



CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN OPTICA, A.C.

“MÉTODOS ÓPTICOS PARA LA DETECCIÓN DEL FENÓMENO FOTOACÚSTICO Y SU APLICACIÓN EN LA RECONSTRUCCIÓN DE IMÁGENES”

*Versión definitiva.
Incluye cambios sugeridos por revisores*



Tesis que para obtener el grado de Doctor en Ciencias (Óptica)

Presenta: Yanier Ojeda Morales

Director de Tesis: Dr. Geminiano D. Martínez Ponce

*León · Guanajuato · México
Octubre de 2023*

A mi familia y en especial a mi hijo ...

Agradecimientos

En primer lugar, agradezco a CONAHCyT por el apoyo económico recibido para realizar mi doctorado bajo la beca 2019-000037-02NACF-20954.

También agradezco a mi asesor Dr. Geminiano D. Martínez Ponce por su guía, su apoyo, así como su enseñanza constante que fueron imprescindibles para llevar a cabo este proyecto. Gracias a mi esposa por ser mi consejera, mi apoyo emocional y científico. Gracias a mi hijo por ser mi fuente de inspiración y el motivo que me impulsa a seguir trabajando. Muchas gracias a mis padres Juan y Bárbara por haberme formado como una persona de bien y haberme inculcado el amor al trabajo. Gracias a toda mi familia por su apoyo incondicional.

Además, quiero agradecer a mi comité de seguimiento porque durante estos 4 años han seguido de cerca mi trabajo. Gracias a los Drs. Gerardo Gutiérrez, Noé Alcalá y Sergio Calixto por sus observaciones y consejos que contribuyeron a mejorar este proyecto.

Por otro lado, quiero agradecer al CIO a y todo su personal por su apoyo a mi formación. Gracias a los técnicos del taller mecánico por sus contribuciones en la fabricación de dispositivos mecánicos necesarios para el proyecto. Gracias a los técnicos del taller de electrónica por el apoyo en la parte electrónica de los sistemas de detección implementados. Gracias a los técnicos del taller óptico del CIO por su aporte en la fabricación del sistema óptico de detección. En general, gracias a todas las personas que de una forma u otra pusieron un granito de arena en la ejecución de este proyecto, así como en mi formación científica.

Resumen

El efecto fotoacústico es un fenómeno físico aplicado en, por ejemplo, la caracterización de materiales, pruebas no destructivas e imagenología biomédica. Desarrollar métodos innovadores para la detección de las señales ultrasónicas inducidas mediante la absorción de pulsos láser es determinante para ampliar el rango de operación de las pruebas fotoacústicas. En este trabajo, motivados por su sensibilidad y ancho de banda excepcionales, un conjunto de métodos ópticos para la detección de ultrasonido fueron explorados. Se evaluaron dos técnicas de detección localizada y un método de campo completo basado en un sistema Schlieren. Este último permitió capturar una instantánea del campo de presiones que se propagó desde la muestra hacia el medio circundante. Además, se implementó un algoritmo de reconstrucción de imágenes basado en la transformada de Radón para obtener el perfil de la fuente fotoacústica. La ventaja de la técnica propuesta es que permite formar la imagen del objeto a partir de una única captura. Las imágenes fotoacústicas obtenidas mediante este método muestran concordancia con la estructura de los especímenes analizados y reproducen las dimensiones del mismo. Por otro lado, se evaluó el desempeño de los métodos ópticos para la detección de señales fotoacústicas a escalas micrométricas. En este sentido, el efecto fotoacústico fue inducido al iluminar microesferas metálicas y las señales adquiridas mediante un sensor interferométrico de fibra óptica fueron analizadas en el dominio de la frecuencia, encontrándose una relación entre el tamaño de las muestras y los rasgos espectrales de las ondas. Además, se estudió la propagación de las ondas fotoacústicas en distancias cercanas a la muestra (sub-milímetro) detectándose fenómenos de conversión de modo así como efectos de campo cercano y difracción acústica. Estos resultados son relevantes para aplicaciones fotoacústicas donde la detección se realiza cerca de la muestra, tal como sucede en los sistemas microfluídicos.

Abstract

Photoacoustic effect is a physics phenomenon applied in, for example, materials characterization, nondestructive testing, and biomedical imaging. The development of innovative methods to detect ultrasonic signals induced by laser pulse absorption is crucial to widen the operating range of photoacoustic tests. In this work, motivated by their exceptional sensitivity and bandwidth, a set of optical ultrasound detection methods were explored. Two localized detection techniques and a full-field method based on a Schlieren system were evaluated. The latter allowed capturing a snapshot of the pressure field propagating from the sample into the surrounding medium. In addition, an image reconstruction algorithm based on the Radon transform was implemented to obtain the profile of the photoacoustic source. The advantage of the proposed technique is that it allows forming the image of the object from a single capture. The photoacoustics images obtained by this method show agreement with the structure of the specimens analyzed and reproduce the dimensions of the specimen. On the other hand, the performance of optical methods for the detection of photoacoustics signals at micrometer scales was evaluated. In this regard, the photoacoustic effect was induced by illuminating metallic microspheres and the acquired signals using an interferometric optical fiber sensor were analyzed in the frequency domain, finding a relationship between the size of the samples and spectral elements of the wave. In addition, the propagation of photoacoustics waves at distances close to the sample (sub-millimeter) was studied, detecting mode conversion phenomena as well as near-field effects and acoustic diffraction. These results are relevant for photoacoustics applications where the detection is performed very close to the sample, just as happens in microfluidic systems.

Índice general

Índice de figuras	XV
1. Introducción a la fotoacústica	1
1.1. Imagenología Fotoacústica	1
1.2. Efecto fotoacústico	3
1.3. Ecuación fotoacústica	4
1.3.1. Ecuación fotoacústica en líquidos	4
1.3.2. Ecuación fotoacústica en sólidos isótropos	4
1.4. Profundidad de penetración y resolución	6
1.5. Detección de la onda de ultrasonido	9
1.5.1. Sensores Piezoeléctricos	9
1.5.2. Sensores Capacitivos	9
1.6. Motivación del proyecto	10
1.7. Objetivos	11
1.7.1. Objetivos específicos	11
2. Detección óptica y algoritmos de reconstrucción.	13
2.1. Estado del arte	13
2.2. Métodos refractivos	14
2.2.1. Por cambios en la intensidad	14
2.2.2. Deflectometría de haz de prueba	16
2.3. Métodos interferométricos	16
2.3.1. Sistemas de espacio libre	17
2.4. Detectores de ultrasonido basados en fibra óptica	19
2.5. Resonadores ópticos de microcavidad	21
2.6. Detección óptica de campo completo	22

2.6.1.	Detección mediante interfaz óptica	23
2.6.2.	Detección mediante película de Fabry Perot	24
2.6.3.	Interferometría de moteado	24
2.6.4.	Métodos sensible a fase	24
2.7.	Algoritmos de reconstrucción	28
2.8.	Métodos de reconstrucción de campo completo	29
2.8.1.	Algoritmo de Fourier	30
2.8.2.	Algoritmo basado en la transformada de Radon	31
3.	Sistemas ópticos de detección implementados	35
3.1.	Reflexión total interna	35
3.1.1.	Arreglo experimental	36
3.1.2.	Discusión	38
3.2.	Detección de señal fotoacústica mediante difracción de la luz	39
3.2.1.	Arreglo experimental	39
3.2.2.	Discusión	41
3.3.	Método de detección de campo completo basado en una cámara y un sistema Schlieren	42
3.3.1.	Arreglo experimental	45
3.3.2.	Imágenes de campo acústico y reconstrucción del perfil de la muestra	49
4.	Estudio de señales fotoacústicas a escala micrométrica	55
4.1.	Sistema comercial de detección fotoacústica	56
4.1.1.	Sensor de fibra óptica	56
4.1.2.	Unidad de interrogación	57
4.2.	Generación y detección de ondas fotoacústicas en microesferas de acero inoxidable	58
4.2.1.	Métodos	58
4.2.2.	Simulación	59
4.2.3.	Comprobación experimental del efecto de las reflexiones en el espectro de las señales PA en microesferas	62
4.3.	Generación y detección de ondas fotoacústicas en una placa de aluminio . . .	64
4.3.1.	Detección de ondas longitudinales y ondas transversales	65
4.4.	Detección de ondas transversales que experimentan conversión de modo. . . .	68
4.5.	Efectos de interferencia acústica en el cálculo de la velocidad de propagación	70
4.5.1.	Simulación del efecto de la rugosidad de la superficie de la muestra .	70

4.5.2. Comprobación experimental	73
5. Conclusiones	77
5.1. Contribuciones	78
5.2. Trabajo a futuro	79
Bibliografía	81
Apéndice A. Producción científica derivada del proyecto doctoral	95

Índice de figuras

1.1. Comparación de diversas técnicas de imagenología en cuanto a la profundidad de penetración y resolución.	7
1.2. Fotoacústica multiescala.	8
2.1. Detección de ultrasonido utilizando reflexión de Fresnel.	15
2.2. Técnica de deflectometría de haz de prueba.	16
2.3. Detección de ultrasonido empleando un interferómetro de Michelson.	18
2.4. Detección de ultrasonido empleando un interferómetro de Mach-Zehnder.	19
2.5. Interferómetro Mach-Zehnder de fibra óptica.	20
2.6. Interferómetro de Michelson de fibra óptica.	21
2.7. Método de detección fotoacústico de contraste de fase.	26
2.8. Transformada de Radon.	31
2.9. Algoritmo de la transformada de Radon.	32
3.1. Arreglo experimental para la detección de ultrasonido por reflexión total interna.	36
3.2. Señal fotoacústica detectada mediante reflexión total interna.	38
3.3. Arreglo experimental para detectar la onda fotoacústica mediante difracción.	40
3.4. Señal PA capturada mediante el método óptico de difracción.	41
3.5. Esquema general de un sistema Schlieren fuera de eje.	43
3.6. Arreglo experimental de sistema de detección de campo completo.	46
3.7. Efecto de la duración del pulso en la resolución del sistema.	48
3.8. Comparación del contraste de las imágenes del campo acústico capturada utilizando diferentes líquidos de inmersión.	49
3.9. Detección PA y reconstrucción de imágenes con absorbedores cilíndricos.	51
3.10. Detección PA y reconstrucción de imágenes con absorbedor Hexagonal.	52
4.1. Sensor interferométrico Fabry-Perot de fibra óptica.	57

4.2. Arreglo experimental para la detección de señales PA en microesferas metálicas.	59
4.3. A Esquema que representa la muestra, el haz de excitación y el sensor bajo el microscopio. B Imagen comparativa del tamaño del spot con la microesfera. . .	60
4.4. Campo fotoacústico simulado para una microesfera metálica.	61
4.5. Señales temporales y sus espectros simulados para diferentes diámetros de microesferas.	62
4.6. A Señales PA de microesferas de acero inoxidable. B Espectros de las señales.	63
4.7. Anchura máxima a la mitad de la altura (FWHM) y frecuencia central de los espectros de las ondas fotoacústicas en función del diámetro de la microesfera.	64
4.8. Esquema del sistema de generación y detección de ondas fotoacústicas. . . .	65
4.9. Señal fotoacústica generada en placa de aluminio y detectada en contacto. . .	67
4.10. Señal fotoacústica generada en placa de aluminio y detectada a 100 μm	69
4.11. Descripción gráfica del principio de Huygens-Fresnel para la onda fotoacústica en la frontera de la muestra.	71
4.12. Señales fotoacústicas simuladas monitoreadas a diferentes distancias de una superficie rugosa.	72
4.13. Señales PA. experimentales para diferentes distancias entre el sensor y una muestra con superficie rugosa.	73
4.14. Velocidades calculadas para una muestra con superficie rugosa.	74
4.15. Señales PA experimentales para diferentes distancias entre el sensor y una muestra con superficie lisa.	75
4.16. Velocidades calculadas para una muestra con superficie lisa.	76

Capítulo 1

Introducción a la fotoacústica

Este capítulo aborda la introducción a la fotoacústica y las técnicas de imagen relacionadas. Se describe como ocurre el efecto fotoacústico en los líquidos y en los sólidos isotrópicos. Se aborda la detección de ultrasonido inducido por láser. También se explican la motivación y los objetivos perseguidos con este proyecto.

1.1. Imagenología Fotoacústica

La fotoacústica (PA) es una técnica híbrida que se fundamenta en el efecto fotoacústico y tiene la ventaja de que combina la alta resolución de las señales de ultrasonido con el alto contraste derivado de la absorción óptica. Una de las áreas de aplicación más importante de esta técnica lo constituye la generación de imágenes biomédicas. Para este tipo de imágenes se utiliza radiación electromagnética en el rango de frecuencias no ionizante, tales como la radiación óptica e infrarroja, lo cual constituye una ventaja de seguridad para el paciente con respecto a otras técnicas ionizantes como los rayos X [1]. Sin embargo, el precio a pagar es que la profundidad de penetración de estas ondas en el cuerpo humano es menor, por lo que las

imágenes que se pueden crear son de estructuras que se encuentran en regiones relativamente cercanas debajo de la piel. La imagenología fotoacústica se divide en dos grandes ramas: la microscopía fotoacústica (PAM) y la tomografía fotoacústica computarizada (PAT).

La PAM utiliza un esquema donde el haz de excitación y el detector acústico son enfocados sobre la muestra. Para formar imágenes directamente de las señales adquiridas se completa el sistema con una etapa de escaneo 2D que permite realizar un barrido a lo largo y ancho de la muestra. Esta técnica maximiza su sensibilidad de detección al alinear confocalmente su iluminación óptica y detección acústica [2].

Por otro lado, la tomografía fotoacústica computarizada utiliza un haz pulsado expandido para excitar toda la muestra. Las señales acústicas generadas se detectan utilizando sensores ultrasónicos no enfocados y las imágenes con información relativa a la absorción óptica se forman gracias a algoritmos de reconstrucción matemáticos que resuelven el problema de la propagación de la onda fotoacústica (de forma inversa) [3].

La imagenología fotoacústica presenta una serie de ventajas con respecto a otras técnicas biomédicas.

- Posee un alto contraste derivado de la absorción óptica. Por tanto, se pueden detectar elementos endógenos de los tejidos como hemoglobina y melanina, cuya distribución anómala puede asociarse con diversas patologías.
- Es sintonizable, o sea, se pueden utilizar múltiples longitudes de onda ópticas para crear imágenes multifuncionales de los tejidos y visualizar diferentes elementos como el sistema linfático y el sistema sanguíneo [4].
- Se pueden utilizar elementos de contraste externos para aportar una mayor especificidad al sistema, permitiendo obtener información a escala celular y molecular [5].

1.2. Efecto fotoacústico

El efecto fotoacústico es un fenómeno físico de conversión de energía: la energía electromagnética absorbida se transforma en energía mecánica (ondas sonoras) [6].

Los primeros reportes de este fenómeno se remontan al siglo XIX. En 1878, mientras experimentaba con celdas de Selenio, Robert Sabine notó los “efectos” que la luz producía sobre dicho material [7]. Posteriormente, en 1880, durante el proceso de invención del aparato conocido como Fotófono A.G. Bell y Sumner Tainter reportaron que “ discos de diferentes sustancias emitían sonido cuando se exponían a haces de luz interrumpidos abruptamente” [8]. Sin embargo, para estos tiempos las ondas sonoras que se generaban con este efecto solo eran detectadas utilizando el oído y no fue hasta el surgimiento de los láseres y el desarrollo de los detectores que la cantidad de aplicaciones de este efecto crecieron exponencialmente.

Los mecanismos de generación de sonido mediante absorción de la luz dependen de la intensidad de la radiación incidente, de la composición de la muestra y del modo de liberación de la energía. Entre los principales mecanismos es posible citar la electrostricción, la magnetostricción y el mecanismo térmico. En este trabajo nos enfocaremos en los casos donde las densidades de energía son moderadas y el mecanismo dominante es la expansión termoelástica [9]. Bajo estas condiciones, los campos de sonido se pueden describir en el marco de un modelo lineal correspondiente a la aproximación acústica como perturbaciones hidrodinámicas o elásticas (Referencia [9] página 24).

1.3. Ecuación fotoacústica

1.3.1. Ecuación fotoacústica en líquidos

Para derivar la ecuación de generación térmica del sonido en un líquido o en un sólido isotrópico por radiación penetrante se requiere considerar ecuaciones de la teoría dinámica de termoelasticidad y ecuaciones del campo de radiación. Ignorando los efectos de difusión térmica y viscosidad para el caso de los líquidos se llega a la siguiente ecuación inhomogénea

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - c^2 \Delta \varphi = \frac{c^2 \beta}{c_p \rho_0} \text{div} \langle \vec{S} \rangle, \quad (1.1)$$

donde φ es el potencial escalar del campo acústico, c es la velocidad del sonido en el medio, c_p es la capacidad calorífica específica del líquido, β es el coeficiente térmico de expansión volumétrica, ρ_0 es la densidad uniforme del medio, div representa la divergencia, y $\langle S \rangle$ es el promedio temporal del vector de Poynting [6].

Para pulsos ópticos de corta duración se cumple la condición de confinamiento de estrés y la amplitud de la onda acústica es proporcional a un parámetro que se conoce como coeficiente de Grüneisen y representa la eficiencia de conversión de energía óptica en energía mecánica; este se describe como:

$$\Gamma = \frac{c\beta^2}{\rho_0 c_p^2}. \quad (1.2)$$

De la ecuación 1.1 se puede observar que el término de la derecha representa la fuente acústica y depende de la radiación óptica empleada, así como del material de la muestra.

1.3.2. Ecuación fotoacústica en sólidos isótropos

Para el caso de muestras sólidas, la excitación termo-óptica de ondas acústicas es un problema más complejo, ya que además de las ondas longitudinales, también se generan

ondas transversales y de Rayleigh. Además, en el caso de los sólidos, la difusividad térmica debe tenerse en cuenta. Para describir este fenómeno en los sólidos es necesario partir de las ecuaciones de la teoría de la elasticidad. De esta teoría se obtiene un sistema de ecuaciones acopladas de las ondas de sonido y térmicas [6]. Si consideramos que la velocidad vibracional de las partículas en el medio puede expresarse como

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \text{grad}(\varphi) + \text{rot}(\vec{\psi}), \quad (1.3)$$

donde φ y ψ son el potencial escalar y vectorial del campo de velocidades respectivamente. Al resolver este sistema de ecuaciones se obtiene la expresión 1.4 que describe la excitación óptica de sonido para la onda longitudinal.

$$\frac{1}{c_L^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \Delta \varphi = -\beta \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (1.4)$$

donde T es la temperatura.

Ahora, si tenemos en cuenta que la derivada temporal de la temperatura es:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \Delta T - \frac{1}{c_p \rho_0} \text{div} \langle \vec{S} \rangle \quad (1.5)$$

donde $\chi = \frac{k}{c_p \rho_0}$ es la difusividad térmica y es proporcional a la conductividad térmica k , la ecuación 1.4 queda como

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \Delta \varphi = -c_L^2 \beta \left[\frac{k}{c_p \rho_0} \Delta T - \frac{1}{c_p \rho_0} \text{div} \langle \vec{S} \rangle \right], \quad (1.6)$$

Por otro lado, la ecuación para la onda transversal es:

$$\frac{1}{(c_T)^2} \frac{\partial^2 \vec{\psi}}{\partial t^2} - \Delta \vec{\psi} = 0, \quad (1.7)$$

donde,

$$c_T = \frac{G}{\rho}. \quad (1.8)$$

Aquí c_L y c_T son las velocidades de las ondas longitudinal y transversal, G es el módulo de elasticidad transversal y ρ es la densidad.

1.4. Profundidad de penetración y resolución

En la fotoacústica, la capacidad de generar imágenes de capas profundas de la muestra se conoce como la profundidad de penetración y está limitada por la atenuación óptica y acústica. Aunque para tejidos blandos la atenuación de las ondas acústicas puede ser significativo, la atenuación óptica es el elemento dominante para definir la profundidad de penetración de la técnica. La atenuación óptica depende directamente de los coeficientes de absorción y esparcimiento del medio, los cuales son dependientes de la frecuencia de la radiación [10]. Sin embargo, por la forma en que se genera la onda fotoacústica los fotones que se propagan de forma difusa dentro de la muestra resultan útiles, ya que pueden ser absorbidos por el cromóforo objetivo y generar la señal acústica. Observe en la Fig. 1.1 que la técnica fotoacústica es capaz de lograr profundidades de penetración superiores a otras técnicas de imagenología óptica convencionales como la Tomografía de Coherencia Óptica (OCT) y la Microscopía Confocal [11].

Por otro lado, la resolución de las imágenes fotoacústicas depende del contenido frecuencial de la señal acústica generada gracias a la absorción de la energía óptica. Generalmente, se utilizan pulsos láser de corta duración, lo que induce ondas acústicas de gran ancho de banda cuyo contenido frecuencial va desde las decenas hasta las centenas de MHz dependiendo del tamaño de los absorbentes. De esta manera se establece una relación de compromiso, puesto que al incrementar la profundidad de penetración de la radiación aumenta la atenuación de las

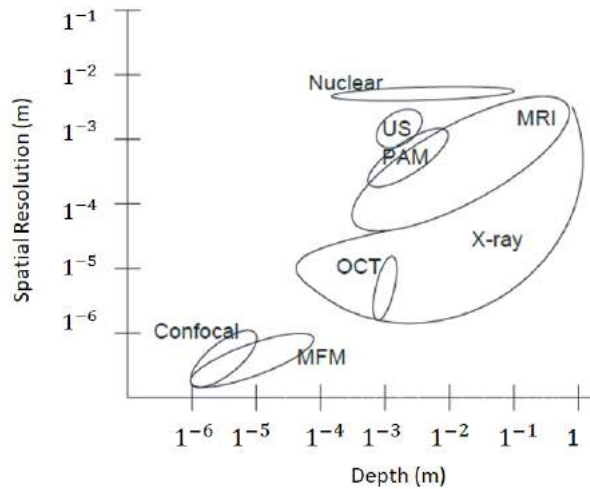


Figura 1.1 Comparación de diversas técnicas de imagenología en cuanto a la profundidad de penetración y resolución. (Reproducido de [11])(**MFM**: Microscopía Multifotónica, **OCT**: Tomografía de Coherencia Óptica, **PAM**: Microscopía Fotoacústica, **US**: Ultrasonografía, **MRI**: Imagen por Resonancia Magnética)

componentes de alta frecuencia del ultrasonido, lo que se manifiesta como una baja resolución de las imágenes fotoacústicas. Se ha demostrado que la relación entre la profundidad de imagen y la mejor resolución espacial es aproximadamente una constante de 200 [12]. En la figura 1.2 se muestra una comparación entre las diferentes técnicas fotoacústicas: Microscopía Fotoacústica Sub-longitud de Onda (SW-PAM), Microscopía Fotoacústica Sub-micrómetro (SM-PAM), Microscopía Fotoacústica con Resolución Acústica (AR-PAM), Microscopía Fotoacústica con Resolución Óptica (OR-PAM) y Tomografía Fotoacústica Computarizada (PACT). La línea punteada muestra que la razón entre la resolución y la profundidad de penetración tiene un comportamiento relativamente lineal.

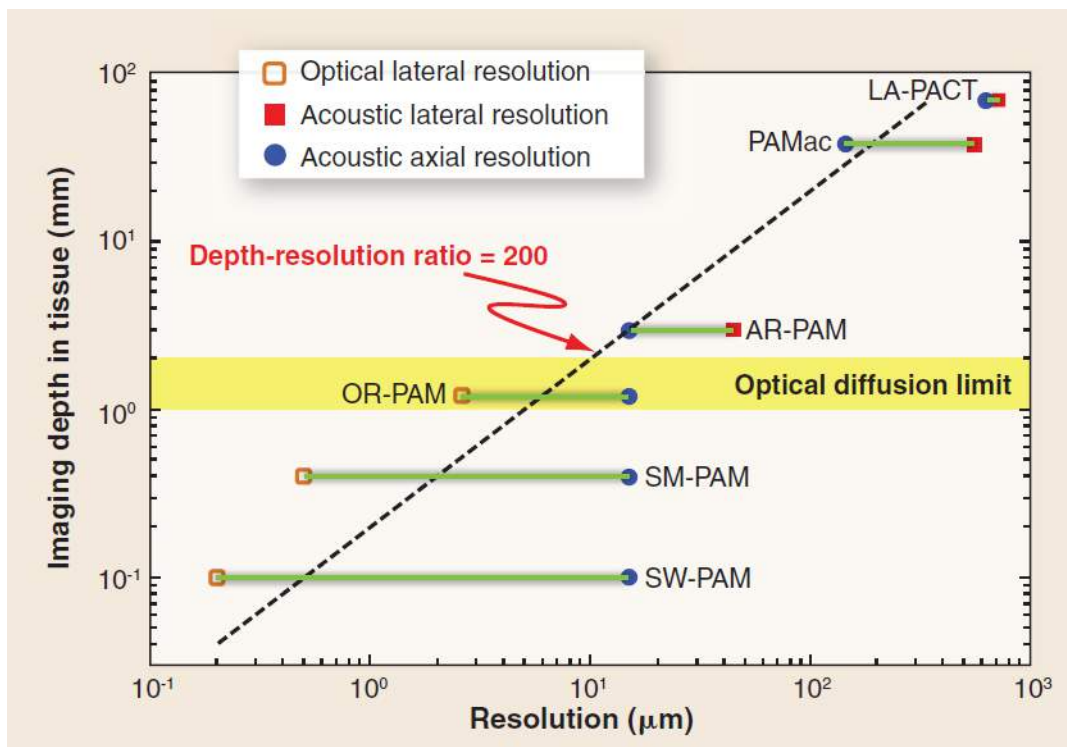


Figura 1.2 Fotoacústica multiescala. (Adaptado de [12])

1.5. Detección de la onda de ultrasonido

1.5.1. Sensores Piezoeléctricos

En los sistemas de imagenología fotoacústica la detección se realiza empleando un transductor que se encarga de convertir la presión de ultrasonido foto-inducido en una señal eléctrica. Varias tecnologías se han empleado como dispositivos de detección. Los primeros son los que se basan en el efecto piezoeléctrico, el cual explica la conversión de un estrés mecánico en energía eléctrica [13]. Entre los materiales piezoeléctricos más empleados en los sistemas fotoacústicos se pueden mencionar los de titanato de plomo y circonio (PZT) [14] los cuales son los más difundidos debido a su tecnología bien establecida, bajo costo de implementación y alta sensibilidad [15, 16].

Otra tecnología desarrollada para la detección de ultrasonido es la que se fundamenta en un polímero plástico semicristalino conocido como fluoruro de polivinilideno (PVDF) [17, 18]. Se ha reportado que este fluoropolímero presenta una transmitancia de 0.8 a una longitud de onda 532 nm y además posee una baja impedancia acústica y un amplio ancho de banda de detección. Aprovechando estas características mecánicas, acústicas y ópticas, el PVDF se ha utilizado en la fabricación de sensores ultrasónicos transparentes, lo cual tiene una aplicación directa en muchos sistemas fotoacústicos que requieren que la excitación y la detección acústicas se realicen de forma colineal conocidos como detección backward[19, 20].

1.5.2. Sensores Capacitivos

Por otro lado, se han utilizado transductores de ultrasonido capacitivos (Capacitive Micro-machined Ultrasound Transducer, CMUT) los cuales pueden ofrecer una mayor sensibilidad y un ancho de banda más amplio comparado con los sensores PZT [21]. Una celda CMUT

típica consta de una membrana suspendida sobre un espacio de vacío. Una fina capa de metal en la parte superior de la membrana forma el electrodo superior, mientras que el sustrato de silicio forma el electrodo inferior. Se apila un aislante sobre el sustrato de silicio para evitar que los electrodos superior e inferior se toquen. La onda de sonido entrante modula la altura del espacio en función de la frecuencia de la onda. Como resultado, la capacitancia de la membrana cambia, produciendo así una corriente de salida. Esta corriente de salida se convierte en una señal de voltaje y se intensifica mediante un amplificador [22]. Al igual que en los sensores piezoeléctricos, los CMUT se pueden acomodar en un arreglo de detección de una o dos dimensiones. Luego se utiliza un sistema de escaneo electrónico para recuperar la información de cada elemento y formar la imagen. Una de las aplicaciones más importantes de los arreglos de CMUT son los sistemas endoscópicos de imagenología fotoacústica, puesto que al ser tan pequeños son fácil de adosar a catéteres y sondas.

1.6. Motivación del proyecto

Como se ha explicado, los dispositivos de detección constituyen un elemento clave en los sistemas experimentales fotoacústicos. Las características de estos elementos definen la sensibilidad y la resolución que el sistema puede alcanzar. Por esto, la búsqueda de sensores o métodos de sensado, con mejores características, siempre ha sido de especial interés para los grupos de investigación en la rama de la fotoacústica. Por otro lado, la generación de imágenes fotoacústicas utilizando arreglos de sensores implica un sistema electrónico de adquisición y multiplexado con altos requerimientos de velocidad de muestreo y ancho de banda de detección que sea capaz de manejar muchas señales de decenas de MHz cada una. Esto siempre ha constituido una limitante para que se puedan crear equipos de imagenología fotoacústica eficientes y accesibles. Por esto, en este trabajo se propone el empleo de métodos ópticos

para realizar la detección de las señales de ultrasonido inducido por láser y especialmente la creación de un sistema de detección de campo completo. Este último es una alternativa viable a la detección multipunto porque no requiere un sistema de multiplexado, ya que utiliza un arreglo óptico especial y una cámara para registrar patrones de onda resueltos espacialmente en lugar de señales resueltas temporalmente.

1.7. Objetivos

El objetivo fundamental de este proyecto es la detección de las ondas fotoacústicas utilizando métodos ópticos. Primero estudiaremos algunos métodos de detección puntual basados en el efecto fotoelástico y posteriormente trataremos métodos de detección de campo completo donde se hará un registro del campo acústico inducido por la absorción láser en la muestra y que se propagó al medio circundante. La información acústica registrada será utilizada para, mediante un algoritmo matemático de inversión, reconstruir la imagen del perfil de la muestra. Además, se realiza un estudio de las señales PA detectadas ópticamente con el objetivo de rescatar información importante relativa a la muestra

1.7.1. Objetivos específicos

- Evaluar métodos interferométricos y no interferométricos para ser utilizados como medios de transducción de la información de presión de la onda fotoacústica a señales ópticas y finalmente eléctricas.
- Implementar un dispositivo de detección de campo completo basado en un sistema Schlieren y una cámara.

- Desarrollar un algoritmo de reconstrucción de imágenes fotoacústicas basado en la transformada de Radon y adaptarlo a las condiciones de detección antes mencionadas.
- Estudiar el alcance de los métodos ópticos para la detección de señales PA a escalas micrométricas

Capítulo 2

Detección óptica y algoritmos de reconstrucción.

En este capítulo se hace un estudio de los diferentes métodos ópticos que se emplean para detectar las señales PA y se evalúan sus características. También se analizan los principales algoritmos de reconstrucción que se aplican para la generación de imágenes fotoacústicas. Se hace especial énfasis en los algoritmos de reconstrucción utilizados en los sistemas de adquisición de campo completo.

2.1. Estado del arte

La detección óptica del ultrasonido inducido por láser ha surgido como una alternativa para superar las limitaciones de las tecnologías piezoeléctricas y capacitivas. De esta manera, se da lugar a sistemas en los que el sonido se genera y se detecta ópticamente. Estos métodos ofrecen mayor sensibilidad y mayores anchos de banda de detección con factores de forma más pequeños que los transductores piezoeléctricos, PMUT o CMUT [23].

La detección óptica de ultrasonido se basa en dos fenómenos fundamentales: refracción e interferencia. Atendiendo a esto, los métodos ópticos se clasifican en dos grandes grupos, los refractivos y los interferométricos.

2.2. Métodos refractivos

Los métodos que utilizan la refracción de la luz se fundamentan en el efecto fotoelástico, el cual enuncia que un medio sometido a un estrés mecánico experimenta un cambio en su índice de refracción que es proporcional al estrés [24]. De esta manera, una onda mecánica (en nuestro caso ultrasonido) propagándose por el medio modifica el índice de refracción de este. Si hacemos pasar un haz de prueba por el medio, la información relativa a las señales de ultrasonido se manifiesta como cambios de intensidad, ángulo de deflexión o la fase del haz. Si se emplea la configuración adecuada, toda esta información puede ser registrada mediante un detector óptico, ya que los fotodetectores comerciales tienen frecuencias de operación que van desde los kHz hasta las decenas de GHz [25].

2.2.1. Por cambios en la intensidad

En los métodos basados en cambios de intensidad, un haz de prueba se hace incidir sobre la interfaz de dos medios con diferentes índices de refracción. Cuando una onda de ultrasonido interactúa con la interfaz altera las condiciones de la frontera y, por lo tanto, modifica la intensidad de los haces reflejados y transmitidos. La manera más simple de realizar esta medición es utilizando una interfaz vidrio-líquido y medir la reflexión de Fresnel [26] como se observa en la figura 2.1. Para maximizar la sensibilidad de este sistema, el ángulo de incidencia del haz de prueba se escoge para que se cumpla la condición de reflexión total interna.

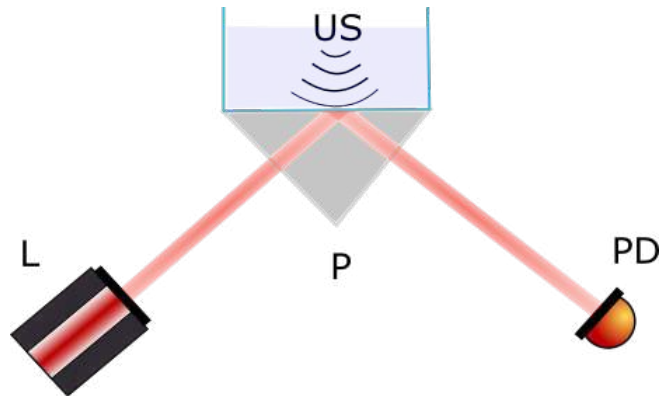


Figura 2.1 Detección de ultrasonido utilizando reflexión de Fresnel. **L** láser. **P** prisma. **PD** fotodetector. **US** ultrasonido.

Otra configuración alternativa para la detección de ultrasonido por cambios de intensidad es la que utiliza un cristal fotónico como elemento de sensado [27]. Este sistema consiste en un filtro interferencial multicapas de alta “finesse” lo cual favorece el sensado de presión sobre una área amplia. Estos dispositivos se han perfeccionado utilizando materiales con propiedades elásticas adecuadas para conseguir altas sensibilidades en la detección [28]. Si se escoge adecuadamente la longitud de onda de la sonda de prueba, un pequeño cambio en las propiedades ópticas del filtro (inducida por la onda acústica) se va a manifestar como un cambio importante en la intensidad del haz reflejado.

Por otro lado, también se ha explorado la utilización de dispositivos de resonancia por plasmón superficial (SPR) como detectores de la onda de ultrasonido. Se trata de un prisma al cual se le deposita una superficie metálica que al ser iluminado con un laser de prueba exhibe el fenómeno de plasmon superficial. Este sistema ha mostrado alta sensibilidad en las mediciones de presión absoluta en una escala de tiempo de nanosegundos [29]. La onda de ultrasonido se propaga hasta las capas de agua cercana al dispositivo SPR modificando el índice de refracción de esta y alterando la condición de resonancia, lo que a su vez desplaza la posición del mínimo en el haz reflejado y que puede ser detectado con un sensor óptico [30].

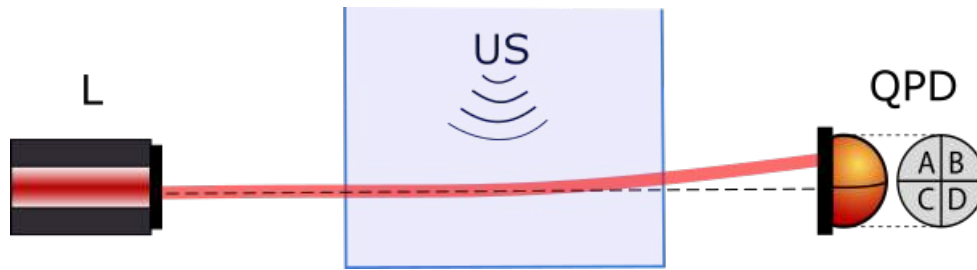


Figura 2.2 Técnica de deflectometría de haz de prueba. **L** Láser, **US** Ultrasonido, **QPD** Detector de cuadrante.

2.2.2. Deflectometría de haz de prueba

Para este sistema de detección se usa un haz láser de prueba o de interrogación. La onda de ultrasonido que se originó en la muestra se propaga a través del medio de prueba y modifica su índice de refracción, lo que provoca la desviación del haz de la sonda, que finalmente se registra utilizando un detector sensible a la posición, como un fotodiodo de cuadrante [31, 32].

Ver Fig. 2.2

Es importante tener en cuenta que el ángulo de deflexión representa la integral del gradiente de índice de refracción encontrado por el haz a lo largo de su trayectoria, por lo tanto, este no puede ser tratado como un detector puntual, sino que debe considerarse como un sensor lineal al de implementar un algoritmo de inversión en un sistema de tomografía fotoacústica. Esta técnica de detección ha sido ampliamente empleada para la microscopía fotoacústica [33].

2.3. Métodos interferométricos

Los métodos interferométricos detectan cambios en los patrones de interferencia inducidos por la onda fotoacústica. Las ondas acústicas alteran la condición de interferencia de varias maneras; puede ser al causar vibraciones de un reflector del interferómetro o debido a la modulación del índice de refracción inducida por las zonas de rarefacción y compresión

que constituyen la onda acústica. El efecto observado va a depender de la configuración interferométrica empleada [23, 34]. Existen múltiples criterios en los cuales se pueden separar las técnicas interferométricas de detección de ultrasonido, así como varias configuraciones. En este trabajo los vamos a separar en técnicas de espacio libre, sistemas basados en fibra óptica y circuitos fotónicos

2.3.1. Sistemas de espacio libre

La onda fotoacústica puede modificar el camino óptico y, por tanto, la fase en un arreglo interferométrico de espacio libre, ya sea desplazando una de las superficies reflectoras o alterando el índice de refracción en uno de los brazos del interferómetro. Varias configuraciones han sido utilizadas con este fin, como las listadas a continuación.

Interferómetro de Michelson

El haz láser reflejado por la superficie que se mueve, producto de la acción de la onda de presión, se superpone al que proviene del espejo de referencia. De la variación de fase del patrón de interferencia se puede rescatar la información relativa a la amplitud de la onda PA [35]. Esta configuración favorece la realización de mediciones fotoacústicas libre de contacto, ya que al medir directamente sobre la superficie de la muestra no se requiere un medio de acople de impedancia [36].

Interferómetro confocal Fabry-Perot (FP)

Para esta configuración se hace incidir un haz de prueba sobre la superficie de sensado. El movimiento que induce la onda acústica en la interfaz provoca cambios en la frecuencia del haz producto del efecto Doppler. El sistema se complementa con una cavidad confocal formada por dos espejos esféricos idénticos que mediante interferencia convierte los cambios de frecuencias en modulación de la intensidad del haz de salida, lo que se registra mediante un detector óptico [37, 38].

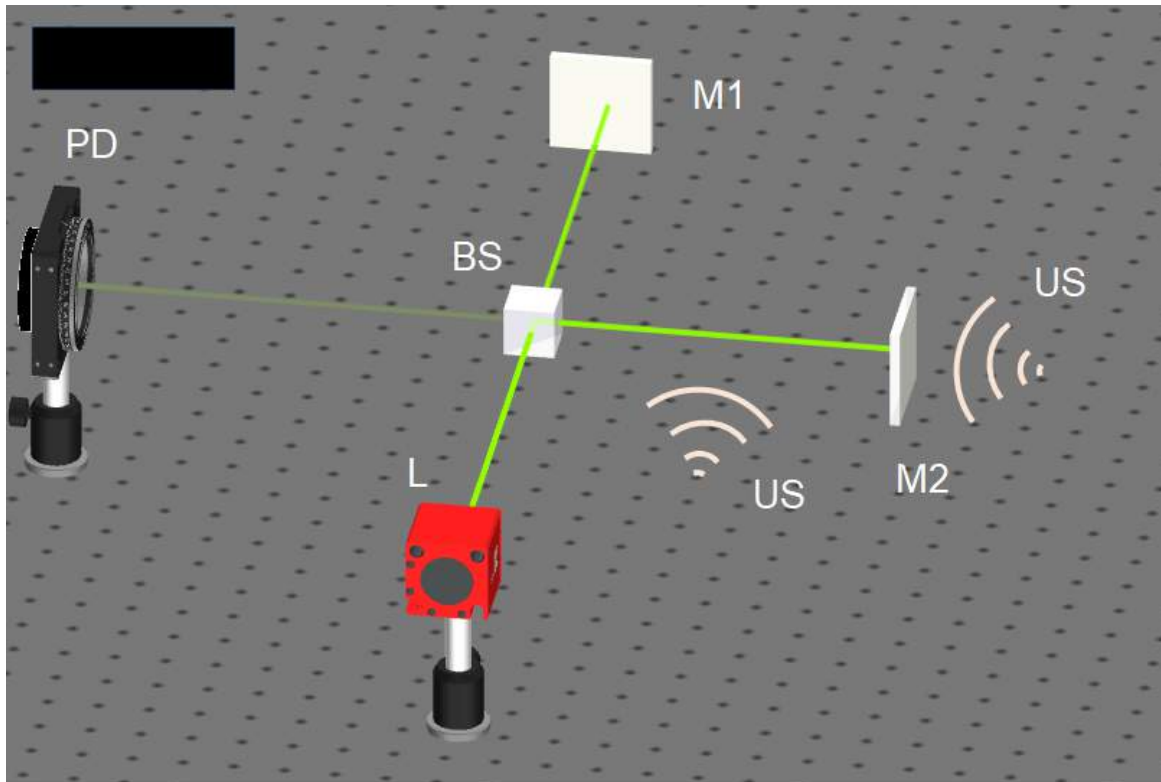


Figura 2.3 Detección de ultrasonido empleando un interferómetro de Michelson. **L** Láser, **BS** Divisor de haz, **M1** y **M2** Espejos, **PD** Detector óptico, **US** Ultrasonido.

Interferómetro Mach–Zehnder (MZ)

En este sistema el haz de prueba del interferómetro interactúa con las variaciones de índice de refracción del medio, provocadas por la onda acústica de acuerdo al efecto fotoelástico. El interferómetro convierte el cambio de fase óptica en modulación de intensidad medible por un fotodetector. Una característica de este sistema de detección es que el campo de presión se integra a lo largo de toda la trayectoria del haz, por lo que constituye un detector acústico lineal [39, 40].

Interferómetro FP de película

En estos detectores el elemento sensible es una película de material polimérico [41]. Un haz de prueba se hace pasar a través de la película y las reflexiones se superponen para formar un

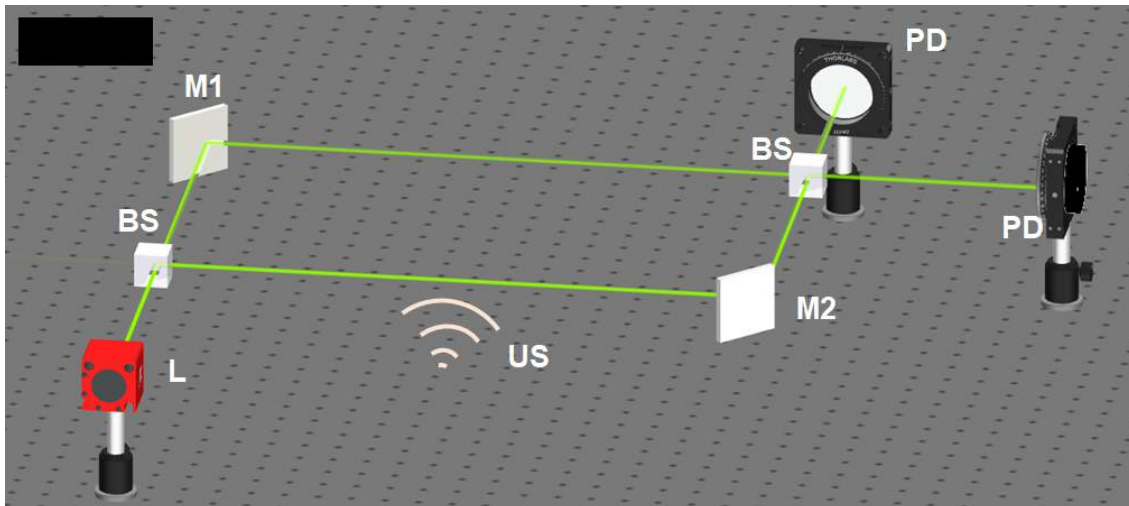


Figura 2.4 Detección de ultrasonido empleando un interferómetro de Mach-Zehnder. **L** Láser, **BS** Divisor de haz, **M1** y **M2** Espejos, **PD** Detector óptico, **US** Ultrasonido.

patrón de interferencia. La presión de la onda PA modifica el espesor óptico de la película, lo cual se traduce en un cambio de intensidad a la salida del interferómetro. Esta configuración ofrece una mayor sensibilidad que otros sistemas, ya que la cavidad funciona como un resonador, permitiendo que la onda acústica interactúe varias veces con el haz de prueba [42–44].

2.4. Detectores de ultrasonido basados en fibra óptica

Los métodos de detección de las señales ultrasónicas basadas en interferómetros también pueden ser implementados en fibras ópticas (FO) [26]. Entre las ventajas de la construcción de sensores ópticos basados en fibras están su confiabilidad, bajo costo y la posibilidad de miniaturizar los sensores, favoreciendo su uso en aplicaciones biomédicas de tipo endoscópicas. El principio de funcionamiento es el mismo que en la configuración de espacio libre, pero los cambios en el camino óptico se inducen sobre el material de la fibra. Las configuraciones interferométricas que se pueden implementar en fibras ópticas de manera más sencilla son los Mach-Zehnder, Michelson y Fabry-Perot [45].

Interferómetro Mach-Zehnder de FO.

En este arreglo la iluminación de entrada se separa en dos utilizando un acoplador formando un brazo de referencia y otro de sensado. A la salida se combinan nuevamente y se crean dos patrones de interferencia complementarios que son monitoreados con dos detectores ópticos [46]. La onda de presión modifica el camino óptico en el brazo de sensado y, por tanto, el cambio de fase-intensidad en los detectores se puede asociar a la información acústica.

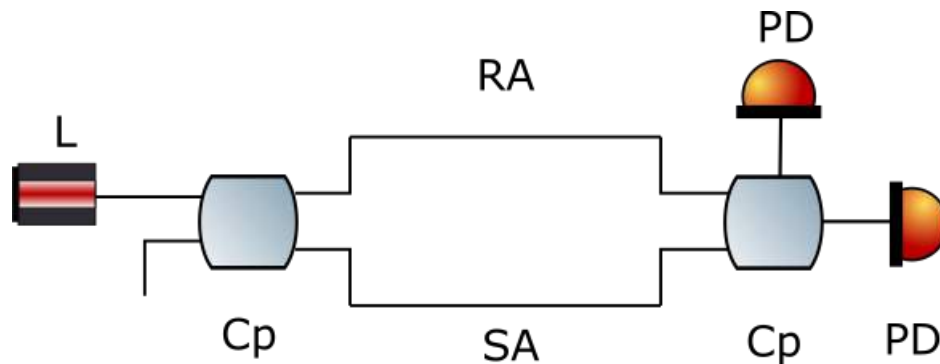


Figura 2.5 Interferómetro Mach-Zehnder de fibra óptica. **L** Láser, **Cp** Acoplador, **RA** y **SA** Brazos de referencia y de sensado respectivamente, **PD** Detector óptico.

Interferómetro de Michelson basado en FO.

Para este arreglo se utiliza un único acoplador que se encarga de dividir la luz de entrada y también de recombinarla de regreso hacia el detector [47]. La luz retroesparcida por la muestra se superpone a la que viene del brazo de referencia. El ultrasonido inducido por láser en la muestra modifica la fase en la sonda de detección y proporcionalmente la intensidad a la salida del interferómetro [48, 49].

Interferómetro de Fabry-Perot basado en fibra

Una configuración interferométrica basada en fibra óptica más ampliamente utilizada es la que se implementa añadiendo una cavidad Fabry-Perot en el extremo de una fibra monomodo [50]. Esta disposición permite utilizar diversos materiales para construir la cavidad como polímeros con un alto coeficiente elasto-óptico lo cual redundaría en una mayor sensibilidad del

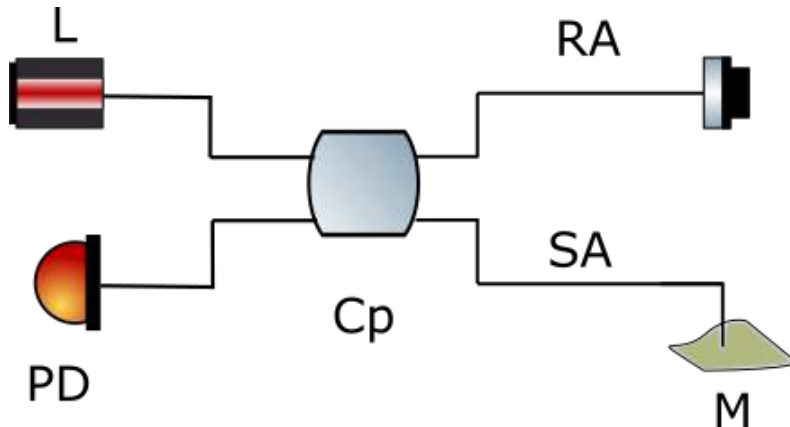


Figura 2.6 Interferómetro de Michelson de fibra óptica. **L** Láser, **PD** Fotodetector, **Cp** Acoplador **RA** y **SA** Brazos de referencia y sentido, **M** Muestra.

dispositivo. En este sistema se hace pasar un láser de interrogación por el núcleo de la fibra. Este se refleja en ambas interfaces de la cavidad FP e interfiere cuando regresa a la fibra. La onda de presión modifica el espesor óptico del polímero y, por tanto, genera un cambio de fase entre las dos reflexiones. Este cambio de fase se demodula ópticamente para asociarse a amplitud de la señal acústica [51].

2.5. Resonadores ópticos de microcavidad

Otra alternativa óptica de detección de ultrasonido se fundamenta en dispositivos resonadores. Estos sistemas confinan el haz de prueba en un volumen pequeño, lo que favorece la interacción múltiple entre la onda acústica y la sonda, incrementándose la sensibilidad del sistema. Por otro lado, su pequeño tamaño constituye una opción favorable para la miniaturización de los sensores [23].

Microresonador de anillo

Aunque existe varias configuraciones de microresonadores ópticos, los más utilizados en aplicaciones fotoacústicas son los microresonadores de anillo. Se ha demostrado que este tipo

de sensores muestran sensibilidad suficiente para detectar señales con amplitudes por debajo de 6.8 Pa y con un ancho de banda del orden de 140 MHz. Estos dispositivos pueden ser fabricados sobre sustratos transparentes, haciéndolos muy útiles para aplicaciones de microscopía fotoacústica. Generalmente, consisten en un anillo construido de material polimérico que forma una guía de onda la cual es capaz de soportar los modos de galería (WGM: Whispering gallery Modes). Se espera que para la frecuencia de resonancia la transmisión del dispositivo es cero. Cuando una onda de presión interactúa con la guía de onda, cambia tanto las dimensiones como el índice de refracción efectivo de la misma, induciendo un cambio en su frecuencia de resonancia y modulando la amplitud de la luz transmitida [52, 53].

2.6. Detección óptica de campo completo

Un acercamiento diferente a la detección óptica de las señales fotoacústicas lo constituyen los sistemas de detección de campo completo. En estos sistemas, el detector óptico se sustituye por un dispositivo de carga acoplada (CCD) el cual va a capturar una imagen de dos dimensiones del campo acústico a un instante específico [54]. El objetivo de utilizar una cámara es aprovechar las capacidades de detección paralela de estos dispositivos [55]. Sin embargo, es conocido que las señales fotoacústicas poseen un ancho de banda relativamente grande (MHz), lo cual implica que si se quiere detectar en tiempo real la onda fotoacústica se necesita una cámara con tasas de captura (Frame rates) elevadas. No obstante, se ha demostrado que se puede utilizar la información espacial contenida en una imagen del campo acústico, capturada en un momento determinado, en vez de las señales sensadas por detectores cuasi-puntuales resueltas temporalmente. De esta manera, se pueden implementar sistemas de tomografía fotoacústica sin la necesidad de la detección multipunto, ni los complejos y costosos dispositivos de adquisición y multiplexación de datos. La fotografía capturada de esta manera representa una proyección

sobre un plano del campo acústico generado por la muestra, de tal manera que si se compila el conjunto de proyecciones relativas a los diferentes planos se puede crear imágenes PA en 3D [56–58].

Uno de los retos más importantes para estas técnicas es el sistema óptico que se requiere para convertir la información de presión en información óptica. Nuevamente, como en el caso de la detección puntual, aquí se pueden utilizar métodos basados en refracción y los basados en interferencia [55, 59]. En la mayoría de los sistemas de detección de campo completo se utiliza un haz de luz expandido para poder monitorear una sección amplia del plano donde se quiere capturar la onda acústica. Generalmente, un líquido transparente que rodea la muestra se utiliza como medio de transducción, basado en la relación lineal del cambio en el índice de refracción del medio en función de la presión de la onda PA [54]. A continuación, describimos una selección de estos sistemas de campo completo.

2.6.1. Detección mediante interfaz óptica

Este sistema constituye una variante del representado en la Fig.2.1 con la diferencia que el fotodetector se sustituye por una cámara. La cara del prisma de vidrio se pone en contacto con el agua donde se sumerge la muestra [60]. Un haz expandido y colimado se utiliza como medio de interrogación de la reflexión de la interfaz. La onda acústica inducida por láser en la muestra se propaga hasta la frontera líquido-vidrio y al modificar el índice de refracción local altera la reflectancia de esta. La dirección del haz de prueba se optimiza para cumplir la condición de reflexión total interna para maximizar la sensibilidad. En la cámara se registra un mapa 2D de irradiancia que representa la distribución espacial del campo acústico.

2.6.2. Detección mediante película de Fabry Perot

Una película de polímero se puede utilizar como un dispositivo de sensado de ultrasonido, ya que con esta se puede construir una cavidad resonante de Fabry-Perot [61]. La onda fotoacústica interactúa mediante un medio de acople con la película de polímero [62]. Un haz expandido sobre la película sirve como medio de interrogación para monitorear las perturbaciones inducidas por la onda de presión. La distribución del campo acústico incidente se mapea para un intervalo de tiempo discreto utilizando una matriz CCD de 2 dimensiones [63].

2.6.3. Interferometría de moteado

La presión inducida termoelásticamente en la muestra provoca alteraciones en la topografía del objeto. Un interferómetro de moteado puede funcionar adecuadamente como un sensor acústico. En un patrón de moteado las motas adyacentes no tienen relación de fase, pero la fase dentro de una mota es constante. Las modificaciones en la superficie del objeto inducen un cambio de fase en el haz de prueba y, por tanto, en patrón de moteado que se registra en la cámara. De esta manera, al analizar el patrón de moteado se puede demodular la información de presión en la muestra y formar una imagen del campo acústico [64].

2.6.4. Métodos sensible a fase

Otra técnica óptica empleada para la detección de ultrasonido implica la medición de los cambios de fase inducidos por la onda acústica en un haz de prueba colimado. Las perturbaciones del índice de refracción del medio, inducidas acústicamente, provocan que parte del haz de prueba sea deflectado o desviado de su trayectoria. Si esa luz es filtrada espacialmente en el plano de Fourier, se va a generar un mapa de irradiancia que describe la distribución espacial

del campo de presiones. Varias configuraciones y métodos se han implementado para realizar el filtrado espacial y la visualización de la onda fotoacústica [23].

Método de contraste de fase

En este sistema el haz de prueba sufre una variación de fase proporcional a la presión integrada a lo largo de la trayectoria del haz de la sonda. Esta variación de fase se convierte en una modulación de intensidad medible mediante la disposición de un elemento de procesamiento óptico o una placa de fase. Este dispositivo agrega una diferencia de fase entre la luz difractada y no difractada de $\pi/2$. De esta manera, se logra inducir interferencia constructiva y destructiva entre ambas secciones, aumentando el contraste entre las zonas perturbadas con respecto al fondo. La figura 2.7 muestra un sistema de tomografía fotoacústica donde se utiliza un arreglo de detección de contraste de fase para capturar imágenes de proyección de los campos acústicos inducidos por láser pulsado [58]. Un dispositivo CCD se utiliza para realizar el registro de la información óptica que describe el campo acústico. Posteriormente, se utiliza un algoritmo matemático de inversión para reconstruir una imagen de la estructura de la fuente PA.

Método Schlieren

Los sistemas Schlieren han sido ampliamente utilizados desde el siglo XIX para visualizar perturbaciones en el índice de refracción de medios transparentes [65]. Inicialmente, fue propuesto por Foucault en una configuración que se conoce como método del filo de la navaja [66]. Generalmente estos sistemas están compuestos por los siguientes elementos.

- Una fuente de luz puntual. Esta puede conseguirse al enfocar la luz de una fuente expandida y pasarla a través de un estenopo.
- Un elemento reflector o refractor. Se encarga de enfocar la iluminación en un punto conjugado a la posición de la fuente. Puede utilizarse un espejo cóncavo o una lente convergente.

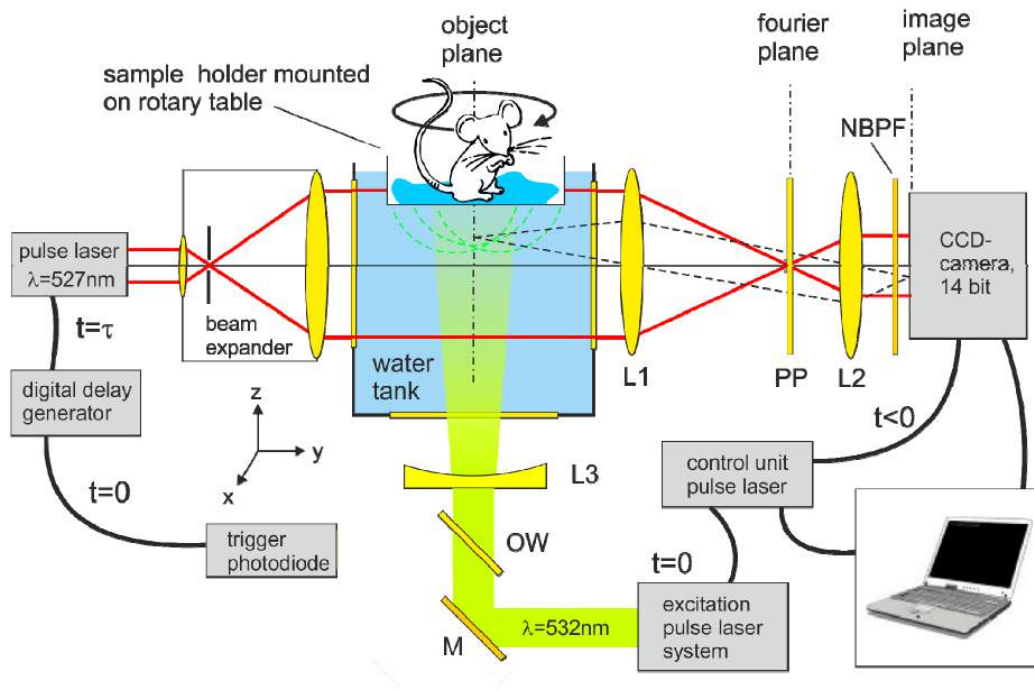


Figura 2.7 Método de detección fotoacústico de contraste de fase. (Adaptado de [58]). **L1,L2**: Lentes convergentes, **L3**: Lente divergente, **PP**: Placa de fase, **NBPF**: Filtro pasa banda,

- Un filtro espacial colocado en el plano de la imagen. Generalmente, se usa un borde afilado o un estenopo.
- Un detector óptico. En el caso de sistemas de imágenes Schlieren se suele usar una cámara para hacer el registro.

Existen disímiles configuraciones de los sistemas Schlieren dependiendo de la aplicación y los requerimientos que se tienen en los diversos estudios. En la medida que se requiere mayor sensibilidad e imágenes libres de aberración, los sistemas ópticos requeridos se hacen más complejos. En la mayoría de los sistemas con aplicaciones industriales se utilizan configuraciones donde se forma un haz colimado para encuestar la zona de pruebas. Otro elemento en el que se ha fijado la atención últimamente los constituyen el filtro espacial, llegándose a proponer elementos dinámicos como Dispositivos Digitales de Microespejos [67]. Por otro

lado, un sistema Schlieren debe ser cuidadosamente alineado. Elementos como la colimación, el enfoque, la uniformidad en la intensidad del haz y el ajuste en la posición del filo de la navaja juega un papel significativo en la calidad de la imagen registrada [68].

Una aplicación natural de los sistemas Schlieren es la detección de ondas de sonido gracias al efecto acusto-óptico. Una sonda de este tipo se utiliza para monitorear las perturbaciones que induce la onda sonora al propagarse por un medio. Su versatilidad permite la detección en diferentes rangos, desde el sonido audible [69] hasta ultrasonido de alta frecuencia [70]. El ultrasonido inducido por láser también es posible detectarlo empleando dispositivos de este tipo [71] y por supuesto el sistema permite su aplicabilidad para la tomografía fotoacústica [55]. Por esto, en este trabajo se propone un sistema Schlieren como la técnica fundamental para detectar el campo acústico completo.

El arreglo más comúnmente empleado para la detección de ultrasonido consta de dos lentes idénticas para formar un haz colimado. Este haz se hace pasar por el contenedor con agua donde se encuentra la muestra y donde se induce el ultrasonido mediante un láser pulsado. Luego, en el plano de Fourier se emplea un borde afilado para filtrar las componentes fuera de fase y se captura la imagen del campo acústico mediante una cámara [72]. Es importante tener en cuenta que la imagen Schlieren obtenida de esta manera muestra un mapa del gradiente del índice de refracción del medio en la dirección perpendicular al borde de la navaja. Por lo que se debe ajustar cuidadosamente la posición de la navaja para maximizar el contraste de la imagen.

Por otro lado, se debe considerar que aunque la onda se propaga de manera esférica, al tomar una fotografía Schlieren se obtiene una proyección en dos dimensiones de este frente de onda. Si se requiere realizar una imagen en tres dimensiones del campo acústico, se debe modificar la dirección de la sonda con respecto a la muestra para tomar varias proyecciones del mismo. O bien seccionar los planos de excitación de la muestra y acompañarlo con un sistema de desplazamiento de la muestra para tomar plano por plano la información PA [73].

2.7. Algoritmos de reconstrucción

En la tomografía fotoacústica, es válido asumir que mientras el fenómeno ocurre dentro del régimen de expansión termoelástica, cada elemento absorbedor de la muestra actúa como fuente acústica. Por lo tanto, la distribución de fuentes acústicas es una representación de las propiedades ópticas de la muestra. Transcurrido un lapso de tiempo, estas ondas se han propagado a través de la frontera y hacia el medio circundante. Las señales detectadas se utilizan para matemáticamente reconstruir la distribución de presiones iniciales [54]. En los esquemas de detección tradicionales se tienen sensores ubicados en posiciones definidas alrededor de la muestra. Por lo tanto, se genera una colección de señales resueltas temporalmente. Conociendo la velocidad del ultrasonido en el medio y la distancia desde la muestra al sensor, se puede calcular el tiempo de vuelo de la onda y realizar la propagación inversa hasta formar la imagen de la fuente fotoacústica.

Las formas de abordar la inversión de la onda han sido múltiples, en la mayoría de los casos se consideran medios homogéneos. Algunos de estos métodos se describen a continuación:

Proyección Inversa (Back projection)

Minghua Xu and Lihong V. Wang desarrollaron una fórmula para realizar una reconstrucción exacta para geometrías en tres dimensiones. La solución se basa en resolver la ecuación de onda utilizando funciones de Green y teniendo en cuenta las condiciones de frontera [74, 75].

Inversión del tiempo (Time Reversal)

En este método, se utiliza un modelo de propagación numérico donde los datos medidos se propagan en orden temporal inverso “*reenfocándose*” nuevamente en el absorbedor [76]. Este sistema es muy versátil, lo que permite el modelado de medios inhomogéneos.

Espacio K (k-space)

Los métodos de esta clase también son conocidos como métodos espectrales. Estos algoritmos toman las señales acústicas registradas en los sensores y, empleando la Transformada de Fourier, los convierten al espacio de frecuencias espaciales. Ya en el dominio frecuencial se utiliza un término propagador para modelar la evolución de las ondas [77]. Trabajar en el espacio k simplifica las operaciones, por lo que estos sistemas requirieren menor capacidad de cómputo que los demás algoritmos de reconstrucción.

Demora y suma (Delay and sum)

Este tipo de algoritmo son ampliamente utilizados para la inversión de señales y la generación de imágenes fotoacústicas sobre todo por su simplicidad y la posibilidad de implementación de sistemas de imagenología en tiempo real. En este método, a cada señal detectada se le introduce una demora que está en función de la posición del sensor y la muestra. Luego, estas señales se suman para obtener la intensidad resultante en un píxel específico. Este proceso se repite para todos los píxeles de la imagen hasta completar la reconstrucción [78]. Si consideramos un arreglo lineal de sensores, la señal DAS para el píxel en la posición (n, m) es:

$$S(n, m) = \sum_{i=1}^N s_i(t + \Delta t_i(n, m)),$$

donde s_i es la señal recibida en el transductor i -ésimo, t es el tiempo y $\Delta t_i(n, m)$ es el retraso en el sensor i correspondiente para el píxel (n, m) [79].

2.8. Métodos de reconstrucción de campo completo

Es importante tener en cuenta que al utilizar un método óptico de campo completo, para hacer el registro de la onda acústica generada por láser, no vamos a obtener una colección de señales resueltas en tiempo, sino que se consigue la información acústica para un instante específico

resuelta espacialmente. Esto implica que el algoritmo empleado para hacer la reconstrucción debe adaptarse a estas condiciones. La onda acústica detectada de esta forma es una función 2D a la cual se le debe aplicar la regresión considerando el tiempo de vuelo y la velocidad de propagación del ultrasonido en el medio. A continuación, se describen dos algoritmos de reconstrucción de campo completo.

2.8.1. Algoritmo de Fourier

Este sistema es similar al método k-space, ya que se realiza la propagación de la señal en el espacio frecuencial en vez de hacerlo en el dominio temporal. Por lo tanto, resulta de fácil y rápida implementación y optimiza el uso de los recursos computacionales. Tomemos que el sistema de detección captura un mapa de las presiones en un instante T_n que se representa como la función $P_{t=T_n}(x, y)$. Al propagar la onda hacia atrás hasta el instante $t = 0$ vamos a rescatar la forma que tenía la fuente acústica en el instante inicial cuando el láser la generó $P_{t=0}(x, y)$. Para esto, primero se pasan los datos al dominio de las frecuencias, posteriormente se utiliza una función coseno que actúa como propagador y finalmente se calcula la transformada inversa de Fourier para regresarlo al dominio temporal. La ecuación queda como se indica.

$$p_{t=0}(x, y) = FT^{-1} [FT [P_{t=T_n}(x, y)] \cdot 2 \cdot \cos(c \cdot k \cdot T_n)], \quad (2.1)$$

donde c es la velocidad del sonido en el medio y k es el vector de onda [58]. Es importante señalar que el tiempo de vuelo está definido por la demora entre el pulso de excitación y el instante de registro de la onda viajera.

2.8.2. Algoritmo basado en la transformada de Radon

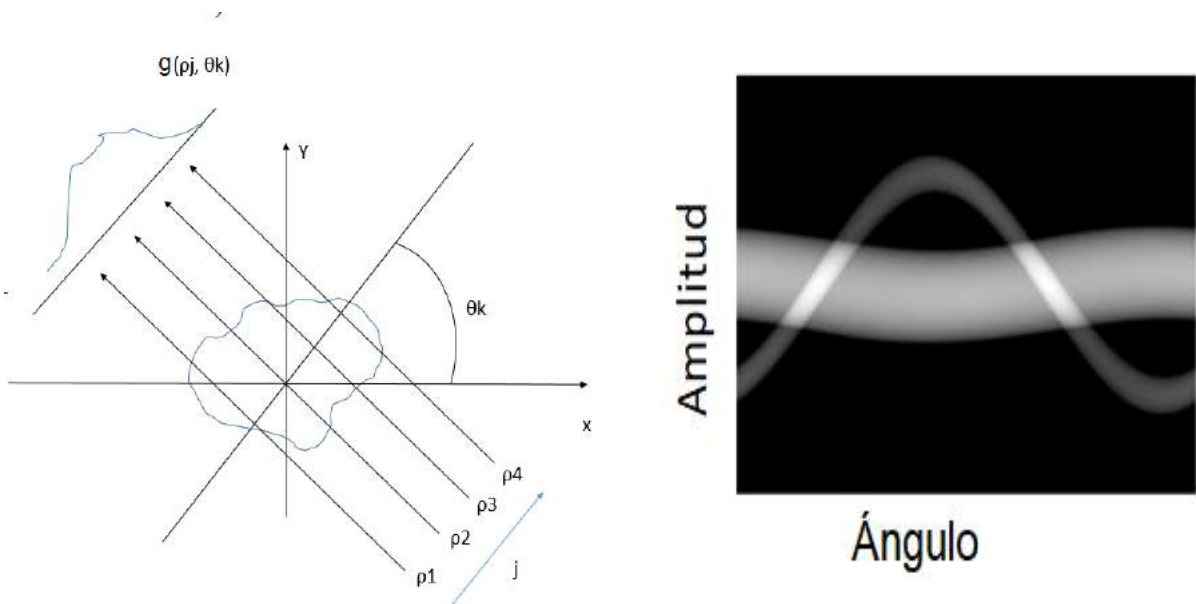
La transformada de Radon $G(\rho, \theta)$ de una función de dos dimensiones $g(x, y)$ se calcula integrando la función a lo largo de un conjunto de líneas inclinadas [80]. Cada línea se define como:

$$\rho = x \cos \theta + y \sin \theta, \quad (2.2)$$

la proyección sobre una línea se define como

$$G(\rho, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) \delta(x \cos \theta + y \sin \theta - \rho) dx dy. \quad (2.3)$$

Este cálculo se realiza para un número i de líneas y un número k de ángulos θ , obteniéndose un grupo de proyecciones de la función que se agrupan en un senograma, ver Fig. 2.8.



(a) Esquema de cálculo de la transformada de Radon.

(b) Conjunto de proyecciones (senograma).

Figura 2.8 Transformada de Radon.

Basado en las propiedades de la transformada de Radon se ha propuesto un algoritmo de reconstrucción de imágenes fotoacústicas donde se emplea detección de campo completo, como se muestra en la figura 2.9.

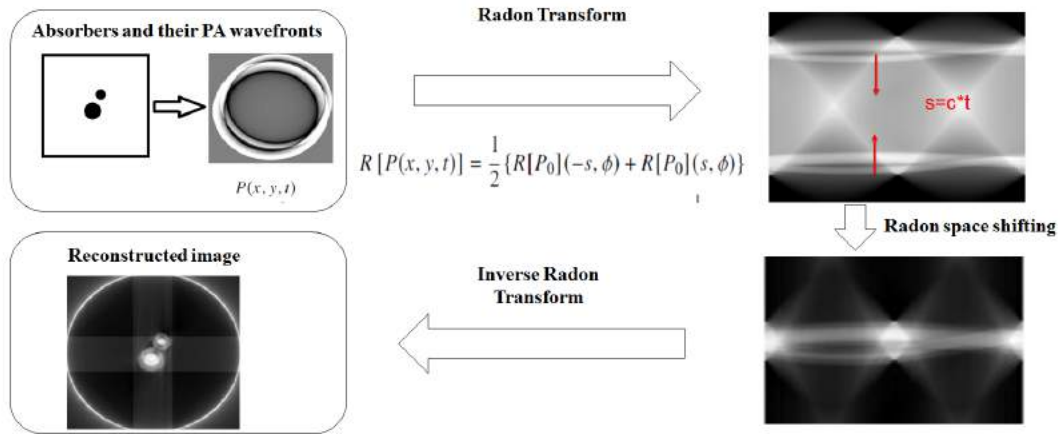


Figura 2.9 Algoritmo de la transformada de Radon.

Consideremos que el sistema de detección nos entrega la función que describe el campo acústico completo para un instante determinado y representado por la función $P(x, y, t_n)$ y a partir de aquí debemos encontrar la forma de la fuente fotoacústica. Primero, escogemos un ángulo θ que está en el rango $[0, \pi]$ para definir la dirección de las líneas sobre las que se va a realizar la proyección de Radón. Si consideramos que sobre el plano $\tan\theta = \frac{y}{x}$ y se definen las líneas a lo largo de la coordenada u y con dirección $(\sin\theta, \cos\theta)$, la transformada de Radon de la función de presiones para la línea separada una distancia d de origen es:

$$R[P(d, \theta, t)] = \int_{-\infty}^{\infty} P(d(-\cos\theta, \sin\theta) + u(\sin\theta, \cos\theta), t) du. \quad (2.4)$$

Debido a que $R[P(d, \theta, t)]$ cumple con la ecuación de onda y las condiciones iniciales, esta se puede expresar en función de la presión inicial $R[P_0(d, \theta)]$

$$R[P(d, \theta, t)] = \frac{1}{2} \{R[P_0(d - ct, \theta)] + R[P_0(d + ct, \theta)]\}. \quad (2.5)$$

Entonces, si tomamos los datos capturados y le aplicamos la transformada de Radon, es posible recuperar la información inicial realizando una traslación equivalente a $\pm ct$, donde c es la velocidad de propagación del ultrasonido en el medio y t es el tiempo de vuelo.

Aplicando la traslación a la ecuación 2.5 se obtiene

$$R[P(d + ct, \theta, t)] + R[P(d - ct, \theta, t)] = R[P_0(d, \theta)] + R[P_0(d + 2t, \theta)]. \quad (2.6)$$

Ahora, debemos entender que la transformada de Radon está restringida al intervalo, $[-r, r]$, por lo que el término $R[P_0(d + 2t, \theta)]$ de la ecuación 2.6 carece de sentido y puede ser descartado. Tomando este resultado, podemos plantear una fórmula explícita de inversión como sigue

$$RP_0(d, \theta) = \begin{cases} R[P(d + ct; \theta; t)] + R[P(d - ct; \theta; t)], & \text{si } d \in [r, -r] \\ 0, & \text{si } d \notin [r, -r]. \end{cases} \quad (2.7)$$

Finalmente, la distribución de presiones inicial (fuente fotoacústica) puede ser rescatada aplicando la transformada inversa de Radon a la función $R[P_0(d, \theta)]$

En resumen, el proceso de reconstrucción se puede resumir de la siguiente forma:

- Se adquiere la imagen que contiene la información del campo acústico.
- Se definen los pasos angulares y la longitud del barrido para la cual se va a llevar a cabo el cálculo de la transformada de Radón.

- Se calcula la transformada de Radón y se obtiene una nueva imagen que es el senograma.
- Se realiza un desplazamiento de las filas hacia el centro. La distancia a desplazar es igual a la velocidad del sonido en el medio multiplicado por el tiempo de vuelo definido en la captura. De esta manera, ambas bandas de información quedan superpuestas en el centro de la imagen, lo que mejora el contraste de la imagen final.
- Finalmente, a la imagen recortada se le aplica la transformada inversa de Radón para obtener la distribución espacial de la fuente fotoacústica.

Capítulo 3

Sistemas ópticos de detección implementados

En esta sección se muestra como se llevó a cabo la implementación de varios sistemas ópticos de detección de la señal fotoacústica. Fundamentalmente, están basados en el principio elasto-optico, ya que emplean un haz de prueba y un fotodetector para sensar la onda acústica inducida por láser. La intención de explorar estos métodos es que sirva como una referencia de laboratorio de futuros trabajos donde se emplean este tipo de técnicas, para la detección de la onda fotoacústica, así como entender las potencialidades y limitaciones de estos dispositivos en cuanto a sensibilidad, ancho de banda de detección y aplicabilidad a sistemas de medición.

3.1. Reflexión total interna

Es conocido que la mayoría de las pruebas PA se llevan a cabo en un contenedor donde se encuentran el detector de ultrasonido y la muestra sumergidos en un líquido (generalmente agua). Sucede que las grandes diferencias de impedancia acústica entre la muestra, el aire y

el sensor provocan desacoples muy fuertes para la señal en las fronteras, generando una gran amplitud de onda reflejada y haciendo muy ineficiente la detección. Por esto se suele utilizar este esquema de detección sumergido en agua. El agua actúa como un acoplador de impedancias, favoreciendo el tránsito de la señal desde la muestra hasta el sensor.

Atendiendo a lo anterior, se implementó un dispositivo de sensado basado en el principio de reflexión de Fresnel explicado en la sección 2.1.1, pero en vez de utilizar una interfaz agua-vidrio, utilizando la interfaz agua-aire.

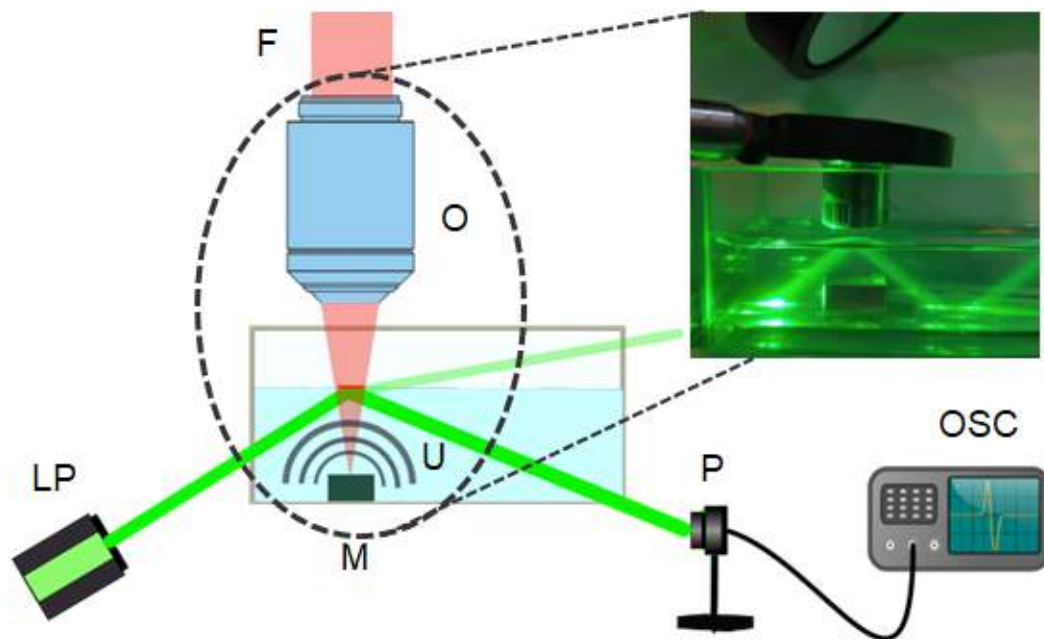


Figura 3.1 Arreglo experimental para la detección de ultrasonido por reflexión total interna. **LP** Láser de prueba, **F** Láser pulsado, **O** Objetivo de microscopio, **M** Muestra, **U** Onda de ultrasonido, **P** fotodetector, **OSC** Osciloscopio

3.1.1. Arreglo experimental

Como fuente óptica para inducir la señal fotoacústica se utilizó un láser sintonizable (OPO-Nd:YAG NT352C10, Ekspla), el cual entrega un pulso de 4 ns de duración. Se estableció como longitud de onda central 670 nm y una energía de 20 mJ por pulso a una frecuencia de repetición

de 10 Hz. El haz láser se dirigió hacia el contenedor por la parte superior, como se observa en la imagen 3.1 y se enfocó sobre la superficie de la muestra utilizando un objetivo de microscopio de 10X. Como objeto absorbedor se utilizó un cubo de aluminio de 1 cm de lado.

Como haz de prueba se empleó un láser verde de 532.8nm y se dirigió desde el fondo del contenedor hacia la interfaz agua-aire en la zona superior de la muestra, cuidando de incidir al ángulo crítico (Aprox. 48.6°) para lograr reflexión total interna. Las variaciones de intensidad en el haz reflejado fueron monitoreadas mediante un fotodetector (Thorlabs, PDA10A2). La salida del fotodetector alimentó a un osciloscopio digital (TDS3054E, Tektronix) activado por la señal de sincronización del láser. La ventana de adquisición temporal contenía 10,000 puntos medidos a una frecuencia de muestreo de 5 Gs/s. Se promediaron 512 señales para aumentar la relación señal/ruido.

La figura 3.2 muestra la señal registrada con el dispositivo de detección por reflexión total interna. En los primeros instantes el fotodetector muestra una saturación debido a la presencia de luz indeseada proveniente del pulso láser. Transcurrido este tiempo comienza a medir adecuadamente y aunque se registra una señal ruidosa, se puede observar que alrededor de los $5\mu s$ aparece el pulso fotoacústico. La onda acústica que se induce por la absorción de la radiación láser en la superficie de la muestra se propaga a una velocidad aproximada de 1500 m/s por el agua hasta la interfaz con el aire. Esta onda de presión altera las condiciones de reflexión en la frontera, ya sea porque deforma la superficie del agua, modificando el ángulo de incidencia local o también porque cambia su índice de refracción mediante los procesos de compresión y rarefacción propios de la propagación acústica. De esta manera, una parte del haz de prueba no es reflejado, sino que escapa hacia el aire, por lo que la intensidad del haz reflejado cambia proporcionalmente a la amplitud de la onda fotoacústica.

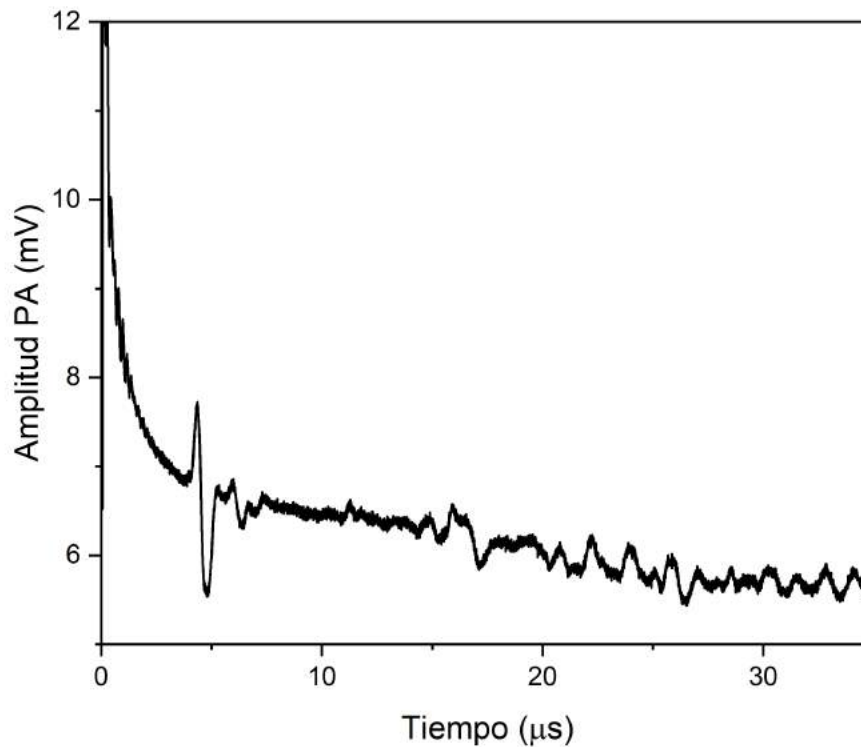


Figura 3.2 Señal fotoacústica detectada mediante reflexión total interna.

3.1.2. Discusión

El sistema propuesto permite detectar ópticamente el ultrasonido inducido por láser. Estudios más profundos deben realizarse para caracterizar adecuadamente el dispositivo. En primer lugar, se debe considerar que no se ha construido un sensor puntual. La recta naranja en la figura 3.1 muestra que debido a que el haz de prueba tiene un ancho finito, se proyecta sobre la interfaz como una línea. O sea, existe una colección de puntos que van a estar sensando los efectos de la onda fotoacústica sobre la frontera. Por lo tanto, la amplitud de la señal detectada representa la integración de la información acústica a lo largo de esta línea. Una solución para este problema puede ser el uso de un haz enfocado sobre la interfaz para que la detección se realice en un

punto. Esto también puede resultar en un incremento de la sensibilidad del sistema porque la interacción de la onda de presión con esta región afectaría todo el haz a la vez.

Por otro lado, se debe considerar que en estos casos se espera que la onda fotoacústica tenga una naturaleza bipolar, por tanto, el ángulo de incidencia del haz de prueba se debe escoger adecuadamente para permitir que la intensidad del haz reflejado pueda crecer o decrecer en función de la amplitud acústica.

3.2. Detección de señal fotoacústica mediante difracción de la luz

Otra propuesta de detección óptica del ultrasonido inducido por láser explorada en este trabajo se basa en la difracción de la luz. De manera resumida, la difracción engloba cualquier desviación de la óptica geométrica que resulta de la obstrucción de un haz de luz. Este es un efecto del carácter ondulatorio de la luz. La difracción y la interferencia están muy relacionados, de hecho, en muchos casos se consideran dos manifestaciones del mismo fenómeno y la principal diferencia consiste en que: en los fenómenos de difracción, los haces interferentes proceden de una distribución continua de fuentes; en los fenómenos de interferencia los haces interferentes proceden de un número discreto de fuentes [81]. Por lo anterior, podemos afirmar que este esquema de detección que proponemos se puede calificar como un método interferométrico.

3.2.1. Arreglo experimental

En la figura 3.3 se observa el arreglo experimental para detectar ópticamente la onda acústica inducida por láser mediante el fenómeno de difracción. Como haz de prueba se utilizó un láser verde (532 nm) continuo el cual incide sobre un hilo de acero de 500 μm de diámetro,

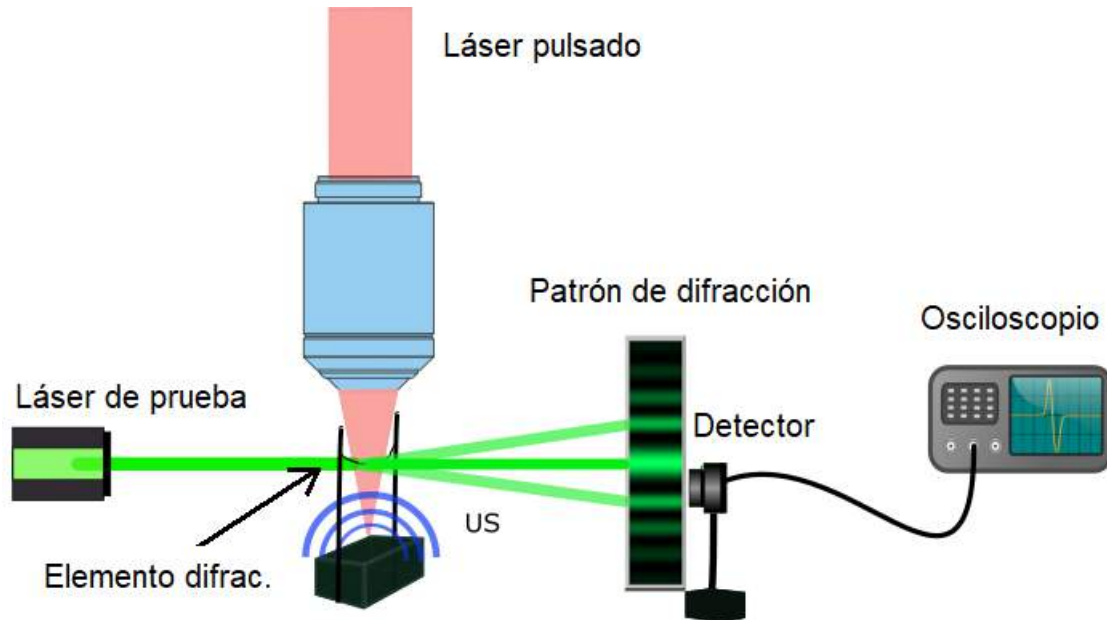


Figura 3.3 Arreglo experimental para detectar la onda fotoacústica mediante difracción.

generandose un patrón de difracción. La muestra (un cubo de aluminio de 1cm de lado) se coloca en la cercanía del elemento difractor y todo se introduce en un contenedor transparente con agua destilada. Para inducir la onda PA. se utilizó un láser pulsado sintonizable (OPO-Nd:YAG NT352C10, Ekspla), el que entrega un pulso de 4 ns de duración. Se estableció como longitud de onda central 670 nm y una energía de 20 mJ por pulso. El fotodetector se coloca en el haz de salida cuidando que el elemento óptico coincida con un mínimo del patrón. La señal del fotodetector se alimenta a un osciloscopio digital.

De acuerdo al efecto elasto-óptico, la onda acústica modifica el índice de refracción del medio. En este caso, la señal generada en la superficie de la muestra se propaga por el agua hasta el elemento difractor y modifica el índice de refracción del agua en esta zona, lo cual se manifiesta como desplazamientos de la posición de los mínimos y máximos del patrón de difracción. De esta manera, la información de presión se manifiesta como una modulación de la intensidad de la luz que llega al detector.

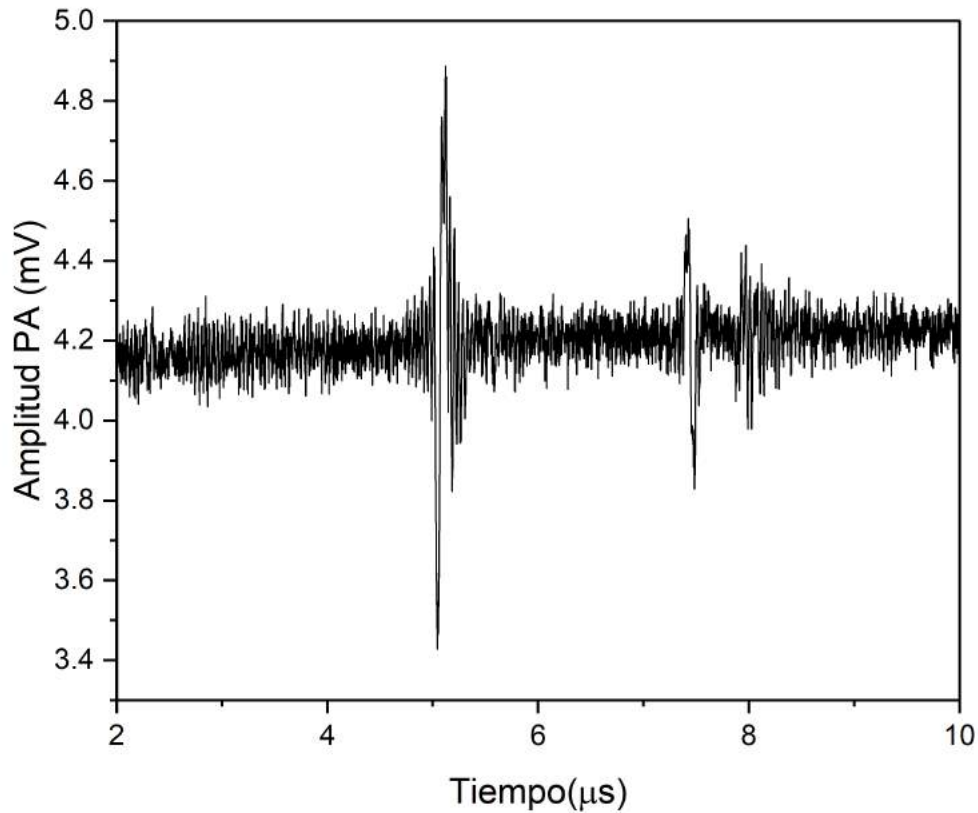


Figura 3.4 Señal PA capturada mediante el método óptico de difracción.

3.2.2. Discusión

La señal mostrada en la figura 3.4 evidencia que este método de detección permite sensar las ondas de ultrasonido inducido por láser ópticamente. La relación señal a ruido es muy buena y además se logró un buen aislamiento con respecto a la luz parásita proveniente del pulso láser. Se requiere un estudio más profundo para caracterizar adecuadamente el dispositivo de sensado. Por ejemplo, se necesita medir el umbral mínimo de detección, la curva de sensibilidad, la respuesta de frecuencia, entre otros parámetros, para dimensionar adecuadamente las aplicaciones potenciales del dispositivo. Es importante señalar que para la

generación de imágenes fotoacústicas se debe complementar el sistema con un dispositivo de giro para realizar el escaneo circular de las señales PA. alrededor de la muestra. Además, se pueden explorar mejoras tales como el uso de fotodetectores diferenciales que incrementaría la sensibilidad del sistema. Sin embargo, estos experimentos sirven como prueba de concepto para demostrar que basados en el efecto elasto-óptico y la difracción de la luz, es posible construir un dispositivo óptico capaz de detectar las ondas acústicas inducidas por la absorción de luz pulsada.

3.3. Método de detección de campo completo basado en una cámara y un sistema Schlieren

Los métodos de detección explicados anteriormente permiten una detección localizada de una sección del frente de onda acústico [82]. En esta sección abordaremos la implementación, un método de detección de campo completo que emplea una cámara para con una única captura obtener toda la información del campo acústico en un instante determinado. El dispositivo que permite la transducción de la onda de presión a información de irradiancia es una sonda Schlieren de un solo espejo fuera de eje [83], como se muestra en la Fig. 3.5. Aquí se indican los parámetros geométricos empleados para describir teóricamente su funcionamiento.

Si tomamos un conjunto de rayos de luz que se propagan a través de un medio transparente sometido a un estrés físico, para esta investigación, ejercido por la onda fotoacústica, aquellas zonas que sufren un cambio en el índice de refracción van a desviar los rayos de su trayectoria original. El ángulo de deflexión ε está relacionada con el coeficiente piezo-elástico de medio C_{n_0} de acuerdo a la siguiente expresión [84, 85].

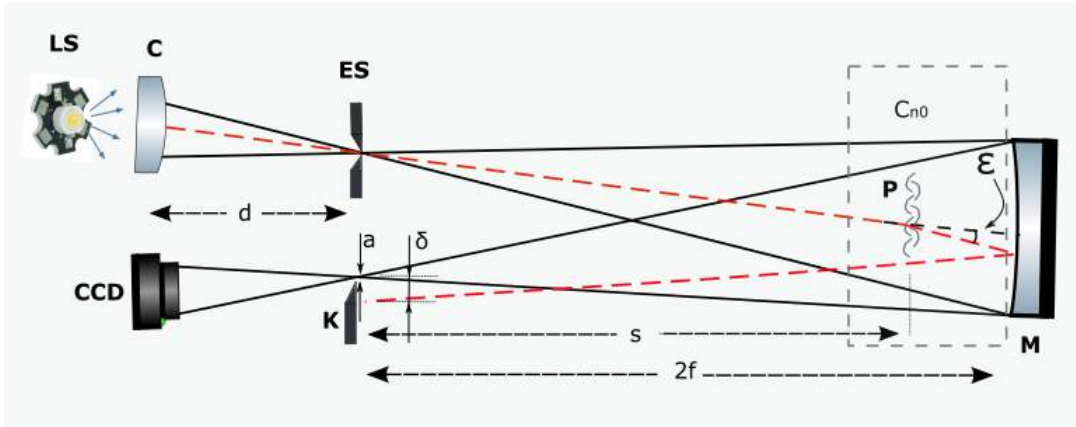


Figura 3.5 Esquema general de un sistema Schlieren fuera de eje. **LS** Fuente de Luz, **C** Lente condensadora, **ES** Rendija de entrada, **P** Perturbación, **M** espejo convergente, **K** Navaja, **CCD** Cámara

$$\tan \varepsilon = -\frac{C_{n_0}}{n_0} \frac{\partial P}{\partial x} \omega, \quad (3.1)$$

donde n_0 es el índice de refracción del medio, $\partial P/\partial x$ es el cambio de presión en función de la distancia, y ω es la distancia recorrida por el haz a través del campo acústico. C_{n_0} cuantifica la variación del índice de refracción y representa una medida de acople entre el ultrasonido y la luz. El mismo se define como:

$$C_{n_0} = \left(\frac{\partial n}{\partial P} \right)_S = \rho \beta_S \left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right)_S, \quad (3.2)$$

donde ρ es la densidad volumétrica, β es la compresibilidad, y $\rho(\partial n/\partial \rho)$ es conocido como el coeficiente elasto-óptico. El subíndice S indica que los procesos de compresión y rarefacción ocurren bajo condiciones adiabáticas.

Si consideramos que el sistema utiliza un espejo con una distancia focal larga, es válido asumir que un rayo luminoso atraviesa dos veces prácticamente la misma región no homogénea

en su recorrido redondo. Por tanto, la sección de luz difractada se separa de la no difractada, una distancia δ que puede ser aproximada a

$$\delta = s \cdot 2 \tan \varepsilon, \quad (3.3)$$

donde s representa la distancia desde la rendija de entrada hasta la zona de inhomogeneidad. Si colocamos la fuente fotoacústica lo más cercano a la superficie del espejo podemos aproximar s a dos veces la distancia focal ($2f$) y para ángulos pequeños la ecuación 3.3 se puede reescribir como

$$\delta = 4f\varepsilon. \quad (3.4)$$

Si consideramos que la rendija de entrada al sistema es rectangular y como filtro de Fourier se utiliza el filo de una navaja, los rayos desviados serán bloqueados y se manifiestan como un cambio local de la intensidad en la imagen de salida. Entonces, las zonas oscuras en la imagen representa la región del líquido de inmersión donde ocurren cambios en el índice de refracción provocado por la onda de presión. El contraste se puede calcular como [86]

$$C = \frac{\delta}{a}, \quad (3.5)$$

donde a es la altura del haz no obstruido por la navaja y que alcanza el detector.

Finalmente, operando con las ecuaciones 3.4 y 3.5 se obtiene la sensibilidad del sistema

$$SENSIBILIDAD = \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{4f\varepsilon}{a} \right) = \frac{4f}{a}. \quad (3.6)$$

Este resultado muestra que la sensibilidad de un sistema Schlieren en esta configuración depende de la distancia focal del espejo convergente y de la altura de la imagen no obstruida. Por lo tanto,

3.3 Método de detección de campo completo basado en una cámara y un sistema Schlieren 45

la sensibilidad para esta configuración es mayor que la de otros arreglos; como por ejemplo la configuración en Z la cual emplea dos espejos parabólicos en una disposición simétrica [87, 88]. Si se necesita detectar señales débiles como el caso de las ondas PA la configuración Schlieren fuera de eje es la opción más adecuada.

3.3.1. Arreglo experimental

Generación de la onda PA

En la figura 3.6 se muestra un esquema del sistema de imágenes PA desarrollado en este trabajo. La fuente de excitación del ultrasonido es un láser OPO-Nd:YAG (NT352C10, Ekspla), que emite un haz láser pulsado de 4 ns centrado en la longitud de onda $\lambda = 670$ nm, con una energía de 20 mJ por pulso, y a una tasa de repetición de 10 Hz. El haz láser se direcciona a través de un divisor de haz 50:50 y los dos haces resultantes se manipularon para iluminar simultáneamente ambos lados de la muestra a lo largo del eje x y perpendicularmente al haz de Schlieren, que se propaga en la dirección y . Cada haz de excitación se hizo pasar a través de una lente cilíndrica ($f_l = 100$ mm) para formar una lámina de luz sobre la zona de pruebas. La intensidad de esta hoja de luz sigue un perfil gaussiano platicúrtico (ancho a mitad del máximo FWHM=12 mm, Curtosis=-1.4). La muestra se sumergió en un recipiente de vidrio lleno de un fluido transparente (agua o alcohol etílico). El recipiente se coloca delante de un espejo esférico convergente de distancia focal $f_l = 1.15$ m a una distancia de 20 mm de la superficie con la intención de maximizar la sensibilidad del sistema.

Sonda Schlieren

Es importante tener en cuenta que tomar una instantánea del campo acústico requiere una cámara con tiempos de exposición muy cortos y la opción de activar la adquisición con una señal de disparo. Considérese que la velocidad de la onda ultrasónica en el agua está cercana a los 1500 m/s. La cámara utilizada en nuestro sistema (Genie HC640) tiene como tiempo

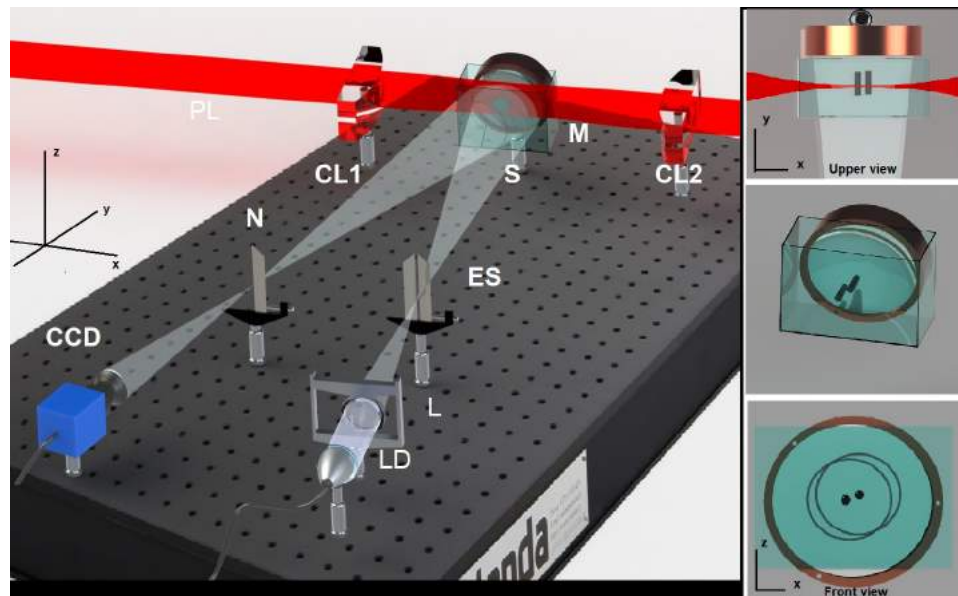


Figura 3.6 Arreglo experimental de sistema de detección de campo completo. **LD** Lámpara estroboscópica, **L** lente, **ES** rendija de entrada, **S** muestra, **M** espejo esférico, **N** navaja, **CCD** cámara, **CL1**, **CL2** lentes cilíndricas, **PL** láser pulsado

mínimo de exposición $10\mu s$ lo que implica un desplazamiento del frente de onda de 15 mm y no permite reproducir adecuadamente el perfil de la onda. Una opción es emplear una fuente de luz estroboscópica para acortar el tiempo efectivo de exposición [89].

En este caso, se construyó una fuente pulsada basada en un led blanco (Potencia máxima = 3 W, temperatura de color = 5000 K, ángulo de apertura = 125°). Se utilizó una fuente de 24 V para sobreexcitar el LED y hacer pasar una corriente cercana a los 5A por un tiempo muy corto. De esta manera se logró un pulso óptico del orden de microsegundos disparado por la señal de sincronización generado por el láser. La mínima duración del pulso que sostiene un nivel de luminancia adecuado para operar la sonda Schlieren fue de $2\mu s$. Es necesario comprender la importancia de este parámetro, puesto que define el tiempo de captura y, por tanto, el grosor del perfil de la onda acústica sensada [90]. Además, en los sistemas de detección PA de campo completo para hacer la captura, es necesario esperar a que todos los componentes de la onda

3.3 Método de detección de campo completo basado en una cámara y un sistema Schlieren 47

hayan abandonado la muestra y se hayan propagado lo suficiente en el medio circundante. Por esto, la captura de la cámara y el pulso estroboscópico deben estar perfectamente sincronizados, pero deben estar retrasados adecuadamente con respecto al pulso láser que generó el fenómeno fotoacústico. Atendiendo a esto, se debe introducir una demora controlada entre la señal de sincronización del láser y la señal de excitación del pulso LED. Para esto, se construyó una unidad de demora programable desde $2 \mu s$ hasta $100 \mu s$ en pasos de $1 \mu s$. Esta demora también define el tiempo de vuelo de la onda, lo cual es un parámetro necesario para el algoritmo de reconstrucción.

Continuando con la distribución geométrica del arreglo se puede observar que la luz del LED se enfoca mediante una lente convergente ($f_l = 30 \text{ mm}$) y se hace pasar a través de la rendija de entrada del sistema que tiene un ancho de 1 mm . La rendija se colocó en el plano frontal $2f$ del espejo. La luz pasa a través del contenedor con la muestra en su recorrido de ida y vuelta y posteriormente se enfoca en el plano de salida. En esta posición se coloca la navaja, la cual se encarga de bloquear la luz desviada de su trayectoria debido a que interactuó con las zonas donde la onda acústica alteró el índice de refracción. La luz no perturbada sobrepasa el borde de la navaja y llega hasta el sensor donde es registrada y de esta manera se obtiene el mapa de irradiancia donde el campo fotoacústico se presenta como zonas de sombras sobre un fondo brillante.

Calibración del sistema

Para ejecutar la calibración es necesario considerar un conjunto de parámetros del sistema. En primer lugar, se utilizó una tarjeta calibrada para estimar que el campo de visión abarca un área de $50 \times 50 \text{ mm}^2$. Debido a que el sistema formador de imagen de la cámara no es el adecuado para la distancia de trabajo, en este arreglo no se consiguió proyectar la imagen sobre todo el sensor, sino que solo abarca una sección de 200×200 píxeles. Con el objetivo de saber el efecto que tiene la duración de pulso estroboscópico en la fidelidad de la imagen fotoacústica, se

empleó el sistema de detección descrito para sensar las señales de dos absorbedores cilíndricos de 0.5 mm separados 2 mm entre ellos.

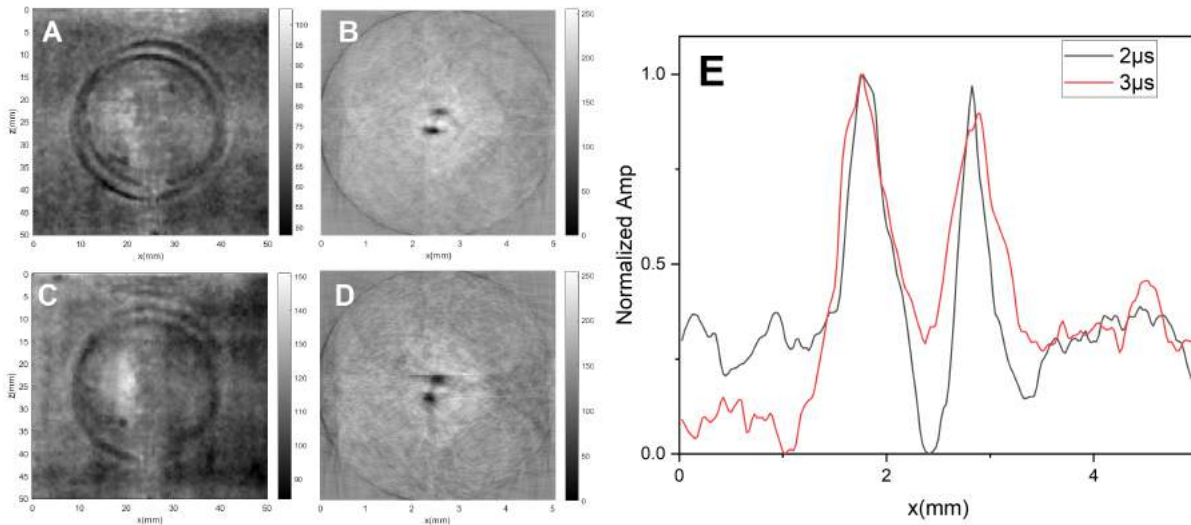


Figura 3.7 Efecto de la duración del pulso en la resolución del sistema. **A** y **C** campos acústicos capturados con pulsos de 2 y 3 μs de duración respectivamente. **B** y **D** imágenes reconstruidas para ambos pulsos. **E** Sección lateral de las imágenes reconstruidas mostrando el perfil de irradiancia

En la figura 3.7 E se muestra el perfil de las imágenes reconstruidas a partir de la captura de campo acústico utilizando un pulso estroboscópico de 2 y 3 μs . Se puede observar que en el perfil de la imagen tomada con el pulso de 2 μs el FWHM de los lóbulos del perfil cilíndrico es en promedio de 0.52 mm en comparación a los 0.62 mm que tiene la imagen tomada con un pulso de 3 μs . Esto da una medida de que la resolución del sistema mejora cuando el pulso estroboscópico se hace más corto. Además, las dimensiones de la imagen reconstruida a partir de la captura con el pulso más corto son más fieles a las dimensiones reales. De aquí se puede sostener que si se utiliza un pulso estrobo de 2 μs el sistema puede resolver objetos de 500 μm [91].

Por otro lado, en el proceso de ajuste del sistema inicialmente se probó como líquido de inmersión el agua por su abundancia y además su compatibilidad con especímenes biológicos.

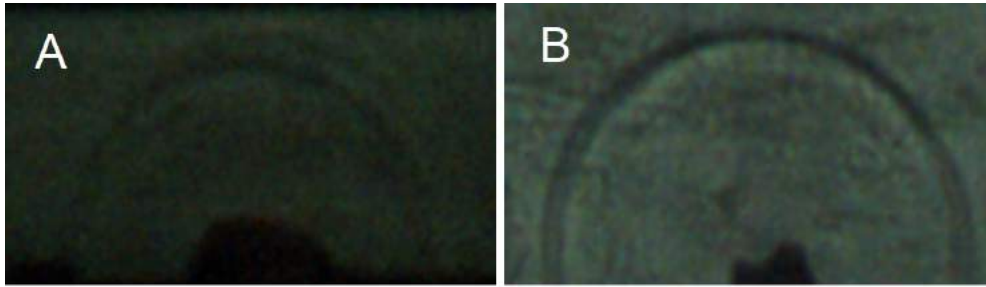


Figura 3.8 Comparación del contraste de las imágenes del campo acústico capturada utilizando diferentes líquidos de inmersión. **A** agua, **B** alcohol

Sin embargo, debido a su bajo coeficiente elasto-óptico ($1.466 \times 10^{-10} \text{ Pa}^{-1}$) la sensibilidad del sistema es baja y el contraste de las imágenes del campo acústico limita la fidelidad del proceso de reconstrucción. Por esto, se empleó para las pruebas alcohol etílico, un líquido con mayor coeficiente elasto-óptico ($3,612 \pm 0,02 \times 10^{-10} \text{ Pa}^{-1}$) que el agua. De esta forma, se logró obtener imágenes del campo de presiones con un buen contraste (ver Fig. 3.8). Para el algoritmo de reconstrucción se tomó como velocidad de propagación del ultrasonido en alcohol de 1152 m/s. [92]

3.3.2. Imágenes de campo acústico y reconstrucción del perfil de la muestra

En este experimento se tomaron dos cilindros de grafito de 2 mm de diámetro y se colocaron dentro del contenedor con alcohol, separados 3 mm uno de otro y se fijaron utilizando plastilina de moldear, como se observa en la figura 3.9. El pulso estroboscópico fue activado con una demora de $15 \mu\text{s}$ con respecto al pulso láser. La navaja del sistema Schlieren se colocó en una montura deslizante y su posición se ajustó manualmente hasta lograr el mejor contraste de la imagen del campo acústico en la cámara. La fotografía capturada por la cámara se muestra en la Fig. 3.9 A. Esta imagen fue procesada para eliminar la sombra proyectada por el soporte de

plastilina, el cual no representa información de la onda PA y que introduce artefactos indeseados en la imagen reconstruida (ver Fig. 3.9 B). También, se normalizó la imagen con el objetivo de mejorar el contraste. Posteriormente, se aplicó el algoritmo de reconstrucción basado en la transformada de Radón explicado en el epígrafe 2.7.2. Se tomó como tiempo de vuelo de la onda la demora entre el pulso estroboscópico y el pulso láser. La imagen reconstruida del perfil de la fuente PA se muestra en la Fig. 3.9 C donde se puede observar las dimensiones de la imagen reconstruida concuerdan con las de la muestra física. Otro elemento de la imagen reconstruida que es necesario abordar es la diferencia de intensidad entre las fuentes acústicas. Nótese que el absorbedor superior presenta menor contraste con respecto al fondo que el inferior, a pesar de tratarse de dos elementos idénticos. La causa de este problema es que la intensidad del haz de excitación no es del todo homogénea, sino que presenta una distribución gaussiana, lo que hizo que ambos absorbedores recibieran intensidades diferentes. Esta inconsistencia se manifiesta en el campo acústico y por supuesto se arrastra en el proceso de reconstrucción.

Un segundo experimento se implementó para comprobar la efectividad del sistema de realizar imágenes fotoacústicas de muestras con estructuras más complejas. Para este caso se cortó una barra de grafito en forma hexagonal. El hexágono se fijó dentro del contenedor con alcohol usando la plastilina. Ahora, la demora entre el pulso estrobo y el láser de excitación se configuró en $7\mu s$ porque es tiempo suficiente para que la onda alcance a salir completamente de la muestra, pero no es tan grande como para que los efectos de atenuación sean apreciables. En la figura 3.10 B se observa que el frente de onda acústico muestra un patrón más complejo y menos definido debido a las múltiples reflexiones de la onda dentro del objeto. Nuevamente, se aplicó el algoritmo de reconstrucción y se obtuvo la imagen 3.10 C. Se puede constatar que la imagen reconstruida reproduce adecuadamente el perfil de la muestra manteniendo las dimensiones del objeto a pesar de la limitada resolución del sistema. Obsérvese que la distancia

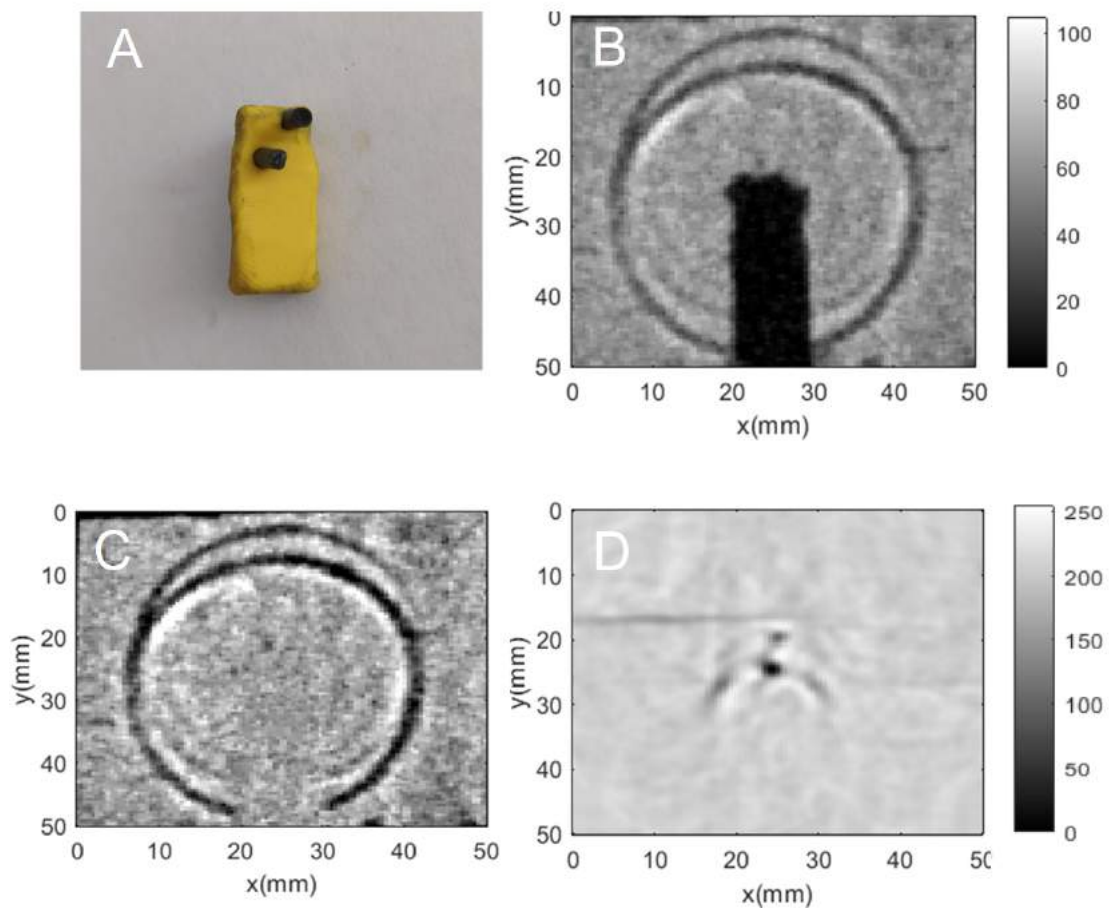


Figura 3.9 Detección PA y reconstrucción de imágenes con absorbedores cilíndricos. **A:** Muestra **B:** Patrón de onda acústicas capturado. **C:** Imagen procesada para eliminar la sombra del soporte y normalizada. **D** Perfil reconstruido de los dos absorbedores.

entre las caras opuestas del hexágono es de 5.5 mm lo cual está muy cerca de las dimensiones reales de la muestra (5 mm).

Discusión

El sistema Schlieren con iluminación estroboscópica implementado funciona adecuadamente para realizar imágenes fotoacústicas a partir de una única captura de campo completo. Con este sistema es posible generar imágenes de absorbedores simples y más complejos. Sin embargo, es importante señalar que varias limitaciones técnicas impiden la generación de imágenes de gran

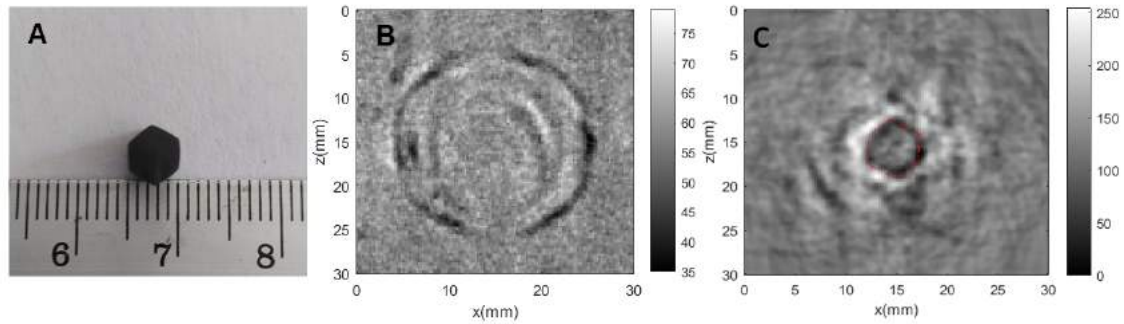


Figura 3.10 Detección PA y reconstrucción de imágenes con absorbedor hexagonal. **A:** Absorbedor de grafito hexagonal. **B:** Patrón de ondas acústicas capturado. **C:** Perfil reconstruido

resolución. En primer lugar, para mejorar la resolución de las imágenes se requiere capturar el perfil más delgado posible de la onda acústica. El parámetro que más influye en este caso es la duración del pulso estroboscópico. El mínimo ancho de pulso logrado con suficiente intensidad es de $2 \mu s$ y para la velocidad del ultrasonido en alcohol, esto implica que durante este tiempo el frente de onda se va a desplazar 2.3 mm. Por lo tanto, se puede proponer como una mejora futura del sistema el uso de un módulo LED ultrarrápido para conseguir pulsos muy rápidos con suficiente luminancia [93].

Otro elemento que afecta la calidad de las imágenes es la baja resolución de la cámara. Se trata de un sensor de 640×480 píxeles con un tamaño de píxel $(7.4 \times 7.4) \mu m^2$ con 8 niveles de gris. Esto sin mencionar que el sistema óptico formador de imagen no aprovecha toda el área del sensor. Entonces, entre las mejoras que proponemos están el uso de una cámara con mayor resolución y mayor rango dinámico, así como una lente adecuada para estas distancias de trabajo. Por otro lado, el perfil gaussiano del haz láser provoca que la excitación de las muestras no sea homogénea, lo cual se manifiesta en la intensidad de la onda acústica y finalmente en la imagen reconstruida.

En resumen, se puede asegurar que el sistema es efectivo para formar imagen de la onda acústica inducida por la absorción de luz láser pulsada. Gracias al esquema de iluminación

3.3 Método de detección de campo completo basado en una cámara y un sistema Schlieren 53

empleada en una única captura de la cámara se obtiene toda la información requerida para originar la imagen fotoacústica de la muestra. Por lo tanto, este esquema de detección puede representar una alternativa a los complejos sistemas de escaneos y multiplexación de la detección localizada, favoreciendo aplicaciones de imagenología PA en tiempo real.

Capítulo 4

Estudio de señales fotoacústicas a escala micrométrica

Este proyecto no se dedicó únicamente a la exploración de nuevos métodos ópticos para la generación de imágenes PA a partir de la captura de campo completo, Sino además se hizo uso de las características excepcionales del sensado optico. Algunas de estas propiedades son la alta sensibilidad y ancho de banda amplio que pueden optimizar la detección de señales PA inducidas a escalas micrométricas. Fundamentalmente en este capítulo abordaremos el empleo de un sistema hidrofónico basado en fibra óptica para estudiar el efecto fotoacústico a escalas micrométricas; así como el análisis de las señales detectadas con este sistema con la intención de obtener información complementaria de la fuente fotoacústica y sus características.

La motivación de este estudio se fundamenta en la hipótesis de que la microestructura de los tejidos biológicos es un indicador de ciertas patologías [94]. Además, ha sido demostrado que los parámetros espectrales de la onda fotoacústica están relacionadas con las características microscópicas de los tejidos biológicos [95], lo cual ha extendido una línea de investigación conocida como análisis espectral de señales fotoacústicas (PASA) por sus siglas en inglés. Las

técnicas PASA se han utilizado anteriormente para detectar cambios en la microestructura de tejidos de próstata, hígado o incluso cambios morfológicos en células de la sangre [3, 96, 97]. Aunque los experimentos realizados en este proyecto utilizan muestras metálicas, estos estudios pueden servir como base para futuras investigaciones de elementos microscópicos en muestras biológicas empleando la fotoacústica.

4.1. Sistema comercial de detección fotoacústica

El dispositivo de detección óptica de señales de ultrasonido inducido por láser utilizado aquí está constituido por dos partes fundamentales: un sensor de fibra encargado de detectar los cambios de presión del medio, y un módulo de control que se encarga de generar el láser de interrogación así como convertir la señal óptica en una señal eléctrica para que pueda ser mostrada en un osciloscopio.

4.1.1. Sensor de fibra óptica

La detección de la onda acústica se logra mediante un sensor extrínseco de fibra óptica [51]. El detector está constituido por una cavidad Fabry-Perot que se encuentra en el extremo de una fibra óptica monomodo. Un esquema de la cavidad resonante se muestra en la figura 4.1. Dos microespejos de oro se acoplan a la punta de la fibra separados por una sección de material polimérico (Parilen C). La luz del láser se refleja varias veces dentro de la cavidad y entra de regreso a la fibra para dirigirse a un fotodetector dentro del módulo de detección. La onda acústica que interactúa con la cavidad FP modifica el tamaño del espaciador polimérico, produciendo un correspondiente cambio de fase en la luz reflejada. Este cambio de fase es demodulado y convertido a cambios de irradiancia que registra el fotodetector.

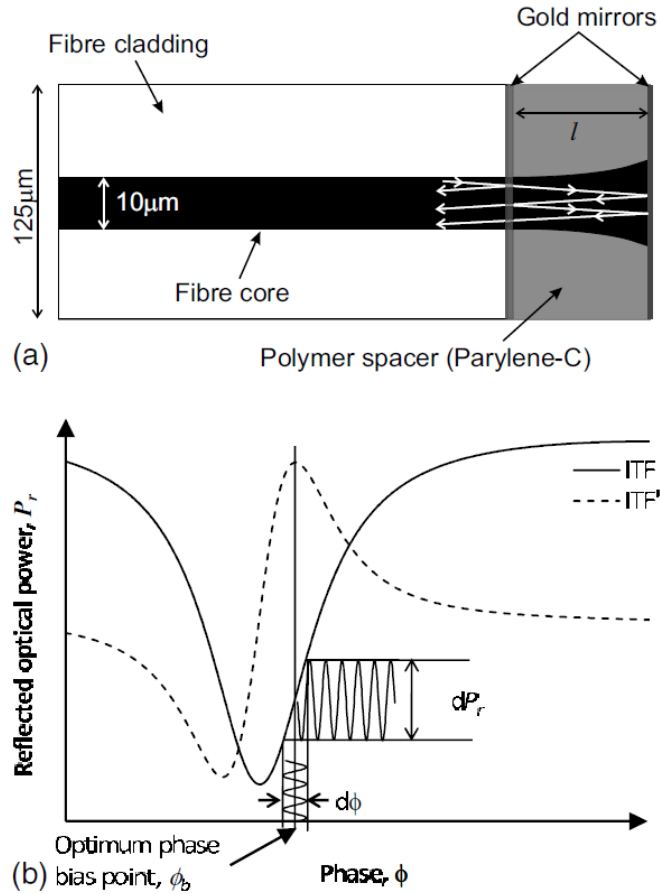


Figura 4.1 Sensor interferométrico Fabry-Perot de fibra óptica (Tomado de [51]).

4.1.2. Unidad de interrogación

La unidad de interrogación está conformada por un láser sintonizable centrado en 1500 nm el cual se acopla a la fibra óptica. La figura 4.1 muestra un esquema de la fibra óptica con la cavidad FP en la punta. La gráfica b) muestra como un cambio de fase en el dispositivo se transduce a un cambio de intensidad del haz reflejado. La unidad de interrogación cuenta con un fotodiodo, un conversor análogo-digital y un sistema de adquisición de datos que registran la información proveniente del sensor de fibra. Finalmente, esta información es enviada a través de un puerto de salida y puede ser mostrada en un osciloscopio.

El sistema en conjunto ofrece unos parámetros de detección excepcionales para aplicaciones de fotoacústica. Sus fabricantes reportan un ancho de banda efectivo de 50MHz y una sensibilidad muy alta. Se demostró que para obtener una relación señal a ruido $S/N = 1$ se requiere una amplitud de la señal acústica de 15 kPa lo cual representa la mitad del valor umbral de un sensor de aguja (Precision Acoustics Ltd) [51].

4.2. Generación y detección de ondas fotoacústicas en microesferas de acero inoxidable

Empleando el sistema óptico de detección descrito anteriormente, se ideó un experimento para estudiar mediante fotoacústica, microesferas de acero inoxidable aisladas y sumergidas en agua. El procedimiento experimental y los resultados se describen a continuación.

4.2.1. Métodos

La figura 4.2 muestra un esquema del arreglo experimental implementado. La fuente generadora del efecto fotoacústico es un láser Nd:YAG (NT352C10, Ekspla) el cual entrega un pulso de 4ns a una frecuencia de repetición de 10 Hz y sintonizado a longitud de onda central de 670 nm. El haz láser se dirige a través de un objetivo de microscopio de 20X para enfocarse en el plano donde se coloca la muestra. Los elementos absorbedores son microesferas de acero inoxidable (SSMMS-7.8, Cospheric) cuyos diámetros fueron categorizados en rangos de (10-25) y (27-31) μm . Estas microesferas se colocaron en el portaobjetos de un microscopio. Para inmovilizarlas se cubrió el portaobjeto con una película delgada de gel de ultrasonido. Posteriormente, fueron cubiertas con una capa de agua destilada de 1 mm de espesor. La detección se realizó utilizando el sensor de fibra óptica de forma oblicua (aprox. 60° con

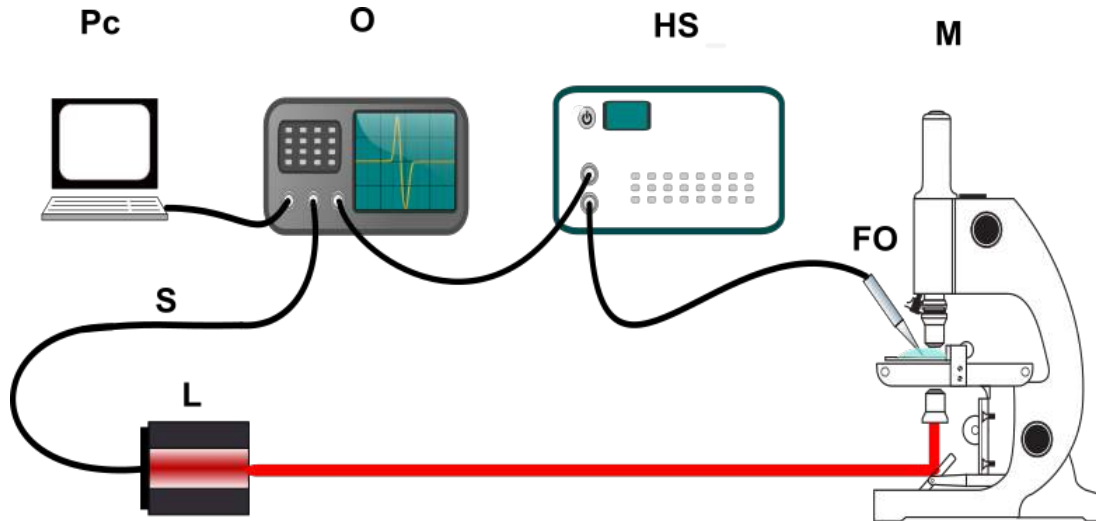


Figura 4.2 Arreglo experimental para la detección de señales PA en microesferas metálicas.

respecto a la horizontal) como se observa en la figura 4.3 a) con la punta sumergida en el agua y apuntando hacia la microesfera que está siendo excitada por el láser. En la figura 4.3 b) se observa que el diámetro del spot del láser es comparable con el diámetro de una microesfera de $20 \mu\text{m}$. Además, la intensidad del láser se ajustó para que entregara 10 mJ por pulso con el objetivo de no provocar daños a la microesfera. La información acústica detectada por el sensor es convertida por la unidad de interrogación en una señal eléctrica que se muestra en un osciloscopio digital (TDS3054E, Tektronix) activado por la señal de sincronización del láser. La ventana de adquisición del osciloscopio contiene 10000 muestras detectadas a una tasa de 5Gs/s. Con el objetivo de mejorar la relación señal a ruido, cada señal reportada es el resultado de promediar 512 capturas. Finalmente, las señales fotoacústicas son enviadas a una computadora personal para ser procesados usando un software especializado

4.2.2. Simulación

Con el objetivo de realizar una evaluación numérica de la generación y propagación de las ondas fotoacústicas en una microesfera de acero inoxidable sumergida en agua, se utilizó

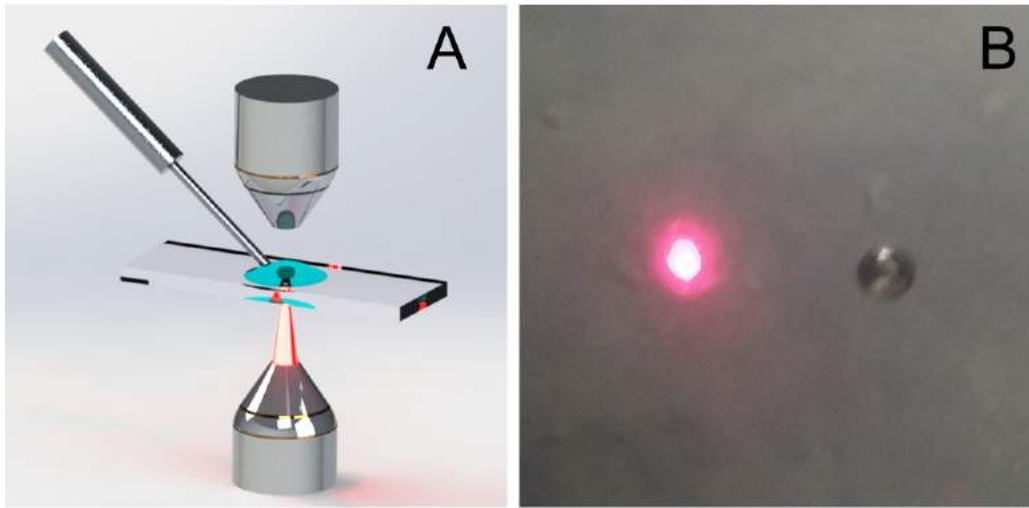


Figura 4.3 **A** Esquema que representa la muestra, el haz de excitación y el sensor bajo el microscopio. **B** Imagen comparativa del tamaño del spot con la microesfera.

el toolbox de Matlab K-wave [98]. Se trató de reproducir en la simulación las condiciones experimentales de excitación y detección. Primero se generó una rejilla computacional de 512×512 puntos con un paso de $1\mu\text{m}$ entre ellos. Se seleccionó una velocidad de propagación de ultrasonido en el acero de $5,800\text{ m/s}$ y en el agua de $1,500\text{ m/s}$. En primera instancia se estableció que la microesfera se encuentra rodeada por agua simulando una muestra suspendida. En la Fig. 4.4 A se resalta en rojo la zona excitada ópticamentepor el láser que al incidir sobre la microesfera constituye la fuente fotoacústica. Además, la línea discontinua de color azul marca la dirección a lo largo de la cual se extrae las señales que se muestran en la Fig. 4.5 A. Por otro lado, en la Fig. 4.4 B se presenta la simulación de una microesfera depositada en un portaobjetos de vidrio (rectángulo de línea discontinua). Las señales detectadas en estas condiciones se presentan en la Fig. 4.5 C.

Los espectros de las señales temporales extraídas del campo simulado en la dirección especificada son calculados y mostrados en la Fig. 4.5 B y D. Puede verse qué, para el caso de la microesfera suspendida en agua, el contenido frecuencial de las señales se encuentra

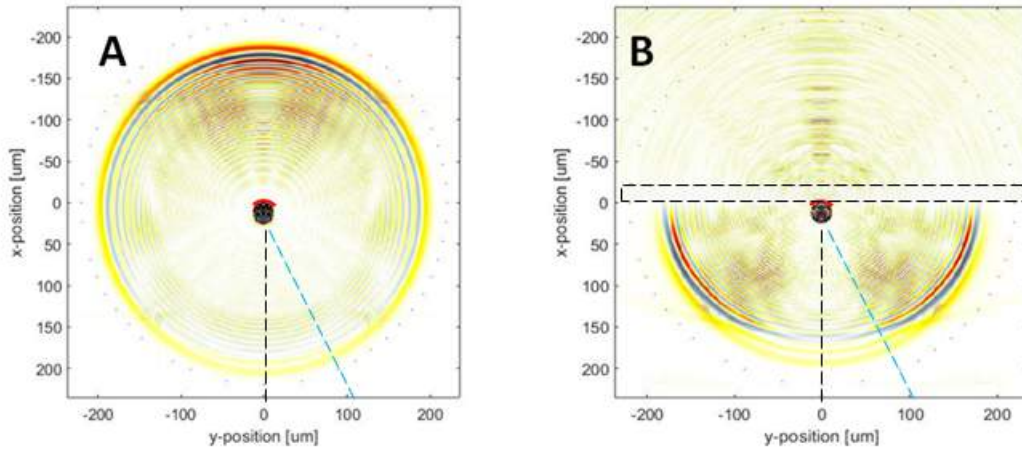


Figura 4.4 Campo fotoacústico simulado para una microesfera metálica. **A**: Suspendeda en agua. **B**: Apoyada sobre una superficie rígida.

centrado aproximadamente en los 90 MHz y con un FWHM de 80 MHz. Para el caso de la microesfera depositada, la señal acústica se refleja contra el sustrato y se conforma un pulso complejo entre la señal directa y reflejada que resulta en un ensanchamiento temporal del pulso y en un corrimiento espectral hacia las bajas frecuencias y una disminución de su FWHM (Fig. 4.5 D). Además, nótese en esta gráfica, que la frecuencia central y el ancho espectral de las señales está relacionado con el diámetro de las microesferas. La explicación que se le puede dar a este efecto es que el retraso entre la señal directa y la reflejada está condicionado por el diámetro de la microesfera D y se puede aproximar a

$$\Delta t = D \left(\frac{1}{v_{agua}} - \frac{1}{v_{acero}} \right). \quad (4.1)$$

Por esto se espera que en la medida que el diámetro de la microesfera es mayor se va a producir un mayor retraso entre estas dos señales y, por lo tanto, se forma un pulso acústico más ancho temporalmente y que a su vez tiene menor contenido frecuencial.

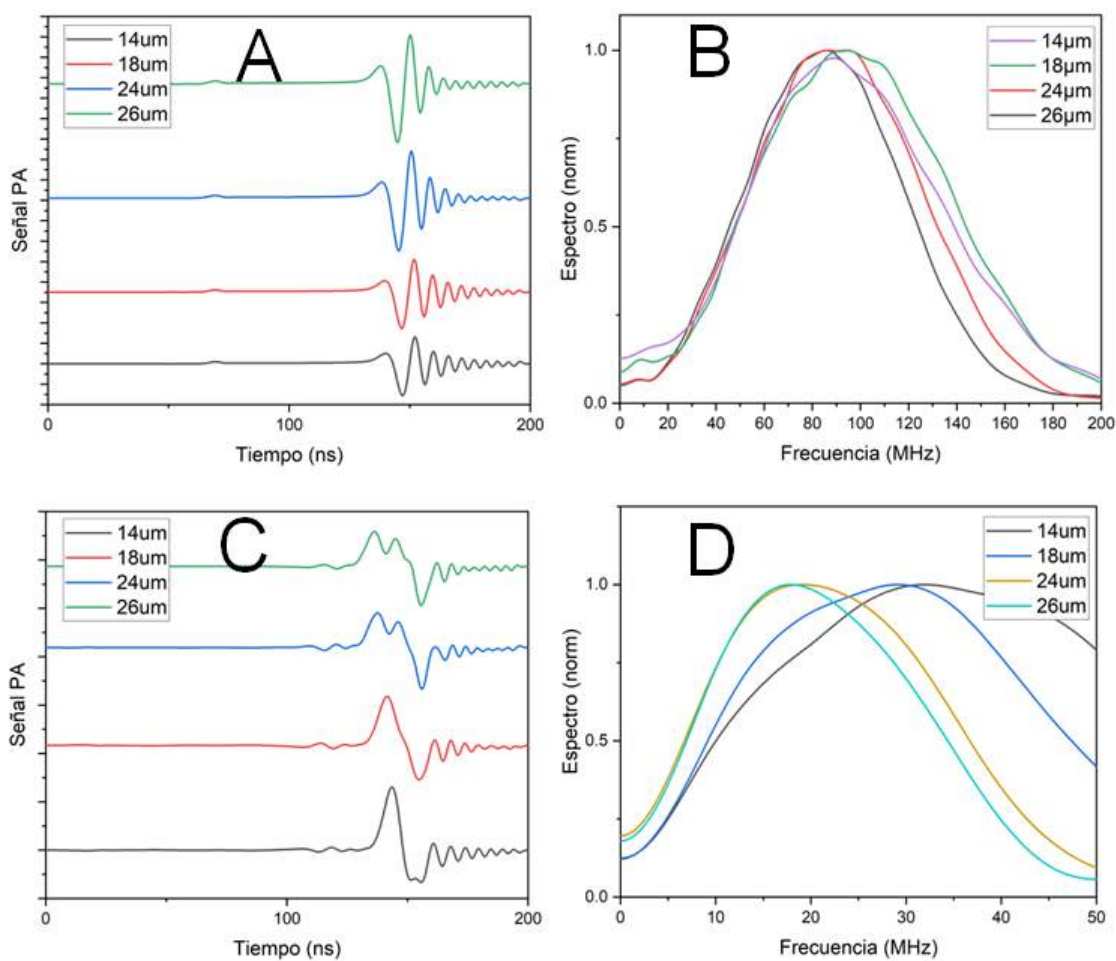


Figura 4.5 Señales temporales y sus espectros simulados para diferentes diámetros de microesferas. **A, B** Microesfera suspendida en agua. **C, D** Microesfera inmersa en agua y depositada sobre un portaobjetos

4.2.3. Comprobación experimental del efecto de las reflexiones en el espectro de las señales PA en microesferas

Las señales fotoacústicas de 4 microesferas con diámetros (14, 18, 24, 26.5 μm) fueron registradas de acuerdo al arreglo experimental descrito anteriormente y se muestran en la figura 4.6 A. Se puede observar que en la medida que aumenta el diámetro de la fuente fotoacústica el ancho temporal del pulso acústico se incrementa. Además, para los diámetros mayores se nota

un valle pronunciado en la parte positiva del pulso, lo que apunta a una superposición de dos pulsos donde uno presenta un retraso temporal con respecto al otro.

Al calcular el espectro de frecuencia de estas señales mediante la transformada de Fourier se obtienen los perfiles mostrados en Fig. 4.6 B). Si comparamos estos resultados con trabajos anteriores [99], aparentemente existe una incongruencia entre los parámetros frecuenciales (FWHM y frecuencia central) encontrados por nosotros para los diámetros estudiados y los reportados. Sin embargo, como se pudo observar en las simulaciones realizadas en la sección anterior, el efecto de las reflexiones contra el portaobjetos se manifiesta en el contenido frecuencial de la señal registrada.

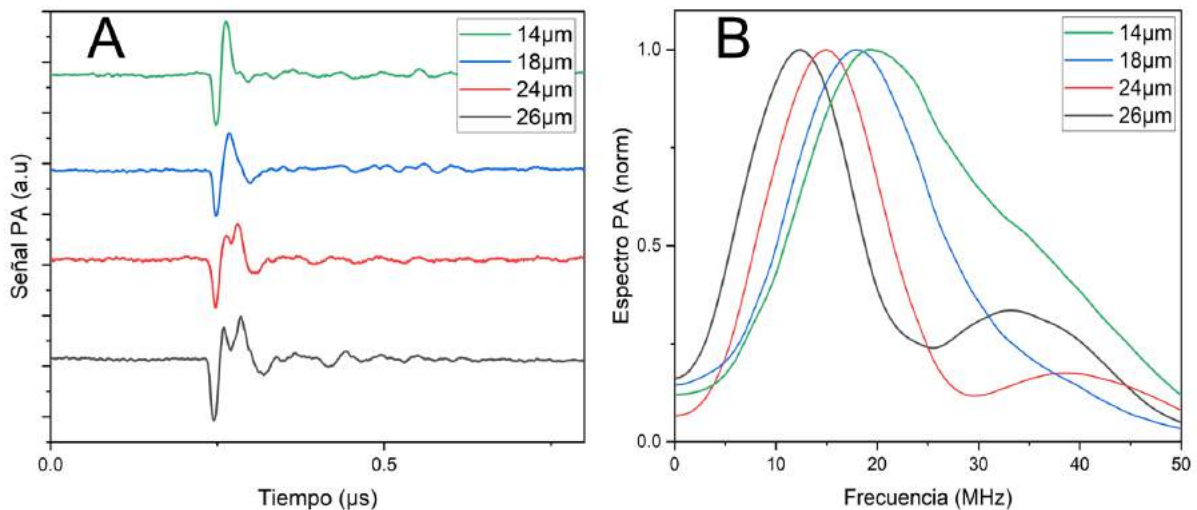


Figura 4.6 A Señales PA de microesferas de acero inoxidable. B Espectros de las señales.

Este efecto de corrimiento hacia las bajas frecuencias producto de la combinación de la señal y sus ecos permitió emplear nuestro sistema de detección con ancho de banda limitado para construir una curva de tendencia de la posición de la frecuencia pico y el FWHM de la curva espectral en función del diámetro de la fuente fotoacústica (Fig. 4.7). Como puede observarse, la curva de la posición de la frecuencia central tiene un comportamiento más lineal que la curva del FWHM. Partiendo de esta gráfica se puede estimar el diámetro de cualquier

microesfera que se encuentre dentro de este rango al conocer la ubicación de la frecuencia central de su señal fotoacústica.

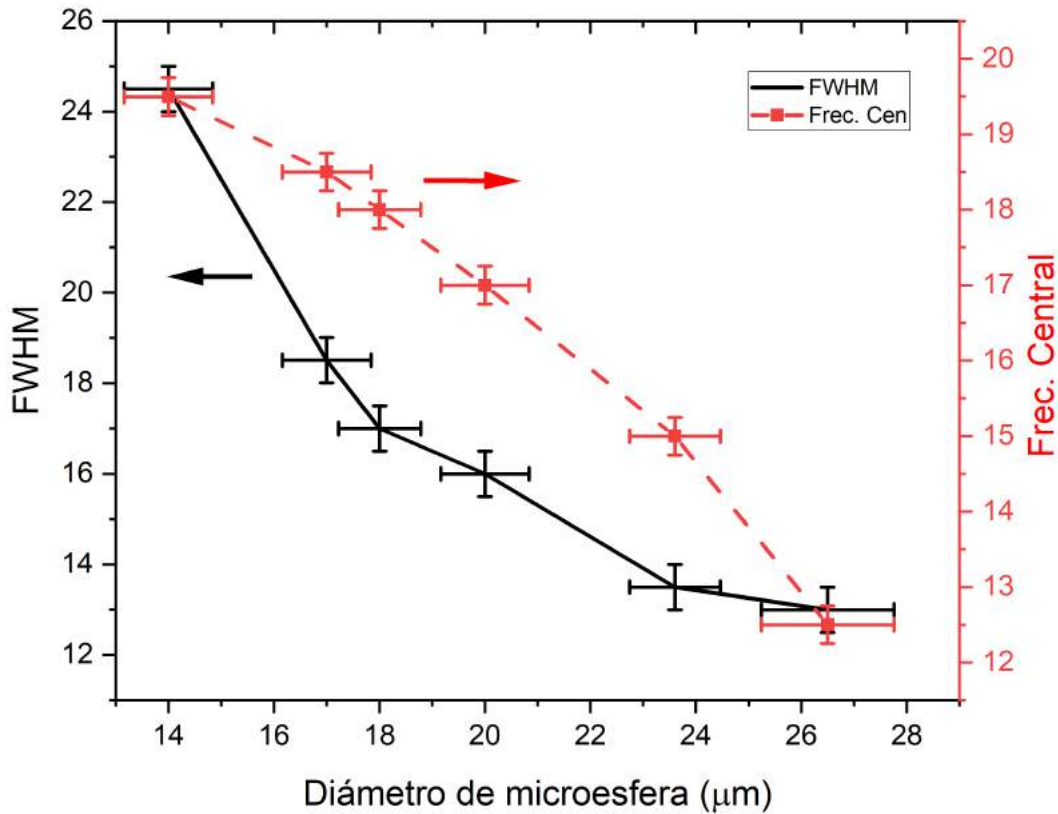


Figura 4.7 Anchura máxima a la mitad de la altura (FWHM) y frecuencia central de los espectros de las ondas fotoacústicas en función del diámetro de la microesfera.

4.3. Generación y detección de ondas fotoacústicas en una placa de aluminio

Otro estudio que se realizó empleando el sistema de detección comercial basado en fibra óptica, consistió en la generación de varios modos de la onda fotoacústica al hacer incidir luz láser pulsada enfocada sobre una placa de aluminio. La Fig. 4.8 muestra un esquema de

cómo fue configurado este experimento. Como fuente de excitación se empleó el láser pulsado Nd:YAG (NT352C10, Ekspla) que entrega un pulso óptico de 4 ns de duración a una tasa de repetición de 10 Hz. Su frecuencia central se ajustó a 670 nm y su potencia a 1mJ por pulso. El haz láser se dirigió hacia un contenedor transparente lleno de agua. Allí se enfocó sobre la superficie de una placa de aluminio de 1.28 mm de espesor mediante un objetivo de microscopio de 20X. En el lado opuesto de la muestra se colocó el sensor de fibra óptica. La distancia entre el sensor y la muestra se controló mediante una montura de desplazamiento lineal. La información registrada por el sensor y procesada por la unidad de interrogación se envía al osciloscopio y posteriormente se almacena en una computadora personal.

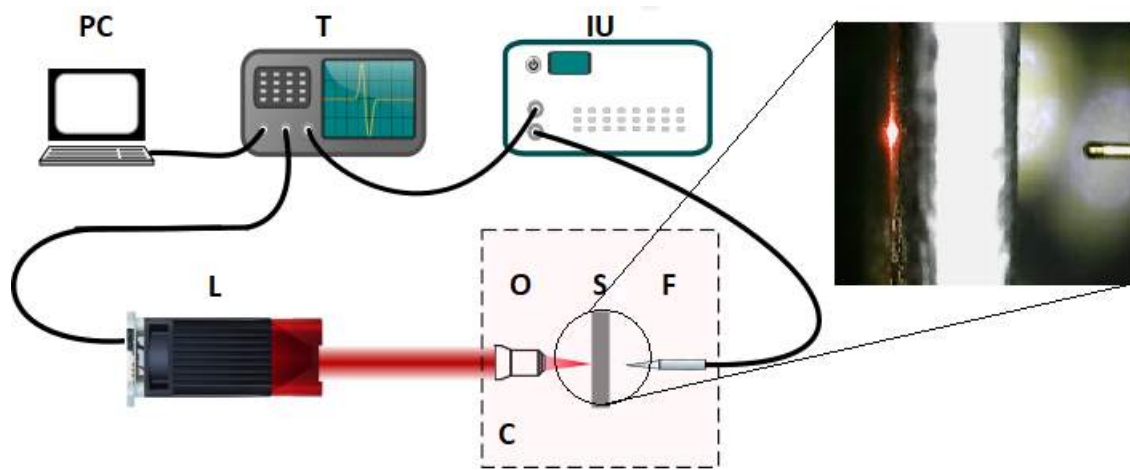


Figura 4.8 Esquema del sistema de generación y detección de ondas fotoacústicas. **L** Laser, **O** Objetivo de microscopio, **S** Muestra, **F** Sensor de fibra, **C** Contenedor con agua, **IU** Unidad de interrogación, **T** Osciloscopio, **PC** computadora. La imagen en el recuadro es una fotografía de la muestra, el spot del láser y el sensor.

4.3.1. Detección de ondas longitudinales y ondas transversales

Ha sido demostrado en varias investigaciones que el uso de radiación enfocada sobre una muestra absorbadora induce, además del modo longitudinal de la onda fotoacústica también

ondas transversales y ondas de superficie [100, 101]. La excitación termoelástica eficaz de una onda transversal solo se produce cuando el diámetro del área excitada por el láser es aproximadamente igual a la longitud de la onda acústica. Además, los patrones de radiación, de ambos tipos de ondas, están perfectamente descritos y se conoce que el ángulo de los respectivos lóbulos de radiación dependen del tamaño de la fuente fotoacústica [102]. Sin embargo, debido a que los líquidos que no tienen viscosidad no pueden sostener las ondas transversales, sería inviable que se pudieran detectar las mismas utilizando una configuración como la descrita en la Fig. 4.8. Generalmente, para este tipo de estudios se utiliza el sensor en contacto con la muestra o en su defecto, métodos ópticos que miden el desplazamiento de la superficie directamente [103, 104]. Por esto, el sensor de fibra óptica se desplazó hasta lograr el contacto de la punta de este con la superficie posterior de la placa y la señal detectada se muestra en la Fig. 4.9.

El primer pulso de la señal corresponde a la onda longitudinal. Ha sido demostrado que la velocidad de propagación del ultrasonido en aluminio depende de la aleación específica, la temperatura y el estrés a que están sometidos los materiales. En este trabajo se tomó como valor promedio el de 6300 m/s para la onda longitudinal y 3100 m/s para la onda transversal [105, 106]. De los datos de la señal obtenemos

$$V_L = \frac{d}{\Delta t_1} = \frac{1.28 \times 10^{-3}}{204 \times 10^{-9}} = 6308 \text{ m/s}, \quad (4.2)$$

donde d es la distancia desde la fuente PA y el sensor y Δt_1 es el tiempo arribo de la onda. La velocidad resultante se acerca mucho al valor esperado. Podemos observar que entre el pulso principal y su primer eco se encuentra una señal monopolar que se asocia a la onda transversal porque su velocidad de propagación corresponde a la velocidad teórica de esta onda.

$$V_s = \frac{d}{\Delta t_2} = \frac{1.28 \times 10^{-3}}{412 \times 10^{-9}} = 3123 \text{ m/s}. \quad (4.3)$$

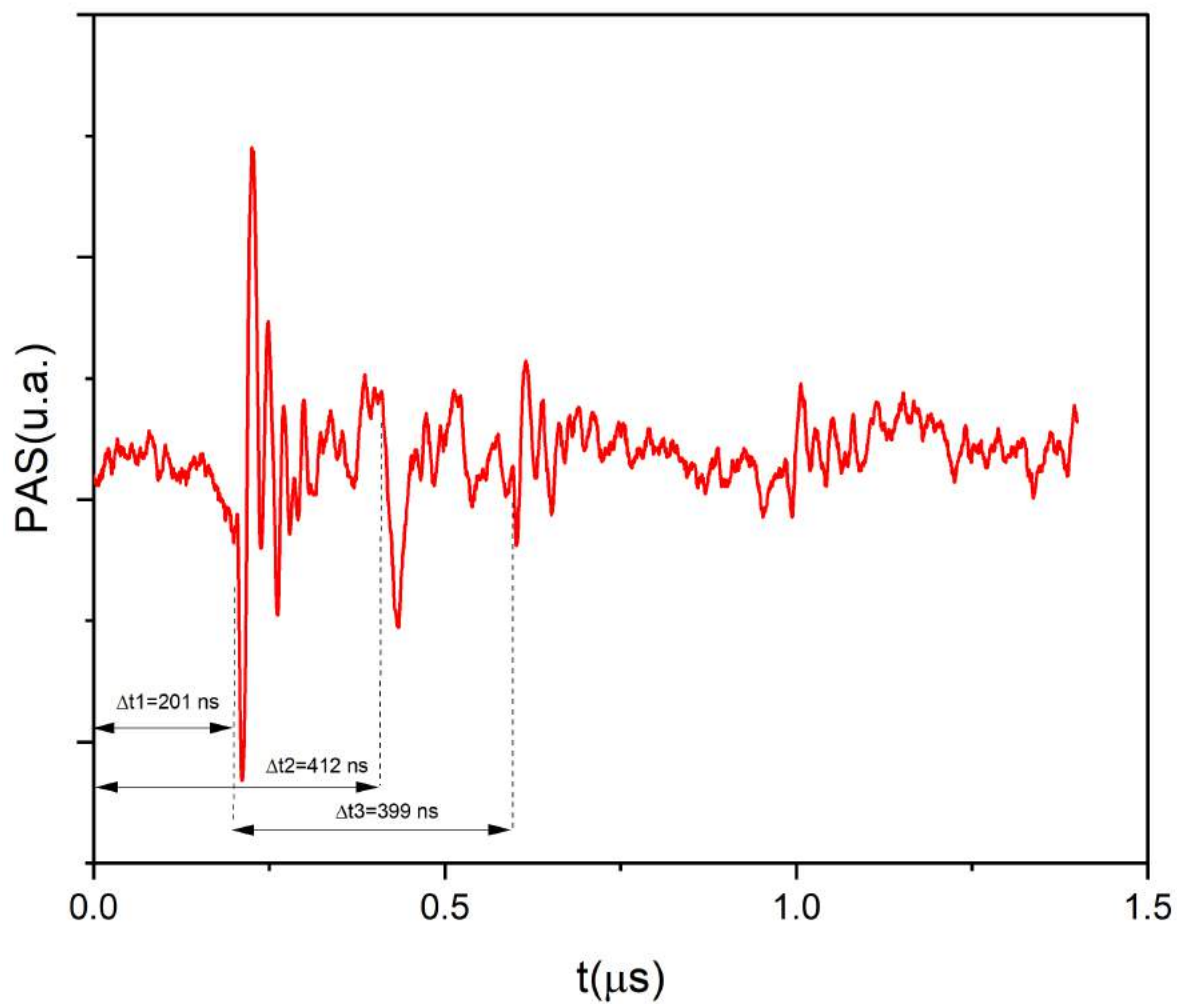


Figura 4.9 Señal fotoacústica generada en placa de aluminio y detectada en contacto.

Subsecuentemente, se observa el eco de la señal producto de la doble reflexión de la onda longitudinal en ambas interfaces. Hallando el tiempo de demora entre el pulso principal y sus ecos se puede calcular de forma precisa el espesor d de la placa.

$$d = (V_L \cdot \Delta t_3)/2 = (6300 \cdot 399 \times 10^{-6})/2 = 1.257 \text{ mm} \quad (4.4)$$

La discrepancia del espesor calculado de esta manera con respecto la medida realizada con el vernier fue de 0.023mm.

4.4. Detección de ondas transversales que experimentan conversión de modo.

Por otro lado, también se ha reportado que bajo ciertas condiciones, una onda acústica incidiendo sobre una interfaz entre dos medios con impedancia diferente puede sufrir un cambio de modo [107, 108]. El coeficiente de transformación de modo de las ondas en la interfaz depende del ángulo de incidencia y existen dos ángulos críticos (θ_{c-min} y θ_{c-max}) que delimitan el rango donde puede ocurrir este fenómeno y que están en función de la impedancia acústica de los medios [108]. Si consideramos el efecto conjunto de la directividad de los patrones con el ángulo mínimo para que ocurra el cambio de modo, podemos esperar que en la dirección normal a la superficie de la placa, la componente de la onda convertida del modo transversal al longitudinal (S-L) tiende a cero. Sin embargo, las irregularidades de la superficie hacen que en varios puntos se cumplan las condiciones locales para que pueda escapar la onda convertida de modo. Esto se comprobó al mover el sensor y separarlo de la superficie una distancia de 100 μm . La señal detectada en este punto se muestra en la figura 4.10. Aquí podemos constatar que el pulso correspondiente a la onda transversal se mantiene (aunque con menor amplitud), lo cual

indica que experimentó un cambio de modo (S-L) y se propaga como una onda longitudinal en el agua. Si comparamos esta señal con la detectada en contacto con la superficie, se comprueba que el retraso del pulso longitudinal es de 67 ns , lo cual nos arroja una velocidad de propagación de la onda ultrasónica en el agua de:

$$V_L = \frac{d}{\Delta t} = \frac{100 \times 10^{-6}}{67 \times 10^{-9}} = 1492 \text{ m/s} \quad (4.5)$$

El mismo tiempo de retraso experimenta el pulso transversal, por lo que se confirma el fenómeno de conversión de modo.

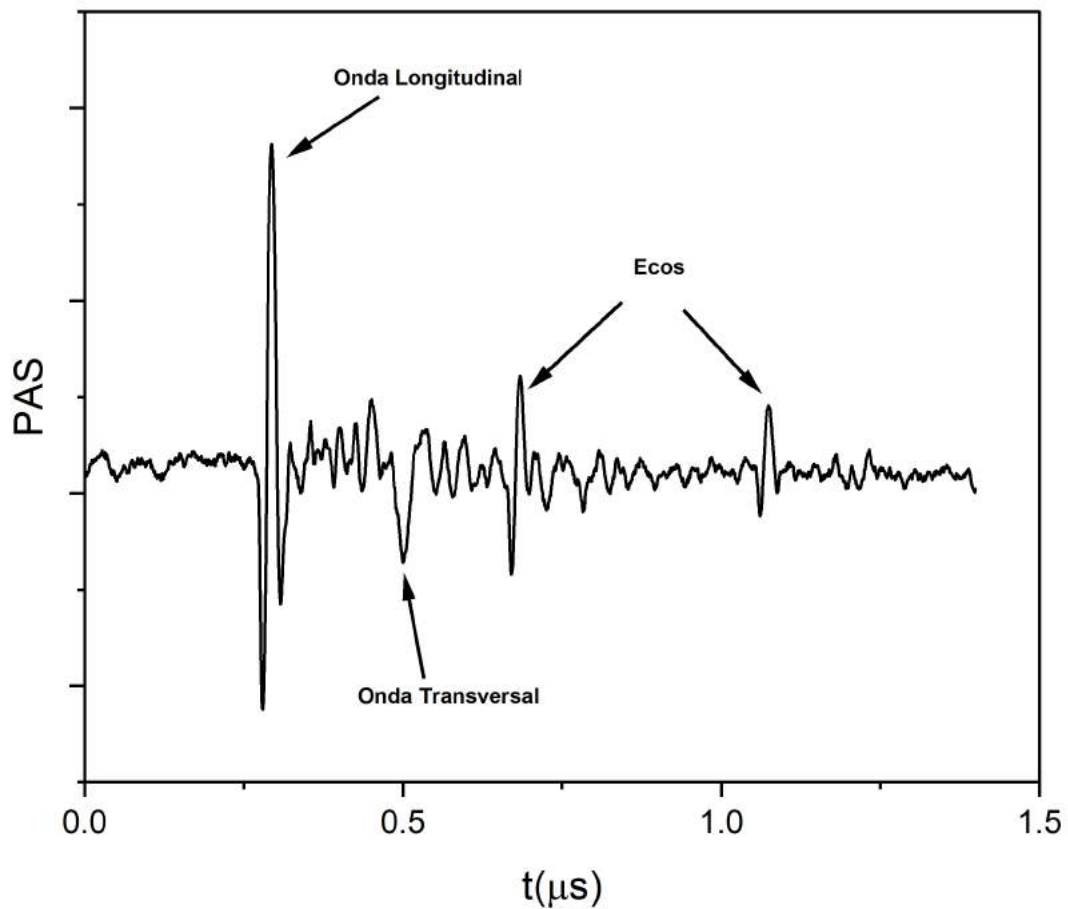


Figura 4.10 Señal fotoacústica generada en placa de aluminio y detectada a $100 \mu\text{m}$.

4.5. Efectos de interferencia acústica en el cálculo de la velocidad de propagación

Un reto experimental que se abordó en este trabajo fue el cálculo preciso de la velocidad de propagación de la onda fotoacústica en el agua a escalas micrométricas. La dificultad fundamental para realizar estos cálculos radica en la forma de medir las variables involucradas (Distancia: d y variación temporal: Δt). Además, a estas escalas pequeñas y en regiones cercanas a la muestra comienzan a ser importantes los efectos de campo cercano y es posible observar efectos de difracción de las ondas acústicas.

De acuerdo al principio de Huygens-Fresnel la onda acústica al arribar a la frontera de la muestra se puede interpretar como un continuo de puntos, cada uno de los cuales se convierte en un emisor de ondas esféricas secundarias y la envolvente de todas estas ondas constituye en nuevo frente de ondas propagado. Si trabajamos en el régimen de campo cercano, los efectos de difracción se manifiestan y la fase de la onda debe ser considerada, ya que se va modificando a medida que se propaga [81]. Para entender mejor esto, defínase una trayectoria lineal a lo largo de la dirección de propagación de la onda fotoacústica que emerge de la frontera de la muestra para detectar la señal en varios puntos de esta línea (Fig. 4.11). En la cercanía de la interfaz se va a observar, además de los retrasos temporales correspondientes a los diferentes tiempos de vuelos, también cambios de fase en el perfil del pulso acústico.

4.5.1. Simulación del efecto de la rugosidad de la superficie de la muestra

Con la intención de evaluar la influencia que tienen estos efectos de campo cercano para el cálculo de la velocidad de la onda fotoacústica en un experimento que implique monitorear el tiempo de vuelo, se ideó una simulación.

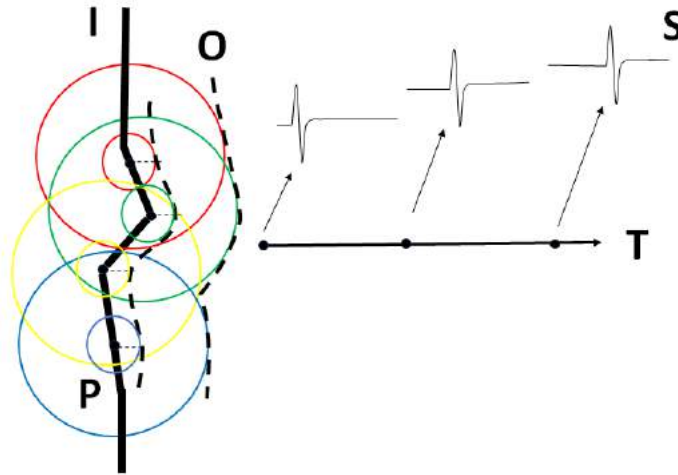


Figura 4.11 Descripción gráfica del principio de Huygens-Fresnel para la onda fotoacústica en la frontera de la muestra. **I** Interfaz de la muestra con el medio, **P** Puntos emisores de ondas secundarias. **O** Frente de onda resultante. **T** Trayectoria de desplazamiento del sensor con los puntos donde se monitorea la señal (**S**).

Es importante señalar que para resolver el problema directo fotoacústico se empleó la propagación en el espacio K el cual se fundamenta en la Transformada de Fourier [77, 109]. Como fuente de presiones se generó una función que describe una interfaz irregular cuya rugosidad es $150 \mu\text{m}$ la cual está en el rango de las longitudes de onda del ultrasonido en el aluminio. El monitoreo de la señal se realizó en diez puntos a lo largo de la dirección de propagación, comenzando a $100 \mu\text{m}$ de la superficie de la muestra y hasta llegar a $1000 \mu\text{m}$ en pasos de $100 \mu\text{m}$. En cada punto, se capturó una señal las cuales son mostradas en la figura 4.12

Si se considera que la velocidad de propagación del ultrasonido en el agua es de 1488 m/s se espera que para un desplazamiento del sensor de $100 \mu\text{m}$ el incremento del tiempo de vuelo debe ser de 67 ns . Obsérvese en la Fig. 4.12 que si se toma el punto mínimo de las señales y se calculan los tiempos de vuelo relativos, no se obtiene un valor uniforme y las fluctuaciones son más notorias en la zona más cercana a la muestra. De esta forma se demuestra que el efecto de los cambios de fase de la señal deforma el pulso fotoacústico y esto puede dificultar el ejercicio

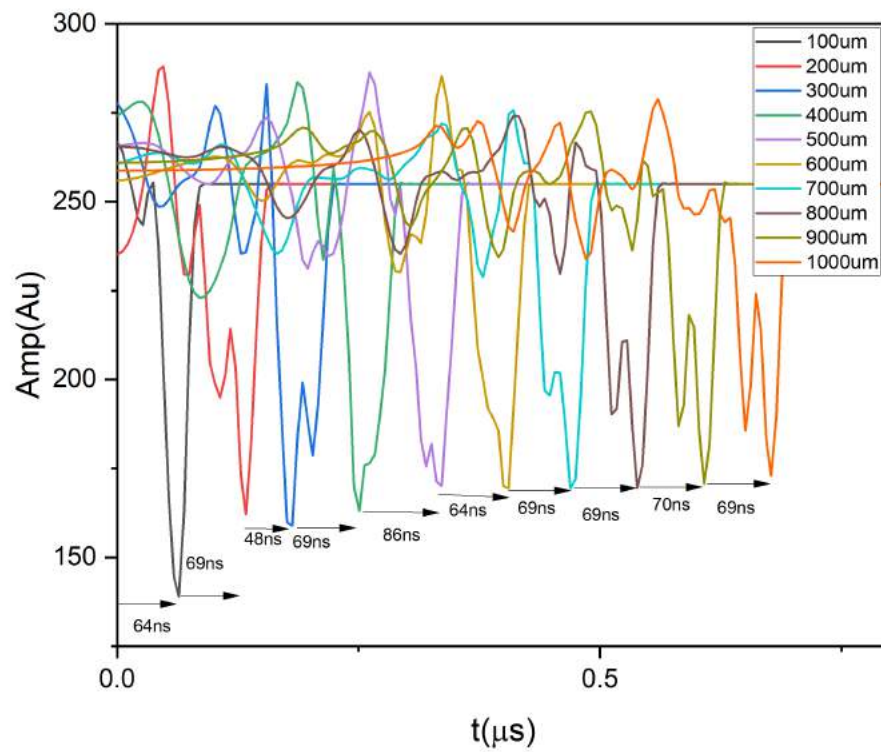


Figura 4.12 Señales fotoacústicas simuladas monitoreadas a diferentes distancias de una superficie rugosa.

de estimar correctamente los tiempos de vuelo. Así se llegaría a una interpretación errónea en el cálculo de la velocidad del sonido en el agua a estas escalas.

4.5.2. Comprobación experimental

En un arreglo experimental idéntico al mostrado en la Fig. 4.8 se evaluaron dos muestras diferentes. Primero una placa de aluminio de 1.28 mm de espesor la cual tenía una superficie rugosa (rugosidad $\sim 100 \mu\text{m}$). Luego, se estudió una placa de aluminio 1.2 mm de espesor con la superficie pulida (rugosidad $\sim 10 \mu\text{m}$). Para estimar el valor de rugosidad promedio se colocaron las placas bajo un microscopio con una lente ocular con retícula graduada. Se tomó la imagen en varias posiciones y se midió las irregularidades empleando la retícula. Promediando estas mediciones se obtuvieron los valores indicados.

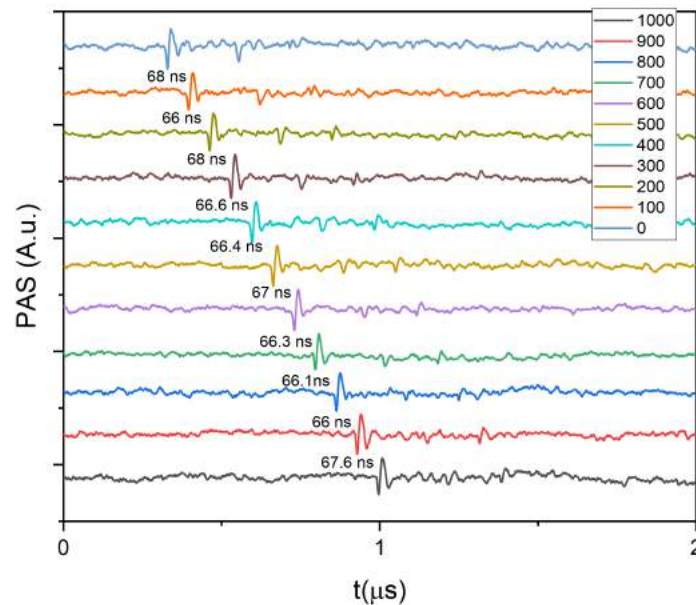


Figura 4.13 Señales PA. experimentales para diferentes distancias entre el sensor y una muestra con superficie rugosa.

El sensor de fibra óptica se desplazó desde la superficie de la muestra hasta 1 mm de distancia en pasos de $100 \mu\text{m}$. Luego se contabilizaron las demoras que estos desplazamientos introducían a la señal al comparar los tiempos relativos de arribo de elementos específicos de la señal como su punto máximo o mínimo.

La figura 4.13 muestra las señales detectadas para la placa con la superficie rugosa, así como sus relativas demoras que se emplean para el cálculo de la velocidad de la onda fotoacústica. Obsérvese que las mayores fluctuaciones ocurren en la zona más cercana a la interfaz.

A partir de estos valores de tiempo se calculó la velocidad del ultrasonido en el agua que rodea la muestra en pasos discretos. La gráfica de las velocidades se muestra en la Fig. 4.14.

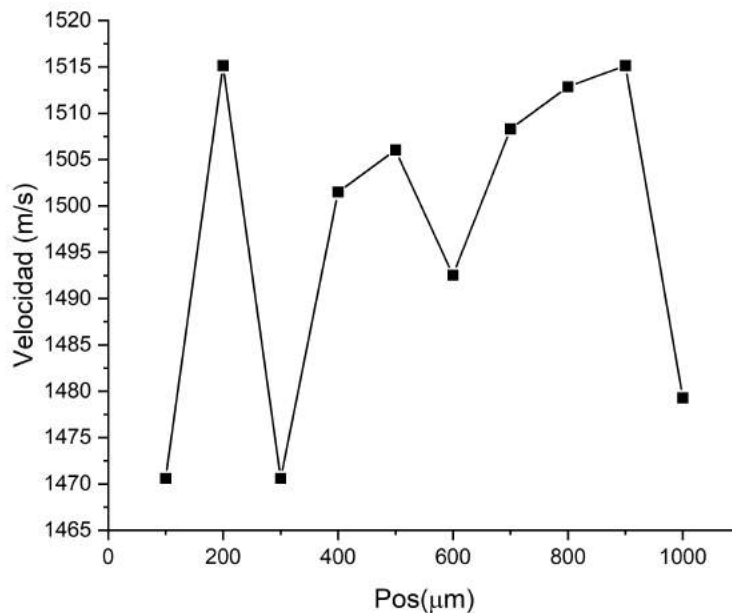


Figura 4.14 Velocidades calculadas para una muestra con superficie rugosa.

El mismo procedimiento se empleó para el caso de la placa de aluminio con la superficie pulida. La Fig. 4.15 muestra los retrasos temporales que se presenta en la señal a medida que el sensor se desplaza alejándose de la muestra. Debido a que la superficie es mucho más lisa,

los efectos de difracción son menos notables y, por tanto, las fluctuaciones de la velocidad calculada fueron mucho menores (Fig. 4.16).

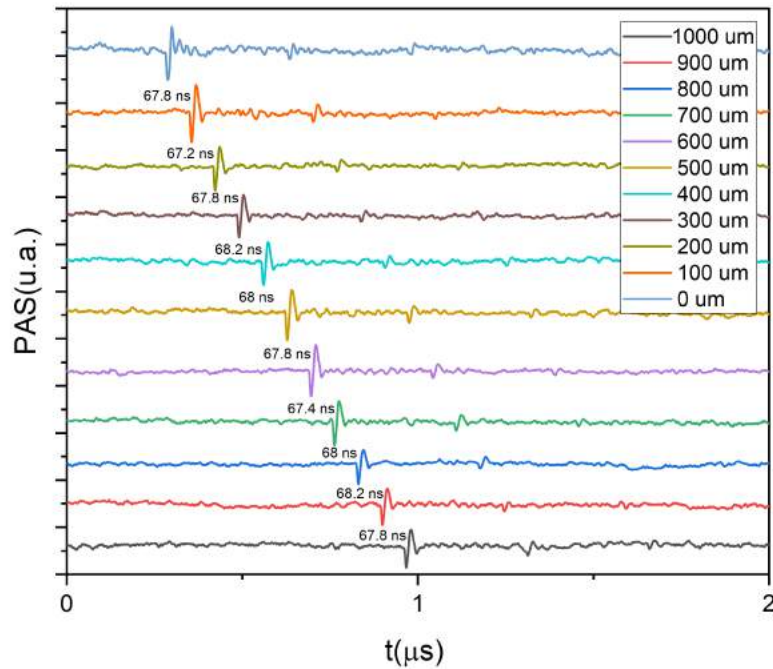


Figura 4.15 Señales PA experimentales para diferentes distancias entre el sensor y una muestra con superficie lisa.

Esta práctica permitió observar que la rugosidad de la superficie de la muestra provoca efectos de interferencia múltiple en la zona cercana que pueden ser perceptibles y que alteran los valores de velocidad calculados de este modo. Estos resultados pueden ser relevantes para los sistemas de imágenes fotoacústicas, ya que en el proceso de reconstrucción de imágenes se requiere conocer de forma precisa la velocidad del sonido en el medio. Sensar en distancias muy pequeñas con respecto a la superficie de la muestra puede introducir errores en la imagen reconstruida producto de los efectos de difracción de las ondas acústicas.

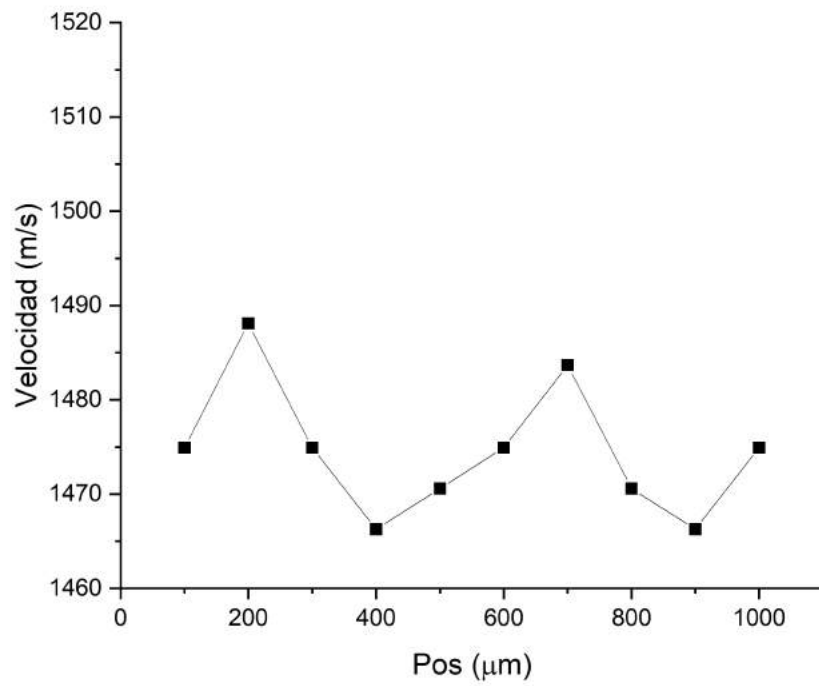


Figura 4.16 Velocidades calculadas para una muestra con superficie lisa.

Capítulo 5

Conclusiones

Esta investigación abordó el estudio e implementación de varios métodos ópticos para la detección de la onda fotoacústica. Se desarrollaron dos técnicas que se pueden describir como detección localizada, puesto que muestrean una región del frente de onda acústico. El primer método detecta los cambios de reflectividad que la onda acústica induce en una interfaz óptica, empleando un haz de prueba y un fotodiodo. El segundo método hace uso del fenómeno fotoelástico que se manifiesta cuando la onda de ultrasonido interactúa con un medio transparente. El haz de prueba es difractado por un elemento micrométrico y la distribución de luz resultante se dirige a la zona de interés. Los cambios en el índice de refracción del medio, provocados por la presión acústica, alteran el patrón de difracción y son registrados mediante un fotodetector. De forma cualitativa, se puede concluir que ambos métodos mostraron un buen desempeño para sensar ópticamente las ondas fotoacústicas.

Además, se desarrolló un sistema óptico de detección de campo completo, en el cual se empleó una sonda Schlieren combinado con una cámara para capturar una imagen de la distribución espacial del campo de presiones alrededor de la muestra. Este mapa del campo acústico contiene la información necesaria para, mediante una técnica de reconstrucción, recrear

el perfil de la fuente fotoacústica. Por esto, se implementó un algoritmo de inversión basado en la transformada de Radon que permitió reconstruir la distribución 2D de la absorción óptica de la muestra. Las imágenes fotoacústicas obtenidas con este método reprodujeron adecuadamente la estructura de las muestras analizadas a pesar de la limitada resolución del sistema.

Por otro lado, este trabajo se enfocó en estudiar las señales fotoacústicas detectadas ópticamente para extraer información adicional relativa a la muestra y sus características. Primero, se diseñó un experimento donde se generó la onda fotoacústica al hacer incidir luz láser pulsada enfocada sobre microesferas de acero inoxidable. De esta manera se generó un pulso compuesto cuyo contenido frecuencial está ligado a las dimensiones de la muestra y puede servir como un método para estimar el diámetro de elementos micrométricos en sistemas fotoacústicos de microfluídica.

Otro experimento se dirigió a estudiar los diversos modos de onda fotoacústica generados en una placa de aluminio excitada con radiación enfocada. Se detectó, además de la onda longitudinal, la onda transversal y el efecto de la conversión de modo, el cual permite que esta señal se propague más allá de las fronteras de la muestra. También fue posible detectar los efectos de difracción acústica que ocurren en la zona cercana a la superficie de la muestra cuando esta es una frontera irregular. Este efecto es de especial cuidado para aplicaciones de imagenología fotoacústica, ya que demuestra los inconvenientes que puede tener colocar el sensor muy cerca de la muestra.

5.1. Contribuciones

Las contribuciones de este trabajo no se limitan únicamente a que se propuso una configuración Schlieren muy sensible y adecuada para realizar la detección del campo acústico completo con un solo pulso de excitación, permitiendo reproducir la imagen de la muestra, sino

que además se evaluaron el efecto que tenían los diferentes parámetros en el resultado final. En primer lugar, se comprobó como influye la duración temporal del pulso estroboscópico en la resolución del sistema. También se comprobó que el contraste de las imágenes del campo acústico capturado por la cámara depende directamente del coeficiente elasto-óptico del medio de inmersión que se utilice, por tanto, la calidad de las imágenes reconstruidas también está ligada al uso de un medio de transducción con una respuesta adecuada. Otro punto a tener en cuenta lo constituye la homogeneidad del perfil de irradiancia del pulso de excitación. La muestra debe ser irradiada uniformemente en toda su extensión porque de lo contrario esto hace que la intensidad de la onda acústica no sea homogénea y puede dar lugar a interpretaciones erróneas de las imágenes finales.

Otra contribución importante de este trabajo consiste en que se comprobó que los métodos ópticos son adecuados cuando se requiere realizar estudios fotoacústicos a escalas micrométricas. Su excepcional desempeño permitió estudiar varios efectos que ocurren con la generación y propagación de las ondas PA a estas escalas. Se demostró que los métodos ópticos de detección son útiles cuando se requiere realizar estudios PA a escalas cercanas al límite de resolución de la técnica.

5.2. Trabajo a futuro

Los métodos ópticos constituyen una técnica prometedora para el avance de los sistemas fotoacústicos; sin embargo, su implementación más allá de los laboratorios y hacia las aplicaciones médicas no está exento de retos. Especialmente, los métodos de detección de campo completo son de gran interés por su posible aplicabilidad en sistemas de imágenes *in vivo*. No obstante, como se demostró en este trabajo, muchos aspectos deben ser mejorados para que cumpla con los estándares de un equipamiento médico.

- En primer lugar, se debe trabajar en mejorar la resolución de las imágenes obtenidas. Las limitaciones tecnológicas de nuestro sistema (cámara y fuente estroboscópica) deben superarse para lograr imágenes con mayor resolución.
- También se debe trabajar para modificar el sistema de detección de campo completo y transformar lo que hoy es un arreglo experimental de laboratorio a un instrumento de imagenología médica.
- Como se demostró aquí, son disímiles las técnicas ópticas que pueden ser utilizadas para sensar el ultrasonido inducido por láser. Por esto, en trabajos futuros es imprescindible explorar otros métodos que puedan ofrecer mayor sensibilidad y que redunden en una mayor calidad de las imágenes.
- Por último, se requiere profundizar en el estudio de las señales fotoacústicas porque falta mucho por entender del proceso de generación y propagación de los diferentes modos que se inducen en este proceso. Los métodos ópticos de detección y sus bondades tecnológicas pueden contribuir a generar conocimiento en esta área que expanda las aplicaciones de la técnica.

Bibliografía

- [1] Lihong V Wang. *Photoacoustic imaging and spectroscopy*. CRC press, 2017.
- [2] Junjie Yao and Lihong V Wang. Photoacoustic microscopy. *Laser & photonics reviews*, 7(5):758–778, 2013.
- [3] Lihong V Wang. Prospects of photoacoustic tomography. *Medical physics*, 35(12): 5758–5767, 2008.
- [4] Saskia Van Heumen, Jonas JM Riksen, Mithun Kuniyil Ajith Singh, Gijs Van Soest, and Dalibor Vasilic. Led-based photoacoustic imaging for preoperative visualization of lymphatic vessels in patients with secondary limb lymphedema. *Photoacoustics*, 29: 100446, 2023.
- [5] Geoffrey P Luke, Doug Yeager, and Stanislav Y Emelianov. Biomedical applications of photoacoustic imaging with exogenous contrast agents. *Annals of biomedical engineering*, 40:422–437, 2012.
- [6] Vitalii E Gusev and Aleksandr A Karabutov. *Laser optoacoustics*, volume 93. 1991.
- [7] Robert Sabine. Action of Light on a Selenium (Galvanic) Element. *nat*, 17(443):512–513, 1878.

-
- [8] Alexander Graham Bell. Lxviii. upon the production of sound by radiant energy. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 11(71): 510–528, 1881.
- [9] Leonid M Lyamshev. *Radiation acoustics*. CRC Press, 2004.
- [10] Kristen M Meiburger. *Quantitative ultrasound and photoacoustic imaging for the assessment of vascular parameters*. Springer, 2016.
- [11] Enxhi Jaupi. *Ultrasound Computed Tomography for Imaging Tissue-Engineered Blood Vessel*. PhD thesis, WORCESTER POLYTECHNIC INSTITUTE, 2022.
- [12] Lihong V Wang and Song Hu. Photoacoustic tomography: in vivo imaging from organelles to organs. *science*, 335(6075):1458–1462, 2012.
- [13] Guenther Paltauf, Petra Hartmair, Georgi Kovachev, and Robert Nuster. Piezoelectric line detector array for photoacoustic tomography. *Photoacoustics*, 8:28–36, 2017.
- [14] Ajay Dangi, Sumit Agrawal, Jedidiah Lieberknecht, Jason Zhang, and Sri-Rajasekhar Kothapalli. Ring ultrasound transducer based miniaturized photoacoustic imaging system. In *2018 IEEE SENSORS*, pages 1–4. IEEE, 2018.
- [15] Chen Yang, Xiaohua Jian, Xinle Zhu, Jiabing Lv, Yang Jiao, Zhile Han, Antonios Stylogiannis, Vasilis Ntziachristos, George Sergiadis, and Yaoyao Cui. Sensitivity enhanced photoacoustic imaging using a high-frequency pzt transducer with an integrated front-end amplifier. *Sensors*, 20(3):766, 2020.
- [16] Haoran Wang, Zhenfang Chen, Hao Yang, Huabei Jiang, and Huikai Xie. A ceramic pzt-based pmut array for endoscopic photoacoustic imaging. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 29(5):1038–1043, 2020.

- [17] Cheng Fang, He Hu, and Jun Zou. A focused optically transparent pvdf transducer for photoacoustic microscopy. *IEEE Sensors Journal*, 20(5):2313–2319, 2019.
- [18] Salvatore A Pullano, Costantino Davide Critello, Maria Giovanna Bianco, Michele Menniti, and Antonino S Fiorillo. PvdF ultrasonic sensors for in-air applications: a review. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 68(7):2324–2335, 2021.
- [19] Danyang Ren, Yizhe Sun, Junhui Shi, and Ruimin Chen. A review of transparent sensors for photoacoustic imaging applications. *Photonics*, 8(8):324, 2021.
- [20] JJ Niederhauser, M Jaeger, M Hejazi, H Keppner, and M Frenz. Transparent ito coated pvdf transducer for optoacoustic depth profiling. *Optics communications*, 253(4-6):401–406, 2005.
- [21] Maëva Vallet, François Varray, Jérôme Boutet, Jean-Marc Dinten, Giosuè Caliano, Alessandro Stuart Savoia, and Didier Vray. Quantitative comparison of pzt and cmut probes for photoacoustic imaging: Experimental validation. *Photoacoustics*, 8:48–58, 2017.
- [22] Jasmine Chan, Zhou Zheng, Kevan Bell, Martin Le, Parsin Haji Reza, and John TW Yeow. Photoacoustic imaging with capacitive micromachined ultrasound transducers: Principles and developments. *Sensors*, 19(16):3617, 2019.
- [23] Georg Wissmeyer, Miguel A Pleitez, Amir Rosenthal, and Vasilis Ntziachristos. Looking at sound: optoacoustics with all-optical ultrasound detection. *Light: Science & Applications*, 7(1):53, 2018.

- [24] Bernard Bendow, Peter D Gianino, Yet-Ful Tsay, and Shashanka S Mitra. Pressure and stress dependence of the refractive index of transparent crystals. *Applied Optics*, 13(10): 2382–2396, 1974.
- [25] ALPHALAS. Ultrafast photodetectors: Upd series, 2023. <https://www.alphalas.com>.
- [26] Biqin Dong, Cheng Sun, and Hao F Zhang. Optical detection of ultrasound in photoacoustic imaging. *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, 64(1):4–15, 2016.
- [27] Volker Wilkens. Characterization of an optical multilayer hydrophone for use as broadband ultrasound reference receiver-comparison with pvdf membrane hydrophones. In *2002 IEEE Ultrasonics Symposium, 2002. Proceedings.*, volume 1, pages 773–776. IEEE, 2002.
- [28] Colin M Chow, Yun Zhou, Yunbo Guo, Theodore B Norris, Xueding Wang, Cheri X Deng, and Jing Yong Ye. Broadband optical ultrasound sensor with a unique open-cavity structure. *Journal of biomedical optics*, 16(1):017001–017001, 2011.
- [29] Andreas Schilling, O Yavaş, Jörg Bischof, Johannes Boneberg, and Paul Leiderer. Absolute pressure measurements on a nanosecond time scale using surface plasmons. *Applied physics letters*, 69(27):4159–4161, 1996.
- [30] R Nuster, G Paltauf, and P Burgholzer. Comparison of surface plasmon resonance devices for acoustic wave detection in liquid. *Optics Express*, 15(10):6087–6095, 2007.
- [31] Ronald A Barnes, Saher Maswadi, Randolph Glickman, and Mehdi Shadaram. Probe beam deflection technique as acoustic emission directionality sensor with photoacoustic emission source. *Applied Optics*, 53(3):511–519, 2014.

- [32] E Khachatryan, S Maswadi, DA Tsyboulski, E Barnes, D Sardar, AA Oraevsky, K Nash, and R Glickman. Optoacoustic microscopy using laser beam deflection technique. In *Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing 2014*, volume 8943, pages 380–386. SPIE, 2014.
- [33] Saher M Maswadi, Bennett L Ibey, Caleb C Roth, Dmitri A Tsyboulski, Hope T Beier, Randolph D Glickman, and Alexander A Oraevsky. All-optical optoacoustic microscopy based on probe beam deflection technique. *Photoacoustics*, 4(3):91–101, 2016.
- [34] J-P Monchalín. Optical detection of ultrasound. *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, 33:485–499, 1986.
- [35] Rory W Speirs and Alexis I Bishop. Photoacoustic tomography using a michelson interferometer with quadrature phase detection. *Applied Physics Letters*, 103(5):053501, 2013.
- [36] I Suemune, H Yamamoto, and M Yamanishi. Noncontact photoacoustic measurements of semiconductors with michelson interferometry. *Journal of Applied Physics*, 58(1): 615–617, 1985.
- [37] Guy Rousseau, Bruno Gauthier, Alain Blouin, and Jean-Pierre Monchalín. Non-contact biomedical photoacoustic and ultrasound imaging. *Journal of Biomedical Optics*, 17(6): 061217–061217, 2012.
- [38] Jean-Pierre Monchalín. Optical detection of ultrasound at a distance using a confocal fabry–perot interferometer. *Applied Physics Letters*, 47(1):14–16, 1985.
- [39] Guenther Paltauf, Robert Nuster, Markus Haltmeier, and Peter Burgholzer. Photoacoustic tomography using a mach-zehnder interferometer as an acoustic line detector. *Applied Optics*, 46(16):3352–3358, 2007.

- [40] Robert Nuster, Markus Holotta, Christian Kremser, Harald Grossauer, Peter Burgholzer, and Günther Paltauf. Photoacoustic microtomography using optical interferometric detection. *Journal of Biomedical Optics*, 15(2):021307–021307, 2010.
- [41] Paul C Beard, Frederic Perennes, and Tim 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.
- [42] Paul C Beard, Edward ZY Zhang, and Benjamin T Cox. Transparent fabry-perot polymer film ultrasound array for backward-mode photoacoustic imaging. In *Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing*, volume 5320, pages 230–237. SPIE, 2004.
- [43] Edward ZY Zhang and Paul C Beard. Ultrahigh-sensitivity wideband fabry-perot ultrasound sensors as an alternative to piezoelectric pvdf transducers for biomedical photoacoustic detection. In *Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing*, volume 5320, pages 222–229. SPIE, 2004.
- [44] Benjamin T Cox and Paul C Beard. The frequency-dependent directivity of a planar fabry-perot polymer film ultrasound sensor. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 54(2):394–404, 2007.
- [45] R Ansari, E Zhang, S Mathews, AE Desjardins, and PC Beard. Photoacoustic endoscopy probe using a coherent fibre-optic bundle. In *European Conference on Biomedical Optics*, page 953905. Optica Publishing Group, 2015.
- [46] Bo Fu, Yuan Cheng, Ce Shang, Jing Li, Gang Wang, Chenghong Zhang, Jingxuan Sun, Jianguo Ma, Xunming Ji, and Boqu He. Optical ultrasound sensors for photoacoustic

- imaging: a narrative review. *Quantitative Imaging in Medicine and Surgery*, 12(2):1608, 2022.
- [47] DP Hand, P Hodgson, TA Carolan, KM Quan, HA Mackenzie, and JDC Jones. Detection of photoacoustic waves in liquids by fibre optic interferometry. *Optics Communications*, 104(1-3):1–6, 1993.
- [48] Jiao Lu, Yingzhe Gao, Zhenhe Ma, Bo Wang, and Yi Wang. Noncontact photoacoustic imaging by using a modified optical-fiber michelson interferometer. In *Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing 2016*, volume 9708, pages 736–740. SPIE, 2016.
- [49] Pingjie Fan, Wei Yan, Ping Lu, Wanjin Zhang, Wei Zhang, Xin Fu, and Jiangshan Zhang. High sensitivity fiber-optic michelson interferometric low-frequency acoustic sensor based on a gold diaphragm. *Optics Express*, 28(17):25238–25249, 2020.
- [50] Qingxu Yu and Xinlei Zhou. Pressure sensor based on the fiber-optic extrinsic fabry-perot interferometer. *Photonic Sensors*, 1:72–83, 2011.
- [51] Paul Morris, Andrew Hurrell, Adam Shaw, Edward Zhang, and Paul Beard. A fabry–pérot fiber-optic ultrasonic hydrophone for the simultaneous measurement of temperature and acoustic pressure. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 125(6):3611–3622, 2009.
- [52] Chung-Yen Chao, Shai Ashkenazi, Sheng-Wen Huang, Matthew O’Donnell, and L Jay Guo. High-frequency ultrasound sensors using polymer microring resonators. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 54(5):957–965, 2007.

- [53] Hao Li, Biqin Dong, Zhen Zhang, Hao F Zhang, and Cheng Sun. A transparent broadband ultrasonic detector based on an optical micro-ring resonator for photoacoustic microscopy. *Scientific Reports*, 4(1):1–8, 2014.
- [54] Robert Nuster, Gerhard Zangerl, Markus Haltmeier, and Günther Paltauf. Full field detection in photoacoustic tomography. *Optics Express*, 18(6):6288–6299, 2010.
- [55] JJ Niederhauser, D Frauchiger, HP Weber, and M Frenz. Real-time optoacoustic imaging using a schlieren transducer. *Applied Physics Letters*, 81(4):571–573, 2002.
- [56] JJ Niederhauser, M Jaeger, and M Frenz. Real-time three-dimensional optoacoustic imaging using an acoustic lens system. *Applied Physics Letters*, 85(5):846–848, 2004.
- [57] Kornel P Kostli, Daniel Frauchiger, Joël J Niederhauser, Günther Paltauf, Heinz P Weber, and Martin Frenz. Optoacoustic imaging using a three-dimensional reconstruction algorithm. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 7(6):918–923, 2001.
- [58] Robert Nuster, Paul Slezak, and Guenther Paltauf. High resolution three-dimensional photoacoustic tomography with ccd-camera based ultrasound detection. *Biomedical Optics Express*, 5(8):2635–2647, 2014.
- [59] Guy Rousseau, Alain Blouin, and Jean-Pierre Monchalain. Non-contact photoacoustic tomography and ultrasonography for tissue imaging. *Biomedical Optics Express*, 3(1):16–25, 2012.
- [60] Guenther Paltauf, Heinz Schmidt-Kloiber, Kornel P Koestli, Martin Frenz, and Heinz P Weber. Optoacoustic imaging using two-dimensional ultrasonic detection. In *Biomedical Optoacoustics*, volume 3916, pages 240–248. SPIE, 2000.

- [61] Zhenheng Lin, Xizhao Lu, Chun Lin, Ruifang Ye, and Yuanqing Huang. Study of photoacoustic imaging based on dsp. In *4th International Symposium on Advanced Optical Manufacturing and Testing Technologies: Optical Test and Measurement Technology and Equipment*, volume 7283, pages 244–249. SPIE, 2009.
- [62] Jan Laufer, Edward Zhang, Gennadij Raivich, and Paul 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.
- [63] M Lamont and PC Beard. 2d imaging of ultrasound fields using ccd array to map output of fabry-perot polymer film sensor. *Electronics Letters*, 42(3):187–189, 2006.
- [64] Jens Horstmann, Hendrik Spahr, Christian Buj, Michael Münter, and Ralf Brinkmann. Full-field speckle interferometry for non-contact photoacoustic tomography. *Physics in Medicine & Biology*, 60(10):4045, 2015.
- [65] Gary S Settles. *Schlieren and shadowgraph techniques: visualizing phenomena in transparent media*. Springer Science & Business Media, 2001.
- [66] LA Vasil'ev. *Schlieren Methods*. Israel Program for Scientific Translations, 1971.
- [67] Carsten Unverzagt, Sergei Olfert, and Bernd Henning. A new method of spatial filtering for schlieren visualization of ultrasound wave fields. *Physics Procedia*, 3(1):935–942, 2010.
- [68] J Paulo Davim. Springerbriefs in applied sciences and technology. 2013.
- [69] Nachanant Chitanont, Kohei Yatabe, Kenji Ishikawa, and Yasuhiro Oikawa. Spatio-temporal filter bank for visualizing audible sound field by schlieren method. *Applied Acoustics*, 115:109–120, 2017.

- [70] Claudio I Zanelli and Samuel M Howard. Schlieren metrology for high frequency medical ultrasound. *Ultrasonics*, 44:105–107, 2006.
- [71] Dilhan KL Don-Liyanage and David C Emmony. Schlieren imaging of laser-generated ultrasound. *Applied Physics Letters*, 79(20):3356–3357, 2001.
- [72] SJ Shaw, WP Schiffers, TP Gentry, and DC Emmony. The interaction of a laser-generated cavity with a solid boundary. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 107(6):3065–3072, 2000.
- [73] Robert Nuster, Paul Slezak, and Guenther Paltauf. Light-sheet photoacoustic microscopy (lis-pam) with optical ultrasound detection. In *Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing 2016*, volume 9708, pages 480–485. SPIE, 2016.
- [74] Minghua Xu and Lihong V Wang. Universal back-projection algorithm for photoacoustic computed tomography. *Physical Review E*, 71(1):016706, 2005.
- [75] Minghua Xu and Lihong V Wang. Time-domain reconstruction for thermoacoustic tomography in a spherical geometry. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 21(7):814–822, 2002.
- [76] Benjamin T Cox and Bradley E Treeby. Artifact trapping during time reversal photoacoustic imaging for acoustically heterogeneous media. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 29(2):387–396, 2009.
- [77] Benjamin T Cox, Jan G Laufer, Kornel P Kostli, and Paul C Beard. Experimental validation of photoacoustic k-space propagation models. In *Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing*, volume 5320, pages 238–248. SPIE, 2004.

- [78] Souradip Paul, Sufayan Mulani, Nilanjana Daimary, and Mayanglambam Suheshkumar Singh. Simplified-delay-multiply-and-sum-based promising beamformer for real-time photoacoustic imaging. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 71: 1–9, 2022.
- [79] Souradip Paul, Subhamoy Mandal, and Mayanglambam Suheshkumar Singh. Noise adaptive beamforming for linear array photoacoustic imaging. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 70:1–11, 2021.
- [80] Peter Toft. The radon transform. *Theory and Implementation (Ph. D. Dissertation)(Copenhagen: Technical University of Denmark)*, 1996.
- [81] Frank L Pedrotti, Leno M Pedrotti, and Leno S Pedrotti. *Introduction to optics*. Cambridge University Press, 2017.
- [82] Tianhe Yang, Weigen Chen, and Pinyi Wang. A review of all-optical photoacoustic spectroscopy as a gas sensing method. *Applied spectroscopy reviews*, 56(2):143–170, 2021.
- [83] D Bunjong, N Pussadee, and P Wattanakasiwich. Optimized conditions of schlieren photography. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 1144, page 012097. IOP Publishing, 2018.
- [84] KS Venkataraman. The adiabatic piezo-optic coefficients of water and the alcohols. In *Proceedings of the Indian Academy of Sciences-Section A*, volume 10, pages 121–140. Springer India New Delhi, 1939.
- [85] 1_WA Riley and WR Klein. Piezo-optic coefficients of liquids. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 42(6):1258–1261, 1967.

- [86] Gary S Settles. *Schlieren and shadowgraph techniques: visualizing phenomena in transparent media*. Springer Science & Business Media, 2001.
- [87] C Alvarez-Herrera, D Moreno-Hernández, B Barrientos-García, and JA Guerrero-Viramontes. Temperature measurement of air convection using a schlieren system. *Optics & Laser Technology*, 41(3):233–240, 2009.
- [88] J Wiklund. A schlieren study of the generation of different types of ultrasonic waves in thin plates. *NDT International*, 10(4):187–192, 1977.
- [89] Thorsten Neumann and Helmut Ermert. Schlieren visualization of ultrasonic wave fields with high spatial resolution. *Ultrasonics*, 44:1561–1566, 2006.
- [90] Yang Lu, Daehee Kim, Byunggi Kim, Jiyong Park, Liping Yan, Liandong Yu, Ki-Nam Joo, and Seung-Woo Kim. Direct instantaneous 2-d imaging for photoacoustic waves by ultrashort single pulse interferometry. *Optics and Lasers in Engineering*, 121:340–345, 2019.
- [91] Yanier Ojeda-Morales, Danay Hernandez-Lopez, and Geminiano Martínez-Ponce. Led-based schlieren system for full-field photoacoustic wave acquisition and image reconstruction. *Optics Continuum*, 2(9):2007–2016, 2023.
- [92] Deepa Joshi, Deepa Bhatnager, Ashok Kumar, and Reeta Gupta. Direct measurement of acoustic impedance in liquids by a new pulse-echo technique. *Mapan*, 24(4):215–224, 2009.
- [93] Christian E Willert, Daniel M Mitchell, and Julio Soria. An assessment of high-power light-emitting diodes for high frame rate schlieren imaging. *Experiments in fluids*, 53:413–421, 2012.

- [94] Yiqun Yang, Shaohua Wang, Chao Tao, Xueding Wang, and Xiaojun Liu. Photoacoustic tomography of tissue subwavelength microstructure with a narrowband and low frequency system. *Applied Physics Letters*, 101(3), 2012.
- [95] Frederic L Lizzi, Ernest J Feleppa, S Kaisar Alam, and Cheri X Deng. Ultrasonic spectrum analysis for tissue evaluation. *Pattern Recognition Letters*, 24(4-5):637–658, 2003.
- [96] Ronald E Kumon, Cheri X Deng, and Xueding Wang. Frequency-domain analysis of photoacoustic imaging data from prostate adenocarcinoma tumors in a murine model. *Ultrasound in Medicine & Biology*, 37(5):834–839, 2011.
- [97] Ratan K Saha and Michael C Kolios. A simulation study on photoacoustic signals from red blood cells. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 129(5):2935–2943, 2011.
- [98] Bradley E Treeby and Benjamin T Cox. k-wave: Matlab toolbox for the simulation and reconstruction of photoacoustic wave fields. *Journal of Biomedical Optics*, 15(2):021314–021314, 2010.
- [99] Guan Xu, J Brian Fowlkes, Chao Tao, Xiaojun Liu, and Xueding Wang. Photoacoustic spectrum analysis for microstructure characterization in biological tissue: analytical model. *Ultrasound in Medicine & Biology*, 41(5):1473–1480, 2015.
- [100] Qian Wang, Yujiao Shi, Fen Yang, and Sihua Yang. Quantitative photoacoustic elasticity and viscosity imaging for cirrhosis detection. *Applied Physics Letters*, 112(21), 2018.
- [101] William N Sharpe. *Springer handbook of experimental solid mechanics*. Springer Science & Business Media, 2008.

-
- [102] Victor V Krylov. Directivity patterns of laser-generated sound in solids: Effects of optical and thermal parameters. *Ultrasonics*, 69:279–284, 2016.
- [103] Carsten Draeger, Didier Cassereau, and Mathias Fink. Acoustic time reversal with mode conversion at a solid-fluid interface. *Applied Physics Letters*, 72(13):1567–1569, 1998.
- [104] PR Murray and RJ Dewhurst. Application of a laser/emat system for using shear and ls mode converted waves. *Ultrasonics*, 40(1-8):771–776, 2002.
- [105] Kanji Ono and Anton Erhard. Nondestructive testing. *Ultrasonics*, 3, 2011.
- [106] Barbara Elvers et al. *Ullmann's encyclopedia of industrial chemistry*, volume 17. Verlag Chemie Hoboken, NJ, 1991.
- [107] DA Hutchins, F Nadeau, and P Cielo. A pulsed photoacoustic investigation of ultrasonic mode conversion. *Canadian Journal of Physics*, 64(9):1334–1340, 1986.
- [108] NB Podymova and AA Karabutov. Transformation of laser-induced broadband pulses of longitudinal ultrasonic waves into pulses of shear waves in an isotropic solid plate immersed in a liquid. *Ultrasonics*, 116:106517, 2021.
- [109] Ben T Cox and Paul C Beard. Fast calculation of pulsed photoacoustic fields in fluids using k-space methods. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 117(6): 3616–3627, 2005.

Apéndice A

Producción científica derivada del proyecto doctoral

Artículo publicado en revista científica con arbitraje resultado de la investigación doctoral

Yanier Ojeda-Morales, Danay Hernandez-Lopez, and Geminiano Martínez-Ponce. LED-based Schlieren system for full-field photoacoustic wave acquisition and image reconstruction. *Opt. Continuum* 2, 2007-2016 (2023), (<https://doi.org/10.1364/OPTCON.498143>)

Artículos presentados en congresos internacionales

Y. Ojeda and G. D. Martínez. Schlieren System for Detection of Photoacoustic. *Signals in Frontiers in Optics + Laser Science 2022 (FIO, LS)*. Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2022), paper JTU5A.90.

Y. Ojeda and G. D. Martínez. Low Coherence Interferometry for Detection of Photoacoustic Signals. *Conference on Lasers and Electro-optics, 2023*, paper (JTU2A.5).

Artículo aceptado en revista con arbitraje, resultado de colaboración con otro proyecto.

Hernández-López, D., Chicangana-Cifuentes, J., Ojeda-Morales, Y. et al. Optical anisotropy assessment in nanopaper sheets by imaging Mueller matrix polarimetry. *Cellulose* 30, 5307–5319 (2023). <https://doi.org/10.1007/s10570-023-05181-0>.

Artículo en proceso.

Y. Ojeda-Morales, J. E. Alba-Rosales, G. Martínez-Ponce. Laser-induced ultrasound waves in individual metallic microspheres: Experimental assessment at micrometer-scale propagation lengths. *Optics Letters*.