mu'_s)} \quad (2.14)$$

### 2.2.2.2 Scattering en tejidos biológicos

El scattering óptico en tejidos biológicos ocurre como resultado de las diferencias de índice de refracción entre fronteras de los diferentes tejidos y fluidos. Los valores típicos para el factor de anisotropía,  $g$ , en la mayoría de tejidos biológicos están comprendidos entre 0.8 y 0.99 en el rango visible e infrarrojo cercano [11, 62]. El coeficiente de scattering reducido para un tejido de mama femenino ha sido medido usando un láser Ti:zafiro y una *streak camera* a 800 nm obteniendo un valor en el rango entre  $7.2 \text{ cm}^{-1}$  a  $13.5 \text{ cm}^{-1}$  [63]. El scattering reducido para el tumor de mama a 690 nm y 825 nm ha sido medido en  $15 \text{ cm}^{-1}$  a  $12.7 \text{ cm}^{-1}$ , respectivamente [64].

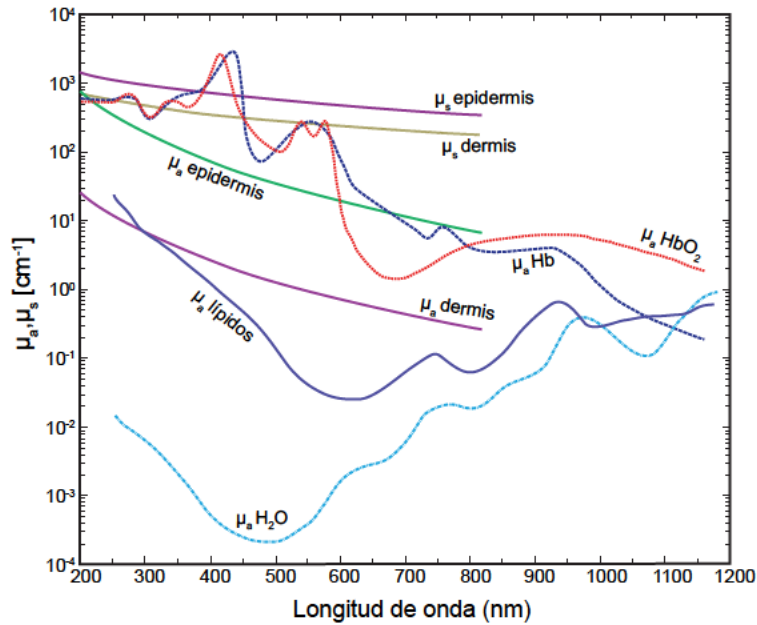


Fig. 2.3 Coeficientes de absorción y scattering de componentes biológicos de tejidos blandos [65].

### 2.3 Ventana de diagnóstico

En la Fig. 2.3 se presenta un resumen de los diferentes medios de atenuación encontrados comúnmente en tejidos biológicos en un rango de longitudes de onda desde 200 a 1200nm. El rango de longitudes de onda entre 650 a 1350nm recibe el nombre de *ventana terapéutica* o *ventana de diagnóstico* para tecnologías ópticas y es donde la luz presenta una máxima penetración en el tejido. Dentro de este rango de longitudes de onda, el *scattering* domina sobre la absorción, por lo que la propagación de la luz se vuelve difusa. Las sustancias de mayor absorción en los tejidos blandos son el agua, los lípidos y la hemoglobina oxigenada y desoxigenada.

La angiogénesis es la particularidad inherente de cualquier tumor maligno cuando llega a un determinado estado de crecimiento. Es por ello, que la sangre es el tejido de interés para la detección de tumores de mama. La hemoglobina oxigenada y desoxigenada son sus principales cromóforos. La sangre tiene una mayor absorción óptica que el resto de componentes biológicos en el rango visible e infrarrojo cercano. Especial interés para aplicaciones optoacústicas tiene la región por encima de 650 nm donde el resto de los tejidos del pecho tienen el coeficiente de atenuación efectiva más bajo. Del análisis espectroscópico de la sangre es posible calcular la concentración de ambas hemoglobinas, oxigenada y desoxigenada, proveyendo información sobre la saturación de oxígeno en

sangre ( $SO_2$ ), que es el cociente entre la concentración de hemoglobina oxigenada y el total de hemoglobina.

## 2.4 Proceso de conversión de energía óptica a acústica. Generación de señales optoacústicas

En la Fig. 2.4 se muestra una descripción gráfica de la conversión de un pulso óptico en energía acústica en un medio absorbente de luz. Este proceso involucra dos pasos diferentes: primero, la energía óptica del pulso se absorbe por un objeto, que puede ser cualquiera de los cromóforos discutidos en la sección anterior, y se transforma en energía térmica; y segundo, se genera una onda de presión ultrasónica debido a la rápida expansión termoelástica del absorbente embebido en el tejido. En esta sección se van a describir los procesos y los parámetros clave requeridos en cada uno de los dos pasos para una conversión eficiente de energía óptica en acústica.

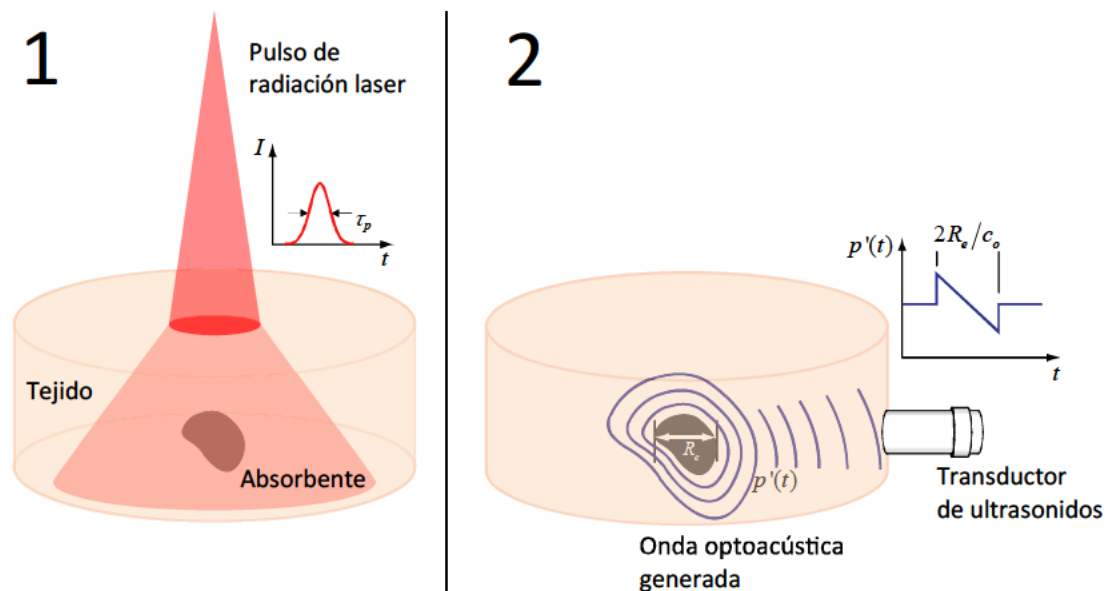


Fig. 2.4 Esquema general de la producción de señales óptoacústicas causadas por la expansión termoelástica de un absorbente embebido en un tejido.

### 2.4.1 Conversión de energía óptica a térmica

De la ley de Lambert-Beer, la intensidad de la luz transmitida,  $I_T$ , por un absorbente está relacionada con la intensidad de luz incidente,  $I_0$ , el coeficiente de absorción,  $\mu_a$ , y la distancia óptica recorrida en el medio,  $d$ , como [66]

$$I_T = I_0 e^{(-\mu_a d)} . \quad (2.15)$$

De aquí la intensidad absorbida,  $I_{abs}$ , puede ser descrita como

$$I_{abs} = I_0 - I_r . \quad (2.16)$$

La energía del pulso láser absorbida por el medio,  $E_{abs} = I_{abs} \tau_p$ , donde  $\tau_p$  es la duración del pulso óptico, determina la cantidad de energía térmica,  $E_{th}$ , inducida en el material absorbente. Cuanto mayor es la energía láser incidente, mayor es la energía térmica inducida en el absorbente. De las ecuaciones (2.15) y (2.16) se puede ver que la energía inducida está directamente relacionada con la absorción del material. En caso de una fuerte absorción, i.e.  $\mu_a r_{spot} \gg 1$ , donde  $r_{spot}$  es el radio del *spot* láser incidente, las ondas de presión acústica serán de mayor amplitud [67]. La energía térmica generada,  $E_{th}$ , puede ser expresada en términos de  $\mu_a$  y la profundidad de absorción,  $L_a$ , como

$$E_{th} \approx E_{abs} \mu_a L_a . \quad (2.17)$$

La energía depositada en el medio depende de la longitud de onda a través de su coeficiente de absorción. En consecuencia, la energía depositada en el medio por unidad de volumen se puede expresar como [11, 39, 49]

$$E_{th} = \mu_a \frac{E_{abs}}{A} = \mu_a F , \quad (2.18)$$

donde  $F$  ( $\text{J.m}^{-2}$ ) es la fluencia, la cantidad de energía incidente por unidad área,  $A$ . En la superficie del absorbente tenemos  $F_0 = E_0/A$  siendo la energía óptica incidente  $E_0 = I_0 \tau_p$ . Usando la ley de Lambert-Beer, la fluencia a una distancia  $d$  dentro del medio es [68]:

$$F(\lambda, d) = F_0 e^{-\mu_{eff}(\lambda)d} \quad (2.19)$$

La conversión desde la energía óptica a la energía térmica provoca un incremento súbito de la temperatura,  $\Delta T$ , en el absorbente que puede ser evaluada usando la siguiente expresión [69]:

$$\Delta T = \frac{\mu_a F}{\rho c_V} , \quad (2.20)$$

siendo  $\rho$  ( $\text{kg.m}^{-3}$ ) la densidad del medio y  $c_V$  ( $\text{J.K}^{-1}\text{kg}^{-1}$ ) la capacidad calorífica específica a volumen constante.

Para generar eficientemente señales optoacústicas, se ha de cumplir la condición de confinamiento térmico. El calor generado por la absorción de la energía óptica se propaga por conducción térmica a la vecindad de la región de absorción. La escala de tiempo para la disipación de la energía absorbida por medio de la conducción térmica está relacionada con el volumen lineal del tejido calentado. El tiempo de relajación térmico del volumen calentado,  $\tau_{th}$ , se puede aproximar por [9]

$$\tau_{th} \approx \frac{\rho c_p L^2}{4k} = \frac{L^2}{4\alpha_T}, \quad (2.21)$$

donde  $L$  es la profundidad de penetración,  $k$  ( $\text{W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ ) es la conductividad térmica,  $\rho$  es la densidad del material y  $c_p$  ( $\text{J}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{kg}^{-1}$ ) es el calor específico a presión constante del absorbente. La difusividad térmica del medio es  $\alpha_T = k/\rho c_p$  ( $\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$ ). Evaluando (2.21) se puede calcular cómo de rápido el volumen calentado vuelve al equilibrio igualando su temperatura a la de la vecindad. El valor típico de la difusividad térmica para la mayoría de los tejidos biológicos es  $\alpha_T \approx 1.4 \times 10^3 \text{ cm}^2\cdot\text{s}^{-1}$  [9]. Para un medio dominado por la absorción, es decir  $\mu_a \gg \mu_s$ , la profundidad de penetración viene dada por el recorrido libre medio de absorción  $L=L_a$ , definido en (2.2). Para cumplir con la condición de confinamiento térmico, la duración del pulso óptico,  $\tau_p$ , debe ser menor que el tiempo de relajación térmico,  $\tau_p < \tau_{th}$ , del volumen calentado. De esta forma no hay pérdida de calor por difusión térmica durante el proceso de calentamiento.

Considerando un tejido biológico con un alto coeficiente de absorción,  $\mu_a = 200 \text{ cm}^{-1}$ , el recorrido libre medio será  $L_a = 50 \text{ }\mu\text{m}$ , y usando (2.21) se obtiene que la duración del pulso láser necesario para el confinamiento térmico de la generación optoacústica debe ser  $\tau_p < \tau_{th} = 4.5\text{ms}$ , que se puede satisfacer fácilmente. Si la absorción es más baja los tiempos de relajación térmicos son mayores siendo este criterio menos restrictivo.

#### 2.4.2 Conversión de energía térmica a acústica

Todos los materiales cambian de tamaño cuando se someten a un cambio de temperatura  $\Delta T$ . La energía térmica depositada en el medio mediante la absorción óptica de la radiación láser produce un incremento de la presión,  $\Delta P$ , que está determinado por el cambio relativo de volumen  $\Delta V/V$ , el coeficiente de expansión térmico  $\beta$  ( $\text{K}^{-1}$ ), y el coeficiente termodinámico de compresibilidad isotérmica del medio,  $\gamma$  ( $\text{Pa}^{-1}$ ), y está dado por [10, 70]

$$\Delta P = -\frac{1}{\gamma} \frac{\Delta V}{V} + \frac{1}{\gamma} \beta \Delta T . \quad (2.22)$$

El coeficiente de compresibilidad isotérmico es

$$\gamma = \frac{1}{\rho v_m^2} \frac{c_p}{c_v} , \quad (2.23)$$

donde  $\rho$  es la densidad,  $v_m$  es la velocidad del sonido en el medio y  $c_p$  y  $c_v$  son el calor específico a presión y volumen constante, respectivamente. Si un pulso corto láser irradia el tejido absorbente y no hay deformación del medio, entonces, se puede despreciar el término del cambio relativo del volumen de (2.22), por lo que el incremento de presión se puede aproximar por

$$\Delta P \approx \frac{1}{\gamma} \beta \Delta T . \quad (2.24)$$

El cambio de volumen sólo es despreciable cuando se cumple la condición de confinamiento de esfuerzos (en inglés, *stress confinement*). Esta condición establece que el tiempo de deposición de la energía térmica en el medio absorbente debe ser más rápido que el tiempo necesario para que el medio cambie de volumen por la expansión térmica. Para cumplir esta condición, la duración del pulso láser debe ser menor que el tiempo necesario para que la onda termoelástica generada se propague una distancia igual a la profundidad de penetración óptica. Este tiempo se conoce como el tiempo de relajación del esfuerzo,  $\tau_{stress}$ . La condición de confinamiento de esfuerzos puede ser expresada en términos de la dimensión lineal característica del volumen que está siendo calentado  $L$ , y la velocidad del sonido en el medio,  $v_m$  como [69]:

$$\tau_p < \tau_{stress} = \frac{L}{v_m} . \quad (2.25)$$

Esta condición es relevante estableciendo los límites de resolución de un sistema de imágenes optoacústico en función de la duración del pulso de la fuente láser empleada. Tomando la misma distancia  $L = 50 \mu\text{m}$ , que en el caso anterior y dado que la velocidad del sonido en los tejidos biológicos es  $1.5 \text{ mm}/\mu\text{s}$ , el pulso láser debe tener una duración menor a  $\tau_p < \tau_{stress} = 33 \text{ ns}$ . Si esta condición no se cumple el perfil temporal de la presión se verá ensanchado por el perfil temporal del pulso láser.



De la ecuación (2.24) podemos ver que la presión inducida es directamente proporcional al incremento de la temperatura. Sustituyendo (2.20) en (2.25) obtenemos la expresión del aumento de la presión en función de la energía térmica generada:

$$\Delta P = \frac{1}{\gamma} \frac{\beta}{\rho c_V} E_{th} . \quad (2.26)$$

De esta expresión podemos definir un término de eficiencia optoacústica, que no es otro que el parámetro de Grüneisen. Este parámetro originalmente describía el efecto que tiene el cambio de temperatura en las propiedades vibracionales de una estructura cristalina. Aquí se puede reinterpretar como la razón de la energía laser que se convierte a energía acústica [10, 49], y viene dado por

$$\Gamma = \frac{1}{\gamma} \frac{\beta}{\rho c_V} = \frac{\beta v_m^2}{c_p} . \quad (2.27)$$

El parámetro de Grüneisen,  $\Gamma$ , es adimensional y depende de la temperatura. Para el agua y soluciones acuosas a temperatura ambiente,  $T = 293$  K, el parámetro de Grüneisen es igual a 0.1 [62, 71]. Tomando como ejemplo el tejido muscular, este contiene aproximadamente un 75% de agua, el coeficiente de expansión térmico es  $\beta \approx 3.8 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ , el calor específico a presión constante es  $c_p = 3700 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  y la velocidad del sonido en el músculo es  $v_m = 1500 \text{ m.s}^{-1}$ , calculamos un parámetro de Grüneisen de  $\sim 0.23$  en el músculo [72].

Incluyendo el parámetro de Grüneisen (2.27) en la ecuación (2.26) tenemos

$$\Delta P = \Gamma E_{th} = \Gamma \mu_a F . \quad (2.28)$$

Por tanto, la distribución de presión inicial de la señal optoacústicamente generada es directamente proporcional a la energía óptica absorbida, la cual depende de la longitud de onda. Este hecho es la base de la espectroscopía optoacústica donde el perfil espectral de la muestra se puede obtener usando un rango de longitudes de onda para la generación de señales optoacústicas.

En la **Fig. 2.5** se muestra la amplitud de la presión generada a una distancia  $d$  desde la interfaz del tejido cuando está presente tanto la absorción como el *scattering*. Este proceso puede ser descrito por [62]

$$p(d) = \Gamma \mu_a F_0 e^{-\mu_{eff} d} , \quad (2.29)$$

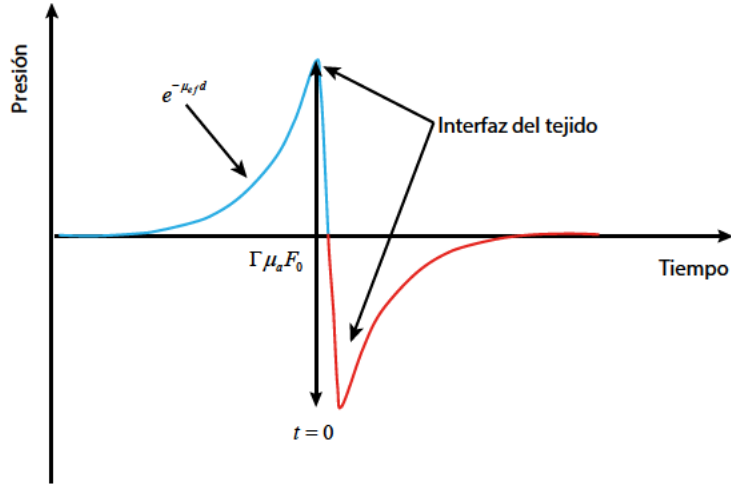


Fig. 2.5 Transitorio de presión generado en la interfaz de un medio turbio absorbente.

donde  $p$  es la presión inicial a una distancia  $d$  de la superficie del medio turbio y absorbente.

### 2.4.3 Perfil temporal y espectral de la señal optoacústica

Hasta ahora se ha visto que los transitorios de presión generados optoacústicamente por medio de la absorción óptica y de la expansión termoelástica contienen información de las propiedades ópticas del medio irradiado. Ahora consideraremos las características temporales y espectrales de las señales optoacústicas.

El perfil temporal de la onda de presión transmitida por un absorbente con una geometría compleja, como un crecimiento tumoral, se puede representar como la convolución de ondas acústicas emitidas por un conjunto de emisores esféricos. Considerando una esfera de radio  $r$ , donde los coeficientes de absorción y *scattering* verifican  $\mu_a \gg \mu_s$  y se cumplen también las siguientes condiciones:

1. absorción uniforme de la energía óptica, es decir,  $\mu_a \ll 1/r$ ;
2. confinamiento térmico,  $\tau_p < \tau_{th}$ ;
3. confinamiento de esfuerzos,  $\tau_p < \tau_{stress}$ ;
4. las propiedades acústicas del absorbente esférico son idénticas a las del medio que lo rodea;

entonces la presión acústica generada debido a la expansión termoelástica del absorbente se propagará de forma isotrópica, y vendrá dada por [10]:

$$p' \left( \tau = t - \frac{R}{v_m} \right) = \frac{1}{2R} \Gamma \frac{\mu_a F}{V_{sph}} (-v_m \tau) H(r - |v_m \tau|), \quad (2.30)$$

donde  $H$  es la función de Heaviside o escalón, el volumen de la esfera es  $V_{sph} = 4\pi r^3/3$ ,  $R$  es la distancia desde el punto de observación al centro del absorbente esférico,  $v_m$  es la velocidad del sonido en el medio y  $F$  es la fluencia del láser que incide sobre la esfera.

La onda optoacústica producida presenta una típica forma de N, con una fase de compresión seguida de una expansión (ver Fig. 2.6)[10]. La duración de esta señal optoacústica está definida por la velocidad de propagación a lo largo del diámetro de la esfera:

$$2r = (t_2 - t_1)v_m . \quad (2.31)$$

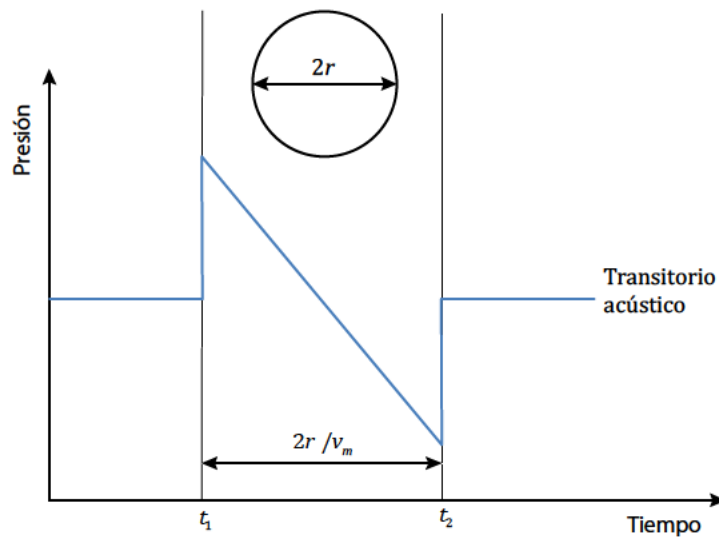


Fig. 2.6 Forma de onda temporal de la señal optoacústica generada por una esfera de radio  $r$ , donde la velocidad del sonido en el medio es  $v_m$ .

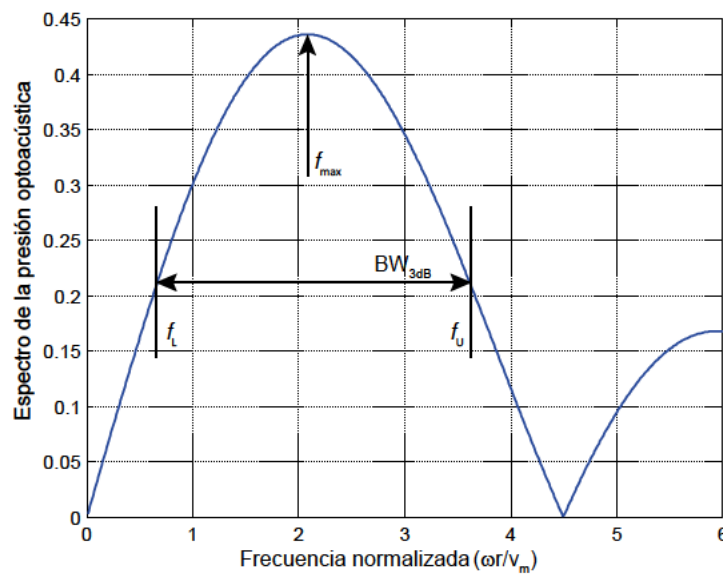


Fig. 2.7 Amplitud espectral de la presión optoacústica para una esfera pequeña en función de la frecuencia normalizada.

Podemos calcular la respuesta espectral del transitorio optoacústico haciendo la transformada de Fourier de la expresión (2.30) [73]:

$$P(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} p'(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \propto \frac{(\omega r / v_m) \cos(\omega r / v_m) - \sin(\omega r / v_m)}{(\omega r / v_m)^2}, \quad (2.32)$$

donde  $\omega$  es la frecuencia de la señal ultrasónica. La amplitud del espectro está representada en la **Fig. 2.7**. Del espectro optoacústico (2.32) se pueden obtener tanto la frecuencia central como el ancho de banda de emisión acústica de una esfera. Estos dos parámetros,  $f_{max}$  y  $\Delta f_{-3dB}$ , indicados en la **Fig. 2.7**, son fundamentales para el diseño de cualquier sensor de ultrasonidos para la detección de ondas optoacústicas.

$$f_{max} = 0.33 \frac{v_m}{r} \quad (2.33)$$

$$\Delta f_{-3dB} = f_U - f_L = 0.51 \frac{v_m}{r} - 0.16 \frac{v_m}{r} = 0.35 \frac{v_m}{r} \quad (2.34)$$

Sin embargo, hay que tener en cuenta que el ancho de banda definido en (2.34) y la frecuencia central en (2.33) se corresponden con los del primer lóbulo del espectro, es decir, la transición lineal decreciente de la forma de N de la **Fig. 2.6**. Para detectar las transiciones rápidas de subida o bajada hace falta un ancho de banda mucho mayor. Sin embargo, aumentando el ancho de banda, el ruido térmico de detección también aumenta por lo que se debe llegar a un compromiso entre ambos [73]. Este puede ser considerado el tiempo de subida de la señal acústica como 0.3 veces el tiempo total del transitorio, en este caso  $0.6r/v_m$ , que en términos de frecuencia equivale a

$$f_U = 1.5 \frac{v_m}{r} \quad (2.35)$$

En los tejidos blandos la distribución de absorción es compleja, pudiendo haber absorbentes de múltiples tamaños. Si definimos un tamaño característico del absorbente podemos estimar el ancho de banda necesario para detectarlo a partir de (2.35). Por ejemplo, considerando dos tumores esféricos embebidos en un tejido blando de 1 mm y 5 mm y teniendo en cuenta que la velocidad acústica es 1.5 mm/ $\mu$ s, los anchos de banda,  $f_U$ , de las ondas optoacústicas generadas son 2.25 MHz y 450 KHz respectivamente.

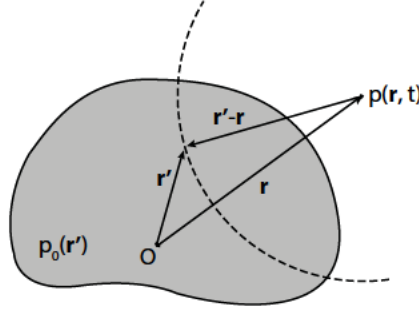


Fig. 2.8 Diagrama de la propagación de la onda optoacústica.

## 2.5 Propagación de la onda optoacústica

En esta sección vamos a ver como se propaga la onda acústica en el medio elástico y cómo podemos recuperar la información de la distribución de presión inicial. Hemos visto en (2.30) que si se cumplen las condiciones de confinamiento térmico y de esfuerzos, la distribución de presión inicial es proporcional al coeficiente de absorción y la fluencia óptica. Sea  $p_o(\vec{r}')$  la distribución inicial de presión generada por un pulso láser de perfil temporal  $L(t)$  en un tejido ópticamente heterogéneo que presenta absorción y *scattering* (Fig. 2.8). Asumiendo que la excitación láser es una delta de Dirac, es decir  $L(t)=\delta(t)$ , la presión  $p_s(\vec{r}, t)$  en la posición  $\vec{r}$  y el tiempo  $t$  transcurrido se puede calcular como[74]:

$$p_s(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi v_m^2} \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{1}{v_m t} \iiint p_o(\vec{r}') \delta\left(t - \frac{|\vec{r}' - \vec{r}|}{v_m}\right) d\vec{r}' \right], \quad (2.36)$$

donde  $v_m$  es la velocidad del sonido en el tejido. La ecuación (2.36) calcula esencialmente la presión acústica en la posición  $\vec{r}_o$  y en el tiempo  $t = |\vec{r}' - \vec{r}| / v_s$  integrando la distribución inicial de presión sobre una esfera de radio  $|\vec{r}' - \vec{r}|$ .

Si ahora consideramos que la duración del pulso láser es finita, la distribución de presión será igual a la convolución de la presión de generación impulsional,  $p_s(\vec{r}, t)$ , y el perfil temporal del láser  $L(t)$ :

$$p(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} L(t - \tau) p_s(\vec{r}, \tau) d\tau. \quad (2.37)$$

La presión acústica en la posición  $r$  y el tiempo  $t$  puede ser calculada integrando la distribución de presión inicial  $p_o(\vec{r}')$  en una superficie esférica de radio  $|\vec{r}' - \vec{r}| = v_m t$ .

El objetivo de la tomografía optoacústica es, a partir de la medida de  $p_s(\vec{r}, t)$ , invertir la ecuación (2.36) para recuperar la distribución de presión inicial  $p_o(\vec{r}')$ . Para ello son necesarios algoritmos de reconstrucción computacionales.

## 2.6 Algoritmos de reconstrucción de imágenes optoacústicas

### 2.6.1 Retroproyección exacta de la presión en el dominio del tiempo

La fórmula exacta de retroproyección (EBP, *exact back-projection*) para obtener la presión inicial en el dominio del tiempo basado en medidas de presión para geometrías plana, cilíndrica y esférica fue calculada por *Xu* y *Wang* [75]. Sin embargo, en aplicaciones prácticas, las superficies de medida son finitas o sólo encierran parcialmente el volumen de estudio. En consecuencia, la imagen optoacústica recuperada es una aproximación al tener un conjunto de datos incompleto.

La fórmula exacta de retroproyección se puede escribir de forma discreta como [75]

$$p_o(\vec{r}') = \sum_{i=1}^N \Delta\Omega_i b\left(\vec{r}_i, t = \frac{|\vec{r}' - \vec{r}_i|}{v_s}\right) \bigg/ \sum_{i=1}^N \Delta\Omega_i, \quad (2.38)$$

donde  $p_o(\vec{r}')$  es la distribución de presión inicial que quiere ser reconstruida,  $\mathbf{N}$  es el número total de posiciones de detección,  $b(\vec{r}_i, t)$  es el término de retroproyección, que está relacionado con la señal  $p(\vec{r}_i, t)$ , y la razón  $\Delta\Omega_i / \sum(\Delta\Omega_i)$  es un peso dado por el ángulo sólido, el cual compensa la distorsión que resulta de tener un campo de visión limitado.

El término de retroproyección,  $b(\vec{r}_i, t)$ , puede ser calculado como sigue

$$b(\vec{r}_i, t) = 2p(\vec{r}_i, t) - 2t \frac{\partial p(\vec{r}_i, t)}{\partial t}. \quad (2.39)$$

El término de ángulo sólido asociado a la posición de medida,  $\vec{r}_i$ , depende de la geometría de detección y viene dado por

$$\Delta\Omega_i = \frac{\Delta S_i}{|\vec{r}' - \vec{r}_i|^2} \left( \vec{n}_i^s \frac{|\vec{r}' - \vec{r}_i|}{|\vec{r}' - \vec{r}_i|} \right), \quad (2.40)$$

donde  $\vec{n}_i^s$  es un vector unitario normal a la superficie de medida apuntando hacia la fuente.

La fórmula EBP, (2.38), se puede calcular siguiendo los siguientes pasos:

1. Calcular el término de retroproyección  $b(\vec{r}_i, t)$  de (2.39) para cada señal OA medida  $p(\vec{r}_i, t)$ .
2. Retroproyectar sobre esferas (retroproyección radial).
3. Sumar todas la proyecciones
4. Normalizar cada pixel del volumen reconstruido como el sumatorio de  $\Delta\Omega_i$  de cada paso de retroproyección.

La fórmula EBP en la práctica produce imágenes con una excelente resolución pero con un contraste pobre. Como solución a este problemas, se han propuesto los algoritmos de retroproyección con filtrados *wavelet* [29].

### 2.6.2 Retroproyección en el dominio del tiempo con filtrado *wavelet*

Utilizando la transformada *wavelet* (u ondícula) con una familia que se parezca a las señales teóricas optoacústicas con forma de N, se pueden obtener objetos bien definidos en la reconstrucción preservando, simultáneamente, un alto contraste [29]. El filtrado basado en la transformación *wavelet* se ha establecido como una herramienta excepcional para la localización de señales con un perfil de tipo específico [76]. Las imágenes se obtienen primero filtrando las señales OA mediante un preprocesado *wavelet* de multiresolución y posteriormente aplicando el algoritmo de retroproyección radial.

En la **Fig. 2.9** se muestran nueve escalas de la familia *wavelet* de la tercera derivada de la función gaussiana cubriendo un rango de frecuencias desde  $k=4$  a 1024 muestras digitales:  $g_1(t), g_2(t), \dots, g_9(t)$ . Observemos que esta familia de *wavelets* tiene un perfil que recuerda a la forma de N de la presión inicial vista en (2.30) y representada en la **Fig. 2.6**.

La señal OA filtrada  $p_w(\vec{r}, t)$  puede ser descrita como:

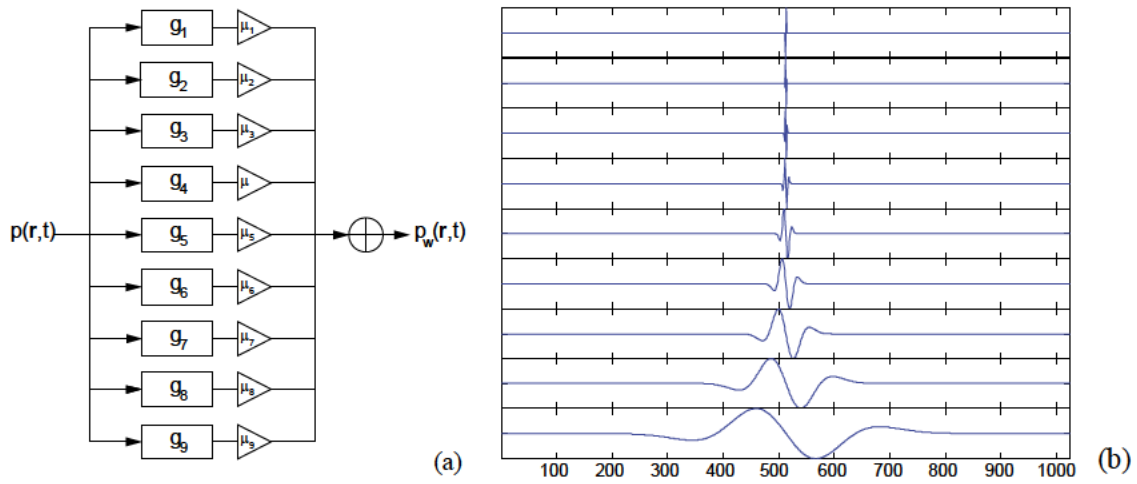
$$p_w(\vec{r}, t) = \sum_{i=1}^9 \mu_i^{HF} g_i(t) * p(\vec{r}, t) , \quad (2.41)$$

donde  $g_i(t)$  son cada una de las nueve escalas *wavelet* y  $\mu^{HF}$  son unos pesos diseñados para mejorar las componentes de alta frecuencia de la señal optoacústica. Usaremos los siguientes valores:

$$\mu^{HF} = (1024, 512, 256, 128, 64, 32, 16, 8, 4) \quad (2.42)$$

La formula de retroproyección filtrada consiste en tres pasos:

1. Calcular  $p_w(\vec{r}, t)$  para cada una de las señales OA  $p(\vec{r}, t)$ .
2. Realizar la retro-proyección radial a cada una de las señales filtradas.
3. Sumar todas las proyecciones.





## Capítulo 3

# Sensores ópticos para la detección de señales optoacústicas

### 3.1 Introducción

La detección de señales optoacústicas requiere sensores de gran ancho de banda desde 100 kHz a pocas decenas de megahercios para obtener imágenes de alta resolución tanto de cambios abruptos como suaves de la distribución de absorción. Este rango de frecuencias es todavía mayor en el caso de la microscopia optoacústica o de aplicaciones endoscópicas donde se pretende obtener imágenes con resoluciones menores de 50  $\mu\text{m}$ . Además los detectores deben poseer una alta sensibilidad para poder detectar las débiles señales generadas por absorbentes pequeños situados a profundidades de unos pocos centímetros.

La tecnología de detección tradicionalmente usada en imágenes convencionales de ultrasonidos está basada en transductores piezoeléctricos resonantes. Estos ofrecen una alta sensibilidad pero tiene un ancho de banda estrecho, por lo que no son capaces de resolver las señales provenientes de los diferentes tamaños de las regiones de absorción dentro del tejido. Debido a esto, los transductores piezoeléctricos convencionales no están especialmente indicados para la detección en sistemas optoacústicos. Como alternativa, se han desarrollado nuevos transductores basados en películas finas de polímero piezoeléctrico, como el polifluoruro de vinilideno (PVDF), que pueden tener un gran ancho de banda usando materiales de soporte adecuados. Sin embargo, su sensibilidad decrece cuando su tamaño se reduce [73]. Esto es especialmente problemático para la detección de altas frecuencias donde tanto la necesidad de un grosor pequeño del detector, para una alta resolución axial, como la de una anchura pequeña del elemento transductor, para una alta resolución lateral, reduce su sensibilidad. Otras desventajas de los sensores piezoeléctricos son que dada su naturaleza eléctrica no son inmunes a la interferencia

electromagnética y contienen partes metálicas por lo que no se pueden combinar con otras técnicas de imágenes como la resonancia magnética nuclear.

La detección óptica de ultrasonidos ha sido estudiada como alternativa a la tecnología piezoeléctrica desde hace más de 30 años. Podemos distinguir dos tipos de sensores ópticos de ultrasonidos: los que registran los desplazamientos inducidos por la presión de membranas o cavidades ópticas resonantes y los que se basan en la variación del índice de refracción inducido por la presión dentro o alrededor del material sensor. En el primer grupo incluimos los siguientes tipos: *etalons* [47, 77, 78], redes de difracción de Bragg inscritos en fibra óptica [79-81], filtros interferenciales dieléctricos multicapa [82], o micro-anillos resonantes [83-85]. En el segundo grupo encontramos los sensores interferométricos de fibra óptica intrínsecos [86-88]. Todos estos sensores ópticos, al contrario que los transductores piezoeléctricos, son inmunes a perturbaciones electromagnéticas externas u otros artefactos como el ruido eléctrico o las señales térmicas producidas por la iluminación directa del pulso láser. Además, en general, presentan un gran ancho de banda de detección y una gran resolución ya que el área activa se puede hacer tan pequeña como la región donde está confinada la luz.

Lo que sigue a continuación es una revisión de las principales aproximaciones ópticas que actualmente están siendo empleadas para la detección de señales generadas optoacústicamente. La sección 3.2 contiene una breve introducción a los sensores piezoeléctricos identificando sus características y los problemas intrínsecos que poseen cuando se usan en aplicaciones optoacústicas. En la sección 3.3 revisaremos los sensores ópticos más destacados propuestos en los últimos años para la detección de ultrasonidos. Estos están basados en sensores Fabry-Perot, sensores interferométricos de fibra óptica, sensores basados en redes de Bragg inscritos en fibra óptica, sensores basados en micro-anillos resonantes y sensores interferométricos sin contacto. Se presentarán los principios de funcionamiento de cada uno de ellos, así como las implementaciones actuales detallando sus características principales y sus aplicaciones. Finalmente se terminará el capítulo con una discusión donde se ubicará el trabajo contenido en esta tesis.

### **3.2 Transductores de ultrasonidos convencionales**

Los transductores más ampliamente usados para la detección de ondas ultrasónicas en la superficie de una muestra están basados en sensores piezoeléctricos, capacitivos o en técnicas ópticas. En aplicaciones de imágenes ecográficas los detectores piezoeléctricos se han empleado de forma habitual por encima del resto de opciones debido a su alta

sensibilidad y a su disponibilidad comercial. Sin embargo, estos presentan una respuesta en frecuencias de banda limitada y no uniforme.

Hemos visto en el capítulo anterior que la banda de frecuencias central de la emisión optoacústica es inversamente proporcional al tamaño del absorbente. Por ello, es habitual definir la frecuencia central del detector acústico según el rango de tamaños de los objetos a visualizar. La frecuencia central de emisión acústica puede variar desde  $\sim 300$  kHz, que se corresponde con la frecuencia central de un objeto como un tumor de 10 mm, a  $\sim 40$  MHz, necesarios para visualizar, por ejemplo, la vascularización sanguínea fina. No es posible la fabricación de un sensor piezoeléctrico con una respuesta en frecuencias uniforme que cubra todo el rango mencionado y que tenga una alta sensibilidad.

El grosor del elemento activo y la diferencia entre las impedancias acústicas con los medios anterior y posterior definen la respuesta en frecuencias del transductor de ultrasonidos. Dados los parámetros acústicos del material anterior al elemento activo, una forma de incrementar el ancho de banda de los transductores es adjuntar un material posterior cuya impedancia acústica sea similar a la del elemento piezoeléctrico. Además este material posterior debe presentar una alta absorción acústica de forma que no haya energía reflejada hacia el elemento activo desde la interfaz no piezoeléctrica [89]. Otra aproximación es emplear un material piezoeléctrico con una impedancia acústica próxima a la del medio que lo rodea. En este caso, la onda acústica transmitida por la cara posterior del detector se propaga de nuevo en el tejido sin generar reverberación dentro del material piezoeléctrico. Esta aproximación presenta dos ventajas. Primero, la transmisión de energía acústica al elemento activo es óptima debido a la pequeña diferencia de impedancias. Segundo, se maximiza el ángulo de visión del sensor pudiendo adquirir señales de objetos que se encuentran lejos del eje de detección.

La elección de los materiales piezoeléctricos para su utilización como transductores de gran ancho de banda en aplicaciones optoacústicas está definida por una alta sensibilidad, una impedancia acústica próxima a la del tejido biológico y unas buenas propiedades de mecanizado. Materiales piezoeléctricos basados en polímeros, como el polifluoruro de vinilideno (PVDF), satisfacen estos requerimientos mejor que otros ampliamente usados como los materiales piezo-cerámicos (v.g. PZT) o cuarzos.

Uno de los mayores problemas de los sensores piezoeléctricos es que su sensibilidad, que depende de la capacidad eléctrica [73], es proporcional al área de detección. Esto limita su uso en las aplicaciones donde se necesitan elementos sensores pequeños de alta sensibilidad y con un gran ancho de banda. Por otro lado, los transductores piezoeléctricos

que operan en circuito abierto, que son los habituales por ser más sensibles, requieren que el grosor del material piezoeléctrico sea menor que la longitud de onda acústica detectada. Por ello, los sensores de muy alta frecuencia, que tienen películas piezoeléctricas más finas, son muy frágiles y presentan dificultades tecnológicas en su fabricación. Además, los materiales piezoeléctricos, como el PVDF, también suelen presentar propiedades ferroeléctricas y piroeléctricas. En consecuencia, estos materiales son muy sensibles a perturbaciones electromagnéticas, complicando su uso en aplicaciones híbridas que involucren fuentes electromagnéticas, como la tomografía optoacústica o termoacústica. En estos dos casos las radiaciones de alta intensidad láser o de microondas pueden interferir con la detección acústica.

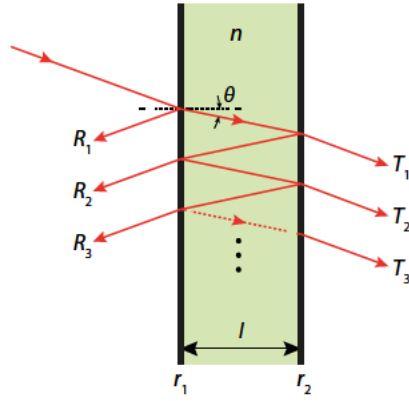
### **3.3 Sensores ópticos para la detección de ultrasonidos en aplicaciones optoacústicas**

Una alternativa a los sensores piezoeléctricos es la detección de ultrasonidos por medios ópticos. Existen varios tipos de sensores que emplean tecnologías ópticas y entre los más destacados se encuentran los sensores Fabry-Perot (FP), los sensores interferométricos de fibra óptica, los sensores basados en redes de Bragg inscritas en fibra óptica (FBG, *fiber Bragg gratings*), los sensores basados en micro-anillos resonantes (MRR, *microring resonators*) y los sensores ópticos interferométricos sin contacto. Todos estos detectores ópticos de ultrasonidos, en contraste con los piezoeléctricos, son inherentemente inmunes a la interferencia electromagnética, reduciendo el *cross-talk* en modalidades híbridas como la optoacústica. Además, el tamaño del área activa en estos sensores está definido por la región donde está enfocada o confinada la luz e interacciona con el campo acústico, por lo que puede tener una dimensión de unas pocas longitudes de onda sin depender de ello su sensibilidad. En particular, los sensores basados en fibras ópticas presentan ventajas adicionales como un tamaño compacto y flexibilidad mecánica.

A continuación, revisaremos los principios de funcionamiento de este tipo de sensores y las implementaciones prácticas más recientes para la detección de ultrasonidos en el ámbito de las técnicas de imágenes optoacústicas.

#### **3.3.1 Sensores basados en cavidades Fabry-Perot**

Un sensor de tipo Fabry-Perot (FP) utiliza una cavidad resonante como elemento transductor. Una cavidad FP está formada por dos superficies paralelas parcialmente reflectantes separadas una distancia  $L$ , tal y como se muestra en la **Fig. 4.1**.



**Fig. 3.1** Cavity Fabry-Perot. La luz incidente entra en la cavity reflejándose múltiples veces entre las caras plano-paralelas.

Los sensores basados en cavidades FP están diseñados de tal forma que la cavity está expuesta a la magnitud de medida. La perturbación externa puede hacer variar tanto la longitud,  $l$ , como el índice de refracción,  $n$ , de la cavity. Como resultado de la interferencia de las múltiples reflexiones de la luz que se producen en la cavity FP, la transmitancia,  $T$ , y reflectancia,  $R$ , presentan una respuesta con una resonancia óptica periódica descrita por [90]:

$$T = \frac{I_t}{I_i} = \frac{(1-R)^2}{1+R^2-2R\cos(\delta)} = \frac{1}{1+F\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}, \quad (3.1)$$

$$R = \frac{I_r}{I_i} = 1-T = 1 - \frac{1}{1+F\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}$$

donde  $I_i$ ,  $I_t$  e  $I_r$  son la intensidad incidente, transmitida y reflejada,  $R=r_1=r_2$  es la reflectividad de las dos superficies que conforman la cavity,  $\delta$  es la diferencia de fase acumulada entre dos reflexiones o transmisiones consecutivas en la cavity. El parámetro  $F$ , viene definido por

$$F = \frac{4R}{(1-R)^2}. \quad (3.2)$$

Por simplicidad, en este modelo se ha considerado que tanto el material de la cavity como los espejos no presentan pérdidas ópticas. Podemos expresar la diferencia de fase,  $\delta$ , como

$$\delta = \frac{4\pi n l \cos(\theta)}{\lambda}, \quad (3.3)$$

donde  $n$  es el índice de refracción del medio dentro de la cavidad,  $\lambda$  es la longitud de onda de la luz incidente y  $\theta$  es el ángulo de incidencia de los rayos de luz (ver Fig. 3.1).

En la Fig. 3.2 se muestra la reflexión y transmisión de una cavidad FP frente a las variaciones de la diferencia de fase  $\delta$  para diferentes parámetros  $F$ . La *finesse* es una medida de la calidad de la cavidad resonante y es igual a la relación entre la separación de dos picos consecutivos y la anchura de las franjas a la mitad de su amplitud de pico máxima (FWHM). La *finesse*,  $f$ , está relacionada con el parámetro  $F$  como

$$f = \frac{\pi\sqrt{F}}{2} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} . \quad (3.4)$$

La expresión (3.4) muestra que la *finesse* aumenta con la reflectividad. El rango dinámico se define como la región de la fase alrededor del punto de máxima sensibilidad en la que la modulación de la intensidad reflejada o transmitida tiene un comportamiento cuasi-lineal con la variación de fase. Como se puede observar en la Fig. 3.2 una *finesse* alta, proporcional a la raíz cuadrada de  $F$ , permite obtener una mayor sensibilidad a costa de reducir el rango dinámico. Por el contrario, un sensor FP basado en una *finesse* baja tendrá un rango de operación cuasi-lineal mayor pero con una sensibilidad menor.

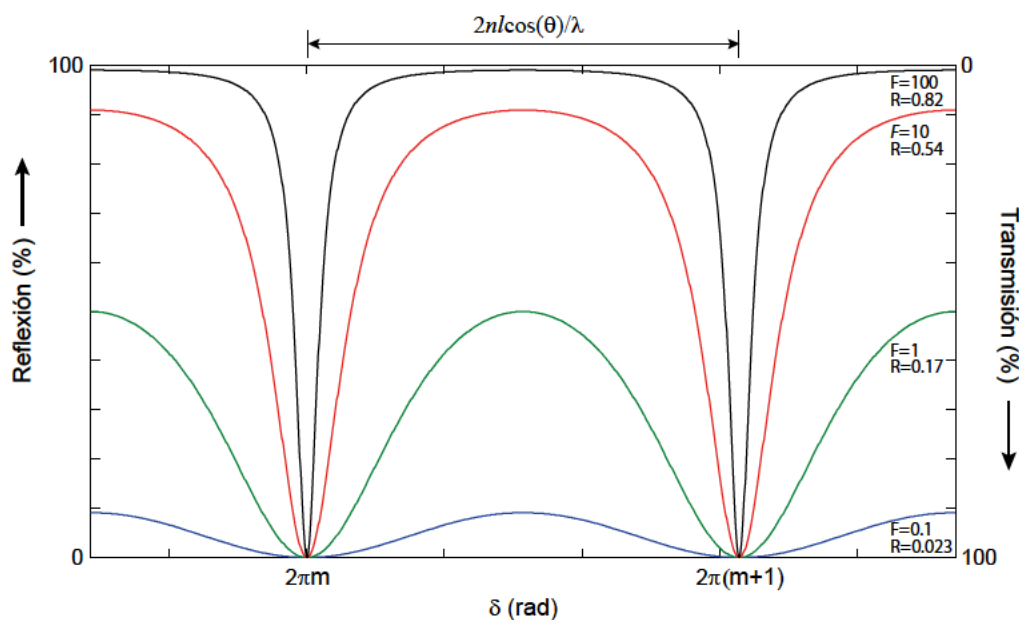
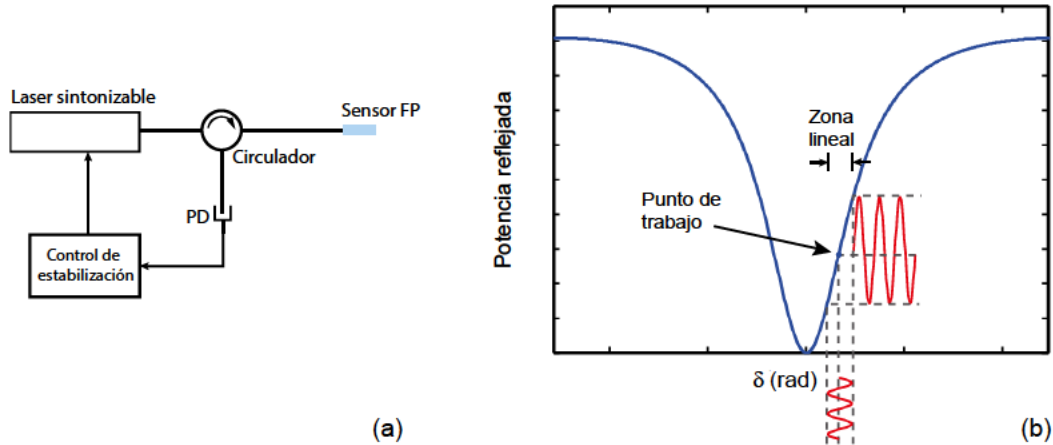


Fig. 3.2 Transmisión y reflexión de una cavidad Fabry-Perot.

El esquema de interrogación típico de un sensor FP de fibra óptica se muestra en la Fig. 3.3. Un láser sintonizable se emplea para iluminar la cavidad FP a través de un circulador o de un acoplador óptico 2x2. La potencia reflejada por la cavidad se mide utilizando un fotodetector. Estos esquemas normalmente están implementados para trabajar con longitudes de onda que se utilizan en comunicaciones, es decir, 1300 nm a 1550 nm o

alrededor de 850 nm. La mayoría de implementaciones incluyen un sistema de estabilización activo para fijar el punto de operación en el centro de la zona lineal de la función de transferencia interferométrica (ITF) que es donde la sensibilidad es máxima. La estabilización activa se realiza por medio de un lazo de realimentación que actúa sobre la longitud de onda de emisión del láser sintonizable [91, 92]. Esquemas de estabilización similares se emplean en otros sensores de fibra óptica para compensar las derivas en temperatura y perturbaciones de baja frecuencia.



**Fig. 3.3** (a) Esquema básico de detección con un sensor FP. (b) Principio de operación del sensor FP con estabilización activa del punto de operación.

Los sensores FP para la detección de ondas acústicas generadas ultrasónicamente se basan en las variaciones de grosor de una microcavidad FP inducidas por una onda acústica. Este tipo de sensores pueden alcanzar una alta sensibilidad con un reducido tamaño debido a su naturaleza resonante, ya que las variaciones de la longitud de la cavidad se codifican en múltiples saltos de fase por cada rebote de la luz dentro de la cavidad.

La sensibilidad acústica de una cavidad FP alrededor del punto de operación óptimo de la ITF viene dado por [93]

$$\frac{dI_r}{dP} = I_i \frac{9}{2\sqrt{3}} \frac{\eta f l}{\lambda E}, \quad (3.5)$$

donde  $E$  es el módulo de Young del material de la cavidad. Como vemos, la sensibilidad acústica es proporcional a la *finesse*, que actúa como factor multiplicativo, y a la longitud de la cavidad, e inversamente proporcional al módulo de Young del material de la cavidad. En el apéndice B se trata en más detalle la sensibilidad acústica de una lámina plano-paralela.

Los diferentes diseños propuestos se diferencian en las dimensiones, en el material de la cavidad, en la implementación de los reflectores y en el modo de llevar la luz para su

interrogación. Así, podemos encontrar cavidades bidimensionales que son escaneadas a lo largo de su superficie para obtener mapas de presión [77, 94-99], o formando parte de un sensor de fibra óptica, ya sea extrínseco, en el caso en que la cavidad esté adjunta a la punta de la fibra [47, 100-104], o intrínseco, si ésta forma parte de la propia fibra óptica empleando dos reflectores FBG [105, 106].

Considerando los sensores extrínsecos FP localizados en la punta de una fibra óptica distinguimos dos aproximaciones según los materiales y los métodos de fabricación. Una está basada en la pulverización catódica (*sputtering*) en la punta de la fibra óptica de una estructura dieléctrica multicapa que comprende un espaciador central de sílice, SiO<sub>2</sub>, entre dos pilas de capas alternadas de SiO<sub>2</sub> y Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> que forman los espejos de la cavidad FP [100]. El reducido grosor de esta estructura permite alcanzar anchos de banda del orden de cientos de megahercios [107]. La segunda aproximación emplea un espaciador de polímero entre dos espejos metálicos [47, 102, 108, 109]. Los polímeros presentan un módulo de Young menor en comparación con los dieléctricos duros como el sílice por lo que su elongación ante un mismo esfuerzo es mayor. En consecuencia, para una misma *finesse*, una cavidad FP con un espaciador de polímero será más sensible que una con un espaciador de sílice. El grosor de la capa espaciadora de polímero tiende a ser mayor, entre 10 y 100 μm, que en el caso de espaciadores de sílice, por lo que el ancho de banda en FP de polímero se encuentra en el rango de decenas de megahercios. La sensibilidad de los interferómetro Fabry-Perot (FPI) de polímero en fibra depende del grosor del polímero y de la calidad de la cavidad FP en términos de *finesse* y visibilidad.

Habitualmente, los esquemas de FPI de polímero consisten en cavidades plano-paralelas con recubrimientos reflectante metálicos o dieléctricos multicapa adheridas a la punta de fibras ópticas monomodo de sílice. En la figura **Fig. 3.5.a** se muestra un ejemplo de cavidad FP de polímero en fibra reportado en [47, 102]. En este caso, los recubrimientos reflectantes se realizaron por medio de pulverización catódica convencional de oro. Como espaciador de la cavidad se empleó una película de polímero, parileno-C (poly(cloro-para-xileno)), que se deposita por evaporación en vacío con un grosor de 10.4 μm. Estos sensores interferométricos muestran una sensibilidad acústica típica de 0.016 mrad/kPa y una presión de ruido equivalente, NEP, de 15 kPa (@20 MHz)<sup>2</sup> a 5 MHz y a 1550 nm [102]. El sensor muestra un comportamiento lineal con la presión, dentro de un 5%, hasta 7.5 MPa. Su respuesta en frecuencias es de banda ancha, excede 25 MHz, pero no uniforme debido a la difracción de la onda acústica en la punta del sensor. Se puede considerar que

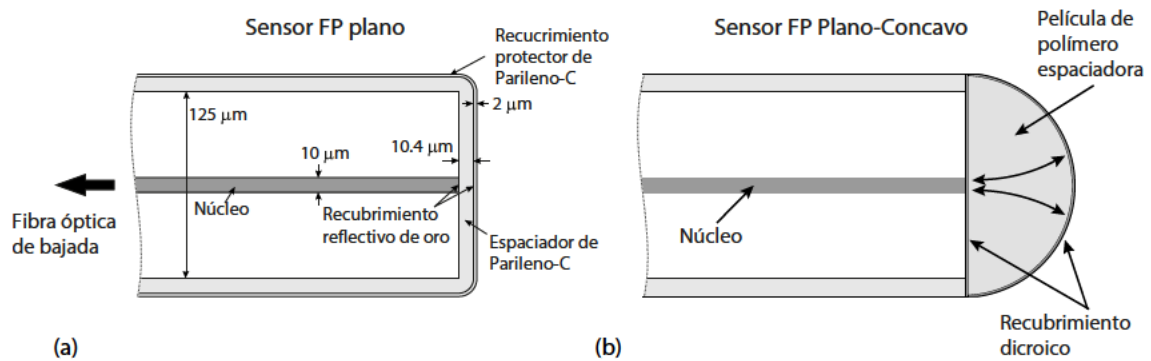
---

<sup>2</sup> Así indicamos el ancho de banda usado en la de medida.



el sensor presenta un patrón omnidireccional hasta frecuencias de 10MHz. Por encima, de esta frecuencia, empieza a mostrar caídas de sensibilidad para ciertos ángulos.

Si bien los sensores FP extrínsecos de fibra óptica presentan un gran ancho de banda debido a su reducido tamaño, su sensibilidad no es demasiado alta en términos absolutos. Aun así, ésta excede la de un sensor piezoeléctrico PVDF de tamaño equivalente [47]. Una cualidad adicional de estos sensores es la capacidad de medir simultáneamente la temperatura por medio de la medida de la dilatación de la cavidad FP. Por estas razones, su aplicación ha estado dirigida al estudio de campos ultrasónicos focalizados de alta intensidad (HIFU) y sus efectos térmicos [102, 110].

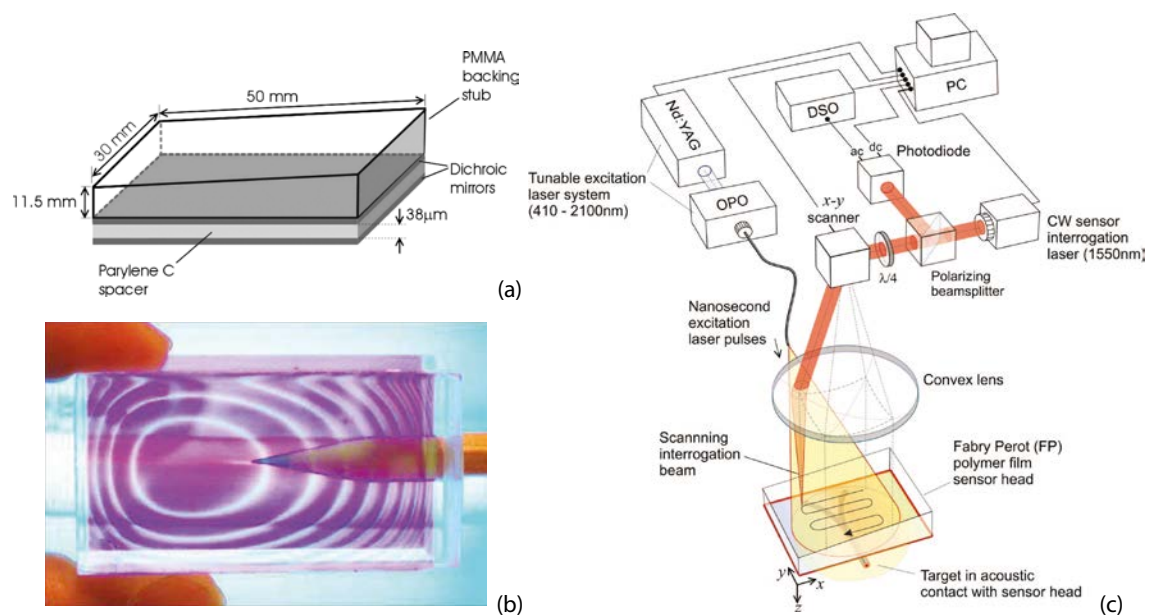


**Fig. 3.4** (a) Cavidad FP de polímero plano-paralela en el extremo de una fibra óptica (adaptado de [102]). (b) Cavidad FP plano-cóncavo para la mejora de la finesse (adaptado de [103]).

Recientemente se ha mejorado significativamente el rendimiento de los sensores FPI de polímero en fibra óptica por medio de dos modificaciones. Por un lado, se ha incrementado la eficiencia de la cavidad FP empleando superficies plano- cóncavas en lugar de plano-paralelas [103]. En las cavidades plano-paralelas, la luz que emerge de la fibra óptica diverge después de unos cuantos rebotes dentro de la cavidad, de tal forma que disminuye la potencia acoplada de nuevo a la fibra óptica aumentando las pérdidas y reduciéndose de forma efectiva la *finesse* y la visibilidad. Por medio de un segundo espejo cóncavo (**Fig. 3.5.b**) se reduce este efecto permitiendo el uso de cavidades más largas y, por tanto, más sensibles. Aplicando esta idea se ha conseguido aumentar en un factor 5 la *finesse* de una cavidad de 20.5 μm reduciendo el NEP a 40 Pa sobre un rango de 9 a 15 MHz y un ancho de banda de 20 MHz [104]. La otra mejora consiste en el redondeo del extremo de la fibra óptica donde se ubica el sensor FP utilizando una fusionadora de fibra óptica [104]. Esto reduce la difracción acústica en las esquinas de la fibra, reduciendo la característica resonante y mejorando la directividad y la uniformidad de la respuesta espectral. Estos nuevos diseños están orientados a aplicaciones de microscopía optoacústica de resolución óptica (OR-OAM) donde son necesarios sensores ultrasónicos

de gran ancho de banda y baja directividad debido a que se sitúan muy próximos a la muestra [111] o a aplicaciones endoscópicas [103, 112].

Posiblemente uno de los sensores de polímero FP bidimensionales más reportados en la literatura por la variedad de sus aplicaciones fue desarrollado en el University College of London (UCL) [77]. Posee dos características notables: es transparente en la banda de longitudes de onda de excitación optoacústica por lo que puede usarse en modo de reflexión, y posee una alta resolución debido a la forma de interrogarlo. Se trata de una cavidad extensa 2D formada por dos espejos dielectricos separados por una fina lámina de polímero (parileno C) sobre un soporte de PMMA con forma de cuña (**Fig. 3.5.a**). Los espejos dielectricos, formados mediante pulverización catódica de 8 capas alternadas de ZnS y  $\text{Na}_3\text{AlF}_6$ , presentan una alta transmisión entre 600 nm y 1200 nm, pero poseen una alta reflectividad (>95%) ente 1500 nm y 1650 nm. La primera banda se emplea para excitar optoacústicamente el medio, la segunda se utiliza para la interrogación del sensor. Como espaciador se emplea una película de polímero, parileno-C, que se deposita por evaporación en vacío con un grosor de 38  $\mu\text{m}$  ó 22  $\mu\text{m}$ . El proceso de deposición es muy preciso pudiendo garantizar una gran resolución (< 0.1  $\mu\text{m}$ ) y uniformidad en el grosor de la lámina (<5nm en un área de 1 $\text{cm}^2$ ). En la **Fig. 3.5.b** se muestra una fotografía del sensor.



**Fig. 3.5** (a) Diagrama de la cabeza sensora FP 2D de [77]. La cavidad FP es una lámina de 38  $\mu\text{m}$  de polímero (Parileno-C) entre dos espejos dielectricos. Esta descansa sobre un substrato de PMMA con forma de cuña. (b) Fotografía de la cabeza sensora mostrando las franjas interferenciales concéntricas de transmisión de la cavidad FP y su naturaleza transparente (*finesse*,  $F = 34.8$  y visibilidad,  $V = 0.66$ ). (c) Esquema experimental de interrogación del sensor y uso en modo de reflexión optoacústico. (Adaptado de [77])

El sistema de interrogación se muestra en la **Fig. 3.5.c**. Por un lado la iluminación optoacústica se realiza por medio de un láser OPO sintonizable ente 600-1200 nm que emite pulsos de 8ns que está acoplado a fibra. Los pulsos láser inciden sobre la muestra atravesando el sensor FP. La absorción de los pulsos láser producen pulsos optoacústicos que se propagan hacia (*backward*) atrás hasta el sensor. El sensor se interroga, en modo reflexión, escaneando por medio de dos espejos su superficie con un haz focalizado de un láser de 1550 nm CW sintonizable. En cada punto, el láser se sintoniza a la longitud en la que el interferómetro presenta la máxima sensibilidad, es decir, la máxima pendiente de la ITF (3.1) (ver **Fig. 3.1**), ya que el grosor de la película varía de punto a punto. Para determinar el punto de operación óptimo, antes de cada medida se realiza un barrido de longitud de onda midiendo la ITF y por tanto la sensibilidad. Una vez establecido el punto de operación óptimo, las pequeñas variaciones de fase producidas por la modulación del grosor de la cavidad FP inducida acústicamente producen una modulación de fase de pequeña amplitud que, a través de la ITF, se convierte linealmente a una modulación de la potencia óptica reflejada. Esta modulación de potencia óptica se detecta por medio de un fotodetector y es digitalizada para su posterior procesado y formación de imagen. Las señales obtenidas se normalizan por la sensibilidad medida en cada punto.

El sensor puede escanear una superficie máxima encerrada en un círculo de 50 mm y un paso mínimo de 10  $\mu\text{m}$ . El tamaño efectivo del elemento de detección acústico varía con el grosor de la película y el tamaño del spot de interrogación entre 70  $\mu\text{m}$  y 90  $\mu\text{m}$ . La sensibilidad en sensores FP se define como la modulación de la potencia óptica reflejada por unidad de presión acústica en el punto óptimo del interferómetro. Por tanto, ésta depende de la potencia óptica incidente, de la ITF, del grosor de la película espaciadora y de sus propiedades elásticas y fotoelásticas así como de la impedancia acústica del material de soporte. La sensibilidad acústica se estima en 0.03 rad/MPa y su rango dinámico lineal en 1.3 MPa. La presión a ruido equivalente, NEP, depende del grosor de la película variando entre 0.2 y 0.3 kPa (@20MHz). El ancho de banda depende del grosor de la película y de la diferencia de impedancias acústicas de la película y del material de soporte siendo en este caso 22 MHz y 39 MHz para láminas de 38  $\mu\text{m}$  y 22  $\mu\text{m}$  respectivamente sobre PMMA [77]. Se han reportado sensores de mayor ancho de banda basados en etalones de poliimida (PI) con un primer reflector dieléctrico y un segundo de oro que además funcionan como un emisor/receptor de ultrasonidos completamente óptico [97, 98]. Este tipo de sensores presentan para una longitud de cavidad de 15  $\mu\text{m}$  un NEP de 3.3 kPa (@50MHz) y son capaces de emitir y detectar en modo pulso-eco pulsos de ultrasonidos centrados en 46 MHz y un ancho de banda de 126 MHz (-6dB).

Al igual que en los FP extrínsecos de fibra óptica, uno de los factores que limitan la sensibilidad de los sensores FP son las pérdidas por difracción dentro de la cavidad que degradan su *finesse*. Implementaciones recientes de cavidades FP plano-cóncavas permiten un aumento de la *finesse* y del confinamiento de la potencia óptica reduciendo el NEP a costa de reducir el ancho de banda. Así, por ejemplo, se han reportado cavidades de 66  $\mu\text{m}$  de longitud que presentan un NEP de 85 Pa (@20 MHz) y 16 MHz de ancho de banda y de 250  $\mu\text{m}$  con un NEP de 12 Pa (@20 MHz) y un ancho de banda de 4 MHz [113, 114]. Otra aproximación es el uso de guías de onda de polímero dentro de la cavidad para mantener el frente de ondas óptico confinado [115]. Con esta técnica se ha publicado un sensor basado en una cavidad de polímero SU-8 de 25  $\mu\text{m}$  de grosor que presenta un NEP de 178 Pa (@30 MHz) y un ancho de banda de 16MHz. La mejora de los reflectores también tiene un impacto significativo en la sensibilidad acústica. Se ha presentado una cavidad FP fabricada usando reflectores de película de baja impedancia acústica depositados por ángulo oblicuo (GLAD, *glancing angle deposited*) a ambos lados de una capa de parileno-C. El método GLAD permite dispositivos FP con una baja impedancia acústica llegando a tener un NEP de 80 Pa y un ancho de banda de 18 MHz [116].

Este tipo de sensor FP se ha empleado para la obtención de imágenes de alta resolución de tejidos superficiales y de estructuras vasculares principalmente por dos razones. (i) Debido a su diseño es capaz de escanear frentes de ondas optoacústicos sobre la misma región del tejido que está siendo iluminada en el modo de detección llamado en reflexión (*backward mode*). El sensor FP se sitúa en contacto con el tejido que se desea visualizar y el pulso láser de excitación es transmitido a través de él. (ii) La segunda característica es su alta resolución espacial y su mínima distancia entre elementos. La dificultad para poder formar imágenes de objetos cercanos a la superficie reside en que la atenuación acústica es baja y el contenido en frecuencias se extiende a decenas de MHz necesitando elementos de tamaños del orden de decenas de micrómetros. Este tipo de sistemas de escaneo de cavidades FP ha sido empleado para la obtención de imágenes 3D sobre una variedad de fantasmas de tejidos [77], de la vascularización del cerebro de ratones [117] y tumores subcutáneos y la piel de roedores [46, 48], de embriones de ratón in-vivo [118], caracterización de terapia vascular en modelos de ratón [119], y en la visualización de tumores xenógrafos murinos basados en la expresión, mediada por transducción viral, de un contraste sintetizado a nivel celular [120]. El rendimiento de la cavidad FP-GLAD se ha demostrado por medio de imágenes *in-vivo* de microscopía optoacústica del lecho capilar en la membrana corioalantoidea de embriones de pollo [121].

### 3.3.2 Sensores interferométricos de fibra óptica

Un sensor interferométrico intrínseco de fibra óptica utiliza la propia fibra como elemento sensible. La influencia de la magnitud de medida sobre la fibra óptica, en este caso un campo acústico, modula la luz que se propaga a través de ella cambiando alguno de sus parámetros: amplitud, fase o estado de polarización. La monitorización de la variación de fase por medio de interferómetros es la técnica de mayor sensibilidad y, por tanto, es la opción recomendada cuando las magnitudes de las perturbaciones son pequeñas.

La fase óptica acumulada en un segmento de fibra de longitud  $L$  viene dada por

$$\varphi = \beta L = \frac{2\pi n}{\lambda} L, \quad (3.6)$$

donde  $\beta$  es la constante de propagación,  $n$  es el índice de refracción efectivo de la fibra óptica y  $\lambda$  es la longitud de onda de la luz en el vacío. El principio de medida de los sensores interferométricos intrínsecos se basa en la variación del camino óptico producido por la elongación de la fibra óptica y por los cambios del índice de refracción efectivo inducidos por la onda acústica. Además, en el régimen ultrasónico por encima de 1 MHz, hay que tener en cuenta la birrefringencia inducida en la fibra óptica. Por simplicidad consideremos por ahora el límite de baja frecuencia donde la birrefringencia inducida es despreciable. La sensibilidad de la fibra ante una variación de presión viene dada por

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta P} = \frac{2\pi n L (1-2\nu)}{\lambda E} \left[ \frac{n^2}{2} (p_{11} + 2p_{12}) - 1 \right] \quad (3.7)$$

donde  $E$  y  $\nu$  son el módulo de Young y el coeficiente de Poisson del material del que está hecho la fibra óptica, respectivamente, y  $p_{11}$  y  $p_{12}$  son sus correspondientes coeficientes de Pockels. La sensibilidad es directamente proporcional a la longitud de fibra óptica expuesta a la presión de la misma fase e inversamente proporcional a la longitud de onda y al módulo de Young. Los sensores de fibra óptica integran la fase inducida por la onda acústica a lo largo de su longitud de interacción, del mismo modo que los sensores FP lo hacen a lo largo del grosor de la cavidad. Sin embargo, como la longitud de los primeros es mucho mayor que la de los segundos, su sensibilidad también lo será.

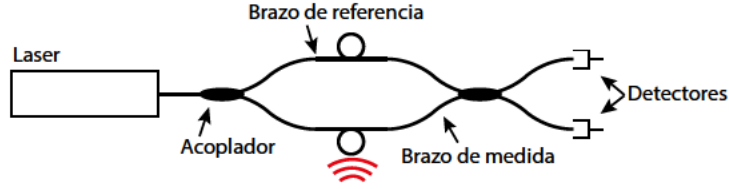


Fig. 3.6 Esquema básico de un interferómetro Mach-Zehnder.

Para extraer la medida transportada en la modulación de la fase óptica se emplea un interferómetro de fibra óptica. Normalmente se utilizan esquemas Mach-Zehnder (mostrado en la Fig. 3.6), Michelson o Sagnac. La recuperación de la fase óptica se consigue por medio de la interferencia que se produce entre la luz que recorre el brazo de medida, sometida a la magnitud de medida, y la que viaja en el brazo de referencia, que permanece inalterada. Una vez que la luz se recombina en el segundo acoplador, se obtiene en los fotodetectores la señal de interferencia en forma de una fotocorriente,  $i_{pd}$ , dada por

$$i_{pd} = \Re I_o [1 \pm V \cos(\Delta\varphi)] \quad (3.8)$$

donde  $\Re$ , es la responsividad del fotodetector,  $I_o$  es la irradiancia media de la señal óptica en el detector y  $V$  es la visibilidad o contraste interferencial. Estos parámetros vienen definidos por

$$I_o = I_r + I_m = \frac{I_{\max} + I_{\min}}{2}, \quad V = \frac{2\sqrt{I_r I_m}}{I_r + I_m} \eta = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (3.9)$$

donde  $\eta$  es un factor que tiene en cuenta la eficiencia de la interferencia en términos de la coherencia y el grado de superposición del estado de polarización de los dos haces recombinados [122],  $I_r$  e  $I_m$  son las irradiancias del brazo de referencia y de medida, respectivamente, e  $I_{\max}$  e  $I_{\min}$  son las irradiancias máxima y mínima de la señal interferencial medidas por el fotodiodo.

Para pequeñas variaciones de fase, la fotocorriente será máxima cuando exista una diferencia de fase entre los dos brazos igual a  $90^\circ$ . En esta situación, se dice que el interferómetro está en cuadratura y la fotocorriente será proporcional a la fase:

$$i_{pd} = \Re I_o V d\varphi. \quad (3.10)$$

En los interferómetros homodinos activos existe algún mecanismo que mantiene la condición de cuadratura. Éste puede consistir en un modulador de fase en uno de los brazos, normalmente el de referencia, y un circuito realimentado que fija el punto de operación. Otra aproximación está basada en el control realimentado de la frecuencia de

emisión del láser cuando existe una diferencia de longitud entre los dos brazos. Este último caso es similar al esquema mostrado en la **Fig. 3.2** para los interferómetros FP.

El uso de fibra óptica como elemento sensor de ondas acústicas en agua desde bajas frecuencias hasta ultrasonidos ha sido explorado esporádicamente desde hace más de 30 años [123-125]. Desde entonces la mayoría de este tipo de sensores se ha orientado a la detección de frecuencias acústicas menores de unos pocos cientos de kHz. Esto se debe principalmente al uso de fibras ópticas de sílice como elemento sensible. Hay dos problemas que limitan el rendimiento a alta frecuencia de los sensores de fibra óptica de sílice. Por un lado, su módulo de Young elevado hace que las deformaciones inducidas acústicamente sean pequeñas. Por ello es necesario aumentar la longitud de interacción de la fibra por medio de un arrollamiento [126], siendo difícil alcanzar un elemento acústico de pequeño tamaño. Por otro, la gran diferencia de impedancias acústicas entre el sílice y el agua dificulta la penetración de la onda acústica, además de producir una respuesta en frecuencias no uniforme.

Pese a estos problemas los sensores de fibra han sido utilizados en la detección de ultrasonidos por ser extremadamente sencillos en su fabricación: sólo es necesario un segmento de fibra o un arrollamiento. En los primeros estudios, los sensores de fibra óptica como sensores de ultrasonidos simplemente consistían en un segmento de fibra óptica de sílice expuesto a un frente de ondas plano ultrasónico midiendo la birrefringencia inducida por polarimetría [125] o por medio de un interferómetro Mach-Zehnder [86]. Para aumentar la sensibilidad se han propuesto arrollamientos de fibra donde la variación de fase, inducida acústicamente, se integra en una mayor cantidad de fibra a costa de reducir el ancho de banda. Se ha propuesto un arrollamiento de 30 vueltas de fibra óptica de sílice sobre un cono central de aluminio de 13 mm de diámetro [126]. Este cono tiene un ángulo de 45° y actúa como reflector acústico dirigiendo la onda desde su base a la fibra óptica. Este sensor presenta un NEP de 3 kPa (@1MHz), una sensibilidad de 17 mrad/kPa y un ancho de banda a -6 dB de 3.6 MHz .

La respuesta espectral y la directividad de los sensores de fibra óptica pueden ser controladas por medio de la distribución espacial de la fibra óptica respecto al campo acústico incidente [127]. Esto es consecuencia de que el sensor integra el frente de ondas acústico a lo largo de su longitud de interacción. De esta forma se pueden conseguir sensores de banda ancha, sensibilidad mejorada y de gran directividad si se pliega la fibra en un plano perpendicular a la dirección de propagación acústica. En cambio, si la fibra se pliega en segmentos rectos en un plano paralelo a la dirección de propagación de la onda

acústica se obtiene un sensor ultrasónico de banda estrecha, cuya frecuencia central está determinada por la separación entre los segmentos.

Un ejemplo de sensor de fibra óptica de sílice, basado en un arrollamiento que usa el balance entre ancho de banda y directividad, para aplicaciones en mamografía optoacústica fue reportado en [88, 128]. En este tipo de aplicaciones hay que detectar la débil señal acústica generada por absorbentes que se encuentran a varios centímetros de profundidad dentro del tejido, por lo que son necesarios sensores muy sensibles pero con un ancho de banda relativamente bajo (<5 MHz). El sensor presenta una área semicilíndrica de 20 mm de diámetro y 5 mm de lado, aunque el área de contacto activa se reduce a 5x5 mm, con lo que la longitud activa de fibra óptica es igual a 100 mm. Presenta un ancho de banda de 3 MHz y un NEP menor a 50 Pa (@20 MHz). Este diseño se probó con un *fantoma* de gran tamaño de PVCP y se comparó con un sistema de 64 canales de mamografía optoacústica (LOIS-64) basado en sensores PVDF. El sensor de fibra óptica demostró un desempeño similar al sistema basado en sensores PVDF, validando su capacidad en aplicaciones de alta sensibilidad.

Los sensores de fibra óptica han encontrado un nicho de aplicación como sensores integrales de línea para tomografía optoacústica. En la aproximación convencional a la OAT se emplean detectores mucho menores que los objetos a visualizar para asegurar una alta resolución. Estos sensores deben ser idealmente puntuales y presentar una patrón de recepción omnidireccional para detectar ondas acústicas esféricas en campo lejano. Sin embargo, la apertura finita de los sensores y su reducción de sensibilidad con el tamaño limitan en la práctica la resolución lateral de las imágenes reconstruidas. Una aproximación distinta está basada en el uso de sensores que integran el campo acústico a lo largo de una línea junto con los algoritmos de reconstrucción adecuados. Estos algoritmos están basados en la combinación de una retroproyección 2D y de la transformada de Radon inversa. En los sensores integrales de línea, la resolución espacial está solamente limitada por el ancho de banda del sensor (y la duración del pulso láser) [129, 130]. Una forma práctica de realizar estos sensores es utilizando sensores interferométricos de fibra óptica donde se emplea un segmento recto de fibra. Para que esta aproximación funcione es necesario que el sensor se encuentre en el campo cercano de la emisión acústica y su longitud sea  $\sqrt{8D}$ , siendo  $D$  el diámetro de una esfera que encierra completamente el objeto a visualizar [131]. Para la reconstrucción de la imagen optoacústica es necesario realizar dos escaneos. Por un lado el sensor integral de línea, que se mantiene perpendicular al eje de rotación del objeto, se traslada a lo largo de 1, 2 o



3 de sus lados describiendo un "I", una "L" o una "U". Por otro, para cada posición del sensor integral de línea, el objeto se rota 360° en torno a su eje de rotación.

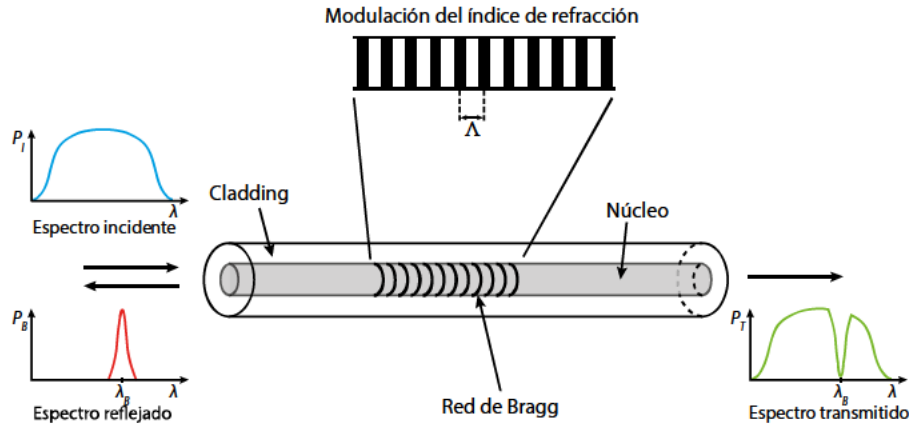
El principio de funcionamiento de esta técnica utilizando sensores ópticos integrales de línea fue inicialmente demostrado por medio de un interferómetro Mach-Zehnder en espacio libre, donde el brazo de medida se exponía al campo acústico [132]. La resolución espacial está limitada por el tamaño del sensor, en este caso, el diámetro del haz láser gaussiano. Éste se puede reducir de forma práctica mediante el uso de lentes hasta ~40  $\mu\text{m}$  teniendo en cuenta el compromiso con la profundidad de foco [133]. Con este arreglo se realizaron imágenes de muestras ex-vivo de corazón de ratón [134]. Si bien, el uso de un haz láser en espacio libre ofrece una sensibilidad acústica relativamente alta debido al coeficiente tensión-óptico del agua ( $dn/dp = 1.35 \times 10^{-5} \text{ bar}^{-1}$  a 633nm [135]) y a la perfecta adaptación de impedancias acústicas, es poco práctico a la hora de realizar escaneos para la adquisición de las imágenes. Por ello, los mismos autores han planteado el uso de sensores de fibra óptica como sensores integrales de línea. Estos, pese a presentar una menor sensibilidad acústica [136] tienen dos ventajas sobre el sensor MZ de espacio libre: (i) la resolución espacial es mayor y uniforme a lo largo de la longitud del sensor debido a que la luz está confinada en el núcleo de la fibra óptica; (ii) el posicionamiento del sensor es mucho más sencillo. Empleando un sensor integral de línea intrínseco de fibra óptica de sílice Fabry-Perot de 11.5 cm se han visualizado objetos pequeños, de dimensiones menores a 1 cm, con una resolución aproximada de 110  $\mu\text{m}$  [106]. Los autores emplean un esquema FP en fibra por medio de dos FBG para mejorar la sensibilidad debido a la respuesta acústica relativamente baja de un solo segmento de fibra óptica de sílice. Con un sensor FP en fibra óptica de sílice y con una *finesse* igual a 17 se ha reportado un NEP por unidad de longitud de 9.2  $\text{kPa} \cdot \text{mm}^{-1}$ , mientras que con un MZ en espacio libre el NEP es de 0.51  $\text{kPa} \cdot \text{mm}^{-1}$  [136]. Teniendo en cuenta que un sensor piezoeléctrico PVDF con el mismo factor de forma tiene un NEP de 13.72  $\text{kPa} \cdot \text{mm}^{-1}$  [136], es claro que los sensores ópticos presentan una clara ventaja en este tipo de aproximaciones.

Es bien conocido que la sensibilidad ultrasónica de los sensores de fibra óptica de sílice, nombre con el que se conoce el dióxido de silicio, es relativamente baja debido a su alto módulo de Young (73.1 GPa), produciendo una deformación menor para una presión dada, y a su alta impedancia acústica con respecto a la del agua ( $Z_s/Z_w \sim 15.6$ ), por la que gran parte de la amplitud se refleja en la superficie de la fibra. Esto es consecuencia de las propiedades mecánicas del material del que está hecho la fibra óptica, es decir, de la sílice. Las fibras ópticas de polímero presentan unas propiedades mecánicas más afines para la detección de ondas acústicas, ya que su impedancia acústica es mucho más próxima a la

del agua ( $Z_s/Z_w \sim 2$ ) y su módulo de Young es mucho menor ( $\sim 1.4 - 3.5$  GPa). La mejora en más de un orden de magnitud de la sensibilidad acústica a frecuencias ultrasónicas de un sensor interferométrico de fibra óptica de polímero monomodo fue reportada por el GOTL [137]. En esta prueba de principio se empleó una fibra óptica de PMMA de salto de índice monomodo, la cual presentaba unas pérdidas muy altas como también certificaron otros autores [138]. Diversos grupos han ensayado con fibras ópticas perfluoradas de gradiente de índice las cuales presentan unas pérdidas mucho más bajas que las fibras de polímero convencionales obteniendo sensibilidades acústicas similares [139, 140]. La fibra óptica de menor diámetro de núcleo disponibles comercialmente es la GIPOF-50 (Chromis Fiberoptics, Warren, NJ) que presenta unos diámetros de núcleo y *cladding* de 50 y 490  $\mu\text{m}$ , respectivamente. El diámetro mayor del núcleo es un factor limitante para la resolución espacial. Asimismo, la presencia de múltiples modos degrada y hace inestable la visibilidad interferencial ya que cada modo acumula una fase distinta y además, la interferencia multimodal cambia el patrón de *speckle* a la salida de la fibra. Las fibras ópticas microestructuradas ofrecen con un diámetro reducido (125  $\mu\text{m}$ ), unas pérdidas moderadas en el visible y en el infrarrojo cercano y un comportamiento monomodo. El aumento de la sensibilidad acústica a frecuencias ultrasónicas con respecto a las fibras ópticas de sílice ha sido demostrado en la referencia [87]. La capacidad de inscribir redes de Bragg sobre fibras ópticas microestructuradas para longitudes de onda alrededor de 850 nm ha sido demostrada recientemente [141, 142]. Esto abre la prometedora posibilidad de sensores FP o FBG en fibra óptica de polímero para incrementar la sensibilidad respecto a los sensores basados en interferómetros MZ. Sin embargo, las bajas reflectividades, menores a -40 dB, que muestran los FBG en este tipo de fibras actualmente están impidiendo la realización práctica de sensores para aplicaciones optoacústicas [143, 144]. Dado que el origen de esta baja reflectividad se debe en su mayoría a las pérdidas por conectorización se prevé que en un futuro próximo sean posibles este tipo de sensores funcionales.

### 3.3.3 Sensores basados en redes de Bragg inscritas en fibra ópticas (FBG)

Las redes de Bragg inscritas en fibras ópticas (FBG) actúan como filtros espectrales reflejando una banda de frecuencias ópticas y transmitiendo otras. Las FBG consisten en una modulación del índice de refracción efectivo a lo largo de un segmento de fibra (**Fig. 3.7**). La longitud de onda central de la banda reflejada o banda prohibida, llamada longitud de onda de Bragg,  $\lambda_B$ , está determinada por el período espacial de la modulación del índice de refracción,  $\Lambda$ , y por el índice de refracción efectivo de la fibra óptica,  $n$ :



**Fig. 3.7** Ilustración de una red de Bragg uniforme con una modulación del índice de refracción de amplitud y período constante. También se muestra los espectros incidente, reflejado y transmitido de una fuente de espectro ancho.

$$\lambda_B = 2n\Lambda. \quad (3.11)$$

Los sensores FBG están basados en los cambios inducidos por una perturbación externa del espectro reflejado o transmitido a través de las variaciones de algunas de las propiedades de la red de difracción, como son el período espacial o el índice de refracción efectivo. Por tanto, la sensibilidad ante una perturbación externa, está determinada por el cambio en la modulación del índice de refracción y el tipo de espectro que genera esta modulación.

La sensibilidad acústica intrínseca de un FBG uniforme se expresa como la variación de longitud de onda de Bragg ( $\Delta\lambda_B$ ) inducida por la magnitud de la onda de presión ( $\Delta P$ ) y está determinada por [79]

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B \Delta P} = \frac{(1-2\nu)}{E} \left[ \frac{n^2}{2} (p_{11} + 2p_{12}) - 1 \right]. \quad (3.12)$$

siendo  $E$  el modulo de Young,  $\nu$  el coeficiente de Poisson de la fibra óptica y  $p_{11}$  y  $p_{22}$  son los correspondientes coeficientes de Pockels. La sensibilidad a la presión hidrostática de un FBG con una reflectividad de 80% y un ancho de banda de 0.7nm a 1530 nm fue medida con el resultado de  $-3 \times 10^{-3} \text{ nm.MPa}^{-1}$  dentro de un rango de 70 MPa [145]. Se debe notar que la expresión (3.12) es sólo válida para el caso de incidencia normal de ondas acústicas con longitudes de onda mucho mayores que el diámetro de la fibra óptica. Si la longitud de onda es comparable con el diámetro de la fibra óptica o la onda incide con un ángulo, la tensión inducida a lo largo de la red de difracción no será uniforme. En este caso, se producirá una variación no uniforme del período de la red de Bragg así como ondas ultrasónicas axiales guiadas en la fibra óptica [79, 80, 146].

La sensibilidad de los FBG puede ser mejorada mediante ciertos tipos de modulaciones del índice de refracción que producen espectros con resonancias abruptas, como por ejemplo, los FBG con salto de fase  $\pi$  ( $\pi$ -FBG ,  $\pi$ -phase shifted FBG) [80].

La interrogación de este tipo de sensores consiste en la medida de las variaciones de sus resonancias. Para ello hay dos aproximaciones ampliamente extendidas. En la primera aproximación se emplea una fuente láser de onda continua sintonizable con una anchura de línea estrecha que se sintoniza en la zona de máxima pendiente del espectro de reflexión de la red de difracción (normalmente a una longitud de onda cuya potencia reflejada es -3 dB de la máxima) midiendo las variaciones de intensidad debidas a la modulación de la reflectividad inducida por la perturbación externa [79, 80]. En esta aproximación, es necesario incluir algún sistema de control realimentado para compensar los desplazamientos de la resonancia de baja frecuencia manteniendo la sensibilidad y la linealidad. Esta técnica de interrogación es similar a la empleada con los interferómetros FP mostrada en la **Fig. 3.3.a**. El inconveniente de esta aproximación es que el rango dinámico está restringido a la zona lineal de la resonancia. Además, la capacidad de multiplexación está limitada ya que se necesitan tantos láseres sintonizables como sensores FBGs. Éste es el método de interrogación más extendido para la medida de perturbaciones rápidas con sensores FBGs.

La segunda técnica de interrogación está basada en el uso de una fuente de espectro ancho y baja coherencia y la monitorización del espectro transmitido o reflejado por el FBG (ver **Fig. 3.7**). En aplicaciones de gran ancho de banda como la detección de ondas ultrasónicas de alta frecuencia se emplea un interferómetro MZ desbalanceado para la demodulación de las variaciones de frecuencia [147]. La ventaja de esta aproximación es que las frecuencias de resonancia del dispositivo interrogado siempre caen dentro de la banda de la fuente. Por ello, no es necesario ningún tipo de sintonización aún en entornos con grandes vibraciones externas. Además, una sola fuente de espectro ancho puede usarse para interrogar simultáneamente varios resonadores empleando multiplexado por longitud de onda. Sin embargo, el uso de fuentes de espectro ancho conlleva la presencia de un nivel de ruido de amplitud y fase altos, cuya contribución crece con la amplitud de la resonancia [148]. De tal forma que esta técnica de interrogación inhibe la mejora en la sensibilidad del sensor por medio del incremento de la amplitud de la resonancia. Además, hay que tener en cuenta que para analizar el espectro de una cavidad FP o de un  $\pi$ -FBG con un interferómetro, estos deben funcionar en transmisión, necesitando una entrada y una salida de luz.

Webb et. al. demostraron por primera vez el uso FBG para la detección de ultrasonidos utilizando un esquema de interrogación basado en un láser Ti:zafiro y una red de difracción de 5 mm de longitud, centrada en 815 nm, un ancho de banda de 0.2 nm y una reflectividad de pico del 90% demostrando un NEP de  $22.3 \text{ PaHz}^{-1/2}$  para señales ultrasónicas de 1 MHz [149].

Un tipo de FBG, especialmente interesante como sensor ultrasónico, es el que presenta un salto de fase de  $\pi$  radianes en el centro de la modulación del índice de refracción ( $\pi$ -FBG). Esta clase de FBG muestra una fuerte resonancia a frecuencias dentro de la banda prohibida. Esto presenta dos ventajas a la frecuencia de la resonancia: (i) la luz sufre una localización fuerte centrada en el salto de fase, lo que permite obtener longitudes activas efectivas cortas; (ii) la luz presenta un gran retardo de grupo en comparación con un tramo de fibra óptica normal, es decir, que la longitud del camino óptico de interacción se incrementa de forma efectiva con la resonancia.

El espectro de reflexión de un  $\pi$ -FBG se puede calcular por medio del método de las matrices de transmisión [150]. Suponiendo un FBG uniforme con un salto de fase de  $\pi$  radianes en el centro de la modulación del índice de refracción, el espectro de reflexión viene dado por [80]:

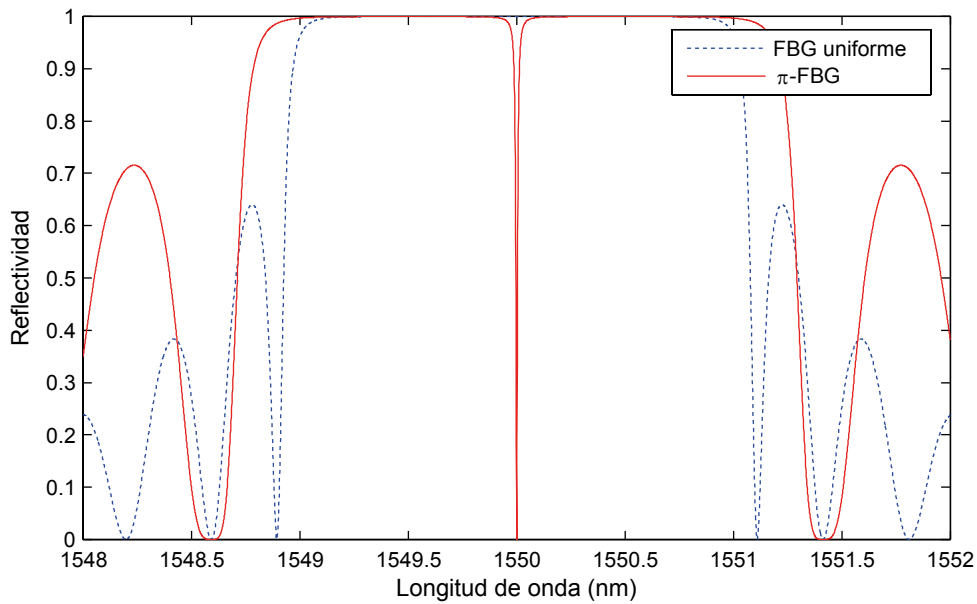
$$r_g = \frac{2\delta}{\kappa} \left[ \left( \frac{\gamma}{\kappa \tanh(\gamma L / 2)} - \frac{i\delta}{\kappa} \right)^2 - 1 \right]^{-1}, \quad (3.13)$$

donde  $\delta = 2\pi(\lambda - 2n\Lambda) / \lambda^2$  es el número de ondas desintonizado,  $\lambda$  es la longitud de onda,  $n$  es el índice de refracción efectivo de la fibra óptica,  $\Lambda$  es el período de la red de difracción,  $\kappa$  es el coeficiente de acoplo,  $\gamma = \sqrt{\kappa^2 - k^2}$ , y  $L$  es la longitud de la red de difracción. En la **Fig. 3.8** se muestran los espectros de reflexión de dos redes de difracción uniformes idénticas salvo que una de ellas presenta un salto de fase de  $\pi$  radianes en el centro de la modulación del índice de refracción. Como resultado de este salto de fase aparece una resonancia de transmisión muy estrecha a la longitud de onda de Bragg ( $\delta = 0$ ). Notemos también que el espectro de reflexión se ensancha y su amplitud disminuye. Si  $\kappa L \gg 1$  en un entorno de la resonancia ( $k \ll \kappa$ ) podemos simplificar (3.13) como

$$r_g \cong \frac{k}{2\kappa e^{-\kappa L} - ik}, \quad (3.14)$$

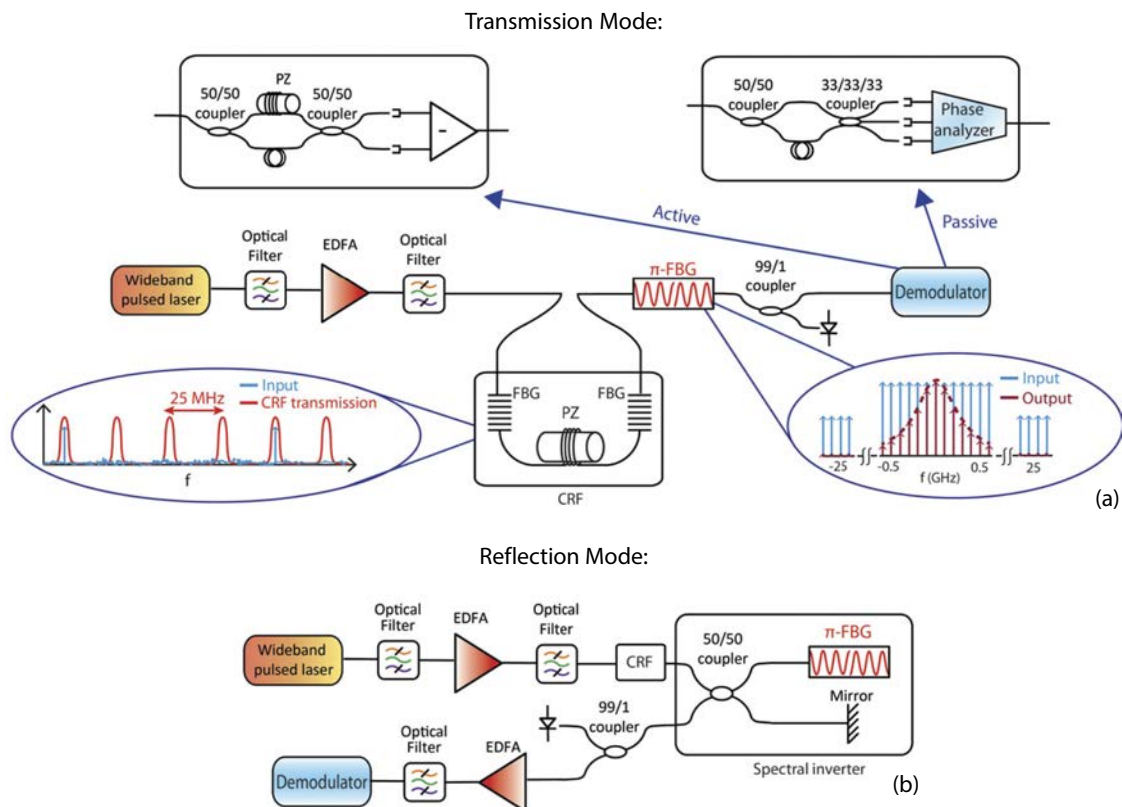
que es una curva Lorentziana de anchura total a una altura mitad de máximo (FWHM) dada por  $\Delta k = 4\kappa e^{-\kappa L}$ . Notemos la similitud con el espectro de un interferómetro FP. Una perturbación externa que actúe sobre el índice de refracción,  $n$ , de la fibra óptica o sobre el período de la red de Bragg,  $\Lambda$ , producirá un cambio en la longitud de onda de la resonancia. La sensibilidad de los  $\pi$ -FBG aumenta exponencialmente con el producto  $\kappa L$  siendo máxima en el centro de la red de difracción, y su longitud sensible efectiva es proporcional a  $\kappa^{-1}$  [80]. Por consiguiente, en este tipo de sensores no hay compromiso entre la sensibilidad y la longitud del sensor.

Una caracterización de la respuesta espectral ultrasónica hasta 30 MHz de los sensores  $\pi$ -FBG inscritos en fibra óptica de sílice empleando ondas esféricas generadas optoacústicamente se puede encontrar en la referencia [151]. La respuesta espectral se divide en tres regiones: por debajo de 3MHz donde la sensibilidad está dominada por la excitación de ondas acústicas guiadas en la fibra, descrito también en [152] y [79]; entre 3 y 6 MHz donde la respuesta está caracterizada por la resonancia del recubrimiento acrílico de fibra; y desde 6 hasta 30 MHz donde la respuesta está caracterizada por el promediado del frente acústico a lo largo de la dimensión del sensor.



**Fig. 3.8** Espectro de reflectividad calculado para una red de Bragg uniforme sin y con salto de fase de  $\pi$  en el centro de la red de difracción.

Recientemente, se ha reportado un avance notable en el uso de sensores  $\pi$ -FBG en combinación con interferometría pulsada de coherencia restaurada (CRPI, coherence-restored pulse interferometry), una nueva técnica de interrogación [81]. La técnica CRPI proporciona una forma robusta de interrogación del sensor limitada por el ruido *shot*. En la **Fig. 3.9** se muestra el esquema de la técnica CRPI en transmisión y reflexión. La técnica de interrogación se basa en el uso de un láser de pulsos ultracortos (90 fs) y alta repetición (100 MHz) para la interrogación del  $\pi$ -FBG. El espectro de salida del láser es un *comb* óptico con una separación de 25 MHz entre modos con el que se interroga el  $\pi$ -FBG. Por medio de un interferómetro Mach-Zehnder activo o pasivo se demodulan las variaciones de frecuencia. En el modo en reflexión, para poder usar la demodulación interferométrica se invierte el espectro de reflexión del  $\pi$ -FBG por medio de un interferómetro Michelson [153]. La principal fuente de degradación en el sistema es la emisión espontánea amplificada (ASE) producida en los EDFAs. Para minimizarla, se emplean una serie de filtros ópticos de 0.4 nm y un filtro *comb* óptico (CRF, *coherence restoring filter*, según los autores) basado en un interferómetro FP con un rango espectral libre (FSR, *free spectral range*) de 25 MHz. Este FPI está formado por dos FBG de 1 nm de banda prohibida y un modulador de fase usado para anclar en frecuencia el espectro del FPI a los modos del *comb* del láser, reduciendo el ruido ASE presente entre los modos.



**Fig. 3.9** Esquema del sistema usado para CRPI en (a) modo transmisión y (b) modo reflexión (reproducido de [81]).

Basado en un sensor  $\pi$ -FBG y la técnica CRPI, se ha construido un catéter totalmente óptico usado para la visualización optoacústica ex-vivo de un vaso sanguíneo con un *stent* con una tasa de 3 cuadros por segundo y una sensibilidad un orden de magnitud superior a las sondas intravasculares ultrasónicas (IVUS) convencionales de 15 MHz [81]. El  $\pi$ -FBG empleado, centrado a 1549 nm y de longitud 4 mm, tenía una resonancia con una anchura de 170 MHz y una longitud efectiva sensible de 350  $\mu\text{m}$ . La sensibilidad sobre un ancho de banda de 16 MHz fue medida en  $d\lambda / (\lambda dP) = 3.8 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$ , mientras que el NEP era igual a 100 Pa.

De este esquema experimental cabe destacar la alta sensibilidad alcanzada por medio de la combinación de sensores de  $\pi$ -FBG con un sistema de interrogación de bajo ruido teniendo en cuenta la longitud activa del sensor y el uso de fibras ópticas de sílice. Si bien, se debe destacar que este sistema es económicamente muy costoso si tenemos en cuenta la fuente láser y los EDFAs.

Con  $\pi$ -FBG inscritos en fibras ópticas de polímero, dada su mejor eficiencia de conversión entre presión y variación de longitud de onda, se podría aumentar la sensibilidad en un orden de magnitud.

### 3.3.4 Sensores basados en micro-anillos resonantes

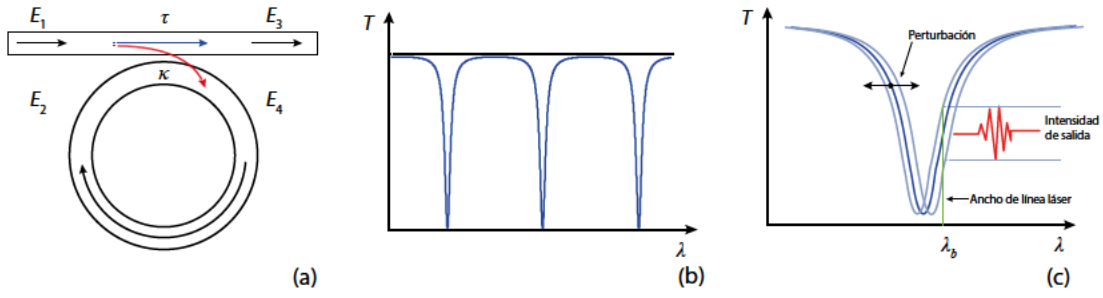
Hemos visto que los sensores ópticos basados en estructuras resonantes, como las FBG o las FP, con sus espectros abruptos amplifican la respuesta óptica ante una perturbación mecánica. Otro tipo de sensores ópticos resonantes están basados en resonadores de micro-anillo.

Un micro-anillo resonante (MRR, *Microring resonator*) consiste en una guía de onda con forma de anillo acoplado a una guía de onda recta (**Fig. 3.10.a**). La luz se acopla desde la guía recta a la guía con forma de anillo. Como resultado de este acoplo aparece una resonancia en el espectro de transmisión, cuando la fase acumulada en un giro,  $\phi$ , es igual a múltiplos de  $2\pi$ :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda_c} n_{eff} L = 2\pi m, \quad m = 1, 2, \dots \quad (3.15)$$

donde  $n_{eff}$  es el índice de refracción efectivo del modo guiado dentro de la guía de ondas,  $L$  es la longitud de la circunferencia del anillo, y  $\lambda_c$  y  $m$  representan la longitud de onda y el orden de la resonancia, respectivamente. La transmitancia del MRR viene dada por [154]:





**Fig. 3.10** (a) Esquema de un resonador de micro-anillo. (b) Espectro de transmisión típico de un resonador de micro-anillo mostrando resonancias periódicas. (c) Detección de ultrasonidos basados en la sintonización de un láser en el punto de máxima pendiente de una de las resonancias del sensor de micro-anillo (adaptado de [154]).

$$T = \frac{I_t}{I_i} = \left| \frac{E_3}{E_1} \right|^2 = \alpha_i^2 \frac{(\tau - \alpha_i a)^2 + 4\tau\alpha_i a \sin^2 \frac{\phi}{2}}{(1 - \tau\alpha_i a)^2 + 4\tau\alpha_i a \sin^2 \frac{\phi}{2}}, \quad (3.16)$$

donde  $\alpha_i$  son las pérdidas por inserción debido a la diferencia entre los modos de las guías de onda en la región de acoplo,  $\tau$  y  $\kappa$  son los coeficientes de transmisión a la misma guía y acoplo entre las guías, respectivamente (ver Fig. 3.10.a). En la Fig. 3.10.b se muestra el espectro resonante periódico definido por (3.16).

Al incidir sobre la estructura, una onda acústica va a deformar las guías de ondas y va a inducir una variación del índice de refracción efectivo produciendo un desplazamiento de la posición de la resonancia (Fig. 3.10.c). Una descripción detallada del mecanismo de transducción se puede encontrar en [154].

Los sensores MRR para la detección de ultrasonidos se fabrican con guías de onda de polímero (poliestireno) por medio de litografía por nanoimpresión [85, 155, 156]. Con el paso del tiempo las técnicas de fabricación han ido optimizándose produciendo guías de ondas de mayor calidad, reduciendo las pérdidas y aumentando el factor Q de los MRR. De esta forma, se han ido consiguiendo mayores sensibilidades. Por ejemplo, recientemente se han reportado sensores MRR con NEPs de 105 Pa sobre un ancho de banda de 350 MHz [157] y de 21 Pa sobre 70 MHz [158]. Una de las ventajas de la detección de ultrasonidos utilizando MRR es el bajo NEP sobre un gran ancho de banda. El ancho de banda de detección de los MRR está determinado por el grosor de la guía de ondas que se puede hacer muy delgado por medio de tecnologías de micro y nano fabricación [157]. La otra ventaja es que tiene una respuesta angular grande debido al tamaño reducido del micro-anillo ( $\sim 60\mu\text{m}$ ). Sin embargo, la respuesta angular de los FPI mencionados anteriormente es mayor debido a su menor dimensión lateral. El tamaño del micro-anillo está limitado

por la pérdidas de curvatura, por lo que una reducción de tamaño haría disminuir notablemente la sensibilidad [159].

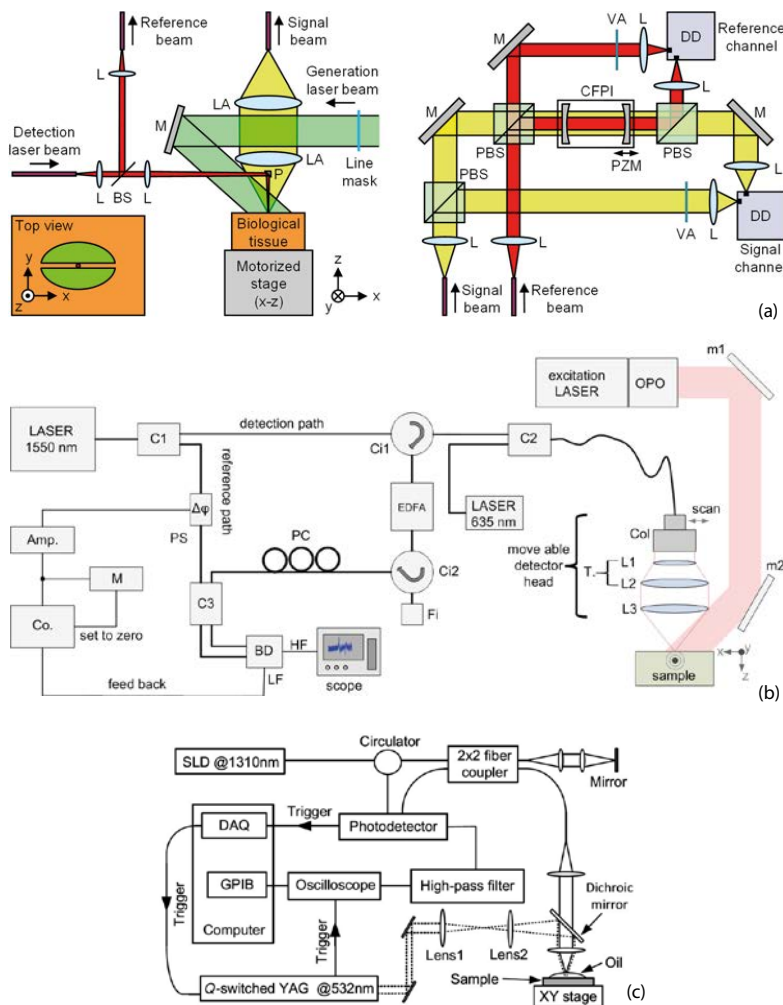
Estas características hacen los MRR muy atractivos para aplicaciones en microscopía y en endoscopía optoacústica. Se ha demostrado una resolución axial mejor de 3  $\mu\text{m}$  empleando MRR [157], mejorando en más de dos veces lo alcanzado por transductores piezoeléctricos [160]. Usando microscopía optoacústica de resolución óptica (OR-PAM, *optical resolved photoacoustic microscopy*) en modo de transmisión se han obtenido imágenes de oreja de ratón *in-vivo* y de vejiga de ratón *ex-vivo* [161]. En este tipo de microscopía el láser de excitación optoacústica focalizado escanea la superficie de un lado de la muestra y la señal se recoge en el lado opuesto. También se han desarrollado versiones con un substrato transparente para operar en modo de reflexión [162]. Se han reportado algunos diseños de endoscopios ultrasónicos completamente ópticos basados en MRR cuyos diámetros se encuentran entre 4.5 y 5 mm [163, 164]. En comparación con los endoscopios basados en sensores FPI en fibra ópticas o en FBGs, éstos tienen un diámetro mucho mayor impidiendo su uso en aplicaciones intravasculares. Este mayor tamaño de la sonda basada en MRR se debe, en parte, a la necesidad de utilizar dos fibras ópticas, una de entrada y otra de salida, empleadas para la interrogación del dispositivo.

### **3.3.5 Sensores ópticos interferométricos sin contacto**

Por último, debemos señalar que otra clase de sensores ópticos están basados en la medida interferométrica sin contacto de los pequeños desplazamientos inducidos por una onda ultrasónica en la superficie de un objeto. Los desplazamientos fuera de plano de una superficie donde se refleja la luz del brazo de medida de un interferómetro cambia su camino óptico y como resultado se obtiene una modulación de potencia óptica a la salida del interferómetro. Para mejorar la eficiencia de la recolección de la luz esparcida, estos sensores requieren de sistemas de focalización del haz de luz de medida sobre la superficie. Así mismo, la potencia del haz láser debe ser relativamente alta para obtener una buena relación señal a ruido.

El uso de interferometría sin contacto para la caracterización y calibración de hidrófonos es una práctica estándar desde hace más de 25 años [165-167]. En estos esquemas se emplea un interferómetro para medir el desplazamiento inducido por una onda ultrasónica de una membrana de unas pocos micrómetros de grosor. Por ejemplo, en [168] se reportó un interferómetro homodino activo Michelson en fibra óptica para la medida de ondas acústicas generadas optoacústicamente en la superficie de líquidos, en la que emplean una película reflectiva sobre la superficie del líquido, alcanzando una sensibilidad

de  $0.1 \text{ Pa}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ . En [169, 170] se presentó un sistema de imágenes optoacústico basado en un interferómetro Mach-Zehnder heterodino en modo *backward* capaz de medir desplazamientos de  $0.3 \text{ nm}$ . Este sistema fue validado con muestras de cerebro de ratón inmersas en una solución de Intralipid, obteniendo una superficie óptica plana y uniforme sobre la que hacer el escaneo. Más recientemente se han mostrado imágenes optoacústicas obtenidas con sensores ópticos sin contacto y sin el uso de ningún tipo de agente de acoplo, inmersión en agua o algún líquido en la superficie de la muestra. Para ello se ha utilizado: interferómetros Fabry Perot confocales en configuración diferencial (**Fig. 3.11.a**) [171, 172], interferómetros fotorefractivos [173] e interferómetros Mach Zehnder con amplificación (**Fig. 3.11.b**) [173]. También se ha reportado un sistema de microscopía optoacústica sin contacto basada en interferómetros de baja coherencia (**Fig. 3.11.c**) [174, 175], aunque en este caso se usa aceite mineral para aumentar la reflectividad.



**Fig. 3.11** Sistemas de imagen optoacústicos basados en sensores sin contacto. (a) Sistema basado en un interferómetro Fabry-Perot confocal (CFPI) con substracción del ruido de amplitud y fase del láser. Los haces de referencia y medida tienen estados de polarización perpendiculares [171]. (b) Sistema basado en un interferómetro Mach-Zehnder con amplificación [173]. (c) Sistema de microscopía optoacústica basado en un interferómetro Michelson homodino de baja coherencia [174, 175].

Existen diversas situaciones en las que los sensores sin contacto están especialmente indicados. Por ejemplo, en el diagnóstico de quemaduras o durante cirugías en las que se debe mantener una alta esterilidad. También son útiles en aplicaciones de imágenes de pequeños animales donde la inmersión en agua complica los procedimientos [176].

Teóricamente los sensores ópticos sin contacto ofrecen una buena sensibilidad, ya que no presentan las pérdidas por transmisión acústica entre el medio y el transductor de los sensores por contacto, una alta resolución, ya que el área efectiva está limitada por la difracción de la luz empleada, y un gran ancho de banda. Así, por ejemplo, en [173] con un sistema basado en un interferómetro Mach-Zehnder amplificado calculan un NEP mínimo teórico limitado por el ruido *shot* de 380 Pa con 20MHz de ancho de banda, y en [171] utilizando un interferómetro Fabry-Perot confocal estiman un NEP mínimo de 8 Pa con un ancho de banda de 3 MHz, aunque en la práctica obtienen un NEP de  $\sim 100$  Pa para ese ancho de banda. En la referencia [175] emplean un interferómetro de Michelson de baja coherencia utilizando como fuente un diodo superluminiscente (SLD) de 1310nm para microscopía optoacústica demostrando un ancho de banda, limitado por la electrónica, de 67MHz (-6 dB).

La recolección de la luz de superficies rugosas y en orientaciones arbitrarias es compleja. Normalmente, en aplicaciones industriales las bajas potencias ópticas recolectadas se compensan aumentando la potencia del láser de interrogación. Sin embargo, en aplicaciones biológicas las densidades de potencia de los láseres focalizados sobre la superficie se deben mantener por debajo de unos niveles de seguridad establecidos por los estándares [177]. Por eso, en estos esquemas se suelen modular los láseres de interrogación estando sólo encendidos durante la medida, limitando de esta forma la potencia promedio [171]. Por otro lado, las variaciones en el perfil de la muestra se deben corregir durante el escaneo haciendo necesario sistemas sofisticados que mantengan el foco. Esto es aún más crítico si se utilizan fibras ópticas monomodo para recolectar la luz como en el caso del esquema con el interferómetro Mach-Zehnder. Por ello, en estos casos se han incorporado amplificadores ópticos en el brazo de medida [173]. Los amplificadores aumentan el ruido por emisión espontánea amplificada por lo que se introducen filtros para mejorar la relación señal a ruido.

### 3.3.6 Discusión

Antes de comenzar la discusión se presenta en la **Tabla 3.1** un resumen de algunas de las características más relevantes de los sensores tratados en este capítulo. En esta tabla también se incluyen algunas primeras versiones de los sensores para mostrar la evolución

de sus características y dos sensores basados en elementos piezoeléctricos como referencia.

Descripción	$\lambda$ (nm)	Tamaño del Elemento sensible	Sensibilidad	NEP	BW (MHZ)	Directividad	Máxima Señal	Ref.
<b>Sensores FP en espacio libre</b>								
SU8 (10 $\mu\text{m}^2$ )/ SU8 (5 $\mu\text{m}^2$ )/ PDMS (3 $\mu\text{m}^2$ ) + Reflect. Au + S. Vidrio (25mm)	1550	20 $\mu\text{m}^d$	0.072 mW/kPa 0.056 mW/kPa 0.16 mW/kPa	2.8 kPa 3.8 kPa 1.3 kPa	30 MHz >50 MHz >50 MHz (-6dB)	-	11.1 MPa 16.2 MPa 1.3 MPa	[178]
Parileno C (22 $\mu\text{m}^2$ )/ Parileno C (38 $\mu\text{m}^2$ ) + R, Dicroicos + PMMA(11.5mm)	1550	70 $\mu\text{m}^d$ 90 $\mu\text{m}^d$	0.03 mrad/kPa	0.3 kPa 0.2 kPa	39 MHz 22 MHz	-	-	[77]
SU8 (25 $\mu\text{m}^2$ ) Guías de ondas+ R. Dieléctricos + S. Vidrio	1550	20 $\mu\text{m}^d$	-	178 Pa @ 30 MHz	16 MHz (-3dB)	-	-	[115]
R. Dieléctricos+ Poliimida (15 $\mu\text{m}^2$ ) + R. Au + S. Vidrio Emisor/Receptor todo ópticos	1550	43 $\mu\text{m}^d$	-	3.3 kPa @50 MHz	126 MHz (-6dB)	-	-	[98]
GLAD Films+ Parileno C (23 $\mu\text{m}^2$ ) + S. Vidrio	1550	-	-	80 Pa	18 MHz (-3dB)	-	-	[116, 121]
Plano-cóncavo Adhesivo óptico curable UV R, Dicroicos + S. PMMA	1550	48 $\mu\text{m}^t$ 250 $\mu\text{m}^t$	-	85 Pa 12 Pa	16MHz (-3dB) 4 MHz (-3dB)	-	-	[113, 114]
<b>Sensores FP extrínsecos de fibra óptica (situados en punta)</b>								
FP Plano Parileno C (10.4 $\mu\text{m}$ ) R. Au	1550	9 $\mu\text{m}^d$	0.016 mrad/kPa	15 kPa (5Mhz) @ 20MHz	25 Mhz	Omni @16MHz	7.5 MPa (10%)	[102]
FP plano-concavo Parileno C (20.5 $\mu\text{m}$ ) R. Au	1550	9 $\mu\text{m}^d$	0.03 mrad/kPa	<150 Pa (15Mhz) @ 25MHz	40 Mhz	Omni @35MHz	-	[104]
<b>Sensores de fibra óptica</b>								
SOF (80 $\mu\text{m}$ ) + Cilindro polietileno + Cono Al coaxial	1300	13 mm <sup>d</sup>	17 mrad/kPa @1 MHz 3.3 mrad/kPa @4 MHz	3 kPa @1 Mhz 30 kPa @4 MHz	3.4 MHz	-	40 kPa @1 MHz 200 kPa @4MHz	[126]
SOF (125 $\mu\text{m}$ ) Cilindro	633	5x5 mm	-	50 Pa	3 MHz @20 MHz	-	-	[88]
<b>Sensores FBG</b>								
$\pi$ FBG L = 2.38mm/ $\kappa$ = 2.58mm <sup>-1</sup> FWHM = 8pm SOF + Recubrimiento Acrílico Láser sintonizable	1550	270 $\mu\text{m}^1$ 9 $\mu\text{m}^d$	-	0.45 kPa @20MHz	10 MHz	-	750kPa (20%)	[80]
$\pi$ FBG L = 4mm/FWHM = 170Mhz V = 0.81 SOF + Recubrimiento Acrílico CPRI	1549	370 $\mu\text{m}^1$ 9 $\mu\text{m}^d$	3.8x10 <sup>-6</sup> MPa <sup>-1</sup>	100 Pa @ 16MHz	16 MHz	-	34 GHz	[81]
<b>Sensores de micro-anillo resonantes de polímero</b>								
Poliestireno (PS) Baja Q	1560	60 $\mu\text{m}^d$ 2.3x1.8 $\mu\text{m}$	3x10 <sup>-3</sup> kPa <sup>-1</sup> (10 MHz)	1.6 kPa @10 MHz	10 MHz	-	-	[85]
Poliestireno (PS) Q~4x10 <sup>5</sup> Subs. Silicio (500 $\mu\text{m}$ )	769	60 $\mu\text{m}^d$ 1x1.4 $\mu\text{m}$	-	10.5 Pa @(1-25 MHz) 15.2 Pa @(1-50 MHz) 21.4 Pa @(1-75 MHz)	75 MHz (-3dB)	40° (-6dB) @20MHz	-	[158]
Poliestireno (PS) Q~1.3x10 <sup>5</sup> (6pm) Subs. Silicio (500 $\mu\text{m}$ )	769	60 $\mu\text{m}^d$ 1x1.4 $\mu\text{m}$	20.05 mV/KPa	105 Pa @305 MHz	350 MHz (-3dB)	-	-	[157]

Descripción	$\lambda$ (nm)	Tamaño del Elemento sensible	Sensibilidad	NEP	BW (MHZ)	Directividad	Máxima Señal	Ref.
<b>Sensores sin contacto</b>								
Interf. Mach-Zehnder amplificado	1550	$>10.5 \mu\text{m}^d$	-	$380\text{Pa}^2$ @20Mhz	20 MHz	-	-	[173]
Interf. Fabry-Perot confocal con substracción de ruido	1064	$400 \mu\text{m}^d$	-	100 Pa @3Mhz	3 MHz	-	-	[171]
Interf. Michelson de baja coherencia	1310	$>10.5 \mu\text{m}^d$	-	-	67 MHz (-6 dB)	-	-	[175]
<b>Sensores piezoeléctricos</b>								
PVDF hidrófono tipo aguja	n/a	75 $\mu\text{m}$	-	6 kPa	100 MHz	-	-	Precision Acoustics
Transductor comercial, Olympus	n/a	3 mm	-	15 Pa	100 MHz	-	-	[160]

**Tabla 3.1** Comparación de las características de los sensores ópticos. Se incluyen dos sensores piezoeléctricos como referencia. (Leyenda: <sup>d</sup> diámetro, <sup>t</sup> anchura, <sup>l</sup> longitud efectiva, <sup>2</sup>Mínimo calculado).

Ha quedado ampliamente demostrado en la literatura que los sensores ópticos tienen una mayor sensibilidad por unidad de superficie que los transductores de ultrasonidos convencionales basados en elementos piezoeléctricos. A continuación, resumimos algunas de las características de los sensores ópticos revisados en este capítulo.

En los sensores interferométricos sin contacto la sensibilidad está limitada, por encima de otros factores, por la densidad de potencia máxima que se puede emplear con seguridad sobre los tejidos biológicos y por las reflectividades de las superficies. Debido a esto, su uso potencial está limitado a entornos donde no es posible el contacto físico con el transductor ultrasónico.

Los sensores basados en resonadores ópticos, ya sean cavidades FP, FBG o MRR, comparten una serie de características, a saber, una área activa pequeña, un ancho de banda grande, una baja directividad y una alta sensibilidad cuando se compara con su tamaño. La alta sensibilidad proviene de la múltiple interacción de la luz con la onda acústica dentro de la región resonante. Este tipo de sensores se pueden considerar como puntuales, por lo que se adecúan a las necesidades de los algoritmos de reconstrucción optoacústicos que requieran de sensores omnidireccionales reduciendo los artefactos en las imágenes.

Cabe destacar que los sensores basados en cavidades FP son los más optimizados, en parte porque han sido desarrollados de forma continuada por unos pocos grupos de investigación durante más de 20 años. Ha sido recientemente cuando se ha incrementado su eficiencia mediante la reducción de las pérdidas dentro de la cavidad FP disminuyendo el NEP por debajo de 100 Pa con ancho de banda alrededor de 16 MHz [114]. Dado el diseño de los sensores FP de espacio libre, éstos están exclusivamente indicados en

aplicaciones de microscopía optoacústica donde se visualiza una pequeña región próxima a la superficie de la muestra. Por tanto, no es posible obtener imágenes de grandes volúmenes o de cuerpo completo de pequeños animales empleando este tipo de sensores.

Los sensores de fibra óptica con cavidades FP extrínsecos presentan el patrón de directividad más omnidireccional de todos los sensores ópticos. Dado su reducido tamaño, igual al diámetro de la fibra óptica, es posible integrarlos en endoscopios híbridos intravasculares ultrasónicos/optoacústicos (IVUS/IVPA) completamente ópticos de diámetros menores a 1 mm [103, 112, 179]. En estos endoscopios, tanto la generación de ultrasonidos, para la parte IVUS, como la recepción de los mismos, para la IVUS/IVPA, se hacen por medios ópticos. Sin embargo, debido a su naturaleza, recogen las ondas acústicas provenientes de la zona frontal del sensor y no de los laterales, como sería deseable en aplicaciones intravasculares. Para habilitar la medida lateral es necesario añadirles reflectores acústicos, incrementando por tanto el tamaño total de la cabeza sensora.

Los sensores ópticos basados en micro-anillos resonantes de polímero tienen un rendimiento similar a las cavidades FP. Este tipo de sensores ha sido desarrollado durante más de 13 años por un mismo grupo de investigación. Recientemente, las mejoras en los procesos de nanolitografía han reducido las pérdidas en las guías, aumentando el factor  $Q$  de los resonadores y, por tanto, su sensibilidad [158]. Actualmente los sensores basados en MRR presentan el mayor balance sensibilidad/ancho de banda de todos los sensores ópticos. El origen del gran ancho de banda reside en el reducido grosor de las guías de ondas ( $>2 \mu\text{m}$ ). Sin embargo, su diámetro, del orden de  $\sim 60 \mu\text{m}$ , los hace más directivos que las cavidades FP. Este diámetro no se puede reducir sin aumentar las pérdidas y degradar la sensibilidad del sensor. Dado su ancho de banda, los sensores MRR se han probado en aplicaciones endoscópicas y de microscopía optoacústica de resolución óptica (OR-OAM). Este tipo de cavidades resonantes funcionan en modo transmisión, por lo que son necesarias dos fibras ópticas para interrogarlos. En consecuencia, el diámetro de los catéteres basados en esta tecnología es del orden de  $\sim 5 \text{ mm}$ . Además, la conectorización de la fibra óptica de entrada al MRR es delicada, por lo que el movimiento del sensor puede hacer cambiar la señal de salida [164]. Por este motivo, el sensor se suele mantener en una posición fija mientras se escanea la muestra.

Los sensores basados en  $\pi$ -FBG tienen un rendimiento prometedor sobre todo cuando se combina con técnicas complejas (y costosas) de demodulación. Se ha demostrado que pueden usarse en entornos con grandes turbulencias [81]. Esto junto con su capacidad

inherente para medir lateralmente los campos acústicos los hacen especialmente interesantes para su integración en endoscopios intravasculares optoacústicos. El principal problema es el alto costo del sistema de interrogación y que su respuesta espectral contiene una serie de resonancias provenientes de la fibra óptica de sílice [151].

Finalmente, los sensores interferométricos de fibra óptica se pueden considerar como una clase distinta a los otros tipos de sensores ópticos, ya que integran el campo acústico a lo largo de su longitud. Presentan varias ventajas con respecto a los demás sensores ópticos: (i) su fabricación es muy simple, ya que están formados por una fibra óptica; y (ii) su sensibilidad puede ser mejorada aumentando la longitud de la fibra que interactúa con el campo acústico. Sin embargo, su sensibilidad por unidad de longitud es mucho menor que la de los sensores resonantes. Esto es debido a la rigidez y la impedancia acústica de la fibra óptica de sílice y a que la luz interactúa con la onda acústica una sola vez por unidad de longitud<sup>3</sup>.

La capacidad de integrar el campo acústico de los sensores de fibra óptica ha sido aprovechada en aplicaciones optoacústicas, en conjunción con un algoritmo de reconstrucción basado en la transformada de Radon, obteniendo imágenes de alta resolución. Por otro lado, este trabajo expone por primera vez el uso de la fibra óptica para conformar un sensor equivalente a uno puntual en aplicaciones optoacústicas. Esta tesis contribuye al conocimiento en el campo de los sensores ópticos para aplicaciones optoacústicas en dos sentidos: (i) demuestra el aumento de la sensibilidad de los sensores de fibra óptica a frecuencias ultrasónicas empleando fibras ópticas monomodo de polímero; e (ii) implementa un sensor equivalente a uno puntual para aplicaciones de mamografía optoacústica donde la profundidad del absorbente requiere una alta sensibilidad pero no un gran ancho de banda.

El impacto de la primera contribución va más allá de los propios sensores interferométricos de fibra óptica. Cualquier otro tipo de sensor óptico inscrito en una fibra de polímero, ya sea  $\pi$ -FBG o FP intrínsecos, experimentará un aumento de sensibilidad equivalente con respecto al mismo tipo inscrito en una fibra óptica de sílice. Así, por ejemplo, observando la **Tabla 3.1**, vemos que interrogando un sensor  $\pi$ -FBG con la técnica CRPI, la mejora de la sensibilidad es de 4.5 veces sobre la interrogación empleando un láser sintonizable. Substituyendo el material de la fibra óptica, potencialmente, se podría obtener una sensibilidad todavía mayor sin el uso de costosas técnicas de interrogación.

---

<sup>3</sup> Aquí no consideramos un sensor FP intrínseco, donde la luz sí interactuaría múltiples veces con la onda acústica por unidad de longitud.



En la segunda contribución se demuestra que es posible la implementación de sensores funcionales de fibra óptica de sílice de sensibilidad mejorada por medio del aumento de la longitud de la fibra que interacciona con la onda ultrasónica. Implementación específicamente dirigida a aplicaciones optoacústicas donde los absorbentes están embebidos en un tejido a gran profundidad. En esta situación, donde el absorbente está a más de 1 cm de profundidad rodeado de un medio de alto *scattering*, tener un gran ancho de banda no aporta una ventaja significativa en la calidad de la imagen. Esto es debido a la combinación de la atenuación óptica, que limita la amplitud de presión generada optoacústicamente por pequeños absorbentes, y de la atenuación acústica propia del medio. Por ello es posible incrementar la longitud de la fibra óptica a expensas de una reducción del exceso de ancho de banda innecesario.

En los capítulos que siguen a continuación se presentan los resultados relacionados con estas dos contribuciones, además de un algoritmo para la recuperación de la fase en un interferómetro homodino pasivo.



## Capítulo 4

# Sensores interferométricos de fibra óptica para detección de señales optoacústicas

### 4.1 Introducción

Hemos visto en el capítulo anterior que los sensores interferométricos de fibra óptica son una alternativa para la detección de señales optoacústica. La fabricación de estos sensores es simple e involucra materiales de muy bajo coste. Además la sensibilidad puede ser incrementada por medio de un plegado o arrollamiento apropiado de la fibra óptica aumentando la longitud que interacciona con el campo acústico [126, 127].

En este capítulo vamos a presentar los experimentos llevados a cabo para la caracterización de la sensibilidad intrínseca ultrasónica de los sensores fibra óptica en función del material del que están hechos. Empezaremos con una descripción de su principio de funcionamiento y presentaremos un modelo que describe la respuesta de un segmento recto de fibra óptica ante la incidencia de una onda acústica. A continuación mostraremos una comparación experimental entre 5 sensores interferométricos. Cuatro de ellos están basados en fibras ópticas de diferentes materiales: fibra óptica monomodo de sílice (SMSOF), fibra óptica monomodo de PMMA de salto de índice (SMPOF), fibra óptica de polímero perfluorada de gradiente de índice (graded-index perfluorinated polymer optical fibers, GIPOF) y fibra óptica de PMMA (polimetilmetacrilato) microestructurada (mPOF). El quinto sensor está basado en una guía de onda plana de polímero de canal superficial inferior de doble substrato (*inverted-rib waveguide*) [180],

que ofrece la posibilidad de integrar estructuras resonantes como micro-anillos resonantes para aumentar la sensibilidad [158] o esquemas de múltiples canales [154].

Todos los sensores están caracterizados para la detección de señales optoacústicas provenientes de absorbentes cuyas dimensiones están entre  $\sim 20\text{mm}$  y  $\sim 0.2\text{mm}$ , lo que corresponde a frecuencias ultrasónicas en el rango de  $100\text{kHz}$  a  $10\text{MHz}$ .

## 4.2 Principio de funcionamiento de un sensor interferométrico intrínseco de fibra óptica para la detección de ondas ultrasónicas

### 4.2.1 Sensores de fibra interferométricos

Un sensor interferométrico de fibra óptica intrínseco utiliza la propia fibra como elemento sensible y además ésta forma parte de por lo menos uno de los brazos de un interferómetro de dos haces (Mach Zehnder, Michelson o Sagnac). Una perturbación externa, como la incidencia de una onda ultrasónica, sobre la fibra óptica entre otros efectos produce una variación diferencial de camino óptico entre los dos brazos del interferómetro. Como resultado, mientras dura la perturbación, la luz empleará una cantidad de tiempo distinta en recorrer un brazo del interferómetro con respecto al otro. La fase total acumulada en un brazo de fibra óptica monomodo de longitud  $L$  es:

$$\varphi = \beta L = \frac{2\pi n}{\lambda} L \quad (\text{rad}), \quad (4.1)$$

donde  $\beta$  es la constante de propagación del modo en la fibra,  $L$  es la longitud de la fibra óptica,  $n$  es el índice de refracción efectivo de la fibra óptica y  $\lambda$  es la longitud de onda en el vacío.

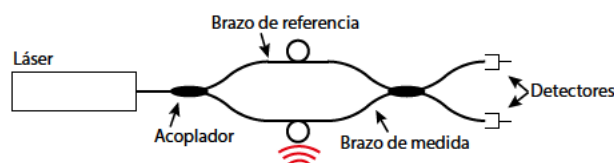


Fig. 4.1 Esquema básico de un interferómetro Mach-Zehnder de fibra óptica.

Para medir la diferencia de fase entre los dos brazos del interferómetro de fibra se hace pasar la luz de una misma fuente láser por ambos brazos a través de un acoplador direccional o divisor de haz. Luego se recombinan usando otro acoplador, como en el caso del interferómetro Mach-Zehnder mostrado en la Fig. 4.1, o el mismo usado en la división, como en el caso de los interferómetros Michelson o Sagnac. Debido a la superposición de

ondas coherentes en la recombinación a la salida del interferómetro tendremos una modulación de la potencia óptica en cada una de las salidas dada por [181]:

$$\begin{aligned} I_1 &= I_r + I_m + 2\sqrt{I_r I_m} \cos(\Delta\varphi) \\ I_2 &= I_r + I_m - 2\sqrt{I_r I_m} \cos(\Delta\varphi) \end{aligned} \quad (4.2)$$

donde  $I_r$  e  $I_m$  son las potencias ópticas en los brazos de referencia y medida respectivamente y  $\Delta\varphi = \varphi_r - \varphi_m$  es la diferencia de fase entre los dos brazos. La intensidad de los brazos está gobernada por los ratios de división de los acopladores y por las pérdidas en las fibras. Una representación más general de la ecuación (4.2) es

$$I = I_o [1 \pm V \cos(\Delta\varphi)] , \quad (4.3)$$

donde  $I_o$  es la potencia óptica promedio y  $V$  es la visibilidad definidas como

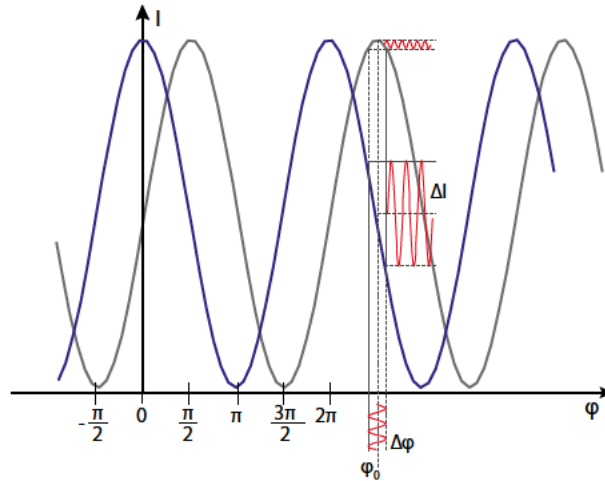
$$I_o = I_r + I_m = \frac{I_{\max} + I_{\min}}{2}, \quad V = \frac{2\sqrt{I_r I_m}}{I_r + I_m} \eta = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (4.4)$$

donde  $\eta$  es un factor que tiene en cuenta la eficiencia de la interferencia en términos de la coherencia, el grado de superposición del estado de polarización de los dos haces recombinados [122],  $I_{\max}$  e  $I_{\min}$  son las potencias ópticas máxima y mínima de la señal interferencial medidas por el fotodiodo.

Con un interferómetro se pueden llegar a medir deformaciones entre los brazos de fibra óptica del orden de  $10^{-13}$  a  $10^{-15}$  [182]. En esta gran sensibilidad es donde radica el potencial para la medida de señales ultrasónicas débiles, pero también uno de sus mayores problemas. La alta sensibilidad hace que cualquier perturbación externa, distinta de la que se quiere medir, afecte a la medida. Muchas veces ocurre que la banda de frecuencias de las señales que se desean medir es distinta de la banda donde se encuentran las perturbaciones externas. En nuestro caso, las primeras son frecuencias superiores a 100 kHz, mientras que las segundas, las perturbaciones externas debidas a variaciones en las condiciones de temperatura o presión, son de baja frecuencia inferiores a 1 kHz. La sensibilidad de la transducción interferométrica viene dada por la derivada de la expresión (4.3)

$$\frac{dI}{d\varphi} = I_o V \sin(\varphi_e + d\varphi) . \quad (4.5)$$

donde  $\varphi_e$  es la diferencia de fase debida a la diferencia de camino óptico entre los dos brazos del interferómetro en reposo y a las influencias externas de baja frecuencia, y  $d\varphi$  es la perturbación de pequeña señal que deseamos medir. Si el término de fase externa, que evoluciona aleatoriamente, es igual a  $\varphi_e = n\pi$ , con n entero, la sensibilidad dada por la expresión (4.5) se hace cero. Sin embargo, como vemos en la **Fig. 4.2**, en el caso en que sea igual a  $\varphi_e = (2n + 1)\pi / 2$ , la sensibilidad se vuelve máxima. Decimos que el interferómetro está en cuadratura cuando se cumple esta última condición.

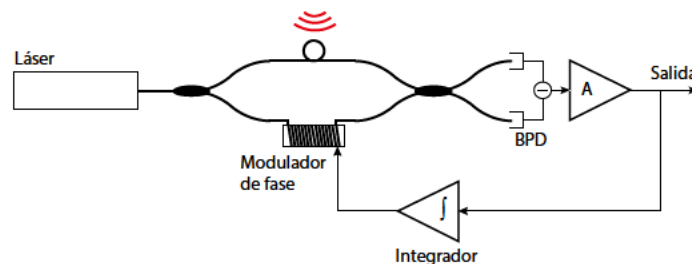


**Fig. 4.2** Función de transferencia de un interferómetro Mach-Zehnder y respuesta del interferómetro a una perturbación alrededor del punto de cuadratura en azul.

En la condición de cuadratura la sensibilidad del interferómetro es

$$\frac{dI}{d\varphi} = I_0 V . \quad (4.6)$$

En los interferómetros homodinos activos, como los usado en esta tesis, se estabiliza el punto de operación del interferómetro en el punto de cuadratura para garantizar la máxima sensibilidad de forma continuada. Para ello se puede emplear una configuración como la mostrada en la **Fig. 4.3**, donde un modulador de fase en el brazo de referencia y un control realimentado, consistente en un circuito integrador, compensan las derivas de baja frecuencia.



**Fig. 4.3** Interferómetro Mach-Zehnder con estabilización y detección homodina activa.

La potencia óptica se mide mediante un fotodetector. En nuestra aplicación, orientada a la detección de ultrasonidos mediante sensores interferométricos de fibra óptica, hemos empleado fotodiodos. Los fotodiodos convierten la potencia óptica en una fotocorriente a través de su responsividad,  $\mathfrak{R}$  (A/W), la cual depende de la longitud de onda del láser. Posteriormente, esta fotocorriente se convierte a voltaje por medio de un amplificador de transimpedancia de ganancia  $R_f$  (Ohm).

En consecuencia, la sensibilidad total del interferómetro vista desde el sistema de adquisición se puede expresar como:

$$\frac{\Delta v}{\Delta P} = \frac{\Delta v}{\Delta i} \frac{\Delta i}{\Delta \varphi} \frac{\Delta \varphi}{\Delta P} = R_f \mathfrak{R} V I_0 \frac{\Delta \varphi}{\Delta P}, \quad (4.7)$$

donde el último término de la derecha expresa la sensibilidad intrínseca de la perturbación, que en nuestro caso, será la presión acústica a frecuencias ultrasónicas.

#### 4.2.2 Regímenes de frecuencia acústicos

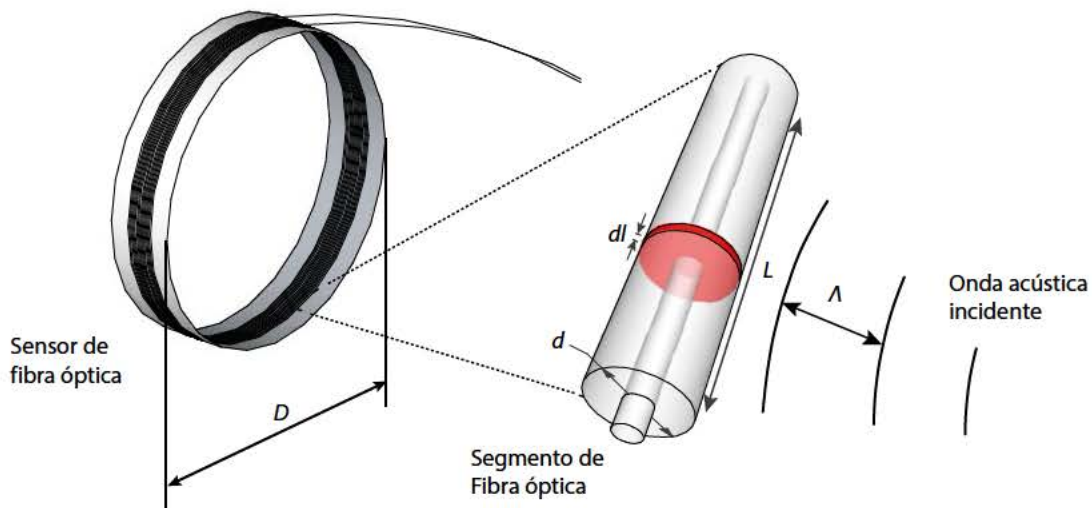


Fig. 4.4 Sensor de fibra óptica sometida a la incidencia de una onda ultrasónica.

Considerando la interacción entre una onda acústica y un sensor de fibra óptica podemos distinguir tres regímenes de comportamiento en función de la frecuencia acústica. Llamemos  $D$  a la dimensión característica del sensor formado por una distribución de fibra óptica de diámetro  $d$  (ver Fig. 4.4).

1. Para bajas frecuencias acústicas, donde la longitud de onda de la onda de presión,  $\Lambda$ , es mucho mayor que la dimensión  $D$  del sensor, las ondas acústicas producen una variación hidrostática de la presión a lo largo de toda la fibra óptica expuesta.
2. A frecuencias intermedias, donde  $\Lambda$  es del comparable a  $D$  pero mucho mayor que el diámetro de la fibra,  $d$ , los gradientes de presión a lo largo de la dirección de

propagación del sonido son importantes. Cuando la longitud de onda se aproxima a la longitud de la fibra expuesta, se observa una resonancia por encima de la cual la fibra deja de responder dinámicamente a las deformaciones axiales.

3. A estas frecuencias ultrasónicas, donde  $\Lambda$  es del orden o menor que  $d$ , la respuesta de la fibra está gobernada por las deformaciones radiales inducidas por el campo acústico. En este régimen las deformaciones inducidas en la sección transversal de la fibra se vuelven anisotrópicas por lo que se debe tener en cuenta la distribución de los modos ópticos dentro de la fibra.

El caso más simple y el que ha sido tratado más extensamente en la literatura es el régimen hidrostático. Típicamente los sensores de fibra óptica operando entre DC y 10 kHz están en este régimen. El régimen de frecuencias intermedias se extiende hasta aproximadamente 500 kHz. Las frecuencias de nuestro interés se encuentran en el tercer régimen. En el apéndice A, se puede encontrar una revisión de la respuesta de los sensores interferométricos de fibra óptica en el primero de los rangos, proporcionando una visión más completa al problema de la interacción entre los campos acústicos y las fibras ópticas. En la siguiente sección trataremos la respuesta a las frecuencias ultrasónicas de nuestro interés.

#### 4.2.3 Sensibilidad acústica de la fibra óptica a frecuencias ultrasónicas

El principio de funcionamiento de un sensor de fibra óptica interferométrico para la medida de ondas ultrasónicas se basa en la variación del camino óptico como resultado de las deformaciones elásticas producidas por la onda de presión que atraviesa la fibra óptica.

La variación de fase inducida en una fibra óptica monomodo se expresa como la derivada de (4.1). La variación total de fase en un segmento de longitud  $L$ , como el de la **Fig. 4.4** se expresar como:

$$\Delta\varphi = \Delta L\beta + \int_{-L/2}^{L/2} \Delta\beta dl, \quad (4.8)$$

donde  $\beta = k_0 n$ , es la constante de propagación, siendo  $k_0$  el número de ondas de la luz en el vacío y  $n$  es el índice de refracción efectivo del modo que se propaga en la fibra óptica. El primer término de (4.8) representa el salto de fase debido a la elongación axial de la fibra óptica producida por la tensión. Esta viene dada por la integral de la deformación a lo largo del eje longitudinal,  $\varepsilon_3$ , de la fibra óptica



$$\Delta L = \int_{-L/2}^{L/2} \varepsilon_3 dl. \quad (4.9)$$

El segundo término, la variación de fase a causa de la variación en la constante de propagación se debe a dos factores: al efecto elasto-óptico que describe el cambio del índice de refracción y a la variación en el diámetro del núcleo de la fibra óptica causados ambos por las deformaciones mecánicas. La contribución de este segundo factor al cambio de  $\beta$  es despreciable frente a la del primero [183].

A frecuencias acústicas por debajo de 1 MHz estas deformaciones son uniformes en la sección transversal de la fibra óptica. Sin embargo, a frecuencias más altas las deformaciones dejan de ser uniformes y se debe tener en cuenta el estado de polarización del campo eléctrico. La onda acústica hace que la fibra óptica actúe como una lamina retardadora de fase. Consideremos una fibra óptica de radio  $a$  y longitud infinita cuyo eje axial está alineado con el eje  $z$ . Una onda acústica incide a lo largo del eje  $x$ . Las componentes de campo eléctrico existentes en la fibra se pueden describir por la matriz de Jones [184] :

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \alpha(r, \theta) & -\sin \alpha(r, \theta) \\ \sin \alpha(r, \theta) & \cos \alpha(r, \theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\Delta\varphi_1(r, \theta)} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta\varphi_2(r, \theta)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \alpha(r, \theta) & \sin \alpha(r, \theta) \\ -\sin \alpha(r, \theta) & \cos \alpha(r, \theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{x0} \\ E_{y0} \end{bmatrix}, \quad (4.10)$$

donde  $\Delta\varphi_n(r, \theta)$  son los saltos de fase inducidos en cada uno de los ejes principales de deformación,  $\alpha$  es el ángulo entre el eje  $x$  y los ejes principales de deformación,  $r$  y  $\theta$  son coordenadas polares del punto de interés en la fibra, y  $E_{x0}$  y  $E_{y0}$  son los campos eléctricos de entrada.

Tanto el dióxido de silicio como el PMMA son materiales isótropos. Aunque se ha visto que el PMMA presente en las POF puede dejar de ser isótropico debido al proceso extrusión (*drawing*)[185], supondremos que se comporta como el material sin tratar. El tensor elasto-óptico para materiales isótropos está completamente definido por dos parámetros como:

$$\Delta n = -\frac{n^3}{2} P \varepsilon = -\frac{n^3}{2} \begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(p_{11} - p_{12}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(p_{11} - p_{12}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(p_{11} - p_{12}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

donde  $p_{11}$  y  $p_{12}$  son los coeficientes de Pockels y  $\varepsilon_1$  y  $\varepsilon_2$  son las deformaciones en los ejes principales transversales. Las componentes transversales de  $\Delta n$  son los responsables de la variación del índice de refracción

$$\begin{aligned} \Delta n_1 &= -\frac{n^3}{2} [p_{11}\varepsilon_1 + p_{12}(\varepsilon_2 + \varepsilon_3)] \\ \Delta n_2 &= -\frac{n^3}{2} [p_{11}\varepsilon_2 + p_{12}(\varepsilon_1 + \varepsilon_3)] \end{aligned} \quad (4.11)$$

Combinando (4.9) y (4.11) en (4.8) y teniendo en cuenta  $\beta = k_0 n$ , tenemos que la respuesta total de un sensor de fibra óptica a las deformaciones que sufre viene dado por [86, 186]

$$\begin{aligned} \Delta \varphi_1 &= k_0 n \int_{-L/2}^{L/2} \left( \varepsilon_3 - \frac{n^2}{2} (p_{11}\varepsilon_1 + p_{12}(\varepsilon_2 + \varepsilon_3)) \right) dz \\ \Delta \varphi_2 &= k_0 n \int_{-L/2}^{L/2} \left( \varepsilon_3 - \frac{n^2}{2} (p_{11}\varepsilon_2 + p_{12}(\varepsilon_1 + \varepsilon_3)) \right) dz \end{aligned} \quad (4.12)$$

En general, las deformaciones principales así como el ángulo de los ejes principales varían con la posición a lo largo de la de la fibra. Normalmente, las deformaciones inducidas acústicamente son suficientemente pequeñas como para sólo actuar como una perturbación de la guía de ondas. Esta condición se puede establecer como

$$\Delta n_1, \Delta n_2 \ll \Delta n \quad (4.13)$$

donde  $\Delta n$  es la diferencia de índice de refracción entre el núcleo y el *cladding* de la fibra óptica.

La respuesta en frecuencias del sensor de fibra óptica se calcula en dos pasos. Primero se determinan las deformaciones producidas por la onda elástica incidente. Después se calculan los saltos de fase por medio de las integrales (4.12) a lo largo de la longitud de interacción.

### 4.2.3.1 Cálculo de las deformaciones

El estudio analítico de las deformaciones elásticas de una fibra óptica sobre el que incide una onda plana armónica ha sido estudiado en múltiples ocasiones [124, 146, 186]. Es conveniente buscar una solución en la forma de potenciales elásticos. En general para cada campo lineal elástico, el vector desplazamiento  $\vec{u}$ , se puede descomponer en el gradiente de un potencial escalar,  $\phi$  (componente longitudinal  $\vec{u}_l$ ), más el rotacional de un potencial vectorial,  $\vec{\Psi}$  (componente transversal  $\vec{u}_t$ ) [187],

$$\vec{u} = \vec{u}_l + \vec{u}_t = \nabla\phi + \vec{\nabla} \times \vec{\Psi} . \quad (4.14)$$

donde los potenciales satisfacen las ecuaciones de Helmholtz desacopladas:

$$\begin{aligned} \Delta\phi + k_l^2\phi &= 0 \\ \Delta\vec{\Psi} + k_t^2\vec{\Psi} &= 0 \end{aligned} \quad (4.15)$$

donde  $k_l$  y  $k_t$  son los números de onda longitudinales y transversales (*shear*). Como se necesitan tres funciones para describir el campo de desplazamientos,  $\vec{u}$ , sólo tres de las cuatro soluciones escalares de las ecuaciones de Helmholtz serán independientes. En particular, sólo se necesitan dos componentes del vector potencial  $\vec{\Psi}$  para definirlo de forma unívoca [188].

Huang et Al. [188] da una solución general en coordenadas cilíndricas para el problema de la incidencia de una onda acústica oblicua sobre un cilindro multicapa embebido en un sólido basada en matrices de transmisión. Por tanto, este método permite el cálculo de las deformaciones en el núcleo de una fibra óptica con múltiples recubrimientos. Esta solución ha sido usada para el cálculo de las deformaciones en una fibra óptica producidas por la incidencia de una onda plana y una onda esférica [146, 189].

En esta solución se definen dos potenciales escalares,  $\psi_{t1}$  y  $\psi_{t2}$ , para las dos componentes transversales ortogonales,  $\vec{u}_{t1}$  y  $\vec{u}_{t2}$ , como

$$\vec{u}_{t1} = \nabla \times (\psi_{t1} \hat{e}_z), \quad \vec{u}_{t2} = \nabla \times \nabla \times (\psi_{t2} \hat{e}_z) / k_t \quad (4.16)$$

que verifican la ecuación de ondas escalar

$$\Delta\psi_{t1} + k_t^2\psi_{t1} = 0, \quad \Delta\psi_{t2} + k_t^2\psi_{t2} = 0 , \quad (4.17)$$

donde  $\hat{e}_z$  es el vector unitario alineado con el eje z.

Las ecuaciones escalares de Helmholtz en coordenadas cilíndricas tienen una solución bien conocida en forma de un desarrollo en funciones de Bessel

$$\begin{aligned}\phi &= e^{i(k_z z - \omega t)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} [A_n J_n(k_{tr} r) + D_n Y_n(k_{tr} r)] e^{in\theta} \\ \psi_{i1} &= e^{i(k_z z - \omega t)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} [B_n J_n(k_{tr} r) + E_n Y_n(k_{tr} r)] e^{in\theta}, \\ \psi_{i2} &= e^{i(k_z z - \omega t)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} [C_n J_n(k_{tr} r) + F_n Y_n(k_{tr} r)] e^{in\theta}\end{aligned}\quad (4.18)$$

donde  $k_z$  es la componente  $z$  del vector de ondas acústico, y  $k_{lr}$  y  $k_{tr}$  son las componentes radiales de los vectores de onda longitudinal y transversal, respectivamente; y  $J_n$  y  $Y_n$  son las funciones de Bessel de primera y segunda especie de orden  $n$ , respectivamente. Los números de onda verifican

$$k_{lr} = \sqrt{k_l^2 - k_z^2}, \quad k_{tr} = \sqrt{k_t^2 - k_z^2} \quad (4.19)$$

El problema a resolver es el siguiente: a partir de unas condiciones de contorno expresadas en la forma de una onda plana incidente, que en general puede ser una composición de una onda longitudinal y de dos ondas transversales, y de la continuidad del desplazamiento y el esfuerzo en cada una de las interfaces calcular el valor de los 6 coeficientes  $(A, B, C, D, E, F)_n$  para cada orden  $n$  de las funciones de Bessel y capa  $j$ .

Partiendo de los tres potenciales escalares a través de las ecuaciones (4.14) y (4.16) en coordenadas cilíndricas  $(r, \theta, z)$  se pueden obtener las tres componentes del vector desplazamiento,  $\vec{u}$ . Las deformaciones se calculan en coordenadas cilíndricas a partir de los vectores desplazamiento y con la ley de Hooke generalizada para materiales isótropos,

$$\sigma_{ij} = \lambda \varepsilon_{kk} \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij}, \quad (4.20)$$

se calculan los esfuerzos. Los coeficientes  $\lambda$  y  $\mu$  presentes en (4.20) son el primer y segundo parámetro de Lamé, respectivamente. Las expresiones para las componentes del vector desplazamiento y del esfuerzo se pueden encontrar en [188]. Substituyendo los potenciales (4.18) en dichas expresiones se puede relacionar el vector desplazamiento-esfuerzos con los coeficientes de los potenciales a través de una matriz  $\mathbf{K}_n$  (6x6):

$$(u_r, u_\theta, u_z, \sigma_{rr}, \sigma_{r\theta}, \sigma_{rz})_n^T = \mathbf{K}_n (A, B, C, D, E, F)_n^T e^{ik_z z} e^{in\theta} \quad (4.21)$$

Los coeficientes de la matriz  $\mathbf{K}_n$  se definen en [188] y se reproducen en el apéndice C.

#### 4.2.3.2 Onda plana incidente y campos dispersados. Formulación general

Consideremos el problema general de la incidencia oblicua de una onda plana longitudinal o transversal sobre un cilindro (fibra óptica) compuesto de N-1 capas mostrado en la Fig. 4.5. El eje del cilindro está orientado hacia el eje z. Una onda plana incide oblicuamente con un ángulo  $\varphi_i$  respecto a la normal de la superficie del cilindro. Los potenciales para las ondas longitudinal,  $\phi_i$ , transversal fuera del plano de incidencia,  $\psi_{t1}$ , y transversal en el plano de incidencia,  $\psi_{t2}$ , se pueden representar en coordenadas cilíndricas como una serie de funciones de Bessel:

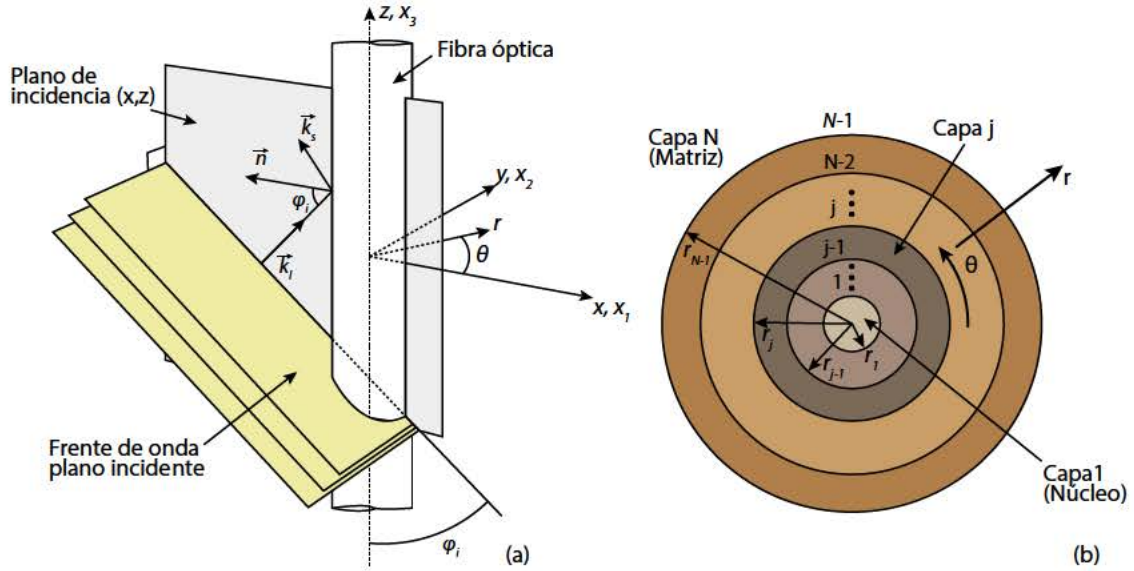


Fig. 4.5 (a) Geometría usada para el problema de scattering de una onda plana longitudinal incidiendo oblicuamente sobre una fibra óptica. (b) Sección transversal del cilindro multicapa de N interfaces.

$$\begin{aligned}\phi_i &= \frac{P_0}{\rho_N \omega^2} e^{i(k_z z - \omega t)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n J_n(k_r^N r) e^{in\theta} \\ \psi_{t1} &= \frac{P_0}{\rho_N \omega^2} e^{i(k_z z - \omega t)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n J_n(k_r^N r) e^{in\theta} , \\ \psi_{t2} &= \frac{P_0}{\rho_N \omega^2} e^{i(k_z z - \omega t)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n J_n(k_r^N r) e^{in\theta}\end{aligned}\quad (4.22)$$

donde  $p_0$  es la presión inicial. Los números de onda longitudinal  $k_z^N$  y transversal  $k_r^N$  en la matriz (capa N) verifican

$$\begin{aligned}k_z &= k_l^N \sin(\varphi_{ii}) = k_r^N \sin(\varphi_{ii}) \\ k_r^N &= k_l^N \cos(\varphi_{ii}) = \sqrt{(k_l^N)^2 - k_z^2} , \\ k_r^N &= k_l^N \cos(\varphi_{ii}) = \sqrt{(k_l^N)^2 - k_z^2}\end{aligned}\quad (4.23)$$

siendo  $\varphi_{li}$  y  $\varphi_{ti}$  los ángulos de incidencia longitudinal y transversal. Se asume que  $k_z$  es el mismo para las ondas longitudinales y transversales.

Los campos en la capa  $j$  tienen la misma forma que (4.18)

$$\begin{aligned}\phi^j &= e^{i(k_z z - \omega t)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[ A_n^j J_n(k_{lr} r) + D_n^j Y_n(k_{lr} r) \right] e^{in\theta} \\ \psi_{t1}^j &= e^{i(k_z z - \omega t)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[ B_n^j J_n(k_{tr} r) + E_n^j Y_n(k_{tr} r) \right] e^{in\theta} \\ \psi_{t2}^j &= e^{i(k_z z - \omega t)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[ C_n^j J_n(k_{tr} r) + F_n^j Y_n(k_{tr} r) \right] e^{in\theta}\end{aligned}\quad (4.24)$$

donde  $k_{lr}^j = \sqrt{(k_l^j)^2 - k_z^2}$  y  $k_{tr}^j = \sqrt{(k_t^j)^2 - k_z^2}$ , siendo  $k_l^j$  y  $k_t^j$  los números de onda longitudinal y transversal de la capa  $j$ . Los coeficientes a determinar son  $(A^j, B^j, C^j, D^j, E^j, F^j)_n^T$ .

Existen dos casos especiales: la matriz que contiene el cilindro y el núcleo. El campo en la matriz (capa  $M$ ) se representa como ondas salientes por medio de funciones de Hankel de primera especie. Estas se pueden definir en términos de las funciones de Bessel como  $H_n(z) = J_n(z) + iY_n(z)$ , por lo que los coeficientes en la matriz vienen dados por  $(A^N, B^N, C^N, iA^N, iB^N, iC^N)_n^T$ . Por otro lado, en las expresiones del campo para el núcleo,  $j = 1$  y  $r < r_1$ , las funciones de Bessel de segunda especie presentan una singularidad para  $r = 0$ , por lo que, sus coeficientes correspondientes se tienen que anular ( $D^1 = E^1 = F^1 = 0$ ). En consecuencia, el vector de coeficientes para el núcleo será  $(A^1, B^1, C^1, 0, 0, 0)_n^T$ .

En resumen, en el sistema de  $N$  capas hay  $6(N-1)$  coeficientes a determinar por cada orden de las funciones de Bessel considerado. Las condiciones de contorno en cada una de las  $N-1$  interfaces establecen la continuidad de los desplazamientos y de los esfuerzos:

$$u_r^{j-1} = u_r^j, u_\theta^{j-1} = u_\theta^j, u_z^{j-1} = u_z^j, \sigma_{rr}^{j-1} = \sigma_{rr}^j, \sigma_{r\theta}^{j-1} = \sigma_{r\theta}^j, \sigma_{rz}^{j-1} = \sigma_{rz}^j, \quad (4.25)$$

estableciendo  $6(N-1)$  ecuaciones.

Para resolver este sistema, Huang et Al. proponen el uso de un método basado en matrices de transferencia [188]. La ecuación (4.21) con los coeficientes de la capa  $j$  representa el campo desplazamiento y de esfuerzo para cualquier punto del intervalo  $[r_{j-1}, r_j]$ . En particular las expresiones para la frontera interna ( $r = r_{j-1}$ ) y externa ( $r = r_j$ ) son:

$$\begin{aligned} (u_r, u_\theta, u_z, \sigma_{rr}, \sigma_{r\theta}, \sigma_{rz})_n^T \Big|_{r=r_{j-1}} &= K_n^j \Big|_{r=r_{j-1}} (A^j, B^j, C^j, D^j, E^j, F^j)_n^T e^{ik_z z} e^{in\theta}, \\ (u_r, u_\theta, u_z, \sigma_{rr}, \sigma_{r\theta}, \sigma_{rz})_n^T \Big|_{r=r_j} &= K_n^j \Big|_{r=r_j} (A^j, B^j, C^j, D^j, E^j, F^j)_n^T e^{ik_z z} e^{in\theta}. \end{aligned} \quad (4.26)$$

Por tanto, se puede relacionar el vector deformación-esfuerzo de la capa  $j$  con el de la capa  $j-1$  como

$$\begin{aligned} (u_r, u_\theta, u_z, \sigma_{rr}, \sigma_{r\theta}, \sigma_{rz})_n^T \Big|_{r=r_j} &= K_n^j \Big|_{r=r_j} \left( K_n^j \Big|_{r=r_{j-1}} \right)^{-1} (u_r, u_\theta, u_z, \sigma_{rr}, \sigma_{r\theta}, \sigma_{rz})_n^T \Big|_{r=r_{j-1}} \\ &= T_n^j (u_r, u_\theta, u_z, \sigma_{rr}, \sigma_{r\theta}, \sigma_{rz})_n^T \Big|_{r=r_{j-1}} \end{aligned} \quad (4.27)$$

donde se define la matriz de transmisión  $T_n^j$  que depende de las propiedades del material y la geometría de la capa  $j$ :

$$T_n^j = K_n^j \Big|_{r=r_j} \left( K_n^j \Big|_{r=r_{j-1}} \right)^{-1} \quad (4.28)$$

Multiplicando las matrices de transmisión para cada una de las capas intermedias se pueden relacionar los desplazamientos y los esfuerzos en la frontera externa ( $r = r_{N-1}$ ) con los de la frontera en el núcleo interno ( $r = r_1$ ) resultando

$$T_n = \prod_{j=1}^{N-2} T_n^{N-j} \quad (4.29)$$

Teniendo en cuenta que en la capa  $N$  externa tenemos la superposición de los campos incidentes y dispersados, podemos expresar el vector desplazamiento-esfuerzos como:

$$(u_r, u_\theta, u_z, \sigma_{rr}, \sigma_{r\theta}, \sigma_{rz})_n^T \Big|_{r=r_{N-1}} = K_n^N \Big|_{r=r_{N-1}} (A_n^N + P_l i^n, B_n^N + P_t i^n, C_n^N + P_{t2} i^n, iA_n^N, iB_n^N, iC_n^N)^T e^{ik_z z} e^{in\theta}, \quad (4.30)$$

donde  $P_l$  y  $P_t$  son las presiones de los campos longitudinales y transversales incidentes, respectivamente. Por otro lado, la expresión para el núcleo viene dada por

$$(u_r, u_\theta, u_z, \sigma_{rr}, \sigma_{r\theta}, \sigma_{rz})_n^T \Big|_{r=r_1} = K_n^1 \Big|_{r=r_1} (A_n^1, B_n^1, C_n^1, 0, 0, 0)^T e^{ik_z z} e^{in\theta}, \quad (4.31)$$

Combinando (4.30), (4.29) y (4.31) podemos relacionar los coeficientes de la capa externa con los del núcleo a través de un sistema de 6 ecuaciones con 6 incógnitas que resuelven el problema de dispersión acústica en el cilindro de  $N$  capas:

$$K_n^N \Big|_{r=r_{N-1}} (A_n^N + P_l i^n, B_n^N + P_{l1} i^n, C_n^N + P_{l2} i^n, iA_n^N, iB_n^N, iC_n^N)^T = T_n K_n^1 \Big|_{r=r_1} (A_n^1, B_n^1, C_n^1, 0, 0, 0)^T \quad (4.32)$$

Esta expresión la podemos reescribir como

$$(A_n^N + P_l i^n, B_n^N + P_{l1} i^n, C_n^N + P_{l2} i^n, iA_n^N, iB_n^N, iC_n^N)^T = S_n (A_n^1, B_n^1, C_n^1, 0, 0, 0)^T \quad (4.33)$$

donde se define la matriz

$$S_n = \left( K_n^N \Big|_{r=r_{N-1}} \right)^{-1} T_n K_n^1 \Big|_{r=r_1} \quad (4.34)$$

Finalmente, reestructurando (4.33) obtenemos

$$(A_n^N, B_n^N, C_n^N, A_n^1, B_n^1, C_n^1)^T = D_n^{-1} (P_l i^n, P_{l1} i^n, P_{l2} i^n, 0, 0, 0)^T \quad (4.35)$$

Donde la matriz  $D_n$ , en términos de los coeficientes de  $S_n$ , viene dada por

$$D_n = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & S_{11n} & S_{12n} & S_{13n} \\ 0 & 1 & 0 & S_{21n} & S_{22n} & S_{23n} \\ 0 & 0 & 0 & S_{31n} & S_{32n} & S_{33n} \\ i & 0 & 0 & S_{41n} & S_{42n} & S_{43n} \\ 0 & i & 0 & S_{51n} & S_{52n} & S_{53n} \\ 0 & 0 & i & S_{61n} & S_{62n} & S_{63n} \end{pmatrix} \quad (4.36)$$

#### 4.2.3.3 Onda plana incidente sobre un cilindro inmerso en un fluido no viscoso

La matriz  $S_n$  está calculada teniendo en cuenta el caso general, donde inciden tanto una onda longitudinal como dos transversales sobre la fibra óptica. En nuestro caso, consideremos que la fibra óptica está inmersa en agua. El agua es un fluido no viscoso, donde las ondas transversales no se propagan, por lo que sólo van a incidir sobre la fibra óptica y se van a dispersar por ella las ondas longitudinales. En consecuencia, se anularán los coeficientes transversales  $B_n^N = C_n^N = 0$ . Como la continuidad de  $u_\theta$  y  $u_z$  no se pueden satisfacer, quedarán de (4.32) 4 ecuaciones para 4 incógnitas:

$$\begin{pmatrix} K_{11n}^N & K_{14n}^N \\ K_{41n}^N & K_{44n}^N \\ K_{51n}^N & K_{54n}^N \\ K_{61n}^N & K_{64n}^N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_n^N + P_l i^n \\ iA_n^N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11n} & R_{12n} & R_{13n} \\ R_{41n} & R_{42n} & R_{43n} \\ R_{51n} & R_{52n} & R_{53n} \\ R_{61n} & R_{62n} & R_{63n} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_n^1 \\ B_n^1 \\ C_n^1 \end{pmatrix} \quad (4.37)$$



donde  $R_n = T_n K_n^1 \Big|_{r=r_1}$ . Teniendo en cuenta que el segundo parámetro de Lamé,  $\mu$ , es nulo en fluidos no viscosos, los coeficientes  $K_{51n}^N, K_{54n}^N, K_{61n}^N$  y  $K_{64n}^N$  se anularán también. Reordenando (4.37) se llega a la solución para el caso de un cilindro inmerso en un fluido [146]:

$$(A_n^1, B_n^1, C_n^1, A_n^N)^T = D_n'^{-1} (P_l i^n K_{11}^N, P_l i^n K_{14}^N, 0, 0)^T \quad (4.38)$$

donde

$$D_n' = \begin{pmatrix} R_{11n} & R_{12n} & R_{13n} & -(K_{11}^N + iK_{14}^N) \\ R_{41n} & R_{42n} & R_{43n} & -(K_{41}^N + iK_{44}^N) \\ R_{51n} & R_{52n} & R_{53n} & 0 \\ R_{61n} & R_{62n} & R_{63n} & 0 \end{pmatrix} \quad (4.39)$$

#### 4.2.3.4 Cálculo de la deformación en el núcleo de la fibra óptica

Las deformaciones en el núcleo de la fibra óptica se calculan a partir de los potenciales (4.24) y los coeficientes de la capa interna del cilindro,  $(A_n^1, B_n^1, C_n^1, 0, 0, 0)^T$ . Como vemos la solución involucra una suma infinita de términos. Sin embargo, tengamos en cuenta que se ha asumido que el núcleo y el *cladding* de la fibra óptica son mecánicamente uniformes y se corresponden ambos con el núcleo del cilindro. La luz se propaga en el núcleo de la fibra óptica con un diámetro de campo modal comprendido entre 4 y 5  $\mu\text{m}$  para un rango de longitudes de onda entre 633 nm y 850 nm. Por consiguiente, nos interesa la forma límite de los potenciales para radios,  $r$ , tendiendo a cero ( $r \rightarrow 0$ ) y supondremos que la deformación es constante en la extensión del núcleo de la fibra óptica. Con estas consideraciones se pueden aproximar las funciones de Bessel por sus formas asintóticas para valores de argumento pequeños donde además sólo el orden  $n = 0$  es no nulo. Para obtener las deformaciones es necesario derivar los potenciales, por lo que también aparecerán los coeficientes del orden  $n = 2$ . Con estas simplificaciones, las deformaciones en el núcleo de la fibra vendrán dadas por [146, 186]:

$$\begin{aligned}
\varepsilon_1 &= \left[ \frac{(k_{lr}^1)^2}{4} (-2A_0^1 + A_2^1) + i \frac{(k_{lr}^1)^2}{4} \left( B_2^1 + \frac{k_z}{k_t^1} (-2C_0^1 + C_2^1) \right) \right] e^{i(k_z z - \omega t)} \\
\varepsilon_2 &= \left[ -\frac{(k_{lr}^1)^2}{4} (2A_0^1 + A_2^1) - i \frac{(k_{lr}^1)^2}{4} \left( B_2^1 + \frac{k_z}{k_t^1} (2C_0^1 + C_2^1) \right) \right] e^{i(k_z z - \omega t)} \\
\varepsilon_3 &= \left[ -A_0^1 k_z^2 + i C_0^1 \frac{(k_{lr}^1)^2 k_z}{k_t^1} \right] e^{i(k_z z - \omega t)}
\end{aligned} \tag{4.40}$$

donde  $k_{lr}^1 = \sqrt{(k_l^1)^2 - k_z^2}$  y  $k_{tr}^1 = \sqrt{(k_t^1)^2 - k_z^2}$ , siendo  $k_l^1$  y  $k_t^1$  los números de onda longitudinal y transversal del núcleo.

Ésta aproximación será válida mientras las longitudes de onda acústicas, longitudinal y transversal, sean mucho más largas que el diámetro del núcleo. Para una fibra óptica de sílice, teniendo en cuenta las velocidades dadas en la **Tabla 4.1**, las longitudes de onda longitudinal y transversal para una frecuencia de 100 MHz serán aproximadamente  $\sim 59 \mu\text{m}$  y  $\sim 37 \mu\text{m}$ . Sin embargo, a la misma frecuencia para la fibra POF de PMMA la aproximación no será tan buena dado que sus velocidades acústicas son menores, siendo en este caso las longitudes de onda iguales a  $\sim 21 \mu\text{m}$  y  $\sim 10 \mu\text{m}$ . A frecuencias menores la aproximación será correcta también para la fibra PMMA. El caso de una fibra óptica multimodo de polímero como la GIPOF50 es más complicado, ya que su núcleo tiene un diámetro de  $50 \mu\text{m}$  y sus velocidades de propagación son todavía más bajas que las del PMMA. Así que en este caso habría que considerar un número mayor de las funciones de Bessel e integrar la deformación a lo largo de la sección de la fibra óptica.

Finalmente, introduciendo las deformaciones de los ejes principales (4.40) en la expresión (4.12) obtenemos la diferencia de fase inducida por la onda plana incidente. Para incidencia normal ( $k_z = 0$ ) la componente de la deformación a lo largo del eje de la fibra óptica,  $\varepsilon_3$ , se anula, y sólo las componentes transversales contribuirán a la diferencia de fase. En caso de incidencia oblicua sobre un segmento recto, hay que considerar todas las componentes e integrar a lo largo longitud de interacción. En el integrando de (4.12), la única dependencia en  $z$  viene a través de la exponencial  $\exp(k_z z)$  presente en (4.40) por lo las magnitudes de la diferencia de fase inducida se pueden expresar como [186]

$$\begin{aligned}
|\Delta\varphi_1| &= k_0 n \left| \varepsilon_3 - \frac{n^2}{2} (p_{11}\varepsilon_1 + p_{12}(\varepsilon_2 + \varepsilon_3)) \right| \Delta L \operatorname{sinc}\left(\frac{k_z L}{2}\right) \\
|\Delta\varphi_2| &= k_0 n \left| \varepsilon_3 - \frac{n^2}{2} (p_{11}\varepsilon_2 + p_{12}(\varepsilon_1 + \varepsilon_3)) \right| \Delta L \operatorname{sinc}\left(\frac{k_z L}{2}\right)
\end{aligned} \tag{4.41}$$

donde  $L$  es la longitud de la fibra que interacciona con el campo acústico. Las fases inducidas se anularán cuando se cumpla

$$\frac{k_z L}{2} = m\pi, \quad (4.42)$$

donde  $m$  es entero. Esto se corresponde con el caso en el que hay un número de longitudes de onda entero a lo largo de la fibra óptica, resultando en una contribución neta a la fase. En la práctica, teniendo en cuenta la atenuación de la onda a lo largo de la longitud de la fibra óptica, es posible que siempre haya alguna contribución neta.

La sensibilidad de una fibra óptica se puede incrementar aumentando la longitud de la fibra expuesta al campo acústico, como se deriva de la integral (4.12). Aunque este aumento sólo se hace efectivo cuando las deformaciones están en fase a lo largo de la longitud de la fibra. Por tanto, el uso de tramos largos de fibra óptica relativos a la frecuencia de la onda incidente produce un promediado temporal de la señal ultrasónica el cual depende tanto de la geometría de la distribución del sensor de fibra, como de la forma del frente de ondas incidente.

#### **4.2.3.5 Respuesta de una fibra óptica de sílice y polímero desnuda**

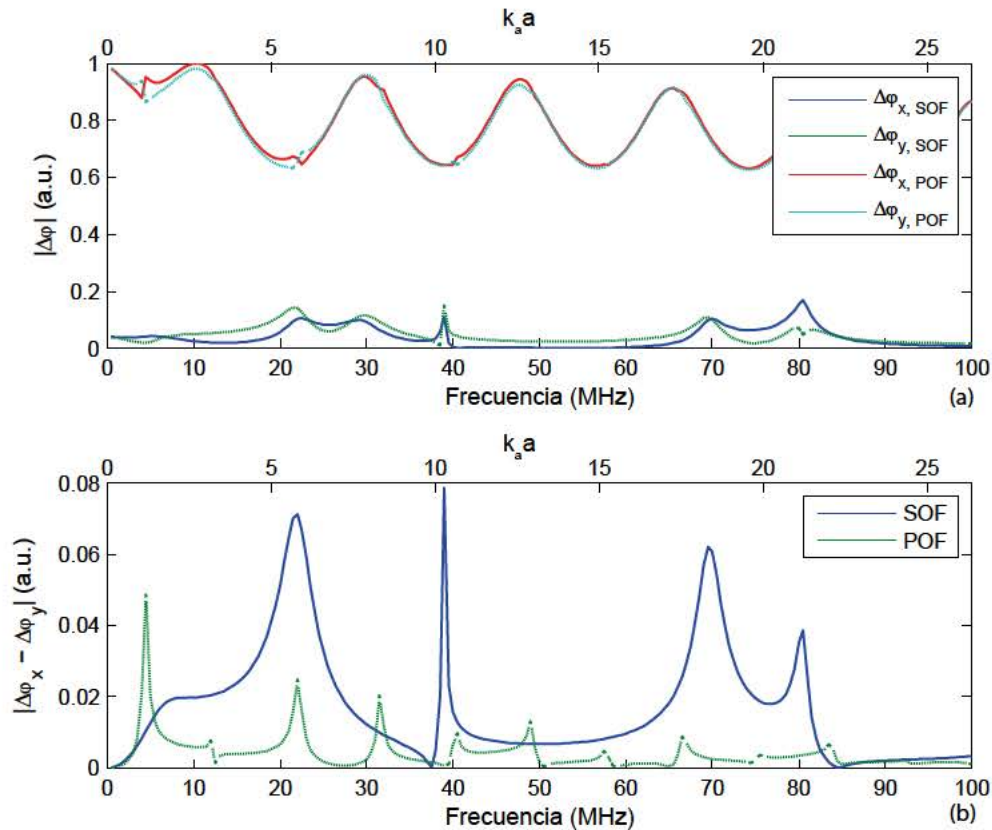
Usando esta formulación se han calculado las magnitudes de la respuesta en frecuencias hasta 100 MHz de las diferencias de fase inducidas por la incidencia normal de una onda plana sobre unas fibras ópticas monomodo de sílice y de polímero desnudas. El diámetro de *cladding* considerado es de 125  $\mu\text{m}$  y los parámetros de la simulación están definidos en la **Tabla 4.1**.

El resultado de estos cálculos se muestran normalizados en la **Fig. 4.6.a** como función de la frecuencia y de la cantidad adimensional  $k_a a$ , donde  $k_a = 2\pi/\lambda_a$  es el número de ondas acústico en el agua y  $a$  es el radio de la fibra. Los argumentos de las funciones de Bessel en la expresión (4.18) varían con esta cantidad adimensional, así que la magnitud de la respuesta de la diferencia de fase inducida sobre la fibra óptica monomodo desnuda es la misma para cualquier grosor en la escala de frecuencias normalizada. En la **Fig. 4.6.b** se muestra la birrefringencia inducida, calculada como la diferencia de retardos inducidos en las dos componentes transversales principales.

A bajas frecuencias ( $k_a a \rightarrow 0$ ) el salto de fase inducido acústicamente es independiente de la dirección de polarización para ambas fibras. En este límite se puede considerar constante la deformación radial en toda la sección de la fibra óptica.

Tipo de Fibra	SMSOF	SMPOF/mPOF	GIPOF50
Material	Sílice	PMMA	PBVE(CYTOP™)
Diámetro de cladding	125μm	125μm	490μm
Recubrimiento	Acrílico	n.a.	n.a.
Diámetro del recubrimiento	250 μm	n.a.	n.a.
Z (MRayls)	23.4	3.1	2.6
v <sub>l</sub> (mm/μs)	5.92	2.1	1.42
v <sub>t</sub> (mm/μs)	3.73	1.03	0.53
E (GPa)	73	3.3 <sup>(2)</sup>	1.4-1.6
ν	0.17	0.34 <sup>(a)</sup>	0.42
ρ (kg/m <sup>3</sup> )	2240	1170	2030
n <sup>(1)</sup>	1.456	1.488	1.341
p <sub>11</sub>	0.113	0.30 <sup>(b)</sup>	Desconocido
p <sub>12</sub>	0.252	0.297 <sup>(b)</sup>	Desconocido

**Tabla 4.1** Propiedades mecánicas y ópticas de las fibras de sílice y polímero <sup>(1)</sup>λ=650nm, <sup>(2)</sup> En la literatura se encuentran valores desde 1.6 a 3.4GPa [190, 191] ). Ref. (a)[192], (b)[193]



**Fig. 4.6** (a) Salto de fase inducido por una onda plana en las componentes del campo eléctrico perpendicular (x) y paralela (y) al frente de la onda ultrasónica incidente para una fibra óptica de sílice desnuda y PMMA desnuda. El radio de las fibras es  $a = 62,5 \mu\text{m}$ . Los parámetros de la simulación se encuentran en la **Tabla 4.1**. (b) Birrefringencia inducida ultrasónicamente para cada una de las fibras ópticas.

Como vemos la respuesta de la fibra óptica de sílice está caracterizada por una serie de resonancias. La magnitud del salto de fase para la polarización perpendicular aumenta hasta que se alcanza la primera resonancia radial ( $k_a a \sim 6$ ). En contraste, el salto de fase de la polarización paralela desciende rápidamente llegando a ser aproximadamente cero para  $k_a a = 1.5$ . En este punto, se cumple que  $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = -p_{11}/p_{12}$ . Como para la fibra óptica de sílice se verifica que  $\varepsilon_2/\varepsilon_1 < 1$  y  $p_{12} > p_{11}$ , esta situación sería imposible para la polarización perpendicular. Para frecuencias mayores hay regiones donde desciende la sensibilidad como el intervalo comprendido entre  $k_a a \sim 11$  y  $k_a a \sim 16$ .

La birrefringencia inducida en la fibra óptica de sílice es pequeña a  $k_a a$  bajos (menos de  $10^{-4}$  para valores de  $k_a a$  por debajo de 0.1 [86]). Sin embargo, como se puede observar en la figura, está crece muy rápidamente a medida que el factor  $k_a a$  aumenta hasta la primera resonancia ( $k_a a \sim 6$ ), pudiéndose usar como mecanismo de transducción a frecuencias de MHz. Un sensor basado en birrefringencia inducida acústicamente puede ser fabricado a partir de una sola pieza de fibra óptica monomodo en la cual los dos modos propios son excitados por igual en el comienzo de la región de interacción entre el haz óptico en la fibra y la onda acústica. Esto se consigue mediante un polarizador lineal a la entrada con una lámina retardadora de fase  $\lambda/4$  de tal forma que la luz se encuentre circularmente polarizada al entrar en la región de interacción. Cuando el haz de salida pasa por un analizador se obtiene una modulación de potencia óptica por la interferencia de los dos modos que presentan una diferencia de fase por la birrefringencia inducida por la onda acústica.

En contraste, la fibra óptica de polímero muestra saltos de fase mucho mayores que la fibra óptica de sílice y nunca se aproxima a cero en todo el rango de frecuencias. Esto es consecuencia del menor módulo de Young y la menor impedancia acústica que presentan los polímeros en comparación con el sílice. Un menor modulo de Young implica una mayor deformación ante el mismo esfuerzo. La impedancia acústica que presentan los polímeros es mucho más próxima a la del agua que la de sílice, por lo que habrá una mayor presión transmitida a la fibra óptica desde el agua. Además, la fibra de PMMA exhibe una birrefringencia inducida mucho menor resultado de la pequeña diferencia entre sus coeficientes de Pockels ( $p_{11}=0.30$  y  $p_{22} = 0.297$ ). Esta baja birrefringencia es importante desde el punto de vista del funcionamiento de un sensor interferométrico. La birrefringencia inducida por la onda acústica cambia el estado de polarización entre los dos brazos del interferómetro durante la medida, modificando dinámicamente la visibilidad. De tal forma que a la medida interferométrica se acopla el efecto de la

birrefringencia disminuyendo la visibilidad en caso de que ésta estuviera optimizada y fuera máxima.

A continuación verificaremos experimentalmente el aumento de la sensibilidad predicho por este modelo teórico comparando las respuestas de un segmento de fibra óptica de sílice frente a varios tipos de fibras ópticas de polímero monomodo y multimodo.

### **4.3 Caracterizaciones de la sensibilidad intrínseca de fibras ópticas de sílice y polímero a frecuencias superiores a 100Khz.**

#### **4.3.1 Presentación de las fibras ópticas caracterizadas**

En los siguientes esquemas experimentales hemos caracterizado la sensibilidad acústica de cinco fibras ópticas hechas de sílice y diversos polímeros a unas longitudes de onda de 632.8 nm y 850 nm.

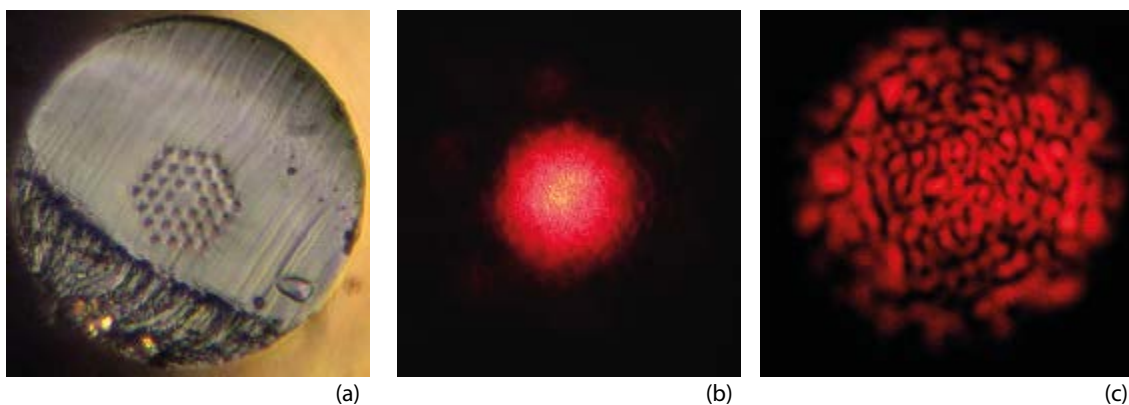
La fibra óptica de sílice (SOF) monomodo a 633 nm (StockerYale Inc., Salem, NH, EEUU) tiene un diámetro de *cladding* y de campo modal de 125  $\mu\text{m}$  y 4  $\mu\text{m}$  a 633 nm, respectivamente. Posee un recubrimiento acrílico curable por UV que incrementa su diámetro hasta 245  $\mu\text{m}$ .

La segunda fibra óptica de sílice, monomodo a 830 nm, (SM800-5.6-125, Thorlabs Inc., Newton, NJ, EEUU) es similar a la anterior en sus propiedades mecánicas e idéntica en sus dimensiones. El diámetro de campo modal en esta fibra es aproximadamente 5  $\mu\text{m}$  a 850 nm.

La tercera de las fibras ópticas estudiadas, es una fibra de polímero monomodo de salto de índice (SMPOF) fabricada en polimetilmetacrilato (PMMA) (MORPOF03, Paradigm Optics, Vancouver, WA, EEUU). Tiene un diámetro de *cladding* y de núcleo de 125  $\mu\text{m}$  y de 8  $\mu\text{m}$ , respectivamente. Esta fibra óptica está diseñada para tener una longitud de onda de corte de menos de 750 nm. Pese a ello, a 632.8 nm solamente observamos el modo fundamental. Las pérdidas de esta fibra óptica son tan grandes que sólo se pueden usar segmentos de longitud corta. Por ello, usando empalmadores de fibra mecánicos se acopló dos latiguillos de SOF a la entrada y a la salida. El exterior de la fibra óptica se pintó de negro y se añadió alternativamente gel de acoplo para atenuar la luz acoplada al *cladding*. Además, el acoplo de la salida de la fibra SMPOF a la fibra óptica de sílice actúa como un filtro minimizando los modos del *cladding* que pudieran finalmente llegar a interferir con el brazo de referencia.

La cuarta de las fibras caracterizadas es una fibra óptica de polímero perfluorado de gradiente de índice (GIPOF-50, Chromis Fiberoptics, Warren, NJ, USA), cuyo polímero recibe el nombre comercial de CYTOP™. Es una fibra óptica multimodo con un diámetro de *cladding* y de núcleo de 490  $\mu\text{m}$  y 50  $\mu\text{m}$ , respectivamente. Esta fibra óptica multimodo presenta una atenuación muy baja ( $\leq 60$  dB/km a 850 nm) en comparación con la fibra óptica POF monomodo. En la **Fig. 4.7.c** se puede observar el típico patrón de salida multimodo que exhibe la fibra GIPOF50

Finalmente, el último tipo de fibra estudiada es una fibra óptica microestructurada de polímero PMMA (mPOF). Su diámetro externo es de 125  $\mu\text{m}$ . La microestructura consiste en 3 anillos con una razón entre el diámetro de los agujeros y su separación de 0.5, lo que la hace monomodo a 632.8 nm (ver **Fig. 4.7.a** y **b**). Su atenuación es mucho más baja que la correspondiente a la fibra MORPOF03. Esta fibra ha sido fabricada en el grupo *Fiber Sensors & Supercontinuum* dirigido por el Prof. Dr. Ole Bang, del departamento de ingeniería fotónica de la Universidad Técnica de Dinamarca (DTU).



**Fig. 4.7** (a) Micrografía de una de las caras de la fibra microestructurada de PMMA con un diámetro externo de 125  $\mu\text{m}$ . (b) Patrón de salida de la fibra mPOF de PMMA a 632.8 nm. (c) Patrón de salida de la fibra GIPOF50 a 632.8 nm.

### 4.3.2 Preparación de las fibras ópticas caracterizadas

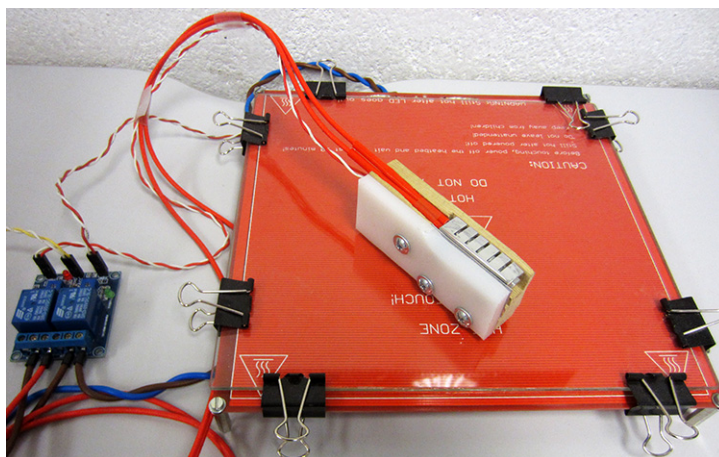
En los experimentos de caracterización se emplearon fibras ópticas sin conectorizar, por lo que fue necesario preparar los extremos de las fibras ópticas para poder acoplarles luz de forma eficiente. El procedimiento de clivaje es distinto según la fibra óptica sea de sílice o de polímero. En el caso de fibras ópticas de sílice éste es sencillo y rápido: se mella la superficie de la fibra con una cuchilla hecha de algún cristal duro (*scriber*) y con una ligera tensión se propaga el defecto hasta cortar la fibra obteniendo directamente dos superficies planas de muy buena calidad óptica.

Las fibras óptica de polímero requieren un procedimiento de clivaje distinto. Éste se realizó mediante un corte manual utilizando una cuchilla sobre una placa calefactora, ambas estabilizadas de forma independiente en temperatura mediante un control todo-nada (*on-off*). El sistema de corte, de construcción casera, se muestra en la **Fig. 4.8**. La temperatura de corte usada, tanto para la placa como para la cuchilla, fue de 72°C. Después de cada corte se inspecciona mediante un microscopio si la calidad del corte es la adecuada, repitiendo el corte de ser necesario. La superficie debe quedar limpia y sin muestras de rotura en la zona del núcleo o de la micro-estructura. Finalmente se acopla luz de un láser visible y se comprueba que la distribución de campo lejano es la correcta.

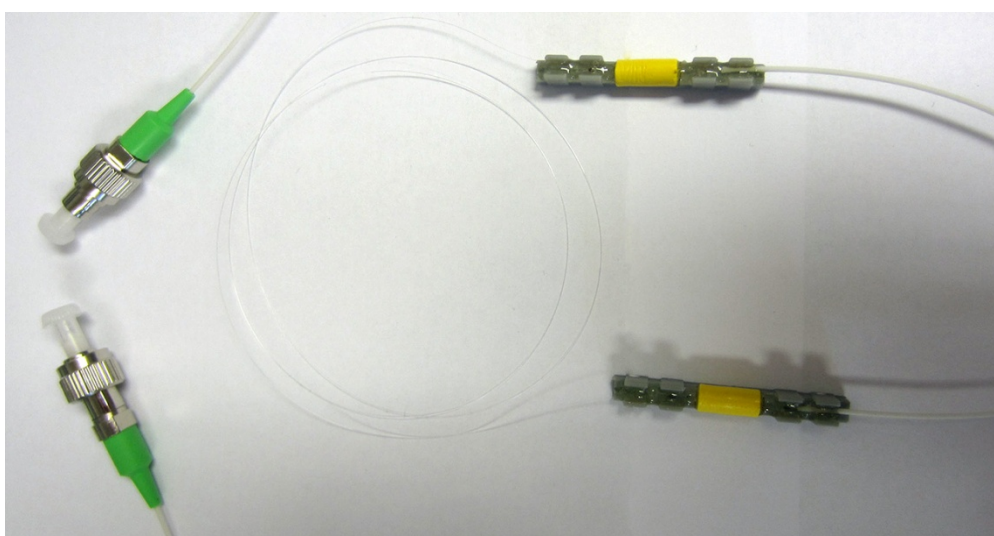
En varias ocasiones ha sido necesario empalmar una fibra de polímero a una de sílice por diversas razones. Por ejemplo, la fibra MORPOF03 presentaba una gran atenuación por lo que no era posible el uso de la longitud necesaria como para conformar todo el brazo de medida. El sistema interferométrico a 850 nm, que estaba conectorizado FC/APC, también requería de algún medio para acoplar la luz a las fibras ópticas desnudas. Existen diversas formas de resolver este problema. En general, se pueden acoplar dos fibras ópticas monomodo directamente alineado con gran precisión sus núcleos por medio de una plataforma de translación XYZ y poniéndolas en contacto físico. El uso de gel de acoplo es recomendable para eliminar las reflexiones de Fresnel en las interfaces fibra1/aire/fibra2. Otro método consiste en el uso de un par de lentes, una de colimación y otra de acoplo (focalización). Este sistema también requiere al menos el uso de dos soportes optomecánicos con control de inclinación.

En el caso de que los diámetros de las dos fibras sean iguales o muy próximos (con menos de 1  $\mu\text{m}$  de diferencia) es posible el uso de empalmadores temporales de fibra óptica (ver **Fig. 4.8**). Estos consisten en un capilar igual al diámetro externo del *cladding* de las fibras ópticas a conectar relleno de gel de acoplo. Este sistema ha sido utilizado con las fibras ópticas monomodo que hemos caracterizado (las dos de sílice, la SMPOF y la mPOF) dado que tienen un diámetro de *cladding* nominal externo de 125  $\mu\text{m}$ . Aun así, se requiere de una delicada manipulación y de posiblemente varios intentos. Por un lado, es relativamente fácil dañar la superficie de la fibra de polímero con la fibra de sílice cuando entran en contacto. Por otro lado, el diámetro de las fibras de polímero varía a lo largo de su longitud por lo que una sección de un tramo de fibra dado puede no entrar en el capilar o quedar con demasiada holgura. Con este método se consiguen acoplos con pérdidas de -2 a -3 dB entre fibras de sílice y fibras mPOF (las pérdidas típicas en uniones entre fibras ópticas de sílice son -0.2 dB). Una vez alineadas las fibras dentro del capilar se pueden fijar mediante unos anillos de apriete o por medio de pegamento epoxy.





**Fig. 4.8** Fotografía de la placa calefactora y de la cuchilla de corte controladas en temperatura usadas para el clivaje de las fibras ópticas de polímero.



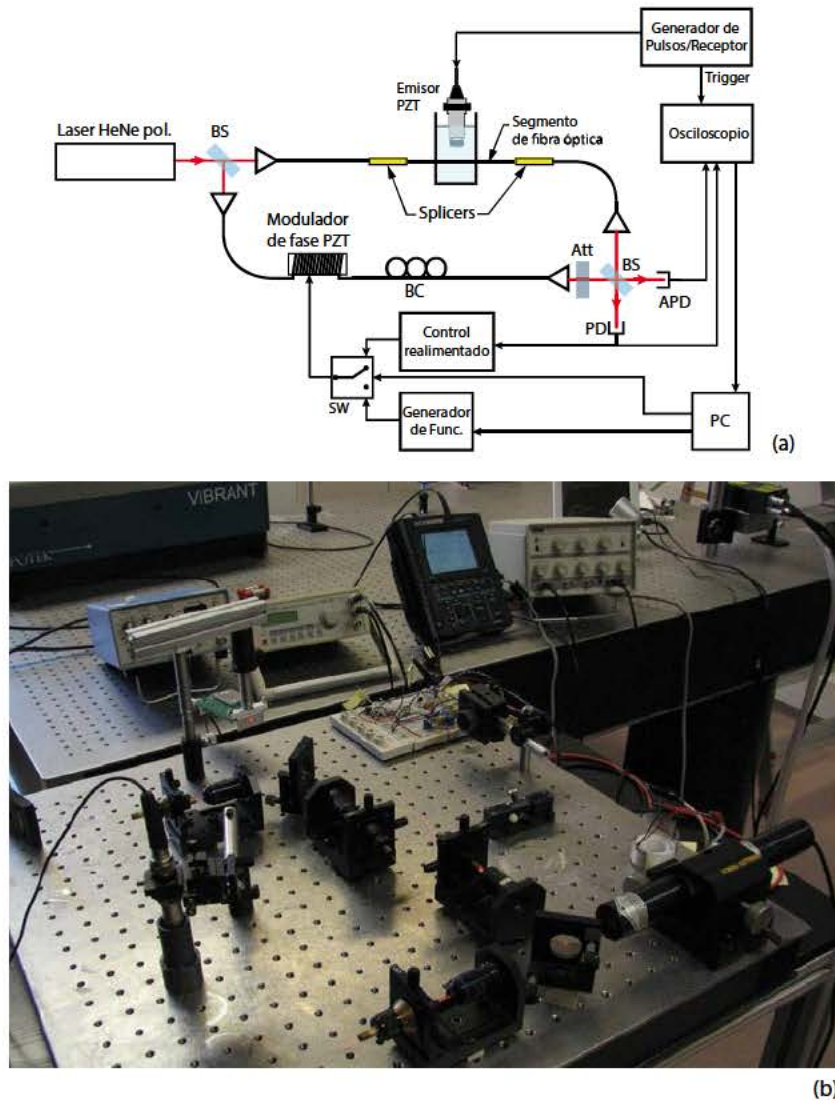
**Fig. 4.9** Fotografía de la fibra mPOF empalmada a dos latiguillos de SOF monomodo conectorizados FC/APC por medio de empalmadores temporales.

### 4.3.3 Esquema experimental para la caracterización ultrasónica de fibras ópticas a 633 nm

La sensibilidad por unidad de longitud es un parámetro fundamental para el diseño de un sensor de fibra óptica. Para evaluarlo medimos el salto de fase inducido en una fibra óptica producido por la incidencia perpendicular de una onda ultrasónica emitida por un transductor piezocerámico (PZT) previamente caracterizado. El esquema experimental se presenta en la **Fig. 4.10**.

La diferencia de fase inducida por la onda ultrasónica en el segmento de fibra óptica a caracterizar se mide mediante un interferómetro Mach-Zehnder. La luz de un láser He-Ne (632.8nm) se divide mediante un divisor de haz (BS) y ambas salidas se acoplan a dos fibras ópticas de sílice que forman los brazos del interferómetro. En el brazo de medida del interferómetro se sitúa la fibra a caracterizar. En el caso de la fibra óptica MORPOF03

se utilizaron dos empalmadores temporales debido a que las altas pérdidas sólo permitían el uso de un segmento corto de fibra. El emisor PZT calibrado y el segmento de fibra óptica se encuentran dentro de un tubo de PVC lleno de agua para asegurar un acoplo consistente.



**Fig. 4.10** (a) Diagrama y (b) fotografía del esquema experimental para la caracterización de la sensibilidad ultrasónica de una fibra óptica con láser He-Ne (632.8 nm) (BS: divisor de haz, Splicers: empalmadores de fibra óptica, PD: fotodiodo, APD: fotodiodo de avalancha, Att: atenuador, BC: control de birrefringencia).

En el brazo de referencia hay un controlador de birrefringencia (BC) para garantizar la superposición de los estados de polarización de salida de ambos brazos maximizando la visibilidad de la interferencia y un modulador de fase. A través de los acopladores de fibra se coliman las salidas de los brazos y se recombinan en espacio libre mediante otro divisor de haz. Los dos haces se alinean cuidadosamente para obtener un campo de interferencia uniforme, es decir, sin franjas. La presencia de múltiples franjas podría resultar en una pérdida de contraste debido al promediado espacial del patrón interferencial sobre la

sección activa del fotodetector. En el caso de las fibras ópticas de polímero, el brazo de medida suele presentar muchas más pérdidas que el de referencia. Un atenuador a la salida del brazo de referencia sirve para compensar estas pérdidas mejorando el contraste.

Las salidas del interferómetro son registradas por dos fotodiodos. Uno es un fotodiodo de avalancha (APD, C5331, Hamamatsu Photonics, Hamamatsu city, Japón) acoplado en AC que se utiliza para medir la modulación de la potencia óptica producida por las señales ultrasónicas. El ancho de banda del detector óptico es de 100 MHz, mientras que la frecuencia de corte pasa alta es de 4 kHz. La salida del APD se digitaliza mediante un osciloscopio. La señal capturada se manda a un ordenador para recuperar la fase.

La otra salida del interferómetro es medida mediante un fotodiodo (PD), acoplado en DC y con un ancho de banda de 1.5 MHz, que se emplea para estabilizar el interferómetro en cuadratura (ver **Fig. 4.2**). La salida de este fotodiodo se usa como señal de error para el circuito estabilizador que actúa sobre el modulador de fase. Éste último consiste en un arrollamiento de fibra óptica de sílice sobre un cilindro piezoeléctrico que se expande o se contrae siguiendo la señal de control. Como la recombinación del interferómetro es en espacio libre, es necesario alinear el detector APD con un punto en cuadratura dentro del campo interferencial. Esto se consigue situando el APD de tal forma que la señal vista en el osciloscopio sea máxima.

Es necesario conocer la visibilidad para poder demodular la señal interferométrica, incluso más allá de la zona lineal de la función de transferencia del interferómetro. A través de un conmutador controlado por ordenador se puede cambiar la señal de control por una excitación sinusoidal sintetizada por un generador de funciones. Esta señal sirve para registrar la visibilidad de la interferencia vista por el fotodetector APD justo antes y después de la medida de la señal ultrasónica. La frecuencia de la sinusoide ha de ser mayor de 20 kHz para no ser atenuada por el filtro paso alto del APD. Todo el sistema de medida está controlado por ordenador usando un programa escrito en MATLAB®.

Para poder asegurar la consistencia y repetitividad del acople acústico entre el emisor y el segmento de fibra óptica se hicieron las medidas sumergidas en agua. Los transductores de inmersión no enfocados empleados tienen una frecuencia central de 1 MHz (V303, Olympus IMS, Waltham, MA, EEUU), 5 MHz (V326, Olympus IMS, Waltham, MA, EEUU) y 10MHz (V327, Olympus IMS, Waltham, MA, EEUU). Estos transductores fueron excitados empleando un generador de pulsos cuadrados (5077PR, Olympus IMS, Waltham, MA, EEUU). La amplitud de los pulsos cuadrados se puede variar entre 100 V y 400 V en pasos

de 100 V. Los emisores fueron previamente caracterizados mediante un transductor calibrado (WAT-13, Tomowave Inc., Houston, TX) posicionado a la misma distancia a la que se situó posteriormente la fibra óptica. Durante la caracterización de las fibras ópticas, los transductores estaban sujetos a una plataforma de traslación e inclinación (Y,Z y dos ángulos de inclinación) que permitía su posicionamiento de forma precisa mientras que el segmento de fibra óptica estirado se mantenía fijo respecto del tubo. Midiendo el tiempo de vuelo en el osciloscopio se ajustaba la distancia (Z) entre el emisor y el sensor. Posteriormente se maximizaba la señal recogida ajustando los otros ejes de la plataforma manteniendo en todo momento la distancia.

A continuación se presentan dos conjuntos de medidas que muestran la respuesta de un sensor interferométrico de fibra óptica ante la incidencia normal de una onda ultrasónica en el rango de frecuencias entre 1 y 10 MHz. El primero consiste en una comparación en una misma traza temporal entre la visibilidad del interferómetro y la amplitud de señal ultrasónica a 1 MHz detectada por cada tipo de fibra óptica. Para ello, se alimenta el modulador de fase con una señal sinusoidal para registrar los límites de la interferencia mientras se emite el pulso ultrasónico. El osciloscopio está sincronizado con el generador de pulsos y su ancho de banda se ha limitado a 20 MHz. El tiempo de vuelo (distancia) entre la emisor PZT y las fibras ópticas es de  $16.2 \mu\text{s}$  (24.1 mm).

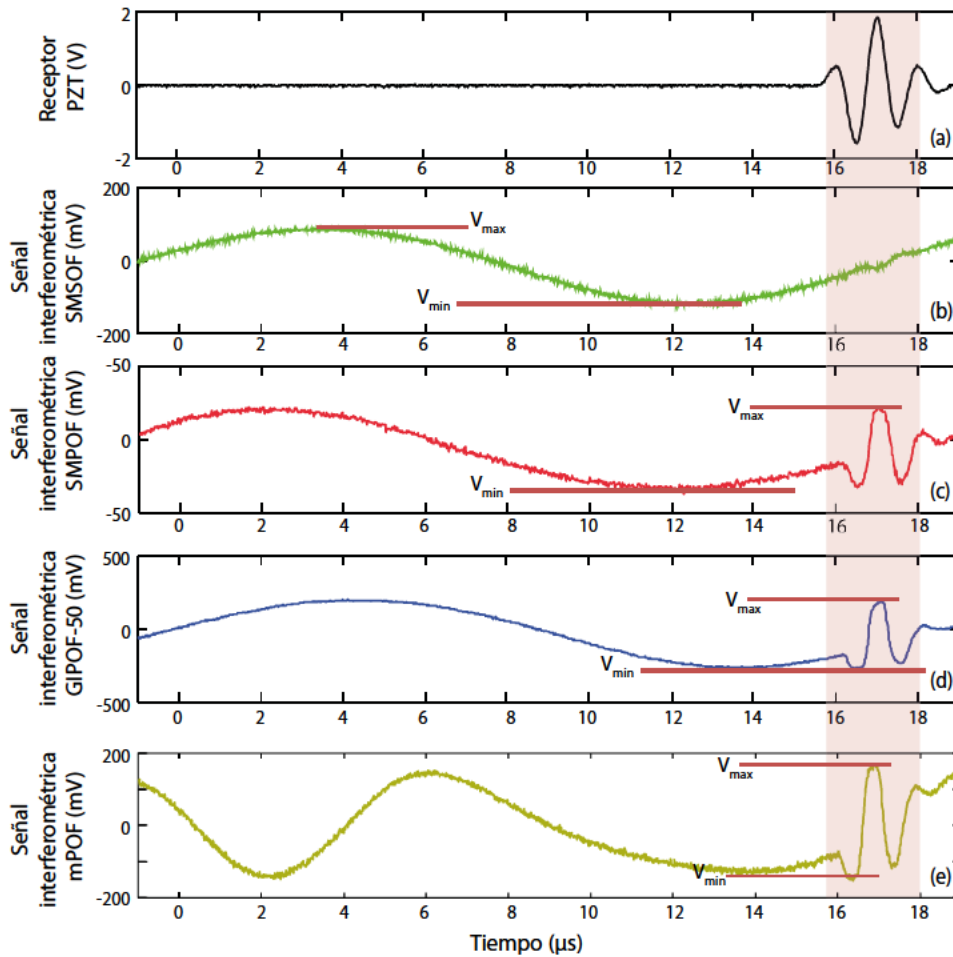
El segundo conjunto de medidas tienen por objetivo caracterizar la sensibilidad ultrasónica de las fibras ópticas ante la incidencia normal de los pulsos emitidos por los tres emisores de 1, 5 y 10 MHz. La distancia entre el emisor y el receptor es la misma que en el caso anterior.

Las longitudes de los segmentos de fibra óptica de polímero empleados fueron de 6 cm para SMPOF y aproximadamente 1 m para GIPOF50 y mPOF.

#### **4.3.3.1 Resultados de la caracterización ultrasónica a 633 nm**

En la **Fig. 4.11** se presentan la comparación cualitativa entre las respuestas interferométricas de cada una de las fibras ópticas al pulso ultrasónico generado por el emisor de 1 MHz. Por medio de un modulador de fase se ha añadido una señal de frecuencia más baja pero de mayor amplitud que la ultrasónica para poder comparar visualmente las señales interferenciales (**Fig. 4.11.b-e**). Los máximos y mínimos de la señal de baja frecuencia,  $V_{\text{max}}$  y  $V_{\text{min}}$ , indican la visibilidad en el instante de medida. Como la frecuencia de esta señal de referencia es mucho menor que la del pulso ultrasónico se puede eliminar usando un filtrado pasa alto aplicado a la señal de fase demodulada.





**Fig. 4.11** (a) Señal ultrasónica de 1 MHz de 65 kPa de amplitud de presión de pico medida usando un transductor idéntico al emisor en la misma posición donde están las fibra ópticas. (b) Señal interferométrica inducida por el transductor de 1MHz sobre la fibra SOF más una señal de referencia de baja frecuencia producida por el modulador de fase. Se indican los límites de la interferencia. (c) ídem para SMPOF (MORPOF03). (d) ídem para GIPOF50. (e) ídem para mPOF.

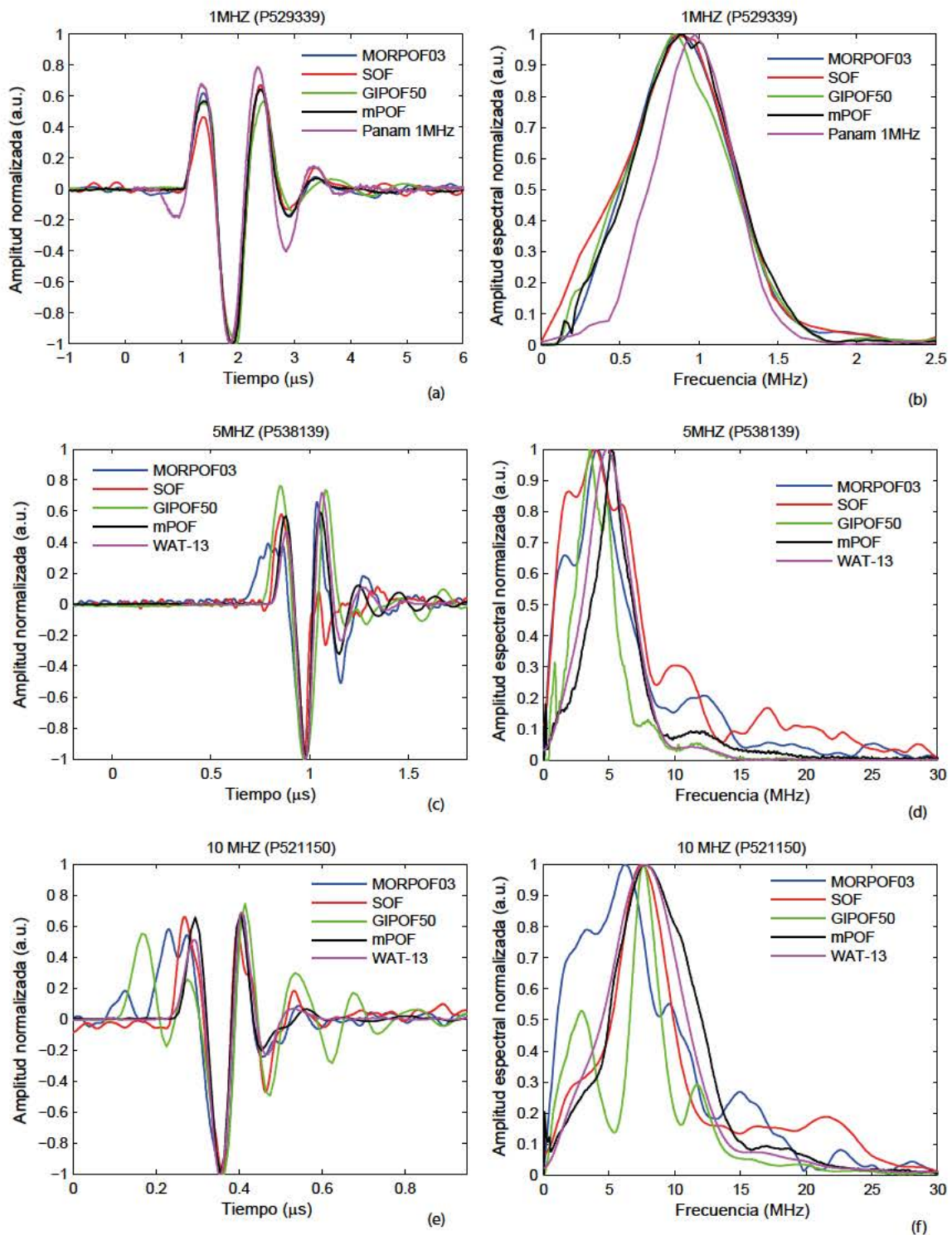
Como podemos ver directamente de la comparación de las señales interferométricas, las fases inducidas por el pulso ultrasónico (zona resaltada en la **Fig. 4.11**) en las fibras ópticas de polímero son similares entre si y mucho mayores que la inducida en la fibra óptica de sílice. La señal de la fibra SOF respecto de su visibilidad a penas se distingue dentro de la zona resaltada. Comparando las fibras ópticas de polímero entre si y fijándonos en las amplitudes interferenciales mostradas en la **Fig. 4.11.c-e**, vemos que la atenuación de la SMPOF es mucho mayor que la de los otros dos casos. Esto es debido a que las grandes pérdidas en la fibra requirieron el uso un segmento corto de fibra (6 cm) y de dos latiguillos de fibra óptica SOF para completar el brazo de medida introduciendo unas pérdidas por acoplo totales superiores a 6 dB. El caso opuesto es el de la fibra óptica GIPOF50 que presenta la máxima visibilidad. Acoplar luz a esta fibra óptica es menos exigente por tener un diámetro de núcleo de 50  $\mu\text{m}$  frente a los diámetros iguales o

menores de 8  $\mu\text{m}$  de las otras fibras. Tengamos en cuenta que la recombinación de los dos brazos se hace en espacio libre por lo que no hay un segundo acoplo a una fibra óptica monomodo de sílice, donde las pérdidas serían mucho mayores. Con la fibra mPOF también se consigue una buena visibilidad siendo además monomodo lo que presenta ventajas desde el punto de vista de la interferencia y potencialmente del acoplo a otras fibras ópticas monomodo.

El segundo conjunto de medidas tienen por objetivo cuantificar la sensibilidad por unidad de longitud de los sensores de fibra óptica usando emisores ultrasónicos a 1, 5 y 10 MHz. En la **Fig. 4.12** se muestran las amplitudes temporales y espectrales normalizadas, estimadas por medio de la FFT, de la fase demodulada. Se incluye en la comparación las señales obtenidas por el transductor calibrado de referencia, WAT-13, para 5 y 10 MHz. Este transductor tiene un conductor acústico que produce reverberaciones con un retardo de 1.7  $\mu\text{s}$ , por lo que la señal de 1 MHz se registra distorsionada. Por ello, mostramos la señal de 1 MHz registrada por otro transductor resonante idéntico al emisor. Las señales han sido filtradas pasa-banda con una frecuencia de corte inferior de 0.1 kHz y unas frecuencias de corte superior de 3 MHz y 30 MHz para las señales del emisor de 1 MHz, y para la de 5 y 10 MHz, respectivamente.

Para 1 MHz, las respuestas temporales y espectrales de todas las fibras ópticas son similares (**Fig. 4.12.a y b**). Nótese que las respuestas espectrales de las fibras son más anchas que la del transductor PZT de referencia, como es de esperar por su naturaleza resonante. La longitud de onda acústica correspondiente a la frecuencia de 1 MHz en agua es aproximadamente 1.5 mm, por lo que las diferencias en los diámetros del núcleo entre las fibras ópticas no son relevantes. Tampoco lo es la birrefringencia inducida como hemos visto anteriormente.

A 5 MHz observamos las primeras diferencias entre las fibras ópticas (**Fig. 4.12.c y d**). La fibra GIPOF50, con un diámetro mayor de núcleo, posee la respuesta espectral más estrecha y la temporal más ancha. A 5 MHz muestra una pérdida de amplitud espectral. La fibra MORPOF03 (SMPOF) presenta una característica temporal anómala con un primer pulso positivo siendo más ancho de lo normal y una respuesta espectral más estrecha de lo esperado dado su diámetro. La fibra óptica de sílice SOF tiene la respuesta espectral más ancha aunque muestra algunas distorsiones en el segundo pico positivo. Finalmente, la fibra óptica mPOF presenta una característica ligeramente resonante como se aprecia en las oscilaciones de relajación de la señal temporal. Sin embargo, para las frecuencias altas responde igual que el sensor de referencia, el cual tiene una respuesta plana.



**Fig. 4.12** Señales temporales ultrasónicas recibidas por los sensores de fibra óptica y las referencias con sus correspondientes espectros normalizados emitidas por los transductores de 1 MHz (a y b), 5 MHz (c y d), y 10 MHz (e y f) e incidencia perpendicular a la fibra óptica.

La respuesta de las diferentes fibras ópticas a los pulsos emitidos a 10 MHz también es diversa (**Fig. 4.12.e y f**). La fibra GIPOF50 muestra claramente reverberaciones como se observa en su señal temporal y en las dos bandas laterales que aparecen en su respuesta espectral alrededor de un pico central estrecho. Observemos que la pérdida de amplitud espectral a la frecuencia de 10 MHz es similar a la que se puede ver en su espectro correspondiente al emisor de 5 MHz. Su frecuencia central coincide con la de la referencia y la de las otras fibras ópticas, a excepción de la MORPOF03 que es más baja. La fibra MORPOF03 presenta el mismo tipo de distorsión en el primer pico positivo de la señal temporal que mostraba en el caso del emisor de 5 MHz. También exhibe el pico temporal negativo más ancho, lo que se traduce en un espectro donde las componentes de alta frecuencia han sido atenuadas. Pese a ello la frecuencia a la mitad de la amplitud máxima es comparable con la de la fibra SOF. El ancho de banda de la señal registrada por la fibra SOF es algo más estrecho que el de la referencia, estando su espectro más atenuado para las altas frecuencias. El comportamiento del mPOF es justo el opuesto, es decir, tiene el espectro más ancho de todos los sensores, incluso que la referencia.

Se han medido las amplitudes de los saltos de fase obtenidos para el pico negativo en cada una de las fibras ópticas para cada uno de los tres emisores y para los cuatro niveles de amplitud de excitación que permite el generador de pulsos. La **Fig. 4.13** muestra la regresión lineal de los saltos de fase inducidos frente a la correspondiente presión medida con el transductor calibrado.

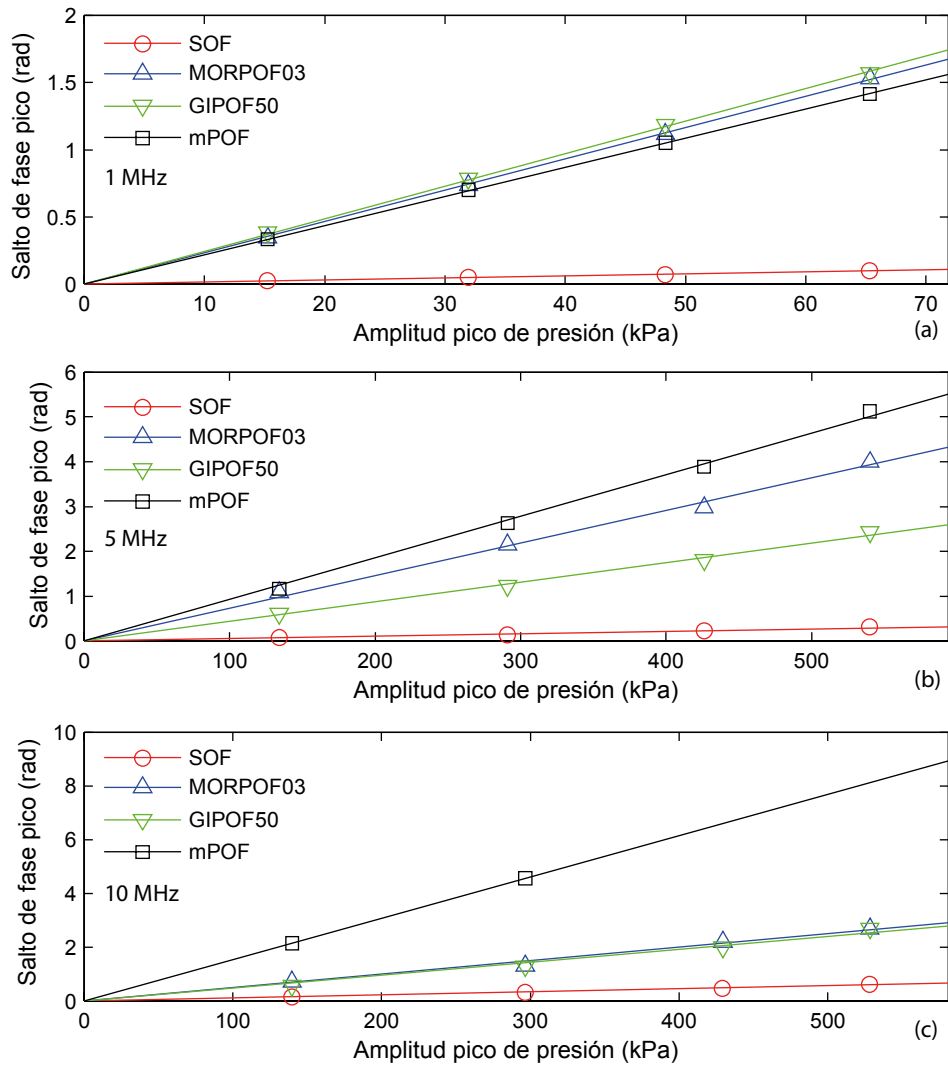
A todas las frecuencias estudiadas es notable el aumento en amplitud en la respuesta de las fibras de polímero con respecto a la de fibra óptica de sílice. Para la emisión de 1 MHz la sensibilidad mostrada por las tres fibras de polímero es similar. Sin embargo, para 5 y 10 MHz las sensibilidades de la GIPOF50 y de la MORPOF03 desciende más que la mPOF. Esto es consistente con lo dicho sobre los espectros de las señales de la **Fig. 4.12**.

Las sensibilidades obtenidas de las regresiones lineales normalizadas a la anchura a media altura (FWHM) de los haces ultrasónicos emitidos por los transductores se muestra en la **Tabla 4.2**. El FWHM de cada uno de los transductores se ha obtenido por medio de una medida interferométrica de la deformación inducida sobre una membrana delgada reflectante ( $<5 \mu\text{m}$ ). El haz de medida de un interferómetro heterodino en espacio libre, similar al descrito en la sección 5.5.1 (pág. 145), se focaliza sobre la membrana que se encuentra dentro de un tanque de agua. Un sistema de translación de 4 ejes (XYZ + rotación) controlado por ordenador mueve el sensor a lo largo de líneas paralelas a la membrana a varias distancias de tal forma que se mide la deformación producida



localmente por el haz ultrasónico en el haz de medida está focalizado. Los FWHM a una distancia del emisor de 24 mm son de 9.71 mm, 8.35 mm y 8.30mm para los emisores de 1 MHz, 5 MHz y 10 MHz, respectivamente.

Para 1 MHz la sensibilidad acústica de las fibras ópticas de polímero es 14 veces mayor que la fibra óptica de sílice. Para el caso de la fibra mPOF esta razón prácticamente se mantiene para los otros dos emisores.



**Fig. 4.13** Relación entre la amplitud de presión del pulso de los emisores de 1, 5 y 10MHz y la fase inducida en una fibra monomodo SOF, MORPOF03, GIPOF50 y mPOF.

Emisor	SOF (mrad/kPa/mm) [137]	MORPOF03 (mrad/kPa/mm) [137]	GIPOF50 (mrad/kPa/mm)	mPOF (mrad/kPa/mm)
<b>1 MHZ</b>	0.15 ± 0.02	2.4 ± 0.1	2.5 ± 0.1	2.2 ± 0.3
<b>5 MHZ</b>	0.065 ± 0.018	0.87 ± 0.1	0.53 ± 0.06	1.11 ± 1.0
<b>10 MHZ</b>	0.13 ± 0.04	0.6 ± 0.1	0.58 ± 0.15	1.8 ± 0.02

**Tabla 4.2** Sensibilidad acústica a 632.8nm de las fibras ópticas SOF, SMPOF, GIPOF-50 y mPOF obtenida de la regresión lineal para los emisores de 1, 5 y 10MHz.

#### **4.3.3.2 Discusión de los resultados**

En general, los resultados muestran que las fibras ópticas tienen una respuesta espectral no uniforme a frecuencias mayores de 1 MHz. Hemos visto en el modelado de la respuesta de una fibra óptica monomodo para incidencia perpendicular de una onda acústica, mostrado en la **Fig. 4.6**, que este comportamiento es resultado de la birrefringencia inducida en la fibra óptica junto con las resonancias propias de la geometría. Por tanto, la respuesta de la fibra óptica depende del estado de polarización de la luz en la zona de interacción con la onda acústica. Variando el estado de polarización a la entrada de la fibra de medida o el de la salida del brazo de referencia se puede modificar notablemente la forma de la onda recuperada. Los pulsos ultrasónicos de suficiente frecuencia y amplitud también inducen pérdidas de potencia debido a que la modulación del índice de refracción genera una red de Bragg en la sección de la fibra. Estas pérdidas de potencia, que son proporcionales al valor absoluto de la amplitud del pulso en cada instante, dependen también del estado de polarización. Estos efectos son más notable en las señales obtenidas con los transductores de 5 y 10 MHz tanto por la frecuencia como, sobre todo, por la amplitud de los pulsos de presión emitidos que son prácticamente 10 veces mayores que los emitidos por el transductor de 1 MHz. La incidencia oblicua sobre la fibra óptica va a producir una respuesta determinada por la integración de las deformaciones a lo largo de la fibra óptica. Por último, por una limitación práctica en el diseño experimental la distancia entre el emisor y las fibras ópticas se mantuvo a 24 mm. A esta distancia los emisores de 5 y 10 MHz se encuentran en el campo cercano, por lo que la distribución de amplitud acústica varía mucho de punto a punto. Durante las medidas se ha ajustado el estado de polarización, y la orientación y posición relativa del emisor con respecto al sensor para maximizar la amplitud de la señal y la frecuencia de pico simultáneamente. A continuación, discutiremos la respuesta de cada una de las fibras ópticas.

La fibra SOF muestra la misma frecuencia de pico que la referencia para las emisiones de 1 y 10 MHz, pero en el espectro de 5 MHz aparecen una serie de picos. En la señal temporal correspondiente se veía una anomalía en el segundo pico positivo. El origen de estas anomalías posiblemente se deba al efecto conjunto de las pérdidas inducidas y de la birrefringencia.

El caso de la fibra MORPOF03 es un más complejo ya que presenta en su señal temporal, tanto para los pulsos de 5 y 10 MHz, una serie de picos positivos adelantados 150 ns respecto del pulso principal. Estos, al ser monopulares parecen generados por las pérdidas inducidas por el pulso en la fibra óptica. Sin embargo, el desfase entre los picos no parece

compatible con la propagación en una fibra monomodo. En otras palabras, parece que la luz no estuviera completamente confinada en el núcleo. Sin embargo, gran parte de la potencia acoplada al cladding debiera ser filtrada en el acoplo a la segunda fibra óptica de sílice por lo que no llegaría al fotodetector. Lo más probable es que la incidencia no fuera perfectamente perpendicular, ya sea por la orientación del emisor o por que la fibra no estuviera completamente estirada. De hecho, el espectro a 10 MHz muestra una serie de mínimos espaciados unos 4.5 MHz que se correspondería con un ángulo de incidencia de  $2^\circ$  para una longitud de interacción de 8 mm usando la expresión (4.42). Este error sería compatible con la precisión del sistema de posicionamiento usado.

La fibra óptica GIPOF50 presenta en su espectro unos mínimos a las frecuencias de 5 y 10 MHz aproximadamente. Estos mínimos son compatibles con las resonancias del *cladding* dado su mayor diámetro. El producto  $k_a a$  es igual a 5.2 y 10.4 para 5 MHz y 10 MHz, respectivamente, y un radio,  $a$ , de 245  $\mu\text{m}$  que coincide con dos de los mínimos de la respuesta de una fibra de polímero mostrada **Fig. 4.6**.

Finalmente, la fibra microestructurada de PMMA, mPOF, presenta una respuesta uniforme con una ligera reverberación en el caso de la señal obtenida con el transductor de 5 MHz. Su respuesta es comparable a la de la referencia.

En cuanto a las magnitud de la fase inducida en cada una de las fibras ópticas, vemos que las de polímero presentan una sensibilidad mayor en un orden de magnitud que la fibra óptica de sílice. Esto es esperable dado el menor módulo de Young y la impedancia más próxima a la del agua que poseen los polímeros.

La fibra óptica SOF presenta una sensibilidad menor a 5 MHz que a 1 y 10 MHz. Esto es compatible con la respuesta de la fase inducida en la componente del campo eléctrico paralela al frente de ondas incidente. Notemos también que el valor de 1 MHz es próximo al predicho por la teoría para el caso hidrostático tratado en el apéndice A. En el caso de una onda ultrasónica que incide perpendicularmente sobre la fibra óptica sólo hay que considerar la contribución debida al efecto elasto-óptico que se estima de la expresión (A.10) con los valores de la tabla **Tabla A.1** igual a 0.096 mrad/kPa/mm. La diferencia en parte proviene de la estimación de la anchura del haz, ya que se ha considerado el FWHM que para una distribución de amplitud gaussiana contiene el 67% de la señal.

Las sensibilidades por unidad de longitud de las fibras de polímero para 1 MHz también son similares a la esperada por la contribución exclusiva del efecto elasto-óptico, que se estima para una fibra óptica de PMMA en 1.4 mrad/kPa/mm. Más significativo es que la razón

existente entre las estimaciones para las fibras SOF y POF de PMMA, igual a 14.62, es prácticamente idéntico al obtenido experimentalmente para las fibras SOF y mPOF, 14.67.

Para frecuencias mayores las fibras de polímero se comportan de forma diferente como resultado de sus características particulares. La fibra MORPOF03 muestra un decrecimiento progresivo de la sensibilidad con la frecuencia atribuido a una incidencia ligeramente oblicua de la onda ultrasónica. La fibra GIPOF50 muestra también un descenso similar de la sensibilidad para 5 y 10 MHz como resultado de la combinación de unas resonancias más bajas por su diámetro de *cladding* y de un promediado por su mayor diámetro de núcleo (50  $\mu\text{m}$ ).

La fibra óptica mPOF presenta unas sensibilidades que se comportan de forma similar a la simulación de la fibra óptica monomodo PMMA. De la simulación se esperaría una sensibilidad un 20% mayor de la obtenida experimentalmente para la señal de 5 MHz. Recordemos que el espectro correspondiente a esta señal tiene atenuadas las componentes de baja frecuencia respecto a la referencia. Como se aprecia en la figura **Fig. 4.6.b**, existe un pico máximo de birrefringencia alrededor de estas frecuencias que sugiere que el espectro obtenido es el resultado de un estado de polarización determinado. Volveremos sobre este asunto en el siguiente sección.

Consideremos el siguiente cálculo para poner en perspectiva el aumento de la sensibilidad de las fibras ópticas de polímero frente a la de sílice. Dado que la sensibilidad por unidad de longitud de la fibra óptica SMSOF a 1 MHz es 0.15 mrad/kPa/mm, un sensor con una longitud de fibra óptica activa de 100 mm y un sistema interferométrico con un nivel de ruido de 5 mrad tendría una presión equivalente de ruido (NEP) de 335 Pa. En las mismas condiciones un sensor mPOF presentaría un NEP igual a 23 Pa. Visto desde otro punto de vista, los sensores basados en POF podrían ser 14 veces más cortos (7 mm) que los basados en SOF para la misma sensibilidad. Esta reducción en longitud aumentaría tanto el ancho de banda, como haría más omnidireccional la directividad del sensor de fibra óptica.

La fibra MORPOF03 (SMPOF), si bien ha servido para demostrar el principio de aumento de sensibilidad acústica de las fibras ópticas de polímero a frecuencias por encima de 1 MHz, no es válida desde el punto de vista práctico para la implementación de un sensor debido a su alta atenuación. La alta atenuación mostrada por la fibra MORPOF03 también ha sido reportada por otros investigadores [138, 194]. Lo que se gana en aumento de sensibilidad se pierde por la pérdida de potencia. Recordemos de (4.6) que la sensibilidad es también proporcional a la potencia óptica, estando en última instancia limitada por el

ruido *shot* y la saturación de los fotodetectores. Por otro lado, la fibra GIPOF presenta una buena sensibilidad a 1MHz pero su naturaleza multimodo hace que la interferencia en espacio libre sea inestable. Los diferentes modos presentes en la fibra experimentan diferentes retardos. Esto añade a la interferencia de los dos brazos, la interferencia intermodal dentro del brazo de medida en forma de un patrón de *speckle* (**Fig. 4.7.c**). Por último, la fibra mPOF tiene un rendimiento muy bueno al presentar unas pérdidas moderadas y una alta visibilidad. Además, en comparación con la fibra GIPOF50, tiene un diámetro menor, de 125  $\mu\text{m}$ , por lo que ancho de banda es mayor haciéndola más idónea para la detección de ultrasonidos de alta frecuencia.

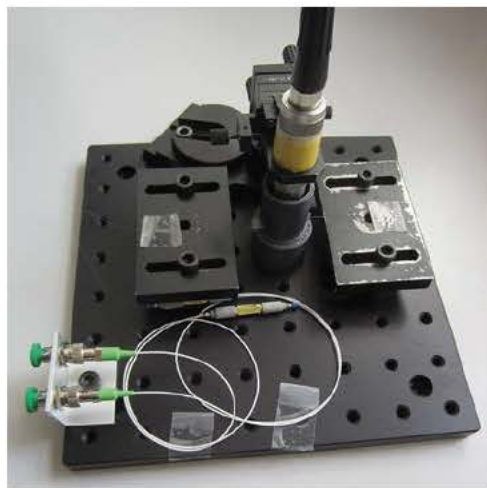
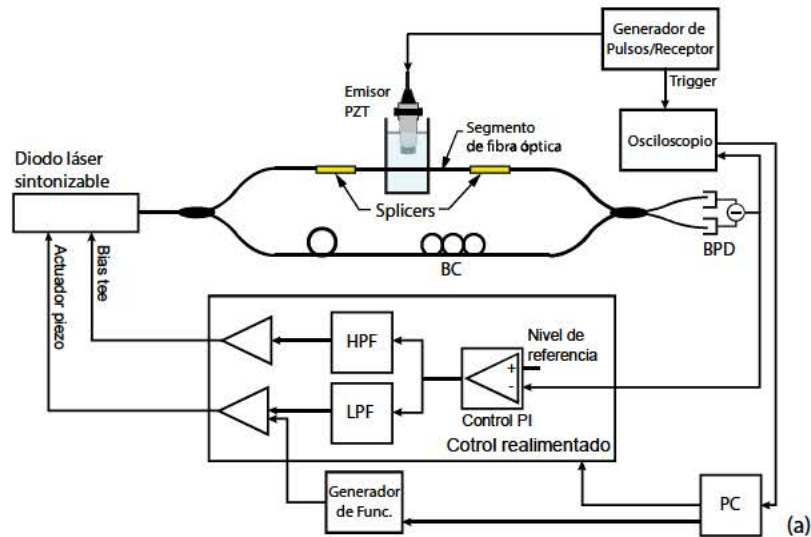
#### **4.3.4 Esquema experimental para la caracterización ultrasónica de fibras ópticas a 850 nm**

Motivados por la futura implementación de sensores FP intrínsecos en fibras ópticas de polímero a partir de FBGs centrados alrededor de 850 nm para la detección de ondas ultrasónicas, se ha implementado un segundo esquema experimental de caracterización a esa longitud de onda.

Este segundo esquema de caracterización se basa, al igual que el anterior, en un interferómetro Mach-Zehnder homodino activo. Sin embargo, en este caso la estabilización se consigue por la modulación de la fase generada a partir de la variación de la frecuencia de emisión del láser y de una diferencia de caminos entre los dos brazos del interferómetro. Teniendo en cuenta (4.1), (4.3) y que  $v = c/\lambda$  podemos escribir el cambio de fase debido a la variación de la frecuencia,  $d\varphi$ , como

$$d\varphi = \frac{2\pi n \Delta L}{c} dv \quad (4.43)$$

donde  $\Delta L$  es la diferencia de longitud entre los dos brazos del interferómetro y  $c$  la velocidad de la luz en el vacío. La ganancia del lazo de realimentación está determinada en parte por la diferencia de longitud. La ventaja de este sistema sobre el modulador de fase basado en un cilindro PZT es que permite compensar perturbaciones de mayor frecuencia (>100 kHz). En general, los cilindros PZT usados para esta aplicación presentan fuertes resonancias entre 1 y 10 kHz, limitando el ancho de banda compensado a frecuencias por debajo de 1 kHz. La desventaja de esta aproximación es la de necesitar un desbalanceo entre los brazos del interferómetro, por lo que el ruido de fase del láser va a estar presente en la señal medida.



**Fig. 4.14** (a) Diagrama del esquema experimental para la caracterización de la sensibilidad ultrasónica de una fibra óptica basado en un interferómetro Mach-Zehnder y un diodo láser sintonizable de cavidad externa Littman centrado a 850nm. (b) Fotografía del arreglo experimental para caracterizar las fibras. El emisor ultrasónico PZT calibrado y la fibra óptica ensayada se encuentran dentro de un tubo de agua para asegurar unas condiciones de acople acústico consistente y repetitivo.

Al igual que en el primer esquema experimental se usó un interferómetro en configuración Mach-Zehnder para medir los saltos de fase inducidos por las ondas ultrasónicas en la fibra óptica. El sistema de medida usado para caracterizar la sensibilidad acústica de un segmento recto de fibra óptica se presenta en la **Fig. 4.14**. Un diodo láser sintonizable de cavidad externa Littman (Lion TEC-500, Sacher Lasertechnik, Marburg, Alemania), con una longitud de onda central en 850 nm, se usa como fuente de luz. En el brazo de referencia un controlador de polarización permite ajustar el estado de polarización para igualarlo al del brazo de medida maximizando la visibilidad de la interferencia. La salida del interferómetro es medida con un fotodetector balanceado (PDA410A, Thorlabs Inc, Newton, NJ, EEUU) con un ancho de banda de 100 MHz. La salida del fotodetector es por un lado digitalizada por un osciloscopio, y por otro enviada al control de estabilización del

punto de operación que actúa sobre la frecuencia del láser. Existe un desbalanceo entre las longitudes de los dos brazos del interferómetro para que el cambio en la longitud de onda de la salida del láser produzca de forma efectiva una diferencia de fase según la expresión (4.43).

El control realimentado consiste en un filtro proporcional-integral (PI) seguido de dos filtros que dividen la señal en dos bandas de frecuencias. La salida del filtro paso bajo alimenta, después de pasar por un control de ganancia, a un actuador piezoeléctrico que desplaza el espejo que controla la longitud de onda de salida de la cavidad externa del láser. Este piezo-actuador presenta una resonancia a una frecuencia de 1.5 kHz, por ello, la frecuencia de corte pasa-baja está fijada en 300 Hz. La salida del filtro paso alto, después de ser ajustada en amplitud, modula la corriente del diodo laser a través de un *bias-tee*.

Las perturbaciones de baja frecuencia, por ejemplo la temperatura o la presión, son compensadas por el piezo-actuador mientras que las perturbaciones de alta frecuencia, como las ondas acústicas audibles, las cuales pueden excitar la resonancia del piezo-actuador, son minimizadas mediante los cambios en la corriente de inyección del láser. Este sistema de doble lazo realimentado evita cambios excesivos en la corriente del láser que podrían provocar fluctuaciones notables de la visibilidad. La señal producida por un generador de funciones puede sumarse a la entrada del piezo-actuador para permitir la medida de la visibilidad interferencial en cualquier momento.

De nuevo se usaron los mismos transductores no enfocados de 1, 5 y 10MHz para caracterizar las fibras ópticas. Estos transductores fueron excitados por un generador de pulsos cuadrados con 4 niveles de amplitud. Estos transductores PZT fueron previamente calibrados con un detector ultrasónico de banda ancha de 100MHz (WAT-13, Tomowave Inc., Houston, TX, EEUU). Las medidas se realizaron sumergidas en agua para garantizar un acoplo acústico consistente y reproducible.

Se han hecho dos conjuntos de medidas. El primero es una repetición de la caracterización ultrasónica, usando este segundo esquema experimental, de las fibras ópticas monomodo de sílice, SOF-SM800, y microestructurada de polímero PMMA, mPOF. En este caso el tiempo de vuelo entre el emisor y los sensores de fibra fue fijado a 5  $\mu$ s.

El segundo conjunto consiste en una caracterización a menor amplitud de presión utilizando el transductor de 10 MHz excitado por una ráfaga sinusoidal. El uso de los transductores de ultrasonidos excitados por el generador de pulsos presenta un problema a la hora de caracterizar fibras ópticas tan sensibles como las de polímero. La amplitud de

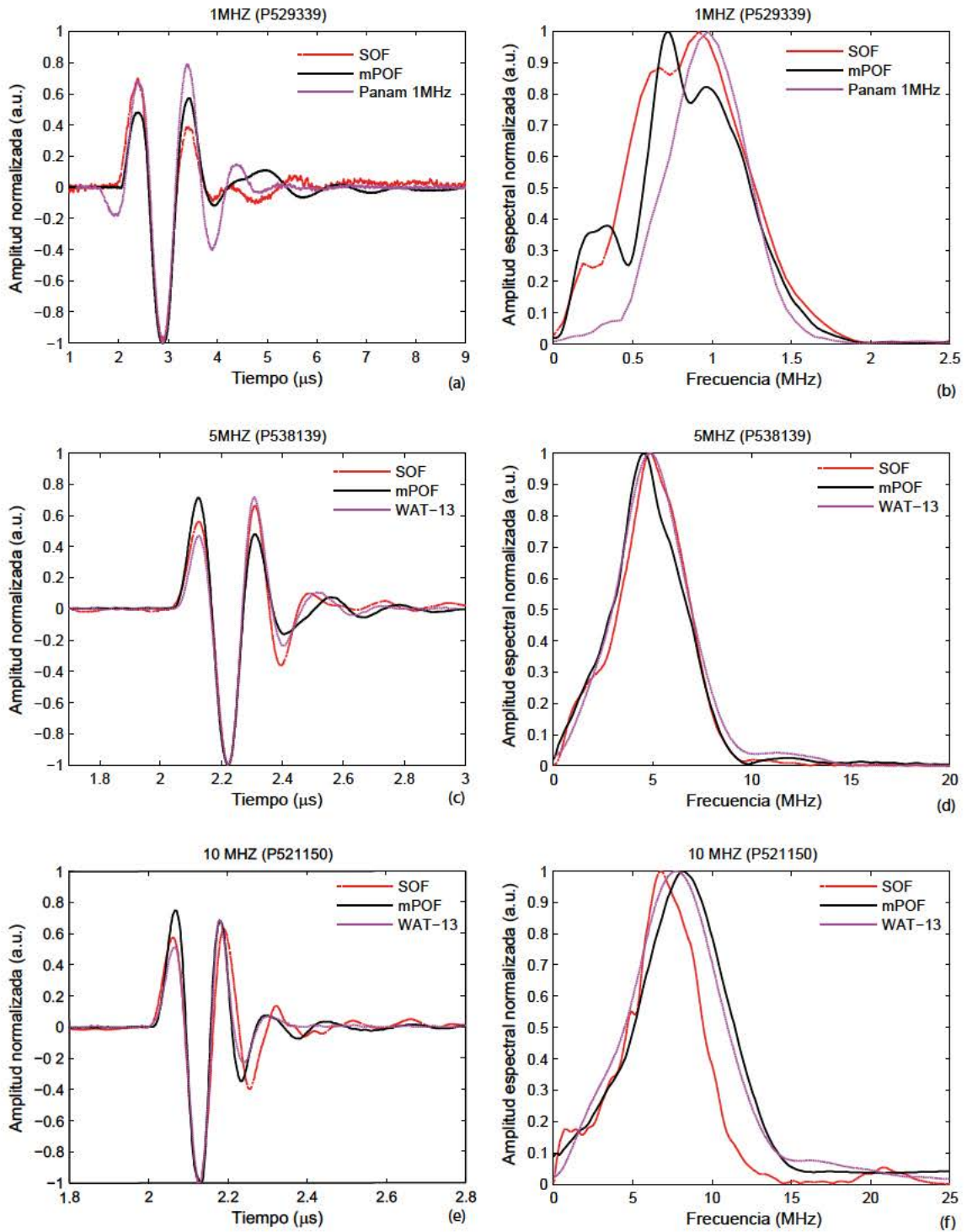
presión generada por los emisores de 5 y 10 MHz a la mínima tensión que proporciona la fuente de pulsos (100 V) es del orden de 140 kPa. Esto hace que a partir de 200 V los saltos de fase inducidos en la fibra mPOF sean mayores que  $\pi$ , complicando la demodulación. Una alternativa es excitar los emisores con una ráfaga sinusoidal de unos pocos períodos. De este modo el control de la frecuencia y de la amplitud es mayor. Para comprobar la sensibilidad a pequeñas presiones hemos excitado el transductor de 10 MHz con una ráfaga de 4  $\mu$ s a su frecuencia de máxima emisión, 9.7 MHz, variando la amplitud de la oscilación entre 0.5 V y 16 V. Previamente hemos medido la amplitud de la presión generada con el transductor calibrado. El tiempo de vuelo entre el emisor y la fibra óptica fue fijado a 10.5  $\mu$ s.

En todos estos experimentos el procedimiento de medida consistía en tres pasos. Primero se medían los límites de la interferencia por medio de una señal sinusoidal que excitaba el piezo-actuador. Segundo, se estabilizaba el punto de operación del interferómetro en el valor medio de los límites de la interferencia. Finalmente, se volvían a medir los límites para certificar que éstos no habían cambiado durante la medida. Todo este proceso, estaba totalmente automatizado y controlado por ordenador.

#### ***4.3.4.1 Resultados y discusión de la caracterización ultrasónica a 850 nm***

Hemos caracterizado de nuevo con este esquema a 850 nm la sensibilidad acústica de las fibras ópticas SOF-SM800 y mPOF de PMMA. En la **Fig. 4.15** se presentan las fases inducidas en las fibras y sus correspondientes espectros normalizadas por la incidencia normal de los pulsos ultrasónicos generados por los transductores de 1, 5 y 10MHz. Las líneas punteadas negras se corresponden con la señal recogida por un transductor piezoeléctrico calibrado situado en la misma posición que la fibra óptica. Al igual que en la anterior caracterización se han empleado como referencias el transductor WAT-13 para las emisiones de 5 y 10 MHz y un transductor resonante idéntico al emisor para la de 1 MHz. Cada señal es el resultado de un promediado de 32 capturas. Las señales interferométricas después de ser demoduladas fueron filtradas digitalmente pasa banda, con una frecuencia de corte inferior de 0.1 kHz y una frecuencia de corte superior de 50 MHz para la fibra mPOF, y unas frecuencias de corte superior de 2.5, 15 y 20 MHz para los emisores de 1, 5 y 10 MHz respectivamente en el caso de fibra SOF.





**Fig. 4.15** (a) Comparación entre la amplitud normalizada del pulso emitido por el emisor de 1MHz y recibido por otro emisor no enfocado de 1MHz, la fibra SOF-SM800 y la fibra mPOF. (b) Espectro de amplitud normalizado de las señales de 1MHz. (c) y (d) Amplitud temporal y espectral normalizadas de los pulsos emitidos por el generador de 5MHz y detectados por un transductor de banda ancha (WAT-13), la fibra SOF-SM800 y la mPOF. (e) y (f) ídem usando un emisor de 10MHz.

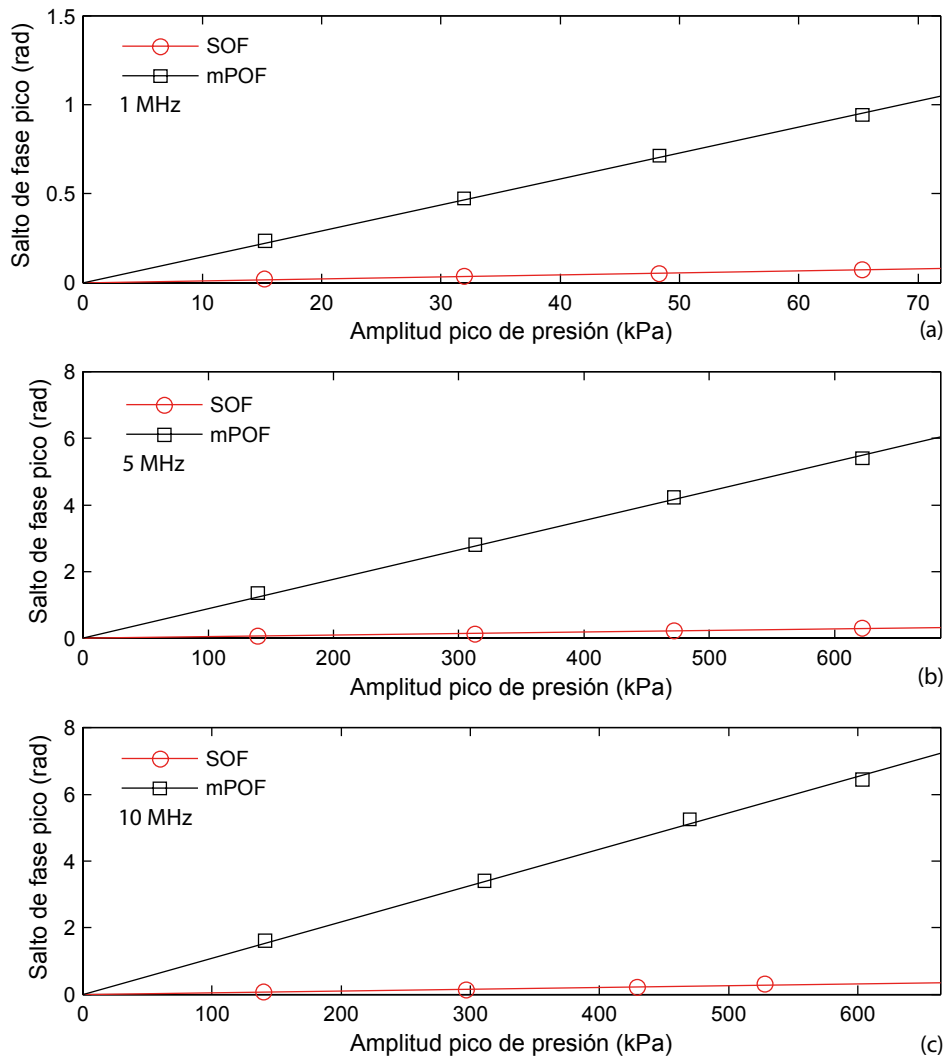
En general, las señales temporales de ambas fibras y de las referencias son similares entre si y similares a las obtenidas con el esquema a 632.8 nm. El cambio más significativo se da para el emisión de 5 MHz. En este caso, todos los espectros se superponen y las señales temporales son similares. Las diferencias entre estas señales y las del esquema experimental anterior se pueden explicar por pequeñas diferencias en la orientación del emisor y por el efecto de la birrefringencia. Así por ejemplo, para la fibra mPOF, las señales de 1 y 10 MHz son muy similares, sin embargo en la señal de 5 MHz el balance entre los máximos y la anchura del espectro ha variado. Esto se puede entender observando la **Fig. 4.6.b** donde se muestra el modelo de la birrefringencia de la fibra mPOF. Justo alrededor de la frecuencia de 5 MHz hay un máximo de birrefringencia, cosa que no ocurre a las otras dos frecuencias.

Al igual que en la anterior caracterización, se comparan las amplitudes de la presión del pico negativo de las señales, medidas por el transductor calibrado, con la diferencia de fase del pico negativo medida por las fibras ópticas para los cuatro niveles de salida del generador de pulsos. En la figura **Fig. 4.16** se muestran los resultados junto con la correspondiente regresión lineal. Los resultados de los ajustes normalizado al FWHM de los haces ultrasónicos a la distancia de medida se resumen en las dos primeras columnas de la **Tabla 4.5**. Los FWHM son 10.4 mm, 7.3 mm y 7.94 mm para los emisores de 1 MHz, 5 MHz y 10 MHz, respectivamente. Una vez más se constata el aumento de la sensibilidad de la fibra óptica mPOF con respecto a la SOF. La razón mínima entre las sensibilidades de las dos fibras ocurre para la emisión de 1 MHz y es igual a 13.3. Este valor es compatible dentro del error con el obtenido en la caracterización a 632.8 nm. Los valores numéricos de las dos caracterizaciones se pueden comparar normalizándolos por su correspondiente longitud de onda. De la expresión (4.1), tenemos que la relación entre las sensibilidades,  $S_{\lambda}$ , a las longitudes de onda  $\lambda_1$  y  $\lambda_2$  viene dada por:

$$S_{\lambda_1} \lambda_1 = S_{\lambda_2} \lambda_2. \quad (4.43)$$

En las dos últimas columnas de la **Tabla 4.3** mostramos los valores convertidos de la caracterización realizada a 632.8 nm. Los valores obtenidos para las caracterizaciones de 1 MHz son compatibles dentro de los errores. En el caso de las caracterizaciones correspondientes al emisor de 5 MHz, los valores obtenidos en esta segunda caracterización son mayores. Comparando las trazas temporales y los espectros se entiende que en este caso se ha ajustado adecuadamente la polarización. Finalmente, para el emisor de 10 MHz, la sensibilidad de la fibra SOF medida a 850 nm ha sido menor que la obtenida anteriormente. Posiblemente por una ligera desviación del emisor respecto de la

incidencia perpendicular a la fibra. Cabe destacar que en este caso, el modelo representa fielmente la relación entre las sensibilidades obtenidas para la fibra mPOF en el rango de frecuencias entre 1 y 10 MHz.



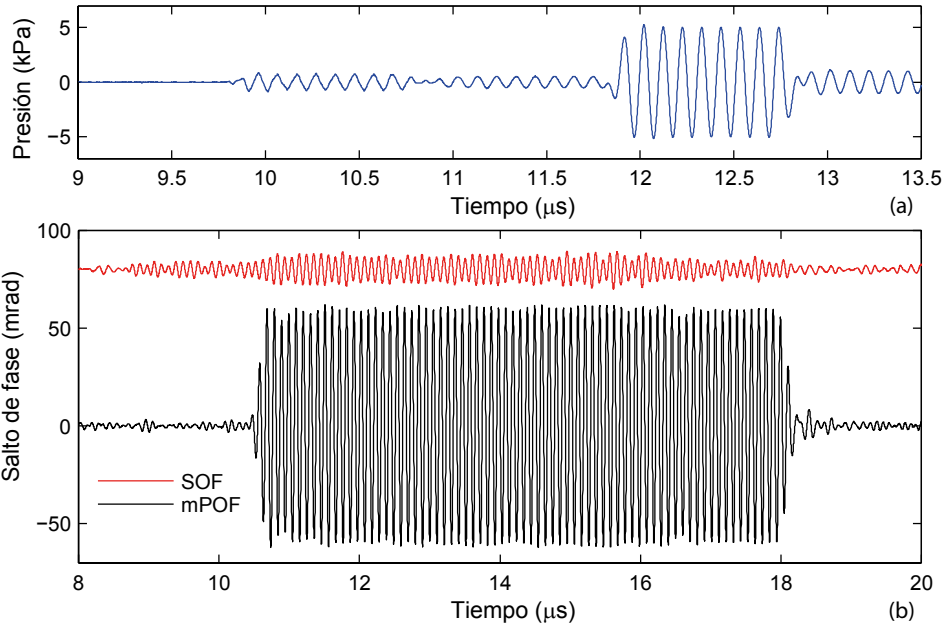
**Fig. 4.16** Relación entre la amplitud del pico negativo del pulso de presión a 1 (a), 5 (b) y 10 MHz (c) y la fase inducida en las fibras SOF y mPOF a 850nm.

Emisor	SOF (mrad/kPa/mm)	mPOF (mrad/kPa/mm)	SOF <sup>(1)</sup> (mrad/kPa/mm)	mPOF <sup>(1)</sup> (mrad/kPa/mm)
<b>1 MHZ</b>	0.105 ± 0.050	1.40 ± 0.08	0.112 ± 0.015	1.6 ± 0.3
<b>5 MHZ</b>	0.066 ± 0.010	1.2 ± 0.1	0.048 ± 0.013	0.83 ± 0.7
<b>10MHZ</b>	0.067 ± 0.030	1.37 ± 0.11	0.099 ± 0.03	1.37 ± 0.018

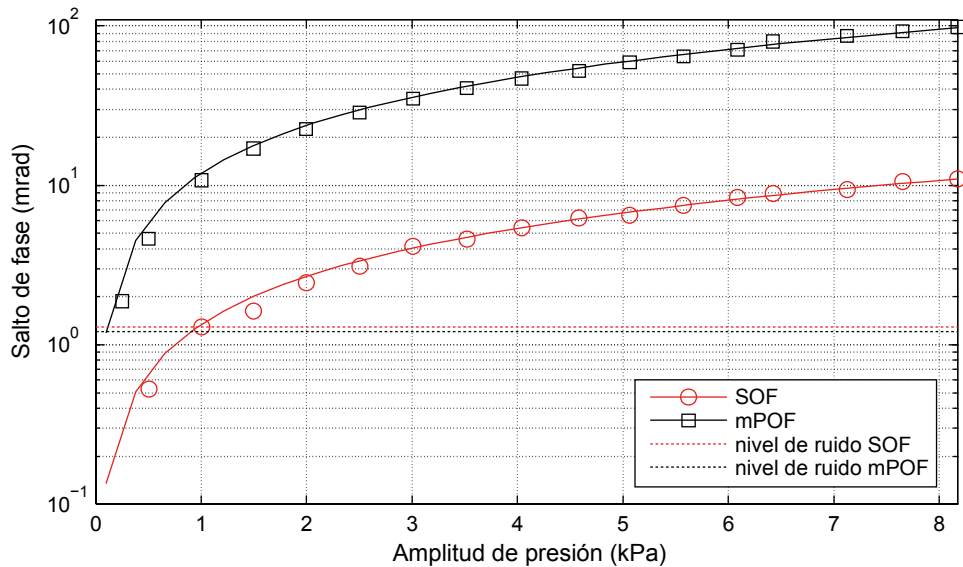
**Tabla 4.3** Sensibilidad acústica de las fibras SOF-SM800 y mPOF para una excitación de 1, 5 y 10MHz a 850nm. (1) Valor adaptado a 850 nm obtenido en la caracterización a 632.8 nm.

Para obtener una medida más precisa de la sensibilidad hemos excitado el transductor de 10 MHz con una ráfaga a su frecuencia de máxima emisión, 9.7 MHz variando la amplitud de la oscilación entre 0.5 V y 16 V. Ese rango de tensiones se corresponde con un rango de amplitudes de presión entre 250 Pa y 8 kPa. Todas las señales registradas fueron

promediadas entre 16 señales y posteriormente, después de ser demoduladas, fueron filtradas mediante un filtro pasa-banda con un ancho de banda de 16 MHz centrado en la frecuencia de emisión.



**Fig. 4.17** (a) Ráfaga de 5 kPa de test a 9.7 MHz medida por el sensor de banda ancha WAT-13. Las reverberaciones son producidas por el conductor acústico adherido al elemento sensor  $\text{LiNbO}_3$ . (b) Ráfaga de la misma amplitud y frecuencia medida por un segmento de fibra óptica SOF y mPOF.



**Fig. 4.18** Amplitud de pico de la ráfaga frente al salto de fase inducido en las fibras ópticas SOF y mPOF con sus respectivas regresiones lineales y niveles ruido. Valores obtenidos filtrando la señal con un filtro pasabanda de 16 MHz centrado en 10 MHz y promediando 16 señales.

En la **Fig. 4.17.a** se muestra la señal correspondiente a la emisión de 5 kPa medida por el transductor calibrado. La ráfaga usada para la calibración es más corta que la usada con las fibras ópticas para evitar la superposición de las reverberaciones del conductor acústico del transductor. En la **Fig. 4.17.b** podemos encontrar las señales registradas por los sensores de fibra óptica. La fase inducida en la fibra mPOF es 10 veces mayor que en la SOF, pero además, el ruido de las dos señales es similar. En la **Fig. 4.18** se muestran los saltos de fase inducidos frente a la amplitud de presión generada para las dos fibras ópticas con sus respectivas regresiones lineales. Además se añade la amplitud de ruido presente en las señales promediadas y filtradas. Este es prácticamente el mismo para los dos interferómetros. En la **Tabla 4.4** se muestran los resultados de los ajustes y los valores de ruido.

	SMSOF	mPOF
Sensibilidad a 9.7 MHz (mrad/kPa/mm)	0.14 ± 0.1	1.47 ± 0.05
Amplitud de ruido (mrad)	1.2	1.2
NEPLP (kPa mm) @ 16 MHz	34.3	3.27

**Tabla 4.4** Sensibilidad acústica de las fibras SOF-SM800 y mPOF para una excitación de ráfaga del emisor de 10 MHz a 9.7 MHz junto con el ruido de la medida y el producto presión longitud equivalente a ruido.

A partir de estas medidas podemos evaluar el producto presión longitud equivalente a ruido (NEPLP) como

$$NEPLP = \frac{A_n}{S} \sqrt{N_{avg}} \quad (4.43)$$

donde  $A_n$  es la amplitud de ruido,  $S$  es la sensibilidad y  $N_{avg}$  es el número de señales promediadas. Los valores obtenidos se muestran en la **Tabla 4.4**.

Una vez más, se demuestra el aumento de un orden de magnitud de la fibra óptica de polímero frente a la de sílice. Cabe destacar que con un sistema de estabilización basado en el modulador de fase PZT y compensando los caminos se llegaría a un nivel de ruido menor, mejorando el NEPLP de los sensores.

#### 4.3.5 Otros sensores interferométricos basados en guía de onda de polímero

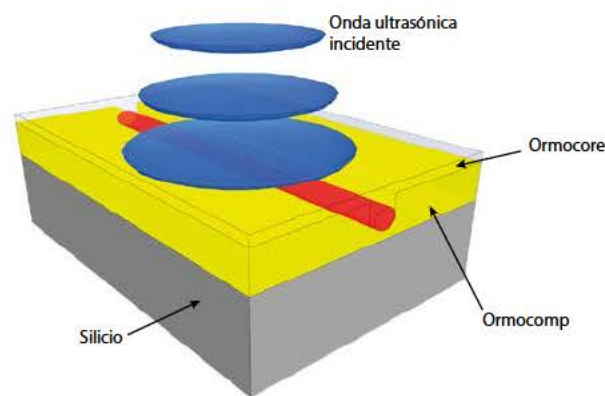
Hasta ahora se ha visto que la sensibilidad acústica de un sensor interferométrico de fibra óptica de polímero es por lo menos un orden de magnitud mayor que uno basado en fibra óptica de sílice [137]. Este aumento de la sensibilidad ultrasónica en las fibra ópticas de polímero se debe a un menor modulo de Young y una impedancia acústica más próxima a la del agua que las fibras ópticas de sílice. Siguiendo este principio hemos caracterizado un sensor interferométrico basado en una guía de onda de canal invertido de polímero



(IPOWS) para la detección de ultrasonidos en aplicaciones optoacústicas (ver **Fig. 4.19**). Los resultados han sido comparados con un modelado basado en ondas viajeras.

El uso de un sensor basado en guías de onda planas de polímero, en vez de fibra óptica presenta ventajas cuando se considera el ancho de banda, debido a las reducidas dimensiones de la guía de  $2\ \mu\text{m}$  de ancho, y la integración de estructuras resonantes, como microanillos resonantes para aumentar la sensibilidad [157, 158].

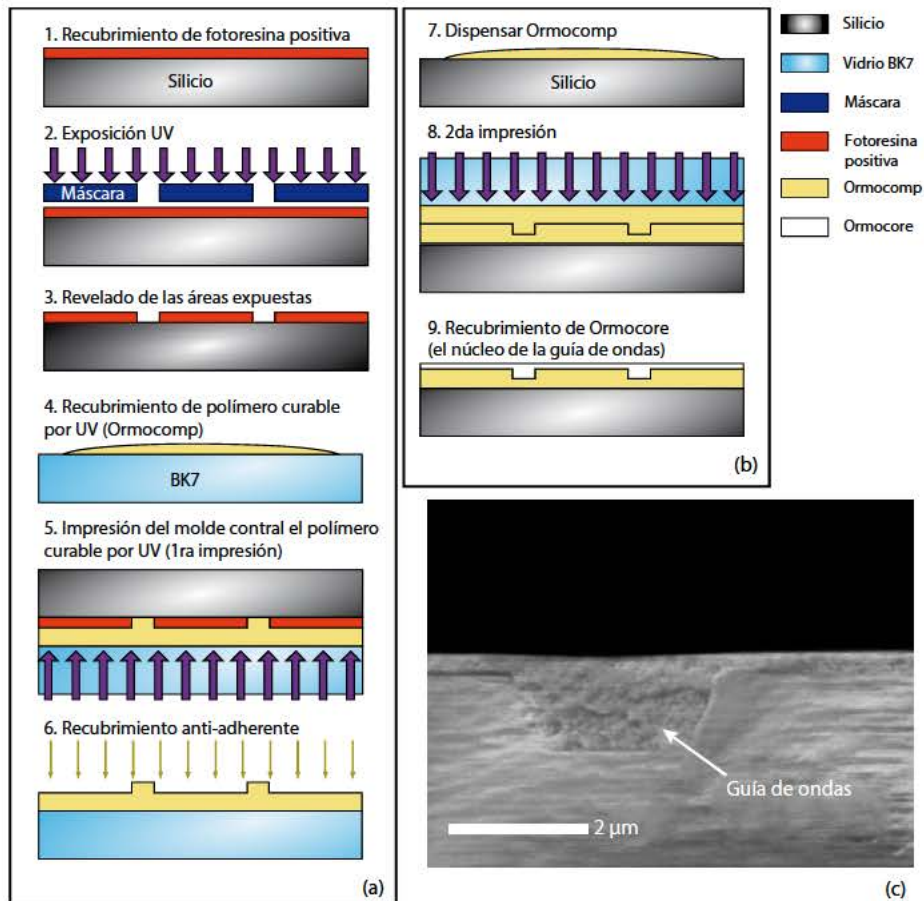
Las guías de ondas caracterizadas han sido fabricadas en *VTT Technical Research Laboratory* de Oulu, Finlandia por el Dr. Jussi Hiltunen y por la Dra. Meng Wang de la Universidad de Oulu.



**Fig. 4.19** Esquema de la guía de onda de polímero con un frente de onda inciéndola.

#### **4.3.5.1** *Proceso de fabricación del sensor*

El sensor de guía de onda de polímero, mostrado en la **Fig. 4.19**, ha sido fabricado mediante la técnica de litografía por nanoimpresión ultravioleta (UV-NIL, *ultraviolet nanoimprinting lithography*). La litografía por ultravioleta es usada de forma habitual para fabricar guías de onda plana de polímero. Las guías de onda se forman primero exponiendo a radiación ultravioleta a través de una máscara una fotoresina curable por ultravioleta y posteriormente revelándola. La resolución obtenida con esta técnica está solamente limitada por la difracción, el *scattering* y la interferencia producida entre la resina y el sustrato de la radiación empleada [195]. En comparación con los métodos convencionales de fabricación litográficos, la UV-NIL es simple de llevar a cabo, requiere un equipo más sencillo y puede proporcionar una alta resolución, menor de  $\sim 10\ \text{nm}$ , con una alta capacidad de producción [196, 197]. La técnica UV-NIL se realiza a temperatura ambiente y no necesita alta presión durante el proceso de impresión. Presionando un molde contra un recubrimiento de fotoresina precursora sensible a la luz ultravioleta depositado encima de un sustrato y curándolo bajo luz UV se puede obtener una réplica del molde.



**Fig. 4.20** (a) Diagrama de flujo de la preparación del molde de impresión y (b) el moldeo de la guía de onda de canal invertido con polímero curable por UV. (c) Imagen SEM de la sección transversal de la guía de onda.

La fabricación de la guía de onda de canal invertido (*inverted-rib waveguide*) se ilustra en la **Fig. 4.20.a**. El proceso se divide en dos partes: la fabricación del molde de impresión y la réplica de la propia guía de ondas. En las referencias [180, 198] se puede encontrar una información pormenorizada del proceso. Para la fabricación del molde se ha seguido un proceso estándar de litografía con fotoresina positiva. Primero, una oblea de silicio se reviste por centrifugado con una fotoresina positiva. A continuación esta se expone a luz ultravioleta a través de una fotomáscara con el patrón. Finalmente las partes iluminadas se eliminan por medio de un revelado. La fotoresina de éste molde sólo puede resistir un proceso de impresión. Para evitar repetir múltiples veces el proceso de litografía se fabrica un molde basado con una estabilidad mecánica y química mejoradas en Ormocomp (Micro resist technology GmbH, Berlín, Alemania), un polímero. Para ello se dispensa el Ormocomp por la superficie de una oblea de vidrio BK7 y se presiona contra el molde de fotoresina para transferir el patrón. La capa de polímero se cura exponiéndolo a través de su sustrato transparente a luz ultravioleta. La réplica resultante es un molde negativo de la guía de canal invertido. Antes del siguiente proceso el molde de Ormocomp es cubierto por un material antiadherente. El proceso de fabricación de la guía de onda empieza con la

impresión del *cladding* inferior. Para el *cladding* se emplea de nuevo Ormocomp que tiene un índice de refracción igual a 1.52 a 633nm. Después de separar la réplica de su molde, ésta se lava con acetona y agua desionizada. El polímero usado para el núcleo es Ormocore (Micro resist technology GmbH, Berlín, Alemania) que tiene un índice de refracción de 1.55 a 633nm. Para reducir la capa residual el Ormocore se diluye con Ormothin a razón de 1 a 4 en volumen. Se reviste por centrifugado la replica con la dilución antes de una segunda exposición a luz ultravioleta. Finalmente, el dispositivo es recocido para su endurecimiento a 150°C durante 2 horas. En la **Fig. 4.20.b** se muestra una imagen SEM de la sección transversal de la guía de onda.

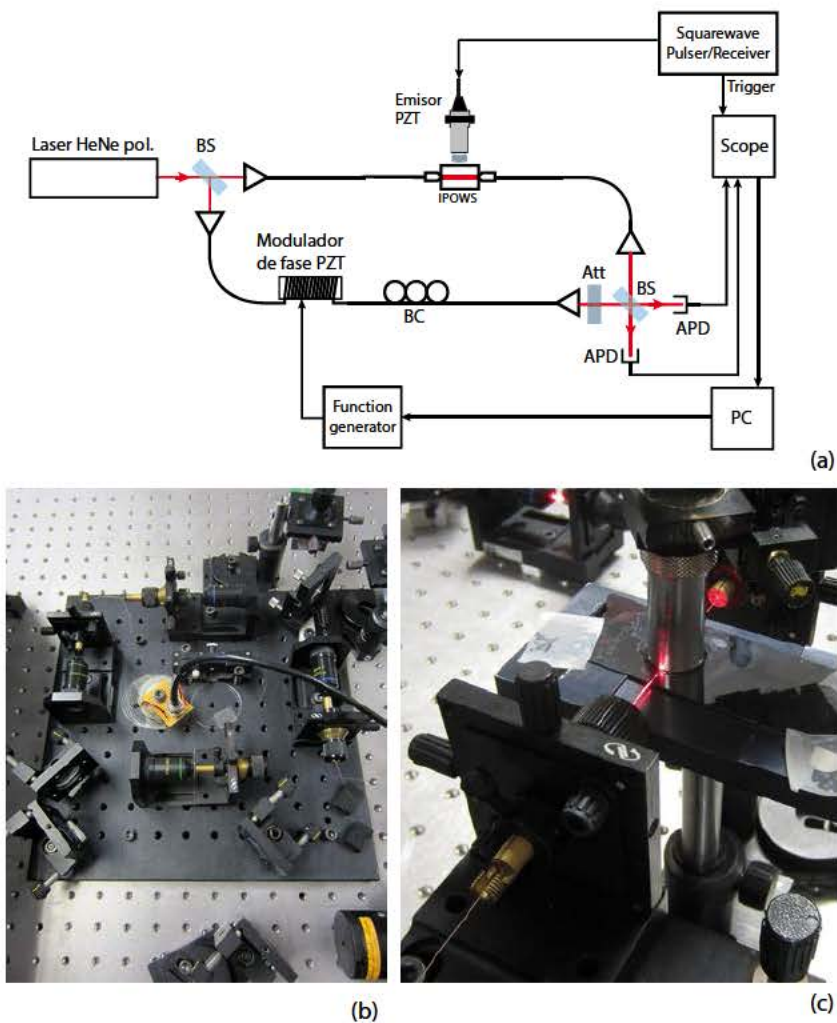
#### **4.3.5.2 Esquema de caracterización experimental del sensor IPOWS**

La sensibilidad acústica del sensor IPOWS se caracterizó a 632.8 nm por medio de un esquema experimental similar al descrito en la sección 4.3.3. La diferencia radica en que esta vez se empleó un interferómetro homodino pasivo. Este cambio fue necesario por la combinación de la alta sensibilidad del IPOWS con la excesiva amplitud de presión emitida por los transductores empleados para la caracterización. En la **Fig. 4.21.a** se muestra el diagrama del esquema experimental. La fase se mide a través de un interferómetro Mach-Zehnder en fibra acoplado y recombinado en espacio libre. Se emplea un láser He-Ne a 632.8 nm como fuente de luz. En el brazo de medida se sitúa la guía de ondas. La luz se acopla lateralmente a la entrada y a la salida de la guía de ondas utilizando dos fibras ópticas alineadas mediante plataformas de traslación XYZ (**Fig. 4.21.c**). En el brazo de referencia se encuentra un controlador de birrefringencia y un modulador de fase. Dos fotodetectores APD (C5331, Hamamatsu Photonics, Hamamatsu city, Japón), acoplados en AC y con un ancho de banda de 100 MHz, registran cada una de las salidas del interferómetro. Las señales de los APDs se digitalizan por medio de un osciloscopio (CS328A, Cleverscope Ltd., Auckland, Nueva Zelanda) y se envían a un PC para ser procesadas.

La demodulación implementada aprovecha el hecho de que la recombinación de los haces es en espacio libre. Se pueden obtener dos señales en cuadratura situando los fotodetectores en dos puntos espaciales distintos del campo interferencial en los que la diferencia de fase sea  $\pi/2$ . Para ello, se alinean cuidadosamente las salidas del interferómetro y el divisor de haz para tener un campo interferencial con una franja, y se posicionan los detectores APD en cada una de las salidas buscando la cuadratura. Para poder demodular con los fotodetectores acoplados en AC, es necesario introducir una modulación para conocer el punto de operación instantáneo. Por medio de un generador



de funciones y del modulador de fase en el brazo de referencia se introduce un tono de amplitud mayor a  $2\pi$  radianes y frecuencia por encima de la frecuencia de corte inferior de los fotodetectores APD (4 kHz). Las dos señales en cuadratura se capturan con un osciloscopio y se demodulan digitalmente para obtener la fase. El proceso de demodulación consta de cuatro pasos. Primero se elimina el nivel medio y se normalizan cada uno de los canales. A continuación se realiza la operación arcotangente con los dos canales y se acumula la fase. Finalmente, se filtra paso alto para eliminar la señal de baja frecuencia introducida por el modulador de fase. El área activa de los fotodiodos debe ser pequeña en comparación con el tamaño de las franjas para evitar el promediado espacial de la señal.



**Fig. 4.21** Diagrama experimental para la caracterización de la sensibilidad acústica del IPOWS. (b) Fotografía del interferómetro Mach-Zehnder empleado en la medida de fase. (c) Detalle del acoplo lateral de la luz en guía de ondas. Encima de la guía se encuentra uno de los transductores ultrasónicos.

Para la caracterización ultrasónica se utilizaron los transductores de 1, 5 y 10 MHz siguiendo el mismo procedimiento que en las caracterizaciones anteriores. Una película de agua atrapada por tensión superficial entre la guía de ondas y el transductor garantizaba un acoplo acústico consistente y repetitivo.

#### 4.3.5.3 Modelo de respuesta del sensor

Para estudiar la respuesta temporal del sensor se implementó un sencillo modelo unidimensional de ondas viajeras (*travelling wave*). En este modelo se divide el campo acústico en dos ondas que se propagan en direcciones opuestas atravesando los diferentes materiales. Cada material está definido por su longitud, impedancia acústica y velocidad del sonido. Como la incidencia es normal a las interfaces y una de las capas es un fluido, sólo consideramos las velocidades longitudinales de los medios. Debido a la diferencia de impedancias acústicas en la interfaz entre dos medios, parte del campo acústico es transmitido y parte es reflejado contribuyendo a la amplitud de la onda que se propaga en dirección contraria. Los coeficientes de reflexión,  $R_a$ , y transmisión,  $T_a$ , para ondas longitudinales e incidencia normal vienen dados por

$$R_a = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad T_a = \frac{2Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (4.44)$$

donde  $Z_1$  y  $Z_2$  son las impedancias acústicas de los medio incidente y transmitido respectivamente. La impedancia acústica para incidencia normal es igual a  $Z = \rho v_s$ . Las reflexiones junto a la propagación a diferentes velocidades en los distintos medios producirá una superposición de ondas retardadas.

En la **Fig. 4.22.a** se muestra un esquema de la disposición espacial del emisor, del sensor IPOWS y de las interfaces durante la caracterización. Los parámetros de cada material usados en la simulación se encuentran en la **Tabla 4.5**. El tiempo se ha discretizado en pasos de 0.14 ns. Este valor es lo suficientemente pequeño como para resolver todas las capas de los diferentes materiales y excede el ancho de banda del sensor ultrasónico. Para calcular la señal ultrasónica integramos la amplitud total en las secciones espaciales correspondientes al área activa del sensor (2  $\mu\text{m}$ ).

La estructura del transductor ultrasónico PZT ha sido estimada teniendo en cuenta la variación del perfil temporal de la onda ultrasónica al reflejarse en él. Las condiciones de frontera de la simulación están expresadas en la **Tabla 4.5** como los valores de reflexión en la interfaz del material de soporte del PZT y la interfaz silicio-aire. Se asume que tanto el material de soporte como el aire son medios infinitamente largos. Finalmente, la

simulación se inicializa utilizando una interpolación de la señal temporal del emisor PZT de 10 MHz obtenida mediante el transductor de banda ancha WAT-13 Fig. 4.22.b.

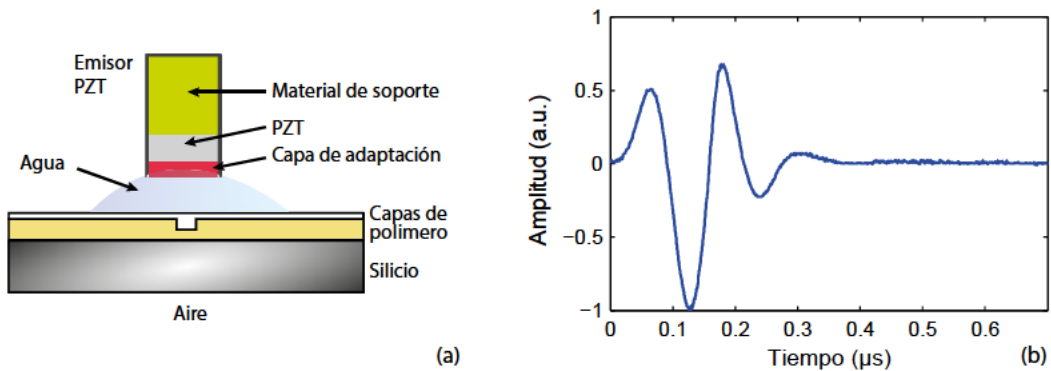


Fig. 4.22 (a) Diagrama de la distribución geométrica de las diferentes interfaces acústicas consideradas en la simulación. (b) Señal inicial de excitación de 10 MHz.

Material	Longitud (mm)	Z (MRayls)	$v_l$ (mm/ $\mu$ s)
Oblea de silicio	0.5	21.6	7.9
Capa de polímeros	0.020	2.96	2.44
Agua	1.74	1.48	1.48
Capa de adaptación	0.144	6.78	4.6
PZT	0.272	34.3	4.35

Condiciones de contorno:

Material de soporte - PZT	Coefficiente de reflexión -0.8
Interfaz Silicio-Aire	Coefficiente de reflexión -0.94

Tabla 4.5 Parámetros empleados en la simulación de la propagación acústica.

#### 4.3.5.4 Resultados y discusión

Al igual que en las caracterizaciones de las fibras ópticas en 632.8 nm, mostramos en la Fig. 4.23 la relación entre la fase inducida por la señal ultrasónica en la guía de ondas de 3 cm de longitud y los límites de la interferencia. Notemos que si bien la amplitud de la fase inducida por la onda acústica es mayor que en el caso de las fibras ópticas, la amplitud interferencial es menor debido a las pérdidas en el acoplo de luz a la guía óptica. El acoplo se realizó usando fibras ópticas de sílice de diámetro modal de 4  $\mu$ m, que es menos eficiente que el uso de fibras ópticas estrechadas (*tapered*) para adaptar el modo de la fibra óptica a la guía de ondas de 2  $\mu$ m.

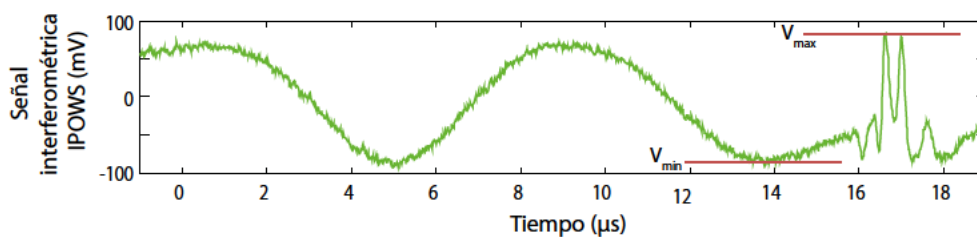


Fig. 4.23 Señal interferométrica inducida por el transductor de 1MHz por un pulso de 79 kPa de amplitud de presión pico sobre el sensor IPOWS sobre una señal de referencia de baja frecuencia producida por el modulador de fase. Se indican los límites de la interferencia.

Los perfiles temporales y sus correspondientes espectros demodulados y normalizados medidos por el IPOWS y las respectivas señales de referencias obtenidos para los transductores de 1MHz, 5 MHz y 10MHz excitados con un pulso cuadrado de 100V se pueden observar en la **Fig. 4.24** [199]. El solapamiento entre el espectro del IPOWS y de la referencia es casi completo en todos los casos. En las trazas temporales se pueden distinguir claramente el pulso acústico directo seguido de una serie de reflexiones. En la **Fig. 4.24.a**, para la señal de 1 MHz, existe una superposición entre el pulso directo y el reflejado de vuelta en el transductor a 3.68  $\mu$ s. Para las señales de 5 y 10 MHz, al ser de duraciones más cortas, no se produce esta superposición. Sin embargo, sí que se observan los efectos de las reverberaciones de su estructura interna en forma de oscilación posterior al pulso principal. En el espectro esto se ve como una anti-resonancia alrededor de 7.9 MHz. Esta frecuencia se corresponde aproximadamente con la inversa del tiempo de vuelo de ida y vuelta de la onda acústica en el substrato de silicio.

En la **Fig. 4.25** encontramos las relaciones obtenidas entre la presión del pico negativo y la diferencia de fase inducida en la guía de ondas para los tres emisores. Los errores en los ajustes lineales para los emisores de 5 y 10 MHz son relativamente grandes debido a la magnitud de la fase medida. Este tipo de señales multifranja van a necesitar tanto más ancho de banda cuanto mayor sea el salto de fase. El muestreo máximo del osciloscopio era de 100 Ms/s lo que limitaba el ancho de banda para la demodulación a menos de 50 MHz. Aplicando la regla de Carson se puede estimar que, con ese ancho de banda, se podría llegar a demodular 8 y 4 radianes a 5 y 10 MHz, respectivamente. Por ello, las amplitudes superiores son estimadas teniendo en cuenta la relación entre las amplitudes de las reverberaciones.

En la **Tabla 4.6** se muestran las sensibilidades por unidad de longitud calculadas a partir de los ajustes lineales y teniendo en cuenta el diámetro del haz ultrasónico. Vemos que la sensibilidad es la misma para los tres emisores siendo además el doble que la obtenida para los sensores basados en fibra óptica. La respuesta espectral uniforme para incidencia normal es consecuencia del tamaño de la guía de ondas, de 2  $\mu$ m de sección y un *cladding* de menos de  $\sim 20$   $\mu$ m. La mejora de la sensibilidad sobre las fibras de polímero es explicada por el substrato de silicio, que actúa como un soporte rígido reflejando la onda acústica sin invertirla<sup>4</sup>.

---

<sup>4</sup> En el apéndice B, donde se estudia la sensibilidad de una lámina plano paralela que forma una cavidad FP en función del material de soporte, se ve que el soporte rígido dobla la sensibilidad acústica.

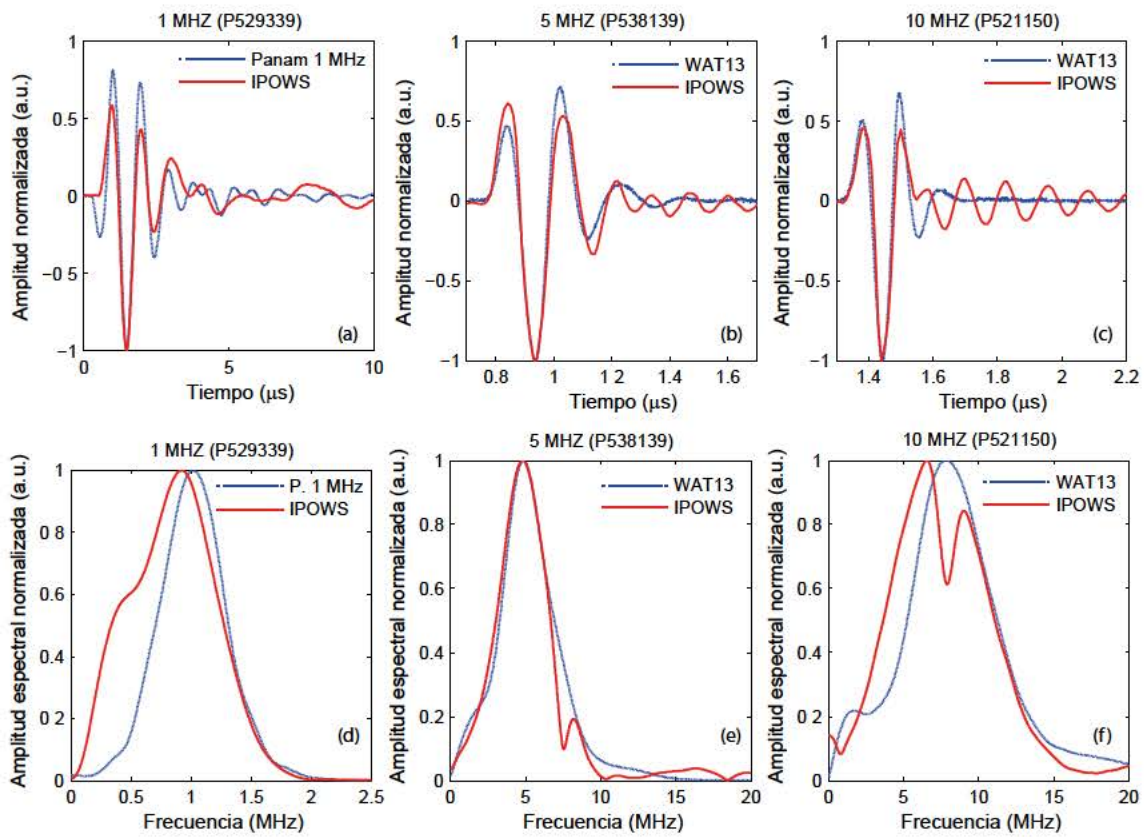


Fig. 4.24 Respuestas temporales y sus correspondientes espectros normalizados del sensor IPOWS y las referencias para las emisiones de los transductores de 1 MHz (a y d), 5 MHz (b y e), y 10 MHz (c y f).

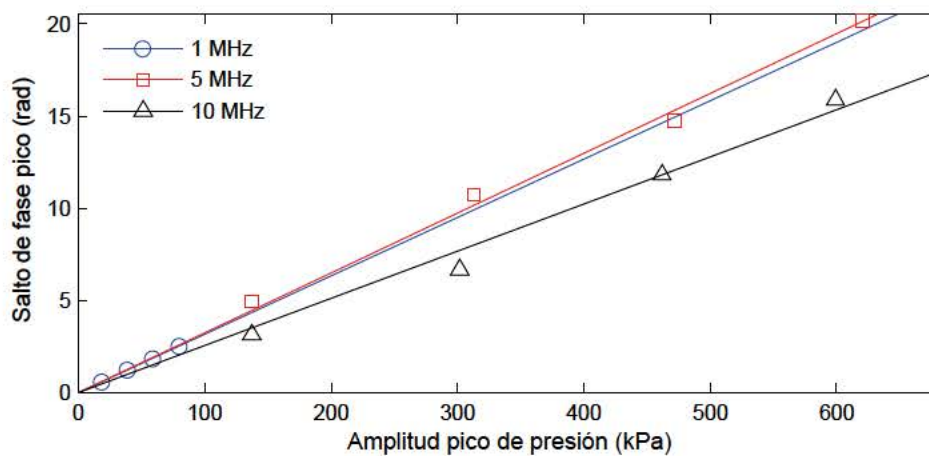


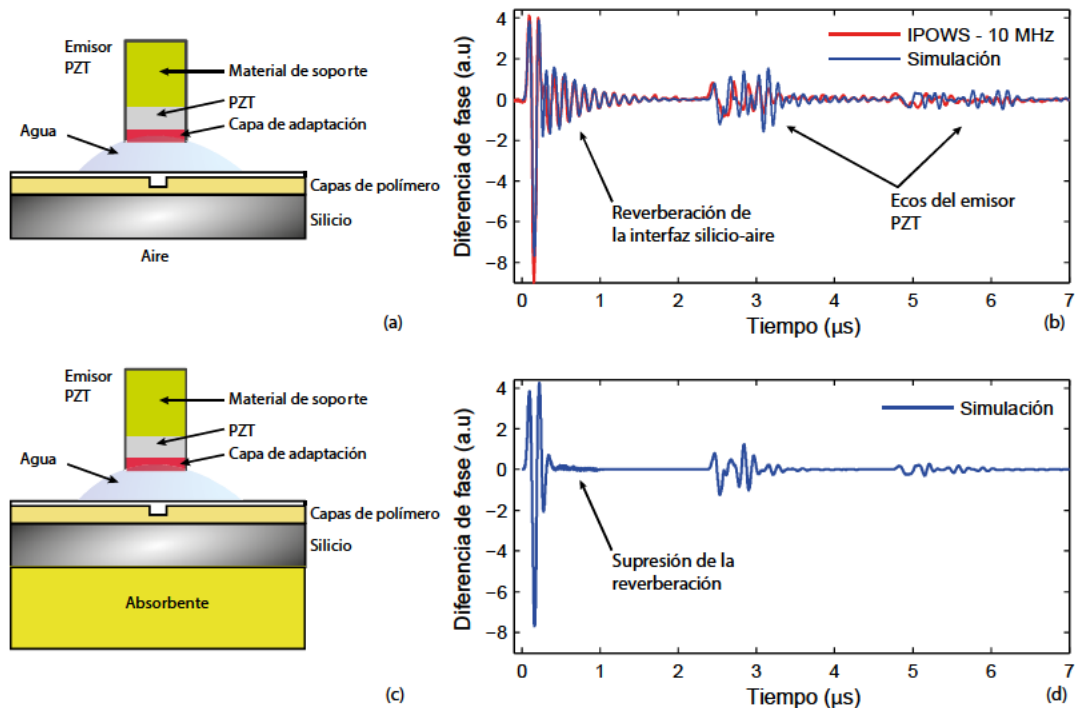
Fig. 4.25 (a) Relación entre la amplitud pico de presión emitida a 1 y 10MHz y la fase inducida en el IPOWS y otros sensores interferométricos de fibra óptica.

Frecuencia Central	IPOWS (mrad/kPa/mm)
1 MHz	$3.04 \pm 0.07$
5MHz	$3.1 \pm 0.4$
10 MHz	$3.2 \pm 0.7$

Tabla 4.6 Sensibilidad acústica del IPOWS para emisores de 1, 5 y 10 MHz a 632.8nm



En la Fig. 4.26.b se muestra la señal simulada junto con la señal medida experimentalmente. Ambas señales son similares en las características fundamentales. Los ecos producidos en el emisor PZT coinciden razonablemente teniendo en cuenta que la geometría exacta del transductor no es conocida y los parámetros de los materiales son aproximados.



**Fig. 4.26** (a) Configuración espacial simulada de la medida real. (b) Señal real de de 10 MHz medida por el IPOWS y simulación. (c) Esquema de la simulación de la mejora de la respuesta del IPOWS introduciendo una capa absorbente como material de soporte. (d) Comparación entre los datos experimentales y la respuesta simulada del nuevo diseño.

De la simulación podemos apreciar más detalles sobre la estructura interna del IPOWS. Desde un punto de vista acústico, el IPOWS está compuesto por dos capas: un polímero de aproximadamente 20  $\mu\text{m}$  de grosor y un substrato de silicio de 500  $\mu\text{m}$  de espesor. La impedancia acústica de la capa de polímero, aproximadamente  $\sim 2.4 \text{ MRayl}$ , es muy diferente a la del substrato de silicio,  $\sim 21 \text{ MRayl}$ . Además, hay una pequeña diferencia de impedancias en la interfaz agua-polímero y una gran diferencia en la interfaz silicio-aire. Esta última puede considerarse como un espejo acústico. La interfaz polímero-silicio actúa como un espejo en fase doblando la sensibilidad, mientras que la interfaz silicio-aire produce la notable reverberación de las señales de 5 y 10 MHz.

Su respuesta en frecuencia se puede mejorar introduciendo un material de soporte que absorba de forma efectiva las ondas acústicas que se transmiten a la capa de silicio. Simulando la respuesta del IPOWS donde se ha introducido una capa absorbente se

observa en la **Fig. 4.26.d** que la reverberación desaparece manteniendo la amplitud de la señal.

Por medio de UV-NIL hemos fabricado un sensor interferométrico de guía de onda de polímero para la detección de ondas ultrasónicas. Hemos demostrado un incremento de la sensibilidad acústica en un 100% con respecto a los sensores de fibra óptica de polímetro. La sensibilidad podría aumentar imprimiendo esquemas interferométricos de mayor sensibilidad como cavidades Fabry-Perot, micro-anillos resonantes, o redes de Bragg. Además varios canales podrían ser integrados en el mismo sustrato permitiendo técnicas de conformado de haz. La fidelidad del IPOWS puede ser mejorada por medio de un material absorbente adecuado como se ha mostrado en las simulaciones.

#### **4.4 Conclusiones**

Este capítulo ha sido dedicado al estudio de la sensibilidad ultrasónica de sensores interferométricos basados en fibra óptica de sílice y polímero, así como de guías de onda plana de polímero. Se ha presentado el principio de funcionamiento de un interferómetro de fibra óptica. Seguidamente, se ha estudiado la interacción entre una onda acústica y la fibra óptica, donde se ha establecido la base para la primera de las hipótesis de esta tesis: *la sensibilidad acústica de las fibras ópticas de polímero, a frecuencias ultrasónicas, es mayor en un orden de magnitud que la correspondiente a las fibras ópticas de sílice.*

Esta hipótesis ha sido demostrada en la segunda parte del capítulo, dedicada a la caracterización de la sensibilidad ultrasónica de diversas fibras ópticas basadas en sílice y polímero a 632.8 nm y 850 nm. Se ha demostrado experimentalmente que la sensibilidad en la detección de una onda ultrasónica es un orden de magnitud mayor en los sensores de fibra óptica de polímero que en los equivalentes de sílice en el rango de frecuencias de 1 MHz a 10 MHz.

Sin embargo, la calidad óptica de las primeras fibras de polímero que ensayamos era muy pobre. La fibra MORPOF03 que sirvió para demostrar experimentalmente el aumento de la sensibilidad presentaba una atenuación demasiado alta haciéndola inviable en cualquier aplicación. Eso nos llevó a la búsqueda de otras fibras ópticas de polímero con mejores prestaciones ópticas. La fibra GIPOF presenta muy buenas características ópticas. Sin embargo, su carácter multimodo la hace especialmente ruidosa. Esta fibra óptica presenta a la salida una superposición de modos que fluctúan e interfieren constantemente ante cualquier perturbación. Este ruido de fondo reduce considerablemente la visibilidad,

aunque, esto es compensado por el incremento en la potencia acoplada a la fibra óptica. Además, el diámetro del núcleo es excesivamente grande para aplicaciones de alta frecuencia.

Finalmente, se caracterizó la fibra óptica microestructurada de polímero PMMA, mPOF. Esta fibra es monomodo, por lo que se consigue una buena visibilidad interferencial. Además tiene una atenuación relativamente baja cuando se compara con la MORPOF03, lo que permite el uso de longitudes relativamente grandes para configurar la geometría del sensor. En las caracterizaciones, ha demostrado tener una alta sensibilidad con un gran ancho de banda. Siendo el mejor candidato de las fibras ópticas estudiadas para conformar sensores de ultrasonidos en aplicaciones biomédicas.

Se ha presentado también la caracterización de un sensor de guía de onda plana de polímero, IPOWS. La sensibilidad del IPOWS dobla la obtenida para las fibras ópticas de polímero, además de tener una respuesta espectral plana en la región de estudio. Sin embargo, posee una anti-resonancia debido a su sustrato de silicio. Hemos modelado el comportamiento del dispositivo y hemos concluido que con un absorbente adecuado la resonancia puede ser eliminada.

En general, ha habido acuerdo entre las caracterizaciones realizadas a las diferentes longitudes de onda. Los principales errores experimentales surgieron a causa de la falta de control sobre la polarización en el brazo de medida del interferómetro y en la alineación del sensor y el segmento de fibra óptica.

Dentro de los problemas prácticos que presentan este tipo de sensores ópticos, la conectorización de las fibras monomodo de polímero es el principal. En este aspecto, las fibras ópticas de sílice son muy superiores permitiendo conexiones robustas y de bajas pérdidas. Resolver el problema de la conectorización no es sencillo. La razón principal es la variación del diámetro a lo largo de la longitud de la fibra [200], que dificulta que el núcleo quede perfectamente centrado en el *ferrule*.

Una vez establecida la sensibilidad intrínseca del material del que está hecho el sensor, la sensibilidad total puede ser mejorada introduciendo estructuras resonantes, como se ha visto en el capítulo 3. La sensibilidad de los IPOWS puede ser incrementada mediante estructuras de microanillos resonantes. En cuanto a las fibras ópticas, uno de los caminos más prometedores de las fibras de polímero es la posibilidad de inscribir redes de Bragg en ellas, permitiendo hacer cavidades Fabry-Perot o redes de Bragg con salto de fase  $\pi$ . Además, en el caso de las fibras ópticas, las estructuras resonantes permiten la



interrogación del sensor accediendo por un único punto. Éste es un requerimiento fundamental para su integración en endoscopios intravasculares para imágenes ultrasónicas u optoacústicas, ya que el reducido diámetro de estos dispositivos, alrededor de 1 mm, impiden el doblado de la fibra óptica.



## Capítulo 5

# Demodulación interferométrica homodina de gran rango dinámico

### 5.1 Introducción

En este capítulo mostraremos un nuevo método de demodulación homodina pasiva digital de gran rango dinámico para obtener de forma precisa, robusta y rápida la fase generada por una excitación armónica de la respuesta de un interferómetro. Además, se va a estimar todos los parámetros que definen el estado de la función de transferencia interferométrica. Estos son el nivel medio y la amplitud de la interferencia y toda la fase externa que se suma a la excitación armónica siempre que no ocupe un ancho de banda superior a la mitad de la frecuencia de la excitación.

Hemos aplicado este método para la caracterización de moduladores de fase como los actuadores PZT utilizados en el lazo de realimentación del estabilizador del interferómetro homodino, aportando una información útil para su diseño y ajuste. Además se ha empleado para diagnosticar el estado del interferómetro en operación. En general, lo hemos utilizado para la demodulación de cualquier acción sinusoidal sobre el interferómetro con una cierta amplitud mínima y sin estar limitado por la máxima. El rango dinámico de la demodulación está únicamente limitado a pequeña señal por el ruido, y a gran señal por el ancho de banda de adquisición.

Los métodos de demodulación empleados en los interferómetros para recuperar la fase a partir de la señal interferométrica se pueden clasificar en técnicas homodinas o heterodinas [201]. Los haces que interfieren tiene la misma frecuencia óptica en los sistemas homodinos, en oposición a los sistemas heterodinos donde ésta es diferente.

Los sistemas homodinos se pueden clasificar a su vez en pasivos y activos. En los interferómetros homodinos activos hay algún sistema de control realimentado, normalmente en el brazo de referencia, que mantiene la fase relativa entre los dos brazos en cuadratura, es decir desfasados  $90^\circ$ . En este punto de operación, por un lado, se evita el desvanecimiento de la señal [202], y por otro lado la sensibilidad interferométrica es máxima y la salida es proporcional a la fase en pequeña señal. Además la señal de error del lazo de realimentación es directamente proporcional a la demodulación de la fase a baja frecuencia. En los sistemas homodinos pasivos se recupera la fase, eliminando el desvanecimiento de la señal interferométrica, sin necesidad de un lazo de realimentación que fije el punto de operación. Esto se logra mediante alguna técnica que permita la obtención de dos componentes de la fase en cuadratura. Una aproximación es introducir algún tipo de modulación que genere esas componentes, como en la técnica de la portadora generada por fase (PGC, *phase generated carrier*) [203]. Las aproximaciones completamente ópticas están basadas en el uso de acopladores  $3 \times 3$  [204, 205] o en la selección de la polarización [206].

En los sistemas heterodinos, el desplazamiento en frecuencia de uno de los brazos del interferómetro se puede conseguir mediante moduladores acustoópticos (AOM) [207], o también con dispositivos láser de, por lo menos, dos modos longitudinales [208, 209]. Los AOM están formados por una celda de Bragg, que consiste en un cristal sometido a un campo acústico continuo generado por un transductor piezoeléctrico. Este dispositivo es capaz de generar un desplazamiento en frecuencias de decenas a cientos de megahercios.

Los interferómetros heterodinos u homodinos pasivos ofrecen la ventaja de no necesitar ninguna realimentación. Los circuitos de control realimentado tienen un rango de acción limitado. Si la corrección de fase excede los límites de amplitud del actuador este se debe reiniciar para que eventualmente se establezca a un nuevo valor dentro de su rango dinámico. Esto introduce tiempos muertos durante la medida. Por ello, son más robustos, no necesitan la sintonización del lazo de realimentación y son insensibles a fluctuaciones de la intensidad del láser o pérdidas de visibilidad. Sin embargo, si se desea medir variaciones de fase muy pequeñas la técnica homodina activa es la opción recomendada pues los sistemas heterodinos introducen ruido de fase en la medida y requieren que los sistemas de adquisición estén ajustados de tal forma que su rango coincida con la máxima excursión de la señal interferencial.

La metodología que se plantea y estudia en este capítulo se basa en el análisis espectral de la señal interferencial. La señal de salida de un interferómetro medida por un fotodetector donde se introduce una diferencia de fase relativa entre los haces, se puede escribir como

$$v(t) = V_{dc} + V_{ac} \cos(sF_{exc}(t) + \theta_{ext}(t)), \quad (5.1)$$

donde  $V_{dc}$  es el nivel medio de la señal interferencial,  $V_{ac}$  es la amplitud desde el nivel medio al máximo de la señal,  $F_{exc}$  es la excitación externa producida por el actuador,  $s$  es la razón de cambio entre la excitación externa y la diferencia de fase inducida y  $\theta_{ext}$  es la diferencia de fase externa de origen diferente a la perturbación introducida. La diferencia de fase externa tiene en cuenta la diferencia inicial de camino entre los dos haces, las lentas derivas térmicas y las perturbaciones mecánicas distintas de la excitación generada. La razón de cambio,  $s$ , está dada por la topología del interferómetro y su sensibilidad intrínseca ante el tipo de excitación considerada.

Supongamos que, por medio de un modulador de fase, se excita de forma sinusoidal el interferómetro. La excitación externa toma la forma:

$$F_{exc} = \Delta V \sin(2\pi f_m t - \phi_m), \quad (5.2)$$

donde  $\Delta V$  es la amplitud de la excitación sinusoidal y  $f_m$  y  $\phi_m$  son su frecuencia y su fase inicial respectivamente. La salida del interferómetro, medida por el fotodetector, será:

$$v(t) = V_{dc} + V_{ac} \cos(z \sin(2\pi f_m t - \phi_m) - \theta_{ext}(t)), \quad (5.3)$$

donde  $z = s\Delta V$ . El objetivo del algoritmo presentado a continuación es, partiendo exclusivamente de  $V(t)$ , recuperar todos los parámetros de este modelo:  $V_{dc}$ ,  $V_{ac}$ ,  $z$ ,  $f_m$ ,  $\phi_m$  y  $\theta_{ext}$ .  $V_{dc}$  y  $V_{ac}$  son fundamentales para conocer la visibilidad del interferómetro y para la demodulación homodina en cuadratura. El coeficiente  $z$  lo identificamos como el índice de modulación, y es la fase máxima inducida por la perturbación a la frecuencia de modulación  $f_m$ .  $\theta_{ext}(t)$  es la diferencia de fase externa distinta a la introducida por el actuador. En este análisis se va a imponer la restricción de que el ancho de banda de  $\theta_{ext}(t)$  sea menor que  $f_m/2$ .

## 5.2 Análisis de la función interferencial

Nuestra intención es calcular el espectro de (5.3). Para ello vamos a reescribirla de una forma más favorable utilizando el desarrollo de Jacobi-Anger [210]:

$$e^{iz\cos(\theta)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n J_n(z) e^{in\theta}, \quad (5.4)$$

donde  $J_n(z)$  son las funciones de Bessel de primera especie de orden  $n$ , siendo  $n$  entero.

Ahora podemos reescribir (5.3) utilizando la parte real de (5.4) y llamando  $z = s\Delta V$ :

$$\begin{aligned} V(t) &= V_{dc} + V_{ac} \operatorname{Re} \left( e^{i(z \sin(2\pi f_m t - \phi_0) + \theta_{ext}(t))} \right) = V_{dc} + V_{ac} \operatorname{Re} \left( e^{i \left( z \cos \left( 2\pi f_m t - \phi_0 - \frac{\pi}{2} \right) + \theta_{ext}(t) \right)} \right) \\ &= V_{dc} + V_{ac} \operatorname{Re} \left( e^{i\theta_{ext}(t)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n J_n(z) e^{in \left( 2\pi f_m t - \phi_0 - \frac{\pi}{2} \right)} \right) = V_{dc} + V_{ac} \operatorname{Re} \left( e^{i\theta_{ext}(t)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(z) e^{in(2\pi f_m t - \phi_0)} \right). \end{aligned}$$

Empleamos ahora la siguiente relación entre los ordenes  $n$  entero  $J_{-n}(z) = (-1)^n J_n(z)$  para reescribir la anterior expresión en función solamente de ordenes positivos pares e impares:

$$\begin{aligned} V(t) &= V_{dc} + V_{ac} \operatorname{Re} \left( e^{i\theta_{ext}} \left( J_0(z) + \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(z) \left( e^{i2n(2\pi f_m t - \phi_0)} + e^{-i2n(2\pi f_m t - \phi_0)} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + i \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(z) \left( e^{i(2n-1)(2\pi f_m t - \phi_0)} - e^{-i(2n-1)(2\pi f_m t - \phi_0)} \right) \right) \right) \\ &= V_{dc} + V_{ac} \operatorname{Re} \left( e^{i\theta_{ext}} \left( J_0(z) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(z) \cos(2n(2\pi f_m t - \phi_0)) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + i 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(z) \sin((2n-1)(2\pi f_m t - \phi_0)) \right) \right) \end{aligned}$$

Finalmente desarrollando la parte real de la expresión tenemos:

$$\begin{aligned} V(t) &= V_{dc} + V_{ac} J_0(z) \cos(\theta_{ext}) \\ &+ 2V_{ac} \cos(\theta_{ext}) \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(z) \cos(2n(2\pi f_m t - \phi_0)) \\ &- 2V_{ac} \sin(\theta_{ext}) \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(z) \sin((2n-1)(2\pi f_m t - \phi_0)) \end{aligned} \quad (5.5)$$

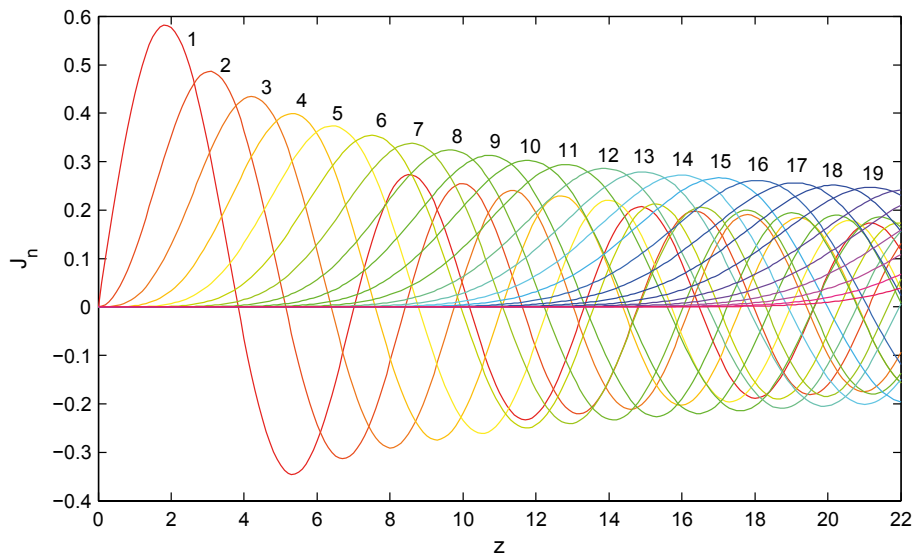
De (5.5) concluimos que la señal interferométrica es una superposición de modulaciones AM cuyas portadoras son múltiplos de la frecuencia de excitación. Los ordenes pares e impares están en cuadratura por lo que se pueden combinar para obtener la fase externa,  $\theta_{ext}(t)$ , como veremos más adelante.

En la introducción mencionamos la técnica de demodulación PGC. La técnica PGC engloban una amplia clase de aproximaciones de demodulación en las que se emplea una portadora

de fase óptica sinusoidal. La salida de estos interferómetros está descrita por la expresión (5.3). Para recuperar la fase en esta técnica se demodula AM, analógica o digitalmente, un armónico par, que contiene componente coseno, y otro impar, que contiene una componente seno. Se calcula el arcotangente de las componentes seno y coseno y se acumula la fase para corregir los saltos de  $2\pi$  que pudieran darse. La fase vendrá dada por:

$$\tan(\theta_{ext}) = \frac{J_{2n-1}(z)\sin(\theta_{ext})}{J_{2n}(z)\cos(\theta_{ext})}. \quad (5.6)$$

En la PGC se necesita conocer la razón entre las dos componentes o el índice de modulación para poder escalarlas correctamente antes de realizar la arcotangente. Para simplificar el cálculo normalmente se elige un índice de modulación tal que el valor de las funciones de Bessel sea el mismo para las dos componentes elegidas (ver **Fig. 5.1**). Si no se ajustan correctamente habrá distorsión en la recuperación de la fase. Un método que permita conocer el índice de modulación aumentaría la exactitud de la demodulación PGC.



**Fig. 5.1** Funciones de Bessel de primera especie de ordenes 1 al 19

Se han descrito múltiples métodos para la demodulación de la fase dinámica, i.e. el índice de modulación  $z$ , usando técnicas de análisis espectral. En el método  $J_1 \dots J_4$  [211, 212], se emplea la relación de recurrencia para los órdenes de la función de Bessel de primera especie, para estimar directamente el índice de modulación como:

$$z^2 = \frac{4n(n+1)J_n J_{n+1}}{(J_n + J_{n+2})(J_{n-1} + J_{n+1})} = \frac{4n(n+1)V_n V_{n+1}}{(V_n + V_{n+2})(V_{n-1} + V_{n+1})}, \quad (5.7)$$

donde  $V_n$  son las amplitudes AM de cada componente de (5.5). El seno y el coseno de la fase externa se cancelan, a menos que alguno de ellos sea igual a cero. El método toma su nombre de la sustitución  $n = 2$ . Para ese caso, (5.7) se reduce a:

$$z^2 = \frac{24V_2V_3}{(V_2 + V_4)(V_1 + V_3)}. \quad (5.8)$$

Esté método está limitado por abajo por el ruido y por arriba por el hecho de que las amplitudes  $V_n$  son proporcionales al valor absoluto de las funciones de Bessel. Cuando  $J_1$  se vuelve negativo la estimación ya no es válida. Esto limita su rango de aplicación de 0.2 a 3.8 radianes (ver **Fig. 5.1**). Se ha propuesto un método  $J_1... J_4$  modificado [213] donde se tiene en cuenta la fase inicial de la modulación y mejora el rango de aplicación de 0.2 a 5 radianes. En cualquiera de estos dos casos, la deriva de la fase externa, cuando toma el valor  $\theta_{ext} = n\pi / 2$  para  $n = 0, 1, 2, \dots$  hace que (5.7) sea singular invalidando en todos esos casos los métodos. En esos casos simplemente se desprecia la medida y se espera a que las condiciones no sean singulares, con el consumo de tiempo que eso supone.

Otro método clásico es el  $J_1... J_6$  [214] que se subdivide en dos tipos: el  $J_1... J_6$ (negativo) de alta sensibilidad y un rango de 0.035 a 3.6 radianes; y el  $J_1... J_6$ (positivo) para un rango extendido entre 0.2 a 6.1 radianes. Sin embargo, cuando se tiene en cuenta el ruido blanco el límite inferior del  $J_1... J_6$ (negativo) vuelve a ser 0.25.

A continuación se va a presentar un nuevo método capaz de recuperar la fase con un rango dinámico teóricamente ilimitado. El límite inferior está fijado por el ruido presente en el sistema de medida a la frecuencia de la perturbación introducida. El límite superior, en la práctica, está limitado por la frecuencia de muestreo y el ancho de banda del sistema de adquisición.

### 5.3 Análisis espectral de la función interferencial

Calculando la transformada de Fourier del modelo (5.5),

$$\begin{aligned} \hat{V}(f) &= V_{dc}\delta(f) + V_{ac}J_0(z)\delta(f) * TF(\cos(\theta_{ext})) \\ &+ V_{ac} \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(z) (\delta(f - 2nf_m)e^{i2n\phi_0} + \delta(f + 2nf_m)e^{-i2n\phi_0}) * TF(\cos(\theta_{ext}(t))) \\ &+ iV_{ac} \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(z) (\delta(f - (2n-1)f_m)e^{i(2n-1)\phi_0} - \delta(f + (2n-1)f_m)e^{-i(2n-1)\phi_0}) * TF(\sin(\theta_{ext}(t))) \end{aligned} \quad (5.9)$$

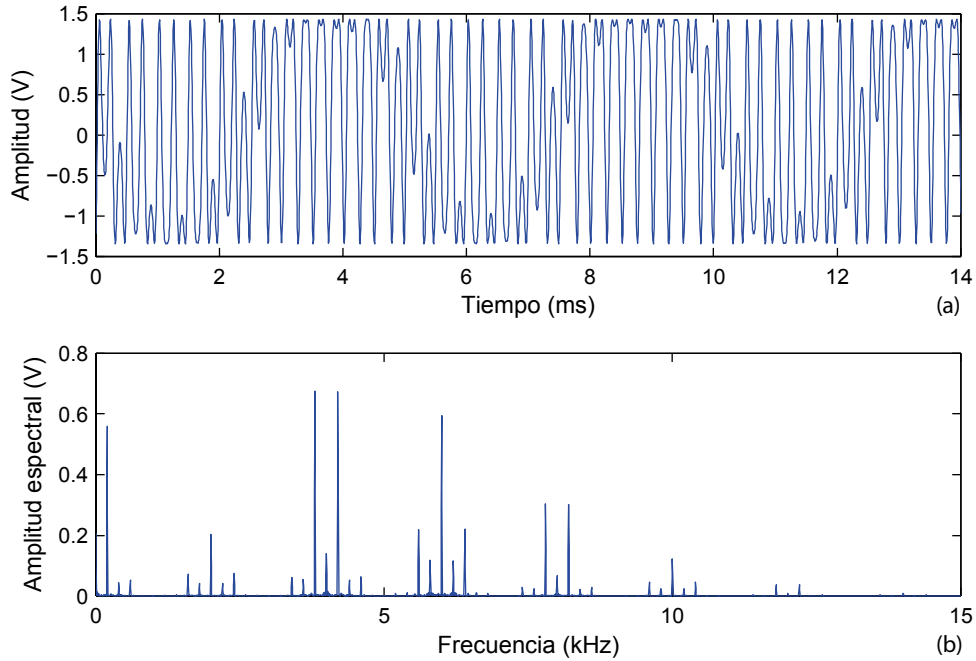


siendo una serie de deltas de Dirac centradas en los armónicos de la frecuencia de modulación  $f_m$  multiplicadas por las funciones de Bessel de primera especie del mismo orden cuyo argumento es el índice de modulación  $z=s\Delta V$ . Los ordenes pares e impares están convolucionados por la transformada de Fourier del  $\cos(\theta_{ext})$  y del  $\sin(\theta_{ext})$ , respectivamente. En el caso en que  $\theta_{ext}(t)=\theta_{ext}$  sea constante en la ventana de adquisición las transformadas de Fourier pasaran a ser directamente iguales al  $\cos(\theta_{ext})$  y el  $\sin(\theta_{ext})$  respectivamente y la operación de convolución a una multiplicación:

$$\begin{aligned} \hat{V}(f) = & (V_{dc} + V_{ac} J_0(z) \cos(\theta_{ext})) \delta(f) \\ & + V_{ac} \cos(\theta_{ext}) \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(z) \left( \delta(f - 2nf_m) e^{i2n\phi_0} + \delta(f + 2nf_m) e^{-i2n\phi_0} \right) \\ & + iV_{ac} \sin(\theta_{ext}) \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(z) \left( \delta(f - (2n-1)f_m) e^{i(2n-1)\phi_0} - \delta(f + (2n-1)f_m) e^{-i(2n-1)\phi_0} \right) \end{aligned}$$

Sin embargo, es posible recuperar las variaciones temporales de la fase externa siempre y cuando su ancho de banda sea menor que la mitad de la frecuencia de modulación. De no ser así habrá un solapamiento de las bandas laterales de los armónicos degradando la recuperación de la fase. Experimentalmente esto se suele cumplir ya que las perturbaciones externas que afectan al interferómetro como la deriva en temperatura o el movimiento de masas de aire son lentos y las vibraciones mecánicas están atenuadas por los sistemas de amortiguación de la mesa óptica. En caso de ser necesario se puede elevar la frecuencia de la modulación de fase para cumplir con este criterio.

A modo de ejemplo en la **Fig. 5.2** tenemos una señal temporal real de un interferómetro Mach-Zehnder donde en el brazo de referencia hay un modulador de fase. Este modulador consiste en un espejo montado sobre un actuador piezoeléctrico cilíndrico PZT. La excitación armónica ha sido generada aplicando una señal sinusoidal de 2 kHz y 16 V de amplitud entre las caras interna y externa del cilindro PZT. La salida, recogida por un fotodiodo con un amplificador de transimpedancia, se digitaliza usando un osciloscopio. El espectro se estima mediante la FFT de la señal capturada a la que previamente se le ha aplicado un enventanado de Hann. En el espectro se observan una serie de armónicos múltiplos de la frecuencia de modulación. El orden está determinado por el valor del múltiplo. La amplitud de cada orden viene dada por la función de Bessel de primera especie del orden correspondiente y argumento igual al índice de modulación, multiplicada por la amplitud interferencial y por el valor medio del coseno o el seno de la fase externa según un orden par o impar, respectivamente.



**Fig. 5.2** (a) Señal interferométrica generada aplicando una señal sinusoidal compuesta sobre un cilindro PZT que actúa sobre el espejo del brazo de medida del interferómetro. (b) Amplitud espectral de la señal interferencial.

Considerando la parte positiva del espectro (5.9) podemos escribir la amplitud de las frecuencias iguales a los múltiplos pares e impares de la frecuencia de modulación así como la frecuencia cero:

$$c. \tag{5.10}$$

Donde las cantidades barradas indican el valor medio. Tomando el valor absoluto de los ordenes pares e impares llegamos a

$$\begin{aligned} \text{Orden 0: } A_0 &= V_{dc} + V_{ac} \overline{J_0(z) \cos(\theta_{ext})} \\ \text{Ordenes Pares: } |A_{2n}| &= \overline{|V_{ac} \cos(\theta_{ext}) J_{2n}(z)|} \quad n = 1, 2, 3, \dots \\ \text{Ordenes Impares: } |A_{2n-1}| &= \overline{|V_{ac} \sin(\theta_{ext}) J_{2n-1}(z)|} \quad n = 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \tag{5.11}$$

que se corresponde con las amplitudes de cada uno de los armónicos calculados a través del módulo de la FFT. El objetivo es invertir las ecuaciones dadas en (5.11) para obtener  $V_{dc}$ ,  $V_{ac}$ ,  $z$  y  $\theta_{ext}$  a partir de las amplitudes de los ordenes  $A_0$ ,  $|A_{2n}|$  y  $|A_{2n-1}|$ . Para ello va a ser necesario conocer la frecuencia de modulación,  $f_m$ , y su fase,  $\phi_0$ . A continuación veremos en detalle cómo estimamos cada uno de estos parámetros.

### 5.3.1 Estimación de la frecuencia y el orden máximo

El primer paso del algoritmo consiste en obtener los valores de las amplitudes espectrales de los órdenes  $A_n$  correspondientes a las frecuencias múltiplo entero de la frecuencia de

modulación. Normalmente se conoce aproximadamente el valor de la frecuencia de modulación que se está introduciendo. Sin embargo, es necesario conocer de forma precisa esta frecuencia referida a la base de tiempos del sistema de adquisición para poder calcular correctamente la amplitud de los órdenes.

La estimación inicial de la amplitud espectral se obtiene realizando el periodograma de la señal inventanada. En la práctica, la ventana de Hann da buenos resultados. Hay que tener en cuenta que el periodograma, basado en la FFT, sólo da resultados exactos para las frecuencias que tienen un número de ciclos entero en la ventana temporal. En caso de que el muestreo se realice síncronamente con respecto a la señal de excitación se puede garantizar esta condición. De esta forma, las frecuencias de los ordenes coincidirán exactamente con alguna de las muestras del periodograma. Sin embargo, en general esto no se cumple, y la frecuencia de modulación y sus múltiplos estarán entre dos frecuencias consecutivas de la amplitud espectral estimada.

Para poder estimar la frecuencia de modulación con la precisión requerida hemos implementado el método descrito por Rife en [215]. Éste consta de dos pasos. Un primer paso que da una estimación aproximada basada en el estimador de máxima verosimilitud de la FFT, que se corresponde con la frecuencia de la máxima amplitud de la FFT en un entorno de la frecuencia de modulación aproximada. En un segundo paso, se refina el resultado con el método de la secante para hallar el máximo del espectro en el entorno de la primera aproximación. Como resultado de aplicar este método obtenemos la frecuencia de un máximo y su fase,  $f_k$  y  $\phi_k$ , además de su amplitud. En el apéndice C se describe en detalle la implementación de este método. Este máximo debe ser uno de los ordenes presentes en el espectro.

En la práctica, la identificación de la frecuencia de modulación a partir de las señales interferenciales es una tarea compleja. Hemos visto en la **Fig. 5.2** que la amplitud espectral contiene una serie de picos que se corresponden con cada uno de los órdenes de las funciones de Bessel convolucionados por el seno y el coseno de las perturbaciones externas de baja frecuencia. En el caso en el que se anule el valor medio del coseno o del seno de la fase externa, todos los órdenes pares o impares, respectivamente, se anularán igualmente. Por otro lado, las frecuencias contenidas en las bandas laterales pueden contener a su vez picos de mayor amplitud que la propia portadora. Además, dado un índice de modulación alguna función de Bessel de algún orden puede llegar a anularse.

Se ha implementado un método para identificar la frecuencia del orden de mayor amplitud presente en espectro minimizando la confusión con los lóbulos laterales. La identificación

de este orden es fundamental para la determinación del índice de modulación como veremos más adelante. A continuación explicaremos en detalle las estrategias desarrolladas para su detección.

El primer paso consiste en la localización aproximada de los órdenes dentro del periodograma. Inicialmente, se conoce la frecuencia aproximada de modulación con su error que define una región de búsqueda. Se buscan los máximos de la amplitud espectral dentro de esta región para los primeros cuatro múltiplos de la frecuencia aproximada. De esta forma, al haber dos órdenes pares y dos impares consecutivos, se garantiza que alguno de ellos no sea nulo. En un entorno de cada uno de estos cuatro máximos se evalúa la simetría de los lóbulos laterales, eligiendo en cada región el punto del entorno que muestre la máxima simetría. La simetría se calcula como el promedio de la diferencia de las amplitudes de los dos lóbulos laterales respecto del punto central. Se elige el orden que tenga la máxima amplitud con suficiente simetría. Este método ayuda a que la estimación sea la mejor posible aun en presencia de señales de baja frecuencia muy próximas a la portadora.

Se estima una frecuencia de modulación inicial como la frecuencia del orden elegido dividida por el índice del orden. Con esta frecuencia inicial, se buscan secuencialmente en las regiones de búsqueda los máximos de la amplitud espectral de cada uno de los órdenes de la misma paridad. Si el máximo de una región dada es mayor que un umbral determinado por un porcentaje del máximo registrado inicialmente, se actualiza la estimación de la frecuencia de modulación. Se realiza esta operación de forma secuencial hasta llegar a la mitad de la frecuencia de muestreo. El resultado de este método es una estimación de la frecuencia de modulación dada por

$$f_m = f_1 = \frac{f_n}{n},$$

donde  $n$  es el último orden por encima del umbral, y  $f_1$  es la frecuencia del primer orden que coincide con la frecuencia de modulación.

En un segundo paso se busca el orden máximo, es decir, del orden cuya función de Bessel es máxima para un índice de modulación dado. Buscar simplemente el máximo de las amplitudes espectrales en el conjunto de frecuencias  $\{nf_m, n=1,2,\dots\}$  no funciona siempre debido a la combinación del efecto de la fase externa con el ruido. Sin embargo se puede aprovechar la siguiente propiedad de las funciones de Bessel de primera especie: dado un argumento  $z$ , habrá un orden  $J_n(z)$  cuya amplitud sea la máxima de todos los órdenes y los órdenes  $k > n$  tendrán una amplitud decreciente monótonamente con  $k$ .

Partiendo de la estimación de la frecuencia de modulación obtenida con el anterior método,  $f_m$ , se calcula la potencia contenida en cada una de las bandas centradas en las frecuencias de los órdenes,  $nf_m$ , y de anchura total  $f_m$ , como

$$P_n = \sum_{k=k_{n_{\min}}}^{k_{n_{\max}}} |X_k|^2$$

$$k_{n_{\min}} = \text{round}\left(\frac{(n-1/2)f_m}{\Delta f}\right)$$

$$k_{n_{\max}} = \text{round}\left(\frac{(n+1/2)f_m}{\Delta f}\right)$$

donde  $X_k$  es la amplitud espectral y  $\Delta f = f_s/N$ , siendo  $f_s$  la frecuencia de muestreo y  $N$  el número de muestras. Se busca el índice  $n = n_{\max}$  tal que  $P_{n_{\max}}$  sea el máximo de [216]. Por otro lado, se calcula la suma acumulada de  $P_n$  y se busca el índice,  $m$ , de esa suma que contiene el 99% del sumatorio total. El 1% restante será ruido. Para restringir aun más los órdenes que contienen señal de los que contienen sólo ruido, se busca el último orden que supera un umbral. Este umbral se puede definir como el valor medio más 3 veces la desviación estándar de los  $P_n$  con  $n \in [1, m]$ . Se busca el último orden,  $k$ , en superar este umbral. Finalmente, se comprueba que los órdenes de la misma paridad que  $n_{\max}$ , entre  $n_{\max}$  y  $k$  decrezcan monótonamente. Si no lo hacen se actualiza  $n_{\max}$  a un nuevo máximo de la región  $(n_{\max}, k)$  que sí cumpla esa condición y será el verdadero orden máximo.

Como los órdenes decrecen a partir del orden máximo llegará un momento en que sean despreciables en comparación con el ruido. Por consiguiente, se establece un umbral para limitar el número de órdenes considerados en las siguientes etapas.

Una vez identificada la frecuencia aproximada del orden máximo se estima un valor refinado por el método de la secante de ser necesario. De esta forma la frecuencia de modulación en la base de tiempos del sistema de adquisición será

$$f_m = \frac{f_{n_{\max}}}{n_{\max}} \quad (5.12)$$

A continuación se pueden calcular de forma precisa la amplitud,  $A_n$ , y la fase,  $\phi_n$ , de cada uno de los órdenes como

$$A_n = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} x_k e^{-i2\pi k n f_m t_0}$$

$$\phi_n = \angle(A_n) - 2\pi n f_m t_0 \quad (5.13)$$

donde  $N$  es el número de muestras y  $t_0$  es el tiempo inicial. Sólo, en el caso en que la frecuencia de modulación,  $f_m$ , tenga un número de ciclos enteros en la ventana de adquisición se podrán usar directamente las amplitudes espectrales estimadas con la FFT.

Recordemos que los órdenes pares o impares pueden ser muy pequeños o incluso nulos debido al promedio del seno o el coseno de la fase externa. Teniendo la colección de las amplitudes de los órdenes se puede evaluar si se van a emplear todos los órdenes para las siguientes etapas o sólo los de una determinada paridad.

### 5.3.2 Estimación del índice de modulación. Inversión de la función de Bessel

El índice de modulación,  $z$ , de la función interferencial es el argumento de las funciones de Bessel de primera especie,  $J_n(z)$ . Las funciones de Bessel son funciones oscilatorias de tal forma que toman el mismo valor para múltiples argumentos. Por tanto, su inversión no es directa. Sin embargo, observando el conjunto de los valores de los múltiples órdenes,  $\{J_n(z)\}$ , para una región continua de  $z$ , hay un orden máximo. Existe una relación numérica entre el valor del argumento y el orden de la función máxima. El orden del máximo,  $k_{\max}$ , aumenta de forma monótona con el argumento  $z$ . Todo esto sigue siendo cierto si se consideran exclusivamente los órdenes pares o los impares. Si se toma el valor absoluto esta regla sigue siendo cierta a excepción de dos únicos casos (ver Fig. 5.3):  $|J_1|$  vuelve a ser mayor que  $|J_3|$  en el intervalo  $z = (5.136, 5.616)$  y  $|J_2|$  vuelve a ser mayor que  $|J_4|$  en el intervalo  $z = (6.372, 6.644)$ , pero no afectan a la convergencia del método.

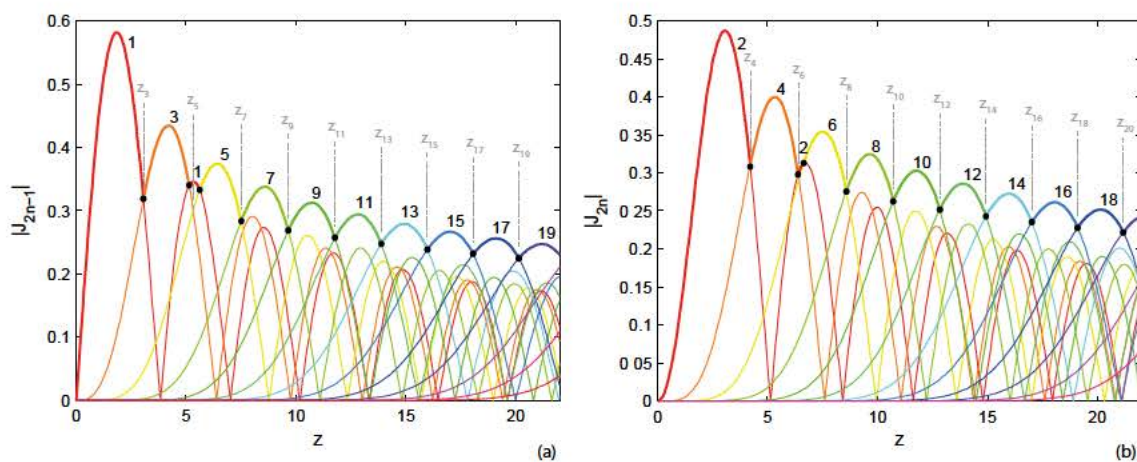


Fig. 5.3 Módulo de los primeros órdenes impares (a) y pares (b) de las funciones de Bessel de primera especie. Se resaltan las regiones donde cada orden es máximo.

Partiendo de los órdenes estimados en (5.13) y teniendo en cuenta (5.11), se dividen los pares por el orden máximo par y/o los impares por el orden máximo impar resultando:

$$\begin{aligned} \text{Ordenes Pares: } \frac{|A_{2n}|}{|A_{k_{par\_max}}|} &= \frac{|J_{2n}(z)|}{|J_{k_{par\_max}}(z)|} \quad n=1,2,3,\dots \\ \text{Ordenes Impares: } \frac{|A_{2n-1}|}{|A_{k_{impar\_max}}|} &= \frac{|J_{2n}(z)|}{|J_{k_{impar\_max}}(z)|} \quad n=1,2,3,\dots \end{aligned} \quad (5.14)$$

Si se anula el promedio del seno o el coseno de (5.11) simplemente no se consideraría la paridad correspondiente. Recientemente se ha publicado un método para la obtención del índice de modulación basado en estas relaciones [217], donde hallan los ceros de la función

$$f(z) = \frac{|J_{k_{max}}(z)|}{|J_{k_{max}+2}(z)|} - \frac{|A_{k_{max}}|}{|A_{k_{max}+2}|} = 0 \quad ,$$

que es monótona en el segmento donde el orden  $k_{max}$  es máximo. El uso de métodos numéricos para la obtención de raíces de funciones no lineales requiere de potencia de cálculo y una cuidada inicialización del método para que converja correctamente. De forma independiente llegamos a la misma aproximación pero con una implementación más eficiente que no requiere de complejos algoritmos.

Para cada una de las paridades, la función definida como

$$\begin{aligned} \text{Ordenes Pares: } f_{par}(x) &= \sum_{n=1,2,3} \left( \frac{|J_{2n}(x)|}{|J_{k_{par\_max}}(x)|} - \frac{|A_{2n}|}{|A_{k_{par\_max}}|} \right)^2 \\ \text{Ordenes Impares: } f_{impar}(x) &= \sum_{n=1,2,3} \left( \frac{|J_{2n}(x)|}{|J_{k_{impar\_max}}(x)|} - \frac{|A_{2n-1}|}{|A_{k_{impar\_max}}|} \right)^2 \end{aligned} \quad (5.15)$$

tiene un mínimo global en  $x = z$ . Hay múltiples métodos numéricos de minimización para encontrar este mínimo global. Sin embargo, dado que se puede acotar la búsqueda del mínimo a la región donde el orden es máximo, y alrededor del mínimo la función crece monótonamente se puede utilizar una búsqueda exhaustiva de ordenes sucesivos cuya resolución máxima está limitada por el ruido presente en el sistema de adquisición. Este método consiste en:

- 1 Acotar el límite inferior con la siguiente expresión empírica:

$$\begin{aligned} z_{min} &= 0 \quad (\text{Si } k_{max} < 3) \\ z_{min} &= (1 - 15/99 \cdot 10^{-6})k_{max} + 0.5k_{max}^{0.36} + 2k_{max}^{0.1} - 3.1 \quad (\text{Si } k_{max} \geq 3) \end{aligned}$$

2 Acotar el límite superior con la siguiente expresión empírica:

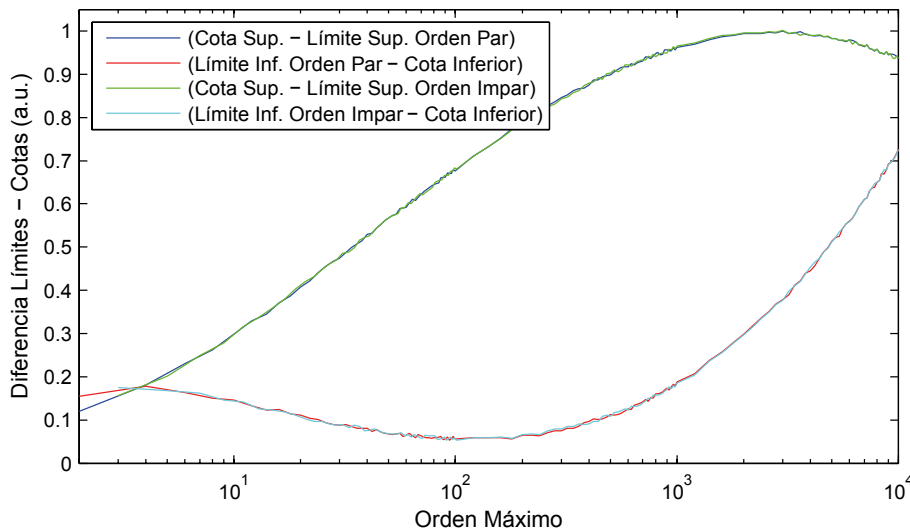
$$z_{\max} = 5.8 \quad (\text{Si } k_{\max} = 1)$$

$$z_{\max} = 6.8 \quad (\text{Si } k_{\max} = 2)$$

$$z_{\max} = \left(1 - 15 / 99 \cdot 10^{-6}\right) k_{\max} + 0.5(k_{\max} + 2)^{0.36} + 3(k_{\max} + 2)^{0.1} - 1.95 \quad (\text{Si } k_{\max} > 2)$$

- 3 Buscar el mínimo dentro del rango de todos los puntos distanciados 0.1.
- 4 Acotar los límites de búsqueda alrededor de ese mínimo reduciendo el paso en un factor 10.
- 5 Realizar una nueva búsqueda del mínimo en ese intervalo.
- 6 Repetir 4 y 5 hasta la resolución deseada.

En la **Fig. 5.4** se muestra la diferencia entre las cotas superior e inferior y las intersecciones  $z_n$  y  $z_{n+2}$  que limitan las regiones de  $z$  donde el orden  $J_n(z)$  es máximo. Las cotas aproximan la región con un error menor a 1 radian para órdenes menores de 10000 o incluso mayores. Para órdenes menores de 100, la región aumenta en apenas 0.7 radianes que son 7 evaluaciones de (5.15) fuera de la región, que supone un tiempo de computo extra muy pequeño.



**Fig. 5.4** Diferencia entre las cotas y los límites donde cada orden de la misma paridad de la función de Bessel de primera especie es máximo.

### 5.3.3 Estimación de la fase de la modulación

Para poder llevar a cabo la demodulación AM de la fase externa en cuatro cuadrantes hay que conocer la fase inicial de la modulación. En esta sección veremos cómo estimarla a partir de los órdenes pares y/o impares y del índice de modulación estimado.

La fase de modulación,  $\phi_0$ , coincide con la fase del orden  $\phi_1$  calculada en (5.13). Sin embargo, no siempre se puede acceder al primer orden ya que puede ser nulo debido al



valor medio del seno de la fase externa o que se anule  $J_1(z)$ . Además el ruido puede degradar la fase de esa componente. El método que se presenta a continuación utiliza el promedio de las diferencias entre las fases de los órdenes dados en (5.13),  $\phi_n$ , para estimar la fase  $\phi_0$ . El algoritmo se describe a continuación:

1. Se calculan utilizando (5.13) las fases de los órdenes:  $\{\phi_k\}$ , donde  $k$  puede ser  $k=1,2,\dots,n$ ,  $k=1,3,\dots,n$  ó  $k=2,4,\dots,n$  siendo  $n$  el orden límite.
2. Se compensa la fase introducida por el signo de  $J_n(z)$  y el ángulo  $\pi/2$  de los órdenes impares como se puede ver en (5.10).
  - a.  $\phi_k \rightarrow \phi_k - \pi$  si  $J_k(z) < 0$ .
  - b.  $\phi_k \rightarrow \phi_k - \pi/2$  si  $k$  es impar.
3. Se calcula el módulo  $2\pi$  del negativo del conjunto,  $\phi_k \rightarrow [-\phi_k]_{2\pi}$ .
4. Como vemos en (5.10) la fase de los órdenes,  $\phi'_k = k\phi_0$  crece monótonamente. Sea  $\{\phi'_k\}$  la fase acumulada de  $\{\phi_k\}$  donde se ha sumado  $2\pi$  a todos los órdenes  $k > k+1$  cada vez que  $\phi_{k+1} < \phi_k$ .
5. Dependiendo de si consideramos todos los órdenes o sólo los pares o los impares se realizan las siguientes operaciones:

a. *Para todos los órdenes:* La diferencia entre las fases de dos órdenes sucesivos,  $\delta\phi'_k$ , es igual a  $\phi_0$ . El promedio del conjunto  $\{\phi'_1, \delta\phi'_k\}$  es la estimación de la fase de modulación. Entonces,

i. Se calcula  $\delta\phi'_k = \phi'_{k+1} - \phi'_k$  para  $k = 1 \dots n-1$ .

ii. Finalmente,  $\phi_0 = \text{promedio}(\{\phi'_1, \delta\phi'_k\})$ ,  $k = 1 \dots n-1$

b. *Sólo ordenes impares,  $(2k-1)$  con  $k=1,2,\dots$ :* La diferencia módulo  $2\pi$  entre la fase acumulada de dos órdenes impares sucesivos será

$$\delta\phi'_{2k-1} = [\phi'_{2k+1} - \phi'_{2k-1}]_{2\pi} = [2\phi_0]_{2\pi}.$$

Si  $\phi_0 < \pi$  entonces  $\delta\phi'_{2k-1} = [2\phi_0]_{2\pi} = 2\phi_0$ . En cambio, si  $\phi_0 \geq \pi$  tenemos que

$$\delta\phi'_{2k-1} = [2\phi_0]_{2\pi} = [2(\phi'_0 + \pi)]_{2\pi} = 2\phi'_0 = 2\phi_0 - 2\pi \quad \text{donde hemos definido}$$

$$\phi_0 = \phi'_0 + \pi. \quad \text{Por tanto, la semidiferencia entre las fases de dos órdenes}$$

impares sucesivos es igual a  $\phi_0$  ó  $\phi_0 + \pi$ . Esta discrepancia se resuelve

comparando estas diferencias,  $\delta\phi'_{2k-1}$ , con el primer orden,  $\phi'_1$ . El valor

medio del conjunto  $\{\phi'_1, \delta\phi'_{2k-1}/2\}$  es la estimación de la fase de modulación.

El algoritmo se resume de la siguiente forma:

i. Se calcula  $\delta\phi'_{2k-1} = \phi'_{2k+1} - \phi'_{2k-1}$  para  $k = 1,2,\dots$

$$\text{ii. Si } |\phi'_1 - \delta\phi'_1/2| \in \left[ \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2} \right] \text{ entonces } \delta\phi'_{2k-1}/2 \rightarrow [\delta\phi'_{2k-1}/2 + \pi]_{2\pi}$$

$$\text{iii. Finalmente, } \phi_0 = \text{promedio}(\{\phi'_1, \delta\phi'_{2k-1}/2\}), \quad k=1,2,\dots$$

c. *Sólo ordenes pares, (2k) con k=1,2,...*: Este caso es similar al anterior pero al no contener el primer orden hay una indeterminación de  $\pi$  en la estimación de la fase inicial. Esto se puede entender también como consecuencia de la paridad del coseno. Procedemos como en el caso anterior:

$$\text{i. Se calcula } \delta\phi'_{2k} = \phi'_{2k+2} - \phi'_{2k} \text{ para } k=1,2,\dots$$

$$\text{ii. Finalmente, } \phi_0 = \text{promedio}(\{\phi'_2, \delta\phi'_{2k}\})/2, \quad k=1,2,\dots$$

### 5.3.4 Estimación de la fase externa

La fase externa se calcula demodulando AM digitalmente de forma similar a como se hace en la PGC. La demodulación se puede implementar en el tiempo o en el espectro. Cabe mencionar que podemos elegir cualquier orden par para tener una señal proporcional al coseno e impar para el seno. Sin embargo, existe la posibilidad, en una elección arbitraria, de escoger un orden en el que la función de Bessel correspondiente sea cero o próxima a cero. Un criterio que da buen resultado es elegir el máximo y el siguiente orden al máximo. Las funciones de Bessel, excepto el orden 0, crecen en magnitud de forma monótona hasta alcanzar su máximo absoluto después oscilan con amplitud decreciente. Dado el orden máximo, el siguiente orden será necesariamente no nulo. De esta forma obtendríamos:

$$\begin{aligned} \text{Ordenes Pares: } & |V_{ac} J_{2n}(z)| \cos(\theta_{ext}) = LP(V(t). \cos(2\pi f_m t - \phi_0), f_m/2) \\ \text{Ordenes Impares: } & |V_{ac} J_{2n-1}(z)| \sin(\theta_{ext}) = -LP(V(t). \sin(2\pi f_m t - \phi_0), f_m/2) \end{aligned} \quad (5.16)$$

donde  $LP(\cdot, f_m/2)$  indica un filtro paso bajo con frecuencia de corte igual a la mitad de la frecuencia de modulación. Solo quedaría dividir cada componente por el valor de la función de Bessel de su orden correspondiente y tomar al arcotangente:

$$\theta_{ext} = \arctan \left( \frac{|V_{ac} J_{2n-1}(z)| \sin(\theta_{ext})}{J_{2n-1}(z)} \frac{J_{2n}(z)}{|V_{ac} J_{2n}(z)| \cos(\theta_{ext})} \right) \quad (5.17)$$

### 5.3.5 Estimación de la amplitud y el nivel medio de la interferencia

Para estimar el valor medio de la interferencia se puede utilizar cualquier orden par con suficiente amplitud. Observando el orden 0 de (5.11), el valor medio estará dado por

$$V_{ac} = A_0 - \text{sign}(\cos(\phi_{2n} + 2n\phi_0)) J_0(z) \frac{A_{2n}}{J_{2n}(z)}, \quad (5.18)$$

donde la función  $\text{sign}(x)$  vale 1 si  $x \geq 0$  y -1 en caso contrario. Aunque se puede elegir cualquier orden par,  $2n$ , es mejor elegir el máximo orden par para realizar esta operación.

La amplitud se puede estimar de un orden par o impar, pero en la práctica suele ser mejor usar los dos haciendo la media cuadrática. En (5.11) vemos que los ordenes pares e impares están multiplicados por el promedio del coseno y del seno de la fase externa respectivamente. Así que hay que calcular el valor medio de la fase estimada en la anterior sección. Una vez obtenidos estos valores la amplitud se calcularía:

$$V_{ac} = \sqrt{\frac{\left(\frac{A_{2n}}{J_{2n}(z)}\right)^2 + \left(\frac{A_{2n+1}}{J_{2n+1}(z)}\right)^2}{\cos^2(\theta_{ext}) + \sin^2(\theta_{ext})}} \quad (5.19)$$

### 5.3.6 Algoritmo completo de recuperación de los parámetros

Como resumen se presenta la secuencia de pasos que conforman el algoritmo de recuperación de fase:

1. Estimar la amplitud espectral de la señal interferencial adquirida por medio de la FFT.
2. Localizar los máximos correspondientes a los diferentes órdenes. En este punto se puede estimar la frecuencia de modulación  $f_m$ .
3. Seleccionar todos los órdenes pares o impares según cuales contengan mayor amplitud o los dos en caso de que ambos tengan suficiente amplitud.
4. Dividir los órdenes de paridad seleccionada por el orden de mayor amplitud de la misma paridad.
5. Buscar el índice de modulación  $z$  que más se aproxima a la colección de coeficientes.
6. Estimar la fase de la modulación,  $\phi_0$ , en base a las diferencias de fase de los diferentes órdenes.
7. Calcular la fase externa de baja frecuencia.
8. Calcular la amplitud interferencial y el nivel medio de la interferencia.

En las siguientes secciones validaremos numéricamente y experimentalmente este método.

## 5.4 Validación numérica

Hemos realizado una serie de simulaciones numéricas para comprobar el rendimiento general del método frente al ruido y en función del índice de modulación y la fase

promedio externa. Para ello hemos sintetizado una serie de señales interferenciales usando (5.3) y añadimos ruido blanco gaussiano aditivo (AWGN) de diferentes amplitudes. Las amplitudes del ruido, expresadas en dBV, se definen como

$$N_{AWGN} (dBV) = 20 \log_{10} \left( \frac{V_{noise_{rms}}}{V_{ac}} \right),$$

donde  $V_{noise_{rms}}$  es la amplitud cuadrática media del ruido gaussiano en voltios.

#### 5.4.1 Rendimiento general

El rendimiento general del método lo hemos evaluado reconstruyendo una señal interferométrica generada con los parámetros de la **Tabla 5.1** y añadiendo un nivel de ruido AWG de -40dBV, -20dBV y -6dBV. La únicas entradas suministradas al algoritmo para computar los parámetros en cada uno de los experimentos fueron: la señal temporal interferencial sintetizada con su correspondiente nivel de ruido, el vector de tiempo asociado a la señal, y una frecuencia de modulación aproximada con su incertidumbre, en este caso 2000 Hz con 1% de error. La resolución del método de búsqueda del índice de modulación se limitó a  $10^{-4}$  radianes. Experimentalmente resoluciones mayores no aportan información significativa. Se realizaron 1000 experimentos con cada nivel de ruido.

La **Tabla 5.1** también contiene los resultados de las simulaciones expresados como el valor promedio y la desviación típica de los parámetros estimados por el algoritmo. Las **Fig. 5.5**, **Fig. 5.6** y **Fig. 5.7** muestran un ejemplo de las señales interferométricas sintetizadas para cada nivel de ruido con su correspondiente señal recuperada así como la fase externa introducida y recuperada.

Parámetro	Valor	Simulación #1	Simulación #2	Simulación #3
$V_{dc}$ (V)	0.1 V	$0.10000 \pm 5e-05$	$0.1000 \pm 5e-04$	$0.11 \pm 0.05$
$V_{ac}$ (V)	1V	$1.002 \pm 3e-03$	$1.00 \pm 0.05$	$1.00 \pm 0.17$
$f_m$ (Hz)	2003 Hz	$2003 \pm 7e-05$	$2003 \pm 7e-04$	$2003 \pm 0.3$
$\Phi_0$ (rad)	1 rad	$1.0000 \pm 1e-04$	$1.00 \pm 0.03$	$1.0 \pm 0.1$
$z$ (rad)	7 rad	$7.00000 \pm 1.3e-04$	$7.0000 \pm 1.2e-03$	$7.00 \pm 0.04$
$\theta_{ext}$ (rad)	$-5\cos(2\pi 40t)$ $+40\sin(2\pi 60t - \pi/3)$ $+10\sin(2\pi 150t - \pi/4)$	Fig. 5.5.b	Fig. 5.6.b	Fig. 5.7.b
AWGN (dBV)	-	-40	-20	-6
T. de muestreo (s)		$1.5e-6$		
Nº de muestras		$1e5$		

**Tabla 5.1** Parámetros de la simulación y resultados.

En general, el error en la estimación de los parámetros crece con el nivel de ruido. Sin embargo, aun a niveles de ruido muy altos el comportamiento es muy bueno. Analicemos los resultados para cada uno de los parámetros.

La frecuencia de modulación es estimada con gran precisión y exactitud para todos los niveles de ruido. Es crítico la correcta determinación de esta frecuencia para el funcionamiento del algoritmo, ya que es la causa fundamental de fallo en las estimaciones del resto de los parámetros. Esto se debe a que su valor establece las amplitudes espectrales de los órdenes usadas para la obtención de los parámetros.

Como indicamos anteriormente, los espectros de las señales interferenciales son complejos y no es trivial la determinación de la frecuencia e índice del orden máximo. La **Fig. 5.8** muestra la amplitud espectral de la señal interferencial sintetizada con los parámetros de la **Tabla 5.1** y un nivel de ruido añadido de -6dBV. El orden máximo, que se corresponde con el sexto armónico, se encuentra a una frecuencia de 12018Hz. Las amplitudes de las portadoras de los órdenes impares están suprimidas debido a que el valor medio del seno de la fase externa se anula. El segundo orden tiene una amplitud próxima al sexto para este índice de modulación ( $z = 7$  rad), como también se puede apreciar en la **Fig. 5.3.b**. En presencia de mayor ruido las amplitudes puede llegar a niveles similares, por lo que una simple detección de máximo no es suficientemente robusta para este tipo de señales espectrales. Además, en general, las bandas laterales, presentes para órdenes de ambas paridades, pueden llegar a tener picos de mayor amplitud que la portadora. El método propuesto es capaz de discernir entre estos efectos detectando el máximo orden y su frecuencia. La determinación de la frecuencia de modulación será tanto más exacta cuanto mayor sea el orden máximo. Esto es debido a que la exactitud en la estimación de la frecuencia es independiente de su valor, y la frecuencia de modulación es el resultado de la división entre la estimación de la frecuencia del orden y el índice del orden.

La estimación del índice de modulación para un ruido de -40dBV contiene un error ligeramente por encima del límite de la resolución empleada. Este nivel de ruido es el típico presente en un sistema experimental. Aumentar la resolución no tendrá un impacto significativo en el valor obtenido y aumentará el tiempo de cálculo.

El índice de modulación estimado es más impreciso según aumenta el nivel de ruido, siendo menor al 1% para -6dBV de ruido. El rechazo al ruido es una de las cualidades de los métodos de demodulación basados en el espectro. Para determinar los índices de modulación se utilizan bandas muy estrechas alrededor de los armónicos de la frecuencia

de modulación, mientras que el espectro del ruido se distribuye por todo el ancho de banda. En el caso aquí considerado, ruido blanco gaussiano aditivo, se distribuye uniformemente. Sólo la componente espectral del ruido en la estrecha banda de frecuencias considerada para cada armónico contribuirá a la degradación de la estimación. Otro factor que contribuye al rechazo al ruido reside en la propia definición de la función (5.15) que ha de ser minimizada ya que el ruido de los armónicos considerados se promedia.

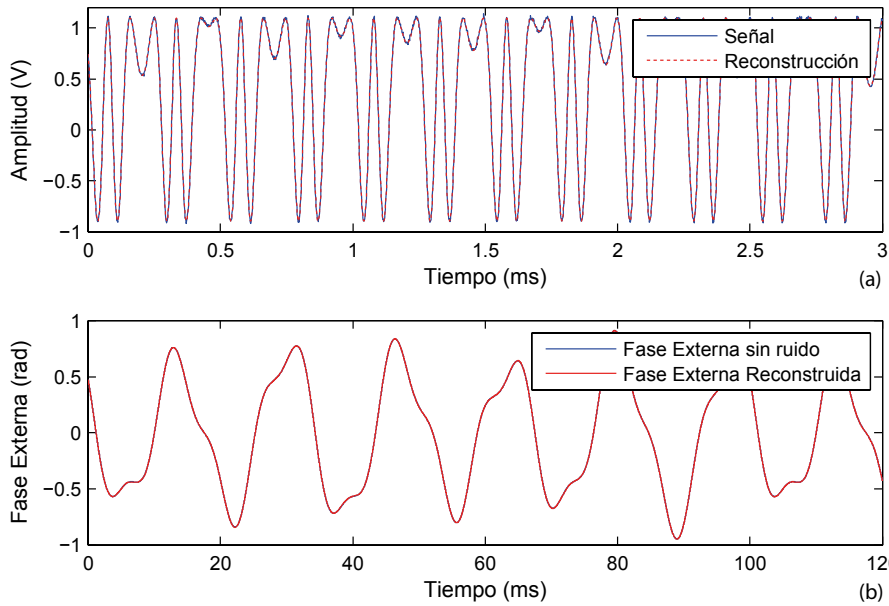
En estas simulaciones, la fase de modulación se ha estimado usando únicamente los órdenes pares. Como hemos visto en la **Fig. 5.8**, los armónicos impares están anulados por el promedio del seno de la fase externa. Aun así, considerando las diferencias de las fases de los órdenes pares, el algoritmo es capaz de recuperar la fase inicial correcta con bastante precisión y exactitud. Al promediar las diferencias entre los diferentes órdenes se reduce el error de la medida. El error, con respecto al valor real es menor del 1% en todos los casos. La correcta determinación de la fase de modulación es clave para una demodulación de la fase externa sin distorsión.

Para recuperar la fase externa, se ha realizado la demodulación AM de las bandas laterales del sexto y del séptimo orden. Interesa elegir los órdenes cuyas bandas laterales tengan la mayor amplitud para tener la mejor relación señal al ruido presente en esa banda de frecuencias. El orden máximo presenta la máxima amplitud de las bandas laterales de su paridad como se deduce de (5.10). Para realizar la demodulación de la fase hace falta considerar también un orden de la otra paridad. La magnitud de la función de Bessel del orden siguiente al máximo siempre es positiva y tiene un valor que incluso puede superar al del orden máximo ya que cada una de las paridades están ponderadas por la fase externa. Otra alternativa sería buscar el orden cuyas bandas laterales tengan la máxima potencia.

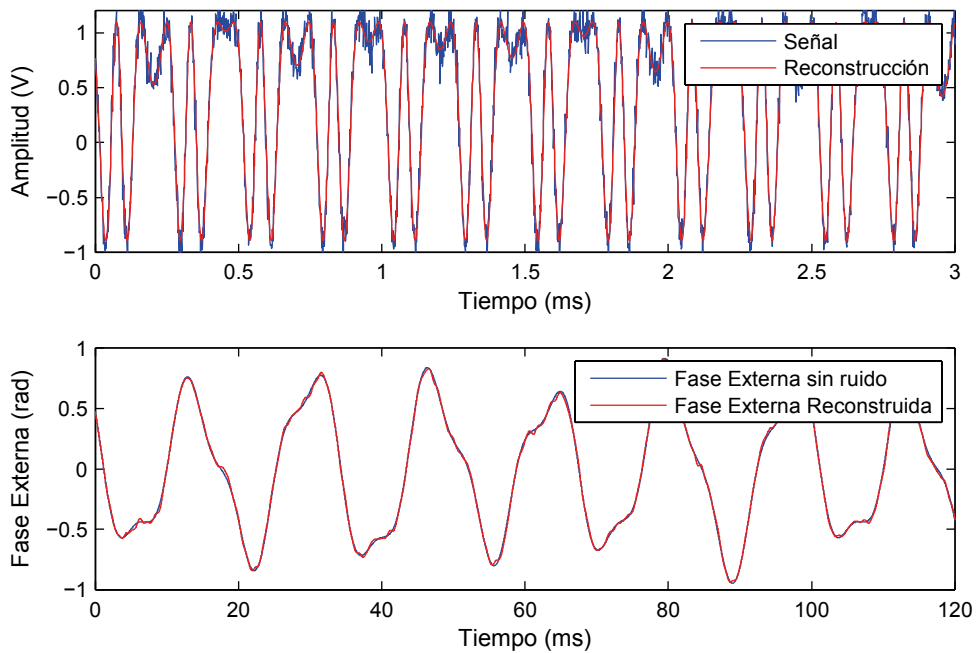
En las figuras Fig. 5.5.b, Fig. 5.6.b y Fig. 5.7.b se muestran las fases externas recuperadas de uno de los experimentos para cada una de las diferentes condiciones de ruido. En las figuras también se muestran la fase externa de entrada sintetizada descrita en la **Tabla 5.1**. Ésta no contiene ruido y su ancho de banda es menor que la mitad de la frecuencia de modulación. En todos los casos la recuperación es excelente.

El ruido presente en las bandas laterales se va a trasladar a la demodulación. Sin embargo, como el ancho de las bandas laterales es menor que el de la adquisición de la señal interferencial, la amplitud del ruido será también menor. Es más, en la práctica, al

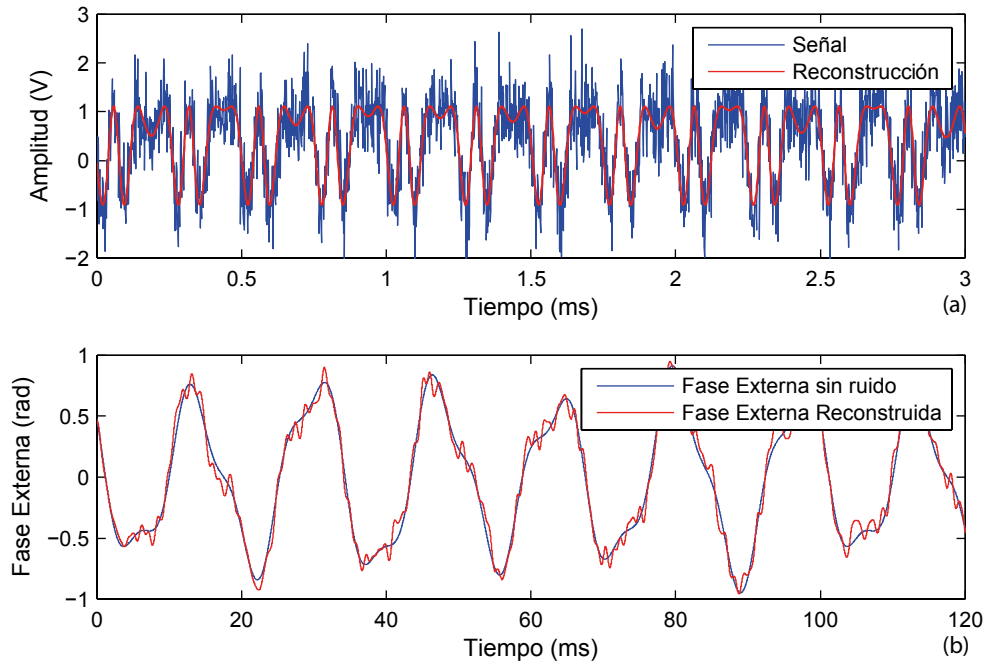
desplazar la frecuencia del orden máximo hacia valores mayores se está reduciendo, también, la influencia del ruido de color.



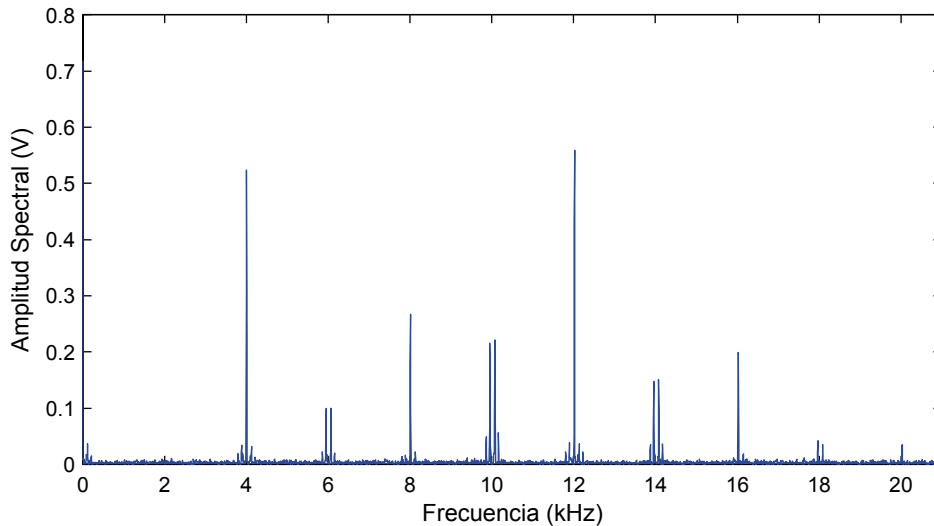
**Fig. 5.5 (a)** Señal interferométrica simulada (azul) aplicando una señal sinusoidal compuesta con los parámetros de la **Tabla 5.1.** y un ruido AWG de -40dBV, y su correspondiente reconstrucción (rojo) (b) Fase externa reconstruida (rojo) sobre fase externa sintetizada sin ruido (azul).



**Fig. 5.6 (a)** Señal interferométrica simulada (azul) aplicando una señal sinusoidal compuesta con los parámetros de la **Tabla 5.1.** y un AWGN de -20dBV, y su correspondiente reconstrucción (rojo) (b) Fase externa reconstruida (rojo) sobre fase externa sintetizada sin ruido (azul).



**Fig. 5.7 (a)** Señal interferométrica simulada (azul) aplicando una señal sinusoidal compuesta con los parámetros de la **Tabla 5.1.** y un ruido AWG de  $-6\text{dBV}$ , y su correspondiente reconstrucción (rojo) (b) Fase externa reconstruida (rojo) sobre fase externa sintetizada sin ruido (azul).



**Fig. 5.8** Amplitud espectral de la señal interferencial sintetizada con los parámetros de la **Tabla 5.1** y un nivel de ruido AWG de  $-6\text{dBV}$ .

Por último consideremos las estimaciones de los valores medios y de la amplitud de la interferencia. Una vez más, son estimaciones muy aproximadas al valor real aun en presencia de gran ruido. Para las simulaciones con un nivel de ruido bajo, como la mostrada en la **Fig. 5.5.a**, estos dos parámetros se pueden estimar fácilmente de la amplitud y el valor medio de la señal interferencial en el tiempo. Sin embargo, esta tarea no parece tan sencilla cuando consideramos ruidos más altos como en la **Fig. 5.7.a**. Una vez más se muestra la potencia del análisis espectral para estimar parámetros embebidos en el ruido.

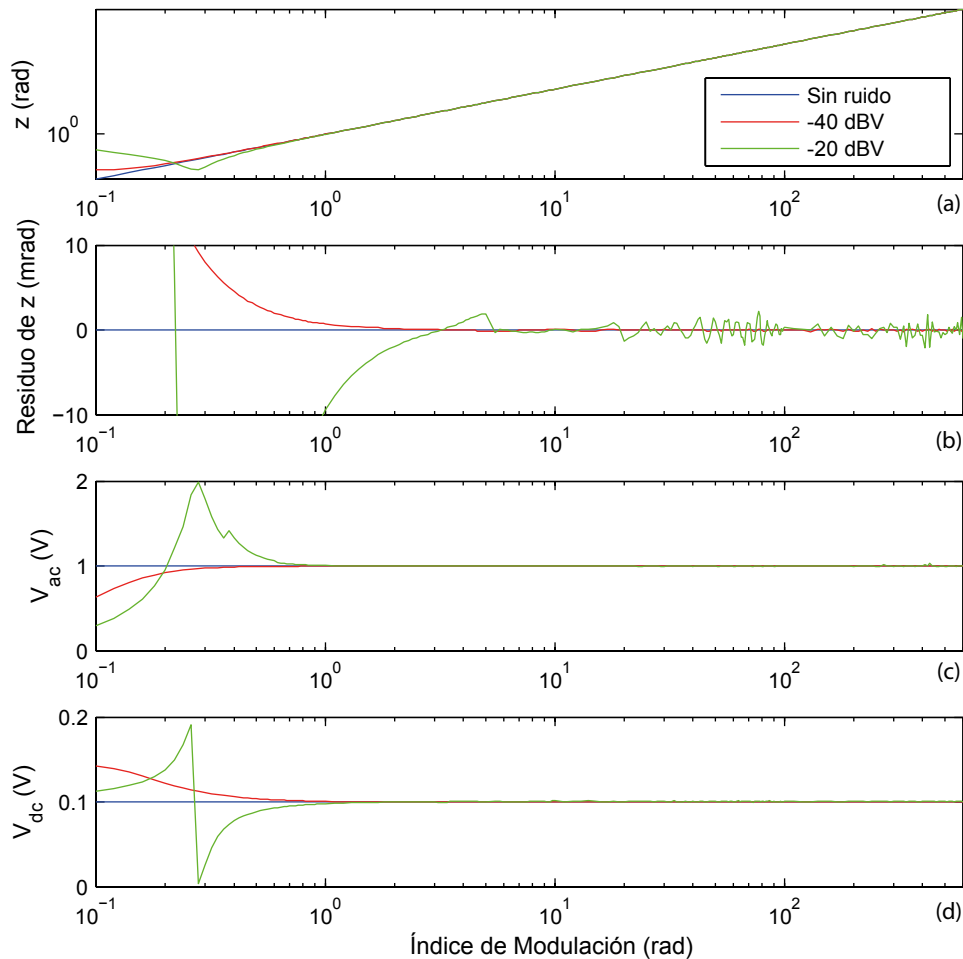


La determinación correcta de  $V_{ac}$  y  $V_{dc}$  es muy sensible a la exactitud de la estimación del resto de los parámetros ya que depende de todos ellos. El valor medio de la interferencia,  $V_{dc}$ , se calcula teniendo en cuenta la frecuencia en el origen de la estimación espectral, es decir, el valor medio de la señal temporal. La presencia de ruido de baja frecuencia va a afectar a esta estimación. Además la evaluación del signo de (5.18) puede llegar a ser complicada cuando las amplitudes de los órdenes pares son pequeñas.

Para poder estimar la amplitud interferencial,  $V_{ac}$ , hay que conocer los promedios del coseno y del seno de la fase externa. Estos han sido determinados promediando el coseno y el seno de la fase externa demodulada. Para la determinación de las componentes en cuadratura empleadas para calcular la fase externa, se aplica un filtro digital paso bajo a las bandas laterales de los órdenes pares e impares. Este filtrado introduce efectos de borde debido al tiempo de establecimiento del filtro. En la mayoría de los casos no influye demasiado pero puede llegar a ser una fuente de error en la determinación de los valores promedio. En cualquier caso, en presencia de ruido la amplitud interferencial se determina de forma más precisa con este algoritmo que con una búsqueda de extremos en la señal temporal.

Para finalizar, en la Fig. 5.5.a, la Fig. 5.6.a y la Fig. 5.7.a se muestran sobre las señales sintetizadas con ruido las señales reconstruidas con los parámetros estimados del modelo. Podemos observar que la reconstrucción es muy fidedigna aun en presencia de ruido y fase externa de baja frecuencia. La reducción en el ruido se debe a que para la reconstrucción sólo se han usado algunas componentes espectrales y las bandas laterales de dos órdenes, mientras que el ruido está distribuido por todo el espectro de la señal interferencial adquirida.

### 5.4.2 Rango dinámico



**Fig. 5.9** (a) Índice de modulación recuperado, (b) diferencia entre el índice de modulación recuperado y el introducido, (c) amplitud de la interferencia y (d) nivel medio de la interferencia frente al índice de modulación de la señal para varias condiciones de ruido.

Para estudiar el rango dinámico se han sintetizado señales interferométricas variando el índice de modulación desde 0.1 radianes hasta 600 radianes. El resto de parámetros se corresponden con los de la **Tabla 5.1**. En **Fig. 5.9** se muestran los resultados de las simulaciones para tres condiciones: una sin ruido y dos con ruido blanco gaussiano aditivo de -40 dBV y -20 dBV.

El método en ausencia de ruido solamente está limitado por el error numérico de los cálculos que es muy inferior al que se puede apreciar en la figura. En la práctica, no hay medidas sin ruido por lo que se ha añadido a las señales dos niveles de ruido AWG. Experimentalmente se encuentra una amplitud de ruido típico próximo a -40 dBV en la banda de frecuencias considerada. El error es menor que 5 mrad para índices de modulación mayores de 0.4 radianes. Para un nivel de ruido de -20 dBV, que es considerado muy alto, este límite inferior se desplaza hasta 1.3 radianes.

El límite inferior viene determinado por el nivel de ruido que se suma a las amplitudes de los armónicos. Para índices de modulación bajos, sólo los dos primeros armónicos de alguna de las paridades son utilizados para la estimación del índice de modulación. En particular, cuando la amplitud espectral del tercer o cuarto armónico es próxima al nivel del ruido presente a esas frecuencias la determinación será más imprecisa. En estas simulaciones se han usado deliberadamente sólo los órdenes pares, por lo que se establece el límite inferior de peor rendimiento. Si la fase externa es tal que permite el uso de los órdenes impares el límite inferior será menor. Cuando aumenta el error en la estimación del índice de modulación, también aumenta el de las estimaciones de la amplitud y del valor medio interferencial.

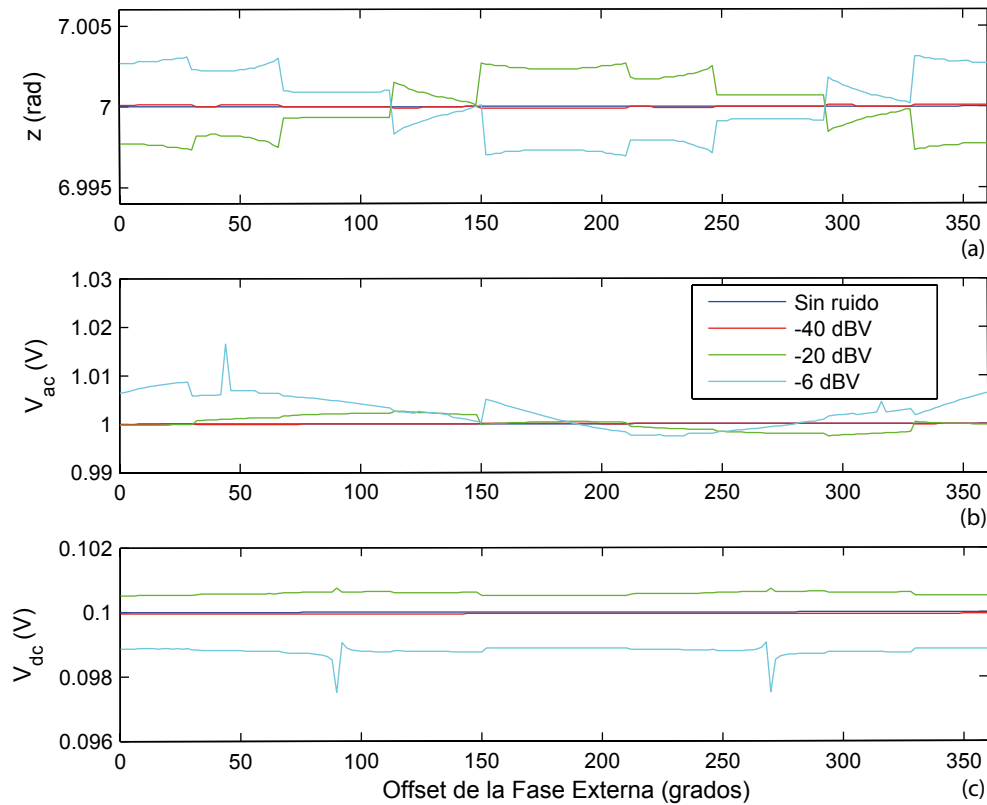
Para índices de modulación grandes las estimaciones presentan un error bajo pese a la presencia de ruido. Este gran rango dinámico es una de las cualidades de este algoritmo. En la **Fig. 5.9.a** se muestra el índice de modulación hasta 600 radianes, pero se podría extender teóricamente de forma ilimitada. Numéricamente hemos comprobado que la estimación sigue funcionando por lo menos hasta  $z$  igual a  $10^8$  radianes. Para valores absurdamente altos de  $z$  hay que tener en cuenta la precisión numérica con la que se determinan los órdenes grandes de la función de Bessel. El uso de las cotas para la determinación del rango en el que se encuentra  $z$  en combinación con la utilización de unos pocos órdenes alrededor del orden máximo mantienen los bajos tiempos de ejecución. El rango dinámico a grandes valores solo está limitado por el ancho de banda y la memoria del sistema de adquisición. En la práctica también hay que tener en cuenta cuan plano sea el ancho de banda del sistema de adquisición.

### **5.4.3 Estabilidad frente a la fase externa**

El valor medio del coseno o del seno de la fase externa puede anular los órdenes de una determinada paridad. La mayoría de métodos de demodulación basados en el análisis espectral de la señal interferencial requieren una fase externa cuasi-constante durante la adquisición y dentro de un determinado rango de valores. Nuestro algoritmo utiliza dinámicamente los órdenes pares o los impares o incluso ambos para la determinación de los parámetros de la interferencia relajando estas condiciones. El único requerimiento es que el ancho de banda ocupado por la fase externa sea menor de la mitad de la frecuencia de modulación.

Para probar el rendimiento en todo el rango de valores de la fase externa, se han sintetizado señales interferométricas con los parámetros de la primera columna de la **Tabla 5.1** añadiendo un offset de fase externa de  $0^\circ$  a  $360^\circ$  para cuatro condiciones de

ruido: sin ruido y con ruido blanco gaussiano aditivo de -6 dBV, -20 dBV y -40 dBV. Los resultados de la simulaciones se muestran en la **Fig. 5.10**.



**Fig. 5.10** (a) Índice de modulación recuperado, (b) Amplitud de la interferencia y (c) nivel medio de la interferencia frente al offset de la señal externa.

Como vemos en la figura, el error en la estimación del índice de modulación se mantiene a menos de 0.5 mrad para el nivel de ruido de -40 dBV. Para ruidos mayores la discrepancia se mantiene por debajo de 3 mrad. La forma escalonada del índice de modulación que se aprecia en la **Fig. 5.10.a** se debe a las transiciones entre el uso de los órdenes pares, impares e incluso ambos.

La amplitud interferencial,  $V_{ac}$ , depende de la estimación del promedio del seno y del coseno de la fase externa según (5.19). El ruido presente en las bandas laterales utilizadas para la obtención de la fase externa contribuye de forma neta a este promedio produciendo la oscilación apreciable para niveles de ruido altos en la **Fig. 5.10.b**.

El valor medio de la interferencia no cambia con la fase externa. En la expresión (5.18) al introducir la amplitud del orden par máximo se elimina la dependencia con el promedio del coseno presente en (5.11). El valor medio neto del ruido en la ventana temporal se traslada a la estimación del valor medio interferencial introduciendo un pequeño offset como vemos en **Fig. 5.10.c**.

## 5.5 Validación experimental

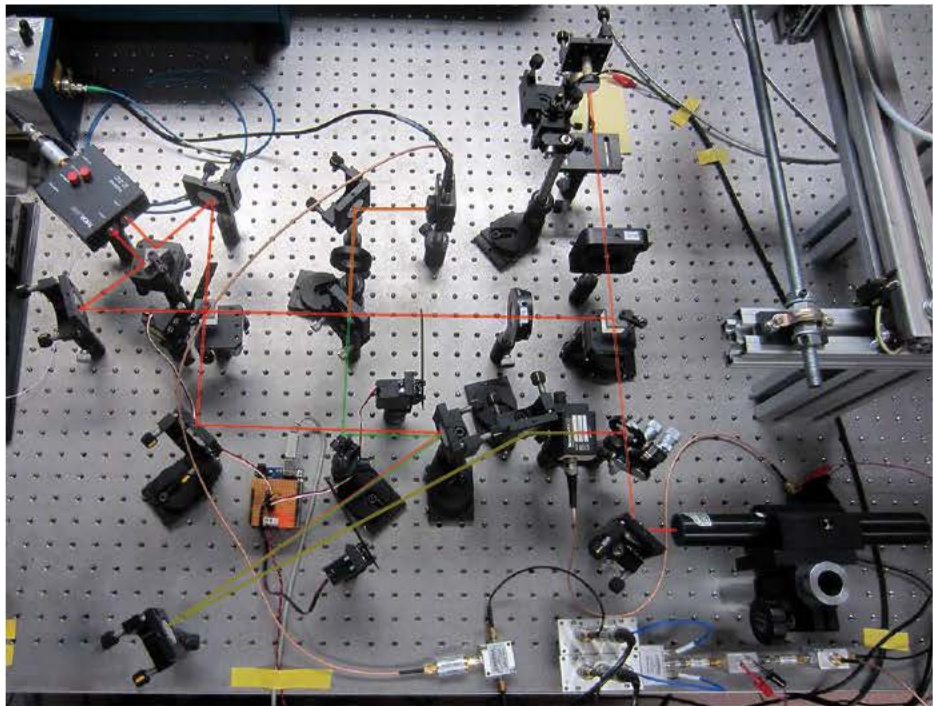
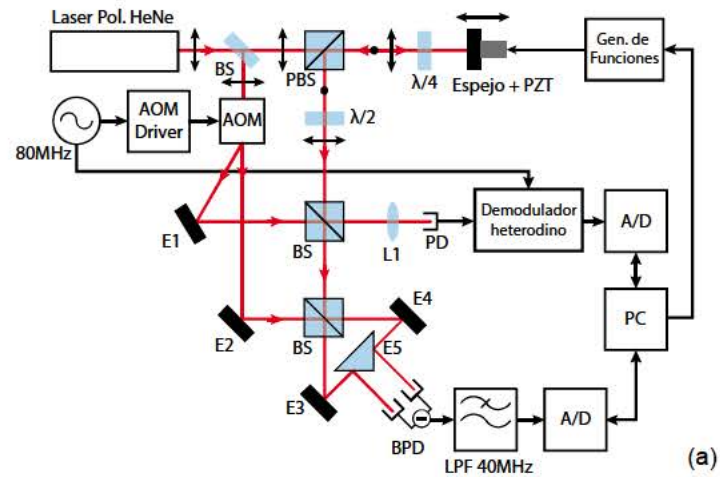
### 5.5.1 Plataforma experimental de validación

Para poder comprobar la exactitud y precisión en la medida del índice de modulación y de la fase externa se montó un sistema interferométrico Mach-Zehnder homodino-heterodino en espacio libre con un brazo de medida común. Este interferómetro híbrido permite registrar simultáneamente la fase inducida por el desplazamiento de un espejo en el brazo de medida. La señal homodina se procesa con el algoritmo para la recuperación de los parámetros interferenciales. La señal heterodina, cuidadosamente calibrada, sirve como referencia para certificar la exactitud en la recuperación del índice de modulación y la fase externa.

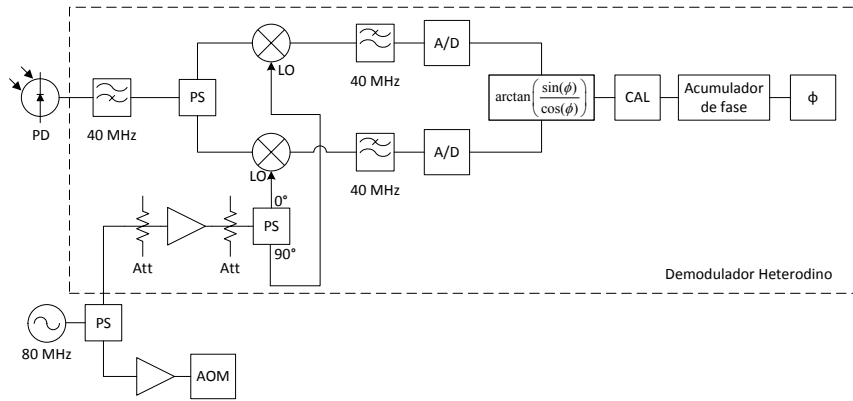
Como ya mencionamos en la introducción, la interferometría heterodina emplea dos haces con frecuencias ligeramente distintas pero relacionados en fase. La irradiancia resultante de la combinación de dos campos eléctricos con distintas frecuencias viene dada, salvo algunas constantes, por:

$$\begin{aligned} I &= \left\langle \left| \vec{E}_1 \cos(\omega_1 t) + \vec{E}_2 \cos(\omega_2 t + \phi) \right|^2 \right\rangle \\ &= \frac{1}{2} \left( |\vec{E}_1|^2 + |\vec{E}_2|^2 \right) + \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \cos((\omega_2 - \omega_1)t + \phi) \end{aligned} \quad (5.20)$$

donde  $\vec{E}_1$  y  $\vec{E}_2$  son las amplitudes de los campos eléctricos que interfieren,  $\omega_1$  y  $\omega_2$  son sus respectivas frecuencias y  $\phi$  es la diferencia de fase existente entre ellos. Como se puede observar de (5.20), la irradiancia resultante es una modulación de fase con una portadora de frecuencia igual a la diferencia de las dos frecuencias ópticas. Esta señal, después de ser registrada utilizando un fotodetector, puede ser demodulada para recuperar la diferencia de fase.



**Fig. 5.11** (a) Diagrama experimental del interferómetro homodino-heterodino para probar el rendimiento del algoritmo de demodulación homodino. (PBS: divisor de haz polarizado; BS: divisor de haz no polarizado; E#: espejo; L#: lente; PD: fotodiodo; BPD: fotodiodo balanceado; AOM: modulador acustoóptico;  $\lambda/2$ : retardador de fase  $\lambda/2$ ;  $\lambda/4$ : retardador de fase  $\lambda/4$ ). (b) Fotografía del montaje experimental sobre la que se muestran las trayectorias de los haces: el fundamental (rojo) y el de frecuencia desplazada 80MHz (verde).



**Fig. 5.12** Diagrama de bloques de la generación de la señal heterodina por medio del modulador acustoóptico (OAM) y del demodulador I/Q.

En la **Fig. 5.11** se muestra el montaje experimental del interferómetro híbrido. La luz de un láser linealmente polarizado He-Ne es dividida en dos brazos, uno de medida y otro de referencia. La polarización de salida del láser ha sido orientada de tal forma que el haz de medida proveniente del láser atraviesa el divisor de haz polarizado sin desviarse. Posteriormente atraviesa una lámina retardadora  $\lambda/4$ , se refleja en un espejo montado sobre un actuador cilíndrico piezoeléctrico y vuelve a atravesar la lamina retardadora. Para cuando llega de nuevo al divisor de haz polarizado su estado de polarización, que ha pasado de horizontal a circular y después a vertical, hace que se refleje en él. Entonces atraviesa una lámina  $\lambda/2$  para girar su estado de polarización de nuevo a horizontal y alinearlo con el estado de polarización del haz de referencia. En un tercer divisor de haz se recombinan el haz de medida con el haz de referencia del interferómetro heterodino y es registrado con un módulo fotodiodo de 150MHz de ancho de banda. De la otra salida del tercer divisor, el haz de medida avanza hasta recombinarse con el haz de referencia homodino. Un sistema de espejos lleva las dos salidas del interferómetro hasta un fotodetector balanceado de 100MHz de ancho de banda.

El brazo de referencia inicialmente atraviesa el modulador acustoóptico (AOM). Éste es excitado a una frecuencia de 80MHz. De esta forma, a la salida del modulador tenemos dos haces. El haz de referencia homodino continua con la misma dirección que el incidente sobre el AOM, mientras que el haz de referencia heterodino es desviado de su dirección y su frecuencia es desplazada 80MHz. Con un sistema de espejos se dirigen los haces hacia los divisores de recombinación respectivos. Nótese que ha sido necesario introducir un camino de retardo en el brazo de referencia para reducir la diferencia de camino entre los dos brazos. Esto es fundamental con láseres de He-Ne polarizados con cavidades que presentan dos o más modos. La longitud de batido en espacio libre entre los modos es del orden de la longitud de la cavidad. En nuestro caso, la longitud de la cavidad es  $L_L=20\text{cm}$ .

Para diferencias de camino múltiples impares de esta longitud,  $(2n - 1)L_L$ , la coherencia se reduce y la interferencia puede llegar a desaparecer.

La señal homodina es medida por medio de un módulo fotodiodo balanceado amplificado (PDB410A, Thorlabs Inc., Newton, NJ, EEUU). Posteriormente se filtra paso bajo con una frecuencia de corte de 40MHz para eliminar la señal procedente del interferómetro heterodino que ha ido colineal al haz de medida después de su recombinación. Es entonces digitalizada por un osciloscopio con un ancho de banda de 100MHz, frecuencia de muestreo máxima de 100MS/s y 14 bits de resolución. En estos experimentos se adquieren las señales con  $10^5$  muestras y 1.5MS/s. Finalmente, la señal es enviada a un PC para su análisis.

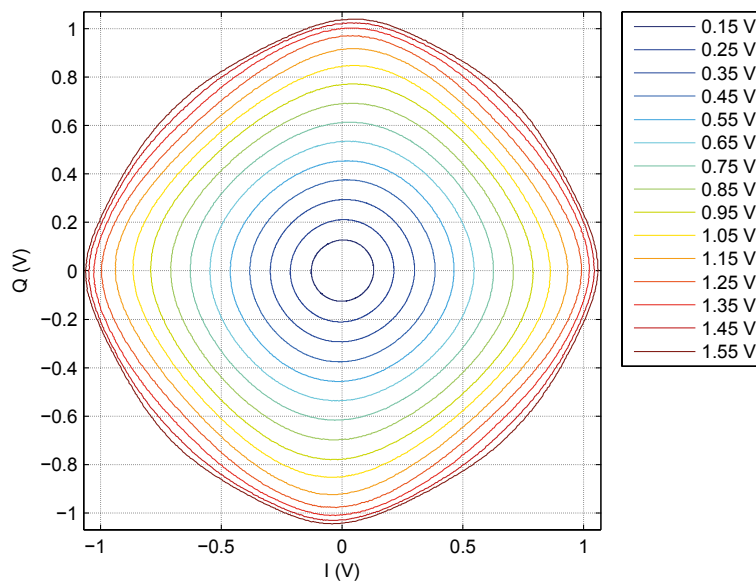
La señal heterodina es registrada por un módulo fotodiodo amplificado (PDA10A-EC, Thorlabs Inc., Newton, NJ, EEUU). La fase que porta la señal heterodina es recuperada mediante un demodulador en fase y cuadratura (I/Q) calibrado. El diagrama de bloques del demodulador se muestra en **Fig. 5.12**. La señal de entrada se filtra paso alto con una frecuencia de corte de 40 MHz para eliminar cualquier oscilación de potencia media y es dividida en dos utilizando un divisor de potencia. Por otro lado, usando otro divisor de potencia cuyas salidas están desfasadas  $90^\circ$  se divide la señal del oscilador local. Este oscilador es él que también alimenta a través de un driver el AOM. Las señales del fotodiodo se mezclan con las señales del oscilador local desfasadas  $90^\circ$  utilizando dos mezcladores doblemente equilibrados. Las salidas de los dos mezcladores son filtradas paso bajo a 40 MHz y digitalizadas en otros dos canales del mismo osciloscopio empleado en la adquisición de la señal homodina. El ancho de banda útil de este demodulador I/Q es de 40 MHz y se diseñó originalmente para demodular la fase de un interferómetro heterodino empleado en la detección de ondas ultrasónicas.

Para recuperar la fase heterodina a partir de los dos canales digitalizados se calcula la arcotangente del cociente de los dos canales. Después se aplica la calibración generada antes de la medida. La calibración permite corregir las no-linealidades de los mezcladores así como el offset en los canales de recepción del osciloscopio. La exactitud esperada después de la calibración es menor de 1 mrad. En un último paso se acumula la fase corrigiendo los saltos de  $2\pi$  radianes producidos por el rango limitado de la función arcotangente cuando tienen lugar desplazamientos de gran amplitud. Teniendo en cuenta los niveles de señal de entrada típicos, la amplitud RMS de ruido introducido por el sistema de demodulación es menor de 0.5 mrad, que equivale a un desplazamiento de 0.05nm para un longitud de onda de 632.8nm.

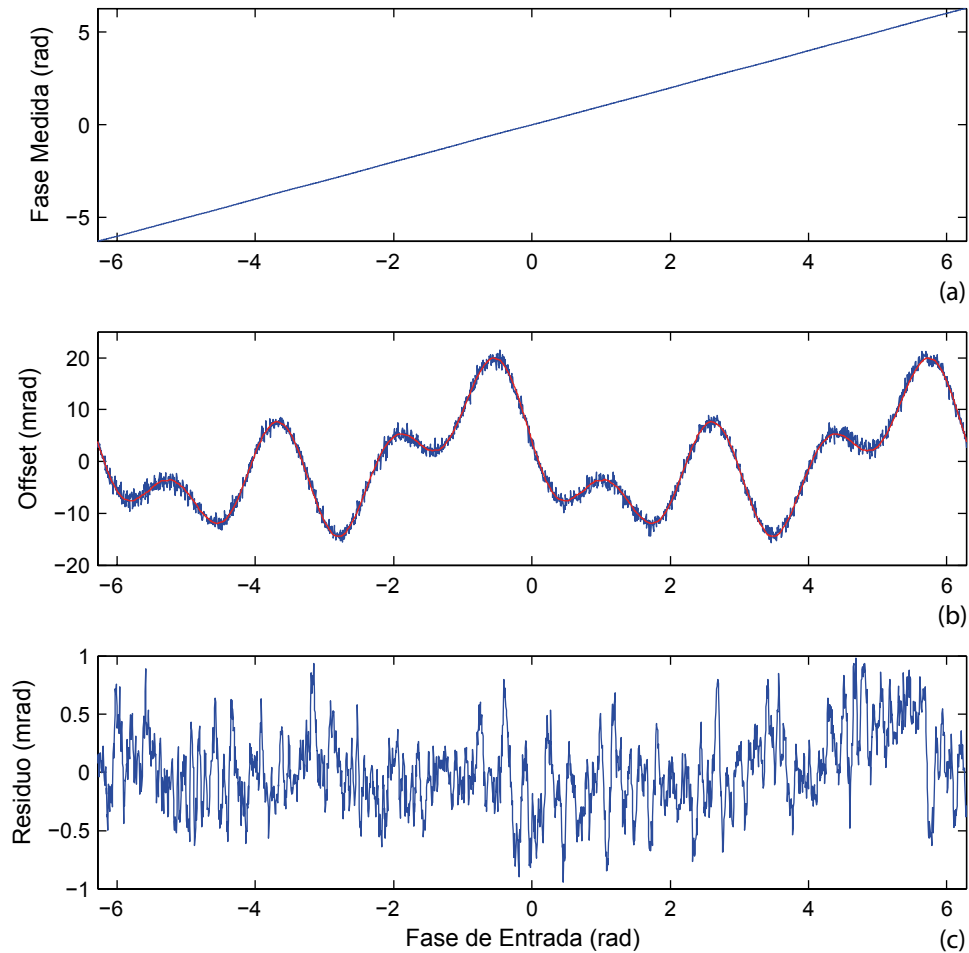


### 5.5.1.1 Calibración del demodulador I/Q

Los mezcladores doblemente balanceados usados como detectores de fase son circuitos analógicos que presentan no linealidades a su salida. En la **Fig. 5.13** se muestran los diagramas I/Q correspondientes a las salidas filtradas de los dos mezcladores para diferentes niveles de entrada y un nivel fijo de +7dBm para el oscilador local. Idealmente los diagramas debieran ser circulares, sin embargo, a medida que aumenta el nivel de entrada la salida del mezclador se satura tendiendo a ser de forma continua y gradual más lineal. Además dependiendo del tipo de carga a la salida de los mezcladores y de la temperatura se produce un cierto nivel DC que desplaza el centro del diagrama. A este nivel DC hay que añadirle el propio del sistema de adquisición, él cual también varía con la temperatura. Por último, el desfase entre las dos salidas del divisor de potencia depende de la frecuencia y puede no ser  $90^\circ$ , introduciendo distorsión en la recuperación. Todos estos factores introducen un error en la recuperación de la fase, calculada como el arcotangente de las componentes en fase (I) y en cuadratura (Q). La calibración del sistema de demodulación del interferómetro heterodino permite, basándose en su precisión, aumentar la exactitud reduciendo el error RMS por debajo de 1 mrad.



**Fig. 5.13** Diagrama I/Q para varios niveles de entrada y con LO a +7dBm.



**Fig. 5.14** (a) Fase de entrada generada por una onda sinusoidal de 1kHz frente a la fase medida. (b) (azul) Diferencia entre fase de entrada y fase medida, (rojo) Curva de calibración previamente generada. (c) Diferencia entre fase medida y calibrada y fase de entrada,  $\varphi_{rms} = 0.38\text{mrad}$ .

La calibración consiste en introducir una señal de fase conocida en el demodulador y compararla con la fase resultante. Para cada ángulo de fase se obtiene una diferencia entre el valor esperado y el medido. Dado que esta diferencia es estable en el tiempo se puede emplear para corregir medidas de fase posteriores.

Para obtener los datos de calibración se introduce en el demodulador una señal generada con el mismo oscilador local pero de una frecuencia ligeramente distinta. En nuestro caso empleamos una señal de calibración con una frecuencia de 80.001 MHz, es decir, una diferencia de frecuencias de 1 kHz. Adquiriendo las señales mezcladas y tomando la arcotangente obtenemos la señal demodulada no calibrada. La fase crece continuamente con el tiempo con una pendiente dada por la diferencia entre las frecuencias del oscilador local,  $f_1$  y de la señal de entrada,  $f_2$ :

$$\phi(t) = 2\pi(f_2 - f_1)t \quad (5.21)$$

Al usar el mismo oscilador para generar las dos frecuencias, la diferencia entre ellas se mantiene muy estable en el tiempo. El origen de la fase se asigna a los cruces por cero en las transiciones positivas. Utilizando (5.21) se relaciona el tiempo con la fase de entrada. En la **Fig. 5.14.a** se muestra el resultado de esta operación para un nivel de entrada de 0.4V entre  $-2\pi$  y  $2\pi$ . Los datos de calibración se generan como la diferencia entre la fase recuperada y una recta de pendiente  $2\pi(f_2 - f_1)$ . En la **Fig. 5.14.b**. se muestra esta diferencia. Se emplea un muestreo alto, seguido de una media móvil y un diezmado para generar los datos de calibración. Junto con el offset del ángulo se almacena la magnitud del vector I/Q, es decir,  $I^2+Q^2$ . Estas curvas se generan para diferentes niveles de entrada desde 0.025V a 1.6V. Las curvas de calibración se interpolan linealmente para obtener los datos de calibración de cualquier punto.

Para aplicar la calibración seguimos el siguiente procedimiento:

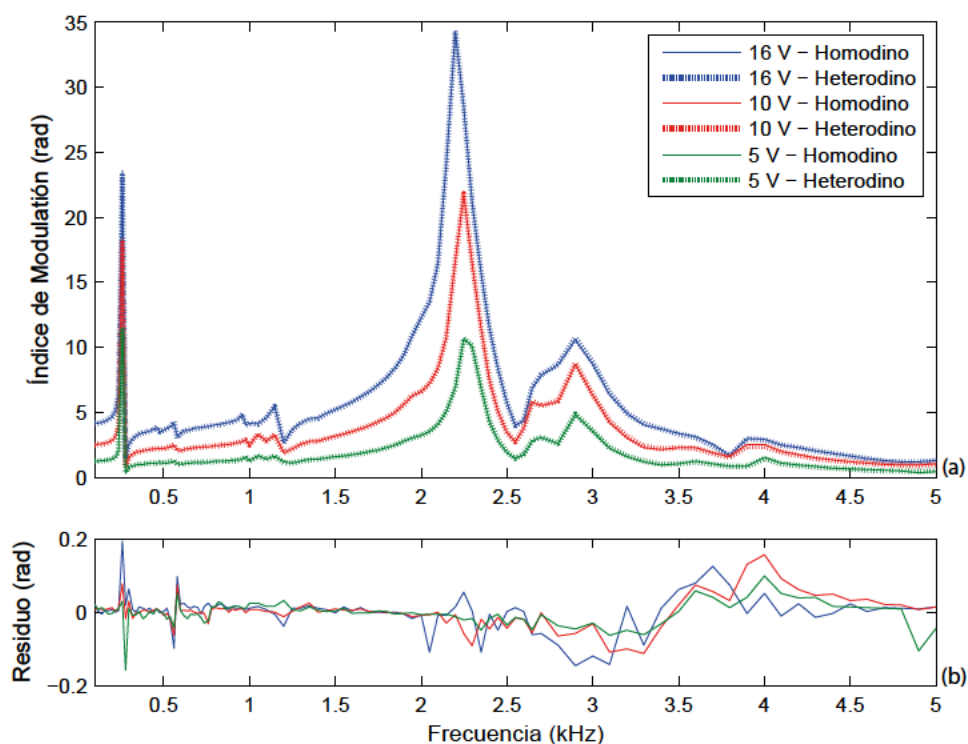
1. Calcular de forma convencional el arcotangente de la fase y la magnitud I/Q.
2. Buscar la curva de calibración cuya magnitud sea más próxima para el ángulo obtenido.
3. Aplicar al ángulo su correspondiente offset de corrección calculado por interpolación de la curva de calibración elegida.

En la **Fig. 5.14.b** se muestra en azul la diferencia entre la fase obtenida con el modulador y la fase introducida, y en rojo la curva de calibración previamente generada. Después de aplicar la calibración el residuo entre el valor medido y el esperado se muestra en la figura **Fig. 5.14.c**. El error RMS es menor es 0.38 mrad para este caso. El error depende del nivel de la señal de entrada del demodulador. Se encuentra que para señales de entrada con amplitudes mayores de 0.1 V el error RMS del demodulador es menor de 1 mrad.

## 5.5.2 Resultados experimentales

En esta plataforma de comparación se han realizado una serie de experimentos que tienen por objetivo probar las capacidades y la exactitud del algoritmo de demodulación homodino pasivo, además de mostrar una aplicación típica: la caracterización dinámica de moduladores de fase. El elemento modulador de fase, en este caso, es un cilindro piezoeléctrico que actúa sobre un espejo situado en el brazo de medida del interferómetro. A continuación analizaremos los diferentes aspectos dinámicos de este actuador comparando los resultados obtenidos por los dos interferómetros.

### 5.5.2.1 Respuesta en frecuencias del actuador PZT



**Fig. 5.15** (a) Respuesta espectral del actuador PZT medida usando el interferómetro heterodino y homodino. (b) Diferencia entre la fase medida por el interferómetro heterodino y homodino.

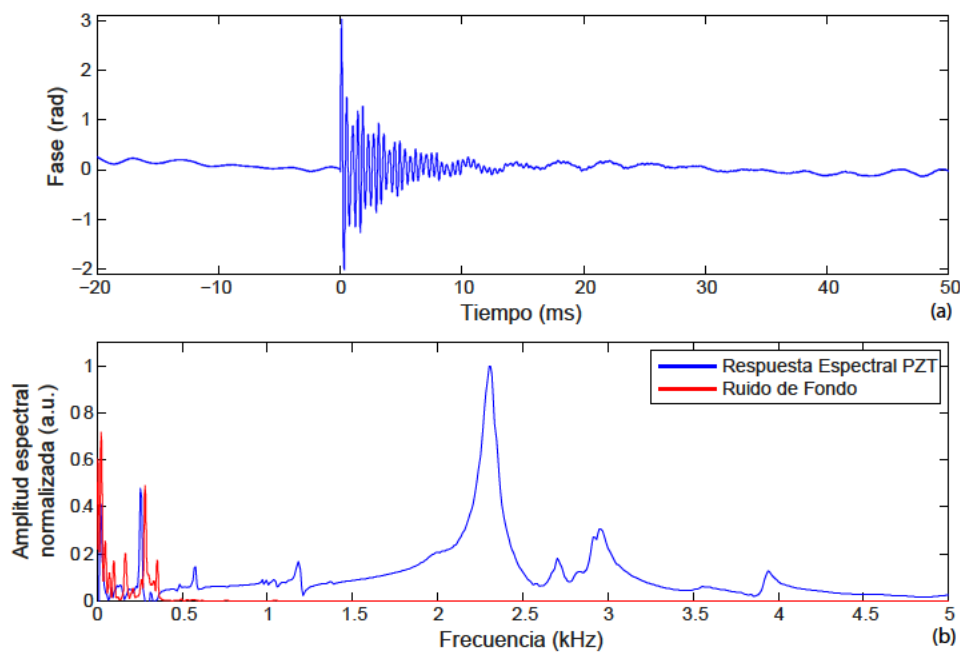
Para la caracterización de la respuesta espectral del actuador PZT se aplicó una serie de señales sinusoidales de frecuencias comprendidas entre 100 Hz y 5 kHz para amplitudes de 5, 10 y 16V. Este rango excede la primeras resonancias del PZT. En la figura **Fig. 5.15** se muestra el resultado.

La concordancia entre los índices de modulación recuperados por los dos interferómetros es muy grande. En la zona lineal, por debajo de 2 kHz la diferencia de fase llega a ser menor de 20 mrad o lo que es lo mismo menos de 2 nm de diferencia. También se comporta bien en las resonancias del PZT alrededor de 2.2 kHz. La mayor discrepancia se produce en la resonancia de 260 Hz. Esa resonancia de baja frecuencia del PZT es próxima a la resonancia natural de la optomecánica presente en el sistema.

En la **Fig. 5.16.b** vemos en rojo el espectro del ruido de la señal interferométrica heterodina en ausencia de excitación. Se observan una serie de picos de resonancia generados por las vibraciones de los componentes del interferómetro. Entre ellos destacan las resonancias de 25 Hz y de 283 Hz. La primera de estas resonancias es transmitida por la mesa óptica, mientras que la segunda se corresponde con la frecuencia fundamental del sistema de sujeción optomecánico a la altura de trabajo. Como las recombinaciones de los

haces de los dos interferómetros ocurren en dos localizaciones espaciales distintas es esperable que haya diferencias de fase introducidas por todas estas vibraciones.

Una forma indirecta de medir la respuesta espectral del actuador es por medio de la transformada de Fourier de su respuesta a una excitación impulsional. El interferómetro heterodino, con su gran ancho de banda de demodulación, nos permite medir la fase de la respuesta impulsional del cilindro PZT (**Fig. 5.16.a**). La respuesta espectral calculada (en azul) suprimiendo la contribución de ruido de fondo (en rojo) se muestra en la **Fig. 5.16.b**. Como vemos, ésta contiene las mismas resonancias que los espectros medidos por medio del barrido de frecuencias presentados en la figura **Fig. 5.15**.



**Fig. 5.16(a)** Respuesta impulsional del actuador PZT medida por el interferómetro heterodino. **(b)** Respuesta espectral del PZT (azul) calculada mediante la FFT. A este espectro se le ha substraído el espectro del ruido de fondo (rojo).

### 5.5.2.2 Respuesta en amplitud del actuador PZT

Ahora nos planteamos medir el índice de modulación en función de la amplitud de la excitación del PZT a diferentes frecuencias. En **Fig. 5.17** se presentan los resultados de esta caracterización. De nuevo el acuerdo entre los dos interferómetros es grande. La diferencia entre los dos interferómetros crece cuando aumenta la amplitud en el caso de 258Hz. Como ya hemos mencionado, esto es producido por la vibración introducida por el actuador en el resto de la optomecánica produciendo una fase extra diferente para cada interferómetro. Por otro lado, a amplitudes pequeñas el error crece lo cual es esperable ya que en esas situaciones el ruido en las componentes espectrales es comparable a la amplitud de los armónicos superiores necesarios utilizados en la recuperación. En el

sistema homodino implementado el límite inferior es de 0.4 radianes en concordancia con las simulaciones y un nivel de ruido de -40 dBV.

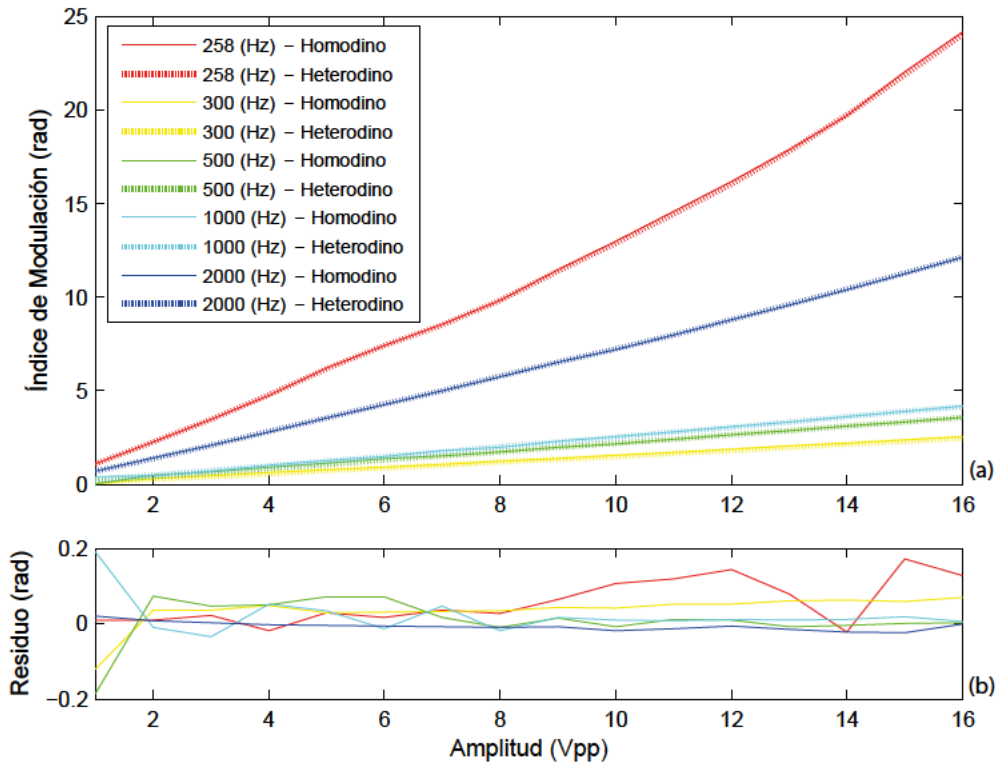
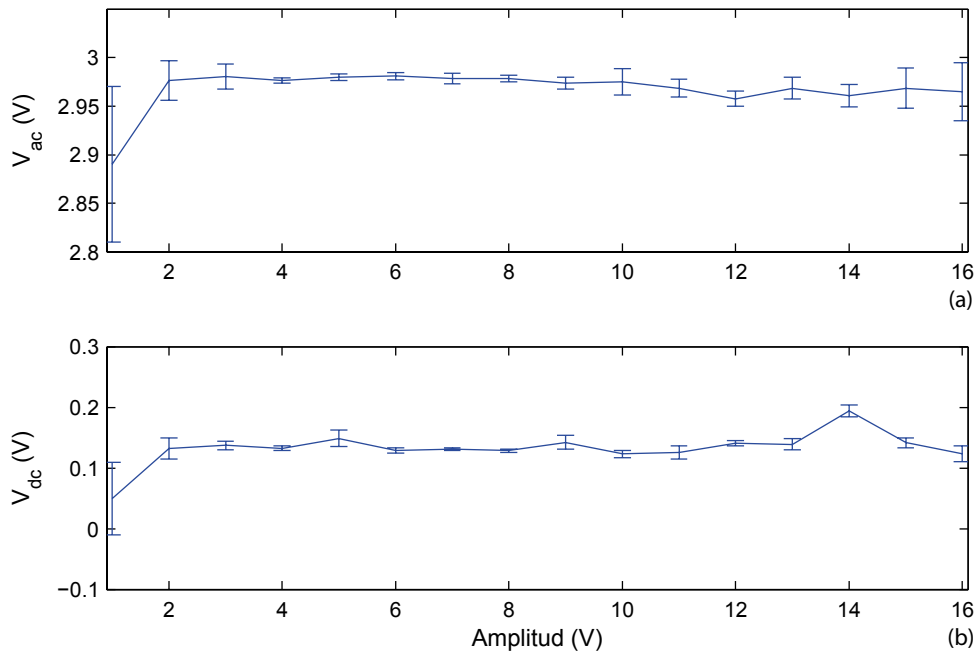


Fig. 5.17 (a) Variación del índice de modulación del interferómetro heterodino y del homodino con la amplitud para varias frecuencias. (b) Diferencia entre la fase medida por el interferómetro heterodino y homodino.

### 5.5.2.3 Recuperación de la amplitud y el valor medio interferencial

En la Fig. 5.18 se muestran los resultados de la recuperación de la amplitud y el valor medio interferencial homodino variando el voltaje de excitación del PZT para una frecuencia de oscilación de 2 kHz. Cómo estos parámetros son exclusivos de este interferómetro no se puede comparar con el heterodino.

Los valores medios y las amplitudes recuperadas coinciden con los valores esperados medidos de la señal temporal del interferómetro cuando se excita todo el rango interferencial. De la Fig. 5.17 tenemos que para 2 kHz y un rango de voltajes de 1V a 16V el índice de modulación va de  $0.7$  a  $3.9\pi$  radianes. El error cometido en la estimación de los parámetros para amplitudes pequeñas es esperable por la influencia del ruido y el bajo índice de modulación. Aun así el valor obtenido es estadísticamente compatible con el valor real. Lo mismo se puede decir de la recuperación del valor medio.



**Fig. 5.18** Amplitud (a) y valor medio (b) de la señal interferométrica homodina estimado por el algoritmo en función de la amplitud excitando el actuador PZT a una frecuencia de modulación  $f_m = 2\text{kHz}$ .

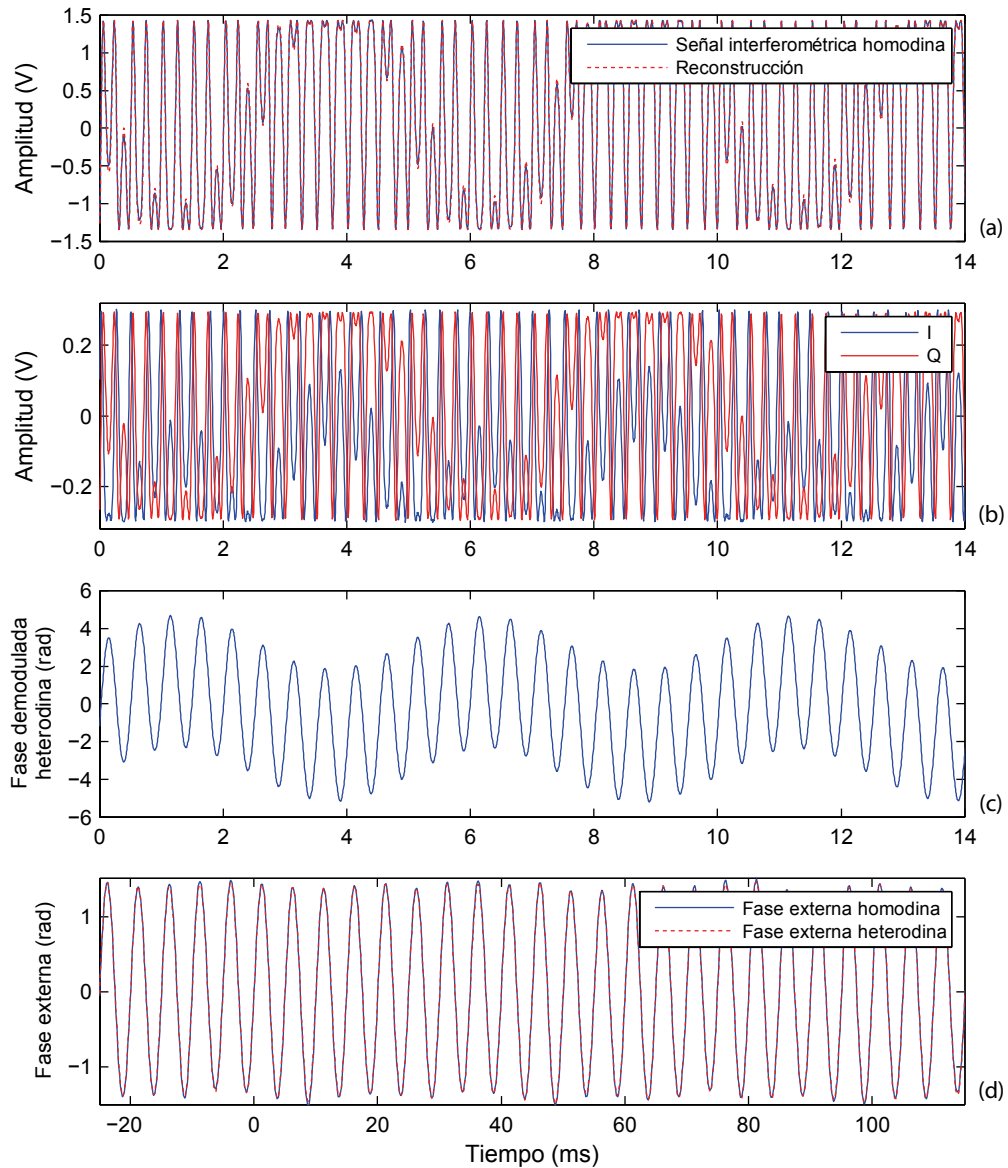
#### 5.5.2.4 Recuperación de la fase externa

Para finalizar, vamos a comparar la fase externa recuperada por los dos interferómetros. Se ha aplicado una modulación sinusoidal al piezoeléctrico de 10 V y 2 kHz a la que se le ha sumado otra de 10 V y 200 Hz. En la **Fig. 5.19** vemos la comparación de la fase externa recuperada por los dos interferómetros. En la gráfica superior se presenta en azul la señal homodina recogida por el osciloscopio y en rojo la generada por el algoritmo a partir de los parámetros estimados. Una vez más el solapamiento es excelente. En **Fig. 5.19.b** se ven las dos componentes IQ del interferómetro homodino. En la **Fig. 5.19.c** se muestra la fase total heterodina. Finalmente, en la **Fig. 5.19.d** vemos la fase externa recuperada por los dos interferómetros. Ésta contiene las señales con una frecuencia menor de la mitad de la frecuencia de modulación, i.e., 1kHz. La diferencia entre las dos señales de fase externa de los dos interferómetros es menor de 20 mrad o un 0.5%. Este tipo de discrepancias se atribuyen a la diferente localización de los interferómetros y las vibraciones presentes en la mesa óptica.

La recuperación de los parámetros de la interferencia homodina es muy buena incluso para fases por debajo del 1 radián. En la **Fig. 5.20** se muestra la señal interferencial homodina y una síntesis a partir de los parámetros recuperados por el algoritmo. Las condiciones de excitación son 2 kHz y 1 V. Bajo estas condiciones se produce una modulación de fase de 0.72 radianes. Observemos que tanto el índice de modulación como

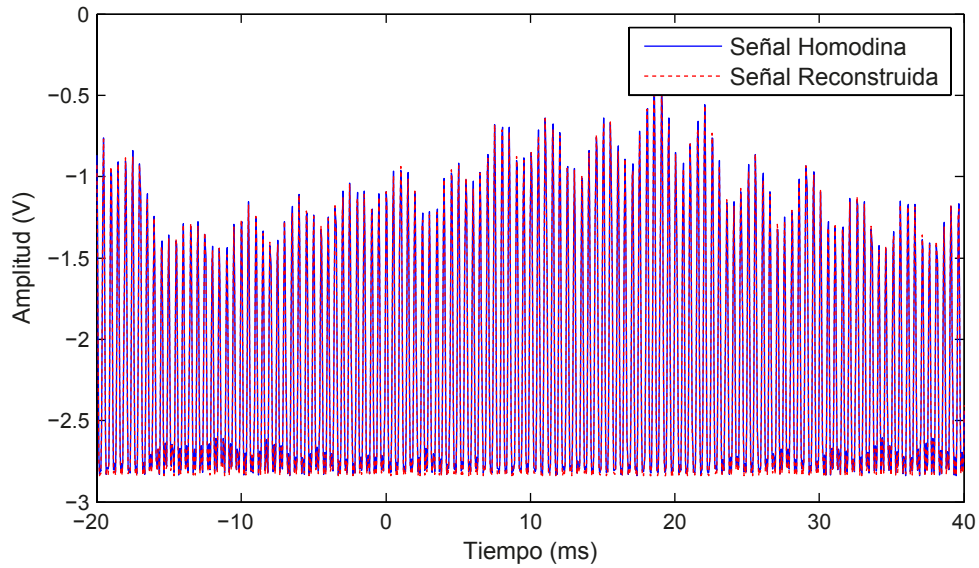


la amplitud y el nivel medio interferencial y la fase externa son recuperados correctamente. Así mismo, notemos que la señal interferencial tiene una amplitud ligeramente superior debido a que parte del ruido presente en la señal es filtrado en la reconstrucción.

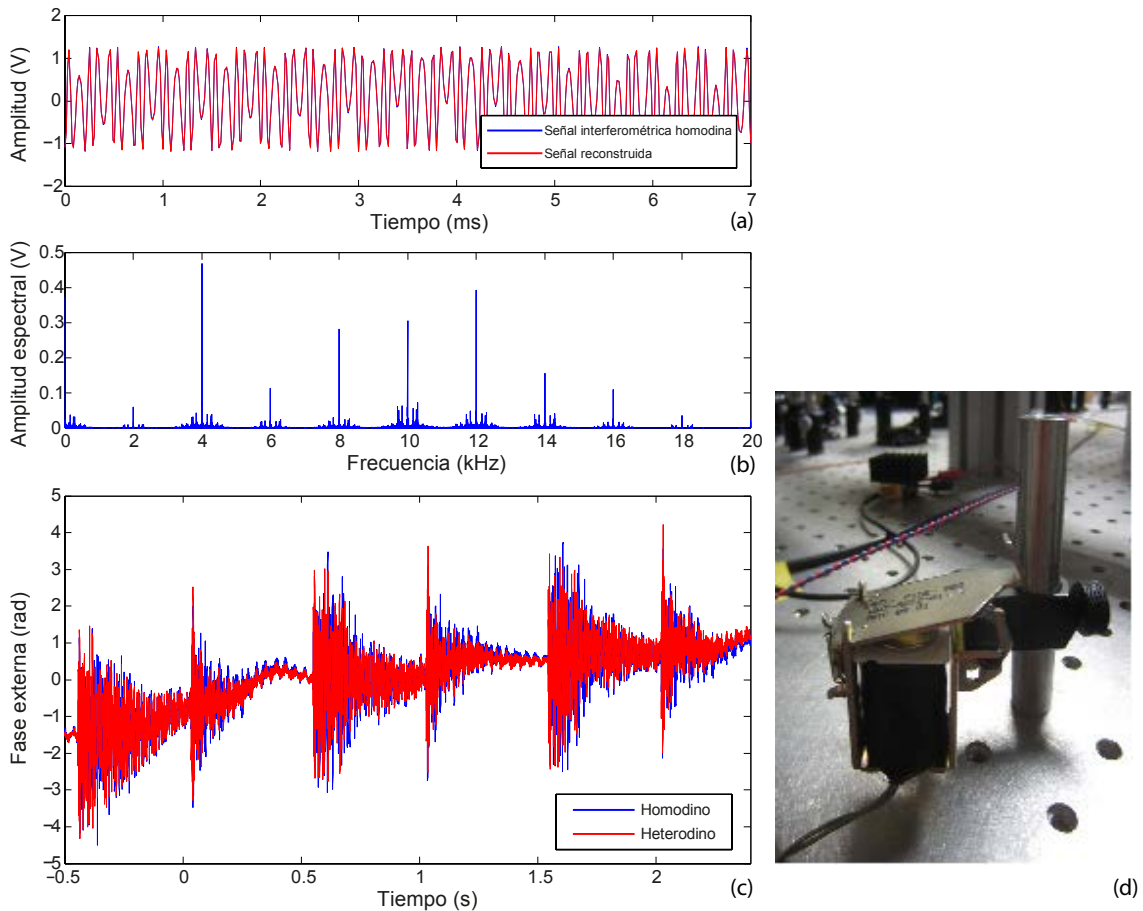


**Fig. 5.19** Señales provenientes de los interferómetros heterodino y homodino mientras se excita el PZT con una señal periódica de la forma  $v(t) = 10\sin(2\pi 200t) + 10\sin(2\pi 2000t)$  (V). (a) Reconstrucción (Rojo) de la señal homodina multiperiodica experimental (azul) mostrada en la Fig. 5.2. Los parámetros de reconstrucción son:  $V_{dc} = 43.6\text{mV}$ ,  $V_{ac} = 1.39\text{V}$ ,  $z = 3.57$ ,  $f_m = 2000.04$  Hz,  $\phi_0 = 0.287$  rad. (b) Señales en cuadratura del interferómetro heterodino. (c) Demodulación de la señal interferométrica heterodina. (d) Fase externa obtenida por medio de los interferómetros heterodino y homodino de frecuencia menor a 1kHz.





**Fig. 5.20** Señal interferométrica homodina (azul) y su correspondiente señal reconstruida (rojo) excitando el actuador PZT a una frecuencia de modulación  $f_m = 2\text{kHz}$  y una amplitud de 1V. Para esta configuración, el índice de modulación es  $z = 0.721$  rad.



**Fig. 5.21** Señales generadas excitando el interferómetro con perturbaciones impulsionales provenientes de un solenoide. (a) Reconstrucción (Rojo) de la señal multiperiodica experimental (azul) del interferómetro homodino. Los parámetros de reconstrucción son:  $V_{dc} = 37.0\text{mV}$ ,  $V_{ac} = 1.208\text{V}$ ,  $z = 6.813$ ,  $f_m = 2000.04$  Hz,  $\phi_0 = 3.42$  rad. (b) FFT de la señal interferencial homodina. (c) Fase externa obtenida por medio de los interferómetros heterodino y homodino de frecuencia menor a 1kHz. (d) Fotografía del solenoide que se acciona para perturbar la mesa óptica donde se encuentran los interferómetros.

Finalmente presentamos una última demostración de la capacidad de demodulación de señales complejas externas. En este caso, introducimos un nuevo actuador, un solenoide excitado con una señal cuadrada (ver **Fig. 5.21.d**) que cuando se acciona transmite un impulso mecánico a toda la mesa óptica. El modulador de fase piezoeléctrico se excita a 2 kHz y 10V.

En la **Fig. 5.21.a** vemos una vez más que los parámetros recuperados por el algoritmo sintetizan fielmente la señal homodina. La **Fig. 5.21.b** muestra el espectro de la señal homodina con los armónicos de la modulación situados a múltiplos de 2kHz. Cada armónico presenta bandas laterales que contienen la información de la fase producida por los impulsos mecánicos generados por el solenoide. La fase externa recuperada por los dos interferómetros se puede ver en la **Fig. 5.21.c**. Se puede apreciar cada uno de los impulsos provocados por la apertura y cierre del solenoide a una frecuencia de 1 Hz. El cierre produce un impulso mayor que la apertura. Por debajo de la acción del solenoide existe una señal de deriva todavía más lenta que es registrada de forma algo diferente por cada uno de los interferómetros debido a la localización de los brazos de referencia.

## 5.6 Conclusiones

En este capítulo se ha presentado un nuevo método de demodulación homodina pasiva basado en el análisis espectral. El método permite la recuperación de todos los parámetros que están presentes en la función interferencial cuando se excita el interferómetro con un estímulo sinusoidal. Estos parámetros son el índice de modulación o salto de fase dinámico, la frecuencia y fase de la modulación, la fase externa, y la amplitud y el valor medio interferencial.

La característica principal del método es la inversión de la función de Bessel. Con esta aproximación se pueden recuperar excitaciones armónicas de la respuesta interferencial con un gran rango dinámico. El límite inferior de la recuperación del índice de modulación está limitado por el ruido presente en las frecuencias de los armónicos. En nuestra implementación experimental este límite es de 0.4 radianes. El límite superior está definido exclusivamente por el ancho de banda, la frecuencia de muestreo y la memoria del sistema de adquisición.

Se ha probado extensamente el algoritmo numérica y experimentalmente.

Se estudió numéricamente la influencia del ruido AWG en la recuperación de los parámetros de la señal interferométrica. Así mismo, se comprobó el gran rango dinámico

del método pudiendo recuperar índices de modulación de 600 radianes y más. Se constató la robustez ante variaciones del nivel medio de la fase externa.

Para la validación experimental se comparó la demodulación obtenida por el algoritmo con la de un interferómetro heterodino calibrado. El método de calibración desarrollado para el demodulador de fase heterodino mejoró su exactitud de 20 mrad a menos de 1 mrad en todo el rango de niveles de entrada. Dentro de los errores experimentales la coincidencia entre los dos sistemas ha sido excelente. La fuente fundamental de discrepancia se debió a la diferente ubicación de la recombinación de los haces en los dos interferómetros. La diferencia de fase medida entre los dos interferómetros fue menor de 20 mrad. En estas pruebas experimentales se caracterizó un actuador PZT tanto en frecuencia como en amplitud. Así mismo se midió la señal de fase compleja generada por un solenoide. En definitiva se ha validado con éxito el funcionamiento del algoritmo.

Este algoritmo puede ser usado en múltiples escenarios. Uno de ellos es el que ha motivado su desarrollo: la caracterización de moduladores de fase. En esta tesis se han empleado diversos moduladores de fase para interferómetros homodinos activos. Conocer la respuesta espectral ayuda a la sintonización correcta de los circuitos realimentados de control que manejan los moduladores de fase para mantener el punto de operación del interferómetro en cuadratura. En ocasiones, un modulador presenta una fuerte resonancia que puede introducir oscilaciones no deseadas en la señal interferencial degradando el funcionamiento general. Detectar estas resonancias es fundamental para el diseño de circuitos de control que las minimicen.

Otra aplicación es el diagnóstico del estado del interferómetro. Al poder recuperar todos los parámetros de la función interferencial entre ellos el valor medio y su amplitud, se puede evaluar la visibilidad aún en presencia de ruido. Los interferómetros tienden a perder la visibilidad óptica con el tiempo a causa de cambios en la polarización, el alineamiento de los haces, pérdidas de coherencia, etc. Monitorizar la visibilidad permite actuar para mejorarla o alertar al usuario de la necesidad de reajustar el interferómetro. Además permite conocer la relación entre fotocorriente y fase para pequeña señal en un interferómetro homodino activo.

La demodulación de señales interferenciales multiperiodicas es una aplicación directa de este algoritmo proporcionando una forma precisa y rápida de obtener la fase dinámica. Por ejemplo, se puede utilizar para la obtención de la amplitud de la emisión de un tono acústico para frecuencias menores a unos pocos cientos de kilohercios empleando sensores interferométricos basados en arrollamientos de fibra óptica.

Finalmente, este algoritmo puede ser empleado para la obtención de la fase externa funcionando de forma similar a la modulación PGC. Sin embargo, la capacidad de medir el índice de modulación confiere a este algoritmo, por un lado, mayor exactitud y por otro mayor flexibilidad. Exactitud en cuanto a que se conoce la magnitud de las funciones de Bessel de primera especie por las que se tienen que dividir las dos componentes en cuadratura. Y flexibilidad porque no hace falta establecer cuidadosamente a priori el índice de modulación, como ocurre en la PGC tradicional, para que los dos armónicos empleados tengan la misma amplitud. Además se puede reconfigurar automática y dinámicamente la amplitud y la frecuencia para usar una banda del espectro con menor ruido o para multiplexar varias medidas interferométricas.

## Capítulo 6

# Obtención de imágenes optoacústicas mediante sensores interferométricos de fibra óptica

### 6.1 Introducción

En este capítulo presentaremos los sensores de fibra óptica empleados en la detección de señales optoacústicas para la obtención de imágenes. En el capítulo 2 se han presentado las bases del efecto optoacústico así como las características temporales y espectrales de las señales generadas. En el capítulo 4 estudiamos su principio de funcionamiento y medimos su sensibilidad acústica a frecuencias ultrasónicas.

Al empezar esta tesis, nuestra primera motivación fue desarrollar un mamógrafo optoacústico basado en sensores interferométricos de fibra óptica. Esta aplicación en concreto define una serie de requerimientos específicos dado que los tumores mamarios suelen estar a relativa profundidad dentro de la mama y empiezan a ser detectables a partir de un determinado tamaño.

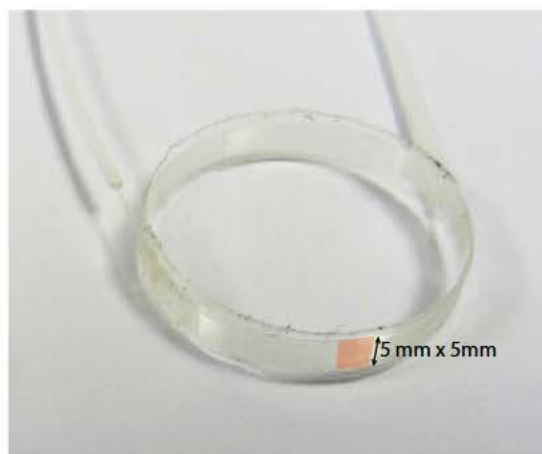
El carcinoma de mama, nombre que recibe el cáncer de mama, surge, en la mayoría de los casos, en los conductos que llevan la leche desde los acinos glandulares, donde se produce, hasta los conductos galactóforos, situados detrás de la areola donde se acumula. Con mucha menor frecuencia, tiene su origen en los propios acinos glandulares. La angiogénesis, nombre que recibe la proliferación de vasos sanguíneos, es una característica típica de algún estado del crecimiento de los tumores malignos. Es esta característica la que los hace detectables por las técnicas de imágenes biomédicas. Los tumores que no son capaces de inducir angiogénesis permanecen latentes a tamaño microscópico [218].

La mayoría de tumores en humanos son detectables por mamografía a partir de tamaños de 2 a 5 mm, y para entonces la angiogénesis ya ha ocurrido. La detección a un tamaño temprano del tumor es fundamental para aumentar la tasa de supervivencia.

Cuando hemos tratado en el capítulo 2 la absorción en medios biológicos, se ha visto que la hemoglobina presente en la sangre es el principal cromóforo del tejido blando y es el contraste endógeno que la técnica optoacústica usa para detectar los carcinomas. De esta forma, el tamaño de la concentración anormal de hemoglobina alrededor del tumor define el otro de los requerimientos: la respuesta en frecuencias del detector. En el ejemplo de la sección 2.4.3, vimos que una esfera de 1 mm produce una señal optoacústica donde la mayor parte de la señal ocupa un ancho de banda de 2.25 MHz.

En el capítulo 4 se demostró que la respuesta en frecuencia de un sensor de fibra óptica excede por mucho el ancho de banda necesario para la detección de un absorbente con una dimensión característica de 1 mm. Sin embargo, la sensibilidad acústica de las fibras ópticas de sílice es relativamente baja. Para tener suficiente sensibilidad hay que aumentar la región de interacción entre la luz transportada por la fibra óptica y las ondas acústica que la atraviesan.

La luz en una fibra monomodo está prácticamente confinada en su núcleo. Los diámetros modales de las fibras óptica de sílice monomodo son 4.5 y 5  $\mu\text{m}$  para 632 nm y 850 nm, respectivamente. Una forma directa de aumentar la sensibilidad es enrollar la fibra obteniendo un área sensible, a costa de perder ancho de banda. En la **Fig. 6.1** se muestra este diseño básico. Se trata de un arrollamiento de fibra flexible sustentado sobre cinta adhesiva.



**Fig. 6.1** Diagrama del arrollamiento de fibra. El área en rojo indica el área de contacto con el fantoma de 5x5mm.

Este diseño, compuesto por un arrollamiento de fibra óptica de sílice, ha sido analizado comparativamente con un sistema de mamografía optoacústica basado en sensores piezoeléctricos, LOIS [88, 128], cuyos resultados se mostrarán en la siguiente sección.

El uso práctico de una estructura tan simple es complicado ya que la fibra tiende a flexionarse fácilmente. Cualquier deformación del arrollamiento modificará el área de contacto entre el sensor y la muestra haciendo variar su respuesta en frecuencia y su direccionalidad. En sensores sumergidos esto puede no suponer un problema pues se pueden dejar fijos en una posición mientras se mueve el objeto a visualizar. Sin embargo, para sensores de mano o que se mueven escaneando la superficie del objeto supone una seria limitación debido a que la acción mecánica sobre el sensor hace variar su respuesta dando lugar a una colección de señales no homogéneas para la reconstrucción. Además, la incorporación de materiales de soporte puede mejorar las propiedades acústicas del sensor aumentando la sensibilidad o eliminando las reverberaciones.

Un segundo sensor, basado en el mismo arrollamiento pero con un encapsulado rígido en PVC ha sido propuesto y ensayado, adquiriendo imágenes optoacústicas con él. Su diseño se muestra en la **Fig. 6.2**. El arrollamiento tiene una longitud y una anchura de 68 mm y 6 mm, respectivamente. Esto permite un arrollamiento de fibra óptica SOF de hasta 5.5 mm de ancho. En este caso hemos probado dos fibra ópticas, la fibra óptica monomodo de sílice (SOF) y la fibra óptica multimodo de polímero de gradiente de índice (GIPOF50) con 20 y 10 vueltas respectivamente. En la **Tabla 6.2** se resumen las características geométricas de estas fibras.

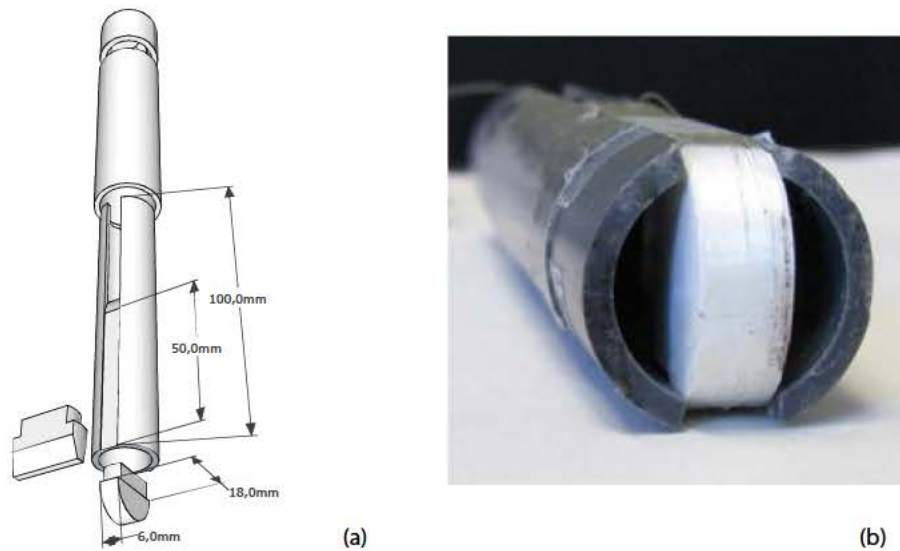
	<b>SM-SOF (StockerYale)</b>	<b>MM-POF GIPOF50</b>
<b>Material</b>	Sílice	CYTOP
<b>Longitud de onda</b>	632.8nm	632.8nm
<b>OD</b>	245 $\mu$ m	490 $\mu$ m
<b>Dia. de cladding</b>	125 $\pm$ 1 $\mu$ m	490 $\pm$ 5 $\mu$ m
<b>Dia. de nucleo</b>	4.0 $\pm$ 0.5 $\mu$ m	50 $\pm$ 5 $\mu$ m
<b>Número de vueltas</b>	20	10

**Tabla 6.2** Propiedades de la fibras ensayadas.

La sensibilidad por unidad de longitud es uno de los parámetros importantes en el diseño de sensores de fibra óptica. En el capítulo 4 vimos que la sensibilidad de la fibra óptica de sílice a 632.8 nm y 1 MHz es de 0.15 mrad/kPa/mm. Un sensor con una longitud activa de 100 mm junto a un sistema interferométrico con una fase mínima de 5 mrad dado por el ruido, tendría un ruido equivalente de presión de 0.33 kPa a 1 MHz. La presiones pico-pico típicas esperadas en la generación optoacústica en los experimentos con el *fantoma* son de 1 kPa. Para detectar ese nivel de presión es necesario un arrollamiento de 20 vueltas. La



anchura total del sensor es 5 mm. Dado que el sensor es flexible la longitud del área de contacto se puede variar desde aproximadamente 5 mm a 10 mm. Una dimensión lateral de 5 mm implica una directividad de  $\pm 55^\circ$  para una señal optoacústica generada por una esfera de 3.5 mm de radio.



**Fig. 6.2** (a) Diagrama del encapsulado del arrollamiento de fibra óptica. (b) Fotografía del sensor con su encapsulado. El sensor que se muestra en la fotografía está compuesto por 20 líneas de fibra óptica que ocupan un ancho de 5mm.

## 6.2 Caracterización del sensor interferométrico SOF encapsulado

Como hemos visto la respuesta en frecuencias es un dato importante que limita la resolución axial de la imagen optoacústica reconstruida. Así mismo, la directividad juega un papel muy importante en la calidad de la imagen. Dependiendo de la directividad del sensor se aplicarán diferentes concepciones de escaneo y algoritmos de reconstrucción. Es más, la reconstrucción de la imagen optoacústica puede mejorarse aportando los datos de la directividad en forma de pesos de ponderación dependientes del ángulo.

Se usó el mismo esquema experimental para medir la respuesta espectral y la directividad. En un tanque de agua, para facilitar el acoplo acústico, se sumerge el sensor y un transductor de ultrasonidos. El sensor está suspendido de una plataforma de giro y convenientemente alineado con el transmisor a una cierta distancia  $L$ . Los transductores, en este caso son dos, de 1 MHz (V303, Olympus IMS, Waltham, MA) y 10 MHz (V327, Olympus IMS, Waltham, MA), emitiendo pulsos de ultrasonidos mediante un generador de pulsos cuadrados a 400V (5077PR, Olympus IMS, Waltham, MA) que excita su respuesta impulsional. El sensor se encuentra a una distancia superior a la de campo lejano de los emisores. El pulso ultrasónico generado se recoge a través del sensor interferométrico a



diferentes ángulos en un arco de 180°. El eje de rotación está alineado con la superficie del sensor.

Por medio de un interferómetro homodino estabilizado medimos la diferencia de fase inducida. La estabilización se ha llevado a cabo con el mismo esquema descrito en el capítulo 4, en el brazo de referencia hay un arrollamiento de fibra óptica alrededor de un cilindro PZT, que actúa como modulador de fase, y un control realimentado integrador que compensa las variaciones de baja frecuencia como vibraciones o derivas térmicas, manteniendo el interferómetro en el punto de cuadratura (ver **Fig. 4.2**).

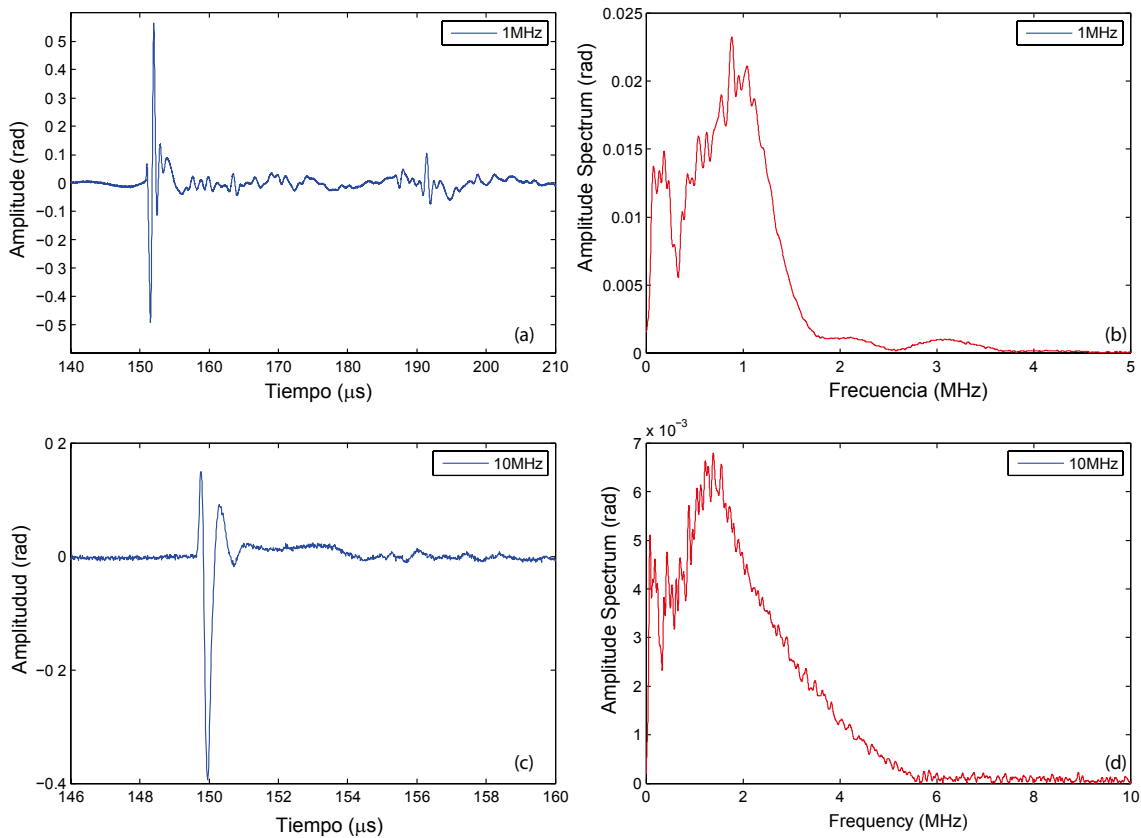
Es necesario conocer la visibilidad para poder convertir la señal de tensión de salida del fotodetector en fase. Para minimizar errores se obtuvo inmediatamente después de cada medida acústica la visibilidad. Ésta fue medida aplicando una señal sinusoidal de suficiente amplitud al PZT de estabilización como para inducir más de una franja interferencial ( $2\pi$  radianes) y registrar así los límites de la interferencia.

Para realizar estas pruebas se empleó un láser He-Ne con una longitud de onda de emisión de 632.8 nm. Una de las salidas del interferómetro se registró con un módulo APD (C5331-11, Hamamatsu Photonics K.K., Hamamatsu City, Japón) teniendo un ancho de banda entre 4 kHz y 100 MHz. La salida del APD se adquirió con un osciloscopio (CS328A, Cleverscope Ltd., Auckland, Nueva Zelanda) de 100 MHz de ancho de banda, 100 MS/s, y 14 bits de amplitud.

En la **Fig. 6.3** se muestran las señales de temporales y su estimación espectral para el caso de incidencia normal y una distancia entre el transductor y el sensor de  $L = 225$ mm. En el caso del transductor de 1MHz, vemos que la señal temporal es fidedigna al impulso acústico y registrando todo su contenido espectral. Sin embargo, a 39  $\mu$ s de la llegada del pulso primario se registra otro pulso (ver **Fig. 6.3.a** a 190  $\mu$ s). Este pulso secundario se debe al área de fibra de la parte posterior del arrollamiento. La onda acústica atraviesa la superficie anterior del arrollamiento, el primer material de soporte de PVC, el interior del tubo lleno de agua y el soporte posterior hasta llegar de nuevo a la fibra óptica. La aparición de este pulso secundario generará artefactos en la imagen. Éstos aparecerán a 54.6 mm del absorbente, teniendo en cuenta que la velocidad de propagación en el fantoma es 1.4 mm/ $\mu$ s. Sólo si el absorbente o conjunto de absorbentes ocupan una dimensión similar tendrá un impacto significativo en la imagen reconstruida.

La señal del transductor de 10MHz está limitada por el ancho de banda del detector como se puede observar en la figura **Fig. 6.3.d**. El ancho de banda a -6dB es 4 MHz excediendo

los requerimientos establecidos inicialmente para la obtención de imágenes optoacústicas de tejido profundo. Esta respuesta se debe a la integración a lo largo de la longitud de la fibra del frente de onda plano emitido por el transductor de ultrasonidos.

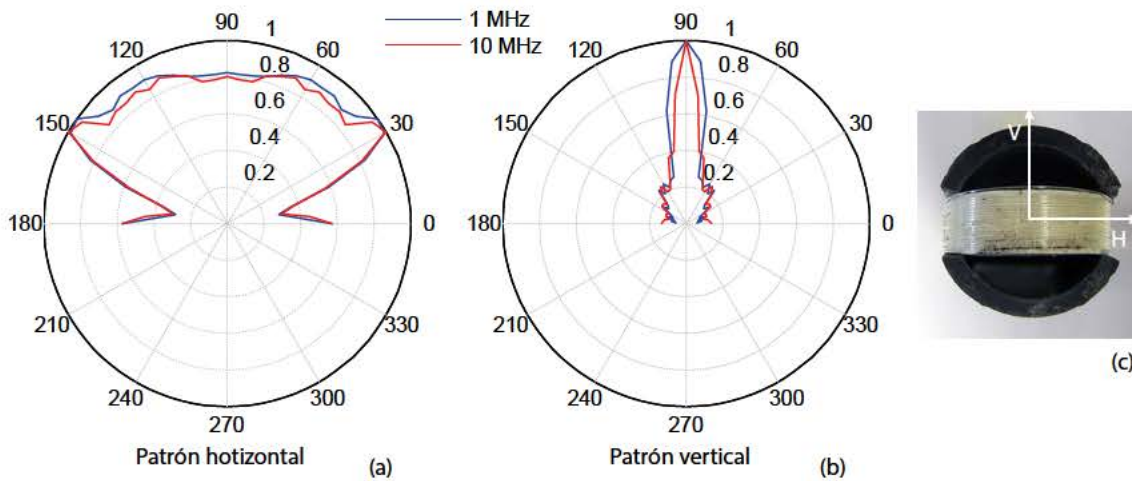


**Fig. 6.3** (a) Señal del transmisor de 1MHz recibida por sensor de fibra óptica encapsulado a una distancia entre emisor y receptor de 22.5cm. (b) Amplitud espectral de la respuesta temporal de 1MHz.(c) Señal del transmisor de 10MHz en las mismas condiciones. (d) Amplitud espectral de la respuesta temporal de 10MHz.

La directividad del sensor está mostrada en la **Fig. 6.4**. A la izquierda vemos el patrón horizontal que se corresponde con la dirección de curvatura. Presenta una característica omnidireccional, siendo el ángulo de directividad a las dos frecuencias de estudio, 1 y 10 MHz, igual a  $140^\circ$ . En el centro se muestra el patrón vertical. Éste presenta una gran directividad. Los ángulos de directividad son  $20^\circ$  y  $15^\circ$  para 1 y 10MHz respectivamente. La directividad para 10MHz debiera ser más estrecha de lo que se ha obtenido si el ancho de banda del sensor fuera mayor.

Este tipo de patrón de directividad es el deseado para la obtención de imágenes optoacústicas de la sección transversal de la muestra. En este esquema, los sensores se disponen en un plano alrededor del objeto y éste se ilumina a lo largo de la normal a ese plano. Si la iluminación es uniforme sobre la superficie del objeto, en el plano de reconstrucción, a una cierta profundidad, también habrá una distribución uniforme de la fluencia. Dada la directividad, las señales del plano de reconstrucción se registran

preferentemente sobre las que provengan de otros planos. Esto es de especial importancia si tenemos en cuenta que en la superficie iluminada del objeto a estudio se produce una importante señal que puede ocultar señales del interior más débiles.



**Fig. 6.4** (a) Patrón de directividad horizontal. (Centro) Patrón de directividad vertical. (b) Foto del sensor señalando la orientación de los dos planos.

### 6.3 Resultados experimentales en la obtención de imágenes optoacústicas mediante sensores interferométricos de fibra óptica

Los sensores de fibra anteriormente descritos fueron empleados en dos esquemas experimentales de generación de imágenes optoacústicas diferentes. Por un lado, comparamos en condiciones similares el sensor sin encapsular con un sistema experimental de mamografía optoacústica empleado en estudios clínicos, LOIS-64B [29]. Debido a restricciones experimentales, el posicionamiento del sensor óptico no pudo ser muy preciso. Por ello se realizó un segundo montaje experimental dentro de un tanque de agua. El uso del agua garantiza la homogeneidad del acoplo acústico entre la muestra y el sensor. Así mismo, permite el posicionamiento preciso del sensor durante el escaneo. En este segundo caso se utilizó el sensor encapsulado. En todos los experimentos de imágenes se utilizó el mismo fantoma.

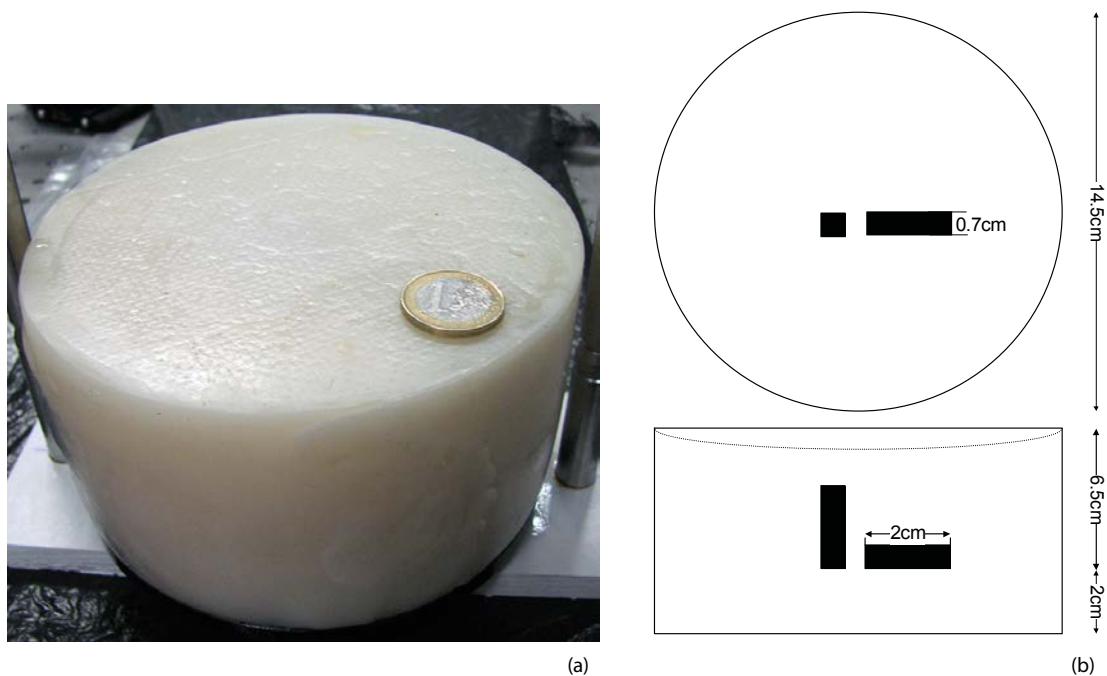
#### 6.3.1 Fantoma sólido

Uno de los requisitos clave para la adquisición de imágenes en mamografía es la capacidad de identificar absorbentes embebidos a gran profundidad. Para poder evaluar el rendimiento del sistema optoacústico basado en sensores de fibra óptica se ha empleado un fantoma sólido. El fantoma imita las propiedades ópticas y acústicas de los tejidos blandos.

En particular, en estos experimentos, se ha utilizado un fantoma cilíndrico de gran tamaño hecho de policloruro de vinilo-*plastisol* (PVCP) [219] (suministrado por TomoWave Laboratories, Inc. Houston, TX, EEUU). Las dimensiones del fantoma son 14.5 cm de diámetro y 8.5 cm de altura (ver Fig. 6.5). Para poder controlar las propiedades de scattering y absorción se le añade durante su fabricación dióxido de titanio (TiO<sub>2</sub>) y color negro plástico (BCP). Embebidos en el fantoma, cerca del centro y a 20mm por debajo de la superficie hay dos absorbentes en forma de barra rectangular de dimensiones 2×0.7×0.7 cm<sup>3</sup> y 2×2×0.7 cm<sup>3</sup>. En la **Tabla 6.3** se resumen las propiedades del fantoma [219].

	Fantoma	Absorbentes
<b>Material</b>	PVCP	BPC
<b>Dimensiones (cm)</b>	14×9 D×H	2×0.7×0.7/2×2×0.7
<b><math>V_m</math> (mm/μs)</b>	1.41	1.41
<b><math>\mu_a</math> (cm<sup>-1</sup>)</b>	0.12	0.58
<b><math>\mu'_s</math> (cm<sup>-1</sup>)</b>	5.4	-
<b><math>g</math></b>	0.8	-

**Tabla 6.3** Propiedades del fantoma.

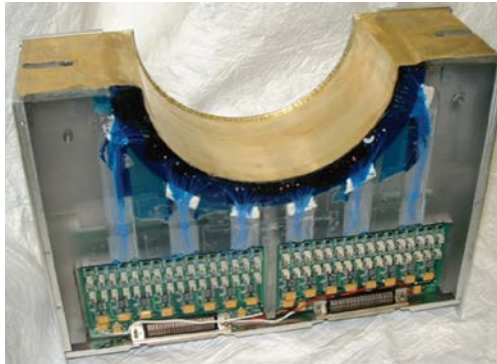


**Fig. 6.5** (a) Fotografía del fantoma empleado en las pruebas de imagen. (b) Diagrama de la distribución de absorbentes en el interior de fantoma.

### 6.3.2 LOIS (Laser Optoacoustic Imaging System)

El sistema LOIS-64B [220] (TomoWave Laboratories, Inc. Houston, TX, EEUU) es un prototipo comercial de un sistema de mamografía optoacústica. Fue en 2009 un sistema de vanguardia que ha sido empleado en pruebas clínicas de detección de cáncer de mama [29, 221]. El LOIS (Laser Optoacoustic Imaging System) permite detectar tumores de 2 a 5

mm a una profundidad de 6 cm y una resolución menor de 1 mm. El sistema permite la formación de imágenes en tiempo real a 10 FPS (cuadros por segundo). Está compuesto por tres subsistemas: un *array* de sensores ultrasónicos; un sistema de amplificación electrónica, acondicionamiento de señales y digitalización; y un software de control, procesamiento y reconstrucción de imágenes.



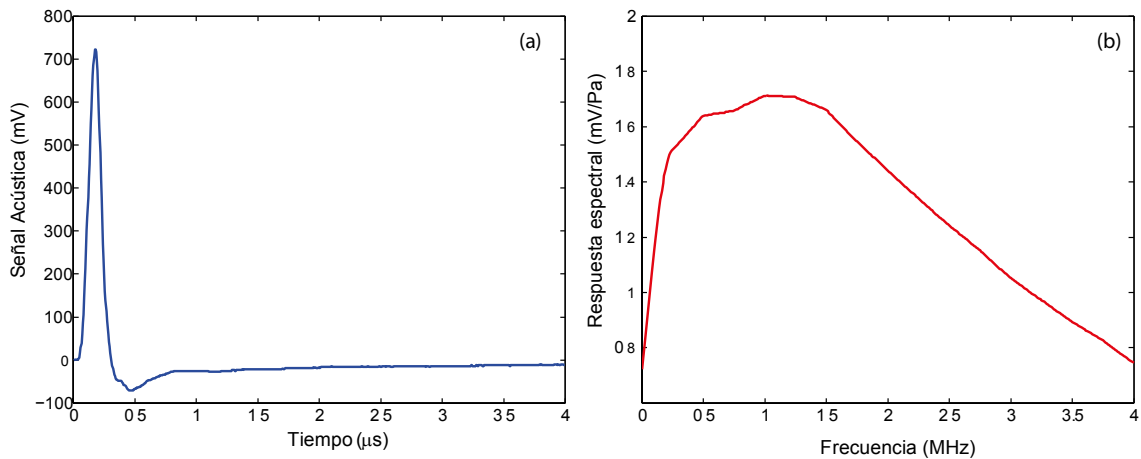
**Fig. 6.6** Cabezal sensor del sistema LOIS abierto. Se muestran los preamplificadores y su conexión con los elementos del array de ultrasonidos.

El subsistema acústico consta de un *array* ultrasónico de 64 elementos formando un arco cóncavo de  $174.5^\circ$  de apertura y 7 cm de radio (ver **Fig. 6.6**). Cada elemento es un sensor ultrasónico de PVDF de dimensiones  $20 \times 3 \times 0.11 \text{ mm}^3$  con su respuesta en frecuencia máxima a 1.4 MHz y ancho de banda de 2.5 MHz. La sensibilidad estimada es 1.66 mV/Pa a 1.5 MHz. Su respuesta impulsional y su característica espectral se muestran en la **Fig. 6.7** [222].

El subsistema electrónico consta de preamplificadores de alta impedancia de entrada en la propia cabeza sensora, que convierten las variaciones de carga en variaciones de tensión y amplifican la señal +30 dB, lo suficiente como para compensar y minimizar los efectos de ruido introducidos en el resto del sistema. Después de los preamplificadores hay un segundo conjunto de amplificadores de baja impedancia de entrada de ganancia +30 dB. Para la conversión analógico-digital se emplean ADCs de 12 bit/s y 200 MSamples/s. El ancho de banda de entrada analógico está limitado a 41 MHz. Los ADCs están seguidos de buffers FIFO donde se almacena la ráfaga de datos antes de enviarla al PC. Una FPGA controla el proceso secuencial del envío de los datos desde el buffer al PC a través del puerto ethernet.

El interfaz de control reside en el software del PC. Desde allí el operador puede seleccionar cada uno de los canales individuales, iniciar la adquisición de una imagen y controlar el procesado de la señal. En el software está implementado un algoritmo de retroproyección

radial para la reconstrucción de las imágenes. Además, el software implementa varios filtros seleccionables entre ellos el filtrado wavelet.



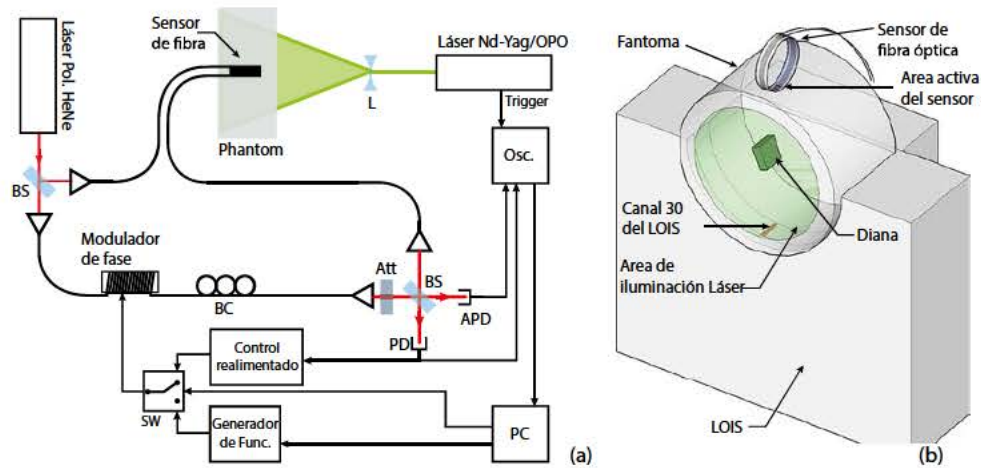
**Fig. 6.7** Respuesta impulsional y espectral de uno de los 64 transductores ultrasónicos del sistema LOIS [222].

### 6.3.3 Esquema experimental de comparación del sistema LOIS con el sistema basado en interferometría de fibra óptica

En la **Fig. 6.8.a** se muestra el esquema experimental de comparación entre el sistema de fibra óptica y el LOIS para la obtención de imágenes optoacústicas. El fantoma descansa encima del arco cóncavo de medida del LOIS. El sensor de fibra óptica se posiciona en el lado opuesto del elemento sensor del LOIS localizado en el centro del hemisferio inferior. Los absorbentes están dispuestos aproximadamente a una distancia equidistante entre ambos sensores. En los dos sistemas se utilizó gel de acoplo acústico para facilitar la medida.

En el rango de frecuencias de megahercios la longitud de onda ultrasónica es comparable con el diámetro de la fibra óptica del *cladding*. El uso de cualquier arrollamiento de fibra más grande puede causar un promediado temporal de la señal ultrasónica. En consecuencia, el sensor formado por el arrollamiento de 20 vueltas se sitúa sobre la superficie del *fantoma* con una área de contacto aproximada de  $10 \times 5 \text{ mm}^2$ , como se muestra en la **Fig. 6.8.b**. Por tanto, el área activa del sensor se restringe a la superficie de contacto entre el transductor y el *fantoma* ya que la onda ultrasónica no puede llegar al resto de la fibra óptica.



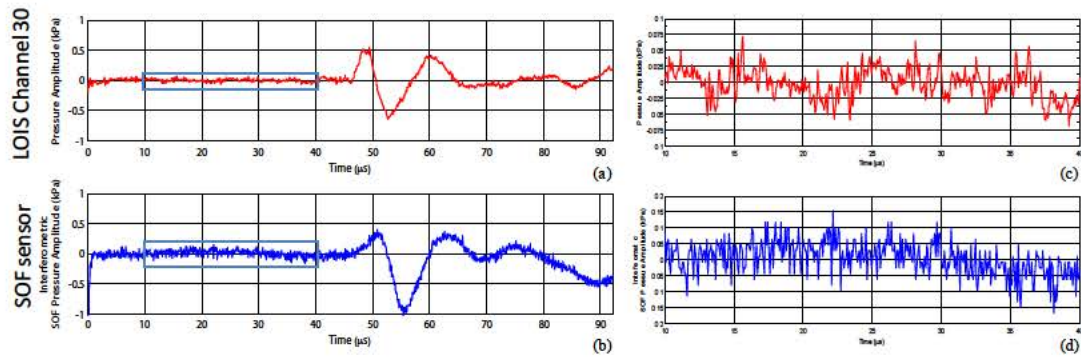


**Fig. 6.8** (a) Diagrama del montaje experimental optoacústico. (b) Sensor de ultrasonidos con un área de contacto de 10x5 mm<sup>2</sup>. El láser se expande para cubrir la cara frontal del fantoma.

En estas pruebas, para la excitación optoacústica del fantoma se empleó un láser Nd-YAG (ULTRA, Quantel Laser ,Les Ulis, Francia) pulsado de 1064nm, 75mJ de energía por pulso, 6ns de anchura de pulso y 10Hz de frecuencia de repetición. La salida del láser, alienada con el fantoma, fue expandida para cubrir su superficie mediante una lente divergente.

La medida de la fase inducida en el sensor de fibra óptica se obtuvo mediante un interferómetro homodino estabilizado Mach-Zehnder similar al empleado en las medidas de directividad y en las caracterizaciones de las fibras ópticas del capítulo 4 (**Fig. 6.8.a**). Como fuente de luz se utilizó un láser He-Ne de 632.8 nm. Los controladores de polarización son ajustados para maximizar la señal interferencial.

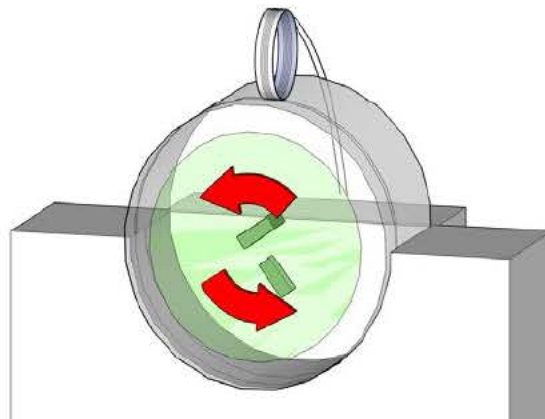
En la **Fig. 6.9.a** se muestra la típica forma de N de la señal optoacústica obtenida por el canal 30 del array piezoeléctrico del sistema LOIS. En la parte inferior de la misma figura se muestra la señal interferométrica del sensor de fibra óptica de sílice. Apreciamos una forma de onda parecida así como un tiempo de vuelo similar ya que el absorbente esta cerca del centro del fantoma (ver **Fig. 6.9.a** y b). La anchura temporal del pulso está relacionada con la dimensión espacial del absorbente en la dirección perpendicular a la superficie del sensor. El pulso estrecho en el origen en la fibra óptica se debe al acoplo de la luz esparcida del pulso láser de excitación en el fotodetector APD (**Fig. 6.9.b**). Este pulso se puede emplear para sincronizar de forma precisa las diferentes señales adquiridas por un array de sensores para la formación de una imagen.



**Fig. 6.9** (a) Señal optoacústica recibida por el canal 30 del array piezoeléctrico del LOIS expresado en unidades de presión usando la responsividad dada en **Fig. 6.7**. (b) Señal detectada simultáneamente por el sensor extrínseco de fibra óptica de sílice situado en el lado opuesto del fantoma al canal mencionado. (c) y (d) Detalle del ruido que se corresponde con la región de la señales resaltada en las figuras (a) y (b) respectivamente.

La señal de tensión obtenida ha sido convertida a presión mediante la deconvolución con la respuesta espectral de los detectores de PVDF [222] mostrada en la **Fig. 6.7**. El nivel del ruido RMS del transductor PVDF es  $\sim 25$  Pa y en el caso del sensor de fibra óptica  $\sim 50$  Pa. En el primer caso el ancho de banda electrónico está limitado a 2.5MHz, mientras que en el segundo está limitado por la entrada del osciloscopio a 20MHz.

### 6.3.4 Imágenes optoacústicas rotando el fantoma



**Fig. 6.10** Diagrama del movimiento de rotación del fantoma mientras el sensor de fibra óptica está fijo para la adquisición de la imagen optoacústica.

Hemos reconstruido imágenes optoacústicas a partir de las señales de presión medidas por el sensor de fibra óptica y los transductores de PVDF del sistema LOIS. En este caso, el fantoma se iluminó directamente con un laser OPO (Vibrant 355, OPOTEK Inc., Carlsbad, CA, EEUU) sintonizado a 480 nm que produce, a una distancia de 125 cm sobre el fantoma, un spot láser elíptico con un eje mayor de 2.4 cm y uno menor de 0.8 cm y una fluencia de  $20 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ , como se puede observar en la **Fig. 6.11**.



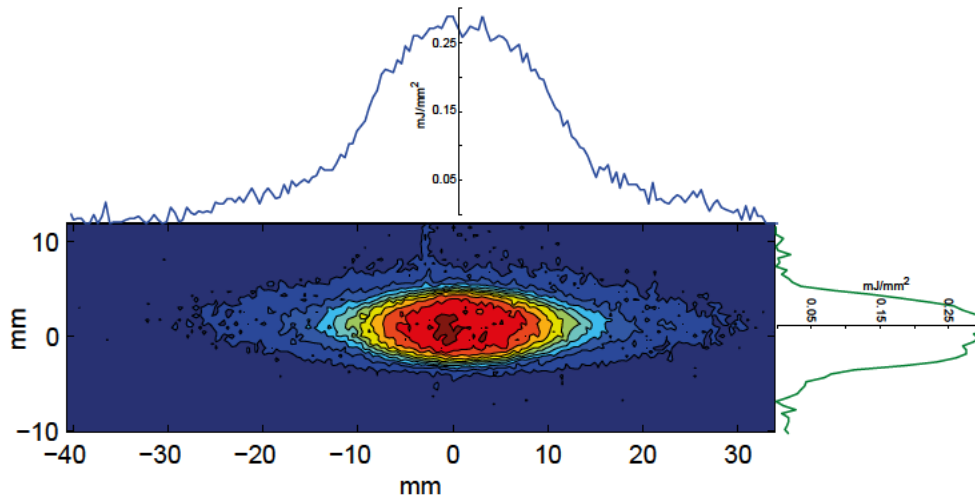
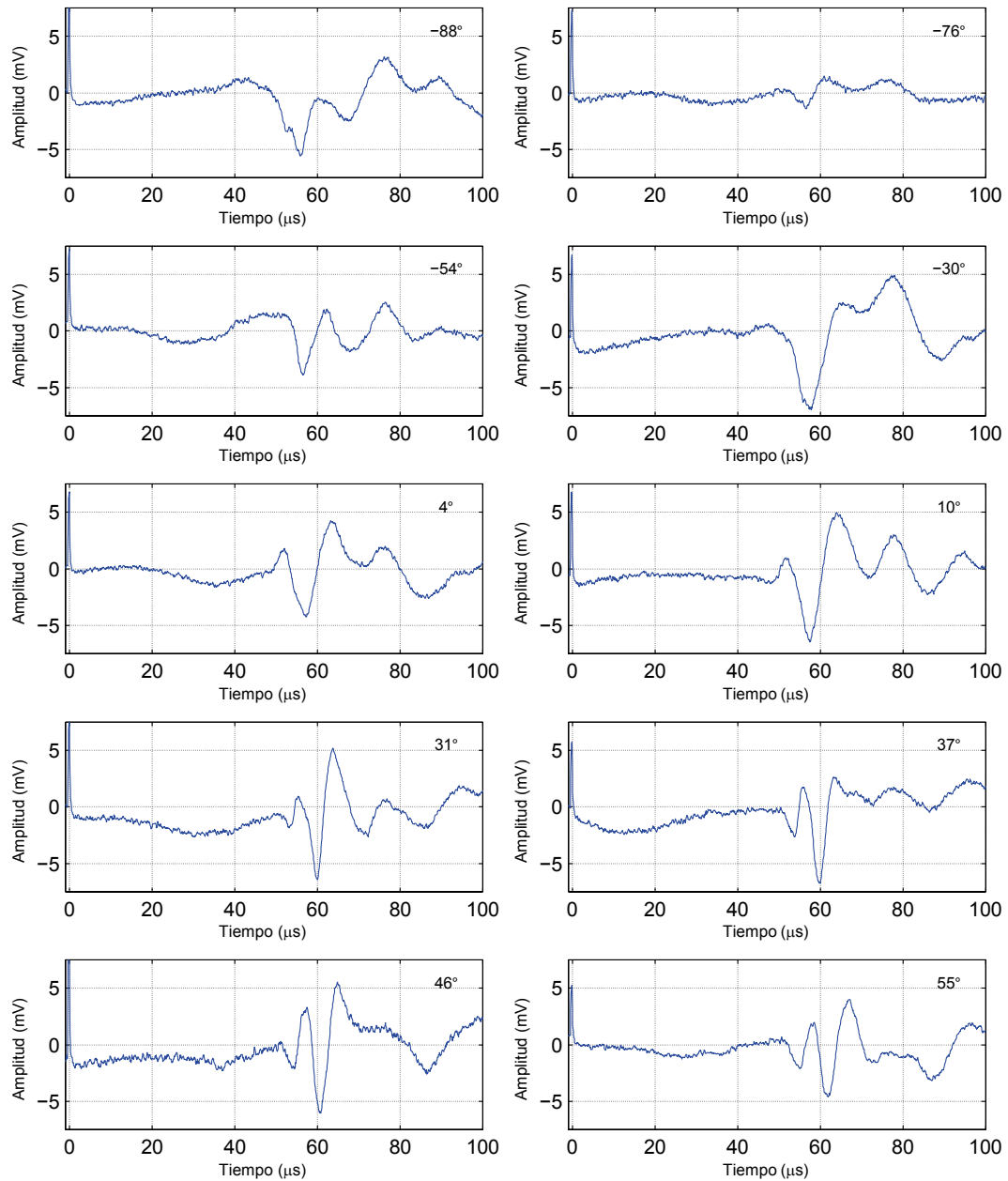


Fig. 6.11 Perfil de emisión del láser OPO a 480nm y a una distancia de 125cm.

Para poder reconstruir una imagen bidimensional rotamos el fantoma a 58 ángulos repartidos en un arco de  $178^\circ$  con la ayuda de una plantilla. Mientras se rotaba el fantoma el sensor permanecía fijo en el extremo superior del fantoma (ver Fig. 6.10). En el caso del sistema LOIS la imagen fue reconstruida usando su array de 64 elementos PVDF distribuidos en un arco de  $174^\circ$ . Se utilizó gel de acoplo acústico tanto para el LOIS, como para el sensor de fibra óptica.

Las señales optoacústicas detectadas por el sensor de fibra óptica fueron filtradas digitalmente mediante un filtro paso-banda con unas frecuencias de corte inferior y superior iguales a 30 kHz y 2 MHz, respectivamente. Estas señales fueron registradas sin promediado temporal. En la Fig. 6.12 se pueden ver una selección de señales optoacústicas típicas a diferentes ángulos. Las señales provenientes del sistema LOIS se pre-procesaron de una forma similar a las del sensor de fibra óptica. Para la reconstrucción de la imagen correspondiente al LOIS se empleó un algoritmo de retroproyección radial [223], mientras que para la del sensor de fibra óptica se utilizó el EBP, descrito en la sección 2.6.1 (pág. 26).

Podemos observar el resultado de las reconstrucciones en la Fig. 6.13. En la Fig. 6.13.d se muestra la disposición espacial de los absorbentes. En las Fig. 6.13.a y Fig. 6.13.c tenemos la reconstrucción de una sección transversal del fantoma en condiciones similares con cada uno de los sensores. Se añade aquí la Fig. 6.13.b con el propósito de mostrar las prestaciones del sistema LOIS. Esta imagen fue adquirida en condiciones de iluminación y procesado distintas. Por un lado, se iluminó con el láser Nd:YAG anteriormente mencionado. Por otro lado, las señales fueron preprocesadas usando un filtro wavelet de 9 escalas que, simultáneamente, convertía la presión bipolar en señales monopolares de la energía absorbida (descrito en la sección 2.6.2, pág. 27) [29].

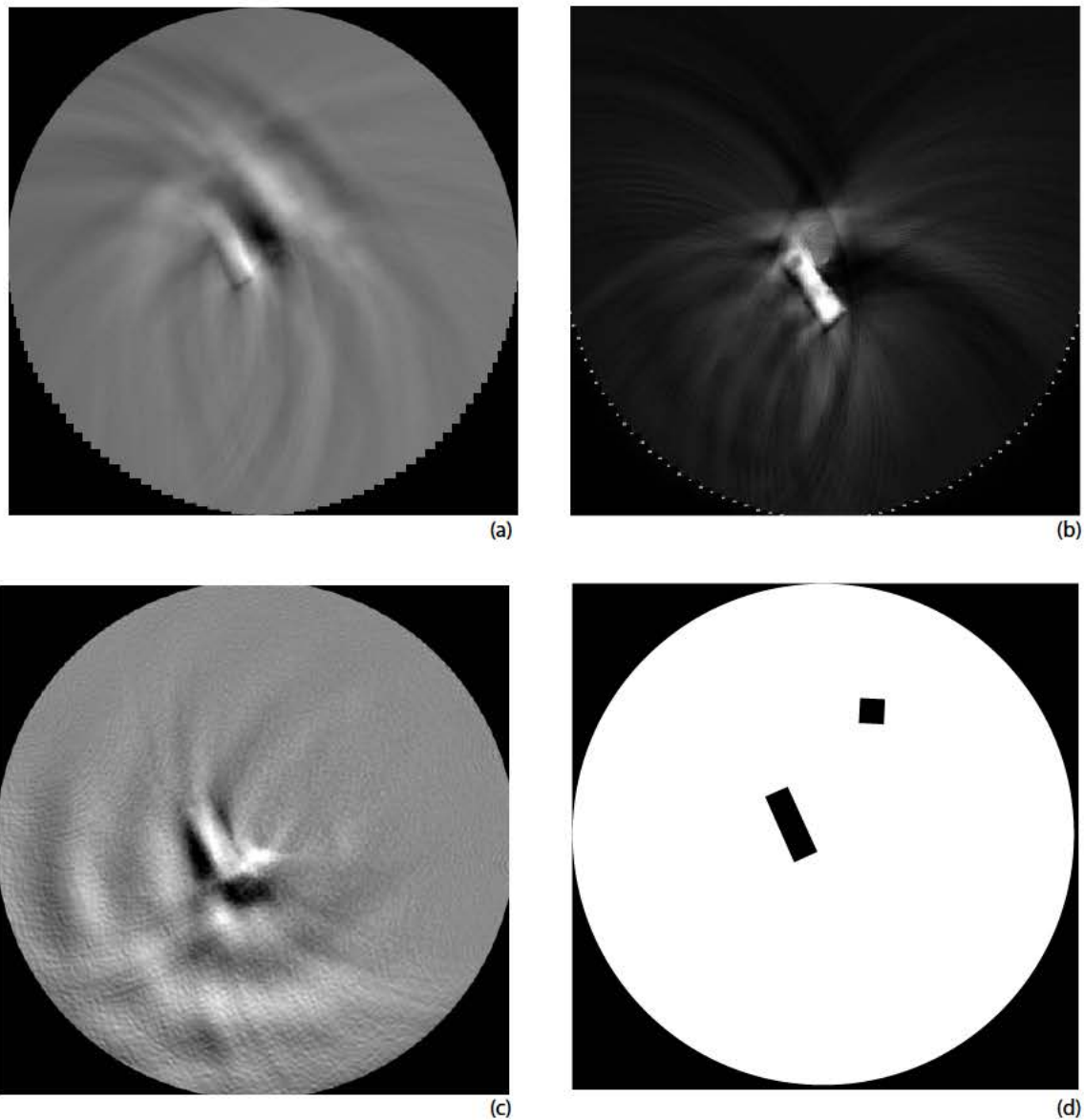


**Fig. 6.12** Señales características medidas con el sensor de fibra óptica para diferentes ángulos de rotación del fantoma.

Las imágenes recuperadas por los dos sistemas son similares considerando las dimensiones, la forma y la localización del objeto embebido en el fantoma. Del mismo modo también coinciden en la forma de las esquinas presentando los dos sistemas una resolución similar.

Hay dos artefactos principales en estas imágenes que reducen el contraste y la calidad general de las imágenes reconstruidas. El primero son las áreas de sombra al lado de los objetos y fuera de la zona encerrada por el arco de medida. Estos se deben a (i) la naturaleza bipolar de las señales optoacústicas y (ii) a un conjunto de señales incompleto. El segundo es la gran señal optoacústica generada por el haz láser incidente sobre la

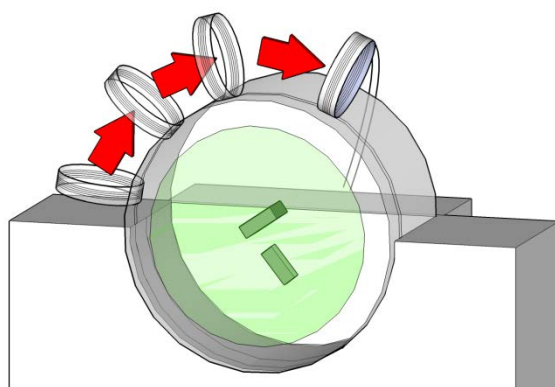
superficie del fantoma. Esto produce una área iluminada difusa a la derecha del objeto en las imágenes reconstruidas. En particular, la imagen del sensor de fibra óptica presenta una zona más brillante debido a la forma de adquirir las imágenes. La rotación del fantoma junto al hecho de que el haz de luz incidente está ligeramente descentrado hace que el área iluminada cambie en cada adquisiciones de señal. La principal limitación en la imagen reconstruida con el sensor de fibra óptica proviene de la falta de precisión y exactitud en el posicionamiento manual del fantoma. Cualquier diferencia entre la posición real y la nominal de los sensores producirá errores en la superposición de las ondas retropropagadas, dando como resultado imágenes más borrosas.



**Fig. 6.13.** (a) Imagen optoacústica obtenida con el LOIS utilizando un *array* de 64 transductores de PVDF. (b) Imagen optoacústica del fantoma adquirida con el LOIS con preprocesamiento wavelet para condiciones distintas de iluminación: láser Nd-YAG a 1064nm y haz expandido. (c) Imagen optoacústica reconstruida usando las señales del sensor de fibra óptica y rotando el fantoma. (d) Diagrama mostrando la localización de uno de los objetos embebidos en el fantoma de PVCP

## 6.5 Imágenes optoacústicas escaneando la superficie del fantoma

Un segundo grupo de imágenes optoacústicas se realizaron con el mismo sensor interferométrico pero cambiando la iluminación y el procedimiento de escaneo del *fantoma*. Se empleó el láser Nd-YAG con una lente divergente para expandir el haz sobre el *fantoma*, con una fluencia de 2 mJ/cm<sup>2</sup>. Con la ayuda de una plantilla se escaneó manualmente con el sensor de fibra óptica la superficie del fantoma a lo largo de 58 posiciones en un arco de 178°, como se esquematiza en la **Fig. 6.14**. En las medidas se utilizó gel de acoplo acústico. Las señales de sensor de fibra óptica han sido adquiridas sin promediado. Mientras que las del LOIS han sido promediadas entre 10 señales.



**Fig. 6.14** Diagrama del movimiento de rotación del fantoma mientras el sensor de fibra óptica está fijo para la adquisición de la imagen optoacústica.

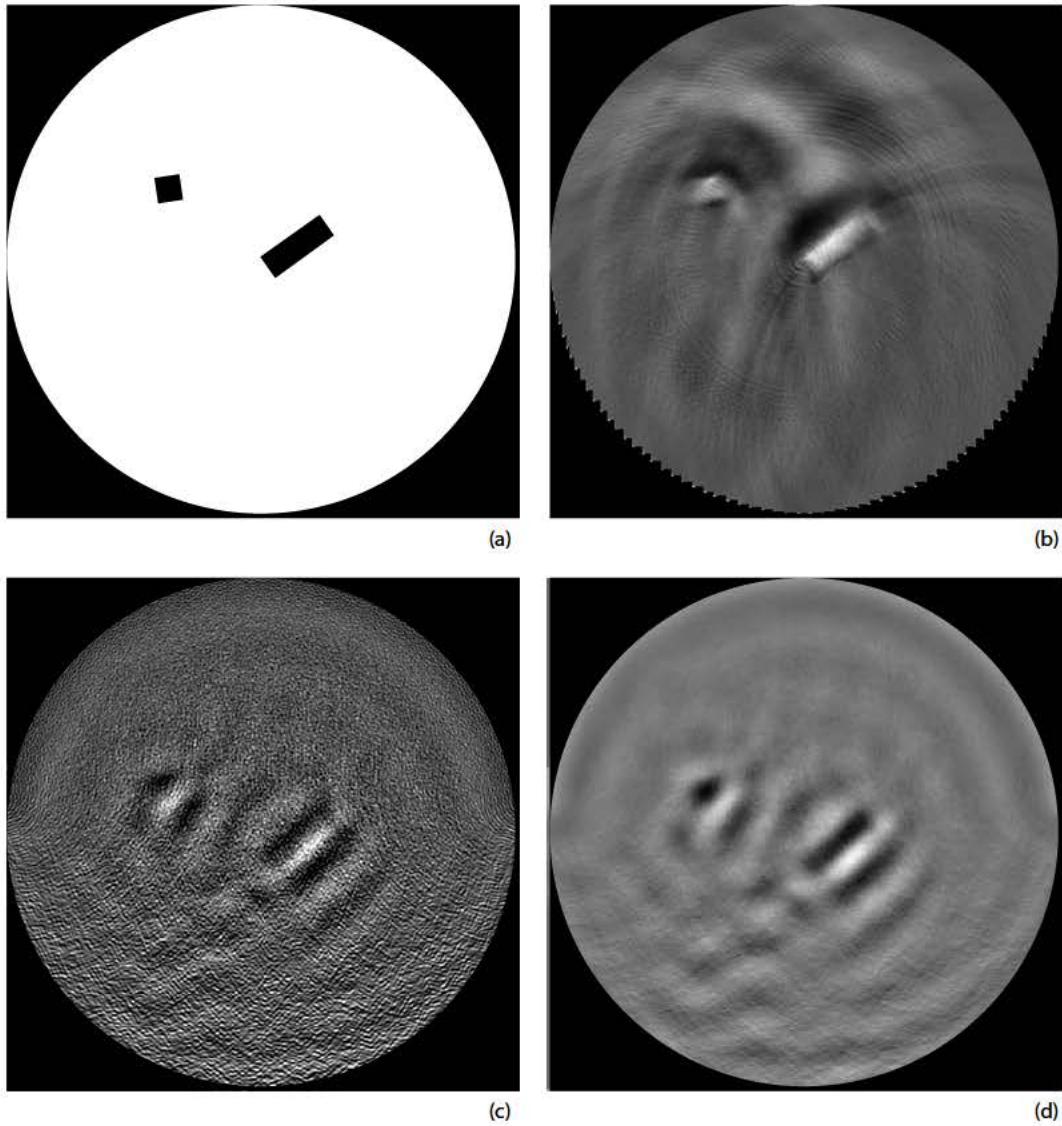
La **Fig. 6.15.a** contiene un esquema de la distribución de los absorbentes en el fantoma. La **Fig. 6.15.b** y **c** muestran las reconstrucciones de las imágenes generadas por el sistema LOIS y la fibra óptica, respectivamente. La señal del sensor de fibra óptica fue procesada con un filtro digital paso-banda de frecuencias de corte inferior y superior de 90 kHz y 1.5 MHz, respectivamente.

La relación señal a ruido es débil por la baja fluencia. En la imagen del sensor de fibra óptica se puede observar los dos absorbentes situados de la misma forma que en la imagen del LOIS. Sin embargo, la definición de la imagen es mucho peor como se puede apreciar en las fronteras de los objetos las cuales no están demasiado bien definidas. Esta falta de definición tiene su origen en un excesivo pero necesario filtrado para reducir el ruido de alta frecuencia presente en la señales.

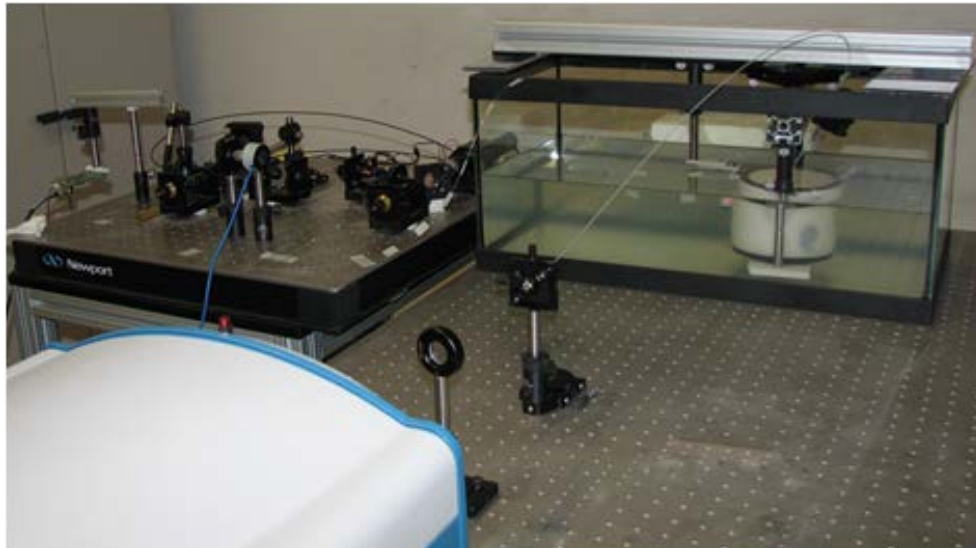
Un simple procesado de las señales del sensor de fibra mejora drásticamente el contraste de la imagen. Para generar la imagen de la **Fig. 6.15.d** se ha filtrado pasa-banda las señales del sensor de fibra y posteriormente se han integrado en el tiempo. Ahora se distinguen perfectamente los dos objetos y la relación señal a ruido ha mejorado ostensiblemente. Sin



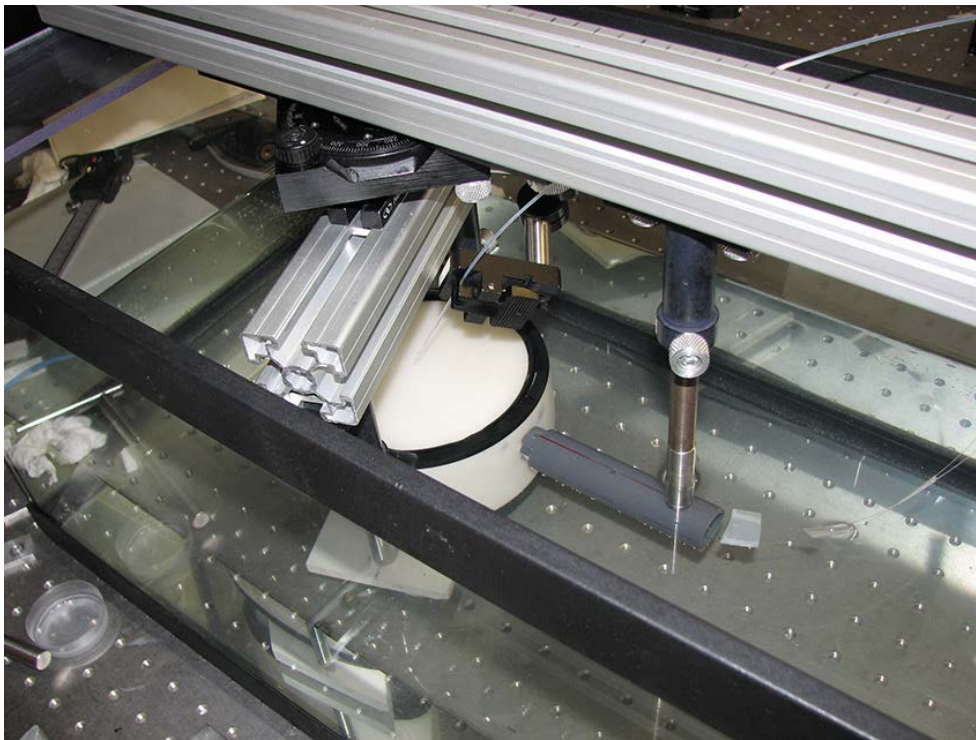
embargo, la definición de los bordes sigue siendo bastante pobre. Esto es explicable de nuevo por la falta de precisión en el movimiento manual del sensor a lo largo de la curvatura del fantoma. Cualquier error en la posición de los sensores de fibra óptica reduce la nitidez de los objetos en la imagen.



**Fig. 6.15** (a) Diagrama mostrando la localización de los objetos embebidos en el fantoma de PVCP. (b) Imagen optoacústica obtenida con el LOIS utilizando un array de 64 transductores de PVDF e iluminación expandida de un laser Nd:YAG a 1064nm. (c) Imagen optoacústica reconstruida en las mismas condiciones usando las señales del sensor de fibra óptica filtradas paso-banda. (d) Imagen reconstruida a partir de las señales del sensor de fibra óptica filtradas paso-banda e integradas.



(a)



(b)

**Fig. 6.16** Fotografías del montaje experimental para la iluminación y la rotación del fantoma en el experimento de adquisición de imágenes optoacústicas dentro del agua.

## 6.6 Imágenes optoacústicas dentro del tanque de agua

El sensor encapsulado se probó dentro de un tanque de agua, prescindiendo de las imágenes del LOIS. En este caso, al igual que en el primero, para la obtención de las imágenes se rotó el fantoma dentro del agua, mientras que el sensor estaba en una posición fija. El agua, al contrario que el gel de acoplo, ofrece la ventaja de un acoplo



acústico mucho más homogéneo. Además, el sistema mecánico de movimiento es más preciso que en el de los casos anteriores permitiendo rotaciones completas del fantoma y una resolución angular de un grado. Se realizó una rotación en un arco de  $180^\circ$  tomando una señal cada  $2^\circ$  a excepción de dos regiones ciegas producidas por los postes de sujeción del fantoma (ver Fig. 6.16). Las trazas usadas para la reconstrucción fueron promediadas entre 8 señales.

En este caso, la iluminación del *fantoma* se hizo por medio de una fibra óptica de 1.5 mm diámetro y 0.39 de apertura numérica (FT1500EMT, Thorlabs Inc., Newton, NJ, EEUU), a la que se le acopló la luz del láser OPO, por medio de una lente convergente. La salida de la fibra de iluminación se fijó de forma solidaria al fantoma de forma que se iluminaba una misma área durante la rotación

En la Fig. 6.17.b se muestra el resultado de la imagen reconstruida. Al haber mejorado el movimiento la frontera derecha del objeto se ve muy bien definida. La relación señal a ruido también es buena. Sin embargo, tenemos otros artefactos producidos por una iluminación. El sistema de iluminación, aunque es funcional para llevar la luz dentro del tanque de agua, genera un spot que ilumina un área demasiado pequeña. Por otro lado, como ya comentamos en la sección 6.3, la ausencia de un material apropiado de aislamiento hace que las ondas acústicas se detecten también en la parte trasera del arrollamiento de fibra óptica. Esto se ve en la imagen Fig. 6.17.b como una línea curva cerca del borde de la imagen.

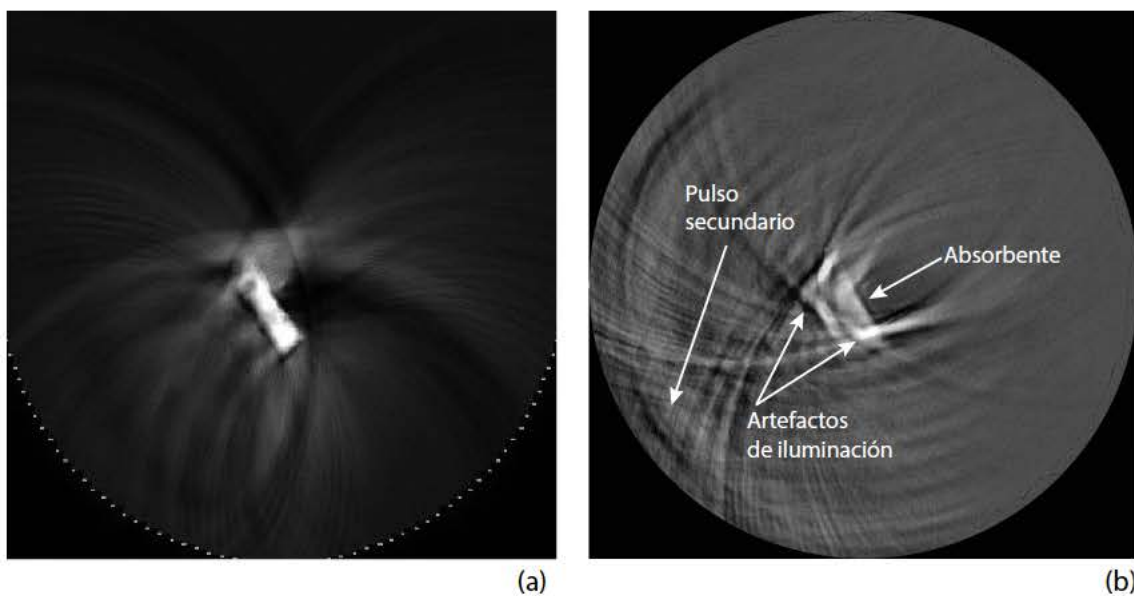
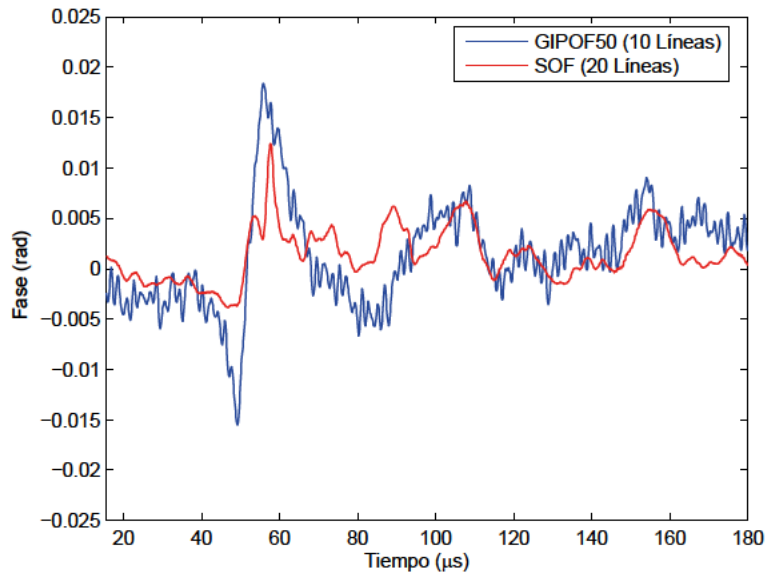


Fig. 6.17 Comparación de la reconstrucción del LOIS con la reconstrucción usando el sensor interferométrico de fibra óptica de sílice dentro del tanque de agua.



**Fig. 6.18** Señales optoacústicas detectadas por los sensores interferométricos de fibra óptica de sílice de 20 vueltas (arriba) y GIPOF de 10 vueltas (abajo).

El tanque de agua es un entorno estable que permitió la comparación de los sensores encapsulados GIPOF50 y SOF. El GIPOF50 tiene un diámetro de cladding de 490  $\mu\text{m}$  así que un arrollamiento de 10 vueltas tiene un ancho de 4.9 mm. Equivalentemente, el arrollamiento de fibra óptica SOF cubre el mismo ancho con 20 vueltas.

En la **Fig. 6.18** se comparan las señales optoacústicas generadas en el fantoma para un mismo ángulo de visión obtenidas con cada uno de los sensores. La señal recogida por el sensor GIPOF50 recuerda más a la forma de N característica de las señales optoacústicas que el SOF. En la **Tabla 6.4** se pueden encontrar un resumen de los parámetros de medida. La amplitud interferencial,  $V_{ac}$ , es igual al factor de conversión amplitud-fase para pequeña señal de un interferómetro estabilizado en cuadratura. La fase inducida por la onda optoacústica en el sensor GIPOF50 es el doble que en el sensor SOF pese a tener la mitad de longitud de fibra óptica. Sin embargo, en la **Fig. 6.18** apreciamos que el nivel de ruido es mayor en el sensor GIPOF50. Esto se debe a que la visibilidad del interferómetro con la fibra GIPOF50 era 3 veces menor al correspondiente con la fibra SOF.

	Sensor SOF	Sensor GIPOF
$V_{ac}$ (V)	0.999	0.175
Amplitud p.p. (mV)	17	6
Fase p.p. (mrad)	17	34

**Tabla 6.4** Amplitud interferencial, valores pico-pico medidas en el osciloscopio y su fase correspondiente.

La amplitud interferencial del sensor GIPOF50 es 5.7 veces menor que la del sensor SOF, debido principalmente la degradación producida por la interferencia intermodal. Los diferentes modos dentro de la fibra acumulan diferente fase e interfieren a la salida dando



lugar a un patrón de *speckle* que se promedia espacialmente aumentando el nivel medio y reduciendo la amplitud interferencial. De forma efectiva aumenta el ruido *shot* degradando la señal. Además, esta inestabilidad en la interferencia hace que sea complicado estabilizar en cuadratura este tipo de sensores por lo que no se han podido llevar a cabo imágenes con ellos.

## 6.7 Conclusiones

En el presente capítulo se ha presentado la aplicación de los sensores de fibra óptica en sistemas de tomografía optoacústica. En particular, se ha orientado el diseño del sensor para los requerimientos de un sistema de mamografía optoacústico.

El estudio de las características temporales de las señales optoacústicas combinado con las peculiaridades del crecimiento del carcinoma de mama han establecido unos requerimientos para el sensor ultrasónico: un ancho de banda de 2.25MHz y una alta sensibilidad para detectar señales de menos de 1kPa a 1MHz.

Se han diseñado también dos tipos de sensores ultrasónicos de fibra óptica basados en el estudio de sensibilidades intrínsecas del capítulo 4. Se ha caracterizado sus propiedades temporales, espectrales y direccionales por medio de transductores piezoeléctricos. Finalmente, se han probado en un entorno simulado de mamografía y comparado con un sistema de vanguardia como es el sistema LOIS.

Los sensores de fibra óptica han sido capaces de detectar señales optoacústicas en el rango de 0.05 a 5MHz con una sensibilidad de 50 Pa a 2.5 Mhz. Los experimentos con el *fantoma* de tejido mamario sólido de 140mm de diámetro han servido para demostrar la viabilidad de los sensores de fibra óptica interferométricos desarrollados en esta tesis.

Finalmente, se ha comparado la detección de señales optoacústicas entre los sensores basados en fibra ópticas comerciales monomodo de sílice y multimodo de polímetro con resultados desiguales. El sensor de polímero mostraba mayor sensibilidad, sin embargo, la mala calidad de la interferencia degrada su eficacia.

Hay un campo abierto de trabajo futuro basado para este sistema. Enumeramos algunos aspectos del trabajo futuro que deben ser tenidos en cuenta:

El posicionamiento de los sensores para la toma de las imágenes presentadas ha sido manual lo que introduce un error considerable en la reconstrucción. Se debe automatizar el sistema de escaneado para aumentar la precisión, reducir el error de posición y mejorar

el tiempo de adquisición. En este sentido, hemos diseñado y construido un sistema de posicionamiento 4D (XYZ + Rotación en el plano horizontal) en nuestro laboratorio que permitirá mejorar la precisión en el posicionamiento, así como, la realización de una serie de caracterizaciones sistemáticas de la respuesta direccional de los sensores de fibra óptica.

Por otro lado, el sistema de iluminación empleado en la obtención de las imágenes debe de ser diseñado cuidadosamente para poder mejorar la distribución de luz en la superficie del fantoma. El sistema empleado no era adecuado para la iluminación de una gran superficie. Recientemente hemos diseñado e implementado un sistema de acoplo a fibra óptica de la salida del láser OPO con control de energía de los pulsos basado en un polarizador Glan-Taylor. Éste permite el acoplo de los pulsos de alta energía del láser a múltiples tipos de fibras ópticas y *fiber bundles* sin dañar la entrada de la fibras. Con este sistema se puede llevar la luz láser de excitación a objetos remotos e iluminarlos desde varios puntos empleando fibras bifurcadas.

Los sensores de fibra óptica de sílice, aunque extremadamente sencillos no son demasiado eficientes por dos razones. Por un lado, la sensibilidad por unidad de longitud es baja. Por otro lado, toda la fibra óptica es igual de sensible lo cual requiere un esfuerzo mayor a la hora de compensar las perturbaciones externas haciéndolo menos robusto. Como hemos visto en el capítulo 3, existe la posibilidad de mejorar el rendimiento del sensor si se utilizan estructuras resonantes,  $\pi$ -FBG o cavidades Fabry-Perot de fibra óptica.

Finalmente, ha quedado demostrado que el uso de fibras ópticas de polímero aumentan la sensibilidad de la detección ultrasónica. Utilizando sensores de fibra óptica de polímero monomodo, la sensibilidad debiera aumentar un orden de magnitud. Sin embargo, su uso es complicado en un entorno fuera de laboratorio. Estas fibras ópticas no están conectorizadas y suelen presentar unas pérdidas muy elevadas. Estos dos motivos dificultan su uso en aplicaciones prácticas. Sin embargo avances recientes, en el ámbito de los proyectos de colaboración europeos ha puesto a de nuestro grupo nuevas fibras mPOF PMMA conectorizadas que pueden permitir superar estas limitaciones. Es más, el objetivo futuro es el uso de estructuras resonantes basadas en la inscripción de FBG en fibras ópticas de polímero.

## Capítulo 7

# Conclusiones y trabajo futuro

El propósito de esta tesis ha sido el estudio de la aplicabilidad de los sensores de alta sensibilidad de fibra óptica a la detección de señales generadas optoacústicamente para aplicaciones biomédicas. Para ello, se han caracterizado diferentes materiales entendiendo que la primera forma de aumentar la sensibilidad era al nivel más fundamental de la interacción de la onda acústica con la fibra óptica. Durante los experimentos llevados a cabo en el laboratorio para su caracterización, desarrollamos múltiples esquemas interferométricos, de los cuales sólo una pequeña parte están reflejados en esta disertación. Finalmente, se ensayaron los sensores en un entorno de simulación comparándolos con un sistema avanzado de mamografía optoacústica. Resumamos los logros más importantes y las conclusiones obtenidas durante la investigación.

En primer lugar, se realizó un estudio detallado de la interacción de campos acústicos de alta frecuencia con la fibra óptica. Como resultado se concluyó, que de desear usar los sensores de fibra óptica para medir señales optoacústicas, habría que cambiar el material de las fibras para aumentar la sensibilidad, es decir, utilizar fibras ópticas monomodo de polímero en vez de fibras ópticas de sílice.

Se caracterizaron fibras ópticas de diferentes materiales demostrando experimentalmente que las basadas en polímero tienen una sensibilidad acústica más de un orden de magnitud mayor que las basadas en sílice a frecuencias superiores a 1 MHz.

Se comprobó que el rendimiento óptico de las primeras fibras de polímero de salto de índice era muy pobre. La fibra MORPOF03 que sirvió para demostrar experimentalmente el aumento de la sensibilidad presentaba una atenuación demasiado alta haciéndola inviable en cualquier aplicación. Eso nos llevó a la búsqueda de otras fibras ópticas de polímero con mejores prestaciones ópticas. La fibra de polímero multimodo GIPOF50,

aunque igual de sensible presentaba problemas al usarse en un esquema interferencial debido a la interferencia intermodal.

Finalmente, se demostró que la fibra microestructurada de PMMA monomodo es el mejor candidato como fibra óptica para el sensor de ultrasonidos dada su calidad óptica y su respuesta mecánica.

En segundo lugar, se presentó un nuevo método de demodulación homodina pasivo de gran rango dinámico basado en el análisis espectral. El método permite la recuperación de todos los parámetros que están presentes en la señal interferencial cuando se excita el interferómetro con un estímulo armónico. Estos parámetros son el índice de modulación, frecuencia y fase de la modulación, fase externa, y amplitud y valor medio interferencial.

La característica principal de este método es la inversión de la función de Bessel. Con esta aproximación se pueden recuperar excitaciones armónicas de la respuesta interferencial con un gran rango dinámico. El límite inferior de la recuperación del índice de modulación está limitado por el ruido presente en la señal interferencial. En nuestra implementación experimental este límite es de 0.4 radianes. El límite superior está definido exclusivamente por el ancho de banda y la frecuencia de muestreo del sistema de adquisición.

Se probó extensamente el algoritmo numérico y experimentalmente. Para la validación experimental se comparó con un interferómetro heterodino calibrado. Dentro de los errores experimentales la coincidencia entre los dos sistemas fue excelente siendo la diferencia de fase medida menor de 10 mrad, debido al diseño experimental.

En tercer lugar, se estudiaron las características temporales de las señales optoacústicas y las peculiaridades del desarrollo del carcinoma de mama para establecer unos requerimientos para el sensor ultrasónico: un ancho de banda de 2.25 MHz y una alta sensibilidad para detectar señales de menos de 1 kPa a 1 MHz.

Se diseñaron dos tipos de sensores ultrasónicos de fibra óptica basados en el estudio de sus sensibilidades intrínsecas. Se caracterizaron sus propiedades temporales, espectrales y direccionales por medio de transductores piezoeléctricos. Finalmente, se probaron en un entorno simulado de mamografía y se compararon con un sistema experimental de vanguardia como es el LOIS (Laser Optoacoustic Imaging System).

Los sensores de fibra óptica han sido capaces de detectar señales optoacústicas en el rango de 0.05 a 5MHz con una sensibilidad de 50 Pa a 2.5Mhz. Los experimentos con el fantoma

de tejido mamario sólido de 140mm de diámetro han servido para demostrar la viabilidad de los sensores de fibra óptica interferométricos desarrollados.

Finalmente, se comparó la detección de las señales optoacústicas entre los sensores basados en SOF y GIPOF con resultados desiguales. Por un lado, el sensor de polímero mostraba mayor sensibilidad pero, por otro, la mala calidad de la interferencia degradaba su eficiencia.

Por último, en cuanto al trabajo futuro de esta tesis doctoral, enumeremos algunos aspectos que deberían ser tratados:

En primer lugar, el posicionamiento de los sensores para la toma de imágenes presentada ha sido manual lo que introduce un error considerable en su reconstrucción. Se debe automatizar el sistema de escaneado para aumentar la precisión, reducir el error de posición y mejorar el tiempo de adquisición.

En segundo lugar, el sistema de iluminación debe de ser diseñado cuidadosamente para poder mejorar la distribución de la luz en la superficie del fantoma. El sistema actual no permite la iluminación adecuada de una gran superficie. Diferentes métodos funcionan adecuadamente: *fiber bundles* o guiado por prismas son dos de las posibilidades a tener en cuenta.

Además, el empleo de sensores de fibra óptica de sílice es simple pero no demasiado eficiente para esta aplicación, es decir, eficiencia en el sentido de longitud activa frente a la longitud sensible de la fibra óptica. Existe la posibilidad de mejorar la eficacia del sensor si, en vez de utilizar interferómetros de baja *finesse* se usan otras estructuras integradas que aportan una gran sensibilidad en un punto localizado. Dentro de este tipo estarían las redes de Bragg con salto de fase de  $\pi$  y las cavidades Fabry-Perot en fibra óptica.

Finalmente, en esta tesis ha quedado demostrado que el uso de fibra ópticas de polímero aumentan un orden de magnitud la sensibilidad de la detección ultrasónica. En consecuencia, debieran obtenerse imágenes optoacústicas de mayor contraste utilizando sensores POF monomodo. Sin embargo, su uso es complicado en un entorno práctico principalmente por la conectorización. El desarrollo de las técnicas de conectorización de bajas pérdidas entre fibras de polímero microestructuradas y fibras de sílice es un paso fundamental para la aplicación práctica de este tipo de sensores optoacústicos para aplicaciones biomédicas.



# Conclusions and future work

The purpose of this thesis has been to study the applicability of high sensitivity optical fiber sensors to the detection of signals generated optoacoustically for biomedical applications. To do so, different materials have been characterized, on the assumption that the first way to increase sensitivity was at the fundamental level of the interaction of the acoustic wave with the optical fiber. For the experiments carried out in the laboratory in order to characterize them, we developed multiple interferometric set-ups, of which only a small number are reflected in this dissertation. Finally, the sensors were tested in a simulated environment comparing them with an advanced optoacoustic mammography system. Let us summarize the most important achievements and the conclusions obtained for the research.

Firstly, a detailed study was carried out of the interaction of high frequency acoustic fields with the optical fiber. As a result, it was concluded that if it desired to use optical fiber sensors to measure optoacoustic signals, it would be necessary to change the material of the fibers to increase the sensitivity, that is, to use single-mode polymer optical fibers instead of optical silica fibers.

Optical fibers made of different materials were characterized, demonstrating experimentally that those based on polymers have an acoustic sensitivity at frequencies above 1 MHz that is more than one order of magnitude greater than those based on silica.

It was established that the optical performance of the first step-index polymer fibers was very poor. The MORPOF03 fiber that served to demonstrate experimentally the increase in the sensitivity had an attenuation that was too high, making it impractical in any application. That led us to the search for other polymer optical fibers with better optical properties. The multi-mode polymer fiber GIPOF50, though equally sensitive, had problems when being used in an interference set-up due to intermodal interference.

Finally, it was demonstrated that the microstructured fiber of single-mode PMMA is the best candidate for an optical fiber for an ultrasound sensor given its optical quality and its mechanical response.

Secondly, new passive homodyne demodulation with a large dynamic range was presented based on spectral analysis. The method allows recovering all the parameters that are present in the interferometric signal when the interferometer is excited with a harmonic stimulus. These parameters are the index of modulation, the modulation frequency and phase, and the interferometric amplitude and mean level.

The main feature of this method is the inversion of the Bessel function. With this approach it is possible to recover harmonic excitations of the interferometric response with a large dynamic range. The lower bound of the recovery of the modulation index is limited by the noise present in the interference signal. In our experimental implementation, this bound was 0.4 radians. The upper bound is defined exclusively by the bandwidth and the sampling frequency of the acquisition system.

The algorithm was extensively tested numerically and experimentally. For the experimental validation, it was compared with a calibrated heterodyne interferometer. Among the experimental errors, the coincidence between the two systems was excellent, the measured phase difference being less than 10 mrad, which may be attributed to the experimental design.

Thirdly, the basic concepts concerning the generation of optoacoustic signals were set out. From optical propagation in turbid media to optimum conditions for generating acoustic transients from short optical pulses.

The time properties of optoacoustic signals and the peculiarities of the growth of breast carcinoma were studied to establish requirements for the ultrasonic sensor: a bandwidth of 2.25 MHz and a high sensitivity to detect signals of less than 1 kPa at 1 MHz.

Two type of optical fiber ultrasonic sensors were designed based on studying their intrinsic sensitivities. Their time, spectral and directional properties were characterized using piezoelectric transducers. Finally, they were tested in a simulated mammography environment and they were compared with a path-breaking experimental such as LOIS (Laser Optoacoustic Imaging System).

Optical fiber sensors have been capable of detecting optoacoustic signals in the range of 0.05 to 5 MHz with a sensitivity of 50 Pa at 2.5 Mhz. Experiments with the phantom of



solid breast tissue with a diameter of 140 mm have served to demonstrate the viability of the optical fiber interferometric sensors that have been developed.

Finally, the detection of the optoacoustic signals between the sensors based on SOF and GIPOF was compared, with unequal results. On the one hand, the polymer sensor showed greater sensitivity but on the other hand the poor quality of the interference degraded its performance.

Lastly, as regards the future work of this doctoral thesis, we shall set out some aspects that should be addressed:

Firstly, the positioning of the sensors for image acquisition that has been set out is manual, which introduces a considerable error in the reconstruction. The scanning system must be automated to increase precision, reduce the position error and improve the acquisition time.

On the other hand, the system of illumination must be designed carefully to be able to improve the distribution of the light on the surface of the phantom. The current system does not allow for adequate illumination of a large surface. Different methods work adequately well: fiber bundles or prism-guided are two of the possibilities to take into account.

Moreover, the use of silica optical fiber sensors is simple but not very efficient for this application. Efficiency in the sense of active length against sensitive length of the optical fiber. It is possible to improve the performance of the sensor if, instead of using low finesse interferometers other integrated structures are used that provide great sensitivity in at localized point. This type would include Fiber Bragg gratings with  $\pi$ -phase shift and Fabry-Perot cavities in optical fiber.

Finally, in this thesis it has been demonstrated that the use of polymer optical fibers increases by an order of magnitude the sensitivity of ultrasonic detection. In consequence, higher-contrast optoacoustic images should be obtained using single-mode POF sensors. However, their use is difficult in a practical environment mainly due to connectorization. The development of low-loss connectorization techniques between microstructured polymer fibers and silica fibers is a fundamental step for the practical application of this type of sensors.







# Lista de publicaciones relacionadas con este trabajo de investigación

## Artículos publicados en revistas

- [1] H. Lamela, D. Gallego, R. Gutierrez, and A. A. Oraevsky, "Interferometric fiber optic sensors for biomedical applications of optoacoustic imaging," *Journal of Biophotonics*, 4(3), 184-192 (2011).
- [2] D. C. Gallego, and H. Lamela, "High-sensitivity ultrasound interferometric single-mode polymer optical fiber sensors for biomedical applications," *Optics Letters* 34(12), 1807-1809 (2009).
- [3] H. Lamela, D. Gallego, and A. A. Oraevsky, "Optoacoustic imaging using fiber-optic interferometric sensors," *Optics Letters*, 34(23), 3695-3697 (2009).
- [4] V. Cunningham, H. Lamela, and D. C. Gallego, "Laser optoacoustic scheme for highly accurate characterization of gold nanostructures in liquid phantoms for biomedical applications," *Journal of Nanophotonics*, 7(1), 073078-073078 (2013).
- [5] H. Lamela, V. Cunningham, and D. C. Gallego, "Experimental study using optoacoustic spectroscopy (OAS) on spherical gold nanoparticles," *Optics & Laser Technology*, 43(1), 143-146 (2011).
- [6] D. Gallego, H. Lamela, "Microstructured polymer optical fiber sensors for optoacoustic sensing," *Journal of Optics, Special Issue: Optoacoustic imaging and Sensing*. (Submitted).

## Volúmenes SPIE/OFS

- [1] C. Broadway, D. Gallego, G. Woyessa, A. Pospori, G. Carpintero, O. Bang, K. Sugden, H. Lamela, "Fabry-Perot micro-structured polymer optical fibre sensors for optoacoustic endoscopy.", *Biophotonics South America, Proceedings of SPIE* 9531, 953116-9 (2015).
- [2] C. Broadway, D. Gallego, G. Woyessa, A. Posposi, O. Bang, D. Webb, G. Carpintero, H. Lamela, "Polymer optical fibre sensors for endoscopic optoacoustic imaging.", *Opto-Acoustic Methods and Applications in Biophotonics II, Proceedings of SPIE*. 9539, 953907-7 (2015).
- [3] D. Gallego, D. Sáez-Rodríguez, D. Webb, O. bang, H. Lamela, "Interferometric microstructured polymer optical fiber ultrasound sensor for optoacoustic

- endoscopic imaging in biomedical applications.", 23rd International Conference on Optical Fibre Sensors, Proceedings of SPIE. 9157, 91574X-4 (2014).
- [4] D. Gallego, H. Lamela, M. Wang, J. Hiltunen, M. Kinnunen, R. Myllylä, "Interferometric polymer optical sensor for intravascular optoacoustic imaging", Fiber Optic Sensors and Applications IX, Proceedings of SPIE. 8370, 83700T (2012).
- [5] D. Gallego, M. Wang, J. Hiltunen, R. Myllylä, H. Lamela, "Polymer inverted-rib optical waveguide interferometric sensor for optoacoustic imaging", Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing 2012, Proceedings of SPIE. 8223, 822343 (2012).
- [6] V. Cunningham, H. Lamela, D. C. Gallego, "Laser Optoacoustic Spectroscopy (LOS) of a Gold Nanorod Solution Embedded in a Liquid Tissue Phantom," Plasmonics: Metallic Nanostructures and Their Optical Properties IX, Proceedings of SPIE. 8096, 80963Q (2011).
- [7] D. Gallego, and H. Lamela, "High sensitivity interferometric polymer optical fiber ultrasound sensors for optoacoustic imaging and biomedical application", 21st International Conference on Optical Fiber Sensors, Proceedings of SPIE. 7753, 775370 (2011).
- [8] H. Lamela, G. Diaz-Tendero, R. Gutierrez, D. Gallego, "Reconstruction algorithms for optoacoustic imaging based on fiber optic detectors," Independent Component Analyses, Wavelets, Neural Networks, Biosystems, and Nanoengineering IX, Proceedings of SPIE. 8058, 80581B, (2011).
- [9] D. Gallego, and H. Lamela, "Optoacoustic fiber optic interferometric sensors for biomedical applications," Fiber Optic Sensors and Applications VIII , Proceedings of SPIE. 8028, 802800-7, (2011).
- [10] R. Gutierrez, H. Lamela, D. Gallego, A. Martin, A. A. Oraevsky., "Comparative analysis of filtered back-projection algorithms for optoacoustic imaging," Independent Component Analyses, Wavelets, Neural Networks, Biosystems, and Nanoengineering VIII, Proceedings of SPIE, 7703, 77030W (2010).
- [11] H. Lamela, D. Gallego, A. A. Oraevsky, "Novel fiber optic interferometric sensors for optoacoustic imaging", Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing 2010, Proceedings of SPIE, 7564, 75640N (2010).
- [12] H. Lamela, V. Cunningham, P. Pedreira, D. Gallego, P. Acedo, W. Fritzsche, A. Csaki, G. Festag, A. Steinbruk, "Comparative analysis of optical absorption and optoacoustic signal generation in nanoparticles," Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing 2008, Proceedings of SPIE, 6856, 68560L (2008).
- [13] H. Lamela, V. Cunningham, P. Pedreira, D. Gallego, P. Acedo, W. Fritzsche, A. Csaki, G. Festag, A. Steinbruk, "Analysis of the diffuse light and optoacoustic signal generation in nanoparticles," Advanced Laser Technologies 2007, Proceedings of SPIE, 7022, 702207 (2007).

#### **Otros no directamente relacionados con el tema de la tesis**

##### **Volúmenes SPIE/OFS**

- [1] H. Lamela, M. Lopez, D. Gallego, G. Carpintero, "Design of chirped pulse compressors for monolithic integration in InGaAsP/InP materials," International

Conference on Laser, Applications, and Technologies 2005: Laser Sensing, Imaging, and Information Technologies, Proceedings of SPIE, 6162, 61620M (2006).

- [2] D. Gallego, H. Lamela, and G. Carpintero, "Study of monolithic integrated Bragg gratings in InGaAsP/InP materials as chirped mode-locked pulse compressors," Semiconductor Lasers and Laser Dynamics II, Proceedings of the SPIE, 6184, 61841H-10 (2006).
- [3] D. Gallego, H. Lamela, G. Carpintero, S. Garidel, J.-P. Vilcot, "Design of monolithic integrated Bragg gratings in InGaAsP/InP materials as chirped pulse compressors," Lasers and Applications, Proceedings of the SPIE, 5958, 59580Y (2005).





## Apéndice A

# Sensibilidad acústica de una fibra óptica desnuda a bajas frecuencias

En el artículo fundacional [183], Hocker analiza la fase inducida en una fibra óptica desnuda por cambios en la presión hidrostática y en la temperatura llegando a las expresiones de la sensibilidad de un interferómetro de fibra óptica para estos dos estímulos. Vamos a empezar con el caso más sencillo de un fibra óptica desnuda para luego tratar en este régimen el aumento de la sensibilidad por medio de un recubrimiento plástico.

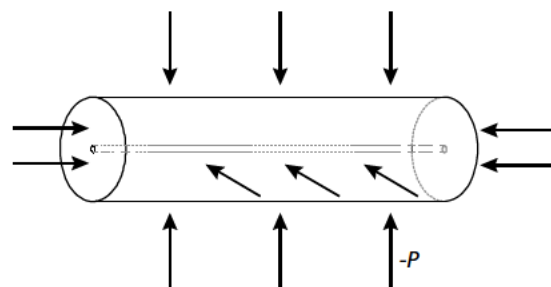


Fig. A.1 Fibra óptica sometida a presión hidrostática

El parámetro que describe la sensibilidad del interferómetro es el cambio de fase inducido,  $\Delta\phi$ , por unidad de estímulo aplicado (presión, temperatura, etc.),  $S$ , a la fibra óptica y por la longitud de interacción,  $L$ , es decir,  $\Delta\phi/(SL)$ . En este caso el estímulo externo es una variación de presión.

Consideremos que la fibra óptica que conforma el sensor está sometida a una tensión isotrópica debido a una presión  $P$  (Fig. A.1). Esto se corresponde con el régimen hidrostático. Notemos que esta aproximación es igualmente válida para ondas acústicas siempre y cuando la longitud de onda de la onda acústica sea mucho mayor que el tamaño del sensor, ya que en cada instante, la presión alrededor de la fibra es prácticamente la

misma. No hay componentes transversales (*shear*) por lo que el tensor de tensión,  $\sigma_{ij}$ , se reduce a tres componentes iguales:

$$\sigma = \begin{bmatrix} -P \\ -P \\ -P \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.1})$$

La relación entre el tensor tensión y el tensor deformación,  $\varepsilon_{ij}$ , para un sólido elástico isótropo viene dada por

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ \varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1/E & -\mu/E & -\mu/E & & & \\ -\mu/E & 1/E & -\mu/E & & & \\ -\mu/E & -\mu/E & 1/E & & & \\ & & & 2(1+\mu)/E & & \\ & & & & 2(1+\mu)/E & \\ & & & & & 2(1+\mu)/E \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{xy} \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{yz} \end{bmatrix},$$

donde  $E$  es el módulo de Young y  $\mu$  es el coeficiente de Poisson. Finalmente teniendo en cuenta la presión hidrostática definida en (A.1) y simplificando la notación, el tensor deformación queda de la siguiente forma:

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \varepsilon_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -P(1-2\mu)/E \\ -P(1-2\mu)/E \\ -P(1-2\mu)/E \end{bmatrix}.$$

Sea  $L$  la longitud de la sección de fibra óptica sometida a la presión  $P$ ,  $d$  el diámetro de su núcleo y  $n$  el índice de refracción medio de la fibra. Consideremos una fibra óptica monomodo. La fase acumulada a lo largo de la fibra es  $\phi = \beta L$ , donde  $\beta$  es la constante de propagación. La deformación en la fibra causa un salto de fase dado por

$$\Delta\phi = \Delta L\beta + L\Delta\beta \quad (\text{A.2})$$

El primer término representa el salto de fase dado por la elongación de la fibra óptica debido a la deformación en la componente  $z$  producida por la tensión:

$$\beta\Delta L = \beta\varepsilon_z L = -\beta(1-2\mu)\frac{P}{E}L \quad (\text{A.3})$$

El segundo término de (A.2), la variación de fase debido a la variación en  $\beta$ , se debe a dos factores: el efecto elasto-óptico que hace variar el índice de refracción y la variación en el diámetro de la fibra la cual modifica la constante de propagación monomodo de la fibra óptica:

$$L\Delta\beta = L\frac{d\beta}{dn}\Delta n + L\frac{d\beta}{dD}\Delta d \quad (\text{A.4})$$

La constante de propagación es igual a  $\beta = n_{eff}k_0$ , donde  $n_{eff}$  es el índice de refracción efectivo y  $k_0 = 2\pi/\lambda$  el número de onda en el vacío. En una fibra óptica se verifica que  $n_{cl} < n_{eff} < n_{co}$ , siendo la variación entre unos y otros índices de refracción del orden de 1%, por lo que se puede aproximar  $\beta = nk_0$ , por tanto se tiene

$$\frac{d\beta}{dn} = k_0 \quad (\text{A.5})$$

El efecto elasto-óptico describe la variación de la constante dieléctrica producida por una deformación como:

$$\Delta\epsilon_{ri} = (\epsilon_{rf} - \epsilon_r)_i = \left( \frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n^2} \right)_i = \Delta\left( \frac{1}{n^2} \right)_i = \sum_{j=1}^6 p_{ij}\epsilon_j \quad (\text{A.6})$$

siendo  $\Delta\epsilon_r$  la variación en la constante dieléctrica relativa del medio deformado,  $p_{ij}$  el tensor elasto-óptico y el subíndice  $f$  denota el estado final. Como no hay componentes transversales sólo hay que considerar  $i,j=1,2,3$ . Para un material homogéneo e isótropo el tensor elasto-óptico tiene la forma:

$$p_{ij} = \begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} \end{bmatrix}. \quad (\text{A.7})$$

Así que el cambio en la constante dieléctrica viene dado por

$$\Delta\left( \frac{1}{n^2} \right)_i = -p_{11}(1-2\mu)\frac{P}{E} - 2p_{12}(1-2\mu)\frac{P}{E} = (p_{11} + 2p_{12})(1-2\mu)\frac{P}{E} \quad (\text{A.8})$$

Además tengamos en cuenta que como la variación en  $n$  es muy pequeña ( $n_f \approx n$ ):

$$\Delta\left( \frac{1}{n^2} \right) = \frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n^2} = \frac{n^2 - n_f^2}{n_f^2 n^2} = \frac{(n - n_f)(n + n_f)}{n_f^2 n^2} \approx -\frac{2n\Delta n}{n^4} \rightarrow \Delta n \approx -\frac{n^3}{2}\Delta\left( \frac{1}{n^2} \right) \quad (\text{A.9})$$

Finalmente, el salto de índice inducido por la deformación es:

$$\Delta n = \frac{n^3 P}{2E} (1 - 2\mu)(p_{11} + 2p_{12}) . \quad (\text{A.10})$$

El último término de (A.4) es la variación de la constante de propagación por el cambio en el diámetro de la fibra óptica. El cambio en el diámetro viene dado por la componente  $x$  ó  $y$  del tensor deformación:

$$\Delta d = \varepsilon_x d = -Pd(1 - 2\mu) / E \quad (\text{A.11})$$

El término  $d\beta/dd$  se puede evaluar a partir de los parámetros normalizados de la guía de ondas:

$$b = \frac{\beta^2 / k_0^2 - n_{cl}^2}{n_{co}^2 + n_{cl}^2} . \quad (\text{A.12})$$

$$V = k_0 d \sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2}$$

Podemos escribir,

$$\frac{d\beta}{dd} = \frac{d\beta}{db} \frac{db}{dV} \frac{dV}{dd} , \quad (\text{A.13})$$

donde

$$\frac{d\beta}{db} = \frac{(n_{co}^2 + n_{cl}^2) k_0^2}{2\beta} = V^2 / 2\beta d^2 . \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{dV}{dd} = k_0 \sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2} = V / d$$

Y  $db/dV$  es la pendiente de la curva de dispersión que describe el modo de la guía de ondas.

Sustituyendo (A.3), (A.4), (A.5), (A.10), (A.11) y (A.14) en (A.2) se obtiene el salto de fase:

$$\Delta\phi = -\frac{\beta(1-2\mu)LP}{E} + \frac{k_0 n^3 LP}{2E} (1-2\mu)(p_{11} + 2p_{12}) - \frac{LPD}{E} (1-2\mu) \left(\frac{V}{D}\right) \frac{db}{dV} \left(\frac{V^2}{2\beta d^2}\right) \quad (\text{A.15})$$

o en función del salto de fase por unidad de presión y por unidad de longitud de fibra:

$$\frac{\Delta\phi}{LP} = -\frac{\beta(1-2\mu)}{E} + \frac{\beta n^3}{2E} (1-2\mu)(p_{11} + 2p_{12}) - \frac{V^3(1-2\mu)}{2\beta d^2 E} \frac{db}{dV} \quad (\text{A.16})$$

Si evaluamos numéricamente esta expresión veremos que el tercer término es despreciable comparado con los otros dos.

Parámetro	SOF	PMMA
$n$	1.456	1.488
$\lambda$	0.633×10 <sup>-6</sup> m	
$\beta=2\pi n/\lambda$	1.446×10 <sup>7</sup> m <sup>-1</sup>	1.477×10 <sup>7</sup> m <sup>-1</sup>
$E$	70×10 <sup>9</sup> N/m <sup>2</sup>	3.3×10 <sup>9</sup> N/m <sup>2</sup>
$\mu$	0.17	0.34
$p_{11}$	0.121	0.3
$p_{12}$	0.270	0.297
$V$	2.4	
$db/dV$	0.5	
$d$	5×10 <sup>-6</sup> m	

**Tabla A.1** Parámetros típicos de una fibra óptica SOF ( Ref. [183]) y POF de PMMA.

Evaluando la expresión (A.16) con los datos de la **Tabla A.1** para una fibra óptica de sílice obtenemos:

$$\frac{\Delta\phi}{LP} = -13.63 \times 10^{-5} + 9.55 \times 10^{-5} - 9 \times 10^{-8} = -4.09 \times 10^{-5} \frac{\text{rad}}{\text{Pa.m}} \quad (1.17)$$

Por tanto, un desplazamiento de una franja ( $2\pi$  rad) estará producido por 154kPa m. Experimentalmente en [183] encuentran que para una fibra óptica de 1.5m medida en una cámara con nitrógeno a presión el desplazamiento de 1 franja se produce a  $92 \pm 27$  kPa m. Para una fibra óptica de polímero tenemos una sensibilidad

$$\frac{\Delta\phi}{LP} = -1.4322 \times 10^{-3} + 1.396 \times 10^{-3} - 9 \times 10^{-8} = -3.56 \times 10^{-5} \frac{\text{rad}}{\text{Pa.m}}, \quad (1.18)$$

que es similar a la obtenida para el caso de la fibra SOF. Esto se debe a que el efecto elasto-óptico compensa la fase introducida por la elongación de la fibra.

Como hemos dicho el tercer término es despreciable frente a los otros dos pudiendo escribir de forma aproximada:

$$\frac{\Delta\phi}{LP} \approx -\frac{\beta(1-2\mu)}{E} + \frac{\beta n^2}{2E}(1-2\mu)(p_{11} + 2p_{12}) \quad (A.19)$$



## Apéndice B

# Sensibilidad ultrasónica de una película fina plano paralela

El análisis de la sensibilidad de la detección ultrasónica de un interferómetro Fabry-Perot (FP), formado por una película fina plano-paralela, se divide en dos partes [94, 108]. Por un lado, la transducción presión-desplazamiento en una lámina fina de plástico, y por otro lado, la medida del desplazamiento por medio del interferómetro FP que forma la propia lámina. La lámina actuando como FP modula la luz cuando varía su dimensión transversal. Esta modulación se pasa a niveles de tensión por medio de un fotodiodo. En este anexo nos centraremos sólo en la primera parte.

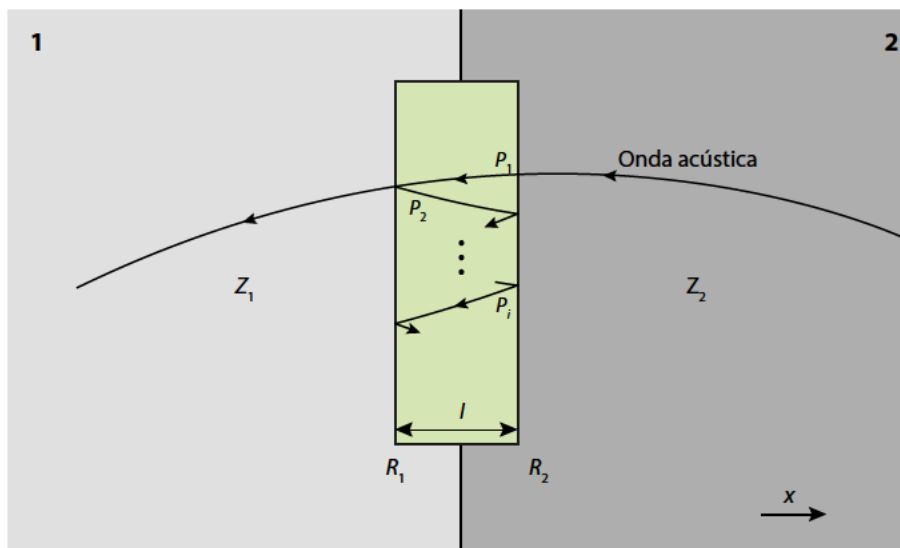


Fig. B.1 Reflexiones acústica dentro de la película sensora

Consideramos un esquema como el de la Fig. B.1 donde la onda acústica se propaga con dirección  $-x$  desde el medio 2 hacia el medio 1 pasando por la lámina de grosor  $l$ . Las deformaciones producidas por la incidencia normal de la onda acústica producen una

variación del grosor de la película en  $dl$  y del índice de refracción, los cuales incrementan el salto de fase  $d\phi$ ,

$$\frac{d\phi}{dP} = \frac{4\pi nl}{\lambda} \frac{1}{E} \left( 1 + \frac{n^2 p \mu}{2} \right) |P_I| \quad (\text{B.1})$$

donde  $n$  es el índice de refracción de la película de polímero,  $l$  es el grosor de la película,  $\lambda$  es la longitud de onda de la fuente láser,  $E$  es el módulo de Young de la película,  $\mu$  es el coeficiente de Poisson y  $p$  es el coeficiente fotoelástico.  $P_I$  es un término que representa el esfuerzo neto integrado a lo largo del grosor de la película y viene dado por

$$P_I = \frac{1}{l} \int_0^l P_T(x,t) dx, \quad (\text{B.2})$$

donde  $P_T(x,t)$  representa la distribución espacial de presión a través del grosor de la película sensora y es el resultado de la suma de la componente incidente que se transmite a la película  $P_I$  y de las subsecuentes reflexiones  $P_2, P_3, \dots$  en las fronteras de la misma. Para una onda acústica sinusoidal de frecuencia angular  $\omega$  que se propaga en la dirección  $-x$  con un número de onda acústico  $k = 2\pi/\lambda_a$ ,  $P_T$  viene dado por:

$$P_T = T \sum_{i=0}^{\infty} \left( (R_1 R_2)^i e^{j(\omega t - k(2li - x))} + R_1^{i+1} R_2^i e^{j(\omega t - k(2li + x))} \right) \quad (\text{B.3})$$

donde  $T$  es el coeficiente de transmisión de presión resultante del desajuste de impedancias acústicas entre la película y el medio que la rodea,  $R_1$  y  $R_2$  son los coeficientes de reflexión de las dos superficies de la película. Estos coeficientes vienen dados por

$$T = \frac{2Z}{Z + Z_2}, \quad R_1 = \frac{Z_1 - Z}{Z + Z_1}, \quad R_2 = \frac{Z_2 - Z}{Z + Z_2} \quad (\text{B.4})$$

siendo  $Z$  la impedancia acústica de la película y  $Z_1$  y  $Z_2$  son las impedancias a ambos lados de la película. La expresión  $P_T$  queda de la siguiente forma después de resolver la serie:

$$P_T = T \left( \frac{1}{1 - R_1 R_2 e^{-j2kl}} \right) e^{j\omega t} (e^{jkx} + R_1 e^{-jkx}) \quad (\text{B.5})$$

Integrando a lo largo del grosor de la película tenemos

$$P_I(k) = \frac{T}{l} \left( \frac{1}{1 - R_1 R_2 e^{-j2kl}} \right) e^{j\omega t} \int_0^l (e^{jkx} + R_1 e^{-jkx}) dx \quad (\text{B.6})$$



Finalmente integrando entre 0 y  $l$  resulta

$$|P_I(k)| = \frac{T\sqrt{2}}{kl} \sqrt{\frac{(R_1^2 + 1) + 4R_1 \cos(kl) \sin^2(kl/2) - (1 + R_1^2) \cos(kl)}{1 - 2R_1R_2 \cos(2kl) + (R_1R_2)^2}} \quad (\text{B.7})$$

$P_I(k)$  da la respuesta espectral en la transformación de presión a fase.

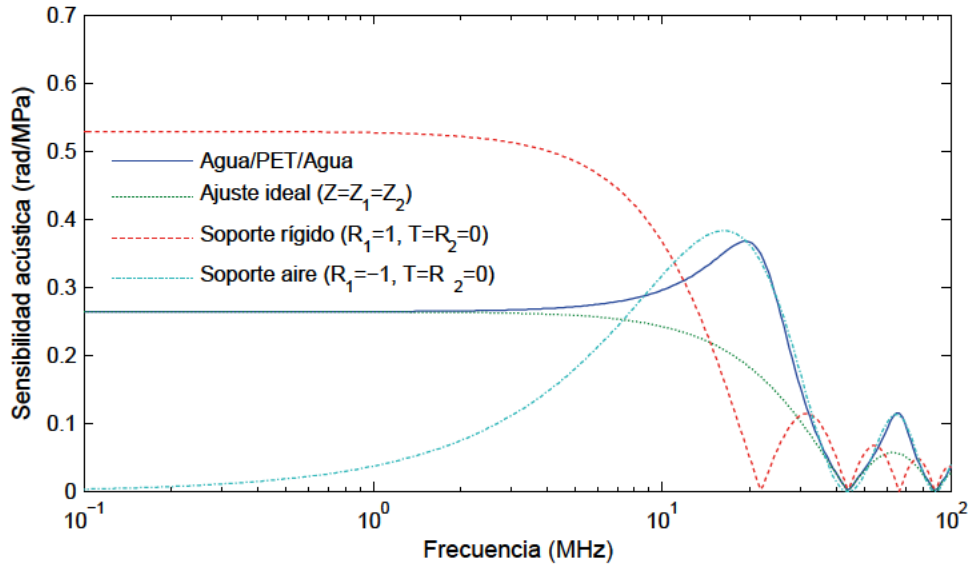


Fig. B.2 Sensibilidad acústica teórica en función de la respuesta para diferentes configuraciones acústicas con una película sensora de PET de  $50\mu\text{m}$ . Parámetros:  $E=4.4\text{GPa}$ ,  $c=2200\text{m/s}$ ,  $\lambda=850\text{nm}$ , y  $Z=3.1.10^6\text{kg/m}^2\text{s}$ ,  $p = 0$ ,  $n = 1.57$  [94].

En la figura Fig. B.2 se muestra la sensibilidad para varias configuraciones de un lámina de PET de  $50\mu\text{m}$ . La sensibilidad acústica intrínseca de una película fina depende, sin considerar efectos fotoelásticos, de: el módulo de Young de la lámina, cuanto menor sea mayor será la deformación y por tanto la sensibilidad; las impedancias acústicas de la película y del medio de que lo rodea; el grosor de la película, cuanto mayor sea mayor será la sensibilidad pero menor el ancho de banda; y la velocidad del sonido en la lámina, cuanto más lenta menor el ancho de banda.



## Apéndice C

# Coeficientes de la matriz $K_n$

En este apéndice se reproducen de [188] los coeficientes de la matriz  $6 \times 6$   $K_n$  que relaciona los desplazamientos y los esfuerzos con los coeficientes  $(A, B, C, D, E, F)_n$  de la solución de la ecuación de ondas.

$$\begin{aligned} K_{11n} &= k_r J'_n(k_r r), K_{14n} = k_r Y'_n(k_r r), \\ K_{12n} &= \frac{in}{r} J_n(k_r r), K_{15n} = \frac{in}{r} Y_n(k_r r), \\ K_{13n} &= \frac{ik_r k_z}{k_t} J'_n(k_r r), K_{16n} = \frac{ik_r k_z}{k_t} Y'_n(k_r r), \\ K_{21n} &= \frac{in}{r} J_n(k_r r), K_{24n} = \frac{in}{r} Y_n(k_r r), \\ K_{22n} &= -k_r J'_n(k_r r), K_{25n} = -k_r Y'_n(k_r r), \\ K_{23n} &= -\frac{nk_z}{k_t r} J_n(k_r r), K_{26n} = -\frac{nk_z}{k_t r} Y_n(k_r r), \\ K_{31n} &= ik_z J_n(k_r r), K_{34n} = ik_z Y_n(k_r r), \\ K_{32n} &= 0, K_{35n} = 0, \\ K_{33n} &= \frac{k_r^2}{k_t} J_n(k_r r), K_{36n} = \frac{k_r^2}{k_t} Y_n(k_r r), \\ K_{41n} &= 2\mu k_r^2 J''_n(k_r r) - \lambda k_t^2 J_n(k_r r), K_{44n} = 2\mu k_r^2 Y''_n(k_r r) - \lambda k_t^2 Y_n(k_r r), \\ K_{42n} &= 2\mu \frac{in}{r^2} [k_r r J'_n(k_r r) - J_n(k_r r)], K_{45n} = 2\mu \frac{in}{r^2} [k_r r Y'_n(k_r r) - Y_n(k_r r)], \\ K_{43n} &= 2\mu \frac{ik_r^2 k_z}{k_t} J''_n(k_r r), K_{46n} = 2\mu \frac{ik_r^2 k_z}{k_t} Y''_n(k_r r), \\ K_{51n} &= 2\mu \frac{in}{r} \left[ k_r J'_n(k_r r) - \frac{1}{r} J_n(k_r r) \right], K_{54n} = 2\mu \frac{in}{r} \left[ k_r Y'_n(k_r r) - \frac{1}{r} Y_n(k_r r) \right], \\ K_{52n} &= -\mu k_r^2 [2J''_n(k_r r) + J_n(k_r r)], K_{55n} = -\mu k_r^2 [2Y''_n(k_r r) + Y_n(k_r r)], \\ K_{53n} &= 2\mu \left[ -\frac{nk_r k_z}{k_t r} J'_n(k_r r) + \frac{k_z}{k_t r^2} J_n(k_r r) \right], K_{56n} = 2\mu \left[ -\frac{nk_r k_z}{k_t r} Y'_n(k_r r) + \frac{k_z}{k_t r^2} Y_n(k_r r) \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
K_{61n} &= 2\mu i k_z k_{tr} J'_n(k_{tr} r), \quad K_{64n} = 2\mu i k_z k_{tr} Y'_n(k_{tr} r), \\
K_{62n} &= -\mu \frac{nk_z}{r} J_n(k_{tr}), \quad K_{64n} = -\mu \frac{nk_z}{r} Y_n(k_{tr} r), \\
K_{63n} &= \mu(k_{tr}^2 - k_z^2) \frac{k_{tr}}{k_t} J'_n(k_{tr} r), \quad K_{66n} = \mu(k_{tr}^2 - k_z^2) \frac{k_{tr}}{k_t} Y'_n(k_{tr} r),
\end{aligned}$$

## Apéndice D

# Estimación de la frecuencia y fase de un tono mediante el método de la secante

En el capítulo 5 vimos la necesidad de estimar correctamente la frecuencia y la fase de la modulación sinusoidal en la base de tiempos del sistema de adquisición empleado para registrar la señal interferencial. En este apéndice describiremos la implementación del método que hemos empleado. Para una comprensión teórica más detallada el lector puede consultar [215]. El método está basado en el estimador óptimo de máxima verosimilitud (MLE, *maximum likelihood estimator*) de la frecuencia, que viene dado por el máximo del periodograma, seguido de un refinamiento basado en la búsqueda del máximo del espectro discreto por medio de un método numérico.

El problema a resolver es la estimación de la frecuencia, fase y amplitud de un tono con ruido a partir de observaciones en el tiempo discreto. Consideremos la señal compleja recibida:

$$y_n = a_0 e^{i(\omega_0 n t_m + \phi_0)} + z_n, \quad n = n_0, \dots, n_0 + N - 1, \quad (\text{D.1})$$

donde  $N$  es el número de muestras,  $n_0$  denota la primera muestra,  $\omega_0 = 2\pi f_0 \geq 0$  es la frecuencia,  $a_0$  es la amplitud,  $t_m$  es el período de muestreo,  $\phi_0$  es la fase definida entre  $(-\pi, \pi]$  y  $z_n$  es una variable compleja aleatoria dada por una distribución gaussiana con valor medio cero y varianza  $\sigma^2 = \text{var}(\text{Re}(z_n)) = \text{var}(\text{Im}(z_n))$ . Las covarianzas de la parte real e imaginaria de  $z_n$  son cero. De esta forma se asume que los  $z_n$  son independientes e idénticamente distribuidos. La relación señal ruido (SNR) se define como

$$SNR = \frac{a_0^2}{2\sigma^2}. \quad (D.2)$$

El estimador de frecuencia de máxima verosimilitud dada la observación (D.1) es

$$\omega_{MLE} = \max_{\omega} |A(\omega)| \quad (D.3)$$

siendo  $A(\omega)$  el periodograma de  $x_n$  :

$$A(\omega) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} y_n e^{-in\omega t_m} \quad (D.4)$$

Una vez obtenido  $\omega_{MLE}$ , la fase se estima utilizando

$$\phi_{MLE} = \angle(A(\omega_{MLE})) - \omega_{MLE} t_0 \quad (D.5)$$

siendo  $t_0 = n_0 dt$  el tiempo inicial. La amplitud se estima tomando el módulo de (D.4) para la frecuencia estimada

$$a_{0MLE} = |A(\omega_{MLE})| \quad (D.6)$$

Para determinar de forma gruesa el máximo del periodograma se calcula la transformada de Fourier discreta (DFT) de  $y_n$  que es una versión muestreada de  $A(\omega)$  a frecuencias  $\omega_k = (2\pi k)/(Mt_m)$  con  $k = 0, \dots, M-1$ . Para computar la DFT normalmente se emplea la transformada de Fourier rápida (FFT). Después se busca el índice  $k_{max}$  que hace tal que  $A(\omega_{k_{max}})$  es máximo.

Como ya mencionamos en el capítulo 5, la señal interferencial generada a partir de una perturbación de fase sinusoidal genera un espectro con múltiples armónicos de la frecuencia de modulación. Para aplicar este método se busca los máximos en un entorno de la frecuencia de modulación nominal, que se supone conocida.

El refinamiento de la estimación de la frecuencia ML se basa en la búsqueda numérica del máximo de (D.4) en un entorno de  $\omega_{k_{max}}$ . En concreto el máximo estará contenido en el intervalo de frecuencias  $\omega_k$  correspondiente a  $k_{max} + [-0.5, 0.5]$ . El máximo de  $|A(\omega)|$  se puede obtener como la raíz de la primera derivada en este intervalo.

Existen diversos métodos numéricos para la búsqueda de las raíces de una función real como por ejemplo, el método de la bisección, el método de la secante o el método de

Newton-Raphson. Nosotros usaremos el método de la secante que da buenos resultados teniendo en cuenta el coste computacional.

El método de la secante es un método iterativo para encontrar las raíces de una función real  $f:R \rightarrow R$ . La relación de recurrencia entre las aproximaciones a la raíz es

$$x_m = x_{m-1} - f(x_{m-1}) \frac{x_{m-1} - x_{m-2}}{f(x_{m-1}) - f(x_{m-2})} = \frac{x_{m-2}f(x_{m-1}) - x_{m-1}f(x_{m-2})}{f(x_{m-1}) - f(x_{m-2})} \quad (D.7)$$

donde se requieren dos valores iniciales,  $x_0$  y  $x_1$  cercanos a la raíz buscada. Los criterios de parada son

$$\begin{aligned} 1. & |x_m - x_{m+1}| < \epsilon \\ 2. & f(x_m) = f(x_{m-1}) \\ 3. & f(x_m) = 0 \end{aligned} \quad (D.8)$$

siendo  $\epsilon$  la tolerancia del error. También se añade un límite al número de iteraciones en caso de no convergencia del método.

Encontrar el máximo de  $|A(\omega)|$  es equivalente a encontrar las raíces de  $d|A(\omega)|/d\omega$  o  $d|A(\omega)|^2/d\omega$ . Podemos escribir  $A(\omega)$  como suma de su parte real e imaginaria

$$A(\omega) = R(\omega) + iI(\omega) \quad (D.9)$$

donde teniendo en cuenta (D.4) tenemos que

$$\begin{aligned} R(\omega) &= \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \alpha_n \cos(n\omega t_m) + \beta_n \sin(n\omega t_m) \\ I(\omega) &= -\frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \alpha_n \sin(n\omega t_m) - \beta_n \cos(n\omega t_m) \end{aligned} \quad (D.10)$$

donde

$$\alpha_n = \text{Re}(y_n) \text{ y } \beta_n = \text{Im}(y_n) \quad (D.11)$$

La función de la cual que queremos localizar el máximo es

$$F(\omega) = |A(\omega)|^2 = A^*(\omega) \cdot A(\omega) = R^2(\omega) + I^2(\omega) \quad (D.12)$$

cuya derivada será

$$F'(\omega) = \frac{dF}{d\omega} = 2R \frac{dR}{d\omega} + 2I \frac{dI}{d\omega} \quad (D.13)$$

donde

$$\frac{dR}{d\omega} = \frac{t_m}{N} \sum_{n=0}^{N-1} n (-\alpha_n \sin(n\omega t_m) + \beta_n \cos(n\omega t_m))$$

$$\frac{dI}{d\omega} = -\frac{t_m}{N} \sum_{n=0}^{N-1} n (\alpha_n \cos(n\omega t_m) + \beta_n \sin(n\omega t_m))$$

Finalmente se busca la raíz de (D.13) usando la relación (D.7) con los valores iniciales  $\omega_0 = (2\pi(k_{\max} - 0.5))/(Mt_m)$  y  $\omega_1 = (2\pi(k_{\max} + 0.5))/(Mt_m)$ , y los criterios de parada (D.8). La raíz obtenida será la estimación de la frecuencia del tono,  $\omega_{MLE}$ . La fase y la amplitud se calculan usando (D.5) y (D.6).

En ocasiones el método de la secante aplicado a las señales interferenciales converge a algún valor fuera del intervalo  $(2\pi k_{\max})/(Mt_m) + [-0.5, 0.5]$ . Típicamente esto ocurre por la presencia de perturbaciones externas de muy baja frecuencia, menores  $\sim 5\text{Hz}$ . En ese caso se puede usar el método de la bisección para garantizar la convergencia dentro del intervalo. Por otro lado, es importante establecer adecuadamente el número de muestras para el cálculo de la FFT. Aumentando el número de muestras se aumenta la resolución en la primera búsqueda aproximada. Del mismo modo se reduce el intervalo de la segunda búsqueda minimizando así la posibilidad de la presencia de dos o más máximos en el intervalo.







# Referencias

- [1] A. G. Bell, "On the production and reproduction of sound by light," *American Journal of Science*(118), 305-324 (1880).
- [2] A. G. Bell, "The production of sound by radiant energy," *Science*, 242-253 (1881).
- [3] M. D. Rabasovic, M. G. Nikolic, M. D. Dramicanin, M. Franko, and D. D. Markushev, "Low-cost, portable photoacoustic setup for solid samples," *Measurement Science & Technology*, 20(9), (2009).
- [4] A. C. Tam, and C. K. Patel, "Optical absorptions of light and heavy water by laser optoacoustic spectroscopy," *Applied Optics*, 18(19), 3348-58 (1979).
- [5] G. Santiago, V. Slezak, and A. Peuriot, "Resonant photoacoustic gas sensing by PC-based audio detection," *Applied Physics B*, 77(4), 463-465 (2003).
- [6] F. Bijnen, F. Harren, J. Hackstein, and J. Reuss, "Intracavity CO laser photoacoustic trace gas detection: cyclic CH<sub>4</sub>, H<sub>2</sub>O and CO<sub>2</sub> emission by cockroaches and scarab beetles," *Applied Optics*, 35(27), 5357-5368 (1996).
- [7] A. A. Oraevsky, S. L. Jacques, and F. K. Tittel, "Determination of tissue optical properties by time-resolved detection of laser-induced stress waves," *Proc. SPIE*, 1882, 86-101 (1993).
- [8] L. H. V. Wang, [Photoacoustic Imaging and Spectroscopy] CRC Press, (2009).
- [9] M. H. Xu, and L. H. V. Wang, "Photoacoustic imaging in biomedicine," *Review of Scientific Instruments*, 77(4), (2006).
- [10] A. A. Oraevsky, and A. A. Karabutov, *Optoacoustic Tomography*, in *Biomedical Photonics Handbook*, T. Vo-Dinh, Editor 2003, CRC Press LLC: Boca Raton, FL. p. 34/1-34/34.
- [11] V. V. Tuchin, and S. o. P.-o. I. Engineers, [Tissue Optics: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnosis] SPIE/International Society for Optical Engineering, (2007).
- [12] R. Marbach, T. Koschinsky, F. Gries, and H. Heise, "Noninvasive blood glucose assay by near-infrared diffuse reflectance spectroscopy of the human inner lip," *Applied Spectroscopy*, 47(7), 875-881 (1993).
- [13] I. J. Bigio, and J. R. Mourant, "Ultraviolet and visible spectroscopies for tissue diagnostics: fluorescence spectroscopy and elastic-scattering spectroscopy," *Physics in Medicine and Biology*, 42(5), 803 (1997).
- [14] A. S. Haka, Z. Volynskaya, J. A. Gardecki, J. Nazemi, R. Shenk, N. Wang, R. R. Dasari, M. Fitzmaurice, and M. S. Feld, "Diagnosing breast cancer using Raman spectroscopy: prospective analysis," *Journal of Biomedical Optics*, 14(5), 054023-054023-8 (2009).
- [15] J. Laufer, C. Elwell, D. Delpy, and P. Beard, "In vitro measurements of absolute blood oxygen saturation using pulsed near-infrared photoacoustic spectroscopy: accuracy and resolution," *Physics in Medicine and Biology*, 50(18), 4409-4428 (2005).

- [16] W.-F. Cheong, S. A. Prahl, and A. J. Welch, "A review of the optical properties of biological tissues," *Ieee Journal of Quantum Electronics*, 26(12), 2166-2185 (1990).
- [17] J. Laufer, D. Delpy, C. Elwell, and P. Beard, "Quantitative spatially resolved measurement of tissue chromophore concentrations using photoacoustic spectroscopy: application to the measurement of blood oxygenation and haemoglobin concentration," *Physics in Medicine and Biology*, 52(1), 141-168 (2007).
- [18] F. Bevilacqua, A. J. Berger, A. E. Cerussi, D. Jakubowski, and B. J. Tromberg, "Broadband absorption spectroscopy in turbid media by combined frequency-domain and steady-state methods," *Applied Optics*, 39, 6498-6507 (2000).
- [19] B. J. Tromberg, N. Shah, R. Lanning, A. Cerussi, J. Espinoza, T. Pham, L. Svaasand, and J. Butler, "Non-invasive in vivo characterization of breast tumors using photon migration spectroscopy," *Neoplasia*, 2(1), 26-40 (2000).
- [20] T. H. Pham, H. P. Ha, T. Burney, D. Serna, L. Powell, M. Brenner, and B. J. Tromberg, "Noninvasive monitoring of hemodynamic stress using quantitative near-infrared frequency-domain photon migration spectroscopy," *Journal of Biomedical Optics*, 7(1), 34-44 (2002).
- [21] P. Acedo, A. García, V. Cunningham, H. Lamela, and J. O. SantoTomás, "Preliminary tests on a low-cost and compact optoelectronic system for optical mammography," *Photonics North 2005*. 59691E-59691E-9.
- [22] P. Acedo, A. García, V. Cunningham, H. Lamela, and J. O. SantoTomás, "Conception and description of a low-cost and compact optoelectronic frequency-domain system for optical mammography," *Congress on Optics and Optoelectronics*. 595903-595903-9.
- [23] B. J. Tromberg, A. Cerussi, N. Shah, M. Compton, A. Durkin, D. Hsiang, J. Butler, and R. Mehta, "Imaging in breast cancer - Diffuse optics in breast cancer: detecting tumors in pre-menopausal women and monitoring neoadjuvant chemotherapy," *Breast Cancer Research*, 7(6), 279-285 (2005).
- [24] A. A. Oraevsky, E. V. Savateeva, S. V. Solomatin, A. A. Karabutov, V. G. Andreev, Z. Gatalica, T. Khamapirad, and P. M. Henrichs, "Optoacoustic imaging of blood for visualization and diagnostics of breast cancer," *Biomedical Optoacoustics Iii*, 4618, 81-94 (2002).
- [25] S. Manohar, A. Kharine, J. C. G. van Hespén, W. Steenbergen, and T. G. van Leeuwen, "The Twente Photoacoustic Mammoscope: system overview and performance," *Physics in Medicine and Biology*, 50(11), 2543-2557 (2005).
- [26] S. Manohar, S. E. Vaartjes, J. C. G. van Hespén, J. M. Klaase, F. M. van den Engh, W. Steenbergen, and T. G. van Leeuwen, "Initial results of in vivo non-invasive cancer imaging in the human breast using near-infrared photoacoustics," *Optics Express*, 15, 12277-12285 (2007).
- [27] X. D. Wang, Y. J. Pang, G. Ku, X. Y. Xie, G. Stoica, and L. H. V. Wang, "Noninvasive laser-induced photoacoustic tomography for structural and functional in vivo imaging of the brain," *Nature Biotechnology*, 21(7), 803-806 (2003).
- [28] H. F. Zhang, K. Maslov, M. Sivaramakrishnan, G. Stoica, and L. H. V. Wang, "Imaging of hemoglobin oxygen saturation variations in single vessels in vivo using photoacoustic microscopy," *Applied Physics Letters*, 90(5), (2007).
- [29] S. A. Ermilov, T. Khamapirad, A. Conjusteau, M. H. Leonard, R. Lacewell, K. Mehta, T. Miller, and A. A. Oraevsky, "Laser optoacoustic imaging system for detection of breast cancer," *Journal of Biomedical Optics*, 14(2), 024007 (2009).
- [30] J. Jose, S. Manohar, R. G. M. Kolkman, W. Steenbergen, and T. G. van Leeuwen, "Imaging of tumor vasculature using Twente photoacoustic systems," *Journal of Biophotonics*, 2(12), 701-717 (2009).
- [31] K. Zell, M. W. Vogel, P. Menzenbach, R. Niessner, and C. Haisch, "First practical experiences with the Optoacoustic/Ultrasound system OPUS - art. no. 68560S,"

- Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing 2008: the Ninth Conference on Biomedical Thermoacoustics, Optoacoustics, and Acoustic-Optics, 6856, S8560-S8560 (2008).
- [32] S. Sethuraman, J. H. Amirian, S. H. Litovsky, R. W. Smalling, and S. Y. Emelianov, "Spectroscopic intravascular photoacoustic imaging to differentiate atherosclerotic plaques," *Optics Express*, 16(5), 3362-3367 (2008).
- [33] K. Jansen, A. F. W. van der Steen, H. M. M. van Beusekom, J. W. Oosterhuis, and G. van Soest, "Intravascular photoacoustic imaging of human coronary atherosclerosis," *Optics Letters*, 36(5), 597-599 (2011).
- [34] S. Mallidi, T. Larson, J. Aaron, K. Sokolov, and S. Emelianov, "Molecular specific optoacoustic imaging with plasmonic nanoparticles," *Optics Express*, 15(11), 6583-6588 (2007).
- [35] H.-P. Brecht, R. Su, M. Fronheiser, S. A. Ermilov, A. Conjusteau, and A. A. Oraevsky, "Whole-body three-dimensional optoacoustic tomography system for small animals," *Journal of Biomedical Optics*, 14(6), 064007 (2009).
- [36] H.-P. Brecht, R. Su, M. Fronheiser, S. A. Ermilov, A. Conjusteau, A. Liopo, M. Motamedi, and A. A. Oraevsky, "Optoacoustic 3D whole-body tomography: experiments in nude mice," *SPIE BiOS: Biomedical Optics*. 71770E-71770E-8.
- [37] A. Oraevsky, "Detection, diagnostics and image-guided therapy of cancer using laser optoacoustic imaging system and gold nanoparticles," *Biophotonics*, 2004. APBP 2004. The Second Asian and Pacific Rim Symposium on. 250-251.
- [38] J. A. Copland, M. Eghtedari, V. L. Popov, N. Kotov, N. Mamedova, M. Motamedi, and A. A. Oraevsky, "Bioconjugated gold nanoparticles as a molecular based contrast agent: Implications for imaging of deep tumors using optoacoustic tomography," *Molecular Imaging and Biology*, 6(5), 341-349 (2004).
- [39] H. Lamela, V. Cunningham, P. Pedreira, D. C. Gallego, P. Acedo, W. Fritzsche, A. Csaki, G. Festag, and A. Steinbruk, "Comparative analysis of optical absorption and optoacoustic signal generation in nanoparticles - art. no. 68560L," *Proceedings of SPIE*, 6856, L8560-L8560 (2008).
- [40] H. Lamela, V. Cunningham, P. Pedreira, D. C. Gallego, P. Acedo, W. Fritzsche, A. Csaki, G. Festag, and A. Steinbruk, "Analysis of the diffuse light and optoacoustic signal generation in nanoparticles - art. no. 702207," *Advanced Laser Technologies 2007*, 7022, 2207-2207 (2008).
- [41] M. Eghtedari, A. Oraevsky, J. A. Copland, N. A. Kotov, A. Conjusteau, and M. Motamedi, "High sensitivity of in vivo detection of gold nanorods using a laser optoacoustic imaging system," *Nano Letters*, 7(7), 1914-1918 (2007).
- [42] K. H. Song, C. Kim, K. Maslov, and L. V. Wang, "Noninvasive in vivo spectroscopic nanorod-contrast photoacoustic mapping of sentinel lymph nodes," *European Journal of Radiology*, 70(2), 227-231 (2009).
- [43] A. Taruttis, E. Herzog, D. Razansky, and V. Ntziachristos, "Real-time imaging of cardiovascular dynamics and circulating gold nanorods with multispectral optoacoustic tomography," *Optics Express*, 18(19), 19592-19602 (2010).
- [44] J.-M. Yang, C. Favazza, R. Chen, J. Yao, X. Cai, K. Maslov, Q. Zhou, K. K. Shung, and L. V. Wang, "Simultaneous functional photoacoustic and ultrasonic endoscopy of internal organs in vivo," *Nature Medicine*, 18(8), 1297 (2012).
- [45] D. Gallego, and H. Lamela, "High-sensitivity ultrasound interferometric single-mode polymer optical fiber sensors for biomedical applications," *Optics Letters*, 34(12), 1807-1809 (2009).
- [46] J. Laufer, P. Johnson, E. Zhang, B. Treeby, B. Cox, B. Pedley, and P. Beard, "In vivo preclinical photoacoustic imaging of tumor vasculature development and therapy," *Journal of Biomedical Optics*, 17(5), (2012).
- [47] P. C. Beard, A. M. Hurrell, and T. N. Mills, "Characterization of a polymer film optical fiber hydrophone for use in the range 1 to 20 MHz: A comparison with PVDF

- needle and membrane hydrophones," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, 47(1), 256-264 (2000).
- [48] E. Z. Zhang, J. G. Laufer, R. B. Pedley, and P. C. Beard, "In vivo high-resolution 3D photoacoustic imaging of superficial vascular anatomy," *Physics in Medicine and Biology*, 54(4), 1035-1046 (2009).
- [49] L. V. Wang, and H. Wu, [Biomedical Optics: Principles and Imaging] Wiley, (2007).
- [50] M. I. Oshtrakh, "Study of the relationship of small variations of the molecular structure and the iron state in iron containing proteins by Mössbauer spectroscopy: biomedical approach," *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, 60(1-2), 217-234 (2004).
- [51] V. P. Wallace, E. MacPherson, A. J. Fitzgerald, T. Lo, E. Provenzano, S. Pinder, and A. Purushotham, *Terahertz pulsed imaging and spectroscopy of breast tumors*, in *SPIE Proceedings2006*. p. U183-U190.
- [52] V. P. Wallace, P. F. Taday, A. J. Fitzgerald, R. M. Woodward, J. Cluff, R. J. Pye, and D. D. Arnone, "Terahertz pulsed imaging and spectroscopy for biomedical and pharmaceutical applications," *Faraday Discuss*, 126, 255-63; discussion 303-11 (2004).
- [53] R. O. Esenaliev, I. V. Larina, K. V. Larin, D. J. Deyo, M. Motamedi, and D. S. Prough, "Optoacoustic technique for noninvasive monitoring of blood oxygenation: a feasibility study," *Applied Optics*, 41(22), 4722-4731 (2002).
- [54] E. V. Savateeva, A. A. Karabutov, S. V. Solomatin, and A. A. Oraevsky, "Optical properties of blood at various levels of oxygenation studied by time-resolved detection of laser-induced pressure profiles." 4618, 63-75.
- [55] A. A. Bednov, E. V. Savateeva, and A. A. Oraevsky, "Opto-acoustic monitoring of blood optical properties as a function of glucose concentration." 4960, 21-29.
- [56] K. Matti, and M. Risto, "Effect of glucose on photoacoustic signals at the wavelengths of 1064 and 532 nm in pig blood and intralipid," *Journal of Physics D: Applied Physics*, 38(15), 2654 (2005).
- [57] N. Rozanova, and J. Zhang, "Photothermal ablation therapy for cancer based on metal nanostructures," *Science in China Series B: Chemistry*, 52(10), 1559-1575 (2009).
- [58] P. Fortina, L. J. Kricka, D. J. Graves, J. Park, T. Hyslop, F. Tam, N. Halas, S. Surrey, and S. A. Waldman, "Applications of nanoparticles to diagnostics and therapeutics in colorectal cancer," *Trends Biotechnol*, 25(4), 145-52 (2007).
- [59] X. Huang, P. K. Jain, I. H. El-Sayed, and M. A. El-Sayed, "Gold nanoparticles: interesting optical properties and recent applications in cancer diagnostics and therapy," *Nanomedicine (Lond)*, 2(5), 681-93 (2007).
- [60] Z. Zuomin, and M. Risto, "The effects of optical scattering on pulsed photoacoustic measurement in weakly absorbing liquids," *Measurement Science and Technology*, 12(12), 2172 (2001).
- [61] W. M. Star, *Diffusion Theory of Light Transport*, in *Optical-Thermal Response of Laser-Irradiated Tissue*
- A. J. Welch and M. J. C. van Gemert, Editors. 2011, Springer Netherlands.
- [62] A. A. Oraevsky, S. L. Jacques, and F. K. Tittel, "Measurement of tissue optical properties by time-resolved detection of laser-induced transient stress," *Applied Optics*, 36(1), 402-415 (1997).
- [63] H. Heusmann, J. G. Koelzer, and G. Mitic, "Characterization of female breasts in vivo by time-resolved and spectroscopic measurements in the near infrared spectroscopy," *Journal of Biomedical Optics*, 1(4), 425-434 (1996).
- [64] S. Fantini, S. A. Walker, M. A. Franceschini, M. Kaschke, P. M. Schlag, and K. T. Moesta, "Assessment of the size, position, and optical properties of breast tumors in vivo by noninvasive optical methods," *Applied Optics*, 37(10), 1982-9 (1998).

- [65] S. Y. Emelianov, S. R. Aglyamov, A. B. Karpiouk, S. Mallidi, S. Park, S. Sethuraman, J. Shah, R. W. Smalling, J. M. Rubin, and W. G. Scott, "1E-5 Synergy and Applications of Combined Ultrasound, Elasticity, and Photoacoustic Imaging (Invited)," *Ultrasonics Symposium*, 2006. IEEE. 405-415.
- [66] J. D. Ingle, and S. R. Crouch, [Spectrochemical Analysis] Prentice Hall, (1988).
- [67] V. È. Gusev, and A. A. Karabutov, [Laser Optoacoustics] American Institute of Physics, (1993).
- [68] T. J. Allen, B. T. Cox, and P. C. Beard, "Generating photoacoustic signals using high-peak power pulsed laser diodes." 5697, 233-242.
- [69] R. O. Esenaliev, A. A. Karabutov, and A. A. Oraevsky, "Sensitivity of laser optoacoustic imaging in detection of small deeply embedded tumors," *Ieee Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 5(4), 981-988 (1999).
- [70] C. A. DiMarzio, and T. W. Murray, "Medical imaging techniques combining light and ultrasound," *Subsurface Sensing Technologies and Applications*, 4(4), 289-309 (2003).
- [71] S. Kumar, and V. Singh, "Pseudo-Grüneisen parameter of organic liquids," *Indian journal of pure & applied physics*, 30(3), 89-93 (1992).
- [72] M. Xu, and L. V. Wang, "Pulsed-microwave-induced thermoacoustic tomography: Filtered backprojection in a circular measurement configuration," *Medical Physics*, 29(8), 1661-1669 (2002).
- [73] A. A. Oraevsky, and A. A. Karabutov, "Ultimate sensitivity of time-resolved optoacoustic detection," *Biomedical Optoacoustics. Proc. SPIE 3916*, 228-239 (2000).
- [74] L. V. Wang, "Tutorial on photoacoustic microscopy and computed tomography," *Ieee Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 14(1), 171-179 (2008).
- [75] M. H. Xu, and L. H. V. Wang, "Universal back-projection algorithm for photoacoustic computed tomography," *Physical Review E*, 71(1), 7 (2005).
- [76] G. Strang, and T. Nguyen, [Wavelets and filter banks] Wellesley-Cambridge Press, (1996).
- [77] E. Zhang, J. Laufer, and P. Beard, "Backward-mode multiwavelength photoacoustic scanner using a planar Fabry-Perot polymer film ultrasound sensor for high-resolution three-dimensional imaging of biological tissues," *Applied Optics*, 47(4), 561-577 (2008).
- [78] C. Sheaff, and S. Ashkenazi, "A Fiber Optic Optoacoustic Ultrasound Sensor for Photoacoustic Endoscopy," *2010 International Ultrasonics Symposium*, (2010).
- [79] P. Fomitchov, and S. Krishnaswamy, "Response of a fiber Bragg grating ultrasonic sensor," *Optical Engineering*, 42(4), 956-963 (2003).
- [80] A. Rosenthal, D. Razansky, and V. Ntziachristos, "High-sensitivity compact ultrasonic detector based on a pi-phase-shifted fiber Bragg grating," *Optics Letters*, 36(10), 1833-1835 (2011).
- [81] A. Rosenthal, S. Kellnberger, D. Bozhko, A. Chekkoury, M. Omar, D. Razansky, and V. Ntziachristos, "Sensitive interferometric detection of ultrasound for minimally invasive clinical imaging applications," *Laser & Photonics Reviews*, 8(3), 450-457 (2014).
- [82] V. Wilkens, and C. Koch, "Optical multilayer detection array for fast ultrasonic field mapping," *Optics Letters*, 24(15), 1026-1028 (1999).
- [83] S. L. Chen, S. W. Huang, T. Ling, S. Ashkenazi, and L. J. Guo, "Polymer microring resonators for high-sensitivity and wideband photoacoustic imaging," *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 56(11), 2482-2491 (2009).
- [84] S. W. Huang, S. L. Chen, T. Ling, A. Maxwell, M. O'Donnell, L. J. Guo, and S. Ashkenazi, "Low-noise wideband ultrasound detection using polymer microring resonators," *Applied Physics Letters*, 92(19), (2008).

- [85] S. Ashkenazi, C. Y. Chao, L. J. Guo, and M. O'Donnell, "Ultrasound detection using polymer microring optical resonator," *Applied Physics Letters*, 85(22), 5418-5420 (2004).
- [86] R. De Paula, J. H. Cole, and J. A. Bucaro, "Broad-band ultrasonic sensor based on induced optical phase shifts in single-mode fibers," *Journal of Lightwave Technology*, 1(2), 390 - 393 (1983).
- [87] D. Gallego, D. Sáez-Rodríguez, D. Webb, O. Bang, and H. Lamela, "Interferometric microstructured polymer optical fiber ultrasound sensor for optoacoustic endoscopic imaging in biomedical applications," *OFS2014 23rd International Conference on Optical Fiber Sensors*. 9157, 91574X-91574X-4.
- [88] H. Lamela, D. Gallego, R. Gutierrez, and A. Oraevsky, "Interferometric fiber optic sensors for biomedical applications of optoacoustic imaging," *Journal of Biophotonics*, 4(3), 184-192 (2011).
- [89] G. Kossoff, "The effects of backing and matching on the performance of piezoelectric ceramic transducers," *Sonics and Ultrasonics, IEEE Transactions on*, 13(1), 20-30 (1966).
- [90] M. Born, E. Wolf, and A. B. Bhatia, *Multiple-beam interference*, in *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light (7th Ed.)*, 1999, Cambridge University Press. p. 359-412.
- [91] J. F. Dorigi, S. Krishnaswamy, and J. D. Achenbach, "Stabilization of an embedded fiber optic Fabry-Perot sensor for ultrasound detection," *Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 42(5), 820-824 (1995).
- [92] J.-h. Zhao, Y.-k. Shi, N. Shan, and X.-q. Yuan, "Stabilized fiber-optic extrinsic Fabry-Perot sensor system for acoustic emission measurement," *Optics & Laser Technology*, 40(6), 874-880 (2008).
- [93] J. D. Hamilton, T. Buma, M. Spisar, and M. O'Donnell, "High frequency optoacoustic arrays using etalon detection," *Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 47(1), 160-169 (2000).
- [94] P. C. Beard, F. Perennes, and T. N. Mills, "Transduction mechanisms of the Fabry-Perot polymer film sensing concept for wideband ultrasound detection," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, 46(6), 1575-1582 (1999).
- [95] E. Zhang, and P. Beard, "Broadband ultrasound field mapping system using a wavelength tuned, optically scanned focused laser beam to address a Fabry Perot polymer film sensor," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, 53(7), 1330-1338 (2006).
- [96] Y. Hou, J.-S. Kim, S.-W. Huang, S. Ashkenazi, L. J. Guo, and M. O'Donnell, "Characterization of a broadband all-optical ultrasound transducer-from optical and acoustical properties to imaging," *Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 55(8), 1867-1877 (2008).
- [97] C. Sheaff, and S. Ashkenazi, "A polyimide-etalon thin film structure for all-optical high-frequency ultrasound transduction," *Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 59(10), (2012).
- [98] C. Sheaff, and S. Ashkenazi, "Characterization of an improved polyimide-etalon all-optical transducer for high-resolution ultrasound imaging," *Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 61(7), 1223-1232 (2014).
- [99] M. Klann, and C. Koch, "Measurement of spatial cross sections of ultrasound pressure fields by optical scanning means," *Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 52(9), 1546-1554 (2005).
- [100] V. Wilkens, and C. Koch, "Fiber-optic multilayer hydrophone for ultrasonic measurement," *Ultrasonics*, 37(1), 45-49 (1999).



- [101] W. Weise, V. Wilkens, and C. Koch, "Frequency response of fiber-optic multilayer hydrophones: Experimental investigation and finite element simulation," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, 49(7), 937-946 (2002).
- [102] P. Morris, A. Hurrell, A. Shaw, E. Zhang, and P. Beard, "A Fabry-Perot fiber-optic ultrasonic hydrophone for the simultaneous measurement of temperature and acoustic pressure," *Journal of the Acoustical Society of America*, 125(6), 3611-3622 (2009).
- [103] E. Z. Zhang, and P. C. Beard, *A miniature all-optical photoacoustic imaging probe*, in *Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing 2011*, A. A. W. L. V. Oraevsky, Editor 2011.
- [104] E. Z. Zhang, and P. C. Beard, "Characteristics of optimized fibre-optic ultrasound receivers for minimally invasive photoacoustic detection," *SPIE BiOS*. 932311-932311-9.
- [105] P. Burgholzer, C. Hofer, G. J. Matt, G. Paltauf, M. Haltmeier, and O. Scherzer, "Thermoacoustic tomography using fiber based Fabry-Perot interferometer as an integrating line detector," 7th Conference on Biomedical Thermoacoustics, Optoacoustics, and Acousto-Optics. 60861N.
- [106] H. Gruen, T. Barer, P. Burgholzer, R. Nuster, and G. Paltauf, "Three-dimensional photoacoustic imaging using fiber-based line detectors," *Journal of Biomedical Optics*, 15(2), (2010).
- [107] V. Wilkens, "Characterization of an optical multilayer hydrophone with constant frequency response in the range from 1 to 75 MHz," *The Journal of the Acoustical Society of America*, 113(3), 1431-1438 (2003).
- [108] P. C. Beard, and T. N. Mills, "Extrinsic optical-fiber ultrasound sensor using a thin polymer film as a low-finesse Fabry-Perot interferometer," *Applied Optics*, 35(4), 663-675 (1996).
- [109] Y. Uno, and K. Nakamura, "Pressure sensitivity of a fiber-optic microprobe for high-frequency ultrasonic field," *Japanese Journal of Applied Physics*, 38(5S), 3120 (1999).
- [110] P. Morris, A. Hurrell, E. Zhang, S. Rajagopal, and P. Beard, "A Fabry-Perot fibre-optic hydrophone for the measurement of ultrasound induced temperature changes," *power*, 1, T2 (2006).
- [111] T. Allen, E. Zhang, and P. Beard, "Large-field-of-view laser-scanning OR-PAM using a fibre optic sensor," *SPIE BiOS*. 93230Z-93230Z-6.
- [112] R. J. Colchester, E. Z. Zhang, C. A. Mosse, P. C. Beard, I. Papakonstantinou, and A. E. Desjardins, "Broadband miniature optical ultrasound probe for high resolution vascular tissue imaging," *Biomedical Optics Express*, 6(4), 1502-1511 (2015).
- [113] J. Li, A. Taylor, I. Papakonstantinou, E. Zhang, and P. Beard, "Highly sensitive optical microresonator sensors for photoacoustic imaging," *SPIE BiOS*. 89430C-89430C-10.
- [114] J. A. Guggenheim, J. Li, E. Z. Zhang, and P. C. Beard, "Frequency response and directivity of highly sensitive optical microresonator detectors for photoacoustic imaging," *SPIE BiOS*. 93231C-93231C-6.
- [115] M. A. Tadayon, M.-E. Baylor, and S. Ashkenazi, "Polymer waveguide Fabry-Perot resonator for high-frequency ultrasound detection," *Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 61(12), 2132-2138 (2014).
- [116] P. Hajireza, K. Krause, M. Brett, and R. Zemp, "Glancing angle deposited nanostructured film Fabry-Perot etalons for optical detection of ultrasound," *Optics Express*, 21(5), 6391-6400 (2013).
- [117] J. Laufer, E. Zhang, G. Raivich, and P. Beard, "Three-dimensional noninvasive imaging of the vasculature in the mouse brain using a high resolution photoacoustic scanner," *Applied Optics*, 48(10), D299-D306 (2009).

- [118] J. Laufer, F. Norris, J. Cleary, E. Zhang, B. Treeby, B. Cox, P. Johnson, P. Scambler, M. Lythgoe, and P. Beard, "In vivo photoacoustic imaging of mouse embryos," *Journal of Biomedical Optics*, 17(6), (2012).
- [119] S. Johnson, O. Ogunlade, E. Zhang, J. Laufer, V. Rajkumar, R. Pedley, and P. Beard, "Photoacoustic tomography of vascular therapy in a preclinical mouse model of colorectal carcinoma," *SPIE BiOS*. 89431R-89431R-6.
- [120] A. P. Jathoul, J. Laufer, O. Ogunlade, B. Treeby, B. Cox, E. Zhang, P. Johnson, A. R. Pizzey, B. Philip, and T. Marafioti, "Deep in vivo photoacoustic imaging of mammalian tissues using a tyrosinase-based genetic reporter," *Nature Photonics*, (2015).
- [121] P. Hajireza, J. Sorge, M. Brett, and R. Zemp, "In vivo optical resolution photoacoustic microscopy using glancing angle-deposited nanostructured Fabry-Perot etalons," *Optics Letters*, 40(7), 1350-1353 (2015).
- [122] C. K. Kirkendall, and A. Dandridge, "Overview of high performance fibre-optic sensing," *Journal of Physics D-Applied Physics*, 37(18), R197-R216 (2004).
- [123] J. H. Cole, R. L. Johnson, and P. G. Bhuta, "FIBEROPTIC DETECTION OF SOUND," *Journal of the Acoustical Society of America*, 62(5), 1136-1138 (1977).
- [124] L. Flax, J. H. Cole, R. P. Depaula, and J. A. Bucaro, "Acoustically Induced Birefringence in Optical Fibers," *Journal of the Optical Society of America*, 72(9), 1159-1162 (1982).
- [125] R. P. Depaula, L. Flax, J. H. Cole, and J. A. Bucaro, "Single-Mode Fiber Ultrasonic Sensor," *Ieee Journal of Quantum Electronics*, 18(4), 680-683 (1982).
- [126] H. Wen, D. G. Wiesler, A. Tveten, B. Danver, and A. Dandridge, "High-sensitivity fiber-optic ultrasound sensors for medical imaging applications," *Ultrasonic Imaging*, 20(2), 103-112 (1998).
- [127] P. A. Fomitchov, A. K. Kromine, S. Krishnaswamy, and J. D. Achenbach, "Sagnac-type fiber-optic array sensor for detection of bulk ultrasonic waves," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, 47(3), 584-590 (2000).
- [128] H. Lamela, D. Gallego, and A. A. Oraevsky, "Optoacoustic imaging using fiber-optic interferometric sensors," *Optics Letters*, 34(23), 3695-3697 (2009).
- [129] M. Haltmeier, O. Scherzer, P. Burgholzer, and G. Paltauf, "Thermoacoustic computed tomography with large planar receivers," *Inverse Problems*, 20(5), 1663-1673 (2004).
- [130] P. Burgholzer, C. Hofer, G. Paltauf, M. Haltmeier, and O. Scherzer, "Thermoacoustic tomography with integrating area and line detectors," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, 52, 1577-1583 (2005).
- [131] G. Paltauf, R. Nuster, K. Passler, M. Haltmeier, and P. Burgholzer, "Optimizing image resolution in three-dimensional photoacoustic tomography with line detectors - art. no. 685621," *Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing 2008: the Ninth Conference on Biomedical Thermoacoustics, Optoacoustics, and Acoustic-Optics*, 6856, 85621-85621 (2008).
- [132] G. Paltauf, R. Nuster, M. Haltmeier, and P. Burgholzer, "Photoacoustic tomography using a Mach-Zehnder interferometer as an acoustic line detector," *Applied Optics*, 46(16), 3352-3358 (2007).
- [133] G. Paltauf, R. Nuster, and P. Burgholzer, "Characterization of integrating ultrasound detectors for photoacoustic tomography," *Journal of Applied Physics*, 105(10), (2009).
- [134] M. Holotta, H. Grossauer, C. Kremser, P. Torbica, J. Volkl, G. Degenhart, R. Esterhammer, R. Nuster, G. Paltauf, and W. Jaschke, "Photoacoustic tomography of ex vivo mouse hearts with myocardial infarction," *Journal of Biomedical Optics*, 16(3), (2011).
- [135] G. Paltauf, and H. SchmidtKloiber, "Measurement of laser-induced acoustic waves with a calibrated optical transducer," *Journal of Applied Physics*, 82(4), 1525-1531 (1997).

- [136] R. Nuster, S. Gratt, K. Passler, H. Grün, T. Berer, P. Burgholzer, and G. Paltauf, "Comparison of optical and piezoelectric integrating line detectors," *Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing 2009*. 7177, 71770T-71770T-8.
- [137] D. C. Gallego, and H. Lamela, "High-sensitivity ultrasound interferometric single-mode polymer optical fiber sensors for biomedical applications," *Optics Letters* 34(12), 1807-1809 (2009).
- [138] S. Kiesel, K. Peters, T. Hassan, and M. Kowalsky, "Large deformation in-fiber polymer optical fiber sensor," *Ieee Photonics Technology Letters*, 20(5-8), 416-418 (2008).
- [139] H. Grün, T. Berer, R. Nuster, G. Paltauf, and P. Burgholzer, "Fiber-based detectors for photoacoustic imaging," *European Conferences on Biomedical Optics*. 73710T-73710T-7.
- [140] D. Gallego, and H. Lamela, *High sensitivity interferometric polymer optical fiber ultrasound sensors for optoacoustic imaging and biomedical application*, in *21st International Conference on Optical Fiber Sensors*, W. J. A. J. B. X. Bock, Editor 2011.
- [141] A. Stefani, W. Yuan, C. Markos, and O. Bang, "Narrow bandwidth 850-nm fiber Bragg gratings in few-mode polymer optical fibers," *Photonics Technology Letters, IEEE*, 23(10), 660-662 (2011).
- [142] W. Yuan, D. J. Webb, K. Kalli, K. Nielsen, A. Stefani, H. K. Rasmussen, and O. Bang, "870nm Bragg grating in single mode TOPAS microstructured polymer optical fibre," *21st International Conference on Optical Fibre Sensors (OFS21)*. 77538X-77538X-4.
- [143] C. Broadway, D. Gallego, G. Woyessa, A. Pospori, G. Carpintero, O. Bang, K. Sugden, and H. Lamela, "Fabry-Perot micro-structured polymer optical fibre sensors for opto-acoustic endoscopy," *SPIE Biophotonics South America*. 953116-953116-9.
- [144] C. Broadway, D. Gallego, G. Woyessa, A. Pospori, O. Bang, D. J. Webb, G. Carpintero, and H. Lamela, "Polymer optical fibre sensors for endoscopic opto-acoustic imaging," *European Conferences on Biomedical Optics*. 953907-953907-7.
- [145] M. Xu, L. Reekie, Y. Chow, and J. P. Dakin, "Optical in-fibre grating high pressure sensor," *Electronics Letters*, 29(4), 398-399 (1993).
- [146] I. A. Veres, P. Burgholzer, T. Berer, A. Rosenthal, G. Wissmeyer, and V. Ntziachristos, "Characterization of the spatio-temporal response of optical fiber sensors to incident spherical waves," *The Journal of the Acoustical Society of America*, 135(4), 1853-1862 (2014).
- [147] A. D. Kersey, M. A. Davis, H. J. Patrick, M. LeBlanc, K. Koo, C. Askins, M. Putnam, and E. J. Friebele, "Fiber grating sensors," *Journal of Lightwave Technology*, 15(8), 1442-1463 (1997).
- [148] N. E. Fisher, J. Surowiec, D. J. Webb, D. A. Jackson, L. Gavrilov, J. Hand, L. Zhang, and I. Bennion, "In-fibre Bragg gratings for ultrasonic medical applications," *Measurement Science and Technology*, 8(10), 1050 (1997).
- [149] D. J. Webb, J. Surowiec, M. Sweeney, D. A. Jackson, L. Gavrilov, J. Hand, L. Zhang, and I. Bennion, "Miniature fiber optic ultrasonic probe," *SPIE's 1996 International Symposium on Optical Science, Engineering, and Instrumentation*. 76-80.
- [150] T. Erdogan, "Fiber grating spectra," *Lightwave Technology, Journal of*, 15(8), 1277-1294 (1997).
- [151] A. Rosenthal, M. A. A. Caballero, S. Kellnberger, D. Razansky, and V. Ntziachristos, "Spatial characterization of the response of a silica optical fiber to wideband ultrasound," *Optics Letters*, 37(15), 3174-3176 (2012).
- [152] N. E. Fisher, D. J. Webb, C. N. Pannell, D. A. Jackson, L. R. Gavrilov, J. W. Hand, L. Zhang, and I. Bennion, "Medical ultrasound detection using fiber Bragg gratings," *Proc. SPIE*, 3541, 27-32 (1999).
- [153] A. Rosenthal, D. Razansky, and V. Ntziachristos, "Wideband optical sensing using pulse interferometry," *Optics Express*, 20(17), 19016-19029 (2012).

- [154] C. Y. Chao, S. Ashkenazi, S. W. Huang, M. O'Donnell, and L. J. Guo, "High-frequency ultrasound sensors using polymer microring resonators," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, 54(5), 957-965 (2007).
- [155] C.-y. Chao, and L. J. Guo, "Polymer microring resonators fabricated by nanoimprint technique," *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 20(6), 2862-2866 (2002).
- [156] T. Ling, S.-L. Chen, and L. J. Guo, "Fabrication and characterization of high Q polymer micro-ring resonator and its application as a sensitive ultrasonic detector," *Optics Express*, 19(2), 861-869 (2011).
- [157] C. Zhang, T. Ling, S.-L. Chen, and L. J. Guo, "Ultrabroad bandwidth and highly sensitive optical ultrasonic detector for photoacoustic imaging," *ACS Photonics*, 1(11), 1093-1098 (2014).
- [158] T. Ling, S.-L. Chen, and L. J. Guo, "High-sensitivity and wide-directivity ultrasound detection using high Q polymer microring resonators," *Applied Physics Letters*, 98(20), (2011).
- [159] C. Zhang, S.-L. Chen, T. Ling, and L. Guo, "Review of Imprinted Polymer Microring as Ultrasound Detector: Fabrication, characterization and Applications," (2015).
- [160] C. Zhang, K. Maslov, J. Yao, and L. V. Wang, "In vivo photoacoustic microscopy with 7.6- $\mu\text{m}$  axial resolution using a commercial 125-MHz ultrasonic transducer," *Journal of Biomedical Optics*, 17(11), 116016-116016 (2012).
- [161] Z. Xie, S.-L. Chen, T. Ling, L. J. Guo, P. L. Carson, and X. Wang, "Pure optical photoacoustic microscopy," *Optics Express*, 19(10), 9027-9034 (2011).
- [162] H. Li, B. Dong, Z. Zhang, H. F. Zhang, and C. Sun, "A transparent broadband ultrasonic detector based on an optical micro-ring resonator for photoacoustic microscopy," *Scientific reports*, 4, (2014).
- [163] C. Sung-Liang, L. Tao, H. W. Baac, and L. J. Guo, "Photoacoustic endoscopy using polymer microring resonators," *Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 7899, (2011).
- [164] B. Dong, S. Chen, Z. Zhang, C. Sun, and H. F. Zhang, "Photoacoustic probe using a microring resonator ultrasonic sensor for endoscopic applications," *Optics Letters*, 39(15), 4372-4375 (2014).
- [165] C. Koch, and W. Molkenstruck, "Primary calibration of hydrophones with extended frequency range 1 to 70 MHz using optical interferometry," *Ieee Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, 46(5), 1303-1314 (1999).
- [166] D. R. Bacon, "Primary calibration of ultrasonic hydrophone using optical interferometry," *Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 35(2), 152-161 (1988).
- [167] R. Mezrich, D. Vilkomerson, and K. Etzold, "Ultrasonic waves: their interferometric measurement and display," *Applied Optics*, 15(6), 1499-1505 (1976).
- [168] D. Hand, S. Freeborn, P. Hodgson, T. Carolan, K. Quan, H. Mackenzie, and J. Jones, "Optical fiber interferometry for photoacoustic spectroscopy in liquids," *Optics Letters*, 20(2), 213 (1995).
- [169] S. A. Carp, A. Guerra III, S. Q. Duque Jr, and V. Venugopalan, "Optoacoustic imaging using interferometric measurement of surface displacement," *Applied Physics Letters*, 85(23), 5772-5774 (2004).
- [170] S. A. Carp, and V. Venugopalan, "Optoacoustic imaging based on the interferometric measurement of surface displacement," *Journal of Biomedical Optics*, 12(6), 064001-064001-9 (2007).
- [171] G. Rousseau, A. Blouin, and J. P. Monchalain, "Non-contact photoacoustic tomography and ultrasonography for tissue imaging," *Biomedical Optics Express*, 3(1), 16-25 (2012).
- [172] G. Rousseau, B. Gauthier, A. Blouin, and J. P. Monchalain, "Non-contact biomedical photoacoustic and ultrasound imaging," *Journal of Biomedical Optics*, 17(6), (2012).

- [173] A. Hochreiner, J. Bauer-Marschallinger, P. Burgholzer, B. Jakoby, and T. Berer, "Non-contact photoacoustic imaging using a fiber based interferometer with optical amplification," *Biomedical Optics Express*, 4(11), 2322-2331 (2013).
- [174] Y. Wang, C. Li, and R. K. Wang, "Noncontact photoacoustic imaging achieved by using a low-coherence interferometer as the acoustic detector," *Optics Letters*, 36(20), 3975-3977 (2011).
- [175] Z. Chen, S. Yang, Y. Wang, and D. Xing, "Noncontact broadband all-optical photoacoustic microscopy based on a low-coherence interferometer," *Applied Physics Letters*, 106(4), 043701 (2015).
- [176] X. Wang, Y. Pang, G. Ku, X. Xie, G. Stoica, and L. V. Wang, "Noninvasive laser-induced photoacoustic tomography for structural and functional in vivo imaging of the brain," *Nature Biotechnology*, 21(7), 803-806 (2003).
- [177] ANSI, [Z136.1 - Safe Use of Lasers], (2007).
- [178] S. Ashkenazi, Y. Hou, S. W. Huang, T. Buma, and M. O'Donnell, *High-Frequency optoacoustic transducers for ultrasonic and photoacoustic imaging*, in *Photoacoustic Imaging and Spectroscopy*, L. H. V. Wang, Editor 2009, CRC Press. p. 223.
- [179] E. Vannacci, L. Belsito, F. Mancarella, M. Ferri, G. Veronese, A. Roncaglia, and E. Biagi, "Miniaturized fiber-optic ultrasound probes for endoscopic tissue analysis by micro-opto-mechanical technology," *Biomedical microdevices*, 16(3), 415-426 (2014).
- [180] M. Wang, J. Hiltunen, S. Uusitalo, J. Puustinen, J. Lappalainen, P. Karioja, and R. Myllylä, "Fabrication of optical inverted-rib waveguides using UV-imprinting," *Microelectronic Engineering*, 88(2), 175-178 (2011).
- [181] E. Hecht, and A. Zając, [Optics] Addison-Wesley Pub. Co., (1974).
- [182] A. Dandridge, *Fiber optic Sensors Based on the Mach-Zehnder and Michelson Interferometers*, in *Fiber Optic Sensors: An Introduction for Engineers and Scientists*, E. U. a. W. B. Spillman, Editor 1991, Wiley: New York, United States. p. 271-323.
- [183] G. B. Hocker, "Fiber-optic sensing of pressure and temperature," *Applied Optics*, 18(9), 1445-1448 (1979).
- [184] E. Hecht, *Optics*, 2002, Addison-Wesley. p. 376-379.
- [185] M. K. Szczurowski, T. Martynkien, G. Statkiewicz-Barabach, W. Urbanczyk, L. Khan, and D. J. Webb, "Measurements of stress-optic coefficient in polymer optical fibers," *Optics Letters*, 35(12), 2013-2015 (2010).
- [186] J. Dorigi, S. Krishnaswamy, and J. D. Achenbach, "Response of an embedded fiber optic ultrasound sensor," *Journal of the Acoustical Society of America*, 101(1), 257-263 (1997).
- [187] K. F. Graff, [Wave Motion in Elastic Solids] Dover Publications, 394-406 (2012).
- [188] W. Huang, Y. J. Wang, and S. I. Rokhlin, "Oblique scattering of an elastic wave from a multilayered cylinder in a solid. Transfer matrix approach," *Journal of the Acoustical Society of America*, 99(5), 2742-2754 (1996).
- [189] T. Berer, I. A. Veres, H. Gruen, J. Bauer-Marschallinger, K. Felbermayer, and P. Burgholzer, "Characterization of broadband fiber optic line detectors for photoacoustic tomography," *Journal of Biophotonics*, 5(7), 518-528 (2012).
- [190] S. Kiesel, K. Peters, T. Hassan, and M. Kowalsky, "Behaviour of intrinsic polymer optical fibre sensor for large-strain applications," *Measurement Science & Technology*, 18(10), 3144-3154 (2007).
- [191] D. J. Welker, J. Tostenrude, D. W. Garvey, B. K. Canfield, and M. G. Kuzyk, "Fabrication and characterization of single-mode electro-optic polymer optical fiber," *Optics Letters*, 23(23), 1826-1828 (1998).
- [192] D. D. Raftopoulos, D. Karapanos, and P. S. Theocaris, "Static and dynamic mechanical and optical behaviour of high polymers," *Journal of Physics D: Applied Physics*, 9(5), 869 (1976).
- [193] R. M. Waxler, D. Horowitz, and A. Feldman, "Optical and physical parameters of Plexiglas 55 and Lexan," *Applied Optics*, 18(1), 101-104 (1979).

- [194] R. Oliveira, L. Bilro, and R. Nogueira, "Smooth end face termination of microstructured, graded-index, and step-index polymer optical fibers," *Applied Optics*, 54(18), 5629-5633 (2015).
- [195] L. J. Guo, "Nanoimprint Lithography: Methods and Material Requirements," *Advanced Materials*, 19(4), 495-513 (2007).
- [196] L. J. Guo, "Recent progress in nanoimprint technology and its applications," *Journal of Physics D-Applied Physics*, 37(11), R123-R141 (2004).
- [197] C.-W. Kuo, J.-Y. Shiu, P. Chen, and G. A. Somorjai, "Fabrication of Size-Tunable Large-Area Periodic Silicon Nanopillar Arrays with Sub-10-nm Resolution," *The Journal of Physical Chemistry B*, 107(37), 9950-9953 (2003).
- [198] J. Hiltunen, M. Hiltunen, J. Puustinen, J. Lappalainen, and P. Karioja, "Fabrication of optical waveguides by imprinting: Usage of positive tone resist as a mould for UV curable polymer," *Opt Expr*, 17(25), 22813-22823 (2009).
- [199] D. Gallego, M. Wang, J. Hiltunen, R. Myllyla, and H. Lamela, *Polymer inverted-rib optical waveguide interferometric sensor for optoacoustic imaging*, in *Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing 2012*, A. A. Oraevsky and L. V. Wang, Editors. 2012, Spie-Int Soc Optical Engineering: Bellingham.
- [200] G. Barton, M. A. van Eijkelenborg, G. Henry, M. C. Large, and J. Zagari, "Fabrication of microstructured polymer optical fibres," *Optical Fiber Technology*, 10(4), 325-335 (2004).
- [201] T. G. Giallorenzi, J. A. Bucaro, A. Dandridge, G. H. Sigel, J. H. Cole, S. C. Rashleigh, and R. G. Priest, "Optical Fiber Sensor Technology," *Ieee Journal of Quantum Electronics*, 18(4), 626-665 (1982).
- [202] D. A. Jackson, R. Priest, A. Dandridge, and A. B. Tveten, "Elimination of Drift in a Single-Mode Optical Fiber Interferometer Using a Piezoelectrically Stretched Coiled Fiber," *Applied Optics*, 19(17), 2926-2929 (1980).
- [203] A. Dandridge, A. B. Tveten, and T. G. Giallorenzi, "Homodyne demodulation scheme for fiber optic sensors using phase generated carrier," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 30(10), 1635-1641 (1982).
- [204] K. Koo, A. Tveten, and A. Dandridge, "Passive stabilization scheme for fiber interferometers using (3× 3) fiber directional couplers," *Applied Physics Letters*, 41(7), 616-618 (1982).
- [205] I. Kwon, C. Kim, and C. Hong, "A digital signal processing algorithm for structural strain measurement by a 3× 3 passive demodulated fiber optic interferometric sensor," *Smart materials and structures*, 8(4), 433 (1999).
- [206] C. A. DiMarzio, A. J. Devaney, and S. C. Lindberg, [Optical quadrature interferometry utilizing polarization to obtain in-phase and quadrature information] Google Patents, (1999).
- [207] B. Culshaw, and I. P. Giles, "Frequency modulated heterodyne optical fiber Sagnac interferometer," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 30(4), 536-539 (1982).
- [208] S. Yoon, Y. Park, and K. Cho, "A new balanced-path heterodyne I/Q-interferometer scheme for low environmental noise, high sensitivity phase measurements for both reflection and transmission geometry," *Optics Express*, 21(18), 20722-20729 (2013).
- [209] T. Yokoyama, T. Araki, S. Yokoyama, and N. Suzuki, "A subnanometre heterodyne interferometric system with improved phase sensitivity using a three-longitudinal-mode He-Ne laser," *Measurement Science and Technology*, 12(2), 157 (2001).
- [210] M. Abramowitz, and I. A. Stegun, [Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables] Dover Publications, New York(1965).
- [211] V. Sudarshanam, and K. Srinivasan, "Linear readout of dynamic phase change in a fiber-optic homodyne interferometer," *Optics Letters*, 14(2), 140-142 (1989).

- [212] V. Sudarshanam, "Minimum detectable phase shift in spectrum-analysis techniques of optical interferometric vibration detection," *Applied Optics*, 31(28), 5997-6002 (1992).
- [213] W. Jin, L. M. Zhang, D. Uttamchandani, and B. Culshaw, "Modified J 1... J 4 method for linear readout of dynamic phase changes in a fiber-optic homodyne interferometer," *Applied Optics*, 30(31), 4496-4499 (1991).
- [214] V. Sudarshanam, and R. O. Claus, "Generic J 1... J 4 method of optical phase detection: accuracy and range enhancement," *Journal of Modern Optics*, 40(3), 483-492 (1993).
- [215] D. C. Rife, and R. R. Boorstyn, "Single tone parameter estimation from discrete-time observations," *Information Theory, IEEE Transactions on*, 20(5), 591-598 (1974).
- [216] S. Vaithilingam, T. J. Ma, Y. Furukawa, O. Oralkan, A. Kamaya, K. Torashima, M. Kupnik, I. O. Wygant, X. F. Zhuang, R. B. Jeffrey, and B. T. Khuri-Yakub, "Investigating Large 2D Arrays for Photoacoustic and Acoustic Imaging using CMUT Technology," 2008 Ieee Ultrasonics Symposium, Vols 1-4 and Appendix, 1238-1241 (2008).
- [217] J. H. Galeti, R. T. Higuti, E. C. N. Silva, and C. Kitano, "Nanodisplacement Measurements of Piezoelectric Flextensional Actuators Using a New Interferometry Homodyne Method," *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, 64(5), 1256-1265 (2015).
- [218] J. Folkman, and R. Kalluri, *Tumor Angiogenesis*, in *Holland-Frei Cancer Medicine*, D. W. Kufe, R. E. Pollock, R. R. Weichselbaum *et al.*, Editors. 2003, BC Decker: Hamilton (ON).
- [219] G. M. Spirou, A. A. Oraevsky, I. A. Vitkin, and W. M. Whelan, "Optical and acoustic properties at 1064 nm of polyvinyl chloride-plastisol for use as a tissue phantom in biomedical optoacoustics," *Physics in Medicine and Biology*, 50(14), N141-N153 (2005).
- [220] A. A. Oraevsky, and S. Ermilov, [Optoacoustic imaging system use for optoacoustic tomography, reconstructs high contrast quantitative optoacoustic images of body from determined absorption coefficients of objects using maximum angular amplitude probability algorithm] Seno Medical Instr Inc; Oraevsky a; Ermilov S, (2007).
- [221] A. A. Oraevsky, *Optoacoustic tomography of the breast*, in *Photoacoustic Imaging and Spectroscopy*, L. H. V. Wang, Editor 2009, CRC Press. p. 411.
- [222] S. A. Ermilov, T. Khamapirad, A. Conjusteau, M. H. Leonard, R. Lacewell, K. Mehta, T. Miller, and A. A. Oraevsky, "Laser optoacoustic imaging system for detection of breast cancer," *Journal of Biomedical Optics*, 14(2), 024007-1-14 (2009).
- [223] R. A. Kruger, D. R. Reinecke, and G. A. Kruger, "Thermoacoustic computed tomography-technical considerations," *Medical Physics*, 26(9), 1832-1837 (1999).