



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

Sensores piezoeléctricos de tipo capacitivo para aplicaciones
en tecnología de imágenes fotoacústicas

Dr. Bartolome Reyes Ramírez

Dr. Augusto García Valenzuela
Asesor





Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

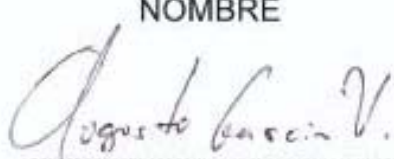
El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

JURADO ASIGNADO:

Presidente: Dr. Fernando Arámbula Cosío
Secretario: Dr. Crescencio García Segundo
Vocal: Dr. Augusto García Valenzuela
1 era. Suplente: Dr. Juan Arnaldo Hernández Cordero
2 do. Suplente: Dr. Gerardo Gutiérrez Juárez

CCADET-UNAM: Laboratorio de Imagenología Biomédica, Física y Computacional

TUTORES DE TESIS:

NOMBRE


FIRMA

NOMBRE


FIRMA

A mis padres y hermanos

Pensamiento:

Mixteco

Kutuago ña tz`a ni yaá tava kuniga vichi sara kutunino ña vatzi nuú`ga. Ñá ku ña ntzaki ñayivi tava kutuago nishi va`a ga koo.

Traducción

Aprender del ayer para saber más hoy y entender mejor el mañana. Es un dilema del mundo del saber que el ser humano siempre resuelve.

Bartolome Reyes R.

AGRADECIMIENTOS

Al Dr. Crescencio García Segundo por su infinito apoyo y tutoría para alcanzar los objetivos de este proyecto.

Al Dr. Augusto García Valenzuela que gracias a su tutoría, experiencia y apoyo se logró alcanzar el objetivo de este proyecto.

Al comité tutorial conformado por el Dr. Fernando Arámbula Cosío y el Dr. Juan Arnaldo Hernández Cordero por su tutoría y sugerencias durante el período de tiempo que se llevó a cabo el trabajo de tesis.

Al Programa de Maestría y Doctorado en Ingeniería.

Al Grupo de Imagenología Biomédica: Física y Computacional del CCADET en especial al Dr. Fernando Arámbula Cosío y a mis compañeros por su apoyo para la realización del trabajo de tesis.

Al Grupo de Análisis de Imágenes y Visualización del CCADET en especial al Dr. Jorge Márquez Flores por su apoyo para la realización del trabajo de tesis.

Agradezco al Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico, por ese gran esfuerzo por mantenerse a la vanguardia en investigación, gracias por brindarme la oportunidad de sentirme parte de esa filosofía de innovación para el bien de nuestro país.

A la Dra. Rosalba Castañeda Guzmán, M.C. Alejandro Esparza y Tec. Martín Briceño García, responsables de la unidad de películas delgadas del Grupo de Tecnociencias del CCADET.

Al Dr. José Ocotlán Flores, Dra. María Herlinda Montiel Sánchez del grupo de Materiales y Nanotecnología del CCADET por el infinito apoyo brindado.

A CONACyT y CEP por el apoyo económico que recibí durante la realización del trabajo de tesis.

Al Instituto de Ciencia y Tecnología del Distrito Federal, ICYTDF, por el convenio del proyecto de tomografía fotoacústica en conjunto con la Universidad Nacional Autónoma de México.

Agradezco al Dr. Asur Guadarrama Santana del grupo de Sensores Ópticos y Eléctricos del departamento de Instrumentación y Medición del CCADET UNAM por el apoyo brindado.

Agradezco infinitamente a Paco, Lorena y la familia Mosqueda por su gran apoyo humano y por brindarme la oportunidad de sentirme como en mi casa.

Agradezco a Elizabeth, Guillermina, Verena, Elfilia, Flor, Rosa, Rommel, Félix, Fabián, Zian, Alfonso, Esteban y a todos mis familiares, amigos y compañeros por el apoyo brindado durante el desarrollo de esta tesis.

Al proyecto PAPIIT IN106712 de la dirección general de asuntos del personal académico.

Finalmente, agradezco a mi alma mater, la Universidad Nacional Autónoma de México, por ser mi fuente de conocimiento y sabiduría, a ella me debo profesionalmente y a ella espero retribuir en todo ese apoyo que me brindó.

Resumen.

En esta tesis se estudian sensores de ultrasonido de tipo capacitivo donde el elemento activo es una película de Polifluoruro de Vinilideno (PVDF, por su sigla en inglés), para aplicaciones en imagenología fotoacústica. Al inicio de esta tesis se hace una revisión de los conceptos básicos necesarios para entender el funcionamiento de estos sensores y su aplicación en imagenología fotoacústica. Posteriormente, se describe una metodología de fabricación de los sensores donde se presenta un nuevo diseño para reducir el acoplamiento de ruido electromagnético con la señal generada por los sensores; se realiza un análisis teórico de la transducción mecánica a eléctrica de los sensores y de su direccionalidad; se presentan un análisis numérico para evaluar la capacitancia parásita entre sensores dentro de un arreglo bidimensional. En la parte final de esta tesis se presenta el trabajo realizado para la caracterización de sensores fabricados en el CCADET y su validación para aplicaciones en imagenología fotoacústica.

Las películas comerciales de PVDF se encuentran en el mercado en cuatro diferentes espesores: 9, 28, 52, y 110 μm . Parte del proceso de fabricación de los sensores implica realizar un depósito de películas delgadas metálicas sobre la superficie de las películas de PVDF, a fin de lograr estructuras de tipo capacitivo. Parte del reto es realizar éstos depósitos en condiciones tales que las propiedades piezoeléctricas del PVDF no se destruyan, lo cual ocurre en el PVDF si la temperatura ambiente sube a 80 grados centígrados o más. Por ello es que el depósito de películas delgadas se realiza mediante técnicas de espurreo (*sputtering* en inglés) manteniendo la temperatura de depósito por debajo de los 70 °C. Dicho logro es parte de las aportaciones del presente trabajo de investigación.

El diseño de los sensores propuesto en esta tesis, incluye guarda para reducir el acoplamiento de ruido electromagnético en la señal eléctrica generada por los sensores. El

aislamiento de los sensores al ruido electromagnético es esencial para el registro de señales fotoacústicas de baja amplitud en el rango de interés de imagenología y que es de 0.5 MHz hasta 50MHz. En este intervalo suele haber ruido electromagnético.

Se deriva una expresión analítica para la función de transferencia de un sensor piezoeléctrico capacitivo tomando en cuenta múltiples reflexiones de las ondas ultrasónicas dentro del sensor. Se consideraron los distintos espesores de PVDF y se observa cómo la respuesta cambia con diferentes espesores. Así mismo y dentro del mismo modelo, se derivó una expresión analítica que describe la respuesta angular de los sensores (función de apertura). Se supone como condiciones de inicio que las dimensiones laterales del sensor son mucho más grandes que la longitud de onda del ultrasonido. Experimentalmente se cuantifica la respuesta angular de un sensor piezoeléctrico de 110 μm de espesor y se compara con la respuesta angular derivada teóricamente.

Dado que las películas de PVDF son flexibles, uno de los intereses en desarrollar sensores de ultrasonido con películas de PVDF es integrar muchos de ellos en un arreglo bidimensional ergonómico para su uso en tomografía fotoacústica. Una pregunta relevante para esta aplicación es que tan importante es la interferencia eléctrica entre sensores contiguos en un arreglo. Se investiga la respuesta a esta pregunta simplemente calculando la capacitancia parásita en un sensor dentro de un arreglo bidimensional debido a sensores contiguos mediante cálculos teóricos con un método numérico estándar de elemento finito.

La validación experimental del desempeño de los sensores diseñados y fabricados en esta tesis se realiza mediante el registro de señales fotoacústicas generadas en diferentes materiales con geometrías simples. Las pruebas fueron orientadas a ilustrar el potencial de los sensores para la formación de imágenes con fotoacústica. Como materiales de prueba (fuente de señales fotoacústicas) se utilizaron láminas de Neopreno en condiciones de inmersión en agua y embebidas en maniqués a base del crio-gel de alcohol de polivinilo (PVA, por sus siglas en inglés) embebido en agua. Adicionalmente se realizaron pruebas con placas de cobre, aluminio y de circuito impreso (PCB, por sus siglas en inglés), y en piezas de hueso de pollo. Se demuestra la versatilidad del sensor y su capacidad para obtener información particular y relevante de cada tipo de material.

El mérito de este trabajo reside en haber logrado modelar de manera detallada y rigurosa el funcionamiento de los sensores capacitivos piezoeléctricos, así como desarrollar una metodología propia para la fabricación de los sensores incluyendo el depósito de electrodos sobre polímeros piezoeléctricos a baja temperatura y mejorar el diseño de sensores de tipo capacitivo, logrando sensores de muy bajo ruido y amplio ancho de banda (0.5 a 50 MHz).

Summary

In this thesis, ultrasonic capacitive sensors with Polyvinylidene Fluoride (PVDF) films for imaging photoacoustic applications are studied. At the beginning of this thesis, a review of basic concepts required for understanding the operation of these sensors and their application in photoacoustic is described. Subsequently, a manufacturing methodology for fabricating this type of sensors is described. Also, a new scheme of encapsulation of these sensors to reduce coupling of electromagnetic noise to the signal generated by the sensor is presented. A theoretical analysis of the mechanical-to-electrical transduction of the sensor and its directionality is performed. A numerical analysis to evaluate the parasitic capacitance between sensors within a two-dimensional array is presented. In the final part of this thesis, the experimental characterization of sensors manufactured in laboratory and its validation for photoacoustic applications is presented.

Films of PVDF are available commercially in four different thicknesses: 9, 28, 52, and 110 μm . The manufacturing process of these sensors includes depositing thin films of metal on the surface of the films of PVDF to achieve capacitive structures. Part of the challenge is to make these deposits under conditions such that the piezoelectric properties of PVDF are not destroyed, which occurs in the PVDF if the temperature rises to 80 °C or more. That is why thin film deposition is performed by sputtering techniques while keeping the deposition temperature below 70° C. This achievement is part of the contributions of this research.

A new design of the sensors is proposed in this thesis and includes a ground electrode that functions as an active guard to reduce the coupling of electromagnetic noise in the electric signal generated by the sensors. Isolating the sensors from electromagnetic noise is especially important for the sought applications because imaging photoacoustic spectra is in a frequencies range between 0.5 MHz and 50 MHz, and this range tends to have

considerable electromagnetic noise in most environments in which the sensors would be used.

An analytical expression for the transfer function of a capacitive piezoelectric sensor is derived taking into account multiple reflections of the ultrasonic waves within the sensor. Different thicknesses of PVDF were considered to examine how the sensors' response changes with different thicknesses. Likewise, and within the same model, an analytical expression describing the angular response of the sensors (the so-called aperture function) was derived. To this end we assumed that the lateral dimensions of the sensor are much larger than the wavelength of ultrasound. The angular response of a piezoelectric sensor with a 110 μm thick PVDF film is quantified experimentally and compared with the theoretically derived directivity function.

Since PVDF films are flexible, one of the interests in developing ultrasonic sensors with PVDF film is to integrate many of them into an ergonomic two-dimensional array for use in photoacoustic tomography. A relevant question for this application is how important is the electrical crosstalk between adjacent sensors in an array. The answer to this question is investigated by simply calculating the parasitic capacitance of a sensor within a two-dimensional array due to contiguous sensors with a standard finite element numerical method.

The experimental validation of the performance of the sensors designed and fabricated in this thesis is done by recording photoacoustic signals generated in different materials with simple geometries. The tests were designed to illustrate the potential of the sensors for photoacoustic imaging applications. As test materials (generating the photoacoustic signals), Neoprene slabs immersed in water were used as well as embedded in mannequins based of cryo-gel of polyvinyl alcohol (PVA) immersed in water. Further tests with slabs of copper, aluminum and printed circuit boards (PCB), and pieces of chicken bones were performed. The versatility of the sensor and its distinctive capability to obtain relevant information for each type of material is demonstrated.

The merit of this work consists of having achieved a rigorous modeling of the operation of the piezoelectric capacitive sensors, developing our own methodology for fabricating the sensors including the deposition of metallic electrodes on the surface of piezoelectric polymers at low temperatures and improving the design of ultrasonic capacitive sensors, achieving very low noise sensors with a wide bandwidth (0.5 to 50 MHz).

Prólogo	1
1. Introducción	4
1.1 Presentación.....	4
1.2 Piezoelectricidad y su uso en sensores capacitivos.....	4
1.2.1 Sensores piezoeléctricos para imagenología fotoacústica.....	5
1.3 Viabilidad práctica de sensores piezoeléctricos en imagenología.....	7
1.4 Contenido de la tesis.....	9
Bibliografía del capítulo 1.....	11
2. Fundamento teórico	13
2.1 Ultrasonido.....	13
2.1.1 Sensores de ultrasonido.....	16
2.1.2 Función de transferencia.....	18
2.2 Piezoelectricidad.....	19
2.2.1 Polímero PVDF.....	22
2.2.1.1 Características piezoeléctricas del PVDF.....	23
2.3 Fundamentos de la Tomografía fotoacústica.....	25
2.3.1 Fundamentos.....	26
2.3.1.1 Transmisión y reflexión de ultrasonido en una interfaz simple con dos medios.....	27
2.3.2 Tomografía fotoacústica en aplicaciones médicas.....	30
2.3.2.1 Direccionalidad del sensor piezoeléctrico.....	31
Bibliografía del capítulo 2.....	33
3. Modelo matemático de los sensores piezoeléctricos	36
3.1 Transmisión y reflexión de ondas acústicas con dos interfaces para tres medios.....	36
3.2 Modelo matemático para la transducción mecánica-a-eléctrica del sensor piezoeléctrico capacitivo.....	41
3.2.1 La función de transferencia mecánica a eléctrica.....	49
3.3 Direccionalidad de los sensores.....	49
3.4 Evaluación numérica de la función de transferencia.....	52
3.5 Gráficas del factor de direccionalidad.....	54
Bibliografía de capítulo 3.....	56
4. Estimación de la capacitancia parásita en arreglos de sensores capacitivos	58
4.1 Comparación de capacitancias.....	58
4.2 Efectos de borde.....	61
4.3 Cálculo de capacitancia parásita.....	62
Bibliografía del capítulo 4.....	68

5. Diseño y fabricación de los sensores	69
5.1 Necesidades y limitaciones del diseño de los sensores.....	69
5.2 Diseño y recorte de mascarillas.....	69
5.3 Depósito de material conductor sobre el polímero PVDF.....	71
5.4 Ensamblado de sensores.....	72
Bibliografía del capítulo 5.....	76
6. Caracterización electrónica y arreglo experimental	77
6.1 Impedancia del cable coaxial con el sensor piezoeléctrico.....	77
6.1.1 Conexión de componentes en el analizador de impedancias.....	77
6.1.2 Determinación de la resistencia interna de un sensor de 110 μm de espesor.....	78
6.2 Arreglo experimental y adquisición de datos.....	85
6.3 Fabricación de muestras de PVA.....	87
6.4 Procesamiento de datos.....	88
Bibliografía del capítulo 6.....	89
7. Pruebas experimentales y resultados	90
7.1 Pruebas experimentales.....	90
7.1.1 Respuesta de cuatro sensores piezoeléctricos para incidencia directa....	90
7.1.2 Parámetros de rendimiento de los sensores.....	94
7.1.3 Comparación de la respuesta de un sensor comercial con un sensor fabricado en el laboratorio.....	97
7.2 Caracterización angular del sensor piezoeléctrico de tipo capacitivo.....	98
7.2.1 Apertura numérica.....	98
7.3 Resultado con diferentes muestras de prueba.....	99
7.3.1 Respuesta acústica del neopreno.....	99
7.3.2 Comparación de respuesta para el sensor comercial con el sensor fabricado en el laboratorio.....	103
7.3.3 Arreglo experimental para ilustrar el uso de los sensores con diferentes muestras de prueba.....	105
7.3.4 Señal del Neopreno embebido al PVA.....	105
7.3.4.1 Comparación de resultados experimentales del sensor comercial y el sensor fabricado en el laboratorio.....	109
7.3.5 Respuesta mecánica a muestras de diferentes materiales.....	110
7.4 Cálculo del espectro de la señal fotoacústica.....	114
8. Discusión y conclusiones	116
Bibliografía de la discusión y conclusiones.....	120
I. Apéndice	121
A.1 Transmisión de ondas acústicas a través de dos interfaces paralelas.....	121
II. Anexos	124
Artículos y solicitud de la patente.....	124

Prólogo: Lo que también se hizo y no se reporta...

Todo empezó en el año de 2010 cuando surgió la necesidad de fabricar un material que simule tejidos biológico en aplicaciones fotoacústicas y como una posible solución a esto se encontró el alcohol polivinílico (PVA). El uso de éste material es por su similitud con el tejido biológico en términos de respuesta óptica a 1064 nm de longitud de onda y mecánica en el rango del ultrasonido de la señal fotoacústica.

En el PVA se embebieron materiales de muestra como son: nanopartículas de silicio, nanotubos de carbono y oxido de titanio. La finalidad de ese trabajo se enfocaba en estudiar la señal acústica de éstos al inducir pulsos láser sobre el PVA utilizando sensores piezoeléctricos comerciales de *Measurement specialties* con películas de Polidifluoruro de divileno (PVDF) de 28 μm de espesor. Para la elaboración del PVA, se preparó el material en el laboratorio de sensores ópticos y eléctricos del CCADET-UNAM. Posteriormente, se llevó a congelar al laboratorio de bacteriología en el posgrado de medicina de la UNAM porque el PVA tiene que congelarse a menos 20 grados centígrados por 12 horas y descongelarse a temperatura ambiente por 12 horas. Para trasladar el material a congelar, se depositaba en moldes con forma de paraboloide y se colocaban a una caja de unicel. Al trasladar el PVA preparado se tenía el cuidado de no derramarlo. En el trayecto del camino de CCADET al posgrado de medicina se cruzaba con algunas facultades de la UNAM como son: contaduría y administración, anexo de ingeniería y química por lo que algunas personas les causaba curiosidad preguntando si vendía paletas o helados dado que a simple vista daba esa impresión. Una vez fraguado el PVA se hacían las pruebas mencionadas al inicio de este párrafo. Todo el proceso de fabricación de PVA se describe en el capítulo siete de esta tesis.

El área de cada uno de los sensores comerciales era rectangular de uno por dos centímetros y no había forma de reducir el área de cada sensor. Se buscaba miniaturizar cada sensor y con estos sensores no era posible. Por ello, se planteó fabricar nuestros propios sensores con áreas pequeñas y la posibilidad de detectar señales mecánicas inducidas por el material de estudio a partir de pulsos láser. Inicialmente se fabricó un arreglo matricial de sensores piezoeléctricos de cinco por cinco con área aproximada de 5 mm en cada sensor. Se depositó manualmente epoxy conductor sobre la película de PVDF y en cada depósito de epoxy se unió un cable tanto en la parte positiva de la película y la referencia a tierra. A esta matriz de sensores se le nombró coloquialmente como el *ratoncito* dado que tenía forma de un ratón por los cables que parecían formar una cola de dicho roedor.

Una vez construida la matriz de sensores, se procedió a hacer pruebas con los materiales de estudio. Esta matriz tuvo mayor éxito en comparación con los sensores comerciales porque se lograron detectar otras señales eléctricas al conectar los demás sensores pero con mucho ruido así como en el sensor comercial.

Una vez que se tuvo la prueba de concepto se planteó esta tesis en el estudio de diseño, fabricación y caracterización de los sensores piezoeléctricos capacitivos para mejorar las señales eléctricas en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en el material de prueba bajo la tutoría del Dr. Crescencio García Segundo y el Dr. Augusto García Valenzuela. Para ese momento ya se tenían indicios de cómo funcionaban y se fabricaban los sensores piezoeléctricos.

Todo proyecto tiene complicaciones y este no fue la excepción. Como prueba de concepto hicieron funcionar los sensores piezoeléctricos de manera robusta pero las complicaciones surgieron cuando se propuso desarrollar el modelo teórico que explicara la respuesta del sensor piezoeléctrico, y obviamente era necesario entender con claridad su esencia.

La primera complicación fue encontrar en libros de texto del área o artículos que describieran algún modelo teórico de la transducción de ondas acústicas a señales eléctricas en el sensor piezoeléctrico a tan altas frecuencias como a nosotros nos interesaba. Como no se encontró información clara al respecto se empezó a plantear el modelo teórico mencionado empezando por la polarización eléctrica por unidad de volumen que se puede dividir en dos componentes. Una inducida por el campo eléctrico y la otra por el campo de estrés mecánico.

La segunda complicación surgió al depositar material conductor sobre la película PVDF porque siempre se terminaba quemando dado que no soporta más de 80 grados en temperatura. Para esto, se empezaron a ajustar diferentes parámetros como: la potencia del aparato de depósito, el tiempo de deposición y el comportamiento de diferentes espesores de la película PVDF.

La tercera complicación surgió al modelar arreglos de sensores piezoeléctricos. Surgieron preguntas relevantes sobre los efectos de borde que se generaban para diferentes geometrías y la capacitancia parásita generada en un sensor por los sensores contiguos.

La cuarta complicación surgió cuando se llevaron a cabo las pruebas de los sensores en el agua, porque al hacer incidir directamente pulsos láser sobre el sensor, el material depositado se desprendía; además de que el agua es corrosiva para este material conductor; es por ello que se empezó a investigar sobre posibles recubrimientos que no afectaran de manera importante la respuesta del sensor

Al paso del tiempo se iban superando las complicaciones satisfactoriamente de tal manera que se presentaron los primeros resultados en el congreso de "*V International Conference on Surfaces, Materials and Vacuum*" llevado a cabo en Tuxtla Gutiérrez, Chiapas, en septiembre del 2012 en donde se encontraban investigadores de renombre en el área de sensores. El trabajo tuvo muy buena aceptación además de recibir críticas constructivas para cubrir algunos aspectos sutiles en el desarrollo de ésta tesis. El título del trabajo que se presentó fue "*2D-capacitive-pyroelectric sensor array for photoacoustic detection*".

En 2013 se decidió presentar el trabajo "*Spectral response analysis of polyvinylidene fluoride capacitive sensors*" en el congreso de *Physics Sensors & their Applications XVII*.

Este fue aceptado como póster y se presentó en el congreso en Septiembre de 2013 en Dubrovnik, Croacia. El trabajo fue nominado como el mejor póster de la conferencia, mientras que el artículo en extenso fue publicado en el IoP: J. Phys. Conf. Series (Vol.450, p.012032) como parte de las memorias de la conferencia. Adicionalmente el trabajo fue invitado a ser revisado y extenderlo para ser considerado a publicación como un “conference paper” en un número especial en el journal de IoP: Meas. Sci. & Technol. a ser publicado a mediados de 2014. Esta nueva versión de contribución fue enviada al journal antes mencionado el 31 Octubre de 2013 con el título: “*An examination of polyvinylidene fluoride capacitive sensors as ultrasound transducer for imaging applications*”. El trabajo así enviado, tuvo muy buena impresión por parte del editor del journal y por ello fue transferido a consideración de publicación en un número regular. Luego de pasar la revisión regular de arbitraje de pares por parte del journal, el artículo fue aceptado para publicación y apareció entonces publicado casi cuatro meses antes de lo esperado. Pero además, el artículo fue etiquetado como: IoP Select. De acuerdo a la descripción de la casa editorial, ésta denominación corresponde a... "Articles from the last 12 months that have been chosen by our editors for their novelty, significance and potential impact on future research. All select articles are first published in the source journals"... [sic] "These special collections provide instant access to IOP articles chosen for their quality and recency. Use the filters to refine your results for each collection" ... [sic].

El tercer trabajo que se presentó en una conferencia fue con el título de “Análisis y caracterización de la respuesta de transductores piezoeléctricos capacitivos” en el 1er Congreso Iberoamericano de Instrumentación y Ciencias Aplicadas (CIICA) y Congreso de Instrumentación XXVIII (SOMI) en octubre de 2013 en Sn. Francisco de Campeche, Campeche, México. Se consiguió intercambiar ideas con otros investigadores de renombre en el área.

Finalmente también se presentó el trabajo: “*On the spectral response of thick piezoelectric capacitive sensors for arrays in imagenology applications*”, en el congreso *Medical Imaging* organizado por la sociedad SPIE y realizado en Febrero del 2014 en San Diego, California, EU. De igual manera, el trabajo tuvo buena aceptación al punto que la revista *Medical Imaging* hizo llegar la invitación para publicar estos resultados y avances posteriores en un artículo regular indexado. La preparación de dicho artículo es parte del trabajo que aún está pendiente.

Así mismo y como resultado sustantivo del producto tecnológico final, en términos de integración de los conceptos teóricos, así como de la tecnología de manufactura, se llevó a realizar en paralelo la solicitud de patente PCT: " Device for sensing elastomechanical pulse disturbances": PCT/MX-2012/000074. La solicitud está en trámite, la última información es que ha pasado la etapa de revisión técnica y ha entrado en la fase denominada de selección de aplicación por zona geográfica.

Al final de la jornada, el problema inicialmente visualizado no está resuelto, sin embargo se ponen bases sólidas para un estudio posterior en los sensores piezoeléctricos desarrollados en ésta tesis. Ningún problema está resuelto en su totalidad, sólo se resuelve parte de éste, siendo de gran importancia para estudios posteriores y nuevos enfoques.

Capítulo 1

1. Introducción

1.1 Presentación

En la presente tesis se estudian sensores de ultrasonido piezoeléctricos capacitivos con películas de PVDF enfocados a la formación de imágenes fotoacústicas. El trabajo realizado se enfocó a diseñar, modelar e implementar sensores capacitivos de tipo piezoeléctrico y de respuesta rápida ($< \mu\text{s}$) para la detección de perturbaciones elastomecánicas inducidas a partir del fenómeno fotoacústico. La configuración estructural de dichos sensores es tal que operan en modo capacitivo y con dimensiones espaciales adaptables a varias configuraciones. Para efectos prácticos se implementaron arreglos de dos sensores los cuales se caracterizaron experimentalmente a fin de corroborar su rendimiento y estabilidad en la respuesta. A lo largo de ésta tesis se presentan los elementos que justifican el enfoque y permite visualizar el potencial de los sensores en términos de instrumentación de tecnología novedosa para la aplicación en formación de imágenes fotoacústicas. En particular se describen los elementos teóricos y técnicos necesarios para el diseño y fabricación de arreglos matriciales de estos sensores para su uso en la formación de imágenes.

1.2 Piezoelectricidad y su uso en sensores capacitivos

Existen algunos cristales que tienen la capacidad de generar una diferencia de potencial eléctrico al ser sometidos a una fuerza mecánica. Esta propiedad es llamada *piezoelectricidad*. Pueden ser utilizados como receptores de ondas acústicas. La piezoelectricidad se descubrió en 1880, cuando Pierre y Jacques Curie observaron por primera vez esta propiedad estudiando la compresión y expansión del cuarzo (Curie, 1880; Drafts, 2001; Fraden, 2004). Al someter a una acción mecánica de compresión, las cargas eléctricas en la materia se separan, resultando una polarización de la carga por unidad de volumen y por consiguiente la generación de una diferencia de potencial entre las interfaces de un material piezoeléctrico (Allan, 1976; Fraden, 2004). Posteriormente, este fenómeno atrajo la atención de investigadores, con interés no sólo en ciencia básica, sino también desde un punto de vista aplicado.

La evolución tecnológica de los materiales cerámicos suplantó a los materiales piezoeléctricos naturales, y expandieron en variedad la siguiente generación de materiales piezoeléctricos, usados en aplicaciones para la acústica, óptica, medicina y comunicación inalámbrica (Tichý, 2010; Gautschi, 2002). Posteriormente, a finales de los 60's e inicios de los 70's del siglo XX, se desarrollaron materiales poliméricos sintéticos que exhiben la propiedad piezoeléctrica (Kawai, 1969). Entre ellos, uno de los más destacados es el

Polifluoruro de Vinilo (PVDF, de sus siglas en inglés) (Lovinger, 1983; Heywang, 2008; Bauer, 2010).

Los elementos piezoeléctricos son fabricados a partir de mono-cristales de niobato de litio, cuarzo sintético, o bien de polímeros u otros materiales que pueden exhibir propiedades piezoeléctricas significativas. Otra manera alternativa es el uso de cerámicos policristalinos. La relativa sensibilidad a la temperatura, factores elevados de conversión de energía eléctrica y energía mecánica, entre otros atributos, hacen que a estos materiales se les pueda dar un amplio uso (Tichý, 2010), por ejemplo en una tomografía fotoacústica.

La magnitud del voltaje, desplazamientos, o fuerzas en un piezoeléctrico son pequeñas, y a menudo requieren una amplificación (por ejemplo, un disco de cerámica piezoeléctrica aumentará o decrecerá una milésima de su espesor); sin embargo, las propiedades de los materiales piezoeléctricos han sido aprovechados en un impresionante número de aplicaciones (Gautschi, 2002). El efecto piezoeléctrico es usado en aplicaciones de detección, como es el caso de la detección de desplazamientos. Por su parte el efecto piezoeléctrico inverso, es usado en aplicaciones de actuadores mecánicos, como en motores que requieren un preciso control de posicionamiento con rangos de precisión de hasta décimas de nanómetro (Gautschi, 2002; Tichý, 2010).

En los últimos años, han aparecido nuevas aplicaciones de los dispositivos piezoeléctricos que pueden llegar a satisfacer las demandas del mercado como por ejemplo, la industria de automotriz (sensores del par motor o de la presión de los neumáticos), las aplicaciones médicas (biosensores), aplicaciones en ultrasonido o aplicaciones comerciales e industriales (sensores de gases, de humedad, de temperatura o de masa) (Gautschi, 2002; Patranabis, 2004). Los sensores de ondas acústicas tienen precios competitivos, son resistentes, muy sensibles e inherentemente fiables.

1.2.1 Sensores piezoeléctricos para imagenología fotoacústica

Una de las grandes aplicaciones de los sensores piezoeléctricos, es detectar ondas mecánicas generadas por una fuente de luz pulsada. Esta técnica es llamada *Espectroscopia Fotoacústica (PAS)*, por sus siglas en inglés) u *optoacústica* (Gautschi, 2002; Patranabis, 2004).

El fundamento físico de la espectroscopia optoacústica es el efecto fotoacústico, descubierto por A.G. Bell en 1880 (Spike, 2006), el cual consiste en la generación de ondas acústicas por medio de la absorción de radiación electromagnética. Dependiendo de cómo se hace incidir la radiación electromagnética, la PAS se puede dividir en dos categorías:

(a) Modulada. Si la radiación se modula de manera que los tiempos de iluminación son iguales a los tiempos de oscuridad (por ejemplo mediante un *chopper*) y se expresa en el dominio de frecuencias.

(b) Pulsada. Si la radiación se hace incidir en pulsos cortos (menores a μs), de manera que el tiempo de iluminación es mucho menor al tiempo de obscuridad, se dice entonces que la PAS está en el dominio temporal (Diebold, 1991; Spike, 2006).

La PAS, en ambos dominios, se ha aplicado en la caracterización de materiales sólidos y líquidos, en la detección de la concentración de gases y en obtención de imágenes superficiales o sub-superficiales.

Los detectores fotoacústicos modernos se basan en el mismo principio de A. G. Bell; sin embargo, para incrementar la sensibilidad y resolución hacen uso de las siguientes modificaciones (Gautschi, 2002; Patranabis, 2004):

1. Uso de láseres pulsados para iluminar la muestra.
2. Se utilizan transductores piezoeléctricos u ópticos con amplificadores de señal (que eleve el nivel de las señales generadas por ellos) para tener una mejor resolución de la señal.

Cuando la fuente de luz incide sobre el objeto de estudio, se produce el efecto fotoacústico (PA, por sus siglas en inglés) por medio del mecanismo de expansión termoelástica. Este modelo, se basa en el hecho de que después de la absorción de radiación hay una expansión debida al aumento de temperatura, la cual produce un incremento de presión local que se propaga a través del medio material. Este incremento de presión es lo que se detecta como señal fotoacústica. Si la duración temporal del pulso es menor a los microsegundos (μs), la longitud de difusión de calor y la variación en el volumen de la región iluminada pueden considerarse despreciables (Gautschi, 2002; Patranabis, 2004).

En la literatura se reporta el PA utilizando diferentes diseños y arreglos de sensores piezoeléctricos para detectar estas ondas termoelásticas. Uno de los polímeros comunes y comerciales que se utiliza como detector es el PVDF ya que este material tiene la gran ventaja de funcionar como sensor piroeléctrico (responde ante calor) y piezoeléctrico (responde ante ondas mecánicas). Con este material se puede desarrollar un arreglo bidimensional de sensores (Binnie, 2000; Milde, 2008), así como modelar sus propiedades físicas (Häusler, 2008).

El arreglo matricial de sensores piezoeléctricos es ideal para la formación de imágenes tomográficas cuando muestras biológicas son irradiadas por pulsos láser (Jithin, 2009). La ventaja de usar la técnica de imagen fotoacústica es su no invasividad. La otra ventaja es que la PA no es ionizante en comparación con la resonancia magnética. Es necesario tener una tecnología que permita fabricar arreglos de sensores flexibles para que se adapten a la forma del órgano a estudiar. El desarrollo y la construcción de sensores flexibles en forma matricial es uno de los grandes retos en la investigación para su aplicación en PAS (Ingrid, 2009). Para esto, se necesita de la fabricación de dieléctricos flexibles y elásticos ultrafinos, con bajas fugas de corrientes, y además que puedan ser adheridos a dispositivos electrónicos flexibles (Siegfried, 2010).

1.3 Viabilidad práctica de sensores piezoeléctricos en imagenología

En la instrumentación para imagenología fotoacústica, uno de los problemas aún abiertos, es el desarrollo de sistemas de sensores apropiados para el registro de señales útiles para la formación de imágenes. Se sabe que los sensores más apropiados para este tipo de aplicaciones son los que se basan en sensores piezoeléctricos como lo es el PVDF (Van den Brand, 2003; Fraden, 2004; Jithin, 2009; Capineri, 2010). Por lo anterior, los tipos de sensores que se enfoca en esta tesis son los sensores piezoeléctricos de tipo capacitivo utilizando la película PVDF como dieléctrico incrustado en placas paralelas y también su uso en arreglo de sensores como se describirá mas adelante. En esencia, cada elemento sensor es un capacitor de placas paralelas con el dieléctrico PVDF incrustada para el arreglo de sensores. Así, basadas en los avances actuales, surgen una serie de preguntas importantes que son la base del trabajo de investigación y desarrollo realizado en esta tesis. De inicio, la primera pregunta es: ¿Por qué utilizar sensores piezoeléctricos y no de otro tipo? se eligió el sensor piezoeléctrico dado la necesidad de detectar ondas mecánicas de alta frecuencia ($>1\text{MHz}$). Esto es debido a que estos sensores son capaces de registrar dichas señales, además de transformarlas de ondas mecánicas a señales eléctricas, también porque detectan ondas acústicas a frecuencias ultrasónicas. Dado que el interés se enfoca en formación de imágenes para aplicaciones médicas y los sensores piezoeléctricos resultan ser ideales para el propósito.

Surgen otras preguntas importantes para el desarrollo de estos sensores como las que siguen:

- 1) ¿Son viables los sensores piezoeléctricos para su operación en arreglos 2D en formación de imágenes fotoacústicas?
- 2) ¿Cuáles deben ser las características de las placas conductoras del condensador que proporcionan una buena respuesta de señal eléctrica del sensor?
- 3) ¿Cuál es la geometría más conveniente para los sensores piezoeléctricos?
- 4) ¿Cómo fabricar y caracterizar los sensores para obtener un buen rendimiento?
- 5) ¿Cómo aislar efectivamente la respuesta capacitiva de dos sensores adyacentes respecto de la interferencia o ruido por capacitancias parásitas?
- 6) ¿Qué resolución puede alcanzar en la práctica el método propuesto?
- 7) ¿Cuál es el área efectiva de sensado, así como la separación y distribución espacial de dos sensores, que garantiza una buena respuesta en condiciones estables?
- 8) ¿Se cuenta con un modelo matemático para simular la señal eléctrica generada por los sensores piezoeléctricos en un intervalo de 0.5 a 50 MHz?

La respuesta a estas interrogantes requiere generar nuevo conocimiento, principalmente porque la aplicación última esperada va enfocada a la imagenología biomédica; es decir, el margen de error y maniobrabilidad es limitado. Por lo tanto a lo largo de la presente tesis se abordan aspectos esenciales de estas preguntas y se responden algunas de ellas. Evidentemente responder a todas ellas queda fuera de los alcances de ésta tesis ya que involucra investigación desde muchas vertientes y de muy largo plazo.

El interés se centra en resolver una necesidad práctica, asociada al desarrollo de la tomografía fotoacústica. Esta modalidad de imagenología actualmente es de considerable

interés en la comunidad científica y en el área médica, debido a su potencial para obtener imágenes con resolución óptica con ultrasonido y utilizando fuentes de excitación no ionizantes. Dicho requisito explícitamente radica en la necesidad de disponer de capacidades de tecnología para diseñar, fabricar e instrumentar arreglos de sensores piezoeléctricos (ver la figura 1.1), que funcionen de manera óptima y reproducible (Fraden, 2004). Se asume, por tanto, que cada sensor ha de estar acoplado con una interfaz electrónica para transferir la señal a través de un puerto de comunicación y procesar dicha señal en un sistema de cómputo. Para ello es relevante considerar las condiciones espaciales de implementación de los arreglos de los sensores, así como las condiciones de ensamblaje de cada uno de los componentes electrónicos.

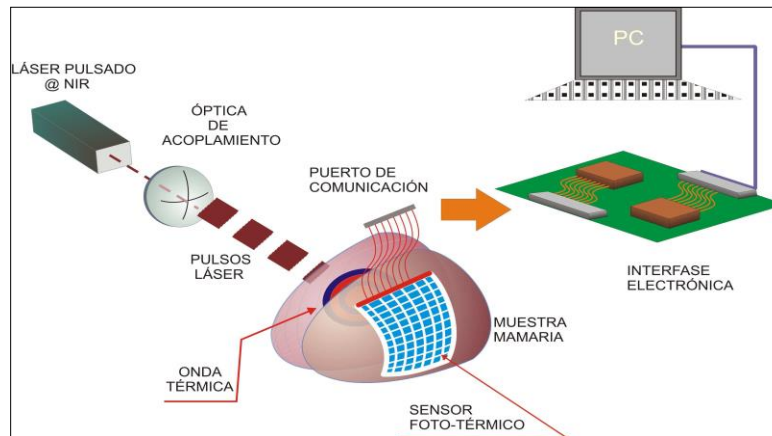


Figura 1.1 Diagrama del sistema instrumentado

Como parte del proceso de implementación de los sensores piezoeléctricos es necesario estudiar el fenómeno de capacitancia en un arreglo de sensores (figura 1.1); de forma que, efectos tales como la capacitancia parásita (el ruido de *crossstalk*, del inglés), sean bien definidos y acondicionados para que no afecten el desempeño de éstos. Por otro lado, se sabe que la capacitancia de estructuras puede ser muy sensible al desplazamiento, forma, o constante dieléctrica de materiales. Sin embargo, en muchos casos, las medidas de capacitancia son relativamente simples; de hecho, existen varias formas para medir capacitancia. Están disponibles comercialmente en varios circuitos o instrumentos electrónicos y es posible medir su capacitancia en el rango de los microfaradios (μF) y hasta los femtofaradios (fF) aunque esto es a bajas frecuencias (menores a 10 KHz.). La frecuencia mínima para PA es de 0.5 MHz.

Generalmente, para la medición precisa de capacitancia eléctrica es necesario conocer las capacitancias parásitas, los efectos de borde, y las variaciones de temperatura y humedad relativa. Si bien en la mayoría de los casos, es posible controlar estos factores durante las mediciones (Ren-jie, 1997; Fraden, 2004), es importante identificar su grado de importancia en cada aplicación particular, a fin de determinar los pasos necesarios para el manejo apropiado de los mismos.

Una de las cosas más importantes que se tienen que considerar para la formación de imágenes fotoacústicas es el tiempo de respuesta de cada sensor, así como la geometría de

cada uno para un arreglo de sensores (Liangzhong, 2013; Fraden, 2004). Es importante conocer estos parámetros, ya que los sensores piezoeléctricos son susceptibles a ruido electromagnético (Ren-jie, 1997; Guadarrama, 2009). Para esto, es importante considerar nuevas metodologías para el diseño y construcción de sensores piezoeléctricos. En esta tesis se proponen nuevas técnicas para el diseño y fabricación de cada sensor con su anillo de guarda y otro general para todo el arreglo de sensores. De esta forma se aísla a los sensores de campos electromagnéticos espurios. Para ello se necesitó desarrollar una metodología de fabricación propia, que permitió introducir elementos propios del diseño y hacer diferentes pruebas sobre los sensores capacitivos. La metodología de fabricación es una de las aportaciones de esta tesis. Otra contribución importante de la tesis es la caracterización de cada sensor para saber sus limitaciones y así interpretar correctamente las señales durante su uso.

Para aplicaciones en tomografía fotoacústica es necesario que el tiempo de respuesta de los sensores esté en el intervalo de nanosegundos. La razón radica en que en tomografía fotoacústica se utilizan láseres pulsados con un ancho temporal de los pulsos en el orden de unos cuantos nano-segundos, generando pulsos acústicos con el mismo orden de duración. Esta tesis aporta a la mejora del tiempo de respuesta cubriendo un amplio ancho de banda (0.5 MHz a 50 MHz).

Adicionalmente, se sabe que en términos de las aplicaciones para formación de imágenes, es conveniente que el sensor tenga una respuesta puntual. Dicha condición facilita interpretar la señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en material de estudio. Ciertamente que con los resultados obtenidos solo se da respuesta a algunas de las interrogantes que se plantearon en la primera parte de esta sección, las cuales están determinadas específicamente por el tipo de aplicación (formación de imágenes). Para el caso de uso en otras aplicaciones, es claro que habría que identificar su viabilidad a partir de las condiciones de entorno (parámetros físicos, tipo de resultado esperado) y por lo tanto realizar un estudio distinto al presente.

1.4 Contenido de la tesis

En el capítulo dos se describe la revisión de conceptos básicos necesarios para entender la propagación de ondas en geometrías de interés en esta tesis. Inicialmente se aborda el concepto de ultrasonido, su importancia y sus aplicaciones en diferentes intervalos de frecuencia. Dado que es necesario entender la transformación de señal mecánica a eléctrica del sensor piezoeléctrico, se describe el modelo matemático que relaciona la señal de entrada con la señal de salida mediante una función de transferencia. También se aborda el principio básico de la piezoelectricidad así como la película PVDF que se utilizó para la construcción de los sensores. Además, se describe el campo acústico para el caso mas simple de una interface plana que separa dos medios para determinar las amplitudes netas de las ondas de presión reflejada y transmitida. La aplicación última de los sensores fotoacústicos desarrollados en esta tesis es la formación de imágenes fotoacústicas para tomografía, por lo que finalmente se describe la tomografía fotoacústica para la detección de anomalías en el tejido mamario a temprana etapa.

En el capítulo tres se desarrolla el modelado matemático de la onda de presión transmitida y reflejada y el campo acústico interior en un sistema de tres medios homogéneos con dos interfaces planas paralelas. Posteriormente se describe el modelo matemático desarrollado para la transducción mecánica-a-eléctrica del sensor piezoeléctrico capacitivo en donde se utilizan la amplitud de las ondas de presión en el interior del PVDF. Finalmente se describe el modelo matemático que describe el factor de direccionalidad de los sensores cuando incide una onda plana a un ángulo oblicuo. Todo este desarrollo se lleva a cabo para entender la generación de la señal eléctrica en la película PVDF y su registro en el osciloscopio.

En el capítulo cuatro se describe el cálculo del traslape eléctrico entre elementos capacitivos en un arreglo de sensores. Se desarrolla el cálculo en elemento finito para diferentes geometrías para determinar la capacitancia parásita de un sensor en presencia de otro sensor y su efecto de borde. También se hace una comparación entre un cálculo analítico aproximado y el cálculo con elemento finito.

En el capítulo cinco se describe el diseño y manufactura de los sensores piezoeléctricos capacitivos. Se describe el proceso de deposición de películas delgadas metálicas por espurreo (*sputtering*, del inglés) en superficies poliméricas a baja temperatura (<70 °C). Así como el ensamblado de sensores de sección transversal circular en arreglos de dos sensores.

En el capítulo seis se determina la resistencia interna del sensor piezoeléctrico mediante un análisis de impedancias de un cable coaxial conectado al sensor. Posteriormente se describe el desarrollo experimental que consiste en: alineación del arreglo experimental, adquisición de datos y procesamiento de datos.

En el capítulo siete se presentan los resultados experimentales del sensor fabricado en el laboratorio. Se presenta una comparación de la respuesta de un sensor fabricado en el laboratorio con un sensor comercial. Entre otros aspectos y como consecuencia del proceso, se hace una adaptación del modelo matemático que describe el factor de direccionalidad de los sensores con respecto a los datos experimentales y se cuantifica la respuesta angular del sensor piezoeléctrico, para el caso en que éste es de 110 µm de espesor. Se muestran resultados obtenidos de los sensores con guarda para diferentes espesores (9, 28, 52 y 110 µm) por incidencia directa de pulsos láser. Finalmente se describe el resultado de registrar señales fotoacústicas para diferentes muestras: Neopreno y Neopreno embebido al PVA, Cobre, Aluminio, PCB y Hueso de Pollo para tener una base de datos en el estudio y rendimiento de los sensores para diferentes frecuencias que responden dichos materiales.

Finalmente, en el capítulo ocho se discuten los resultados obtenidos y las conclusiones de esta tesis así como las perspectivas.

Bibliografía del capítulo 1.

Allan Rosencwaig; Allen Gersho, (1976) "Theory of the photoacoustic effect with solids", Journal of Applied Physics, vol. 47, Issue 1, pp. 64-69.

Binnie T. David, Harald J. Weller, Zhiqun He, D. Setiadi, (2000) "An Integrated 16×16 PVDF Pyroelectric Sensor Array", IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, vol. 47, no. 6, pp. 1413-1420.

Capineri Lorenzo and Mazzoni Marina, (2010) "Laser Pulses Characterization, with Pyroelectric Sensors", Laser Pulse Phenomena and Applications, Dipartimento Elettronica e Telecomunicazioni, Università di Firenze, pp. 165-190.

Curie Jacques and Curie Pierre (1880) "Développement par compression de l'électricité polaire dans les cristaux hémihédres à faces inclinées" (Development, via compression, of electric polarization in hemihedral crystals with inclined faces), Bulletin de la Société minéralogique de France, vol. 3, pp. 90 - 93.

Diebold G. J., T. Sun, M.I. Khan, (1991) "Photoacoustic Monopole Radiation in One, Two, and Three Dimensions", Phy. Rev. Lett., vol. 67, no. 24, 3384.

Drafts B., (2001) "Acoustic Wave Technology Sensors", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 49, no. 4, pp. 795-802.

Fraden Jacob, (2004) *Handbook of Modern Sensors Physics, Designs, and Applications*, Third Edition, Springer, 608p.

Gautschi Gustav, (2002) *Piezoelectric Sensorics: Force Strain Pressure Acceleration and Acoustic Emission Sensors Materials and Amplifiers*, Springer, XIII, 264p.

Guadarrama Santana A. and A. García-Valenzuela, (2009) "Non-destructive measurement of the dielectric constant of solid samples", Instrumentación, Revista Mexicana de Física, 55, no. 6, pp. 477-485.

Häusler Christoph, Milde Günter, (2008) "3-D Modeling of Pyroelectric Sensor Arrays Part I: Multiphysics Finite-Element Simulation", IEEE SENSORS JOURNAL, VOL. 8, no. 12, pp. 2080-2086.

Heywang Walter, Lubitz Karl, Wersing Wolfram, (2008) *Piezoelectricity*, Springer series in materials science 114, Springer, 576p.

Ingrid Graz, Markus Krause, Simona Bauer-Gogonea, Siegfried Bauer, Stephanie P. Lacour, Bernd Ploss, Martin Zirkl, Barbara Stadlober, and Sigurd Wagner, (2009) "Flexible active-matrix cells with selectively poled bifunctional polymerceramic nanocomposite for pressure and temperature sensing skin", Journal of Applied Physics, American Institute of Physics, 106, 034503.

Jithin Jose, Srirang Manohar, Roy G. M. Kolkman, W. Steenbergen and Ton G. van Leeuwen., (2009) “Imaging of tumor vasculature using Twente photoacoustic systems”, *Journal of Biophotonics*, pp. 701-717.

Kawai Heiji, (1969) "The piezoelectricity of Poly (vinylidene Fluoride)", *Japan J. Appl. Phys.* Vol. 8, pp. 979-976.

Liangzhong Xiang, Bo Wang, Lijun Ji & Huabei Jiang, (2013) “4-D Photoacoustic Tomography”, *Scientific Reports*, vol. 3, no. 1113.

Lovinger Andrew J., (1983) "Ferroelectric Polymers", *Science*, Vol. 220, no. 4602, pp. 1115-1121.

Milde Günter, Häusler Christoph, (2008) “3-D Modeling of Pyroelectric Sensor Arrays, Part II: Modulation Transfer Function”, *IEEE Sensors Journal*, vol. 8, no. 12, pp. 2088-2094.

Patranabis D., (2004) *Sensors and Transducers*, Prentice-Hall of India Pvt.Ltd; 2nd edition, 335p.

Ren-jie Zhang, Shu-guang Dai and Ping-an Mu., (1997) “A spherical capacitive probe for measuring the thickness of coatings on metals”, *Meas. Sci. Technol.* Vol. 8, pp. 1028-1033.

Bauer Siegfried, (2010) "Flexible and stretchable dielectrics", *IEEE, International Conference on Solid Dielectrics*, Potsdam, Germany.

Spike T. Benjamin, (2006) *The Photoacoustic Effect*, Physics, 325p.

Tichý, J., Erhart, J., Kittinger, E., Přívratská, J. (2010) *Fundamentals of Piezoelectric Sensorics: Mechanical, Dielectric, and Thermodynamical Properties of Piezoelectric Materials*, Springer, XII, 207p.

Van den Brand J., M. Chirtoc, M. R. Wübbenhorst, and J. H. W. de Wit., (2003) “Photothermal imaging of localized delamination between organic coatings and metallic substrates using a scanning photopyroelectric microscope”, *J. Appl. Phys.* Vol. **93**, 2019p.

Capítulo 2

2. Fundamento teórico

En este capítulo se hace una revisión de los conceptos básicos de la propagación de ondas acústicas en los materiales. Inicialmente se aborda el concepto de ultrasonido, su importancia y sus aplicaciones en diferentes intervalos de frecuencia. Dado que es necesario entender la transformación de la señal mecánica a eléctrica del sensor piezoeléctrico, se describen las bases matemáticas para relacionar la señal de entrada con la señal de salida mediante la función de transferencia. También se aborda el principio básico de la piezoelectricidad así como las propiedades de la película PVDF que se utilizó para la construcción de los sensores. Se describe el efecto fotoacústico porque la aplicación última de los sensores fotoacústicos desarrollados en esta tesis es la formación de imágenes fotoacústicas, de ahí la importancia de revisar los conceptos mencionados. Finalmente se describen fundamentos de la tomografía fotoacústica y su potencial como una técnica de mínima invasión para la detección de anomalías (tumores) en el tejido mamario a temprana etapa.

2.1 Ultrasonido

El ultrasonido consiste de ondas acústicas o sonoras cuyas frecuencias están por arriba del umbral superior de la audición humana. El intervalo de frecuencias de ultrasonido va desde 20 kHz hasta varios GHz. Este tipo de frecuencias lo utilizan para orientarse, comunicarse o para alimentarse algunos seres vivos como lo son: murciélagos, delfines, ballenas, polillas, mariposas y pájaros por mencionar algunos. Para la generación y detección de ultrasonido, se han desarrollado instrumentos que abarcan una gama amplia de aplicaciones, principalmente de interés humano, desde la medicina hasta la construcción de naves espaciales (Novelline, 1997; Carullo 2001).

Las ondas de ultrasonido se pueden generar con objetos que vibren. Por ejemplo, las ondas sonoras pueden ser generadas de forma únicamente mecánica, como por ejemplo con un diapasón, o por transductores electroacústicos que además son eléctricos. En la figura 2.1 se muestra la generación de ultrasonido utilizando una fuente de alimentación y el material resonante que genera ondas ultrasónicas. Este material debe de tener la propiedad de resonancia para que genere ultrasonido (Novelline, 1997; Carullo 2001).



Figura 2.1 Diagrama que muestra la generación del ultrasonido con material resonante en ondas ultrasónicas.

La transducción electroacústica puede conseguirse con: a) un generador de magneto-estricción u oscilador o b) un generador u oscilador piezoeléctrico. La magneto-estricción consiste en el cambio en las dimensiones de un material magnético inducida por un cambio en su estado magnético. Esto es debido al cambio en la longitud de enlaces entre átomos, los dipolos se atraen o se repelen uno con otro dando lugar a una expansión o contracción del material durante la imanación. Los materiales que presentan magneto-estricción más utilizados son: níquel, aleaciones de Níquel, Acero, Terfenol-D, Metglas 2605SC entre otros. Los materiales magneto-estricción también funcionan como receptores, es decir detectan ondas mecánicas convirtiéndola en señales eléctricas (Novelline, 1997; Carullo 2001).

Se pueden generar ondas ultrasónicas con osciladores piezoeléctricos a partir de los cambios dimensionales que ocurren en ciertos materiales cuando son sometidos a un campo eléctrico o a una carga eléctrica. Al dejar de someter a los cristales a un voltaje exterior o campo eléctrico, los materiales piezoeléctricos recuperan su forma. Los materiales piezoeléctricos más comunes para generar ultrasonido son: Cuarzo (SiO_2), Turmalina, Sal de Rochelle o Tartrato Sódico Potásico (KDP), Fosfato Monoamónico (ADP), Tartrato Dipotásico (DKT), Tartrato de Etilendiamina (EDT), Zirconio-Titanio (PZT), Litio-Niobio, Cerámicos y Polímeros especialmente tratados tales como el Polifluoruro de Vinilideno (PVDF) (Maeder, 2004). Los materiales piezoeléctricos también funcionan como receptores, es decir detectan ondas mecánicas convirtiéndola en señales eléctricas. A la fecha la lista de materiales sigue creciendo y evidentemente ésta depende de los avances en ciencia e ingeniería de materiales.

La mayoría de los fabricantes de sistemas de ultrasonido utilizan los transductores piezoeléctricos dado que pueden generar ondas ultrasónicas a mayores frecuencias que los magneto-restrictivos (responden hasta 3 MHz). Los transductores magneto-restrictivos son más grandes, menos eficientes y pueden exigir métodos especiales de refrigeración. Sin embargo, los transductores magneto-restrictivos son más durables, facilitan la mejora de las mediciones de multiposición y los transductores piezoeléctricos tienen una mayor propensión a disminuir su efectividad de respuesta durante un período prolongado de tiempo (Novelline, 1997; Carullo 2001).

Para el estudio del ultrasonido en este trabajo se enfoca particularmente en la aplicación médica dado que los sensores ultrasónicos diseñados están enfocados a la formación de imágenes fotoacústicas.

En la figura 2.2 se muestran los diferentes intervalos en frecuencia del sonido y algunas aplicaciones representativas. El ancho espectral del infrasonido oscila de 2 Hz a 20Hz y el sonido audible está entre los 20 Hz a 20 KHz. Dentro del rango ultrasónico está el microsonido el cual empieza a partir de 500 MHz hasta varios Gigahertz.

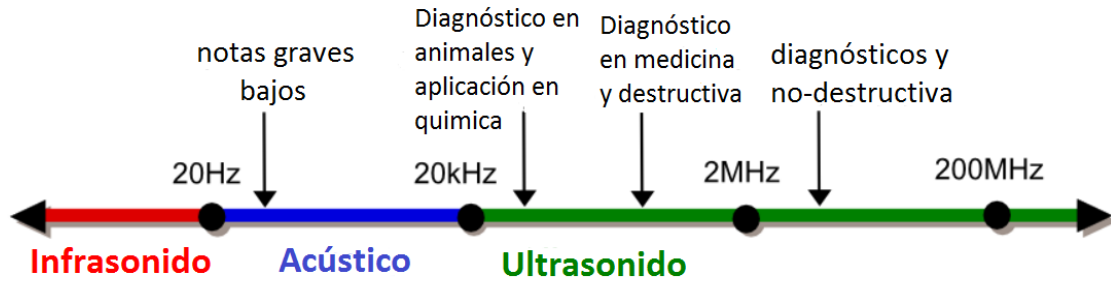


Figura 2.2 Rangos de frecuencia aproximada correspondientes a los ultrasonidos con guía de algunas aplicaciones médicas.

La sonografía (también conocida como ecografía) tiene varias aplicaciones en el campo médico dado que se puede utilizar para hacer un diagnóstico basado en imágenes ultrasónicas. Se utiliza para visualizar los músculos, tendones, varios órganos internos, su tamaño, su estructura y las lesiones patológicas. Es por ello que diversas investigaciones se han enfocado al desarrollo de nuevas tecnologías para la detección de anomalías en el organismo humano con ultrasonido. Para hacer posible el escaneo de un área de estudio en específico, el material piezoeléctrico juega un papel primordial para la generación de ondas fotoacústicas a frecuencias ultrasónicas. Se refiere a las ondas acústicas generadas por el efecto fotoacústico como “ondas fotoacústicas”.

El efecto piezoeléctrico fue descubierto por los hermanos Curie. Este efecto se dio a conocer en 1981 cuando Jacques y Pierre Curie publicaron los resultados de la investigación sobre cristales de cuarzo y turmalina y reportaron que al aplicarle un campo eléctrico a estos materiales, obtuvieron ondas sonoras en altas frecuencias y viceversa. A partir de entonces empezó el auge en el desarrollo de materiales sintéticos para aumentar su sensibilidad y rendimiento mostrando mayor diferencia de potencial a las ondas sonoras, mayor sensibilidad, alto estrés mecánico, alto modo de elasticidad y alta estabilidad en todas las propiedades. Por otra parte se ha encontrado que varios animales utilizan el ultrasonido como medio de orientación, localización de alimentos, comunicación y defensa, entre otras. Combinando todos estos conocimientos se han desarrollado instrumentos de ultrasonido para fines de diagnóstico médico y que se extiende a frecuencias mayores a 10 MHz (Novelline, 1997; Carullo 2001).

Hasta ahora, se ha descrito el empleo de campos eléctricos y magnéticos para la generación de ondas ultrasónicas. Otra forma de generar estas ondas ultrasónicas es por medio de un láser. Recientes investigaciones han demostrado que el impacto de luz láser sobre un sólido provoca en él dos efectos distintos: un proceso termoelástico y/o un proceso ablativo que modifica localmente el material. El proceso termoelástico es de gran interés dado que el láser provoca un aumento de temperatura en el sólido, el cual se dilata y provoca una ligera

expansión local que perturba el medio circundante generando así ondas ultrasónicas. El proceso de generar ondas ultrasónicas mediante un haz de luz se conoce como el efecto fotoacústico. Este último es la que se utiliza como fuente generador del ultrasonido.

2.1.1 Sensores de ultrasonido

Un sensor de ultrasonido es un elemento que transduce o convierte una onda acústica a frecuencias ultrasónicas a una señal eléctrica. Un sistema de ultrasonido está compuesto por un emisor de ultrasonido y un detector de ultrasonido, en muchas ocasiones el mismo emisor funciona como detector. A continuación se muestran los materiales piezoeléctricos más usados para sensores emisores de ultrasonido:

- Zirconato titanato de plomo (PZT): es ampliamente utilizado para fines generales como: hidrófonos, acelerómetros, sensores de nivel, la emisión de ondas mecánicas, presión, flujo, diagnóstico médico, sonar, equipos de encendido. La PZT tiende a ser estable pero la investigación ha demostrado que la lixiviación de plomo disuelto en agua genera una posible contaminación en el cuerpo humano cuando es utilizada como transductor de ultrasonido para imágenes médicas (Maeder, 2004; Technologies, 2014).
- Cuarzo (SiO_2): muestra una piezoelectricidad fuerte debido a su estructura cristalina, lo que significa que cuando se aplica una presión sobre un cristal de cuarzo una polarización eléctrica se puede observar a lo largo de la dirección de la presión.
- LiNbO_3 y KNbO_3 : conocidos como copolímeros, son dos de los materiales más idóneos disponibles para la fabricación de un solo elemento altamente sensible en transductores para aplicaciones de alta frecuencia. De hecho, la alta sensibilidad de estos transductores ha permitido que las imágenes clínicas alcance un mayor frecuencias en comparación con otros materiales utilizado (Silverman, 2006).
- Fosfato de galio (GaPO_4): es una cerámica sintetizada que tiene casi la misma estructura cristalina que el cuarzo, es por eso que tiene las mismas características. Sin embargo, su efecto piezoeléctrico es casi dos veces más grande el cuarzo, por lo que es un activo valioso para su aplicación mecánica.
- Turmalina: cristal comúnmente negro pero puede ir desde el violeta al verde y rosa. Tiene propiedades tanto piroeléctricas como piezoeléctricas. Esto significa que en los dos extremos se acumulan cargas opuestas bajo presión o al calentarlo.
- El titanato de bario (BaTiO_3): es un compuesto de gran interés tecnológico debido a sus propiedades dieléctricas. La funcionalidad de este óxido mixto está determinada, principalmente, por su estructura. Diferentes métodos de síntesis se han utilizado para mejorar la respuesta eléctrica, presenta diferentes estructuras cristalinas al variar la temperatura.

- El Polifluoruro de Vinilideno (PVDF): Es un plástico transparente, el coeficiente piezoeléctrico de ésta película delgada puede ser hasta de 6.7 pC/N (picoCoulomb sobre newton), 10 veces mayor que la observada en cualquier otro polímero. Cuando el PVDF es puesto bajo un campo eléctrico, cambia su forma. A diferencia de otros materiales piezoeléctricos populares, tales como PZT, el PVDF tiene un valor negativo en el coeficiente piezoeléctrico. Físicamente, esto significa que el PVDF se comprime en lugar de expandirse cuando se exponen al mismo campo eléctrico. Más adelante se explica a detalle las características de este material dado que es el que se usó para fabricar los sensores piezoeléctricos.

A la fecha, ha habido una amplia gama de aplicaciones del ultrasonido. Una de las aplicaciones comunes es la del ecografía para medir distancia a un objeto (figura 2.3). El mismo principio se aplica para formación de imágenes para diagnóstico médico, aunque implica más parámetros como se menciona más adelante. En la ecografía, un pulso ultrasónico se genera en una dirección particular, si hay un objeto en la trayectoria de este pulso, parte o la totalidad del pulso se refleja hacia el emisor como un eco y puede ser detectado por este mismo. Mediante la medición de la diferencia en el tiempo de emisión del pulso y recepción del eco, es posible determinar la distancia del objeto o material de estudio (figura 2.3) (Novelline, 1997; Carullo, 2001).

La fórmula para calcular la distancia entre el emisor-receptor y el objeto que produce el eco de ultrasonido es:

$$r = \frac{c \cdot t}{2} \quad (2.1)$$

donde, r es distancia, c es velocidad del sonido en el medio y t es el tiempo transcurrido entre la emisión y la recepción del pulso.

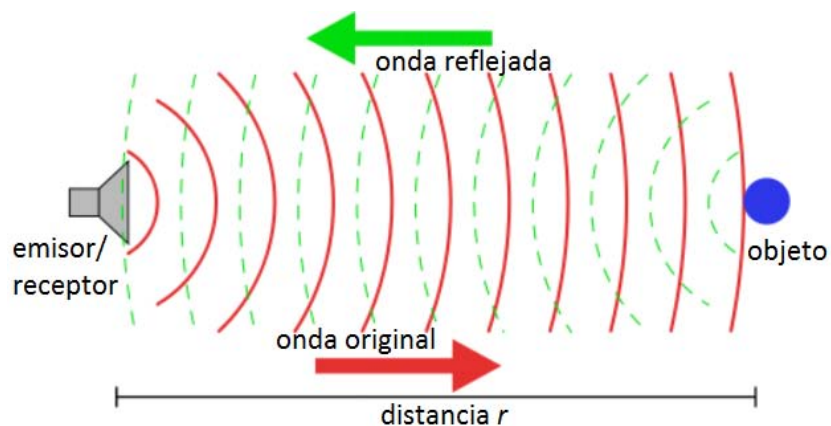


Figura 2.3 Principio de un sonar activo. Se emite un pulso acústico y parte de la onda es reflejada por el objeto de interés y detectada por el sensor receptor.

La medida de diferentes variables físicas mediante ultrasonido está relacionada normalmente con la velocidad de éste, su tiempo de propagación y en algunos casos con la atenuación o interrupción del haz propagado. Los diferentes tipos de sensores acústicos que

funcionan para ultrasonido son los sensores capacitivos, piezoeléctricos y los electrodinámicos.

Otro principio físico que se utiliza para interpretar imágenes de ultrasonido en aplicaciones médicas es el efecto *Doppler*.

El efecto *Doppler* o simplemente conocido como *eco-Doppler* describe el cambio de frecuencia que se produce en cualquier onda cuando existen movimientos relativos entre la fuente emisora y la receptora. En el campo de medicina se utiliza el principio mencionado para visualizar la velocidad del flujo sanguíneo que atraviesa ciertas estructuras del cuerpo.

La propagación de las ondas ultrasónicas en medios homogéneos y elásticos tiene una dependencia directa con la densidad másica del medio material ρ así como con su módulo de elasticidad E . En particular, la velocidad de propagación c está dada por la siguiente ecuación,

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}. \quad (2.2)$$

La impedancia acústica de un medio es el cociente de la amplitud de la onda de presión entre la amplitud de la onda de velocidad, es en cierto sentido análoga a una resistencia eléctrica. La impedancia intrínseca de un material está dada como el producto de la densidad ρ por la velocidad del sonido c en el medio:

$$z = \rho \cdot c \quad (2.3)$$

Se le denomina impedancia acústica en analogía con la ley de ohm de la teoría de circuitos.

2.1.2 Función de transferencia

Como se describió anteriormente, el sensor ultrasónico recibe una señal de presión ultrasónica a frecuencia ω y la transforma a una señal eléctrica a frecuencia ω . Para obtener un modelo que describa el comportamiento de la señal eléctrica a frecuencia ω como función de una señal de entrada acústica se necesita la función de transferencia. La función de transferencia es el cociente de la transformada de Fourier de la señal de salida y la transformada de Fourier de la señal de entrada, ambas funciones de la frecuencia ω (figura 2.4) (Johnson, 1995). En instrumentación o sistemas de control es muy frecuente el uso de estas funciones de transferencia para obtener la señal de salida a frecuencia ω dada una señal de entrada a frecuencia ω . Se obtiene por medio de la solución de ecuaciones diferenciales lineales. En el análisis para la caracterización de los sensores ultrasónicos, es necesario considerar la función de transferencia.

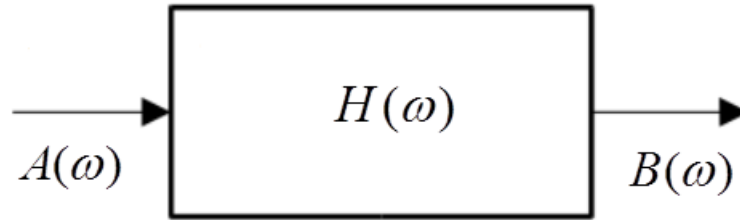


Figura 2.4 Diagrama de bloques de la función de transferencia de un sistema lineal. El sistema de bloques describe una señal de entrada $A(\omega)$, una señal de salida $B(\omega)$ y $H(\omega)$ describe la relación de la señal de salida con respecto a la entrada.

La función de transferencia $H(\omega)$ se expresa (Johnson, 1995),

$$H(\omega) = \frac{B(\omega)}{A(\omega)}, \quad (2.4)$$

donde, $A(\omega)$ es la transformada de Fourier de una señal de entrada al sistema (no nula) y $B(\omega)$ es la transformada de Fourier de la señal de respuesta correspondiente. Despejando la señal de respuesta de la ecuación 2.4 se tiene

$$B(\omega) = H(\omega) \times A(\omega). \quad (2.5)$$

Para el modelo matemático que se desarrolla en el capítulo 3 para la transducción mecánica-a-eléctrica del sensor piezoeléctrico capacitivo se emplea la ecuación (2.4) donde la señal de entrada $A(\omega)$ es la amplitud de las ondas mecánicas y la señal de salida $B(\omega)$ es una diferencia de potencial. En esta tesis se describe el desarrollo de las ecuaciones (véase capítulo 3) para obtener $H(\omega)$ de un sensor piezoeléctrico capacitivo. Este cálculo es una aportación de la presente tesis.

2.2 Piezoelectricidad

Como ya se mencionó, el fenómeno piezoeléctrico fue descubierto por primera vez por los hermanos Jacques y Pierre Curie (Jaffe, 1971; Megaw, 1957, Hull *et al*, 2008), como una propiedad de ciertos cristales como el cuarzo y turmalina que generan un potencial eléctrico en respuesta a una tensión mecánica aplicada directamente. Esto se conoce generalmente como efecto directo, y se documentó por primera vez en 1880. El descubrimiento fue parte de resultado de estudio realizado por los hermanos Curie sobre el efecto piezoeléctrico. Después de la publicación de varios artículos sobre la investigación de materiales que generan un potencial eléctrico al aplicar un campo mecánico, los hermanos Curie generaron interés científico en este nuevo fenómeno, de tal manera que W. G. Hankel., basando en su propia investigación sobre este nuevo fenómeno sugirió el nombre "piezoelectricidad" (Caddy, 1946) y fue fácilmente aceptada por la comunidad científica.

En 1881 los hermanos Jacques y Pierre Curie en un trabajo posterior demostraron el efecto contrario, es decir, al aplicar un campo eléctrico al cristal de cuarzo se generó esfuerzo mecánico, y se comprobó que el coeficiente piezoeléctrico de cuarzo tiene el mismo valor a la inversa que los efectos directos (Caddy, 1946).

En general, en un material piezoeléctrico, cuando una tensión mecánica se aplica aparecen cargas eléctricas en sus dos lados opuestos y a la inversa, si un campo eléctrico se aplica a este material, se genera una tensión mecánica en éste. Estos son los efectos piezoeléctricos directo e inverso (ver figura 2.5). De acuerdo con estas propiedades, un elemento piezoeléctrico es un tipo de transductor electromecánico (convertidor de energía) (Ueberschlag, 2001; Hull et al, 2008; Fraden, 2004).

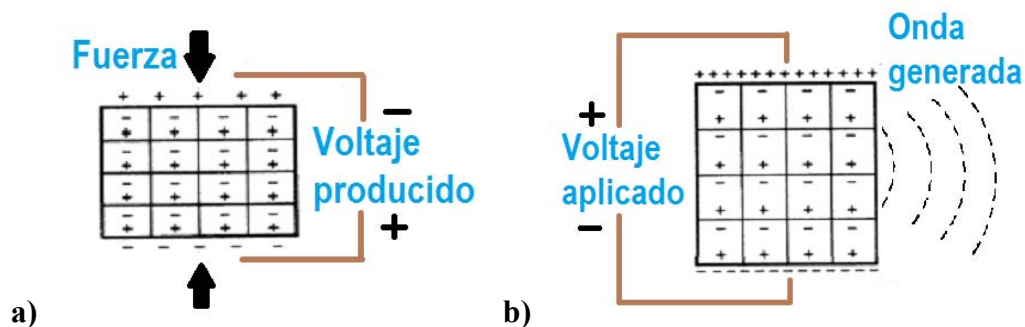


Figura 2.5 Diagrama de excitación del material piezoeléctrico: a) efecto directo y b) efecto inverso. En el efecto directo se aplica una tensión mecánica y se genera una diferencia de potencial en la superficie del piezoeléctrico y en el caso inverso se aplica un voltaje y se genera ondas mecánicas.

Dentro de la familia de los materiales piezoeléctricos, existen materiales que además de ser piezoeléctricos muestran propiedades piroeléctricas, es decir, aparecen cargas eléctricas en su superficie debido a un cambio de la temperatura.

La piezoelectricidad es el fenómeno en el que temporalmente se genera un voltaje como resultado del cambio en la orientación de dipolos de un material sometido a cambios de temperatura o de esfuerzo mecánico. Los dipolos son pares de cargas eléctricas (carga positiva y carga negativa) separados espacialmente por una distancia pequeña. Las cargas eléctricas se encuentran en las moléculas que forma el material y tienen enlaces covalentes (entra cargas positivas y negativas). Algunas moléculas forman dipolos permanentes por diferencia de electronegatividad entre sus átomos. Los dipolos pueden ser inducidos en una molécula o red cristalina por un campo eléctrico o estrés mecánico.

En la figura 2.6 se ilustra el proceso de generación de carga eléctrica en la superficie de un material piezoeléctrico:

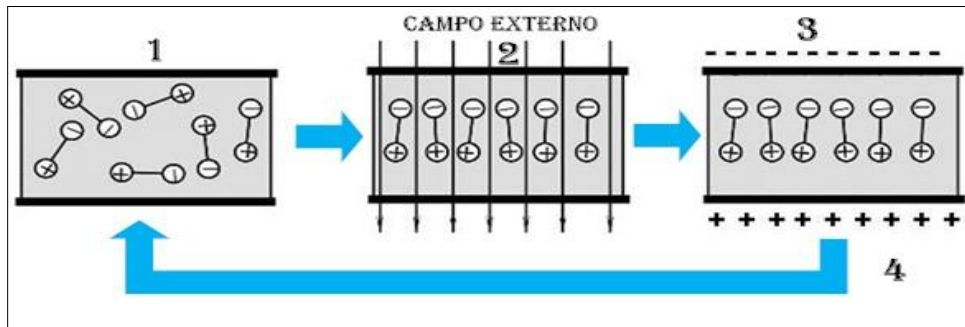


Figura 2.6 Orientación de los dipolos en un material piezoeléctrico.

1. En un material piezoeléctrico, los dipolos están parcialmente semi-orientados (polarizados).
2. Si se produce una variación de presión y/o temperatura, los dipolos se orientan en una dirección dada.
3. Como resultado se generan regiones con carga eléctrica neta y se produce una diferencia de potencial entre los planos que delimita el dieléctrico.
4. En un tiempo posterior el campo externo desaparece y el medio regresa a su estado inicial por agitación térmica de las moléculas.

Existen dos tipos de materiales para la fabricación de sensores piezoeléctricos, los llamados cristales naturales y los sintéticos. Ambos materiales no poseen centro de simetría. Dentro de los materiales naturales está el cuarzo, fosfato de galio y la turmalina. De la familia de los materiales sintéticos también llamados ferroeléctricos está el tantalio de litio, nitrato de litio, materiales monocristalinos y cerámicos o polímeros polares bajo la forma de microcristales orientados. Se llaman ferroeléctricos porque tienen la capacidad de retener información en su estructura cristalina, sin necesidad de estar conectados a una fuente de energía como pilas o corriente eléctrica. Los materiales piezoeléctricos sintéticos tienen una constante piezoeléctrica que es aproximadamente dos órdenes de magnitud más grande que la de los materiales piezoeléctricos naturales y pueden ser producidos a través de procesos de bajo costo. Desafortunadamente la alta sensibilidad de los materiales sintéticos se degrada con el tiempo. Esta degradación está altamente correlacionada con la temperatura. En cambio, los materiales piezoeléctricos naturales son menos sensibles a la tensión mecánica pero tienen mayor estabilidad a largo plazo.

Dentro de los piezoeléctricos sintéticos se encuentra el PVDF, este polímero tiene una sensibilidad diez veces mayor ante una tensión mecánica que los piezoeléctricos naturales. El PVDF es un dieléctrico, por ende, una lámina de PVDF con sus superficies metalizadas se convierte en un capacitor piezoeléctrico. El dieléctrico actúa como un generador de carga eléctrica, induciendo un voltaje V a través del capacitor.

Una de las características de los materiales piezoeléctricos es que son materiales anisotrópicos. Por lo tanto, sus propiedades piezoeléctricas varían según la dirección en la

que se aplica la tensión mecánica. De acuerdo a la dirección en que se mida la polarización eléctrica inducida se determina el coeficiente piezoeléctrico. Cuando se aplica una fuerza mecánica en una dirección, digamos, en la dirección z , podemos escribir,

$$P_z = d_{33}S_{zz}, \quad (2.6)$$

donde, P_z es la polarización de la componente z del momento dipolar por unidad de volumen, d_{33} es el coeficiente piezoeléctrico y S_{zz} es el estrés mecánico en la dirección z sobre una superficie con su normal en z (Katzir, 2006).

En el siguiente apartado se describe el polímero PVDF ya que este material se utilizó como dieléctrico para formar los sensores piezoeléctricos capacitivos para la detección de señales fotoacústicas en esta tesis.

2.2.1 Polímero PVDF

Se mencionó anteriormente que uno de los materiales piezoeléctricos más comunes en aplicaciones de ultrasonido en la actualidad es el polímero PVDF. A continuación se describen las características y detalles de este material polimérico.

El PVDF fue descubierto en la década de 60's por Heiji Kawai (Kawai, 1969) cuando observó una fuerte piezoelectricidad en este polímero, con un coeficiente piezoeléctrico de película delgada polarizada muy grande, alrededor de 6-7 pC/N. Esto es 10 veces mayor que la de otros polímeros piezoeléctricos (como el nylon y el PVC).

El polímero PVDF además de ser piezoeléctrico es piroeléctrico. Genera una señal eléctrica cuanto se calienta entre 35°C y 70°C. Si se rebasa la temperatura crítica T_c , llamada temperatura de Curie, estos pierden sus propiedades piroeléctricas y piezoeléctricas (Ueberschlag, 2001; Fraden, 2004). En el caso del PVDF que se utilizó como dieléctrico para la fabricación de los sensores piezoeléctricos que se describen más adelante, su temperatura de Curie está establecida en 80°C (Ueberschlag, 2001; Gautschi, 2002; Spike, 2006; Tichý, 2010).

Una conveniencia de usar estos polímeros PVDF como detectores de radiación infrarroja es que absorben fuertemente alrededor de 7-20µm de longitud de onda. Otra conveniencia importante de la película piezoeléctrica es su baja impedancia acústica que está muy cerca de la del agua, el tejido humano y otros materiales orgánicos. Por ejemplo, la impedancia acústica de la película piezoeléctrica es sólo 2.6 veces la del agua, mientras que en las cerámicas piezoeléctricas es típicamente 11 veces mayor. Dada su baja impedancia permite la transducción más eficaz de las señales acústicas en el agua y en el tejido. Por lo tanto, el PVDF es útil para registrar ondas mecánicas en tejido biológico con fines de formación de imágenes fotoacústicas para detección de anomalías en partes blandas del cuerpo humano o en animales.

Para medir la carga generada en el polímero PVDF, es necesario tener contactos eléctricos en forma de electrodos. Una forma de implementar estos electrodos es con películas delgadas metálicas sobre la superficie del PVDF. Los métodos de deposición de películas metálicas son varios: evaporación, implante iónico, depósito electroquímico, espurreo, entre otros (Ueberschlag, 2001; Gautschi, 2002; Fraden, 2004; Spike, 2006; Tichý, 2010). Para efectos prácticos del problema de esta tesis se utilizó el depósito de material conductor por espurreo en vacío, mejor conocido como *sputtering*. La razón por la que se decidió utilizar este método es porque permite el control de la temperatura del depósito; que, como se indicó anteriormente, es el parámetro fundamental en la preservación de la propiedad piezoeléctrica. Adicionalmente se tuvo acceso a un sistema de *sputtering* en configuración que permite el control no solo de la temperatura, sino que también de la homogeneidad del espesor y calidad de los depósitos. El proceso de deposición desarrollado en esta tesis se describe más adelante en el capítulo 5.

Las películas PVDF tienen muchas ventajas, principalmente debido a sus propiedades fisicoquímicas: flexibilidad (adaptación de superficie no plana), alta resistencia mecánica, estabilidad dimensional, alto coeficiente piezoeléctrico con un mínimo desgaste por efectos de temperatura por debajo de 80°C, alta constante dieléctrica, es un material inerte químicamente con baja impedancia acústica cercana a la del agua. Los polímeros están comercialmente disponibles en espesores de: 9, 28, 52 y 110µm (Ueberschlag, 2001; Gautschi, 2002; Spike, 2006; Tichý, 2010).

2.2.1.1 Características piezoeléctricas del PVDF.

De manera general se observa que la propiedad piezoeléctrica del PVDF es lineal y se puede expresar mediante coeficientes constantes que relacionan el tensor de estrés con el vector de polarización eléctrica por unidad de volumen en el material. Como se mencionó anteriormente, el material PVDF por condición natural es un medio anisotrópico, por lo tanto, tiene coeficientes que determina la respuesta en distintas direcciones de acuerdo a la constitución estructural del medio. Los valores obtenidos son indexados por los ejes naturales del material que son numerados del 1 a 3 como se muestra en la figura 2.7. El número 1 corresponde a la dirección de estiramiento mecánico, el 2 corresponde a la componente de respuesta transversal mecánica, y el 3 representa el estiramiento mecánico vertical (Gautschi, 2002; Spike, 2006; Tichý, 2010).

En la tabla 2.1 se muestran los valores de estos coeficientes eléctricos y mecánicos.

Tabla 2.1 Las propiedades típicas de película piezoeléctrica

Símbolo	Parámetro	PVDF	Unidades
h	Espesores comerciales	9, 28, 52, 110	μm
d_{31} d_{33}	Tensor eléctrico constante	23 -33	$10^{-12} \frac{\text{C}/\text{m}^2}{\text{N}/\text{m}^2}$
g_{31} g_{33}	Estrés mecánico constante	216 -330	$10^{-3} \frac{\text{V}/\text{m}}{\text{N}/\text{m}^2}$ o $\frac{\text{m}/\text{m}^2}{\text{C}/\text{m}^2}$
C	Capacitancia	380 para $28\mu\text{m}$	$\frac{\text{pF}}{\text{cm}^2} @ 1\text{Khz}$
Y	Módulo de Young	2.4	$10^9 \text{ N}/\text{m}^2$
V_o	Velocidad de sonido Estirado y normal	1.5 y 2.2	$10^3 \text{ m}/\text{s}$
ρ	Coefficiente piroeléctrico	30	$10^{-6} \text{ C}/\text{m}^2 \text{ }^\circ\text{K}$
ε	Permitividad	106-113	$10^{-12} \text{ F}/\text{m}$
$\varepsilon / \varepsilon_0$	Permitividad relativa	12-13	
ρ_m	Densidad másica	1.78	$10^3 \text{ Kg}/\text{m}$
	Rango de temperatura	-40 a 80...100	$^\circ\text{C}$
	Absorción de agua	<0.02	$\%H_2O$

Para determinar la carga eléctrica generada en una lámina de material piezoeléctrico, se utiliza la relación de (Ueberschlag, 2001):

$$Q = F_3 d_{33}, \quad (2.7)$$

donde, d_{33} es el coeficiente piezoeléctrico y está expresado en unidades de carga por fuerza, C/N, F_3 es la fuerza aplicada perpendicular a la superficie del piezoeléctrico y se mide en Newton (N) y la carga eléctrica Q se mide en coulomb (C).

La ecuación (2.7) también se puede escribir como $\rho = d_{33} S_{zz}$, donde ρ es la densidad superficial de carga y S_{zz} es el estrés en la coordenada z sobre una superficie con su normal en z .

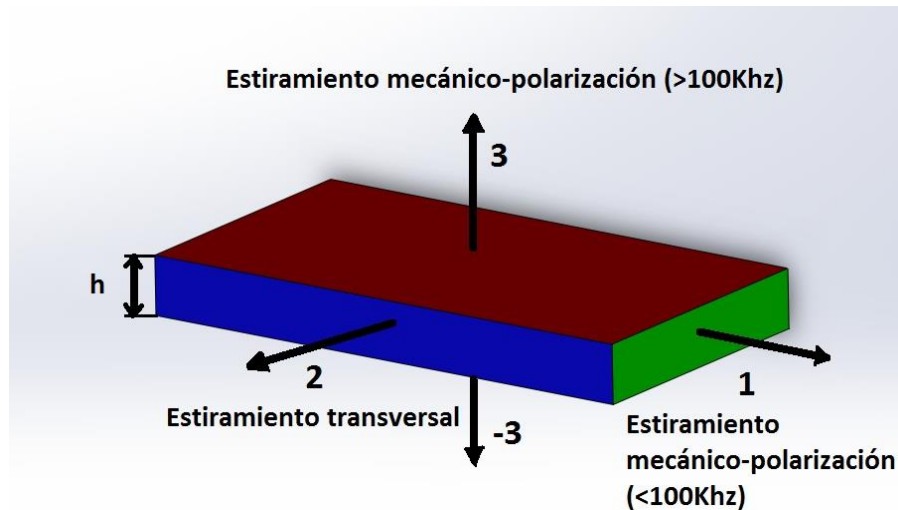


Figura 2.7 Definición de ejes del elemento piezoeléctrico (Baxter, 1997; Ueberschlag, 2001). La h indica el espesor de la película piezoeléctrica.

En la tabla 2.1 se muestran las propiedades del PVDF. Estos datos fueron tomados del manual de la película piezoeléctrica de *Measurement Specialties*.

2.3 Fundamentos de la Tomografía fotoacústica

El efecto fotoacústico no es nuevo aunque muchas de sus aplicaciones si lo son. El autor del descubrimiento fue Alexander Graham Bell en 1876, cuando inventó el teléfono. Bell tenía problemas auditivos que lo llevaron a descubrir nuevas formas de transmitir el sonido. Lo que hizo fue convertir el sonido en luz, transmitía la luz y luego la convertía de nuevo a sonido en el receptor. En el efecto de Bell, la absorción de la luz calienta ligeramente un material, típicamente una cuestión de milikelvins, y el aumento de temperatura causa expansión termoelástica en el material generando ondas acústicas (Esenaliev, 2002; Manohar et al, 2007; Wang, 2009, 2012).

El efecto fotoacústico empezó a tener auge en nuevas aplicaciones en las últimas dos décadas como lo es la tomografía fotoacústica para la detección temprana de melanomas. Esta técnica surge a partir de la necesidad de detectar anomalías en tejidos suaves y que sea de mínima invasión dado que las técnicas existentes como lo rayos X, resonancia magnética y biopsia, algunas son muy costosas e invasivas.

2.3.1 Fundamentos

El sonido consiste de ondas mecánicas por su naturaleza, se produce como consecuencia de una compresión y expansión del medio a lo largo de la dirección de propagación. El sonido sólo se puede propagar en un medio material (aire, agua y cuerpos sólidos que transmita la perturbación). La velocidad de propagación de la onda varía dependiendo del medio transmisor, por ejemplo en un sólido la onda viaja más rápido, que en líquidos y gases.

Los procesos que afectan la propagación de las ondas de sonido en un medio material de manera sucinta son:

- i). Absorción. La capacidad que tiene un medio material para transformar el sonido en calor.
- ii). Reflexión. Surge cuando una onda de sonido incide sobre la superficie de un material por las diferencias de impedancias acústicas entre el material y el medio de incidencia se genera una onda en dirección opuesta a la de incidente.
- iii). Transmisión. El sonido puede propagarse de un medio a otro a través de la interfaz entre ellos.
- iv). Refracción. El sonido cambia de dirección al pasar de un medio material a otro por las diferentes velocidades de propagación.
- v). Difusión. Esto ocurre cuando el sonido incide sobre el medio material inhomogéneo generando una descomposición de la onda original en ondas propagándose en muchas direcciones.

La propagación del sonido se describe como una onda de presión y una onda de velocidad. Éstas están relacionadas por la impedancia intrínseca del material. La onda de presión es un campo de fuerza por unidad de área en un fluido o material. La onda de velocidad es dependiente de la presión y es la rapidez con la que se expande o contrae un elemento diferencial del medio material. Generalmente se usan fasores para describir las dos ondas por lo que la impedancia es una función de la frecuencia y es un número complejo.

La onda de presión en un medio homogéneo satisface lo que se conoce como ecuación de onda. Es la base para el análisis matemático de la propagación de las ondas en un medio material y detectarla con los sensores fotoacústicos.

En el efecto fotoacústico es importante conocer el proceso de expansión termoelástica del material de estudio dado que después de la absorción de radiación, se genera un aumento de temperatura en la región estimulada, este incremento es debido a los decaimientos no radiativos. Durante el proceso de propagación de una perturbación termoelástica interviene la atenuación debida a una combinación de la absorción y la dispersión. La dispersión en un tejido representa entre 10 a 15% del total y la atenuación del tejido es dependiente de la temperatura y la frecuencia. La atenuación se puede modelar como $\mu = af^b$ donde μ es el

coeficiente de atenuación, a y b son constantes y f es la frecuencia (Xu, 2006; Pérez, 2012).

Existen dos posibles tipos de ondas de propagación en el medio material. Las ondas longitudinales y las ondas transversales. Las ondas longitudinales también son conocidas como ondas de presión porque los movimientos de oscilación de las partículas del medio son paralelos a la dirección de propagación de la onda. Las ondas transversales son aquellas donde los movimientos de las partículas de la materia es en la dirección perpendicular a la dirección de propagación. Las velocidades de propagación de las ondas longitudinales son tres órdenes de magnitud mayores que las transversales en tejido suave (Pérez *et al*, 2012). En el desarrollo de la tesis solo se ocupará las ondas longitudinales porque es la dirección que se propaga el sonido.

2.3.1.1 Transmisión y reflexión de ultrasonido en una interfaz simple con dos medios.

A continuación se describe el campo acústico para el caso mas simple de una interface entre dos medios para determinar las amplitudes de las ondas de presión reflejada y transmitida como apoyo al desarrollo del modelo de la función de transferencia de sensores piezoelectricas capacitivas en el siguiente capítulo.

Se analiza el fenómeno físico semifinito de reflexión y refracción de ondas planas con incidencia normal a una interfaz simple entre dos medios diferentes (figura 2.8). El medio 1 tiene una velocidad de sonido c_1 , una densidad ρ_1 y en el medio 2 tiene c_2 , ρ_2 . Por lo tanto, la frecuencia es la misma en ambos materiales pero la densidad es diferente así como los números de onda y la velocidad de propagación.

Se supone que no hay pérdida de energía durante el proceso de propagación de la onda, lo que implica que el coeficiente de absorción es cero. También se asume que el medio es homogéneo, por lo tanto no hay dispersión ni difusión.

La onda de presión incidente ψ_1 se representa como,

$$\psi_1 = A \cdot e^{j(\omega t - k_1 z)}, \quad (2.9)$$

donde, A es el coeficiente de amplitud de la presión incidente, t es el tiempo, z es la dirección de propagación, ω es la frecuencia angular, k_1 es el número de onda en el medio 1 y está definida como $k_1 = \omega / c_1$ y c_1 es la velocidad de propagación en el medio 1.

La onda de presión reflejada ψ_2 se considera dada como,

$$\psi_2 = B \cdot e^{j(\omega t + k_1 z)}, \quad (2.10)$$

donde, B es el coeficiente de amplitud de la onda reflejada y el signo de la z cambia de signo debido a la reflexión de la onda.

La onda de presión transmitida ψ_3 se considera como,

$$\psi_3 = C \cdot e^{j(\omega t - k_2 z)}, \quad (2.11)$$

donde, C es el coeficiente de amplitud de la presión transmitida y k_2 es el número de onda en el medio 2 y está definida como $k_2 = \omega / c_2$ y c_2 es la velocidad de propagación en el medio 2.

La onda de velocidad en el medio incidente se considera como,

$$V_1 = \frac{A}{z_1} \cdot e^{j(\omega t - k_1 z)}, \quad (2.12)$$

donde, z_1 es la impedancia acústica del material del medio uno y está definida como $z_1 = \rho_1 c_1$, ρ_1 es la densidad másica del material del medio uno.

La onda de velocidad en el medio reflejado se considera como,

$$V_2 = -\frac{B}{z_1} \cdot e^{j(\omega t + k_1 z)}, \quad (2.13)$$

La onda de velocidad en el medio transmitido se considera como,

$$V_3 = \frac{C}{z_2} \cdot e^{j(\omega t - k_2 z)}, \quad (2.14)$$

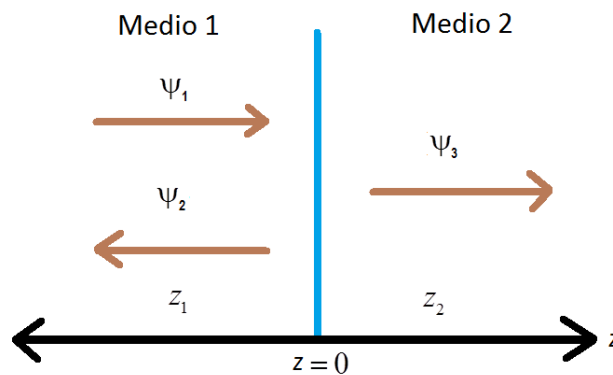


Figura 2.8 Transmisión y reflexión de ondas planas con incidencia normal en una interfase con dos medios.

Para obtener los coeficientes A , B y C se requiere aplicar las condiciones de frontera. En estos casos son: i) la presión es continua a través de una interface, ii) El campo de velocidad es continua a través de una interface.

Al aplicar la condición de frontera para la onda de presión ψ y la onda de velocidad V se obtiene un sistema de dos ecuaciones con dos incógnitas que permite resolver la amplitud de la onda reflejada r y la amplitud de la onda transmitida t en términos de las impedancias de los dos medios como sigue.

Las ondas de presión en la interface z_0 se igualan, es decir:

$$\left[A \cdot e^{j(\omega t - k_1 z)} + B \cdot e^{j(\omega t + k_1 z)} \right]_{z=0} = \left[C \cdot e^{j(\omega t - k_2 z)} \right]_{z=0}.$$

Al sustituir el valor $z = 0$ en la frontera se eliminan los términos iguales y se obtiene,

$$A + B = C, \quad (2.15)$$

Las ondas de velocidades en la interface z_0 se igualan, es decir:

$$\left[\frac{A \cdot e^{j(\omega t - k_1 z)}}{z_1} - \frac{B \cdot e^{j(\omega t + k_1 z)}}{z_1} \right]_{z=0} = \left[\frac{C \cdot e^{j(\omega t - k_2 z)}}{z_2} \right]_{z=0}$$

Al sustituir el valor $z = 0$ para la frontera se eliminan los términos iguales y se obtiene,

$$\frac{A}{z_1} - \frac{B}{z_1} = \frac{C}{z_2}. \quad (2.16)$$

El coeficiente de reflexión de la velocidad está dado por,

$$r_{12} = \left(\frac{\Psi_2}{\Psi_1} \right) \Big|_{z=0} = \frac{B}{A}, \quad (2.17)$$

El coeficiente de transmisión de la velocidad está dado como,

$$t_{12} = \left(\frac{\Psi_3}{\Psi_1} \right) \Big|_{z=0} = \frac{C}{A}, \quad (2.18)$$

El sistema anterior se simplifica en el siguiente sistema de ecuaciones

$$1 + r_{12} = t_{12}, \quad (2.19)$$

$$z_1(1-r_{12}) = z_2 t_{12}. \quad (2.20)$$

La ecuación (2.19) y (2.20) son dos ecuaciones con dos incógnitas (r_{12} y t_{12}). Resolviendo este sistema de ecuaciones, obtenemos r_{12} y t_{12} dados como,

$$r_{12} = \frac{z_1 - z_2}{z_1 + z_2}, \quad (2.21)$$

$$t_{12} = \frac{2z_1}{z_1 + z_2}. \quad (2.22)$$

2.3.2 Tomografía fotoacústica en aplicaciones médicas

Dado que los sensores aquí estudiados son para aplicaciones en tomografía fotoacústica en imágenes médicas, se describen los siguientes párrafos.

El proceso de obtención de imágenes fotoacústicas consiste en que una fuente de pulsos láser en infrarrojo cercano (Nd: YAG de 1064nm) incide sobre el material de estudio el cual absorbe la radiación, se genera expansión térmica en el área estimulada. En tejido biológico los pulsos del láser infrarrojo cercano penetran, varios centímetros (4 cm aprox.) antes de decaer por completo. Esto es suficiente para incidir sobre posibles lesiones en el tejido (figura 2.9). En algunos casos, dichas lesiones son promotoras del proceso de neovascularización (desarrollo de nuevos vasos sanguíneos) como consecuencia de la proliferación de células cancerígenas. En comparación con el tejido sano, el tejido lesionado presenta alta absorción óptica en el infrarrojo cercano a 1064nm, de esta manera se establecen condiciones de contraste óptico entre la zona dañada (alta absorción óptica) y el tejido sano (baja absorción óptica). En general, la radiación en el infrarrojo cercano es no-ionizante y por lo tanto no presenta un riesgo de salud en humanos. Una vez que el tejido absorbe la radiación generando expansión térmica en el área estimulada, se generan las ondas ultrasónicas que son detectadas por un arreglo de sensores fotoacústicos, toda esta información obtenida es almacenada en una memoria para ser procesada en un ordenador mediante algoritmos específicos para la formación de imágenes (Manohar et al, 2007; Wang, 2009, 2012).

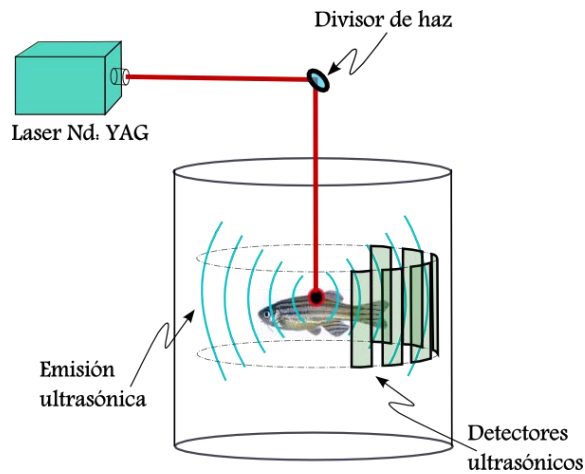


Figura 2.9 Ilustración esquemática de Tomografía fotoacústica.

La tomografía fotoacústica ofrece una nueva alternativa para la detección de tumores o anomalías en tejidos suaves. Muchos centros de investigación en universidades se han enfocado a desarrollar nuevos algoritmos de reconstrucción así como nuevas técnicas de instrumentación con sensores sofisticados y de alta resolución para la detección de pequeñas lesiones tumorales. Dado que no se tiene mucha información en el diseño, desarrollo de los sensores piezoeléctricos por secretismo industrial, este trabajo de tesis se enfoca en desarrollar y caracterizar estos sensores para los mismos fines médicos.

2.3.2.1 Direccionalidad del sensor piezoeléctrico

El sensor de ultrasonido es una parte esencial para la tomografía fotoacústica. Una de las exigencias es que el sensor debe ser direccional, es decir debe ser sensible solo en un ángulo sólido limitado para garantizar la respuesta independiente de cada sensor cuando se tiene un arreglo de sensores y así evitar el traslape de señales fotoacústicas. Dicha característica resulta de suma importancia para determinar las condiciones y características del lugar donde se ubicará el sensor o un arreglo de sensores y así realizar las pruebas para la formación de imágenes fotoacústicas en una tomografía. Es por ello que el sensor debe actuar como un filtro y solo detectar señales que vienen directamente de la zona de estudio y descarta las señales provenientes de otras direcciones. La importancia de la direccionalidad de un sensor también radica en evitar señales espurias o señales que se reflejan de algún material que no es de interés de estudio. En la figura 2.10 muestran dos condiciones: la primera (inciso a) es cuando las ondas acústica inciden directamente o perpendicularmente sobre el sensor generando la máxima amplitud de señal eléctrica. La segunda condición (inciso b) es cuando la onda acústica incide oblicuamente sobre el sensor generando señales eléctricas menores que a incidencia normal.

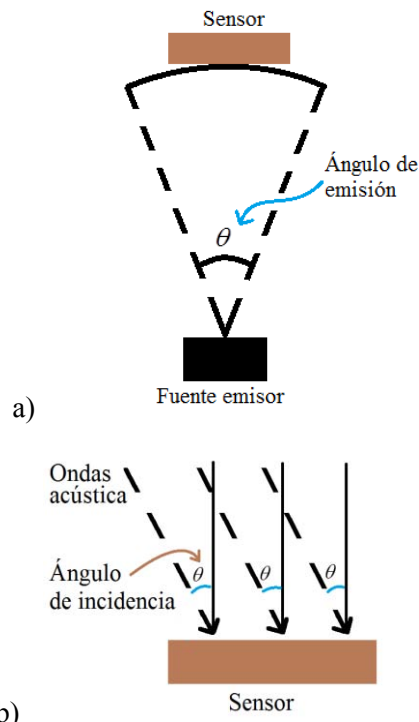


Figura 2.10 Emisión de ondas ultrasónicas: a) incidencia normal a la superficie del sensor, b) incidencia oblicua al sensor.

El ángulo de incidencia θ se determina respecto a la normal a la superficie del sensor como se muestra en la figura 2.10b. Para determinar la apertura angular de detección se toma como referencia la amplitud máxima a incidencia normal y se determina a que el ángulo de incidencia la señal cae a 50% de su valor inicial normal. La apertura de detección es dos veces este ángulo. Otro parámetro que se considera en la direccionalidad es la geometría del sensor dada la importancia de respuesta generada para diferentes geometrías.

Más adelante en esta tesis se estudia la direccionalidad de los sensores piezoeléctricos fabricados en el laboratorio para la formación de imágenes fotoacústicas.

La descripción de los conceptos descritos en este capítulo es la base para el desarrollo de esta tesis. La aplicación última de los sensores fotoacústicos desarrollados y descritos más adelante es para la formación de imágenes fotoacústica en una tomografía fotoacústica. Como se mencionó también, los sensores piezoeléctricos tienen muchas aplicaciones pero el trabajo aquí descrito se enfoca en las posibles aplicaciones médicas.

Bibliografía del capítulo 2

Baxter L. K., (1997) *Capacitance Sensors Designs and Applications*, IEEE, New York, 320p.

Caddy, W.G., (1946) *Piezoelectricity: An introduction to the theory and application of electromechanical phenomena in crystals*, New York: McGraw-Hill Book Company Inc, 1st ed, 797p.

CarulloAlessio and Parvis Marco, (2001) An Ultrasonic Sensor for Distance Measurement in Automotive Applications, *IEEE Sensors Journal*, vol. 1, no. 2, pp. 143-147.

Emelianova S.Y., S.R Aglyamova, J. Shaha, S. Sethuramana, W.G. Scottb, R. Schmittb, M. Motamedic, A.Karpoukc, A. Oraevsky, (2004) “Combined Ultrasound, Optoacoustic and Elasticity Imaging”, *Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing*, edited by Alexander A. Oraevsky, Lihong V. Wang, *Proceedings of SPIE*, vol. 5320, pp. 101-112.

Esenaliev R. O., A.A. Karabutov, A.A. Oraevsky, (2002) “Sensitivity of Laser Opto-Acoustic Imaging in Detection of Small Deeply Embedded Tumors”, *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, vol.5, no. 4, pp. 981-988.

Fraden Jacob, (2004) *Handbook of Modern Sensors Physics, Designs, and Applications*, Third Edition, Springer, 608p.

Gautschi Gustav, (2002) *Piezoelectric Sensorics: Force Strain Pressure Acceleration and Acoustic Emission Sensors Materials and Amplifiers*, Springer, XIII, 264p.

Hull R., Osgood R. M., Parisi Jr. J., Warlimont H., (2008) *Piezoelectricity: Evolution and Future of a Technology*, Springer Series in materials science, Springer, 579p.

Ikuo Ihara, (2008) *Ultrasonic Sensing: Fundamentals and Its Applications to Nondestructive Evaluation*, Nagaoka University of Technology, 20p.

Jaffe, B., W.R. Cook, and H. Jaffe, (1971) *Piezoelectric Ceramics*. Marietta, Ohio: CBLS Publisher, 317p.

Johnson David E., Hilburn John L., Johnson Johnny R., Scott Peter D., (1995) *Análisis básico de circuitos eléctricos*, Quinta Edición, Prentice Hall, 752p.

KatzirShaul, (2006) *The Beginnings of Piezoelectricity: A Study in Mundane Physics*, Boston studies in philosophy of science, Springer, vol. 246. 278p.

Kawai Heiji, (1969) The Piezoelectricity of Poly (vinylidene Fluoride), *Japan J. Appl.*, vol. 8, pp. 975-976.

Maeder, M.D., D. Damjanovic, and N. Setter, (2004) "Lead Free Piezoelectric Materials". *Journal of Electroceramics*, vol. 13, no1, pp. 385-392.

Manohar S., S.E. Vaartjes, J.C.G. van Hespén, (2007) "Initial Results of in vivo Non-Invasive Cancer Imaging in the Human Breast Using Near-Infrared Photoacoustics", *Optics Express*, Vol. 15 (19), pp. 12277-12285.

Megaw, Helen D., (1957) *Ferroelectricity in Crystals*, London: Methuen & Co Ltd, 220p.

Norton, Harry N., (1984) *Sensores y analizadores*, Colección Electrónica/Informática, 592p.

Novelline, Robert, (1997) *Squire's Fundamentals of Radiology*. Harvard University Press, 5th ed., pp. 34-35.

Oraevsky A. A., E.V. Savateeva, S.V. Solomatin, A.A. Karabutov, Z. Gataliza, and T. Khamapirad, (2002) "Diagnostic Imaging of Breast Cancer Microvasculature with Optoacoustic Tomography", *Engineering in Medicine and Biology, Proceedings of the Second joint EMBS/BMES conference Houston, TX, USA.*, vol. 3, pp 2329-2330.

Patranabis D. (2004) *Sensors and Transducers*, Prentice-Hall of India Pvt.Ltd; 2nd edition, 335p.

Pérez Solano R., Gutiérrez Juárez G, (2012)" Modelo esféricamente simétrico de la señal fotoacústica en el dominio temporal producida por objetos micrométricos: el caso de células de melanoma in vitro", *Superficies y Vacío*, vol. 25, no. 2, pp. 75-81.

Serway Raymond A., (1999) *Electricidad y Magnetismo*, Cuarta edición, McGraw-Hill, 389p.

Soloman Sabrie, (2010) *Sensors Handbook*, Second Edition, McGraw-Hill, 1344p.

Spike T. Benjamin (2006) *The Photoacoustic Effect*, Physics, 325p.

Technologies, (2014) P. Piezo Technologies Material Specification Sheet, 19.06.2014; disponible en: <http://www.piezotechnologies.com/materialssheet.htm>.

Tichý, J., Erhart, J., Kittinger, E., Prívratká, J. (2010) *Fundamentals of Piezoelectric Sensorics: Mechanical, Dielectric, and Thermodynamical Properties of Piezoelectric Materials*, Springer, XII, 207p.

Ueberschlag Pierre, (2001) "PVDF piezoelectric polymer", *sensor review*, vol. 21, no. 2, pp.118-125.

Wang L. V. y Hu S., (2012) "Photoacoustic tomography: in vivo imaging from organelles to organs," *Science* 335, pp. 1458-1462.

Wang L. V., (2009) "Multiscale photoacoustic microscopy and computed tomography," Nature Photonics, vol. 3, no. 9, pp 503-509.

Xu, M. y Wang, L.V. (2006) "Photoacoustic imaging in biomedicine, Review of Scientific Instruments", vol. 77, no. 4, pp. 041101-22.

Capítulo 3

3. Modelo matemático de los sensores piezoeléctricos

En este capítulo se describe el campo acústico en el caso en que le incide una onda de presión a frecuencia ω a un ángulo normal a dos interfases que separan tres medios con el fin de determinar las amplitudes netas de las ondas de presión reflejada, transmitida y en el interior de la película PVDF. Posteriormente se describe el modelo matemático desarrollado para la transducción mecánica-a-eléctrica del sensor piezoeléctrico capacitivo en donde se utilizan las amplitudes de las ondas de presión en el interior del PVDF. Finalmente se describe el modelo matemático que describe el factor de direccionalidad de los sensores cuando incide una onda plana a un ángulo oblicuo. Todo este desarrollo se lleva a cabo para entender la generación de la señal eléctrica en la película PVDF y su registro en el osciloscopio.

3.1 Transmisión y reflexión de ondas acústicas con dos interfases para tres medios

Es importante conocer la amplitud de las ondas de presión en el interior de la película de PVDF porque posteriormente se ocuparán para calcular la polarización eléctrica por unidad de volumen dentro de la película PVDF y entender cómo se genera la señal eléctrica.

Para el análisis de transmisión y reflexión de ondas en el problema de tres medios se consideran ondas ultrasónicas planas a frecuencia única que inciden sobre la película de PVDF (medio 2 de la figura 3.1) embebido entre el medio 1 y 3 (véase figura 3.1). Para los cálculos siguientes se considera todos los materiales como isotrópicos. Cuando una onda de presión ψ_1 incide sobre la película PVDF, se generan 4 ondas de presión diferentes (figura 3.1), que son: la onda de presión reflejada en el medio 1, ψ_2 , la onda de presión neta en la dirección de incidencia (medio 2), ψ_3 , la onda acústica en la dirección de reflexión en el medio 2, ψ_4 , y la onda de presión transmitida en el medio 3, ψ_5 . En cada onda de presión hay una onda de velocidad. La onda de presión y la onda de velocidad están relacionadas por una impedancia intrínseca. La z_1 , z_2 y z_3 de la figura 3.1 son impedancias acústicas del medio material 1, 2 y 3 respectivamente (Reyes *et al*, 2011; Blitz, 1969; Pérez, 2004).

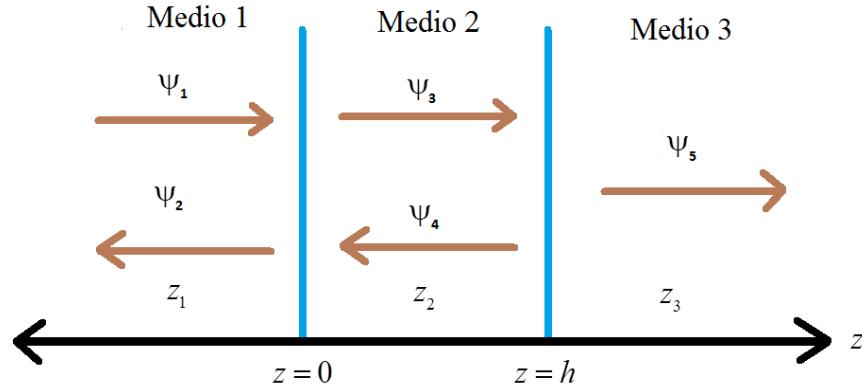


Figura 3.1 Transmisión y reflexión de ondas planas con incidencia normal en dos interfaces

La presión incidente ψ_1 en el medio 1 se asume por la siguiente expresión,

$$\psi_1 = A \cdot e^{j(\omega t - k_1 z)} \quad (3.1)$$

donde, A es el coeficiente de la amplitud de la presión incidente, t es el tiempo, la variable z es la coordenada espacial en la dirección de propagación de la onda acústica en el material PVDF, ω es la frecuencia angular, k es el número de onda en el medio material y está definida como $k = \omega / c$ o $k = 2 \cdot \pi \cdot f / c$ y $c = \lambda \cdot f$ donde λ es la longitud de onda, y f la frecuencia.

La presión de onda reflejada ψ_2 en el medio 1 se expresa como,

$$\psi_2 = B \cdot e^{j(\omega t + k_1 z)} \quad (3.2)$$

donde, B es el coeficiente de amplitud de la onda de presión reflejada en el medio 1 y el signo de la coordenada espacial z cambia de signo porque la onda de presión viaja en sentido opuesto a la de incidencia.

Análogamente, la onda de presión neta en la dirección de incidencia ψ_3 en el medio 2 está dada por,

$$\psi_3 = C \cdot e^{j(\omega t - k_2 z)} \quad (3.3)$$

donde, C es el coeficiente de amplitud de la onda de presión neta incidente en el medio 2, mientras que la onda acústica en la dirección de reflexión ψ_4 en el medio 2 es de la forma siguiente,

$$\psi_4 = D \cdot e^{j(\omega t + k_2 z)} \quad (3.4)$$

donde, D es el coeficiente de amplitud de la onda de presión neta reflejada en el medio 2
La onda de presión transmitida ψ_5 en el medio 3 se escribe como,

$$\Psi_5 = G \cdot e^{j(\omega t - k_3 z)}, \quad (3.5)$$

donde, G es el coeficiente de amplitud de la onda reflejada en el medio 2.

Finalmente, la onda de velocidad incidente V_1 en el medio 1 se asume dada por la siguiente expresión,

$$V_1 = \frac{A}{z_1} \cdot e^{j(\omega t - k_1 z)}. \quad (3.6)$$

Por otra parte, la onda de velocidad reflejada V_2 en medio 1, 2 está dada por,

$$V_2 = -\frac{B}{z_1} \cdot e^{j(\omega t + k_1 z)}. \quad (3.7)$$

La onda de velocidad neta en la dirección de incidencia V_3 en el medio 2 se escribe como,

$$V_3 = \frac{C}{z_2} \cdot e^{j(\omega t - k_2 z)}. \quad (3.8)$$

La onda de velocidad en la dirección de reflexión V_4 en el medio 2 es de la forma siguiente,

$$V_4 = -\frac{D}{z_2} \cdot e^{j(\omega t + k_2 z)}. \quad (3.9)$$

La onda de velocidad transmitida V_5 en el medio 3 está dada por,

$$V_5 = \frac{G}{z_3} \cdot e^{j(\omega t - k_3 z)}. \quad (3.10)$$

Se tiene que aplicar condiciones en la frontera para resolver las amplitudes de la onda reflejada, transmitida y de las ondas netas en el interior de la película PVDF. Las condiciones de frontera son: presión continua en las dos interfases, velocidad continua en las dos interfases (figura 3.1). Para la coordenada espacial en la dirección de propagación de la onda acústica en el material PVDF se tiene $z = 0$ para la interfase 1 (entre el medio 1 y 2 de la figura 3.1) y $z = h$ para la interfase 2 (entre el medio 2 y 3 de la figura 3.1).

Que la presión sea continua a través de la frontera en $z = 0$ implica que,

$$\left[A \cdot e^{j(\omega t - k_1 z)} + B \cdot e^{j(\omega t - k_1 z)} \right]_{z=0^-} = \left[C \cdot e^{j(\omega t - k_2 z)} + D \cdot e^{j(\omega t - k_2 z)} \right]_{z=0^+}$$

donde $z = 0^-$ quiere decir $z \rightarrow z_1$ pero con $z < z_1$ y $z = 0^+$ quiere decir $z \rightarrow z_1$ pero con $z > z_1$. De aquí en adelante se usa esta expresión para la condición de frontera.

Sustituyendo $z = 0$ en las exponenciales y cancelando el factor común a todos los términos, $e^{j\omega t}$, queda,

$$A + B = C + D. \quad (3.11)$$

Posteriormente, igualando la onda de velocidad de ambos lados de la frontera en $z = 0$ resulta en,

$$\left[\frac{A \cdot e^{j(\omega t - k_1 z)} - B \cdot e^{j(\omega t + k_1 z)}}{z_1} \right]_{z=0^-} = \left[\frac{C \cdot e^{j(\omega t - k_2 z)} - D \cdot e^{j(\omega t + k_2 z)}}{z_2} \right]_{z=0^+}$$

Sustituyendo $z = 0$ en las exponenciales y cancelando el factor común $e^{j\omega t}$, resulta,

$$\frac{A - B}{z_1} = \frac{C - D}{z_2}. \quad (3.12)$$

De la misma forma, igualando la presión en ambos lados de la frontera en $z = h$ se obtiene,

$$\left[C \cdot e^{j(\omega t - k_2 z)} + D \cdot e^{j(\omega t + k_2 z)} \right]_{z=h^-} = \left[G \cdot e^{j(\omega t - k_3 z)} \right]_{z=h^+}$$

donde, $z = h^-$ quiere decir $z \rightarrow h$ pero con $z < h$ y $z = h^+$ quiere decir $z \rightarrow h$ pero con $z > h$.

De aquí en adelante se usa esta expresión para la condición de frontera. Al sustituir $z = h$ y cancelando el factor común en la ecuación anterior se reduce a,

$$C \cdot e^{-jk_2 h} + D \cdot e^{jk_2 h} = G \cdot e^{-jk_3 h}, \quad (3.13)$$

Aplicando la condición de frontera de velocidad continua en $z = h$ resulta en,

$$\left[\frac{C \cdot e^{j(\omega t - k_2 z)}}{z_2} - \frac{D \cdot e^{j(\omega t + k_2 z)}}{z_2} \right]_{z=h} = \left[\frac{G \cdot e^{j(\omega t - k_3 z)}}{z_3} \right]_{z=h}.$$

Al sustituir $z = h$ la ecuación anterior se reduce a,

$$\frac{C}{z_2} \cdot e^{-jk_2h} - \frac{D}{z_2} \cdot e^{jk_2h} = \frac{G}{z_3} \cdot e^{-jk_3h} . \quad (3.14)$$

En resumen, las ecuaciones (3.11)-(3-14) forman un sistema de cuatro ecuaciones con cuatro incógnitas a resolver.

Resolviendo el sistema de ecuaciones por sustituciones directas se obtiene la amplitud de la presión ψ_3 , es decir C en el medio 2, como,

$$C = \frac{t_{12} \cdot A}{1 + r_{12} \cdot r_{23} \cdot e^{-2\beta_1}} . \quad (3.15)$$

Sustituyendo el coeficiente de amplitud de la presión ψ_3 en la ecuación (3.3) tenemos

$$\Psi_3 = \frac{t_{12} \cdot A}{1 + r_{12} \cdot r_{23} \cdot e^{-2\beta_1}} \cdot e^{j(\omega t - k_2 z)} , \quad (3.16)$$

donde, $\beta_1 = jk_2h$, $r_{12} = (z_1 - z_2)/(z_1 + z_2)$, $r_{23} = (z_3 - z_2)/(z_2 + z_3)$, h es el espesor del polímero PVDF.

La solución del coeficiente de amplitud de la presión reflejada D en el medio 2 es,

$$D = \frac{r_{23} t_{12} \cdot e^{-2\beta_1} \cdot A}{1 + r_{12} \cdot r_{23} \cdot e^{-2\beta_1}} . \quad (3.17)$$

Al sustituir el coeficiente de amplitud de la onda de presión reflejada neta D en el medio 2 en la ecuación (3.4) resulta en,

$$\Psi_4 = \frac{r_{23} t_{12} \cdot e^{-2\beta_1} \cdot A}{1 + r_{12} \cdot r_{23} \cdot e^{-2\beta_1}} \cdot e^{j(\omega t + k_2 z)} , \quad (3.18)$$

donde, $t_{12} = 2z_1 / (z_1 + z_2)$.

La solución del coeficiente de amplitud de la onda de presión reflejada en el medio 1 ψ_2 es,

$$B = \left(\frac{r_{12} + r_{23} e^{-2\beta_1}}{1 + r_{12} \cdot r_{23} \cdot e^{-2\beta_1}} \right) A . \quad (3.19)$$

Al sustituir el coeficiente de amplitud de la presión ψ_2 en la ecuación (3.2) se obtiene

$$\psi_2 = \left(\frac{r_{12} + r_{23}e^{-2\beta_1}}{1 + r_{12} \cdot r_{23} \cdot e^{-2\beta_1}} \right) A \cdot e^{j(\omega t + k_1 z)}. \quad (3.20)$$

La solución de la amplitud de la presión transmitida en el medio 3 G es,

$$G = \left(\frac{z_3 \cdot e^{-\beta_1} + r_{12} \cdot z_3 \cdot e^{-\beta_1} - r_{23} z_3 \cdot e^{-\beta_1} - r_{12} r_{23} z_3 \cdot e^{-\beta_1}}{z_2 e^{-\beta_2} + r_{12} \cdot r_{23} \cdot z_2 \cdot e^{-2\beta_1 - \beta_2}} \right) A. \quad (3.21)$$

Al sustituir la amplitud G en la ecuación (3.5) se obtiene

$$\psi_5 = \left(\frac{z_3 \cdot e^{-\beta_1} + r_{12} \cdot z_3 \cdot e^{-\beta_1} - r_{23} z_3 \cdot e^{-\beta_1} - r_{12} r_{23} z_3 \cdot e^{-\beta_1}}{z_2 e^{-\beta_2} + r_{12} \cdot r_{23} \cdot z_2 \cdot e^{-2\beta_1 - \beta_2}} \right) A \cdot e^{j(\omega t - k_3 z)} \quad (3.22)$$

donde, $\beta_2 = jk_3 h$.

El detalle del desarrollo matemático se incluye en el apéndice A.

3.2 Modelo matemático para la transducción mecánica-a-eléctrica del sensor piezoeléctrico capacitivo

A continuación se describe el desarrollo de una expresión matemática para la transducción mecánica-a-eléctrica para comprender la generación de la señal eléctrica utilizando el campo de presión al interior de la película usando las presiones que se calcularon en la sección anterior.

Por simplicidad se considera el sensor como una lámina de PVDF inmersa en un medio homogéneo. No se considera el efecto de los electrodos ni el encapsulamiento del sensor.

La polarización por unidad de volumen se puede dividir en dos componentes. Una inducida por el campo eléctrico y la otra por el campo de estrés mecánico. La contribución al momento dipolar eléctrico total por unidad de volumen (\mathbf{P}) del material inducido por el campo eléctrico aplicado (en ausencia de tensión mecánica), se puede escribir como, $\mathbf{P}_E = \epsilon_0 \bar{\chi}_e \cdot \mathbf{E}$, donde \mathbf{P}_E es la polarización por unidad de volumen inducida por el campo eléctrico (\mathbf{E}), $\bar{\chi}_e$ es el tensor de susceptibilidad eléctrica y ϵ_0 es la permitividad eléctrica del vacío. Un campo de tensión mecánica, \mathbf{S} , también contribuye al momento dipolar inducida por unidad de volumen en los materiales piezoeléctricos. En el régimen de respuesta lineal del material y en ausencia de un campo eléctrico, la contribución a \mathbf{P} por el estrés mecánico se puede escribir como, $\mathbf{P}_s = \bar{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{S}$, donde \mathbf{P}_s es la polarización por unidad de volumen inducido por el campo de estrés mecánico, $\bar{\mathbf{d}}$ es el tensor piezoeléctrico (Kalpesh, 2013; Cray, 2001). En presencia de pequeños campos eléctricos y el estrés mecánico, la

polarización eléctrica por unidad de volumen en el piezoeléctrico es la suma de \mathbf{P}_E y \mathbf{P}_S . Es decir, en un material piezoeléctrico tenemos (Katzir, 2006),

$$\mathbf{P} = \mathbf{d} \cdot \mathbf{S} + \varepsilon_0 \chi_e \cdot \mathbf{E}. \quad (3.23)$$

En la ecuación (3.23), se supone que el campo de estrés y el campo eléctrico tienen amplitudes suficientemente pequeñas para que ninguno de los campos afecte al tensor piezoeléctrico o el tensor de susceptibilidad eléctrica (figura 3.2). Aquí se analiza la transducción de una onda de presión ultrasónica, en una señal eléctrica, mediante una película piezoeléctrica de espesor h (figura 3.2). Se supone que las dimensiones laterales del piezoeléctrico son infinitas. Por claridad suponemos que los electrodos están separados del PVDF por una distancia infinitesimal g para mayor claridad de los fenómenos físicos subyacentes, estos espacios se muestran en la figura 3.2 con la letra g . Al final del cálculo se toma el límite $g \rightarrow 0$.

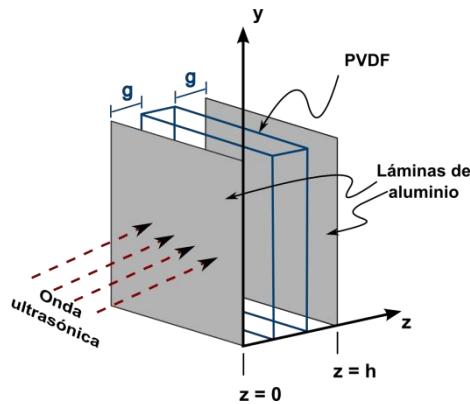


Figura 3.2 La transducción de una onda de presión ultrasónica en una señal eléctrica.

Ahora se supone que una onda de presión ultrasónica incide sobre el plano $z = 0$. El campo de ondas de presión en el interior del material consiste en una superposición de ondas planas viajan a la derecha, $\psi_3(z, t)$, y una superposición de planos de las ondas que viajan a la izquierda, $\psi_4(z, t)$. El campo de presión dentro del material piezoeléctrico es,

$$\psi_1(z, t) = \psi_3(z, t) + \psi_4(z, t) \quad (3.24)$$

Cuando la onda de presión incide normal a la placa piezoeléctrica, el campo de esfuerzos en el interior del material tiene todos los componentes iguales a cero, excepto,

$$S_{33} = \psi_1(z, t), \quad (3.25)$$

donde, S_{33} es el componente del estrés mecánico que se aplica a un área con la normal en la dirección z .

La contribución del estrés de campo para el vector de polarización eléctrica de los materiales piezoeléctricos tiene sólo componente z dado por.

$$P_{zs} = d_{33} S_{33}, \quad (3.26)$$

donde, d_{33} es el componente del tensor piezoeléctrico que relaciona el estrés mecánico con la polarización eléctrica.

La polarización eléctrica induce una densidad de carga superficial volumétrica (ρ_b) y una densidad de carga superficial (ρ_s) de acuerdo con las siguientes relaciones electrodinámicas,

$$\nabla \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r},t) = -\rho_b(\mathbf{r},t) \text{ y } \mathbf{P}(\mathbf{r},t) \cdot \hat{\mathbf{n}} = \rho_s(\mathbf{r},t),$$

donde, $\hat{\mathbf{n}}$ es el vector unitario normal a las superficies del piezoeléctrico en la dirección al exterior. Las densidades de carga inducidas por el estrés son,

$$\rho_b(\mathbf{r},t) = -\nabla \cdot (d_{33} S_{33} \hat{\mathbf{a}}_z) = -d_{33} \frac{\partial S_{33}}{\partial z},$$

$$\rho_z^{(0)} = -d_{33} S_{33} \Big|_{z=0} \text{ y } \rho_z^{(h)} = -d_{33} S_{33} \Big|_{z=h}.$$

El campo eléctrico en el interior del piezoeléctrico debido a las densidades de cargas inducidas por el estrés mecánico se obtiene a partir de la ley de Gauss en medios polarizables.

Por simplicidad en la notación en lo subsecuente se supone que la susceptibilidad y la permeabilidad eléctrica del material es un escalar sin que esto afecte el resultado final. La ley de Gauss dice,

$$\nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{E}) = \rho_{ext},$$

donde, ρ_{ext} es la denominada densidad de carga externa, la cual no depende del campo eléctrico, sino de cualquier otro parámetro físico, y $\varepsilon = \varepsilon_0 (1 + \chi_e)$, es la permitividad eléctrica del material piezoeléctrico y χ_e es la susceptibilidad eléctrica.

El campo eléctrico debido a la densidad de carga inducida por el estrés mecánico se obtiene a partir de la ley de Gauss, en este caso toma la forma,

$$\frac{\partial \varepsilon E_z}{\partial z} = \rho_b.$$

Por lo tanto, la contribución al campo eléctrico de la densidad volumétrica de carga ρ_b es, mayor,

$$E_z^{(b)}(z) - E_z^{(b)}(0) = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^z \rho_b(z') dz' = -\frac{d_{33}}{\varepsilon} \int_0^z \frac{\partial S_{33}}{\partial z'} dz' = -\frac{d_{33}}{\varepsilon} [S_{33}(z) - S_{33}(0)].$$

Las cargas volumétricas se distribuyen entre $0 < z < h$. Entonces, justo fuera de este rango, se tiene,

$$E_z^{(b)}(h^+) - E_z^{(b)}(0^-) = -\frac{d_{33}}{\varepsilon} \int_{0^-}^{h^+} \frac{\partial S_{33}}{\partial z'} dz' = -\frac{d_{33}}{\varepsilon} [S_{33}(h^+) - S_{33}(0^-)],$$

Pero por la simetría del problema se tiene que, $E_z^{(b)}(h^+) = -E_z^{(b)}(0^-)$ y por lo tanto,

$$E_z^{(b)}(0) = \frac{d_{33}}{\varepsilon} \left[\frac{S_{33}(h^+) + S_{33}(0^-)}{2} \right].$$

Así,

$$E_z^{(b)}(z) = -\frac{d_{33}}{\varepsilon} S_{33}(z) + \frac{d_{33}}{\varepsilon} \left[\frac{S_{33}(h^+) + S_{33}(0^-)}{2} \right]. \quad (3.27)$$

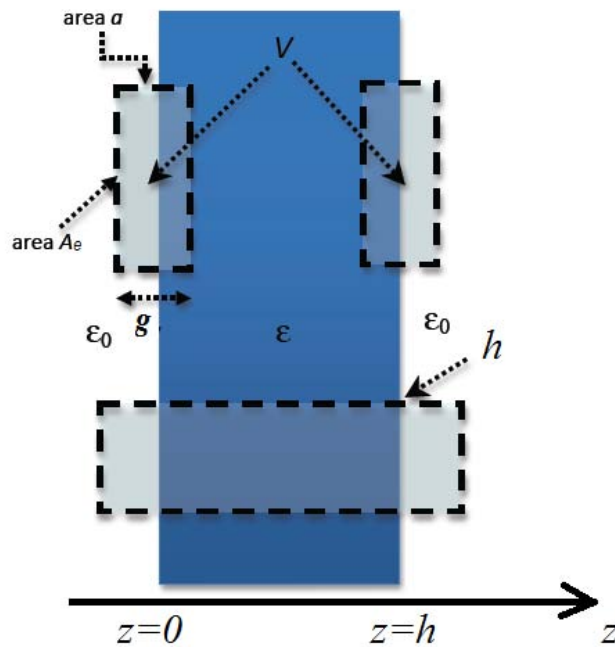


Figura 3.3 Cargas de superficie inducidas por el estrés.

Las cargas de superficie inducidas por el estrés mecánico inducen un campo eléctrico adicional. Este campo es constante a través de la superficie piezoeléctrica. Se puede deducir considerando pequeños volúmenes de sección transversal rectangular atravesando las interfaces como se muestra en la figura 3.3 y el uso de la ley de Gauss.

Primero consideramos la caja atravesando la superficie en $z = h$ como se muestra en la figura 3.3. Se integra ambos lados de la ley de Gauss sobre el volumen encerrado por los rectángulos de áreas en la figura 3.3 y se utiliza el teorema de la divergencia. Se obtiene,

$$\int_S \epsilon \mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{n}} da = \int_V \rho_{ext} dV, \quad (3.28)$$

donde, S es la superficie que encierra el volumen V . La integral de superficie se divide en seis y hacemos que g tienda a cero (ver Figura 3.3). Las cuatro integrales sobre los lados de la caja que son normales a la superficie $z = h$ tienden a cero a medida que la anchura de la caja disminuya. Por lo tanto, las únicas contribuciones a la integral de superficie son las integrales sobre los lados de la caja que son paralelas a la interfaz. Por lo tanto,

$$A\epsilon_0 E_z \Big|_{z=h^+} - A_e \epsilon E_z \Big|_{z=h^-} = A_e \rho_s^{(z=h)}.$$

$E_z \Big|_{z=h^+}$ es el campo eléctrico fuera del piezoeléctrico mientras que, $E_z \Big|_{z=h^-}$, es el campo en el interior del piezoeléctrico. Puesto que se puede asumir que el campo eléctrico es independiente de z entre $z = 0$ y $z = h$, vamos a denotar estos campos como $E_z^{z>h}$ y E_z^{sL} respectivamente.

El superíndice sL se utiliza para indicar la contribución de las "cargas de superficie en la interfaz de la izquierda".

$$\begin{aligned} A_e e E_z^{sL} &= A_e e_0 E_z^{(z>h)} - r_s^{(z=h)}, \\ E_z^{sL} &= -\frac{d_{33}}{e} S_{33} \Big|_{z=h} + \frac{e_0}{e} E_z^{(z>h)}. \end{aligned}$$

El campo eléctrico resultante de las cargas superficiales inducidas por el estrés en $z = 0$, se obtiene de la misma manera.

$$\begin{aligned} A_e e E_z^{sR} &= A_e r_s^{(z=0)} - A_e e_0 E_z^{(z<0)}, \\ E_z^{sR} &= -\frac{d_{33}}{e} S_{33} \Big|_{z=0} - \frac{e_0}{e} E_z^{(z<0)}. \end{aligned}$$

El subíndice sR se utiliza para referirse a la contribución de las "cargas de superficie en la interfaz de la derecha".

El campo eléctrico total en el interior del piezoelectrico que surge de las cargas inducidas por el estrés mecánico, es la suma

$$E_z^s(z) = E_z^{(b)}(z) + E_z^{sL}(z) + E_z^{sR}(z) \quad \text{para } 0 < z < h.$$

Por lo tanto,

$$E_z^s(z) = -\frac{d_{33}}{e} S_{33}(z) + \frac{d_{33}}{e} \left[\frac{S_{33}(h) + S_{33}(0)}{2} \right] + \frac{e_0}{e} E_z^{(z>h)} - \frac{d_{33}}{e} S_{33}(h) - \frac{d_{33}}{e} S_{33}(0) - \frac{e_0}{e} E_z^{(z<0)}. \quad (3.29)$$

Ahora, si se tiene en cuenta una caja con lados paralelos y normal al piezoelectrico y que cruza de un lado del piezoelectrico al otro (como se muestra en la parte inferior de la figura 3.3), del análisis de la ley de Gauss tenemos que, $E_z^{(z>h)} - E_z^{(z<0)} = 0$; ya que la integral sobre el piezoelectrico de las densidades de carga inducidas (tanto del volumen como la superficie) es cero. Por otro lado, debido a la simetría, $E_z^{(z>h)}$ y $E_z^{(z<0)}$ deben ser de signo contrario, y por lo tanto se concluye que, $E_z^{(z>h)} = E_z^{(z<0)} = 0$.

Factorizando los términos de la ecuación (3.29) del interior de piezoelectrico tenemos,

$$E_z^s(z) = -\frac{d_{33}}{\varepsilon} S_{33}(z) - \frac{d_{33}}{\varepsilon} \left[\frac{S_{33}(h) + S_{33}(0)}{2} \right]. \quad (3.30)$$

Ahora se supone que la lámina de piezoelectrico está entre dos electrodos planos que forman un condensador de placas paralelas (figura 3.2). Cuando los electrodos se cargan de una densidad superficial $\rho_s^{(e)}$, se produce un campo eléctrico entre los electrodos. Este campo eléctrico también induce una polarización por unidad de volumen del material piezoelectrico. El campo eléctrico y la polarización inducida por las cargas de los electrodos simplemente se suman con el campo eléctrico y la polarización inducida por el estrés mecánico. Dentro de los espacios que se muestran en la figura 3.2 (letra g), el campo eléctrico debido a las cargas de los electrodos, es normal a las interfases con amplitud $E_z^{(e)} = \rho_s^{(e)} / \varepsilon_0$, con la superficie del piezoelectrico en el campo eléctrico está también en la dirección z y de la amplitud $E_z^{(e)} = \rho_s^{(e)} / \varepsilon$. El campo eléctrico total en el interior del piezoelectrico es,

$$E_z(z) = -\frac{d_{33}}{\varepsilon} S_{33}(z) - \frac{d_{33}}{\varepsilon} \left[\frac{S_{33}(h) + S_{33}(0)}{2} \right] + \rho_s^{(e)} / \varepsilon \quad (3.31)$$

Suponiendo que la separación g tiende a cero, la diferencia de potencial eléctrico entre los electrodos se obtiene integrando al campo eléctrico de la siguiente manera,

$$V_c = -\int_0^h E_z(z) dz = \frac{d_{33}}{\varepsilon} \int_0^h [S_{33}(z)] dz + \frac{d_{33}}{\varepsilon} \int_0^h \left[\frac{S_{33}(h) + S_{33}(0)}{2} \right] dz - \int_0^h \left(\frac{\rho_s^{(e)}}{\varepsilon} \right) dz,$$

esto es,

$$V_c = \frac{Q_e h}{A\varepsilon} + \frac{d_{33} h}{\varepsilon} \left[\frac{S_{33}(h) + S_{33}(0)}{2} \right] + \int_0^h \frac{d_{33}}{\varepsilon} [S_{33}(z)] dz,$$

donde se usa $Q_e = \rho_s^{(e)} A_e$, donde A_e es el área de los electrodos y la carga Q_e de los electrodos.

Como vimos en la sección 3.1, la onda de presión ultrasónica dentro de la película piezoeléctrica es $\psi_3 + \psi_4$ con $\psi_3 = c \cdot \psi_1 e^{j(\omega t - k_2 z)}$ y $\psi_4 = d \cdot \psi_1 e^{j(\omega t + k_2 z)}$, donde ψ_1 es la amplitud de la onda de presión incidente. Mientras que $k_2 = 2\pi/\lambda_2 = \omega/c_2$, donde λ_2 es la longitud de onda, c_2 es la velocidad de fase del sonido en el piezoeléctrico; por lo tanto, la frecuencia angular es $\omega = 2\pi f$ donde f es la frecuencia.

A partir de las ecuaciones (3.15) y (3.17), se encuentra que los coeficientes c y d de las ondas están dado por,

$$c(\omega) = \frac{t_{12}}{1 + r_{12} \cdot r_{23} \cdot e^{-2\beta_1}} \text{ y } d(\omega) = \frac{r_{23} t_{12} \cdot e^{-2\beta_1}}{1 + r_{12} \cdot r_{23} \cdot e^{-2\beta_1}} \quad (3.32)$$

siendo, $\beta_1 = jk_2 h$, $r_{12} = (z_1 - z_2)/(z_1 + z_2)$, $r_{23} = (z_3 - z_2)/(z_2 + z_3)$, $t_{12} = 2z_1/(z_1 + z_2)$.

Notemos que r_{12} y r_{23} son los coeficientes de reflexión en incidencia normal en las interfaces entre el medio de reflexión (medio $z < 0$) y el medio piezoeléctrico (medio 3, para $z > 0$) y la interfaz entre el piezoeléctrico (medio 2 para $z < h$) y el medio de transmisión (medio 3, $z > h$), t_{12} es el coeficiente de transmisión (medio 2 para $z > h$) respectivamente. Mientras que z_1 , z_2 y z_3 son las impedancias acústicas del medio 1, 2 y 3, respectivamente. Así tenemos que,

$$V_c = \frac{Q_e}{C_0} + \frac{d_{33} h}{\varepsilon} \left[\frac{c(\omega) [e^{-jk_2 h} + 1] + d(\omega) [e^{jk_2 h} + 1]}{2} \right] \psi_1 + \int_0^h \frac{d_{33}}{\varepsilon} [\psi_3(z) + \psi_4(z)] dz; \quad (3.33)$$

donde, $C_0 = \varepsilon A_e / h$ es la capacitancia eléctrica.

Realizando la integral anterior llegamos a,

$$V_c = \frac{Q_e}{C_0} + \frac{d_{33}h}{\varepsilon} \left[\frac{c(\omega)[e^{-jk_2h} + 1] + d(\omega)[e^{jk_2h} + 1]}{2} \right] \Psi_1 + \frac{d_{33}}{\varepsilon} \left[\frac{c(\omega)[e^{-jk_2h} - 1]}{-jk_2} + \frac{d(\omega)[e^{jk_2h} - 1]}{jk_2} \right] \Psi_1$$

El factor $\exp(j\omega t)$ está implícito en todos los términos.

No es difícil ver que el circuito equivalente es un condensador C_0 en serie con una fuente de voltaje V_s dada por,

$$V_s(\omega) = \frac{d_{33}h}{\varepsilon} \left[\frac{c(\omega) \left[e^{\frac{-j\omega h}{c_2}} + 1 \right] + d(\omega) \left[e^{\frac{j\omega h}{c_2}} + 1 \right]}{2} \right] \Psi_1 + j \frac{d_{33}c_2}{\varepsilon} \left[\frac{c(\omega) \left[e^{\frac{-j\omega h}{c_2}} - 1 \right]}{\omega} - \frac{d(\omega) \left[e^{\frac{j\omega h}{c_2}} - 1 \right]}{\omega} \right] \Psi_1 \quad (3.34)$$

donde usamos $k_2 = \omega / c_2$.

Si se conecta el circuito a un osciloscopio se añade una impedancia en serie y se cierra el circuito (figura 3.4). Por lo tanto, el voltaje en la impedancia de entrada del osciloscopio, $V_{osc} = Iz_i$, más la caída de voltaje a través del condensador piezoeléctrico debe ser cero.

Así se obtiene,

$$V_{osc} + \frac{Q_e}{C_0} + V_s = 0 \quad (3.35)$$

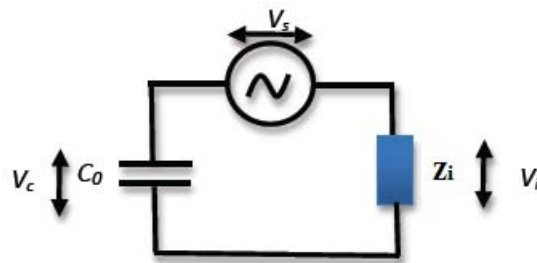


Figura 3.4 Circuito equivalente del sensor piezoeléctrico con el osciloscopio.

Si se toma la derivada con respecto al tiempo en ambos lados de la ecuación, se obtiene,

$$\begin{aligned}
j\omega V_{osc} + \frac{I}{C_0} + j\omega V_s &= 0, \\
j\omega I z_i + \frac{I}{C_0} + j\omega V_s &= 0, \\
\left(j\omega z_i + \frac{1}{C_0} \right) I + j\omega V_s &= 0,
\end{aligned}$$

La corriente a través del circuito es,

$$I = \frac{-V_s}{z_i + \frac{1}{j\omega C_0}} \quad (3.36)$$

El voltaje en el osciloscopio es,

$$V_{osc} = \frac{-z_i}{z_i + \frac{1}{j\omega C_0}} V_s \quad (3.37)$$

3.2.1 La función de transferencia mecánica a eléctrica

Se tiene la función de transferencia como,

$$\mathbf{H}(\omega) = \frac{V_{osc}(\omega)}{\Psi_1(\omega)} \quad (3.38)$$

Por lo tanto se obtiene,

$$\begin{aligned}
\mathbf{H}(\omega) = \frac{-z_i(\omega)}{z_i(\omega) + \frac{1}{j\omega C_0}} & \left\{ \frac{d_{33}h}{2\varepsilon} \left[c(\omega) \left(e^{\frac{-j\omega h}{c_2}} + 1 \right) + d(\omega) \left(e^{\frac{j\omega h}{c_2}} + 1 \right) \right] + \right. \\
& \left. j \frac{d_{33}c_2}{\omega\varepsilon} \left[c(\omega) \left(e^{\frac{-j\omega h}{c_2}} - 1 \right) - d(\omega) \left(e^{\frac{j\omega h}{c_2}} - 1 \right) \right] \right\} \quad , \quad (3.39)
\end{aligned}$$

donde, $c(\omega)$ y $d(\omega)$ se definieron anteriormente.

3.3 Direccionalidad de los sensores

Los sensores aquí estudiados presentan cierta direccionalidad en su respuesta a la onda de presión incidente. Esta direccionalidad tiene su origen en la oscilación de la presión sobre

la superficie plana del sensor en un instante dado cuando la onda incide a un ángulo diferente de cero (es decir, oblicuamente). Además de la incidencia oblicua, la direccionalidad tiene su origen en los diferentes regímenes del campo de presión. Cerca de la fuente (campo cercano) donde su forma no es plana, lejos de la fuente (campo lejano) donde la onda es plana y el frente de onda llega al mismo tiempo al sensor. Dependiendo de la longitud de onda de la onda de presión incidente y del ángulo de incidencia, las regiones de la superficie del sensor donde la presión es máxima y las regiones donde es mínima cambian. Al aumentar el ángulo de incidencia la integral de la presión sobre la superficie del sensor tiende a cancelarse y no se genera una señal eléctrica.

Con el fin de modelar la respuesta direccional, se pueden considerar sub-áreas cuadradas del sensor (Figura 3.5) como pequeños condensadores conectados en paralelo. La caída de voltaje V_c en un momento dado es la misma en todos los sub-condensadores, pero el flujo de corriente es diferente (Figura 5.6b). Se enumeran a todos los sub-condensadores, C_n , y se supone que todos tienen la misma área a . Se supone una onda plana que incide oblicuamente en un ángulo θ a lo largo del plano xz . Entonces, la onda de presión en la superficie frontal del sensor es,

$$\psi_1(x, y, z = 0) = \psi_1 \exp(i\omega t) \exp(-ik_x^i x),$$

donde, $k_x^i = (\omega/c_1) \sin \theta_i$ es la componente x para el vector de onda incidente de la onda ultrasónica.

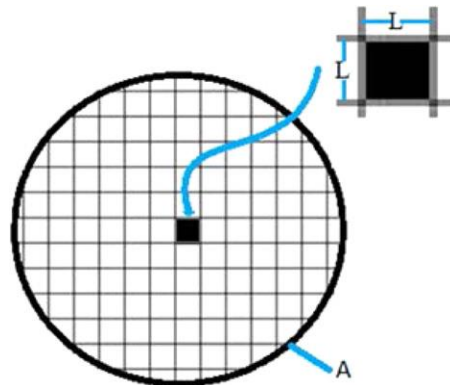


Figura 3.5 Geometría del sensor dividido en sub-áreas de la capacitancia C_n ; cada sensor es de área $L \times L$.

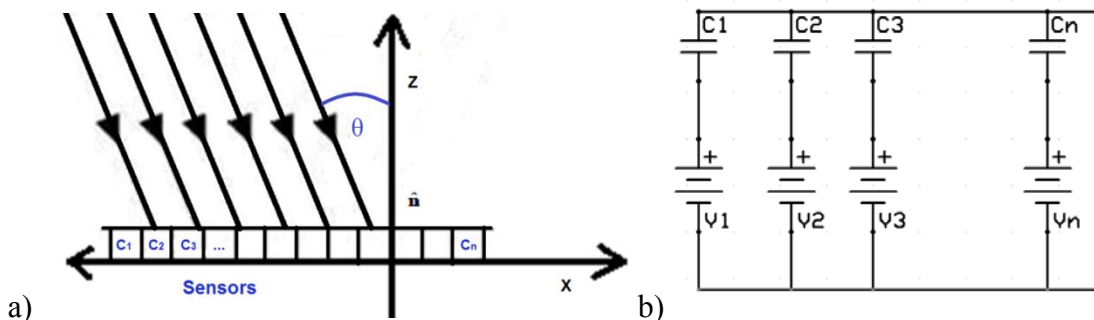


Figura 3.6 Analogía del sensor: a) representación geométrica de una vista lateral y b) circuito equivalente. En el inciso a) se ilustra que las ondas de presión inciden oblicuamente sobre la

superficie del sensor que está constituido por pequeños sub-capacitores numerados de C_1 a la C_n mientras que el inciso b) se indica el circuito equivalente de los sub-capacitores conectados en paralelo.

Para el n -ésimo sub-condensador se tiene que,

$$V_c = \frac{Q_e^{(n)}}{C_0^{(n)}} + V_s(\omega) \cdot \psi_1^{(n)}, \quad (3.40)$$

donde, equivalentemente $Q_e^{(n)}$ y $C_0^{(n)} = \epsilon a / h$ son la carga y la capacidad del n -ésimo sub-condensador, respectivamente. Mientras que $\exp(-jk_x^i x_n)$ es la fase de la onda incidente, $\psi_1^{(n)} = \psi_1 \exp(j\omega t) \exp(-jk_x^i x_n)$, que incide sobre el n -ésimo elemento situado en la posición (x_n, y_n) . Dado que la corriente que circula a través de cada elemento es $I_n = dQ_e^{(n)} / dt$, se obtiene,

$$I_n = j\omega C_0^{(n)} \cdot [V_c - V_s(\omega) \cdot \psi_1^{(n)}]. \quad (3.41)$$

El flujo de la corriente neta a través de los sensores es la suma de todas las corrientes en cada uno de los sub-condensadores, es decir,

$$I = \sum_I^N I_n = j\omega \sum_I^N C_0^{(n)} [V_c - V_s(\omega) \psi_1 \exp(-ik_x^i x_n)]. \quad (3.42)$$

De nuevo, el factor $\exp(j\omega t)$ está implícito en todos los términos. Ahora se aproxima la suma como una integral sobre el área del sensor y luego se resuelve para la caída de potencial eléctrico en el sensor, se obtiene,

$$V_c = \frac{I}{j\omega C_0} + V_s(\omega) \psi_1 F(\theta_1), \quad (3.43)$$

donde,

$$F(\theta_1) = \frac{1}{A} \iint_A e^{-ik_x x} dx dy, \quad (3.44)$$

Se refiere a esta función como la función de direccionalidad. Claramente, el circuito equivalente es de nuevo un condensador C_0 en serie con una fuente de tensión dependiente del ángulo de incidencia oblicua, $V_{ob}(\theta_1)$ dando $V_{ob}(\omega, \theta_1) = V_s(\omega) \psi_1 F(\theta_1)$. Al igual que antes, si se conecta el circuito a un osciloscopio se obtiene,

$$V_{osc} = \frac{-Z_i}{Z_i + \frac{1}{j\omega C_0}} V_s(\omega) \psi_1 F(\theta_1). \quad (3.45)$$

Los sensores tienen una sección transversal circular. En este caso, la integral de la ecuación (3.44) se puede escribir como,

$$F(\theta_1) = \frac{1}{A} \int_0^r \int_0^{2\pi} e^{-ik_x r \cos\theta} \rho d\theta d\rho. \quad (3.46)$$

Esta integral es bien conocida y está dada (Hecht, 2003),

$$F(\theta_1) = 2 J_1(\omega r \sin \theta_1 / c_1) / (\omega r \sin \theta_1 / c_1), \quad (3.47)$$

donde, J_1 es la función de Bessel de orden uno (de primera clase), donde se utilizó $k_x = (\omega / c_1) \sin \theta_1$ (Hecht, 2003).

El desarrollo aquí presentado a detalle se incluyó en forma resumida en (Reyes-Ramírez *et al*, 2013).

3.4 Evaluación numérica de la función de transferencia

En la figura 3.7 se muestra la magnitud de la función de transferencia dada en la ecuación (3.39) como función de la frecuencia f de 1 MHz a 50 MHz para espesores del polímero PVDF de 9, 28, 52 y 110 μm de espesor inmerso en: aire, agua y en un medio ideal de la misma impedancia acústica que la del polímero PVDF (un acoplamiento perfecto). Para generar las curvas de la fig. 3.7 se asumió que la velocidad del sonido en el aire, el agua y en el PVDF es de 343 m/s, 1484 m/s, y 2200 m/s, respectivamente. Además se consideraron las densidades correspondientes como $1.29 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^3$, 1000 Kg/m^3 y 1780 Kg/m^3 , respectivamente.

Se puede apreciar que la función de transferencia predicha por la ecuación (3.39) decae abruptamente en 13 y 32 MHz para 110 μm de espesor de la película de PVDF. Para otros espesores (9, 28, 52 m de película de PVDF) la función de transferencia decae a frecuencias más altas en los tres casos (en aire, agua y en acoplamiento perfecto). La función de transferencia para la película PVDF en el aire presenta resonancias con picos afilados en 10, 30 y 50 MHz para 110 μm , 22 MHz para 52 μm , 39 MHz para 28 μm y mayor a 50 MHz para 9 μm . Pero estas resonancias ya no están presentes en las figuras 3.7 b y c debido a un mejor acoplamiento de la impedancia en las interfaces del PVDF. Se observa que la diferencia entre la respuesta espectral del sensor en agua y el caso de acoplamiento de impedancias perfecto es insignificante.

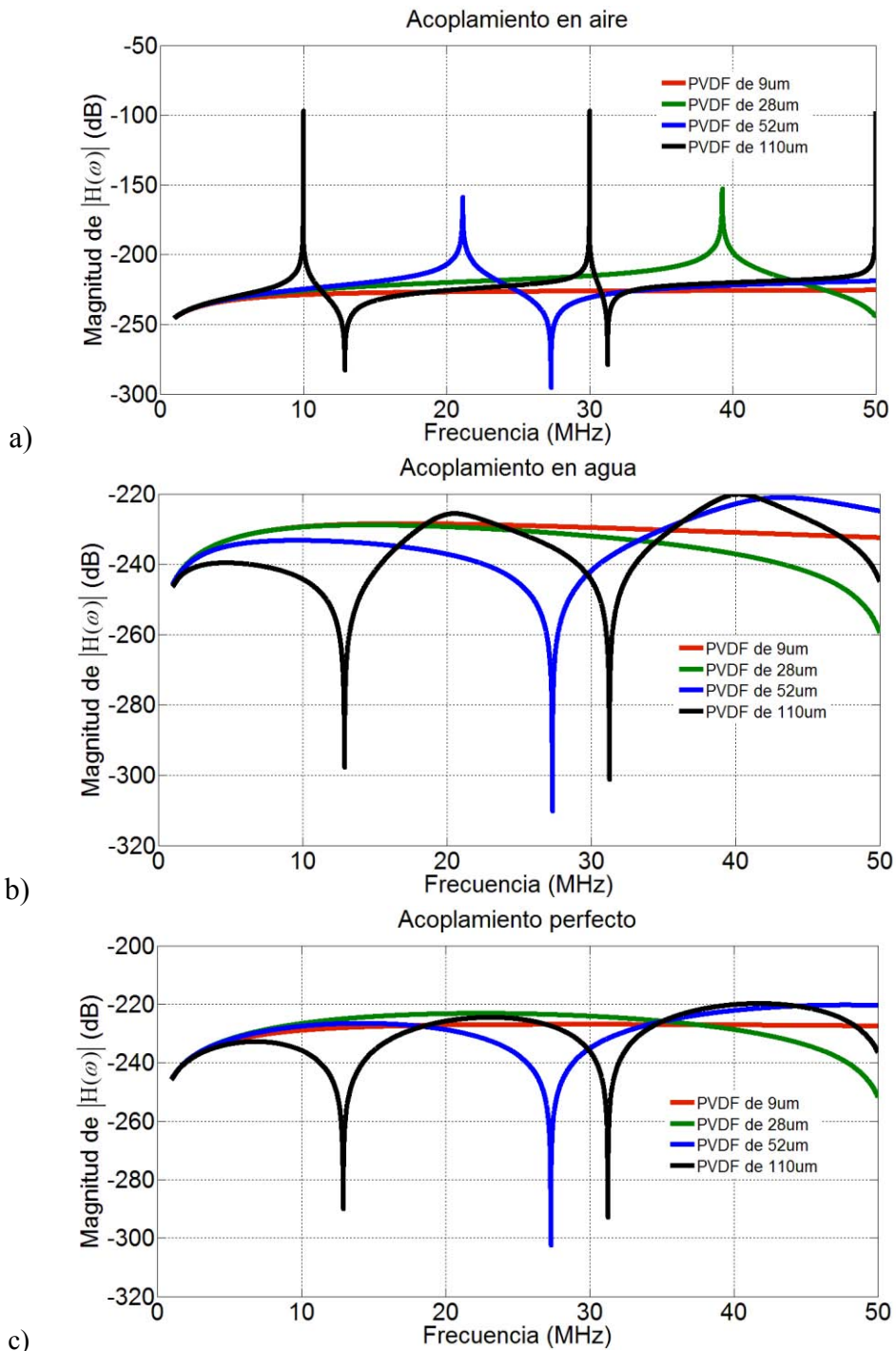


Figura 3.7 Cálculos analíticos de $|H(\omega)|$ de la respuesta del sensor de PVDF para diferentes medios: a) inmerso en el aire, b) sumergido en el agua, c) sumergido en un medio de la misma impedancia intrínseca que el PVDF.

Los picos afilados para el caso del material dieléctrico PVDF en aire surgen debido a múltiples reflexiones de las ondas de ultrasonido dentro del material pero para el caso en agua hay una mínima resonancia y esto es debido a que los coeficientes de reflexión de las

ondas de presión son muy pequeñas y las múltiples reflexiones son despreciables. Cuando la longitud de onda es mucho mayor que el espesor del dieléctrico solo hay carga en la superficie dado que no hay carga volumétrica dentro del material dieléctrico.

También se puede observar en la figura 3.7 que en la función transferencia predicha por la ecuación (3.39) hay mínimos (*dips* en inglés) alrededor de 13 y 32 MHz para el PVDF de 110 μm de espesor en los tres casos considerados. Para otros espesores (9, 28, 52 μm) de la película PVDF, la función de transferencia decae en frecuencias más altas. Estos mínimos o decaimientos aparecen cuando el total de la carga inducida por la presión incidente se anula en el PVDF debido a las oscilaciones entre los valores positivos y negativos del campo de estrés mecánico dentro del PVDF.

Se debe tener en cuenta que al considerar la respuesta mecánica del espesor de PVDF en el modelo teórico se ignora el efecto de los electrodos metálicos en las superficies del PVDF. En general, la presencia de los electrodos va a cambiar el coeficiente de reflexión de las ondas de ultrasonido en las interfaces de las películas PVDF. Sin embargo, si el espesor de los electrodos es muy pequeño comparado con la longitud de onda de las ondas ultrasónicas, no habría una corrección importante. De lo contrario, se deben corregir los coeficientes de reflexión r_{21} y r_{23} , o se puede usar el modelo actual sólo de forma cualitativa.

3.5 Graficas del factor de direccionalidad

En la figura 3.8 se observan las gráficas de la ecuación (3.47) que define el factor de direccionalidad de los sensores, correspondientes a diferentes diámetros del sensor (de 1 mm a 10mm de diámetro) con el objetivo de ilustrar la dependencia de la direccionalidad con el diámetro del sensor.

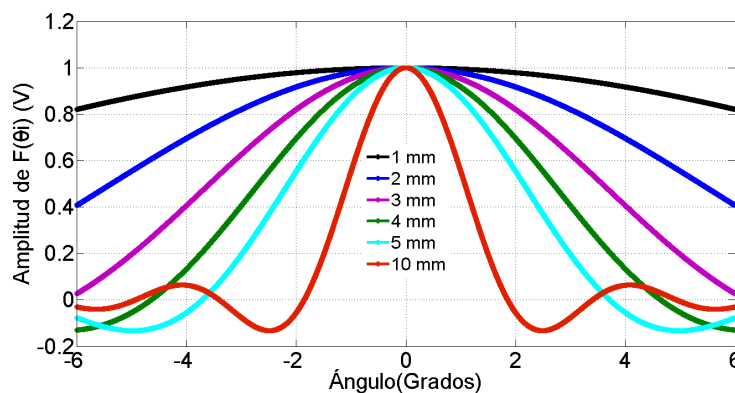


Figura 3.8 Graficación de la ecuación (3.47) para diferentes diámetros del sensor piezoeléctrico. La frecuencia utilizada para generar las gráficas fue de 6 Mhz asumiendo la velocidad de sonido en el medio exterior de 1484m/s (agua).

Para obtener las curvas mostradas en la figura 3.8 se utilizó una frecuencia de 6 Mhz y una velocidad de sonido de 1484 m/s para el medio exterior. Los sensores fabricados en el

laboratorio tienen un diámetro de 3mm por lo tanto el interés de los datos teóricos obtenidos se enfoca en el diámetro de 3 mm.

En la figura 3.9 se muestra la respuesta angular de un sensor piezoeléctrico al variar la frecuencia desde 10 KHz hasta 100MHz, dadas las especificaciones arriba mencionadas.

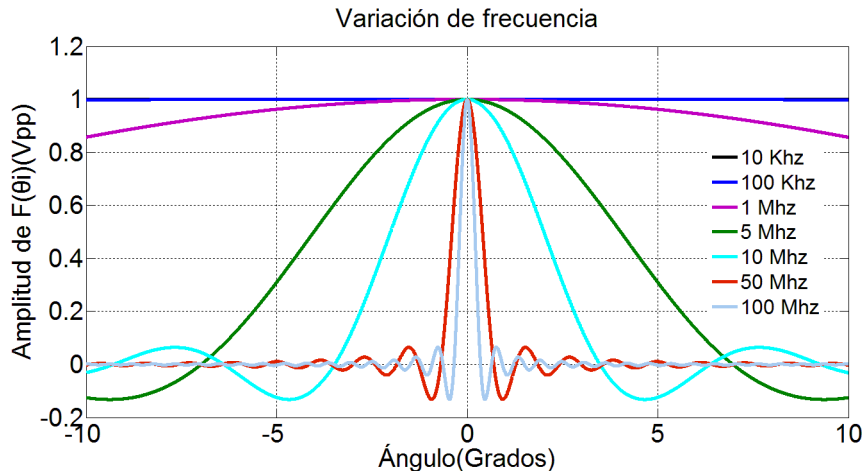


Figura 3.9 Variación de la frecuencia usando la ecuación 3.47 para un diámetro de 3 mm del sensor piezoeléctrico. La velocidad de sonido utilizada fue de 1484m/s igual al sonido en agua.

Se puede notar en la figura 3.8 que a menor diámetro menor es la direccionalidad del sensor piezoeléctrico; en caso contrario, mientras más grande el área de dicho sensor menor será su intervalo angular de respuesta. Mientras mayor sea la frecuencia de la fuente incidente, mas direccional es el sensor piezoeléctrico, como lo muestra la figura 3.9. Esto quiere decir que la frecuencia juega un papel fundamental para la respuesta del sensor y dado que su aplicación es para la formación de imágenes fotoacústicas, este efecto es de suma importancia para evitar traslape acústico para un arreglo de dos o más sensores.

En el capítulo 7 se hará la comparación de la ecuación (3.47) para un diámetro de 3mm con los datos experimentales registrados por el sensor piezoeléctrico del mismo diámetro.

En resumen, se obtuvo una solución de las amplitudes de la onda de presión reflejada, transmitida y las ondas de presión en el interior de la película PVDF cuando le incide una onda de presión plana a frecuencia ω . Estas amplitudes de las ondas de presión se utilizaron para desarrollar el modelo matemático de la transducción mecánica-a-eléctrica del sensor piezoeléctrico capacitivo. Se obtuvo un modelo matemático para la direccionalidad de los sensores cuando incide una onda plana a un ángulo oblicuo. Los resultados obtenidos permiten hacer una comparación con los datos experimentales que se describen en el capítulo 7. Se es consciente de que no serán exactamente iguales los datos teóricos con respecto a los datos experimentales debido a que no se consideran todos los elementos utilizados en la construcción de los sensores piezoeléctricos, como por ejemplo, los electrodos y el recubrimiento esmaltico, pero se considera que es muy importante para tener una comprensión de la física detrás de la respuesta de los sensores.

Bibliografía de capítulo 3

Auld B. A., (1973) "Acoustic Wave and Fields in Solids", vol. 1, Wiley & Sons, USA., pp. 57-98.

Baxter L. K. (1997) *Capacitance Sensors Designs and Applications*, IEEE, New York, 320p.

Blitz J., (1969) "Fundamentos de los ultrasonidos", ALHAMBRA, España, 292p.

Brekhovskikh L. M., O. A. Godin, (1998) "Acoustic of Layered Media I, Plane and Quasi-Plane", Springer, Germany.

Cox B T and Treeby B. E., (2010) "Effect of sensor directionality on photoacoustic imaging: a study using the k-wave toolbox" photons plus ultrasound: imaging and sensing, Proc. SPIE 7564. pp. 75640I-6.

Cray B A and Nuttall A. H., (2001) "Directivity factors for linear arrays of velocity sensors", J. Acoust. Soc. Am., vol. 110, pp. 324–8.

Hecht E and Zajac A., (2003) *Optics*, 4th ed., pp. 467–74.

Ikeda T., (1990) "Fundamentals of Piezoelectricity", Oxford University Press, USA, 280p.

Kalpesh S, Peng P, Rajesh R and Joan B., (2013) "Measurement of tension in a string using an array of capacitive force sensors", IEEE Sensors J. 13, pp. 792–800.

Katzir Shaul, (2006) *The Beginnings of Piezoelectricity: A Study in Mundane Physics*, Boston studies in philosophy of science, Springer, vol. 246. 278p.

Marfeld C., P. Tournois, (1971) "Pure Shear Elastic Surface Wave Guided by the Interface of Two Semi-Infinite Media", Appl. Phys. Lett. 19, 117.

Pérez-Álvarez R., F. García-Moliner, (2004) "Transfer for Matrix, Green Function, and Related Techniques", Universitat Jaume, Spain, Proc. SPIE 7564, pp. 75640I-6

Reyes-Ramírez B, García-Segundo C and García-Valenzuela A., (2013) "Spectral response analysis of PVDF capacitive sensors", J. Phys.: Conf. Ser. 450 01203.

Reyes Villagrana Raúl Alberto, (2011) "Arquitectura de los detectores acústicos piezoeléctricos aplicados a la física médica", Tesis de Doctorado en Física, Universidad de Guanajuato, campus león.

Serway Raymond A., (1999) *Electricidad y Magnetismo*, Cuarta edición, McGRAW-HILL, 389p.

Yablonovitch E., (1987) "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics" Phys. Rev. Lett., 58, 2059.

Capítulo 4

4. Estimación de la capacitancia parásita en arreglos de sensores capacitivos

Con el fin de estudiar la capacitancia parásita generada en un arreglo de sensores capacitivos y geometrías comunes de manera analítica y tener una base de datos para la implementación en el desarrollo experimental de dichos sensores bidimensionales, en este capítulo se presenta la estimación de la capacitancia parásita en arreglos de sensores capacitivos piezoeléctricos. Inicialmente se desarrolla el cálculo de un sensor aislado en una simulación de elemento finito y de manera analítica aproximada. Posteriormente se hace la comparación de resultados para verificar los resultados de la simulación de elemento finito (EF). La comparación de los cálculos es para geometría circular y cuadrada de los electrodos. Finalmente se hace un análisis de efecto de borde para un arreglo de dos y siete sensores y se desarrolla el cálculo numérico de capacitancia parásita para estimar la perturbación en la capacitancia de un sensor por la presencia de sensores contiguos.

4.1 Comparación de capacitancias

A continuación se muestra la comparación entre el cálculo analítico ignorando efectos de borde con la obtenida mediante el software de elemento finito Comsol (es un software de análisis y resolución por elementos finitos para varias aplicaciones físicas y de ingeniería) (Introduction to Comsol Multiphysics, 2011).

La figura 4.1 muestra la geometría cuadrada del sensor piezoeléctrico que se utilizó para determinar la capacitancia a diferentes espesores de la película de PVDF. El capacitor está constituido por dos placas paralelas y en medio está insertada la película PVDF. Todo el sensor está encerrado en un cubo relleno de aire. El diseño de las geometrías que se muestran en este capítulo se diseñó en SolidWorks (un programa de diseño asistido por computadora para modelado mecánico desarrollado por SolidWorks Corp) (SolidWorks, 2010). Una vez que se tiene el diseño, éste se exporta al software Comsol Multiphysics (Introduction to Comsol Multiphysics, 2011) para realizar los cálculos por medio de simulaciones dado que es un paquete de software de análisis y resolución por elementos finitos para aplicaciones físicas y de ingeniería.

Para realizar los cálculos en Comsol se utilizó la constante dieléctrica de 12 de la película PVDF (Ueberschlag, 2001; Piezo Film Sensors, 1999). Todos los valores mencionados se tomaron de la tabla 2.1 del capítulo 2 (Piezo Film Sensors, 1999). La alimentación fue de

un volt entre las placas metálicas, cada lado de la geometría cuadrada es de 2mm y el diámetro de la geometría circular fue de 1.5mm.

Para determinar la capacitancia de manera analítica aproximada, C_0 , se utiliza la ecuación (4.1).

$$C_0 = \frac{\epsilon_0 \tilde{\epsilon} A}{h} \quad (4.1)$$

donde, h es el espesor del PVDF, $\tilde{\epsilon}$ es la constante dieléctrica, ϵ_0 es la permitividad eléctrica en el vacío, A es el área de los electrodos (Gautschi, 2002; Spike, 2006; Tichý, 2010; Wintle, 1985).

Se utiliza la ecuación (4.1) para comparar los cálculos llevados a cabo en la simulación porque tiene una precisión de 0.01% de error para valores de $A \gg h$ de acuerdo a la referencia de Wintle (Wintle, 1985).

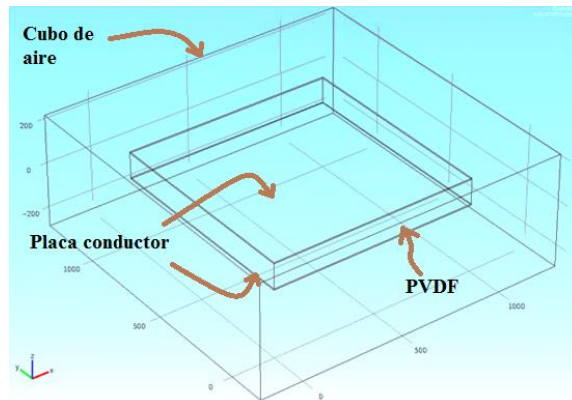


Figura 4.1 Geometría cuadrada para determinar el cálculo numérico a diferentes espesores de la película de PVDF. La geometría está constituida por dos placas metálicas paralelas y en medio está insertada la película de PVDF funcionando como dieléctrico. Todo el sensor está encerrado en un cubo relleno de aire.

En la tabla 1 se muestra la comparación de cálculo numérico con los resultados generados a partir de la simulación en Comsol para la geometría cuadrada del sensor piezoeléctrico (figura 4.1). El área del sensor fue de 4mm^2 .

Tabla 1. Capacitancias para geometría cuadrada del sensor piezoeléctrico.

Espesor del PVDF (μm)	Formula de placas paralelas sin efectos de borde (pF)	Aproximación de cálculo por elemento finito (pF)
5	21.28	21.24
9	11.77	11.80
28	3.78	3.79
52	2.03	2.04
110	0.96	0.97

En la figura 4.2 se muestra la geometría circular del sensor piezoeléctrico que se utilizó para llevar a cabo el cálculo teórico y la obtenida a partir de la simulación en Comsol. Para esta geometría, se calculó la capacitancia para diferentes espesores que se registra en la tabla 2 utilizando la ecuación 4.1. El área utilizada para el análisis fue de 3mm.

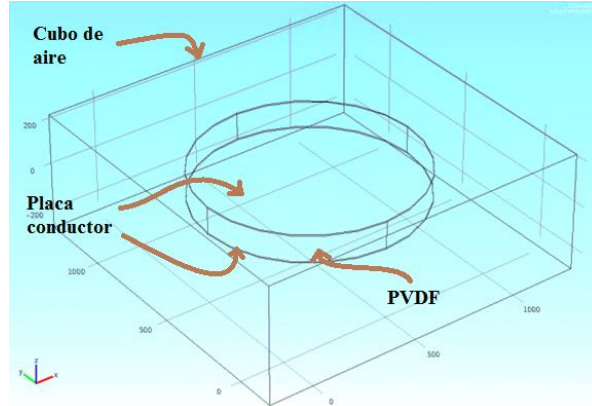


Figura 4.2 Geometría circular para determinar el cálculo numérico a diferentes espesores de la película PVDF. La geometría está constituida por dos placas paralelas y en medio está insertada la película PVDF funcionando como dieléctrico. Todo el sensor es encerrado en un cubo relleno de aire.

En la tabla 2 se muestra la comparación de cálculo numérico con los resultados generados por la simulación con geometría circular del sensor.

Tabla 2. Capacitancias para geometría circular del sensor piezoeléctrico.

Espesor del PVDF (μm)	Capacitancia Cálculo teórico (pF)	Capacitancia Cálculo de la Simulación (pF)
5	16.65	16.68
9	9.25	9.27
28	2.97	2.98
52	1.60	1.60
110	0.75	0.76

Se puede observar en las tablas 1 y 2 que los valores no difieren entre sí de manera notable; la diferencia está por debajo de 2%. Esta figura de mérito nos permite estimar que nuestras simulaciones son confiables por debajo de 1%. Los cálculos para estas evaluaciones se hicieron utilizando la ecuación (4.1) y los parámetros se introdujeron manualmente al software Comsol. Este ajuste sobre la plataforma computacional fue hecho así, ya que Comsol no trae las características del polímero PVDF incluido en su librería, pero si permite la actualización para nuevos casos y materiales de estudio.

4.2 Efectos de borde

Los efectos de borde son despreciables en el sensor capacitivo tipo piezoeléctrico de placas paralelas cuando la separación entre placas es mucho menor que las dimensiones laterales; en caso contrario, las alteraciones del campo eléctrico en las proximidades de los bordes del sensor capacitivo, hacen que la capacidad eléctrica real del mismo no coincida con la obtenida al aplicar la expresión (4.1) (Cerrolaza, 2006). En la figuras 4.3 y 4.4 se muestran estos efectos para un arreglo de 2 y 7 sensores respectivamente. Para referencia a negativo, hay un plano de tierra rectangular debajo de los electrodos circulares. La separación de los electrodos de la figura 4.3 es de $250\ \mu\text{m}$ entre sí. El diámetro de los electrodos es de $3\ \text{mm}$ y para calcular el efecto de borde se alimentó cada sensor a $1\ \text{volt}$.

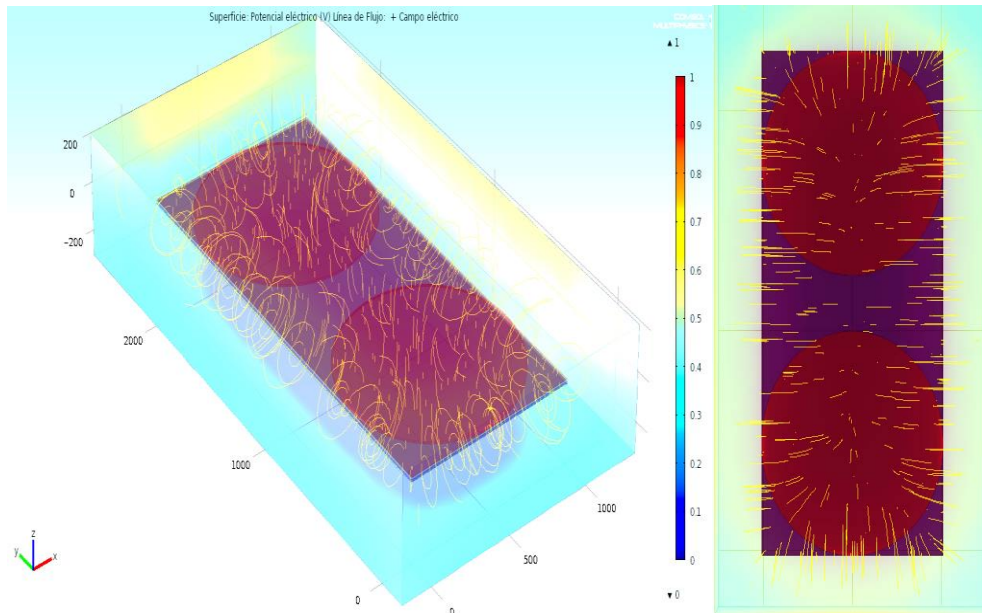


Figura 4.3 Líneas de campo eléctrico donde se observan efecto de borde para el sensor piezoeléctrico con dos electrodos cilíndricos, con una separación de $250\ \mu\text{m}$ entre sí.

En la figura 4.4 se muestra un arreglo de 7 capacitores con las líneas de campo eléctrico cuando existe una diferencia de potencial eléctrico de $1\ \text{volt}$ con el plano de tierra debajo de los 7 electrodos circulares, la separación entre cada electrodo es de $2\ \text{mm}$.

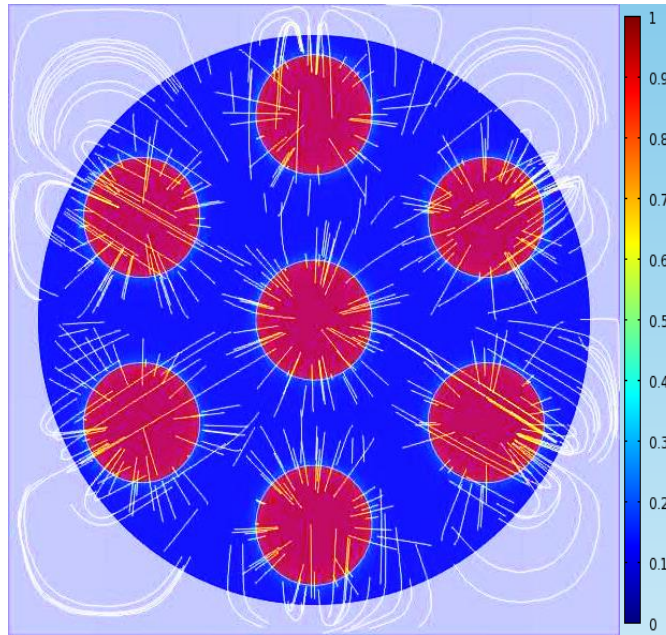


Figura 4.4 Líneas de campo eléctrico para siete sensores cilíndricos ordenados en forma de panal con guardas.

En la subsección 4.3 se considera la capacitancia parásita en arreglos de 2 y 7 sensores.

4.3 Cálculo de capacitancia parásita

El objetivo de esta sección es estimar la perturbación en la capacitancia de un sensor por la presencia de sensores contiguos en un arreglo de dos o más, es decir, determinar la capacitancia registrada cuando se alimenta un sensor piezoeléctrico a 1 volt y la respuesta que registra el vecino al fijarlo a 0 volt para tener una base de información y detalles que se tienen que tomar en cuenta para la construcción física de dicho sensor para un arreglo de dos o más sensores. Para ello se describe la respuesta obtenida para un arreglo de 2 y 7 sensores para una geometría circular y cuadrada. También se hizo un diseño para disminuir el ruido eléctrico que se induce en cada sensor al utilizar una guarda conectada a tierra (0 Volt) (Guadarrama, 2010).

Para determinar la capacitancia parásita generada en un arreglo de 2 y 7 sensores, se diseñaron diferentes tipos de geometrías: placas cuadradas con y sin guarda, placas circulares con y sin guarda. La guarda se refiere a que se rodea los electrodos superiores de los sensores con una placa metálica conectada a tierra (figura 4.5b). Para la geometría sin guarda, se conectan directamente los cables a los electrodos circulares sin blindar al resto de la película PVDF.

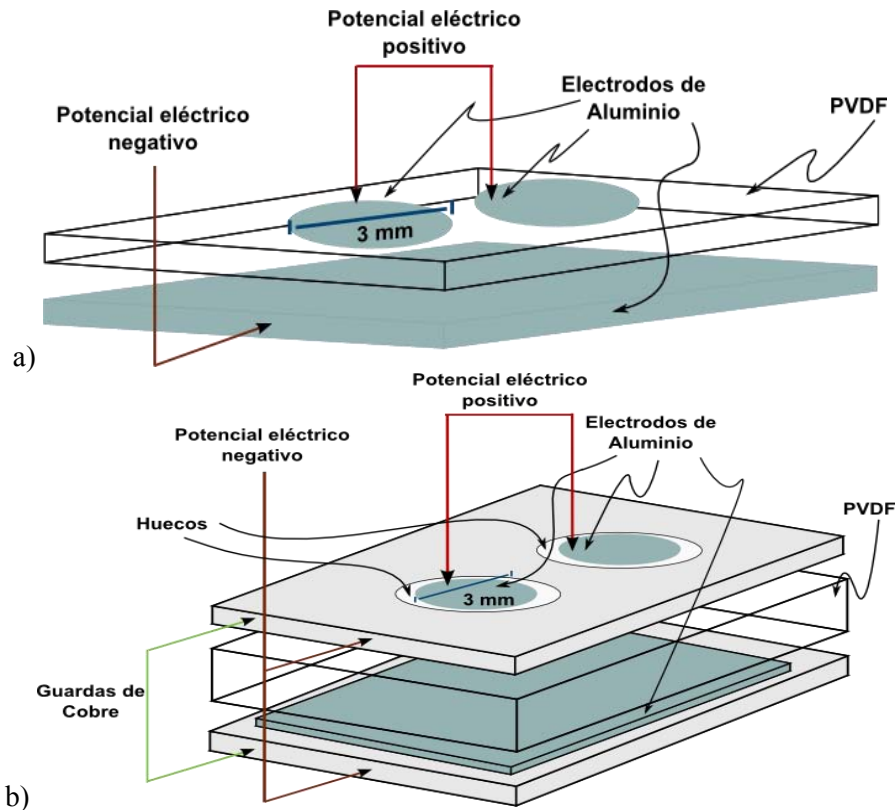


Figura 4.5 Geometría del sensor piezoeléctrico sin y con guarda. En el inciso a) se tiene el sensor sin guarda, esto quiere decir que los electrodos de Aluminio se unen directamente con los cables de manera independiente para registrar la señal obtenida mientras que en el inciso b) se muestra el sensor con guarda, esto quiere decir que se cubre la superficie superior al del PVDF con guardas de Cobre y solo se deja expuesta el área de los electrodos de Aluminio para ser unidos con los cables para adquirir la señal.

Para calcular la capacitancia parásita C_p (ver figura 4.6) en el sensor 2 por el sensor 1 se utiliza la ecuación dada,

$$C_p = \frac{Q_{s2}}{V_1}, \quad (4.2)$$

donde, Q_{s2} es la carga inducida en el sensor 2 al aplicar una diferencia de potencial V_1 en el sensor 1. En la figura (4.5) y (4.6) se ilustra la geometría utilizada. Para ejecutar la simulación se alimenta el área del sensor 1 a un volt mientras que el sensor 2 se condiciona a cero volt (figura 4.6) y la placa inferior se referencia a cero volts para los dos sensores. Inicialmente están separadas las placas ya sea cuadrada o circular una distancia de $D=0.2\text{mm}$ entre borde y borde de los electrodos (figura 4.6), y se empieza a incrementar la separación D en pasos de 0.5 mm hasta llegar a 5mm . Se aplica el mismo procedimiento para la geometría cuadrada.

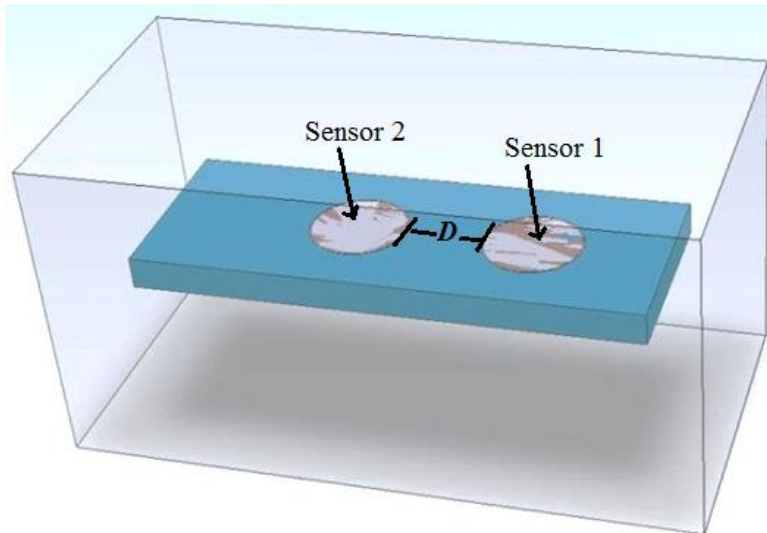


Figura 4.6 Arreglo de dos sensores piezoeléctricos con geometría circular. Este arreglo es el que se utiliza para determinar la capacitancia parásita con y sin guarda. Se aplica el mismo concepto para la geometría cuadrada. D indica la separación entre bordes del sensor 1 y el sensor 2.

En la tabla 3 se muestran los cálculos obtenidos al ir alejando el sensor 1 respecto al sensor 2 (al variar D de la figura 4.6) con geometría cuadrada sin guarda. De la misma manera se realizaron los cálculos para la geometría cuadrada con guarda para dos sensores piezoeléctricos.

Tabla 3. Valores de capacitancia parásita obtenida del sensor 2 al aplicar la ecuación (4.2) con y sin guarda para la geometría cuadrada con lados de 2mm para un espesor de 110 μm de la película PVDF.

D (mm)	C_p sin guarda (fF)	C_p con guarda (fF)
0.2	8.54	3.58
0.5	4.36	2.11
1	2.31	1.27
1.5	1.56	0.87
2	1.15	0.64
2.5	0.90	0.49
3	0.73	0.38
3.5	0.61	0.30
4	0.54	0.25
5	0.39	0.16

En la figura 4.7 se muestra la gráfica de la tabla 3. Como se puede observar la diferencia entre tener guarda y no, disminuye un factor de 2 o 3 en capacitancia cuando se tiene guarda entre una separación de 1 a 2mm.

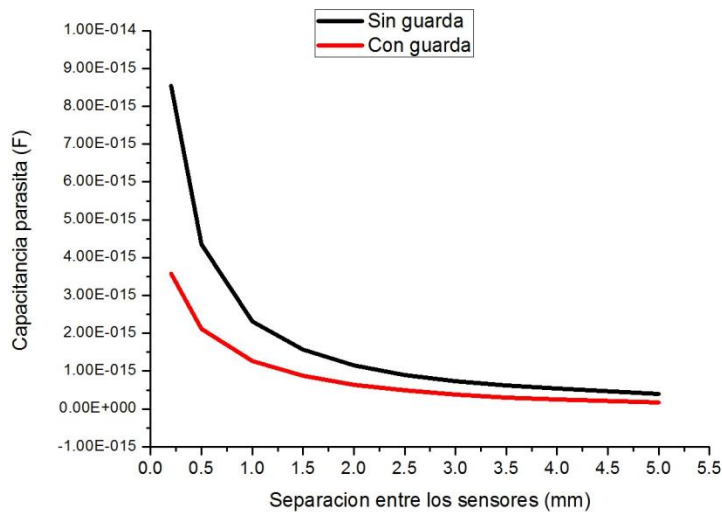


Figura 4.7 Gráfica de capacitancia parásita con guarda (línea roja) y sin guarda (línea negra) para píxeles con geometría cuadrada. El eje x corresponde a la separación entre dos sensores consecutivos.

En la tabla 4 se muestran los cálculos obtenidos a partir de la simulación en Comsol utilizando la geometría circular de la figura 4.6 con y sin guardas.

Tabla 4. Valores de capacitancia parásita obtenida del sensor 2 al aplicar la ecuación (4.2) con y sin guarda para la geometría circular con diámetro de 3mm para un espesor de 110 μm de la película PVDF.

D (mm)	C_p sin guarda (fF)	C_p con guarda(fF)
0.2	3.74	1.87
0.5	1.89	0.99
1	1.23	0.56
1.5	0.83	0.37
2	0.62	0.27
2.5	0.49	0.21
3	0.40	0.16
3.5	0.34	0.13
4	0.29	0.10
5	0.24	0.091

En la figura 4.8 se muestra la gráfica de la tabla 4 para una geometría circular con y sin guarda. Nuevamente se puede notar que la capacitancia parásita disminuye un factor entre dos o tres en capacitancia cuando se tiene guarda para una separación entre 1 a 2 mm al igual que la geometría cuadrada.

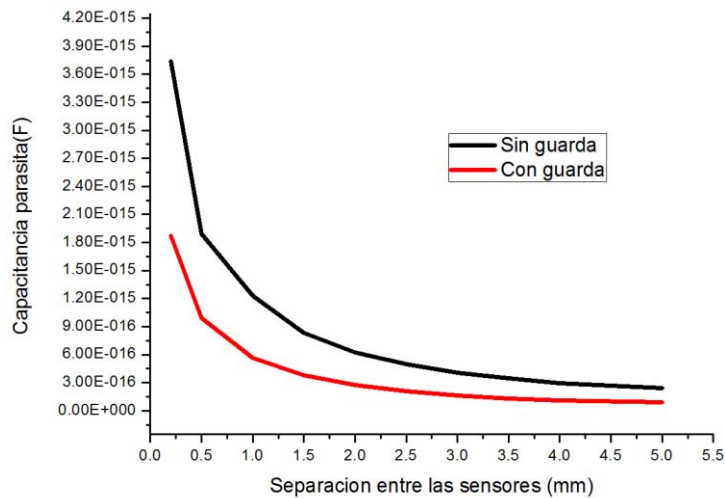


Figura 4.8 Grafica de capacitancia parásita con guarda (línea roja) y sin guarda (línea negra) para pixeles con geometría circular. El eje x corresponde a la separación entre dos sensores consecutivos.

Para calcular la capacitancia parásita en el sensor central de una geometría matricial circular de 7 sensores (figura 4.9), se realizó el mismo procedimiento descrito anteriormente. El sensor central se alimentó a 1 volt y los sensores que están alrededor se alimentaron a 0 volt.

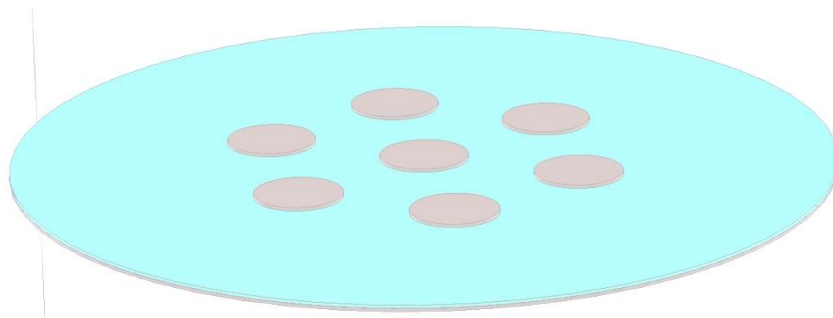


Figura 4.9 Geometría de 7 sensores en forma matricial circular. El sensor central se alimenta a 1 volt y 0 volt para los sensores que están alrededor. Se hizo el cálculo con y sin guarda. Cada sensor tiene 3 mm de diámetro.

En la figura 4.10 se muestran los resultados de la capacitancia parásita generada en el sensor central.

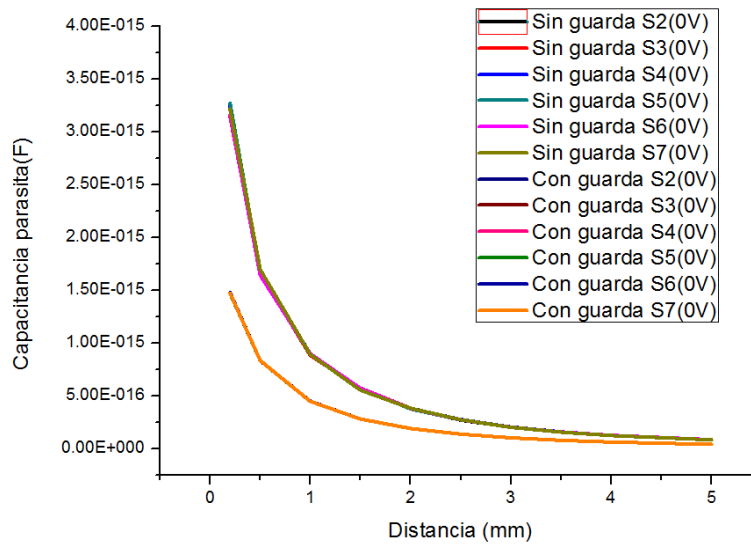


Figura 4.10 Gráfica de capacitancia parásita para sensores 7 generada del sensor 1.

Se puede observar que en las gráficas de las figuras 4.7, 4.8 y 4.10, la capacitancia parásita disminuye notoriamente con guardas a partir de 1 a 2 mm de separación entre los bordes piezoeléctricos.

De los cálculos llevados a cabo de manera analítica y de la simulación se puede determinar que la geometría más conveniente para arreglos de sensores piezoeléctricos es la circular dado que en los resultados de capacitancia parásita mostraron un factor 2 menor que la cuadrada. La información adquirida es útil para optimizar el diseño de arreglos de sensores.

Bibliografía del capítulo 4

Cerrolaza Miguel, (2006) “El método de los elementos finitos para ingeniería, ciencias aplicadas: teoría y programas”, Universidad Central de Venezuela, Consejo de Desarrollo Científico y Humanístico, Coordinación editorial: Yandra Araujo., p. 26.

Gautschi Gustav (2002) *Piezoelectric Sensorics: Force Strain Pressure Acceleration and Acoustic Emission Sensors Materials and Amplifiers*, Springer, XIII, 264 p.

Guadarrama Santana A., (2010) “Caracterización no destructiva de recubrimientos con sensores de capacitancia eléctrica”, Tesis de doctorado, Universidad Nacional Autónoma de México.

Introduction to Comsol Multiphysics, (2001) Versión 4.0, Comsol.

Disponible en: http://fab.cba.mit.edu/classes/S62.12/docs/COMSOL_Multiphysics.pdf

Piezo Film Sensors, (1999) Technical Manual, Measurement Specialties, Inc. Sensor Products Division, P/N 1005663-1 REV B 02.

SolidWorks, (2010) Guía del estudiante para el aprendizaje del software SolidWorks, Serie de Diseño de ingeniería y tecnología, 158p.

Disponible en: http://www.solidworks.com/sw/docs/Student_WB_2011_ESP.pdf

Spike T. Benjamin, (2006) *The Photoacoustic Effect*, Physics 325.

Tichý, J., Erhart, J., Kittinger, E., Prívratká, J. (2010) *Fundamentals of Piezoelectric Sensorics: Mechanical, Dielectric, and Thermodynamical Properties of Piezoelectric Materials*, Springer, XII, 207p.

Ueberschlag Pierre, (2001) "PVDF piezoelectric polymer", sensor review, vol. 21 (2), pp118-125.

Wintle H. J. and Kurylowicz S., (1985) "Edge Corrections for Strip and Disc Capacitors", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, vol. IM-34, no. 1, pp. 41-47.

Capítulo 5

5. Diseño y fabricación de los sensores

Cuando se diseñan sensores piezoeléctricos capacitivos, la geometría de estos juega un papel importante dado que la capacitancia está en función de la separación entre electrodos y del área de éstos. Los electrodos planos con geometrías cuadradas y cilíndricas son los más estudiados y los más utilizados en la práctica. Sin embargo, en un arreglo de estos sensores es importante considerar la rugosidad, efectos de borde en las placas paralelas porque esto suele inducir errores en la medición de la capacitancia real de cada sensor. En el capítulo 4 se estudiaron los aspectos de diseño y la capacitancia parásita generada por un sensor contiguo así como la diferencia de resultados cuando se utilizan los sensores con y sin guarda. En este capítulo se describe el diseño, método de fabricación del sensor piezoeléctrico, además el control y limitación en el depósito de material conductor sobre la película PVDF. Como parte del proceso, también se presentan dos alternativas como se comentó en el capítulo 4, con y sin guarda. La razón de ello es para estudiar la capacitancia parásita que se presenta en ambos casos, en particular la generada para un área de sensado con geometría circular. Una de las aportaciones a la instrumentación y que es resultado del trabajo desarrollado en la realización de esta tesis, es que la incorporación de guarda permite la reducción de ruido eléctrico externo así como otros ruidos eléctricos parásitos.

5.1 Necesidades y limitaciones del diseño de los sensores

Del análisis teórico presentado en el capítulo 3 y 4 sobre los sensores, se concluye que la geometría del área de sensado adecuado para cada sensor es la geometría circular debido a que la capacitancia parásita generada por el sensor contiguo es menor comparado con la geometría cuadrada. Adicionalmente se logró estimar la separación mínima entre dos sensores para evitar el llamado traslape electrónico, mejor conocido del inglés como *crosstalk*. También, como se describió en el capítulo 3, el espesor del medio piezoeléctrico es un parámetro importante en la función de transferencia de los sensores. Para aplicaciones en imagenología fotoacústica, el interés es tener: un ancho de banda grande de 0.5 a 50 MHz y reducir el ruido electromagnético externo. Finalmente, lo que se espera como estudio y análisis en esta tesis es tener una caracterización completa y en un trabajo a futuro desarrollar un arreglo de sensores piezoeléctricos para la tomografía fotoacústica.

5.2 Diseño y recorte de mascarillas

Para diseñar la geometría de los sensores se utilizó el software P-Cad 2004. Este software tiene la ventaja que es muy sencillo de utilizar y tiene una gran cantidad de herramientas para diseñar un circuito. También tiene la ventaja de que genera el formato “Gerber” que es

necesario para la fabricación de la placa de circuito impreso o PCB en cualquier impresora de circuitos. Con la ayuda de éste software se diseñaron las mascarillas para un arreglo de dos sensores con geometría circular para probar cada una de manera independiente y así tener una prueba de concepto que eventualmente pueda ser escalada a arreglos de sensores. Las mascarillas son plantillas para cubrir áreas de la película PVDF donde no se desea depositar material conductor u otros materiales a fines. En la figura 5.1a se muestra el diseño de las mascarillas en donde la geometría circular es para el lado reverso con diámetro dado en mm y con separación entre sensores igual al diámetro de cada área de sensado, medido de extremo a extremo para evitar el traslape eléctrico entre las líneas de campo eléctrico que se genera en cada sensor. El lado anverso (figura 5.1b) se diseñó con geometría rectangular. El polímero PVDF se corta igualmente con geometría rectangular con medidas idénticas a las de ésta mascarilla. En la figura 5.1b se ilustra el área del polímero PVDF está representada por el trazo en líneas del rectángulo exterior. El diámetro de sensado estudiado aquí fue de 3 mm, por cuestiones prácticas de fabricación. De la teoría y de las simulaciones computacionales, queda claro que otros diámetros son igualmente válidos sin modificar la fenomenología que se ilustra con la prueba de concepto que aquí se presenta.

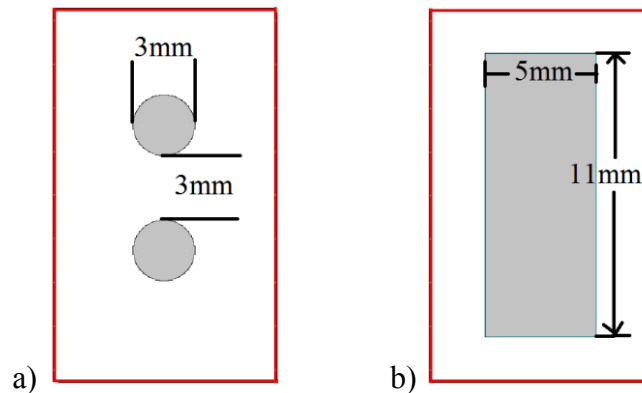


Figura 5.1 Representación de las formas geométricas de las mascarillas para imprimir y cubrir el área donde no se quiere depositar material conductor sobre la película de PVDF. En el inciso a) tenemos el lado reverso de la mascarilla mientras que el inciso b) tenemos el lado anverso.

Una vez que se tuvieron los diseños, se procedió a recortarlos en la máquina de impresos de circuitos CircuitCAM 4.0 (Laser and Electronics, 2001) en el laboratorio de electrónica del CCADET, UNAM. Las mascarillas se recortaron en acetatos y papel plástico adherente. El papel plástico con adhesivo sirve para adaptarse completamente sobre la película PVDF y evitar depósitos de material conductor donde no se desea. Se decidió utilizar estos materiales ya que soportan mayores temperaturas que el polímero PVDF (alrededor de 70 °C máximo). El resultado de los cortes se muestra en la figura 5.2.

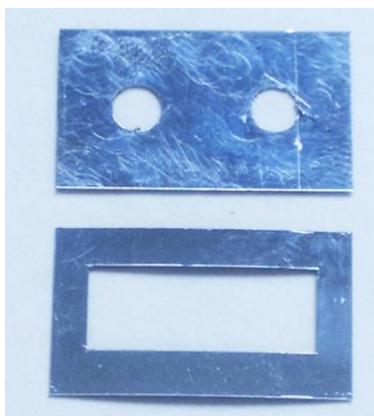


Figura 5.2 Mascarillas recortadas en la máquina de circuitos impresos CircuitCAM 4.0 (Laser and Electronics, 2001) en el laboratorio de electrónica del CCADET, UNAM.

5.3 Depósito de material conductor sobre el polímero PVDF

Una vez que se recorta la película PVDF se procede a lavarlo. La limpieza es muy importante dado que se tiene que remover polvo y todos los residuos depositados sobre la película. Para limpiar las películas se introdujeron en una caja Petri el PVDF y se agregó el jabón extran (detergente para eliminar impurezas superficiales) mezclada con agua destilada y se colocó a una cuba de ultrasonido de la marca Branson 1800 por 10 minutos, posteriormente se retira y se limpia con agua destilada para retirar restos del jabón extran y se seca con aire a presión. Enseguida se procede a unir las mascarillas y las películas PVDF de tal manera que toda la superficie de la mascarilla haga contacto con la película PVDF, para enseguida colocarlos en la cámara de *sputtering* (espurreo). La máquina de *sputtering* es un sistema Leica-EM (Leica EM MED020). El proceso de espurreo se realiza por depósito en vacío donde a partir de cierta corriente eléctrica se arrancan iones y átomos de un blanco (material conductor a depositar) normalmente de material metálico o de óxido metálico. Dichas partículas se aceleran mediante un campo eléctrico en dirección desde el blanco hacia el sustrato. En este caso el sustrato es la película de polímero piezoeléctrico de PVDF (figura 5.3). De manera que es posible obtener el depósito razonablemente uniforme de material conductor y sin alterar la estructura epitaxial del polímero, ni sus propiedades piezoeléctricas (Munguía, 2003; Nieto, 1994; Naik, 1999; Oliva, 2000).

El proceso de espurreo puede durar hasta dos horas dependiendo del espesor de la capa metálica que se desee.

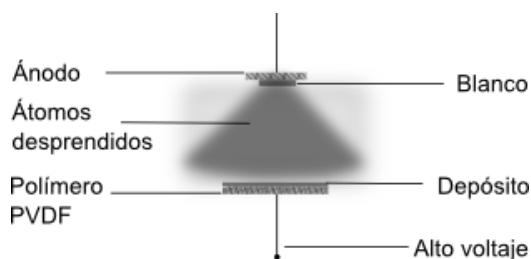


Figura 5.3 Diagrama del proceso de *sputtering* para depositar material del blanco (material conductor) sobre el polímero PVDF. Los átomos son desprendidos del blanco si se les transfiere suficiente corriente eléctrica. Estos se aceleran mediante un campo eléctrico en dirección desde el blanco hacia el sustrato. Los depósitos se realizan en una cámara de vacío con atmósfera controlada.

En la imagen se muestra la nube de plasma que inunda la región que rodea al blanco y el cono de átomos desprendidos que se depositan sobre el polímero PVDF (Okano, 1994; Ogawa, 2002).

Inicialmente se deposita una capa de óxido de titanio de 200 nm de espesor aproximadamente, que sirve como mediador de adherencia entre el PVDF y la película de aluminio. Al terminar de depositar el óxido de titanio se procede a depositar el aluminio a un espesor de 700 nm aproximadamente. En ambos depósitos la temperatura del depósito no rebasa los 70 grados centígrados como es requerido para preservar las propiedades piezoeléctricas del PVDF. Cuando se termina de depositar sobre un lado del polímero, se abre la cámara, se voltea el material y se repite el procedimiento para realizar el depósito correspondiente sobre la cara complementaria.

El resultado de éste proceso se muestra en la figura 5.4a donde se muestran ejemplos de PVDF ya con los depósitos metálicos. Note que la adherencia del aluminio es tal que éste se mantiene sobre el PVDF aun sobre severas condiciones de flexión del polímero (ver figura 5.4b).

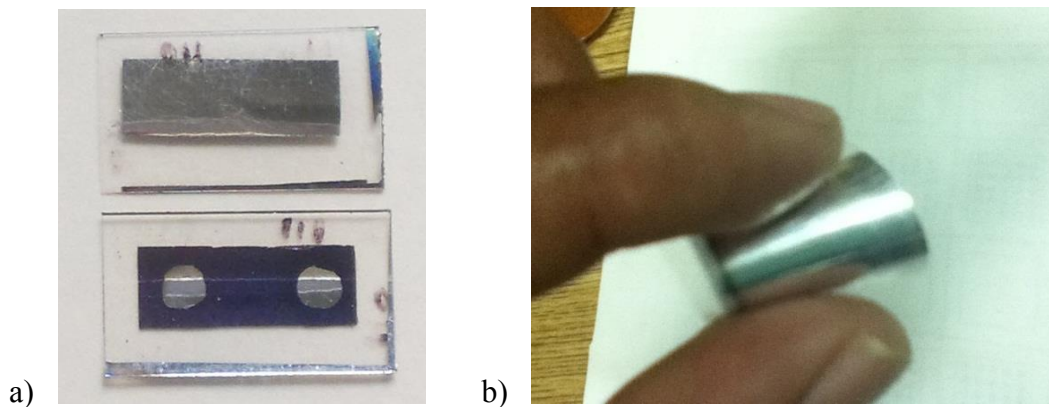


Figura 5.4 Resultado del depósito: a) depósito de óxido de titanio y aluminio sobre el polímero PVDF, b) se ilustra la robustez del depósito con la flexibilidad del polímero.

5.4 Ensamblado de sensores

Para ensamblar el sensor, se recortan las mismas geometrías de mascarillas sobre placas de metal, en este caso de cobre pero podría ser de aluminio o de otro material conductor. En la figura 5.5 se muestra el acoplamiento de los materiales para ejemplificar el concepto del ensamblado físico. El concepto de guarda se explicó en el capítulo 4.

Como parte del procedimiento de ensamblado, se introducen guardas o guardas de tierra, en una configuración tal que solo se deja abierta el área de sensado (figura 5.5b). Con esto nos aseguramos de reducir el ruido externo que afecte la respuesta efectiva del sensor piezoeléctrico.

Para efectos comparativos de consistencia de nuestro diseño, el ensamblado se llevó a cabo de dos maneras: 1) una primera versión sin guarda, esto quiere decir que solo se unieron los cables con el área de depósito en el polímero PVDF; y 2) con guarda con el fin de reducir el ruido electromagnético (figura 5.5b). La unión de las placas de cobre con el

sensor y los cables se realizó de tal manera que se aseguró mantener contacto eléctrico efectivo entre ellos.

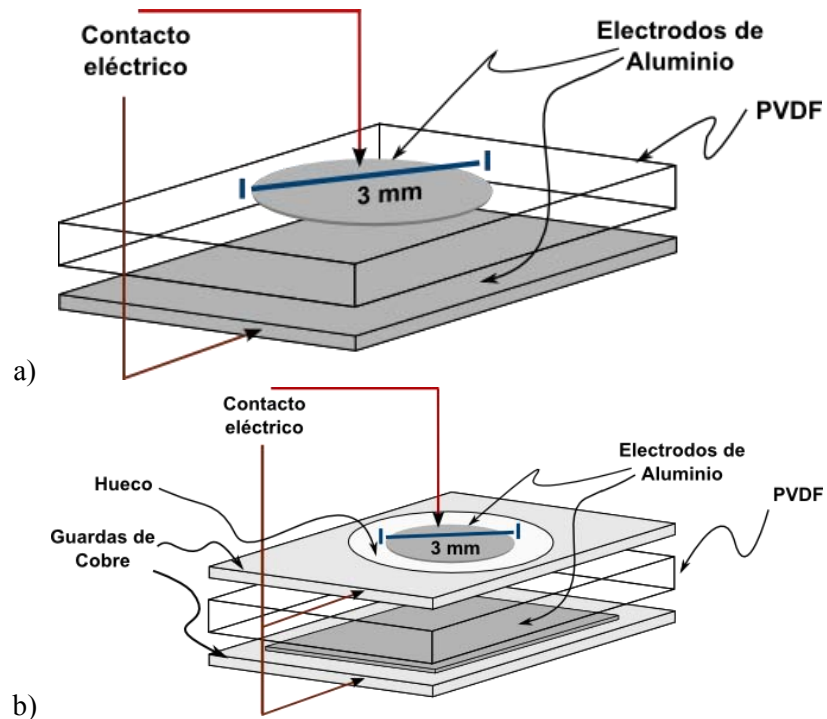


Figura 5.5 Geometría de ensamblado de los sensores: a) sensores sin guarda, b) sensores con guarda. En esta figura se muestra solo un sensor para ejemplificar con y sin guarda, en la práctica se construyó para un arreglo de dos sensores.

La mayoría de las películas metálicas tienden a formar óxido del metal en las superficies cuando se manipulan y/o están en ambientes con humedad. Por ello se recubren con una película impermeable para mantenerlas aisladas del exterior. Además, estos sensores se pretenden usar en condiciones de inmersión en agua. Es por ello es aún más demandante preservar el aislamiento de la estructura del sensor respecto del exterior. Para éste propósito, cualquier material de recubrimiento que garantice dicho aislamiento y que no implique grandes espesores es suficiente. En las pruebas experimentales se ilustra de manera clara la razón de esto. En este caso se utilizó una pintura de esmalte como capa impermeable contra el agua. Además se escogió de color negro para que absorba la luz de manera que se pueda generar una señal fotoacústica en el recubrimiento mismo y también porque tiene buen acoplamiento acústico y térmico con el PVDF, así como protector del depósito en el agua.

En la figura 5.6 se muestran los sensores ya ensamblados con y sin guarda.

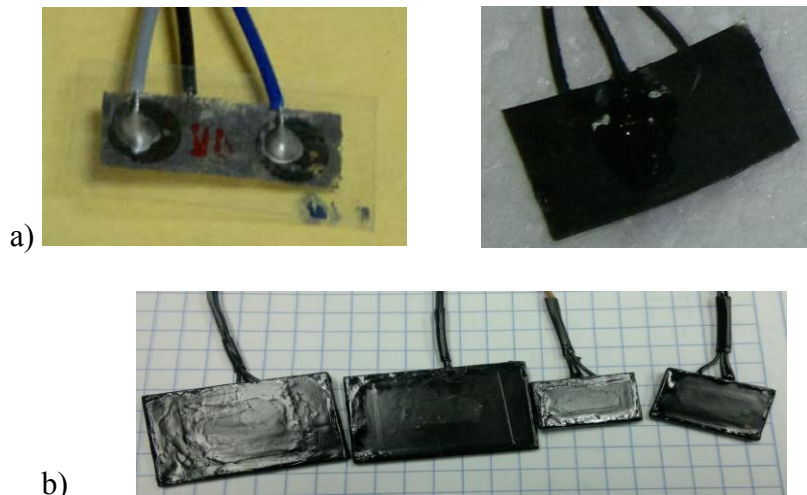


Figura 5.6 Modalidades del ensamblado: a) sensor sin guarda, en este caso solo se adhirió el cable al material conductor con material epóxico, b) sensor con guarda, en esta modalidad se encerró el sensor en una jaula utilizando planos de tierra y dejando descubierto solo el área de sensado.

Se construyeron sensores de varios espesores comerciales de la película PVDF (9, 28,52 y 110 μ m) utilizando el procedimiento descrito en éste capítulo. La finalidad de construir las dos modalidades de sensores (con y sin guarda) es para visualizar la magnitud del ruido eléctrico en cada modalidad y con esto definir si con el método propuesto con las guardas mejoran el funcionamiento de los sensores de manera significativa.

A manera de ejemplo se muestra en la figura (5.7) la comparación de señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en el recubrimiento de dos sensores de 28 μ m de espesor fabricados en el laboratorio. Dicha comparación se refiere a los métodos de fabricación de los sensores: con y sin guarda. El voltaje mayor corresponde al sensor con guarda y el voltaje menor corresponde al sensor sin guarda.

En el capítulo 6 se describen los aspectos del desarrollo experimental que se consideran antes de realizar las pruebas experimentales sobre los sensores desarrollados: arreglo experimental, adquisición de datos y procesamiento de datos.

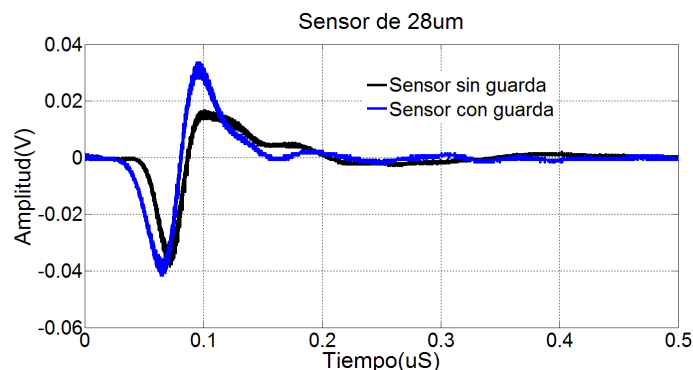


Figura 5.7 Comparación de señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en el recubrimiento de dos sensores de 28 μ m de espesor fabricados en el

laboratorio. El voltaje mayor corresponde al sensor con guarda y el voltaje menor corresponde al sensor sin guarda.

Inicialmente se empezó a fabricar y utilizar los sensores piezoeléctricos sin guarda para detectar ondas acústicas y posteriormente se buscó la forma de mejorar la señal dado que en ocasiones no se lograba distinguir la señal del ruido. Como resultado de varios experimentos utilizando los sensores con guarda y haciendo comparaciones con los sensores sin guarda para los cuatro espesores de la película PVDF (9, 28, 52 y 110 μm) se observó que los sensores con guarda tiene mejor señal a ruido, las diferencias sobre la reducción de ruido son claras y en conclusión se hace evidente que al utilizar los sensores con guarda, el ruido inducido en el sensor es reducido de manera contundente. Por ello, el resto de los experimentos que se describe a lo largo de esta tesis se refieren a diseños de sensores con guarda.

Bibliografía del capítulo 5

Laser and Electronics, (2001) "Manual CircuitCAM 4.0", LPKF CircuitCAM PCB, English, Version 1.0

Disponible en: <http://www.ee.cuhk.edu.hk/pcb/pcbmanual/CCAM40tut-e.pdf>

Leica EM MED020, The Modular High Vacuum Coating System, Leica Microsystems.

Disponible en: http://www.leica-microsystems.com/fileadmin/downloads/Leica%20EM%20MED020/Brochures/EM_MED020_en_Brochure3.pdf

Munguía J.E., Sánchez V.M. R., Estrada M., (2003) "Deposito de películas delgadas de SiO₂ obtenida por foto-cvd", Superficies y Vacío, vol. 16, no. 2, pp. 34-37.

Naik R. S., R. Reif, J. J. Lutsky and C. G. Sodini, (1999) "Low-Temperature Deposition of Highly Textured Aluminum Nitride by Direct Current Magnetron Sputtering for Applications in Thin-Film Resonators", Journal of the Electrochemical Society, vol. 146, no. 2, pp. 691-696.

Nieto E., Fernández F., Duran P. y Moure C., (1994) "Películas delgadas: fabricación y aplicaciones", Bol. Soc. Esp. Cerám. Vidrio, vol. 33, no. 5, pp. 245-258.

Ogawa T., M. Okamoto, Y. Y. Khin, Y. Mori, A. Hatta, T. Ito, T. Sasaki and Ohring Milton, (2002) *Materials Science of Thin Films: Deposition and Structure*, USA: second edition, Academic Press, pp. 1-10.

Okano Hiroshi, Naoki Tanaka, Yusuke Takahashi, Toshiharu Tanaka, Kenichi Shibata and Shoichi Nakano, (1994) "Preparation of aluminum nitride thin films by reactive sputtering and their applications to GHz-band surface acoustic wave devices", Appl. Phys. Lett. vol. 64, no. 166, pp. 166-168.

Oliva A. I., Solis-Canto O., Castro-Rodríguez Víctor Sosa R., y Quintana P., (2000) "Películas delgadas de CdS: Preparación y comparación de propiedades usando diferentes técnicas de depósito", Superficies y Vacío, vol. 10, pp. 15-19.

P-Cad 2004, professional tools for board layout specialist, (2004) PCB Design Tutorial, PCB layout system from Altium.

Disponible en: <https://www.jlab.org/accel/eecad/manuals/PCB.pdf>

Capítulo 6

6. Caracterización electrónica y arreglo experimental

En este capítulo se determina la resistencia interna del sensor piezoeléctrico de prueba con película PVDF de 110 μm a partir de un análisis de impedancias con un cable coaxial de un metro de longitud conectado al sensor. Posteriormente se describen el arreglo experimental y varios aspectos que deben considerarse antes de realizar las pruebas experimentales sobre los sensores desarrollados. Finalmente, se describe la adquisición de datos y procesamiento de datos.

6.1 Impedancia del cable coaxial con el sensor piezoeléctrico

Para transferir la señal eléctrica de los sensores piezoeléctricos a un osciloscopio es necesario utilizar un cable coaxial (Lemieux, 1990; Heydt, 1991). La finalidad de un buen acoplamiento es tener la máxima transferencia de voltaje generado al osciloscopio (sensor piezoeléctrico) (Linders *et al*, 1979; Phipps *et al*, 1994; Currence, 1995).

Considerando que es de interés estudiar el sensor piezoeléctrico dentro de un ancho espectral de 0.5 a 50 MHz es importante conocer su resistencia interna dentro de éste intervalo de frecuencias. Se hace un análisis de impedancias del sensor de 110 μm de espesor de la película PVDF para determinar su resistencia interna. Cabe destacar que a pesar de su relevancia, generalmente éste es un aspecto que se deja en segundo plano en estudios de sensores como los que aquí se presenta. Con ese propósito, se realizó el análisis espectral de la impedancia compleja del sensor piezoeléctrico.

6.1.1 Conexión de componentes en el analizador de impedancias

La idea del análisis aquí descrito fue medir la impedancia de un tramo de cable coaxial conectado al sensor de prueba y derivar a partir de estas mediciones la impedancia del sensor mismo. De la impedancia del sensor se obtiene la resistencia interna de éste.

Para llevar a cabo el experimento, se realizó de forma manual la unión del conector Sub Miniatura versión A (CMA) con el cable coaxial tipo RG58 -2005 de 50 Ohm de un metro de longitud. El conector CMA es un conector que se une a presión con los alambres del cable coaxial. Posteriormente, se conectó el sensor piezoeléctrico de 110 μm de película PVDF a un extremo de éste. El otro extremo del cable coaxial se conectó a un adaptador de 5 cm para unirlo con el cable de calibración de marca Agilent (Modelo PE304-21) de 65 cm y de 50 ohms que a su vez fue conectado al analizador de impedancias marca *Agilent* (Modelo HP4395A) el cual fue previamente calibrado de acuerdo al manual de éste. Todos

los datos registrados por el analizador de impedancias se envían a una computadora para su posterior manipulación. En la figura 6.1 se presenta una descripción esquemática de dicho arreglo de prueba.

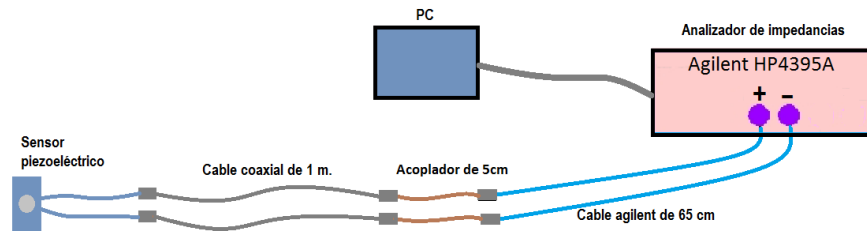


Figura 6.1 Descripción esquemática del arreglo de prueba del sensor piezoeléctrico. Para llevar a cabo el estudio de éste, se conecta el sensor piezoeléctrico un extremo de un cable coaxial RG58-2005 y el otro extremo de éste se une mediante un acoplador a un cable de calibración marca Agilent con el conector adecuado para la entrada del analizador de espectros. Todos los datos obtenidos se envían a una PC para extraer la información y manipularlos.

6.1.2 Determinación de la resistencia interna de un sensor de 110 μm de espesor

Los datos adquiridos en el analizador de impedancias del cable coaxial compuesto de 1.70 m de longitud y 50 Ohm de impedancia intrínseca con el sensor piezoeléctrico conectado en un extremo fue la parte real e imaginaria de la impedancia.

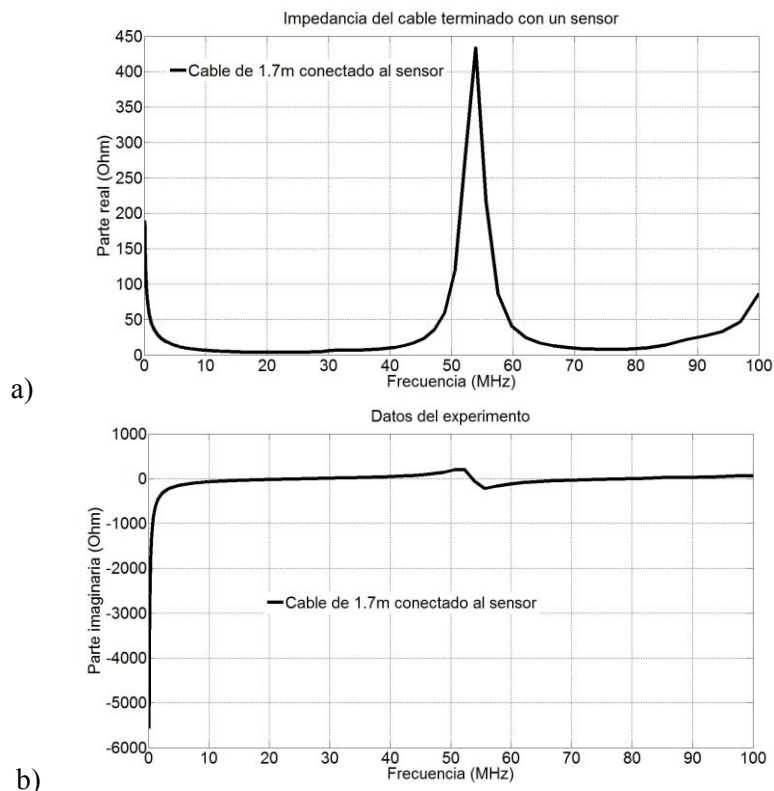


Figura 6.2 Datos experimentales obtenidos en el analizador de impedancias de un cable coaxial de 1.70 m de longitud con una impedancia de 50 Ohm. En el inciso a) se tiene la parte real de la impedancia mientras que en el inciso b) se tiene la parte compleja.

En la figura 6.2 se gráfica la impedancia obtenida Z_{out} del cable coaxial terminado con un sensor piezoeléctrico donde la parte real es la resistencia y la parte compleja es la reactancia. Se puede observar una resonancia alrededor de 52 MHz, esto es debido a la interferencia de la señal de prueba con su reflexión en el sensor al final de la línea de transmisión.

La impedancia de salida de una línea de transmisión se puede expresar en términos de la impedancia intrínseca de la línea de transmisión de la impedancia de carga que en este caso es el sensor bajo prueba. Esto está estudiado y desarrollado ampliamente en libros de texto sobre líneas de transmisión ya que se utilizan ampliamente en radiofrecuencia (Da Silva, 2001; Linders J, 1979). Tenemos,

$$Z_{out} = Z_0 \frac{Z_L + jZ_0 \tan(\beta l)}{Z_0 + jZ_L \tan(\beta l)}, \quad (6.1)$$

donde, Z_{out} es la impedancia de salida, Z_0 es la impedancia intrínseca del cable coaxial, Z_L es la impedancia de la carga (el sensor piezoeléctrico en éste caso), l es la longitud del cable coaxial, j es la unidad imaginaria, β es la constante de propagación dada como $\beta = 2\pi f / c$ donde, c es la velocidad de propagación de la señal electrónica en el cable coaxial y f es la frecuencia.

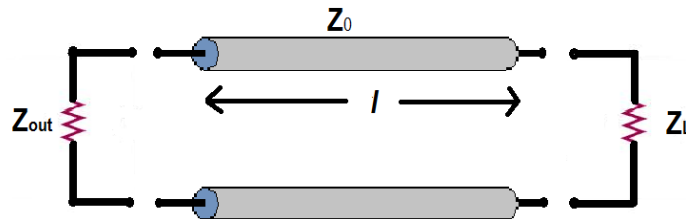


Figura 6.3 Conexión de impedancias en el cable coaxial. Z_{out} es la impedancia medida cuando se conecta Z_L como impedancia de la carga (sensor piezoeléctrico).

De la ecuación (6.1) se despeja Z_L para poder determinar la parte real y la parte imaginaria del sensor. Se obtiene,

$$Z_L = Z_0 \frac{Z_{out} + jZ_0 \tan(\beta l)}{Z_0 + jZ_{out} \tan(\beta l)}. \quad (6.2)$$

En la figura 6.4 se muestran las gráficas para la parte real e imaginaria de la impedancia del sensor como función de la frecuencia f obtenidas de la ecuación (6.2) al introducir los datos experimentales para Z_{out} , Z_0 , β y l . Cabe mencionar que la velocidad de propagación de la señal en el cable coaxial se determinó a partir de la posición del pico de resonancia en la figura 6.2 (a) y de la longitud del cable.

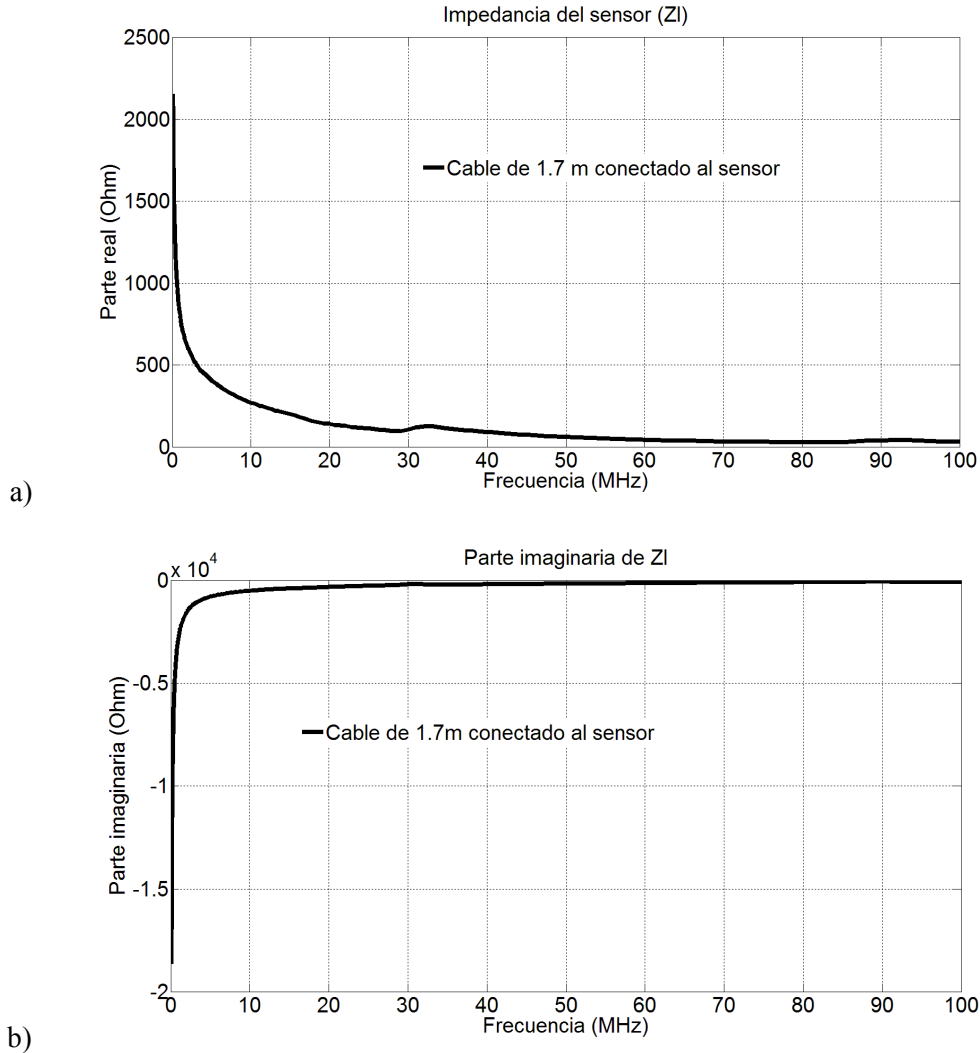


Figura 6.4 Impedancia de la carga Z_L de la ecuación (6.2). El inciso a) se muestra la parte real y el inciso b) se muestra la parte compleja de la impedancia del sensor conectado al cable coaxial de 50 Ohm.

Se puede ver en la figura 6.4 que la resonancia observada a 52 MHz en Z_{out} , no está presente en la impedancia del sensor. Como se dijo, esa resonancia es debida al cable coaxial.

La impedancia Z_L del sensor se puede modelar como la de un circuito R_s y a C_s en paralelo donde, C_s es la capacitancia y R_s es la resistencia interna del sensor como se muestra en la figura 6.5.

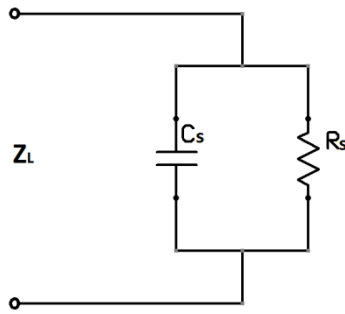


Figura 6.5 Circuito equivalente del sensor piezoeléctrico. C_s es la capacitancia y R_s es la resistencia interna.

La impedancia Z_L del circuito de la figura 6.5 está relacionada a $R_s C_s$ por la siguiente ecuación,

$$\frac{1}{Z_L} = \frac{1}{R_s} + j\omega C_s, \quad (6.3)$$

donde, $\omega = 2\pi f$ y j es la unidad imaginaria.

Al tomar el inverso de ambos lados de la ecuación (6.3) queda,

$$Z_L = \frac{1}{\frac{1}{R_s} + j\omega C_s}. \quad (6.4)$$

Al multiplicar por R_s arriba y abajo en el lado derecho de la ecuación anterior, se obtiene,

$$Z_L = \frac{R_s}{1 + j\omega C_s R_s}. \quad (6.5)$$

Al multiplicar el numerador y denominador del cociente en la ecuación (6.5) por $(1 - j\omega C_s R_s)$, queda,

$$Z_L = \frac{R_s - j\omega C_s R_s^2}{1 + (\omega C_s R_s)^2}. \quad (6.6)$$

Si se escribe la impedancia Z_L como $Z_L = Z_L' + jZ_L''$ donde, Z_L' es la parte real y Z_L'' es la parte imaginaria. Se obtiene,

$$Z_L' = \frac{R_s}{1 + (\omega C_s R_s)^2}, \quad (6.7)$$

$$Z_L'' = \frac{-\omega C_s R_s^2}{1 + (\omega C_s R_s)^2}. \quad (6.8)$$

Para frecuencias grandes tales que $(\omega C_s R_s)^2 \gg 1$, las ecuaciones (6.7) y (6.8) se simplifican y se puede escribir,

$$Z_L' = \frac{1}{R_s (\omega C_s)^2}, \quad (6.9)$$

$$Z_L'' = \frac{-1}{\omega C_s}. \quad (6.10)$$

Como se dijo anteriormente, se desea determinar la resistencia interna y la capacitancia del sensor, por lo tanto se despeja R_s y C_s de las ecuaciones (6.9) y (6.10) respectivamente, se obtiene,

$$R_s = \frac{1}{Z_L' (\omega C_s)^2} \quad (6.11)$$

$$C_s = \frac{-1}{\omega Z_L''}. \quad (6.12)$$

Finalmente se sustituye la ecuación (6.12) en la ecuación (6.11) y se obtiene,

$$R_s = \frac{(Z_L'')^2}{Z_L'}. \quad (6.13)$$

En la figura 6.6 se gráfica la resistencia interna y la capacitancia del sensor de prueba de la ecuación (6.13) y la ecuación (6.12), respectivamente.

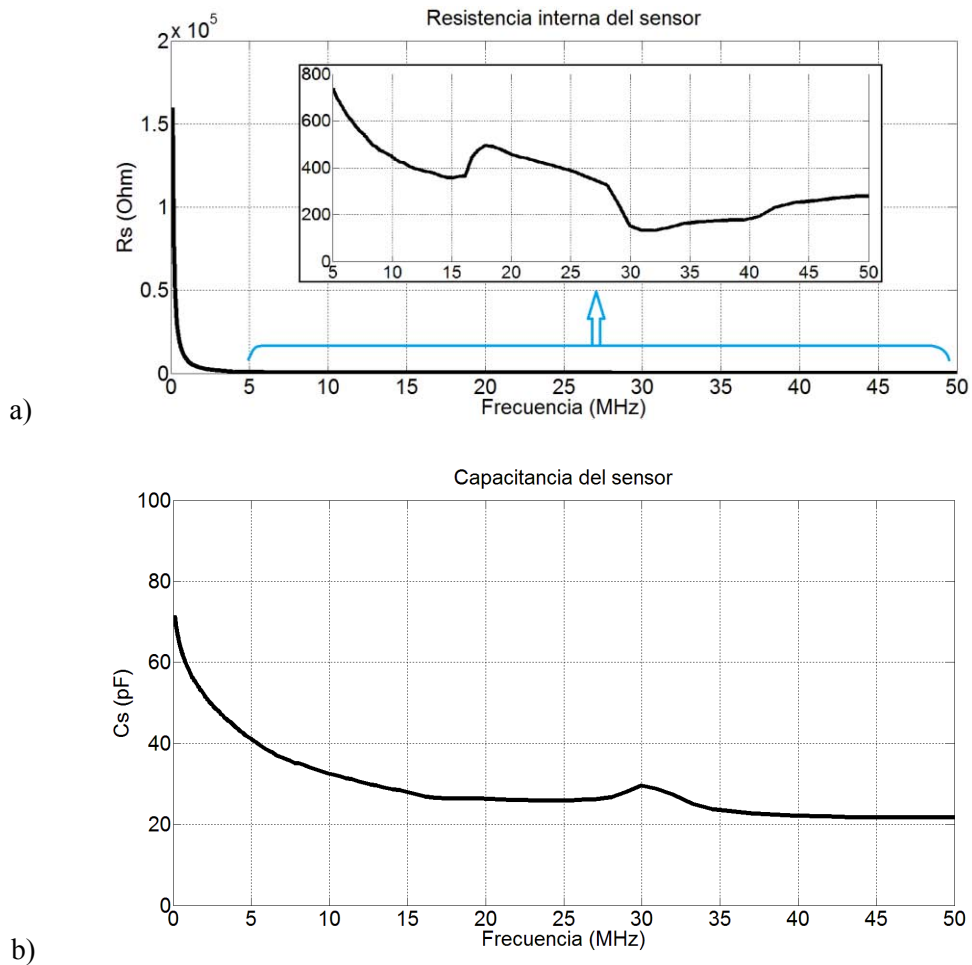


Figura 6.6 En el inciso a) se muestra la resistencia obtenida de la ecuación (6.13) mientras que el inciso b) se muestra la capacitancia obtenida de la ecuación (6.12).

Como se puede observar en la figura 6.6, inicialmente la resistencia está alrededor 1.5 MΩ. Al aumentar la frecuencia decae rápidamente y a frecuencias mayores a 5 MHz y se mantiene alrededor de 100 Ω. La capacitancia está entre 20 a 70 picofaradios en el sensor piezoeléctrico.

Como se dijo anteriormente, el sensor tiene una resistencia interna en paralelo con una capacitancia. Al conectarlo con el cable coaxial se agrega una resistencia de 50 Ω en paralelo y el circuito equivalente del sensor es como se muestra en la figura 6.7.

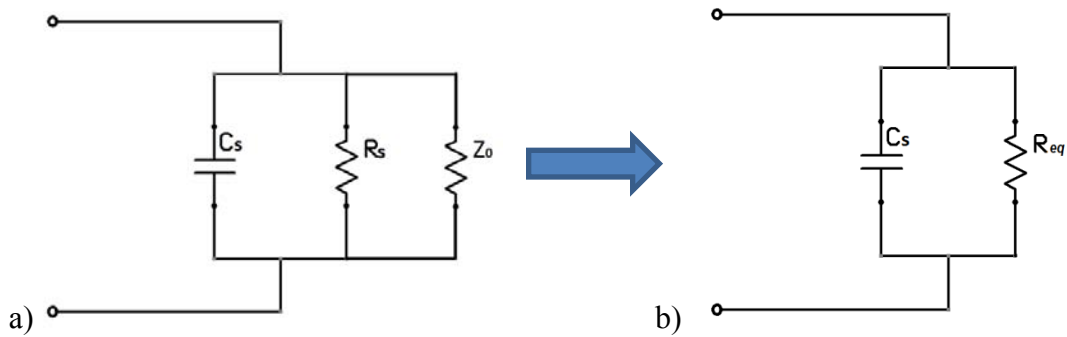


Figura 6.7 a) Circuito equivalente del sensor al conectar el cable coaxial. Z_0 es la resistencia del cable coaxial, R_s es la resistencia interna del sensor y C_s es la capacitancia del sensor. b) R_s y Z_0 se puede reemplazar por una resistencia equivalente R_{eq} como se muestra en el circuito a la derecha.

La resistencia equivalente en paralelo con el capacitor del sensor piezoeléctrico está dado por,

$$R_{eq} = \frac{R_s R_i}{R_s + R_i}, \quad (6.14)$$

donde, R_i es la resistencia del cable coaxial ($R_i = Z_0$) y R_s es la resistencia interna del sensor piezoeléctrico obtenida de la ecuación (6.14).

Dado que la impedancia de entrada del osciloscopio es de 50Ω por lo que está perfectamente acoplado con el cable coaxial y esto causa que no se modifique la resistencia en paralelo Z_0 en el circuito equivalente de la figura 6.7.

La figura 6.8 se muestra la resistencia R_{eq} como función de la frecuencia,

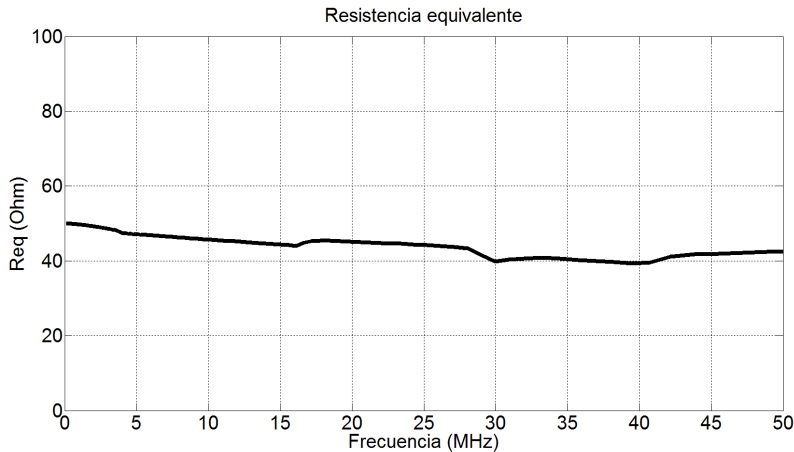


Figura 6.8 Resistencia equivalente de la ecuación (6.14).

Como se observa en la figura 6.8, la resistencia equivalente que ve el sensor piezoeléctrico está entre 40 y 50 Ohm dentro de todo el ancho espectral de 1-50 MHz. Por simplicidad se

puede suponer que el sensor tiene una resistencia de 50 Ohm en paralelo e ignorar las variaciones que se muestra en la figura 6.8.

6.2 Arreglo experimental y adquisición de datos

Para realizar pruebas a los sensores, estos se sumergen en agua en el interior de un tanque de acrílico (ver figura 6.9b). Para disminuir la reflexión de las ondas de ultrasonido que podrían interferir con la señal a medir se montan arreglos de láminas de plásticos de color negro al tanque (Timothy, 2014). Ésta montura de plástico se pega en las paredes internas del tanque. El sensor bajo prueba fue montado firmemente en un vástago de plástico sumergido en el agua. Se alineó y se ajustó el sensor piezoeléctrico de tal manera que los pulsos láser incidieran al centro del área de sensado. El sensor se podía rotar alrededor del eje del vástago para modificar el ángulo de incidencia, se monta de tal manera que el eje de rotación pasa por el centro del sensor como se muestra en la figura 6.9c.

Para la fuente de excitación, se utilizó pulsos láser infrarrojo cercano de un Neodimio-Yag (Nd: YAG) que emite a 1064 nm de longitud de onda, de 7 ns de duración, frecuencia de repetición de pulsos de 10Hz y baja energía de emisión a fin de limitar posibles daños sobre el sensor. La energía de cada pulso se fijó en 19 mJ, estos parámetros se mantuvieron igual en todos los experimentos realizados en ésta tesis.

Los experimentos se llevaron a cabo de dos maneras: 1) incidiendo los pulsos láser directamente en la superficie del sensor, e 2) incidiendo los pulsos láser sobre la superficie de diferentes muestras como, una pieza de Neopreno (de 1.5 mm de espesor), un bloque de alcohol de polivinilo (*PVA* por su sigla en inglés) con Neopreno embebido, una placa de Cobre, una placa de Aluminio, un pedazo de hueso de Pollo y un recorte de una placa de circuito impreso (del inglés *Printed Circuit Board*), todos ellos inmersos en agua. Los pulsos láser interactúan en una de las caras del material de prueba y las perturbaciones mecánicas emergen en la opuesta, viajando en la misma dirección que los pulsos láser (figura 6.9a y b).

La adquisición de datos es una parte primordial en los experimentos dado que se busca registrar señales con la mayor calidad posible para calcular su transformada de Fourier posteriormente. El osciloscopio es un elemento importante a considerar ya que la respuesta del sensor piezoeléctrico de estudio se concentra en un intervalo de tiempo de decenas de nanosegundos en incidencia directa de pulsos láser y no todos los osciloscopios cuentan con la resolución temporal suficiente. También se consideró que el osciloscopio contara con suficiente memoria para almacenar los datos registrados y posteriormente extraerlos en alguna memoria flash por puerto USB. Para ello, se utilizó un osciloscopio de marca *Tektronix* (*Tektronix*, Mod. TDS 520A), es un osciloscopio digital (ancho de banda de 500 megaHertz). Para obtener la señal de disparo del osciloscopio (*trigger*) se utilizó un fotodiodo de Thorlabs Mod. DET10A con respuesta en el intervalo de longitud de onda de 200-1100nm (ver figura 6.9a y b). El osciloscopio se programó para que adquiriera un promedio de 16 trazas de la señal del sensor piezoeléctrico a partir del pulso registrado por el fotodiodo.

El pulso láser se divide en dos mediante un divisor de haz, una parte se manda a la muestra para generar el pulso fotoacústico y la otra parte se manda al fotodiodo para generar la señal de disparo (*trigger*) del osciloscopio. La señal de disparo se envía al canal 1 del osciloscopio y la señal generada por el sensor piezoeléctrico se envía al canal 2 (ver figura 6.9a).

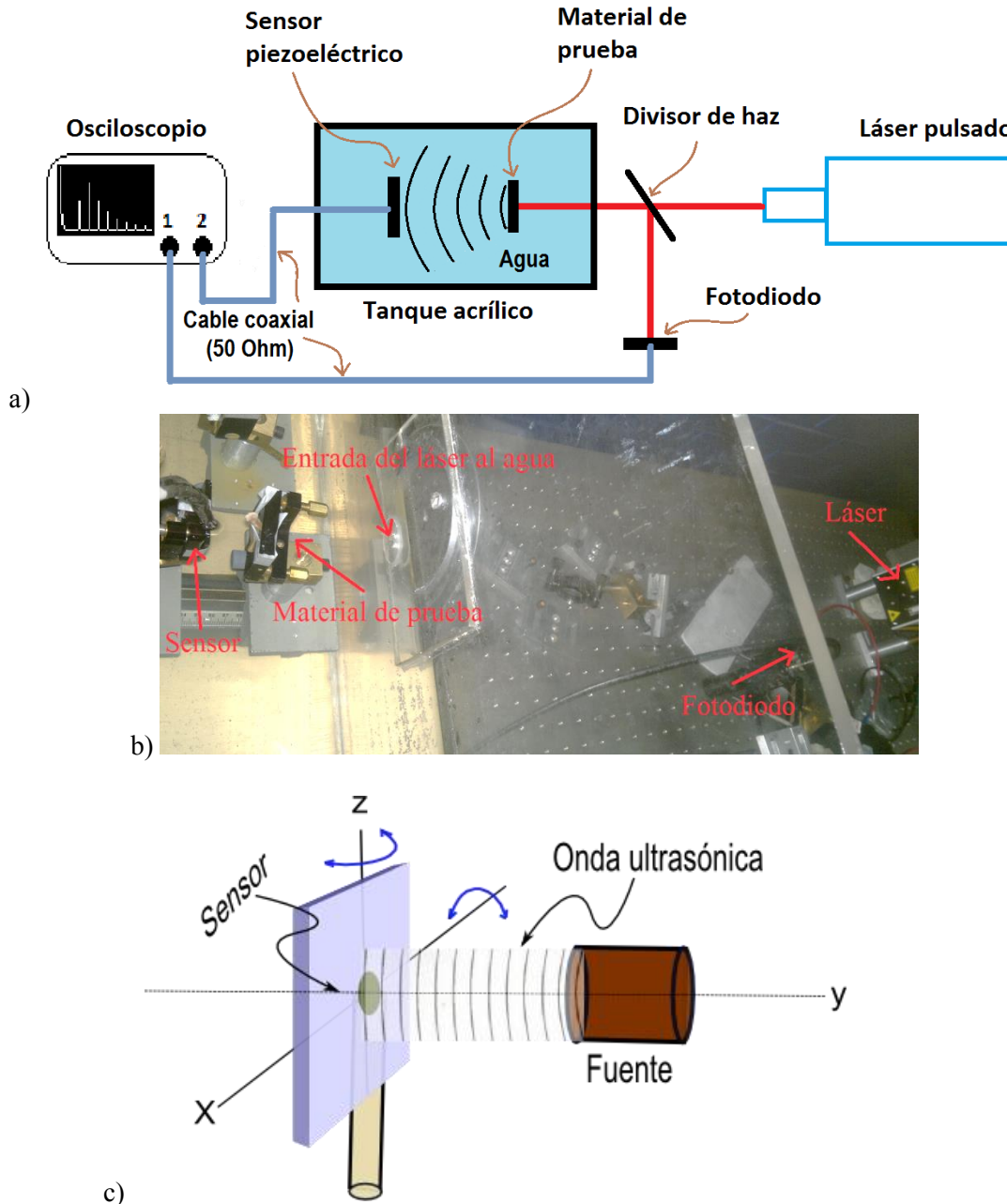


Figura 6.9 a) Esquema del arreglo experimental con incidencia normal sobre el material de prueba. El canal 1 del osciloscopio se utilizó para recibir la señal de disparo (*trigger*, del inglés) obtenida con el fotodiodo. En el canal 2 del osciloscopio se conectó el sensor piezoeléctrico para leer las señales eléctricas registradas por éste. Todo el experimento se lleva a cabo en un tanque acrílico con agua. b) Fotografía del sensor y el material de prueba en agua. c) Diagrama del montaje del sensor que permite determinar la respuesta angular del sensor piezoeléctrico.

Como se dijo en el capítulo 3, los sensores aquí estudiados presentan una cierta direccionalidad en su respuesta a la onda de presión incidente. Esta direccionalidad tiene su origen en la oscilación de la presión sobre la superficie plana del sensor en un instante dado cuando la onda incide a un ángulo diferente de cero (es decir, oblicuamente). Para probar la dependencia angular de la respuesta del sensor de manera experimental se utilizó un emisor ultrasónico comercial a 6MHz. Se alineó el sensor bajo prueba a la misma altura con la fuente, los dos sumergidos en agua, y se colocó ésta a una distancia de 10 cm del sensor (Figura 6.9c). Se giró el sensor alrededor de su eje en pasos de un grado (figura 6.9c) de manera manual. Se registró la amplitud de la señal generada por nuestro sensor con el osciloscopio en cada etapa de rotación. Se llevó a cabo este experimento para determinar el intervalo angular de respuesta del sensor fabricado en el laboratorio y así caracterizar su direccionalidad. El resultado de éste experimento se presenta en el capítulo 7 y se compara el factor de direccionalidad con el modelo teórico calculado en el capítulo 3.

6.3 Fabricación de muestras de PVA

La finalidad de utilizar el alcohol polivinílico (PVA) es para simular tejidos suaves dado que la aplicación final de los sensores es para formación de imágenes fotoacústica en detección de tumores en el seno humano. El uso de éste material es por su similitud con el tejido biológico en términos de respuesta óptica a 1064 nm de longitud de onda y mecánica en el rango del ultrasonido de la señal fotoacústica. Enseguida se describe el método de fabricación.

Inicialmente se toma la base de PVA en polvo con calidad de reactivo y peso molecular de 146000-18600, el cual se disuelve en agua destilada. Para ello se calienta el volumen de agua necesario a más de 40°C. La temperatura se mide de manera continua utilizando un termómetro de aguja. Una vez rebasada dicha temperatura, y sin dejar de calentar, de manera gradual se agrega el polvo de PVA en una relación de peso equivalente al 4.5 % del peso del agua. Al tiempo de agregar el PVA se agita manualmente de manera continua con una cuchara a fin de evitar la formación de grumos y de ser posible limitar la formación de burbujas. Es conveniente entonces evitar que la mezcla llegue a hervir, por lo tanto se limita el calentamiento a que la temperatura se estabilice entre 90 y 94°C. Nótese que el valor porcentual de PVA puede cambiar dependiendo del grado de densidad y dureza que se requiera. Una vez que se ha logrado disolver el total del PVA y se han eliminado los grumos, se suspende el calentamiento y se deja enfriar a temperatura ambiente, manteniendo el monitoreo de la temperatura y agitando manualmente de vez en cuando para mantener la disipación de burbujas. Cuando la mezcla tiene una temperatura por debajo los 60 grados centígrados se introduce un sonotrodo (dedo ultrasónico) para asistir con la eliminación de las burbujas. Una vez a temperatura ambiente, la mezcla se vacía en moldes diseñados de acuerdo a la geometría del fantasma deseado y en ese mismo momento se introduce la pieza de Neopreno en la posición deseada, procurando que todo sea realizado con movimientos suaves a fin de no introducir burbujas y que el neopreno quede en la posición deseada de manera estable (Surry *et al*, 2004; Jérémie *et al*, 2007).

Una vez a temperatura ambiente se congela a -20 grados centígrados por 12 horas y se descongela a temperatura ambiente por otras 12 horas. Este ciclo de 24 horas se repite tantas veces como sea necesario para que la mezcla fragüe. Con cada ciclo se modifica la flexibilidad y resistencia mecánica. En nuestra experiencia se requieren al menos cinco ciclos de 24 Hrs, si bien realizamos pruebas de hasta 8 ciclos, el resultado es que los fantasmas que aquí se reportan para los experimentos fueron hechos con la concentración porcentual antes indicada y un fraguado de cinco ciclos de 24 Hrs (Surry *et al*, 2004; Jérémie *et al*, 2007).

Se utilizó el neopreno como material de prueba porque tiene una buena estabilidad química y mantiene su flexibilidad en un amplio rango de temperaturas. Es buen material para aplicación fotoacústica porque absorbe completamente la luz incidente generando perturbaciones acústicas.

Se hicieron pruebas con los otros materiales mencionados previamente para ilustrar la calidad de respuesta de los sensores y su potencial en aplicaciones fotoacústicas.

6.4 Procesamiento de datos

El procesamiento de los datos en ésta tesis consiste en obtener la amplitud de la transformada de Fourier de la señal de voltaje en el tiempo registrada por el osciloscopio. Para ello se utilizó el software de cómputo Matlab (Matlab, 2014). Con este software se programó y se ejecutó la Transformada de Fourier (ecuación 6.15). Se programó la ecuación la ecuación mencionada dado que con esta opción se tiene la posibilidad de interpolar un mayor número de puntos y obtener una función suave para su transformada de Fourier. La transformada de Fourier que viene programada en Matlab no permite la introducción de más puntos. Se utilizó la transformada de Fourier para transformar la información obtenida en el tiempo mediante el osciloscopio al espacio de frecuencias. Se hacen estas transformaciones de tiempo-a-frecuencia para determinar el ancho de banda en que se concentra la energía de la señal generada por el sensor. La ecuación de la transformada de Fourier es,

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{-j\omega t} dt \quad (6.15)$$

donde, $F(\omega)$ es la transformada de Fourier de la señal $f(t)$ donde t es el tiempo y ω es la frecuencia angular definida como $\omega = 2\pi f$, siendo f la frecuencia. Con el osciloscopio utilizado fue posible guardar 50 mil puntos para cada traza, con esto fue suficiente para transformar la señal de tiempo a frecuencia con suficiente precisión.

Bibliografía del capítulo 6

Currence E. J., Plizga E. J. and Nelson N. H., (1995) "Harmonic Resonance at a Medium-Sized Industrial Plant", IEEE Transactions on Industry Applications, vol. 31, no. 4, pp. 682-690.

Da Silva E., (2001) "High Frequency and Microwave Engineering", The Open University, Butterworth–Heinemann, 440p.

Heydt G. T., (1991) *Electric Power Quality*. West LaFayette: Stars in a Circle Publications.

Jérémie Fromageau, Jean-Luc Gennisson, Cédric Schmitt, Roch L. Maurice, Rosaire Mongrain, and Guy Cloutier, (2007) "Estimation of Polyvinyl Alcohol Cryogel Mechanical Properties with Four Ultrasound Elastography Methods and Comparison with Gold Standard Testings, IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control, vol. 54, no. 3, pp. 498-509.

Lemieux G., (1990) "Power System Harmonic Resonance - A Documented Case," IEEE Transactions on Industry Applications, vol. 26, no. 3, pp. 483-488.

Linders J. R., (1979) "Electric Wave Distortions: Their Hidden Costs and Containment", IEEE Transactions on Industry Applications, vol. IA-15, no. 5, pp. 458-471.

Matlab, (2014) *The language of Technical Computing*, MathWorks.

Disponible en: <http://www.mathworks.com/products/matlab/>

Phipps J. K., Nelson J. P. and Sen P. K., (1994) "Power Quality and Harmonic Distortion on Distribution Systems," IEEE Transactions on Industry Applications, vol. 30, no. 2, pp. 476-484.

RG58/RgG59 Series, (2005) *Pro-Power Quality Cables*, Farnell, pp. 1-3.

Disponible en: <http://www.farnell.com/datasheets/84294.pdf>

Surry K. J. M., Austin H. J. B., Fenster A and Peters T. M., (2004) "Poly(vinyl alcohol) cryogel phantoms for use in ultrasound and MR imaging", Phys. Med. Biol. 49, pp. 5529–5546

Tektronix, TDS 520A, 524A, 540A, & 544A, (1993) *Digitizing Oscilloscopes, User Manual*, 290p.

Disponible en: <http://www.dudleylab.com/TDS540A-Manual.pdf>

Timothy Gerard Hawkins, (2014) "studies and research regarding sound reduction materials, with the purpose of reducing sound pollution", Thesis of Degree Master of Science in Architecture, Faculty of California Polytechnic State University, San Luis Obispo, pp. 41.

Capítulo 7

7. Pruebas experimentales y resultados

En capítulos anteriores se presentó el estudio teórico y computacional de sensores capacitivos de bajo ruido basado en láminas piezoeléctricas y se describió el arreglo experimental y la metodología para caracterizarlos. En el aspecto teórico, se derivó una expresión analítica para la función de transferencia de la transducción mecánica-eléctrica y una expresión para la respuesta angular o direccionalidad del sensor. En este capítulo se presentan los resultados experimentales del sensor fabricado en el laboratorio. Dichos resultados se presentan en comparación con la respuesta que muestra un sensor comercial. Se cuantifica la respuesta angular de un sensor piezoeléctrico de 110 μm de espesor y se compara con el factor de respuesta angular derivado teóricamente en el capítulo 3. Se muestran resultados obtenidos de los sensores con guarda para diferentes espesores (9, 28, 52 y 110 μm) para incidencia directa de pulsos láser. Finalmente se muestran los resultados de registrar señales fotoacústicas provenientes de diferentes muestras: Pieza de Neopreno de dimensiones milimétricas y Neopreno embebido en un bloque de PVA, placa de Cobre, placa de Aluminio, placa de PCB y una pieza de hueso de pollo para ilustrar la calidad de respuesta de los sensores y su rendimiento en aplicaciones fotoacústicas con enfoque en la formación de imágenes fotoacústica.

7.1 Pruebas experimentales

Para llevar a cabo los experimentos se alineó el arreglo experimental como se explicó en la sección 6.3 del capítulo anterior. En las figuras 7.1–7.6 se muestran las señales eléctricas en respuesta al pulso fotoacústico generado por la absorción del pulso láser en la capa protectora del sensor. La energía de los pulsos láser se mantuvo en 19 mJ a fin de limitar posibles daños sobre el sensor.

Los resultados que se muestran a continuación son para 4 espesores de los sensores PVDF (9, 28, 52 y 110 μm) y para 4 sensores de cada espesor. La finalidad de este estudio es ilustrar el potencial de los sensores desarrollados en aplicaciones de fotoacústica.

7.1.1 Respuesta de cuatro sensores piezoeléctricos para incidencia directa

A continuación se muestra la señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en el recubrimiento del sensor de 9 μm de espesor fabricado en el laboratorio. En la figura 7.1 (a) se exhibe la respuesta en voltaje versus el tiempo. En la gráfica se desplaza la señal de respuesta de cada sensor 0.3 μs para que éstas no se

sobrepongan y así poder visualizar la forma de cada señal. En la figura 7.1 (b) se muestra la amplitud de la transformada de Fourier normalizada versus la frecuencia.

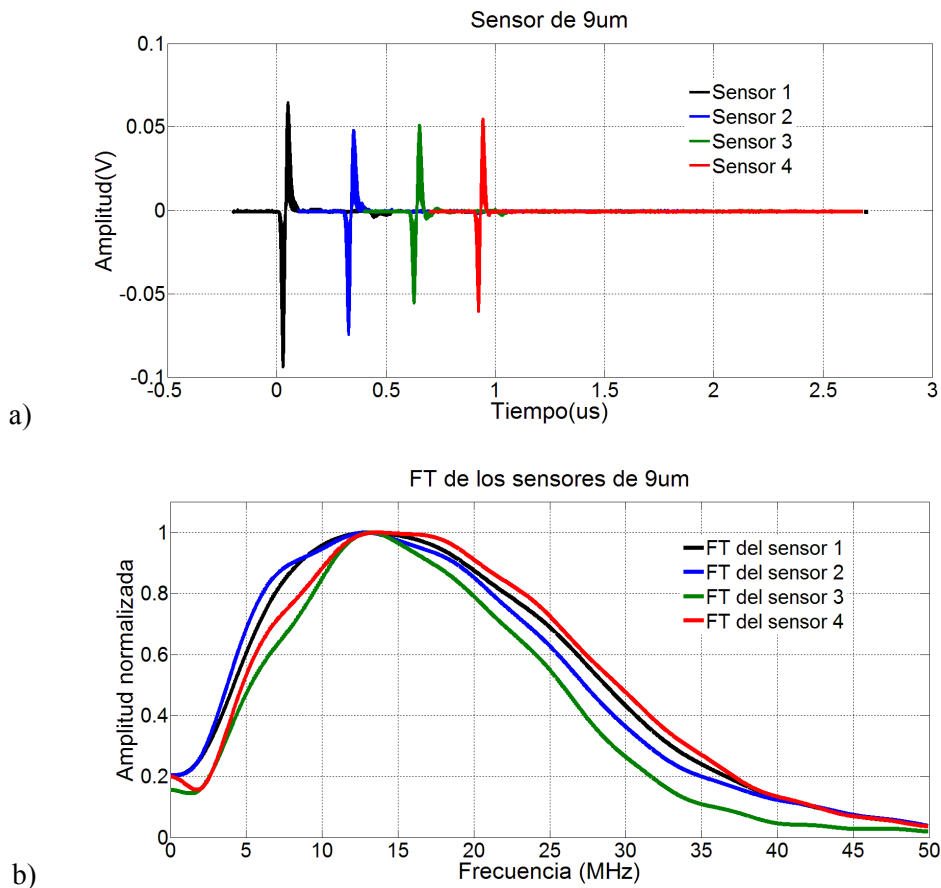


Figura 7.1 Señal eléctrica en respuesta al pulso fotoacústico generado por la absorción del pulso láser en el recubrimiento del sensor de 9 μm de espesor fabricado en el laboratorio. En a) se muestra la señal en voltaje versus el tiempo y en el b) se muestra la amplitud de la transformada de Fourier normalizada versus la frecuencia.

Se puede observar en la figura 7.1 (a) que las amplitudes máximas en la respuesta de los sensores difieren entre sí alrededor de 15% en voltaje. Esta variación en la amplitud del voltaje no es un problema mayor y posiblemente se deba a errores en la alineación (como se verá más adelante, los sensores tienen una respuesta altamente direccional) y a diferencias en el espesor de la capa protectora. El interés aquí es verificar la similitud de respuesta en frecuencia dentro del intervalo espectral de estudio (0.5 a 50 MHz). En la figura 7.1 (b) se observa que hay similitud de respuesta eléctrica obtenida entre los sensores.

En la figura 7.2 se muestra la respuesta de la señal eléctrica de 4 sensores de un espesor de 28 μm fabricados en el laboratorio. Nuevamente, en la figura 7.2 (a) se muestra el voltaje generado en cada sensor versus el tiempo donde cada señal del sensor se desplaza en el tiempo en intervalos de 0.3 μs para mostrar la forma de cada una. En la figura 7.2 (b) se muestra la amplitud de la transformada de Fourier normalizada de la señal en el tiempo de cada uno de los sensores. Se observa que en espacio de frecuencias es notoria la diferencia

en respuesta de sólo uno de los sensores (sensor 1). Esto pudo deberse a un mal acoplamiento de los materiales en la construcción o a un problema en el acoplamiento con el cable.

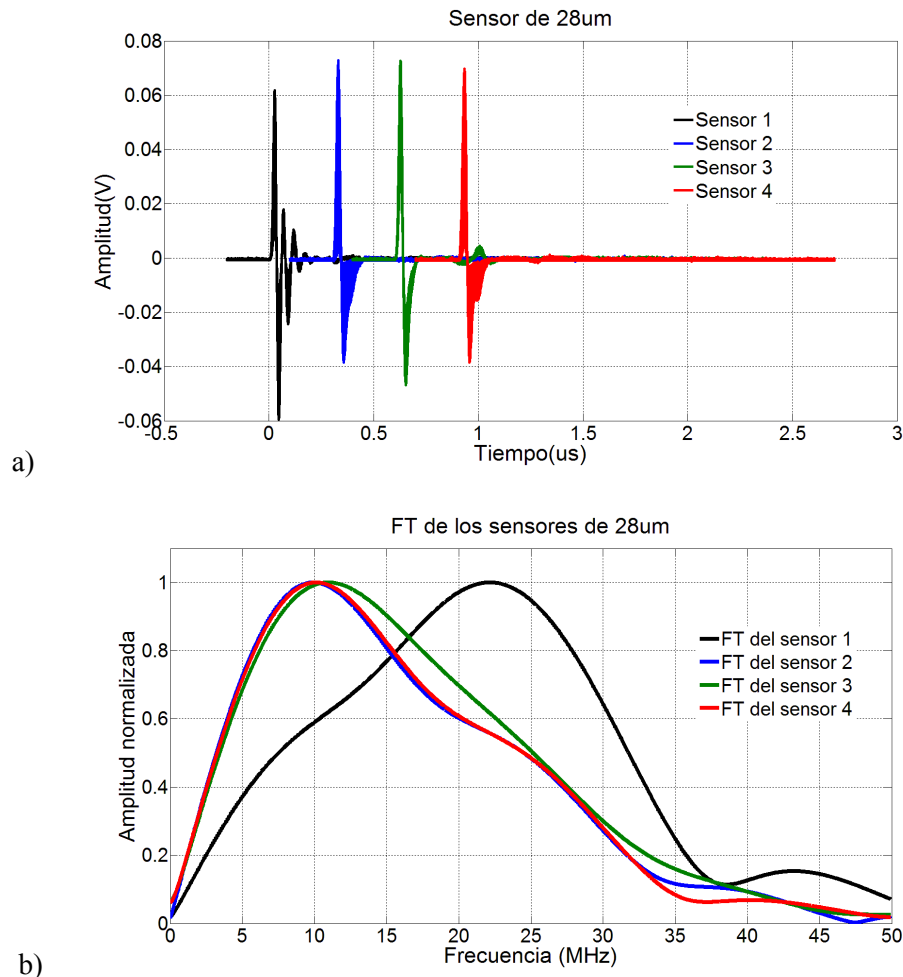


Figura 7.2 Señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en el recubrimiento del sensor de 28 μm de espesor fabricado en el laboratorio. En a) se muestra la señal en voltaje versus el tiempo y en el b) se muestra la transformada de Fourier normalizada del inciso a) como función de la frecuencia.

Se observa en la figura 7.2 (a) que estos sensores piezoeléctricos tienen una respuesta con una buena relación señal a ruido. Además, tres de los sensores muestran buena similitud en su respuesta a un pulso láser en incidencia directa.

En la figura 7.3 se muestra la respuesta de la señal eléctrica de 4 sensores para un espesor de 52 μm . En la figura 7.3 (a) se muestra la señal eléctrica registrada por osciloscopio de los sensores piezoeléctricos mientras que en la figura 6.3 (b) se muestra la respuesta en amplitud de la transformada de Fourier normalizada versus frecuencia para cada uno de los sensores.

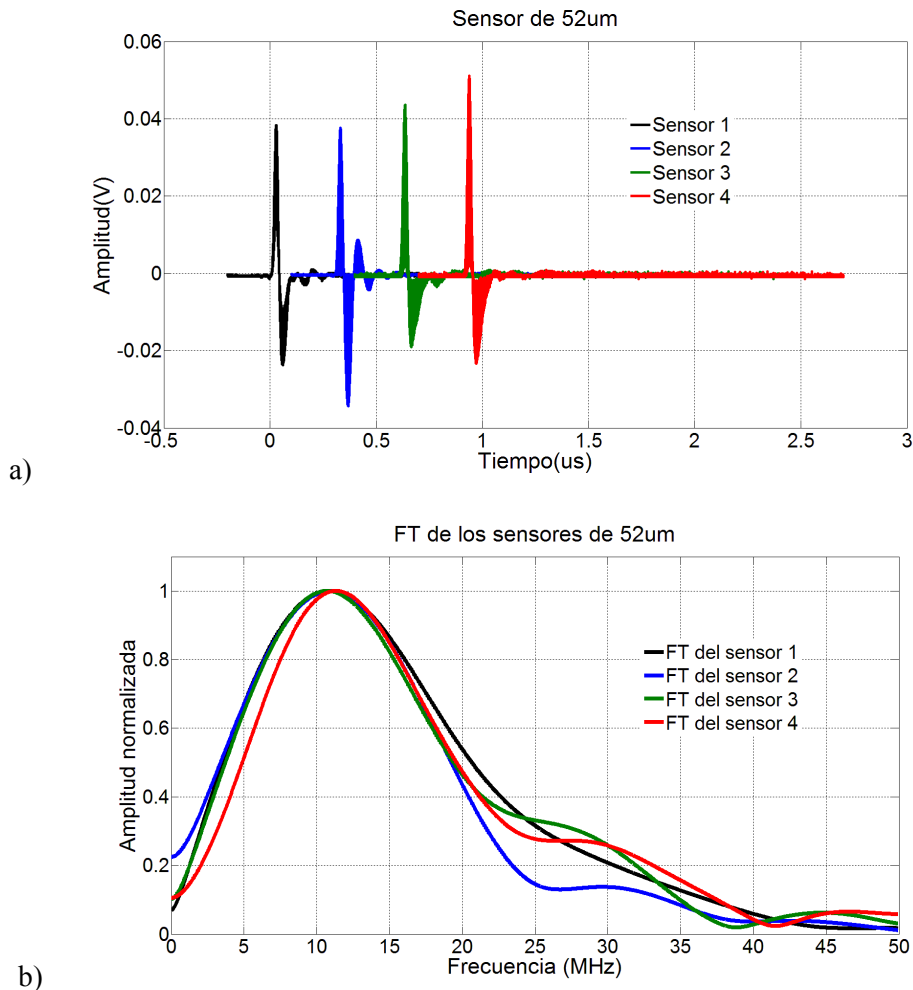
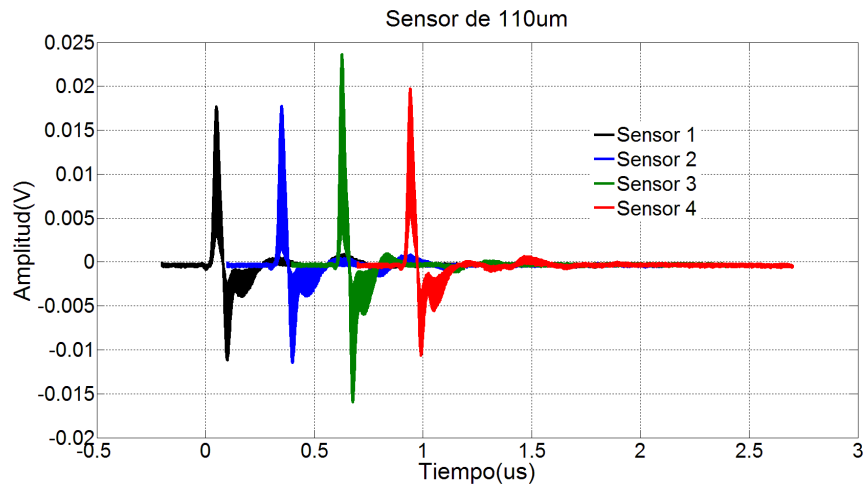


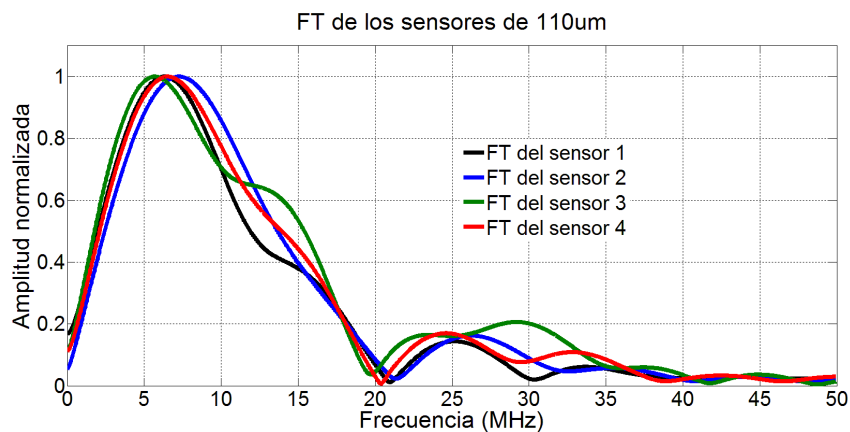
Figura 7.3 Señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en el recubrimiento del sensor de 52 μm de espesor fabricado en el laboratorio. En a) se muestra la señal en voltaje versus el tiempo y en el b) se muestra la amplitud normalizada de la transformada de Fourier versus frecuencia con escala en MHz.

Se observa que el comportamiento de la respuesta en frecuencia de los cuatro sensores en la figura 7.3 (b) presenta un mínimo alrededor de 40 MHz. El modelo teórico presentado en el capítulo 3 predice un mínimo en 27 MHz para el PVDF de 52 μm de espesor. Aunque no coincide la posición de los mínimos de los datos experimentales con la predicha teóricamente, la mera presencia de estos mínimos sugiere la validez cualitativa del modelo teórico de la función de transferencia desarrollado en el capítulo 3. El corrimiento de los mínimos en el experimento comparado con la predicción teórica se puede deber a que el modelo teórico no considera la presencia de los electrodos en las superficies de PVDF ni el empaquetamiento de los sensores. En el siguiente caso, la presencia de un mínimo en la respuesta en frecuencia es más clara.

En la figura 7.4 (a) se muestra la respuesta en voltaje versus tiempo de 4 sensores para un espesor de 110 μm y en la figura 7.4b se muestra la transformada de Fourier normalizada como función de la frecuencia de cada uno de los sensores.



a)



b)

Figura 7.4 Señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en el recubrimiento del sensor de 110 µm de espesor fabricado en el laboratorio. En a) se muestra la señal en voltaje versus el tiempo y en el b) se muestra la amplitud normalizada de la transformada de Fourier versus la frecuencia en escala de MHz.

Nuevamente, se observa que el comportamiento de la respuesta en frecuencia de los cuatro sensores en la figura 7.4 (b) presentan un mínimo. En este caso los mínimos son mucho mas claros que en la figura 7.3 y se encuentra cerca de 20 MHz. El modelo teórico presentado en el capítulo 3 predice un mínimo a 13 MHz para la película de 110 µm de espesor. Nuevamente, aunque la localización del mínimo observada experimentalmente no coincide con la predicha teóricamente, la mera presencia de éste mínimo sugiere la validez cualitativa del modelo teórico de la función de transferencia. Se enfatiza que el modelo teórico no considera la presencia de los electrodos en las superficies de la lámina de PVDF, por lo que no se espera que la función de transferencia describa cuantitativamente la respuesta de los sensores.

7.1.2 Parámetros de rendimiento de los sensores

Una vez obtenidos los resultados en tiempo y frecuencia de la respuesta de los sensores a incidencia directa de pulsos láser para diferentes espesores, se procede a cuantificar la

respuesta de los sensores. Para ello se proponen cuatro parámetros que se denominan “de rendimiento”. Estos parámetros definen con la respuesta de un pulso láser que incide directamente sobre el sensor.

Se define el parámetro A_f como el área bajo la curva del espectro normalizado de la señal, $S_s(f)$ cuando el pulso láser incide directamente sobre el sensor,

$$A_f = \int_{f_0}^{f_{\max}} S_s(f) df, \quad (7.1)$$

donde, f_0 es la frecuencia inicial y f_{\max} es la frecuencia máxima de la ventana en frecuencia de interés (ver figura 7.5). En éste caso, $f_c = 1/2$ MHz y la $f_{\max} = 50$ MHz.

También se define el ancho de banda como $f_2 - f_1$, donde f_1 es la frecuencia menor donde el espectro normalizado disminuye a la mitad de su máximo valor y f_2 es la frecuencia mayor donde el espectro toma el valor de 0.5 veces el valor máximo. La frecuencia de máxima respuesta f_c es, como su nombre lo indica, la frecuencia a la que el espectro de la señal de respuesta alcanza su máximo valor y V_{\max} es la diferencia en voltaje máximo de la señal en el tiempo. El voltaje V_{\max} se toma como la diferencia entre el voltaje máximo y el voltaje mínimo de la señal de las figuras 7.1(a) - 7.4(a).

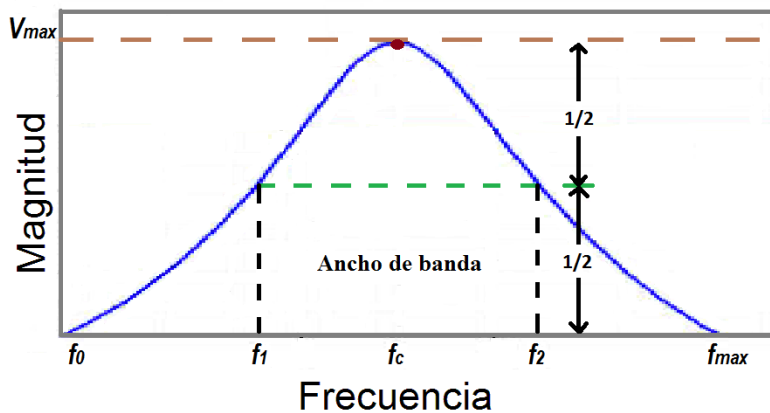


Figura 7.5 Esquema para ilustrar el ancho de banda de una señal en frecuencia comprendida entre f_1 y f_2 . En ésta ilustración, la respuesta en magnitud versus frecuencia tiene simetría respecto a su máximo en f_c sin embargo en las curvas experimentales no hay simetría.

En la tabla 7.1 se muestran los parámetros de rendimiento mencionados para cada uno de los cuatro diferentes espesores de la película PVDF. Los resultados mostrados en la columna de A_f se obtuvieron al aplicar la ecuación (7.1) a las figuras 7.1b-7.4b.

Tabla 7.1 Parámetros de rendimiento de cada sensor con pulsos láser de 7 ns, 1024nm de longitud de onda y frecuencia de repetición de 10 Hz.

Espesores del sensor	A_j adimensional	$f_2 - f_1$ (MHz)	f_c (MHz)	V_{\max} (mV)
PVDF de 9 μm				
Sensor 1	0.50	24.5	14.90	158.20
Sensor 2	0.50	23.6	12.95	122.71
Sensor 3	0.41	20.6	12.55	106.71
Sensor 4	0.50	24.4	15.30	115.42
PVDF de 28 μm				
Sensor 1	0.40	12.80	20.65	121.33
Sensor 2	0.44	21.85	9.10	111.34
Sensor 3	0.43	20.7	10.45	119.47
Sensor 4	0.44	21.9	7.35	108.23
PVDF de 52 μm				
Sensor 1	0.36	16.7	11.10	61.71
Sensor 2	0.27	11.05	10.95	71.92
Sensor 3	0.39	17.3	9.50	62.57
Sensor 4	0.35	14.6	9.30	74.17
PVDF de 110 μm				
Sensor 1	0.23	9.85	6.30	28.78
Sensor 2	0.29	11.20	7.30	29.08
Sensor 3	0.28	13.05	5.70	39.60
Sensor 4	0.28	11.85	6.50	30.32

Lo ideal sería que un sensor tenga un parámetro A_j cercano a 1, una frecuencia f_c de 25 MHz y que el ancho de banda esté cerca de 50 MHz. Los resultados mostrados en la tabla 7.1 no tiene un rendimiento ideal pero tiene valores entre 0.5 y 0.4 en el área bajo la curva para los sensores de 9 y 28 μm de espesor, que se considera muy buenos.

Mientras más semejante sean los parámetros de rendimiento (de la tabla 7.1) de cada sensor del mismo espesor, mayor es la reproducibilidad de respuesta para el rango de estudio de interés. Los sensores piezoeléctricos que abarcan más al rango espectral de interés son el de 9 y 28 μm pero para fines de ésta tesis se decidió utilizar el sensor piezoeléctrico con película PVDF de 28 μm dada su facilidad de manipulación, y de deposición de los electrodos sobre la película PVDF y porque al estudiar el rango dinámico a partir de las ondas mecánicas generadas por los diferentes materiales de estudio, se obtiene una mayor amplitud en voltaje del sensor de 28 μm de espesor que el sensor de 9 μm . Estos resultados se muestran en la sección 7.3.4 en adelante.

La disminución de los valores de los parámetros de rendimiento en la tabla 7.1 al incrementarse el espesor del sensor piezoeléctrico es consecuencia de la presencia de los mínimos en la función de transferencia a menores frecuencias para mayores espesores del PVDF. Es consistente con el modelo teórico de la función de transferencia si se observa las

gráficas de la figura 3.7 del capítulo 3. El ancho de banda es mayor para los espesores menores.

7.1.3 Comparación de la respuesta de un sensor comercial con un sensor fabricado en el laboratorio

A continuación se muestra la comparación de la señal eléctrica entre los sensores piezoeléctricos fabricados en el laboratorio y el sensor comercial de marca *Measurement Specialties*, ambos con lámina de PVDF de 28 μm de espesor (figura 7.6). Las señales eléctricas mostradas son debido al pulso fotoacústico generado por la absorción del pulso láser en el recubrimiento del sensor.

En la figura 7.6 (a) se muestra la respuesta en voltaje versus tiempo. En la figura 7.6 (b) se muestra el voltaje de la transformada de Fourier normalizada versus frecuencia para los dos sensores, tanto el comercial como el sensor fabricado en el laboratorio. En esta comparación es notoria la diferencia en amplitudes donde el sensor fabricado en el laboratorio es mayor. En el espectro de la señal del sensor comercial se observan resonancias posiblemente a las interferencias destructivas en el interior del sensor para ciertas frecuencias. Esto podría ser porque el acoplamiento de impedancias del sensor comercial en agua no es muy bueno.

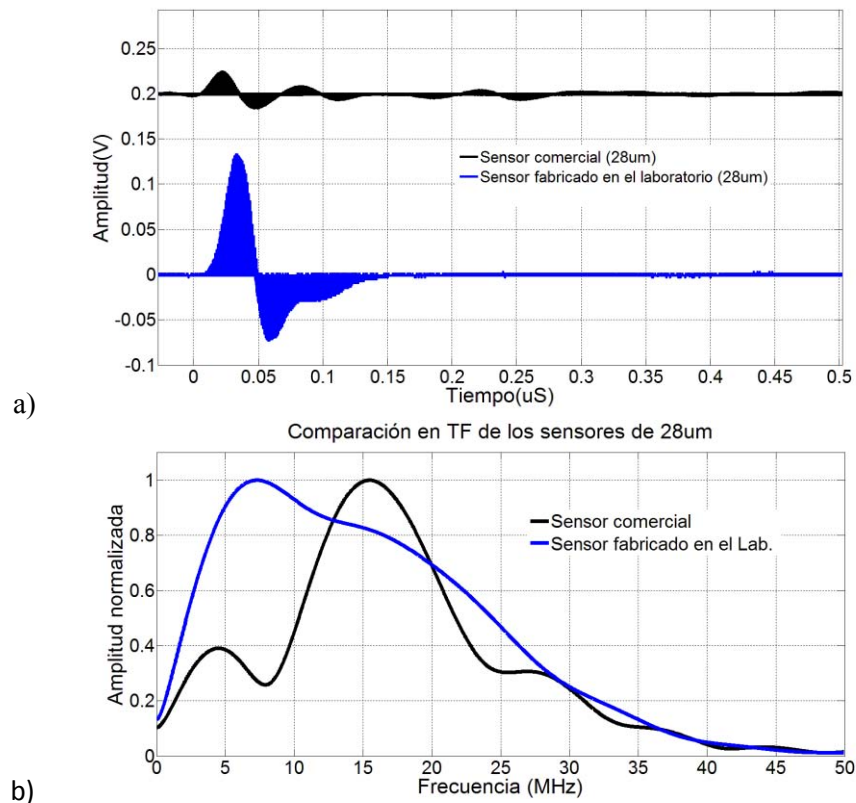


Figura 7.6 Comparación del sensor comercial con un sensor fabricado en nuestro laboratorio de 28 μm de espesor. En a) se muestra la respuesta en voltaje versus el tiempo (en escala de microsegundos) y en b) se muestra la amplitud normalizada de la transformada de Fourier versus frecuencia en escala de MHz.

Tabla 7.2 Comparación de rendimiento del sensor comercial y el sensor fabricado en el laboratorio al usar pulsos láser de 7 ns de 1024 nm de longitud de onda y frecuencia de repetición de 10 Hz. Ambos tienen espesores de 28 μm de película PVDF.

Espesores del sensor	A_j	$f_2 - f_1$ (MHz)	f_c (MHz)	V_{\max} (mV)
Sensor fab. en el laboratorio	0.44	21.90	7.35	108.23
Sensor comercial	0.33	11.31	15.35	40.40

Como se observa en la figura 7.6 (b) y la tabla 7.2, la respuesta del sensor fabricado en el laboratorio tiene un ancho de banda mayor que el sensor comercial, además tiene un voltaje V_{\max} 3 veces mayor que el del sensor comercial. También tiene un parámetro A_j mayor.

7.2 Caracterización angular del sensor piezoeléctrico de tipo capacitivo

A continuación se describen los resultados experimentales obtenidos al incidirle ondas monocromáticas generadas por un hidrófono emisor sobre un sensor de 110 μm de espesor. También se hace una comparación del modelo teórico con los datos experimentales.

7.2.1 Apertura numérica

Para caracterizar la dependencia angular de la respuesta del sensor se utilizó un hidrófono emisor ultrasónico comercial de *General Electric* (Mod. 57509) emitiendo a 6MHz. Se alineó el sensor bajo prueba con la normal de superficie hacia la fuente, ambos inmersos en el tanque de agua, y se colocó a una distancia de 10 cm del emisor. Se fijó la amplitud de la onda ultrasónica emitida y se giró el sensor alrededor de su eje en incrementos de un grado (fig. 6.9c del capítulo 6). Se registró la amplitud de la señal generada por el sensor con el osciloscopio en cada paso de la rotación. En la figura. 7.7 se muestra la respuesta del sensor de 110 μm espesor de la película de PVDF. Los valores experimentales están normalizados a su valor máximo en incidencia normal y se compara con la función $F(\theta_i)$ teórica predicha en la ecuación (3.47).

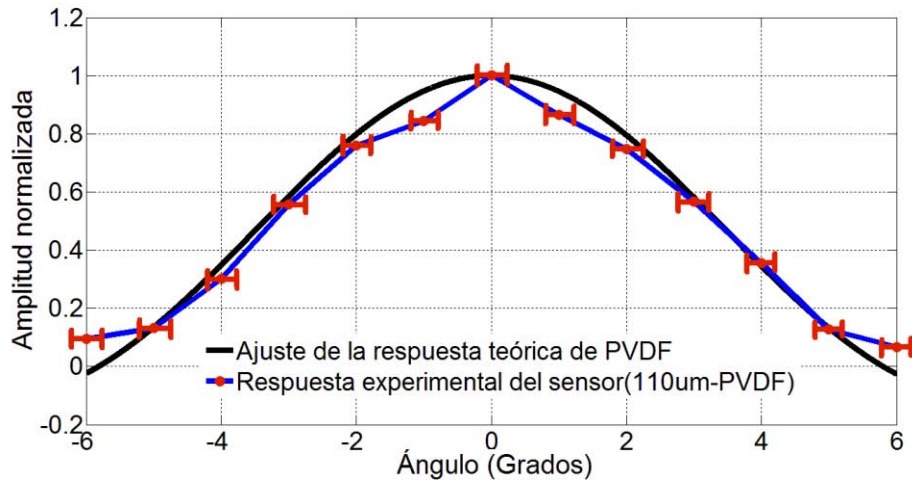


Figura 7.7 Comparación de la respuesta angular experimental del sensor piezoeléctrico con película de PDVF de 110µm de espesor y con área de sensado de 3 mm inmerso en agua al utilizar una fuente de ultrasonido de 6 MHz con la ecuación (3.47) descrito en el capítulo 3

Las barras de error en la figura 7.7 indican una incertidumbre de $\pm 0.2^\circ$ en el ángulo de incidencia debido a la resolución limitada de la etapa mecánica utilizada para girar los sensores. Como se puede ver en la figura 7.7 la función teórica $F(\theta_i)$ describe bien la dependencia angular de la respuesta del sensor.

7.3 Resultados con diferentes muestras de prueba

En este apartado se muestran los resultados de la señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en distintos materiales para cuatro diferentes espesores de los sensores fabricados en el laboratorio. Como ya se dijo, el objetivo de este estudio es para ilustrar la calidad de respuesta de los sensores en aplicaciones fotoacústicas.

7.3.1 Respuesta acústica del neopreno

En este apartado se muestra la señal eléctrica generada por el pulso fotoacústico debida a la absorción del pulso láser en una pieza de neopreno de 1.5 mm de espesor y registrada por sensores piezoeléctricos. Se hicieron pruebas experimentales con los sensores fabricados en el laboratorio de espesores 9, 28, 52 y 110µm.

A continuación se muestra la señal eléctrica generada por el pulso fotoacústico debida a la absorción del pulso láser en el Neopreno y registrada por cuatro sensores de 9µm de espesor (ver figura 7.8a). La distancia entre el sensor y el pedazo de neopreno es de 3 cm. En la figura 7.8 (a) se muestra la señal de disparo como señal de referencia y a partir de entonces se muestrea la señal eléctrica registrada por los sensores como función del tiempo. En la figura 7.8 (b) se muestran las mismas señales de la figura 7.8a pero ampliadas. La respuesta en voltaje del sensor 1 y 2 es menor comparada con el sensor 3 y 4. Posiblemente debido a diferencias en el acoplamiento y la alineación en cada experimento. Pero la forma de la respuesta es muy similar en los cuatro sensores. En la figura 7.8 (c) se muestra la

amplitud normalizada versus la frecuencia. Se puede notar que las cuatro señales en frecuencia son muy parecidas en forma. Esto garantiza que la señal fotoacústica generada en el Neopreno se centra en ese intervalo espectral.

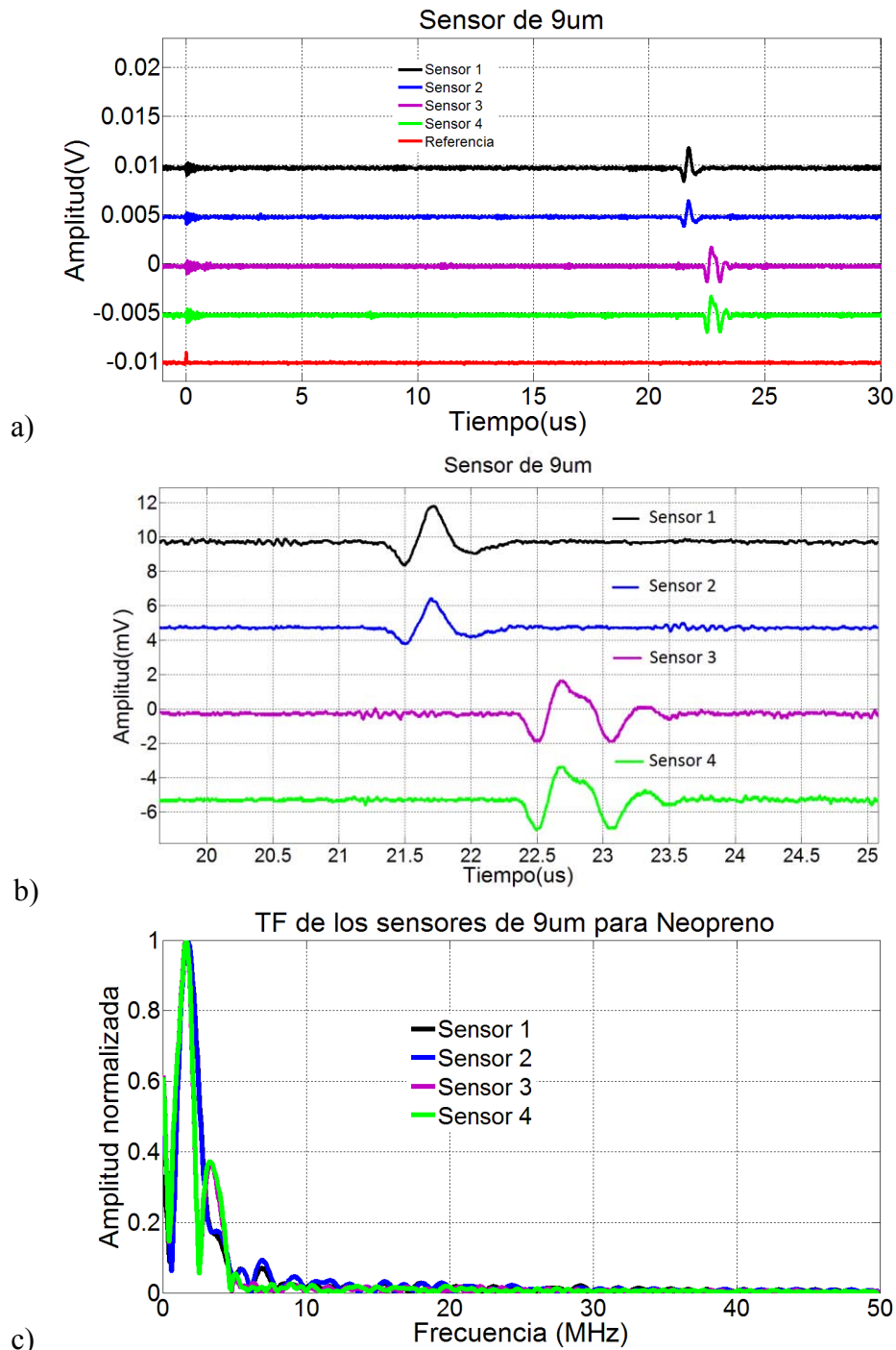


Figura 7.8 Señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en Neopreno para 4 sensores piezoeléctricos de 9 μm fabricados en el laboratorio. En el inciso a) se muestra la señal en voltaje versus el tiempo. En el inciso b) se muestra la ampliación de las señales en el inciso a) para poder visualizar las características de cada señal. En el inciso c) se muestra la

amplitud normalizada de la transformada de Fourier de las señales en (b) versus la frecuencia (las unidades están en MHz.)

A partir de este punto en adelante se muestra la ampliación de la respuesta en voltaje versus el tiempo por los otros sensores de prueba sin la señal de referencia. La finalidad de la ampliación de la señal eléctrica es para poder observar con mayor claridad la forma de dicha señal.

En la figura 7.9 se muestra la señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en Neopreno para 4 sensores piezoeléctricos de 28 μm fabricados en el laboratorio. Se observa en el tiempo (figura 7.9a) que la respuesta del sensor 1 y 3 tiene menor amplitud en voltaje que el sensor 2 y 4. La forma de la respuesta es algo diferente para los cuatro sensores. Esto posiblemente se debe al acoplamiento acústico entre los sensores y el agua, además la alineación de cada experimento pudo ser ligeramente diferente. En la figura 7.9 (b) se muestra la respuesta en amplitud normalizada de la transformada de Fourier versus la frecuencia. Se puede notar que las cuatro respuestas son parecidas en forma, excepto la del sensor 4 la cual muestra un fenómeno de resonancia, esto es debido a interferencias acústicas dentro del Neopreno.

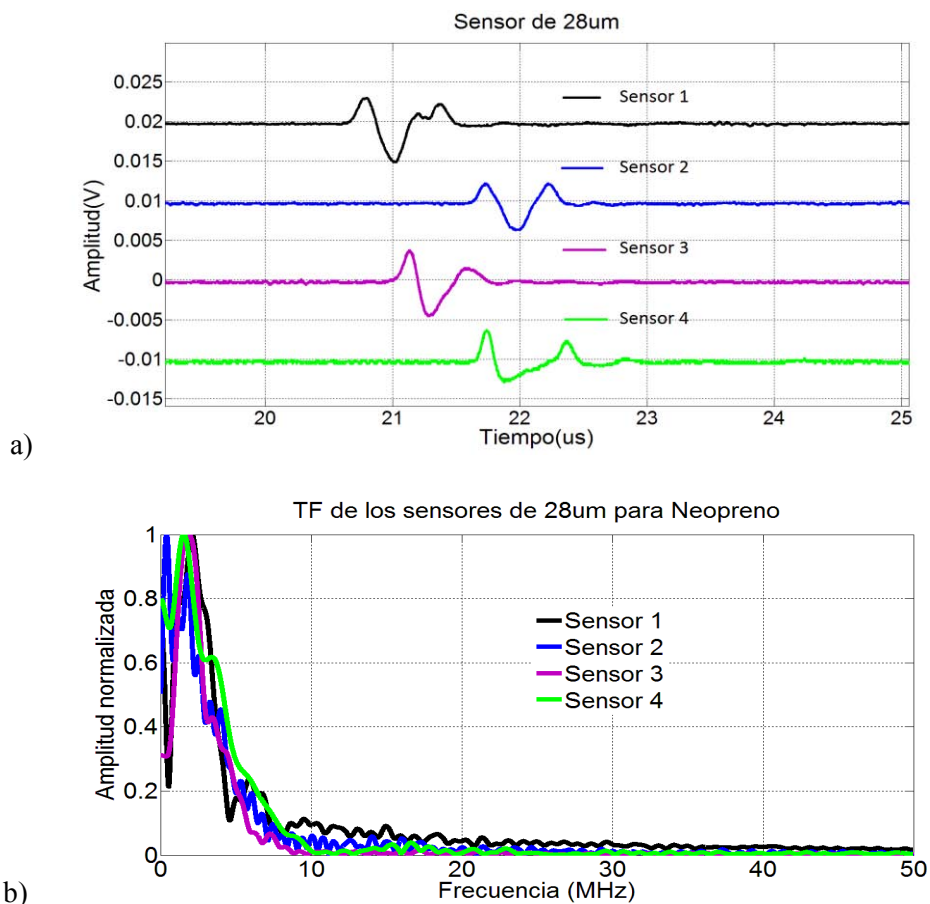


Figura 7.9 Señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en pedazo de Neopreno para 4 sensores piezoeléctricos de 28 μm fabricados en el laboratorio. En el

inciso a) se muestra la señal en voltaje versus el tiempo. En el inciso b) tenemos la respuesta en amplitud normalizada de la transformada de Fourier versus la frecuencia.

La respuesta en frecuencia registrada por los sensores piezoeléctricos son muy parecidas y esto muestra de que estos sensores son adecuados para análisis fotoacústico a altas frecuencias (>1 MHz) para formación de imágenes.

Enseguida se reporta la respuesta de la señal eléctrica obtenida por cuatro sensores de 52 μm de espesor. En la figura 7.10 (a) se muestra la respuesta en voltaje versus el tiempo y en la figura 7.10 (b) se muestra la respuesta en amplitud normalizada de la transformada de Fourier versus la frecuencia para los cuatro sensores piezoeléctricos. Se observa que la respuesta espectral varía mínimamente en forma. Esto posiblemente se debió a que la alineación del neopreno con respecto al sensor fue ligeramente diferente en cada caso.

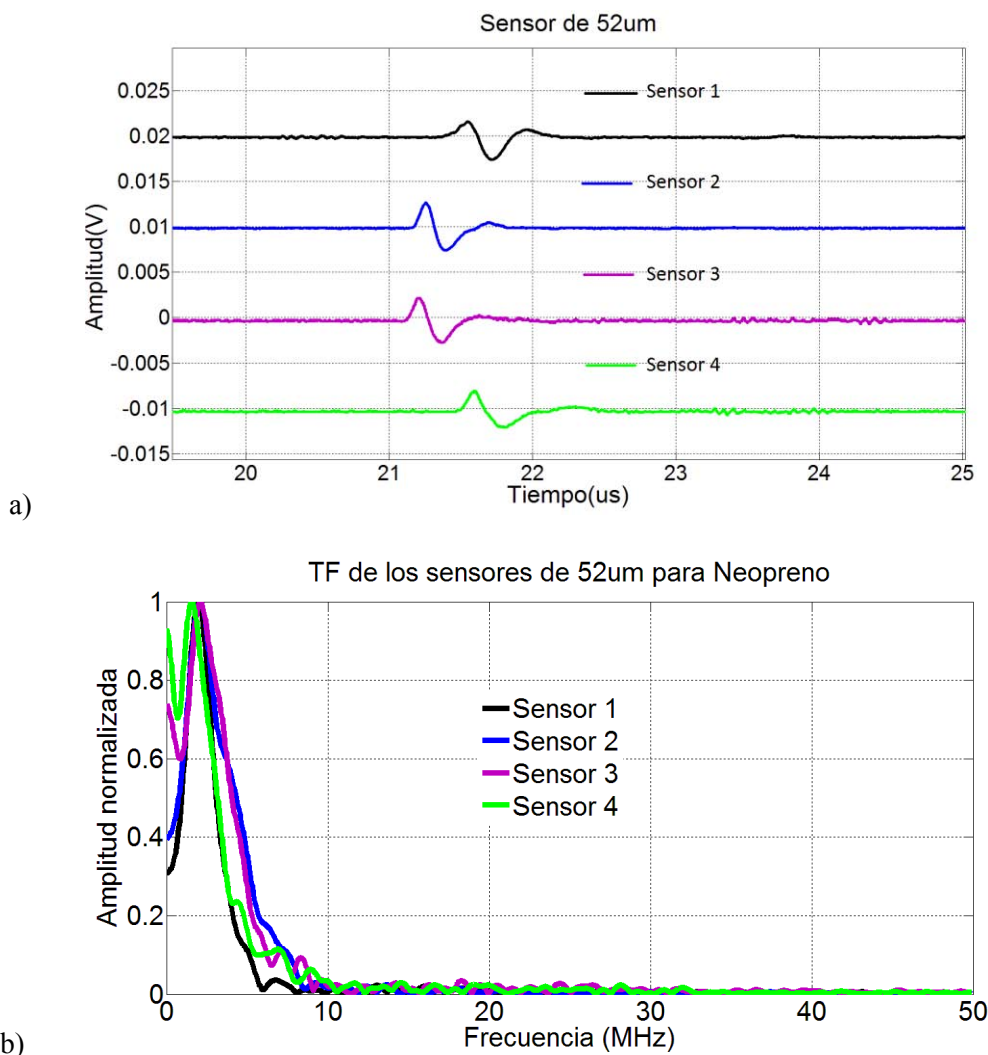


Figura 7.10 Señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en la pieza de Neopreno para 4 sensores piezoeléctricos de 52 μm fabricados en el laboratorio. En el inciso a) se muestra la señal en voltaje versus el tiempo. En el inciso b) se tiene la respuesta de la

amplitud normalizada de la transformada de Fourier versus la frecuencia (las unidades están en MHz).

En la figura 7.11 se muestran las gráficas correspondientes obtenidas con cuatro sensores con películas de PVDF de 110 μm de espesor. Se observa en la figura 7.11 (a) que la respuesta de cada sensor tiene forma parecida a pesar de tener diferentes amplitudes en voltaje. La amplitud varía debido a ligeras diferencias en la alineación de los experimentos. En la figura 7.11 (b) se muestra la respuesta en amplitud normalizada de la transformada de Fourier versus la frecuencia. Se puede notar que las cuatro respuestas son parecidas en forma.

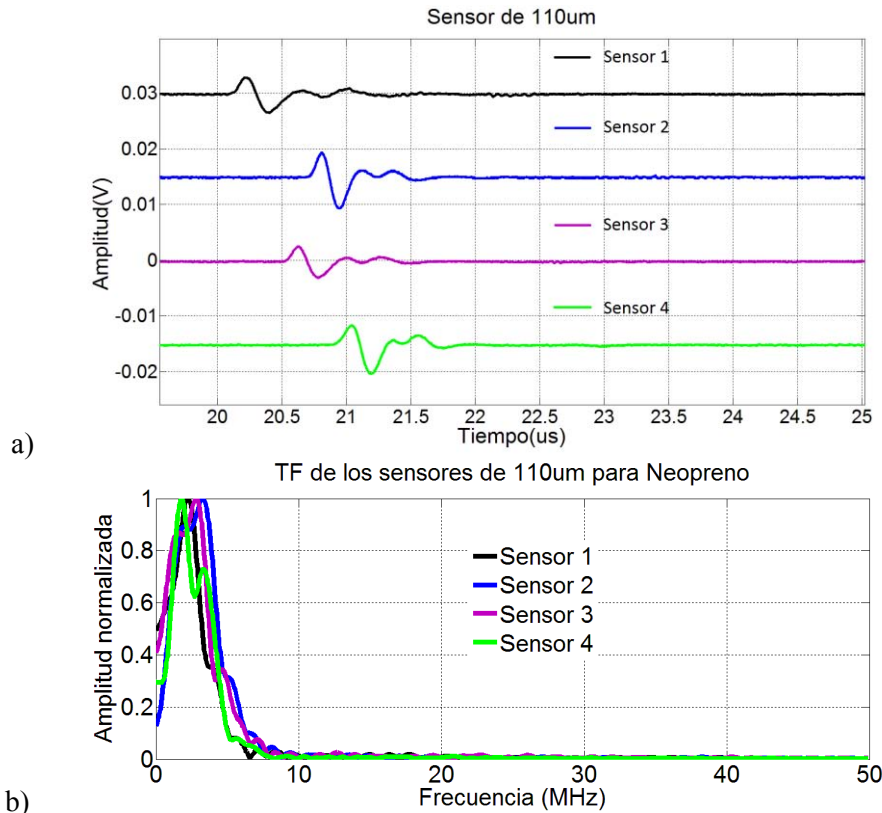


Figura 7.11 Señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en pedazo de Neopreno para 4 sensores piezoeléctricos de 110 μm fabricados en el laboratorio. En el inciso a) se muestra la señal en voltaje versus el tiempo. En el inciso b) se tiene la respuesta en amplitud normalizada de la transformada de Fourier versus la frecuencia (las unidades están en MHz).

7.3.2 Comparación de respuesta para el sensor comercial con el sensor fabricado en el laboratorio

Nuevamente, se hace una comparación de respuesta de señal eléctrica al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en el pedazo de Neopreno para el sensor comercial de *measurement specialties* y el sensor fabricado en el laboratorio, ambos de 28 μm de espesor de película PVDF. En la figura 7.12 se muestran las señales registrada por cada sensor.

La figura 7.12 (a) se muestra el voltaje versus el tiempo de la señal registrada por el sensor comercial y el sensor fabricado en el laboratorio, respectivamente, cuando se usa la muestra de Neopreno. En la figura 7.12 (b) se grafica la ampliación de la respuesta generada por el sensor comercial y el sensor fabricado en el laboratorio. Las dimensiones de sensado del sensor comercial es: 1cm de ancho por 2cm de largo y las del sensor fabricado en el laboratorio son de 3mm de diámetro. En la figura 7.12 (c) se muestra la respuesta espectral de los dos sensores. Es notorio que el sensor fabricado en el laboratorio es más limpia que la respuesta del sensor comercial.

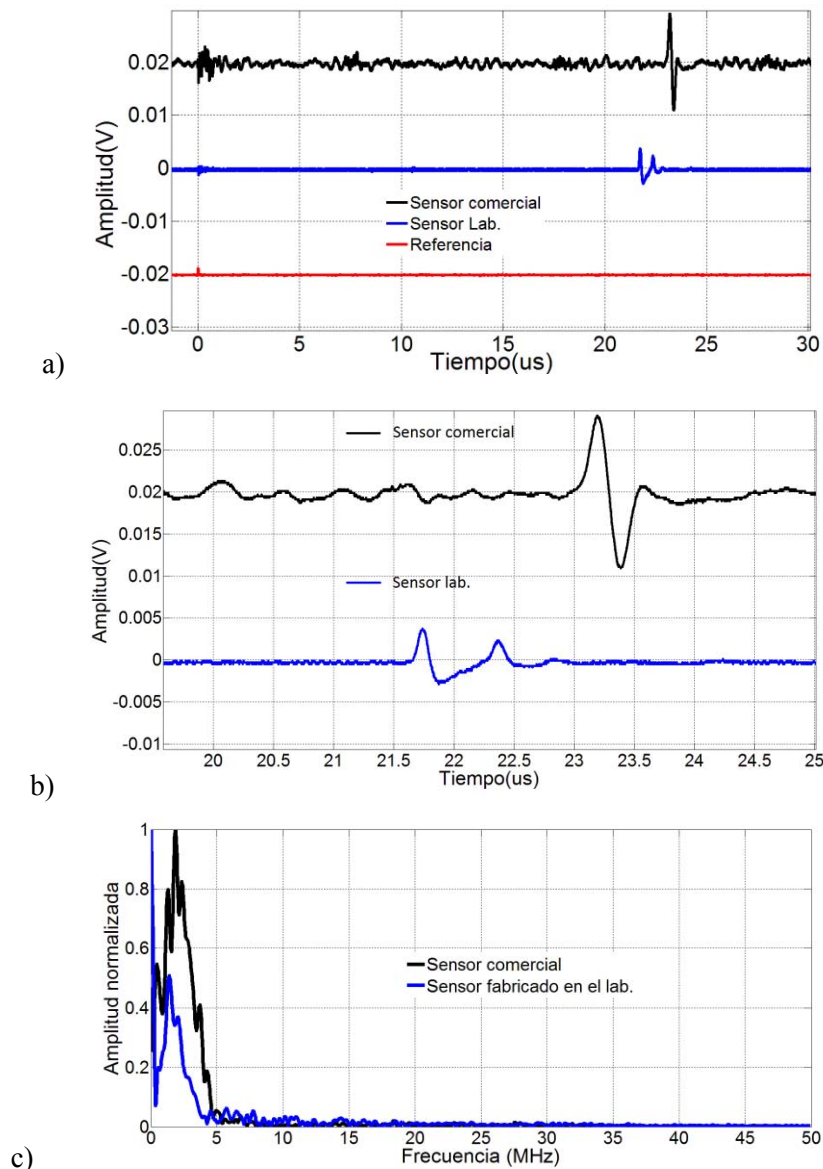


Figura 7.12 Comparación de señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en Neopreno del sensor comercial de *measurement specialties* y el sensor fabricado en el laboratorio, ambos de 28 μm de espesor. En el inciso a) se muestra la señal en Volts versus tiempo. En el inciso b) se tiene la ampliación de la respuesta en Volts versus tiempo para

visualizar las características de la señal obtenida de cada sensor. En el inciso c) se tiene la amplitud normalizada versus frecuencia, las unidades en frecuencia esta en Mega Hertz.

Es decir, la razón de señal a ruido del sensor fabricado en el laboratorio es claramente mejor que la del sensor comercial. Esto es debido a la utilización de guardas en el sensor fabricado en el laboratorio.

7.3.3 Arreglo experimental para ilustrar el uso de los sensores con diferentes muestras de prueba

En la figura. 7.13 (a) se muestra el arreglo experimental utilizando el alcohol de polivinilo (PVA) con neopreno incrustado para generar las señales PA. El neopreno (L) tiene un espesor de 1.5 mm y el PVA (D) tienen un espesor de 0.9 cm espesores. L1 y L2 especifican las distancias entre las interfaces agua-PVA y las superficies de neopreno. El neopreno está centrado dentro del bloque de PVA. En la figura. 7.8b se muestra una pieza de PVA (1.4 cm de grosor) con Neopreno incrustado en él.

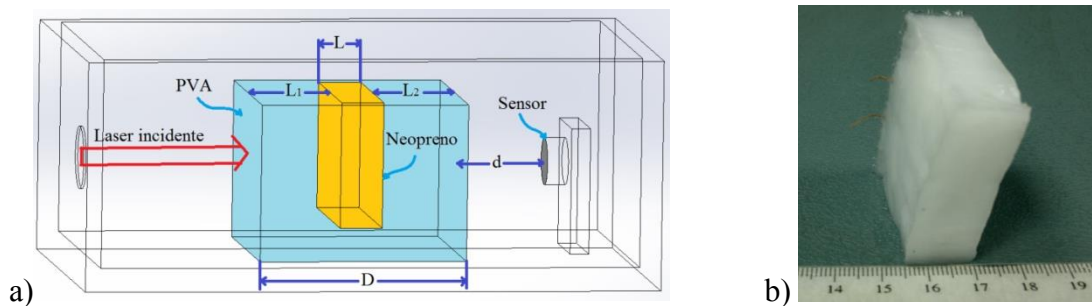


Figure 7.13 Arreglo experimental con fantasma: a) modo de interacción con el fantasma (PVA), b) fantasma con neopreno incrustado.

Para ilustrar el tipo de respuesta de los sensores en aplicaciones fotoacústicas, se usaron también otras muestras como son: placa de Aluminio, placa de Cobre, recorte de PCB y una pieza de hueso de Pollo. La colocación de cada uno de las muestra se posicionó a una distancia de 3 cm (valor de la letra d de la figura 7.13a) del sensor. Los espesores de los materiales de estudio fueron (Valor de la letra D de la figura 7.13a): placa de Aluminio de 1.5mm, placa de Cobre de 1mm, pedazo de PCB de 1 mm, y la pieza de hueso de Pollo de 2mm, PVA de 0.9 cm y neopreno de 1.5mm. La distancia en la abertura del cubo acrílico para la entrada del láser al material de muestra fue de 10cm.

7.3.4 Señal del Neopreno embebido al PVA

Como se dijo en el capítulo 6, la finalidad de utilizar el alcohol polivinílico (PVA) es para simular señales fotoacústicas en tejidos suaves. Esto es de interés aquí ya que la aplicación final de los sensores es para formación de imágenes fotoacústica en detección de tumores en el seno humano. El uso de éste material es por su similitud con el tejido biológico en términos de su respuesta óptica a 1064 nm de longitud de onda y mecánica en el rango del ultrasonido de la señal fotoacústica.

A continuación se muestra la respuesta de señal eléctrica de los sensores fabricados en el laboratorio con el arreglo experimental mostrado en la figura 7.13.

Se observa en la figura 7.14 la respuesta de señal eléctrica de cuatro sensores con espesores de $9\ \mu\text{m}$ para el Neopreno embebido en PVA. Se observa la señal eléctrica en la figura 7.14 (a) hay aumento de ruido de cada sensor. Esto es debido a la dispersión de la señal fotoacústica al propagarse a través del PVA. En la figura 7.14 (b) se muestra la respuesta en amplitud normalizada de la transformada de Fourier versus la frecuencia. Se observa que la señal disminuye en rango espectral y aumenta el ruido comparado con la figura 7.8 para el caso del Neopreno solo.

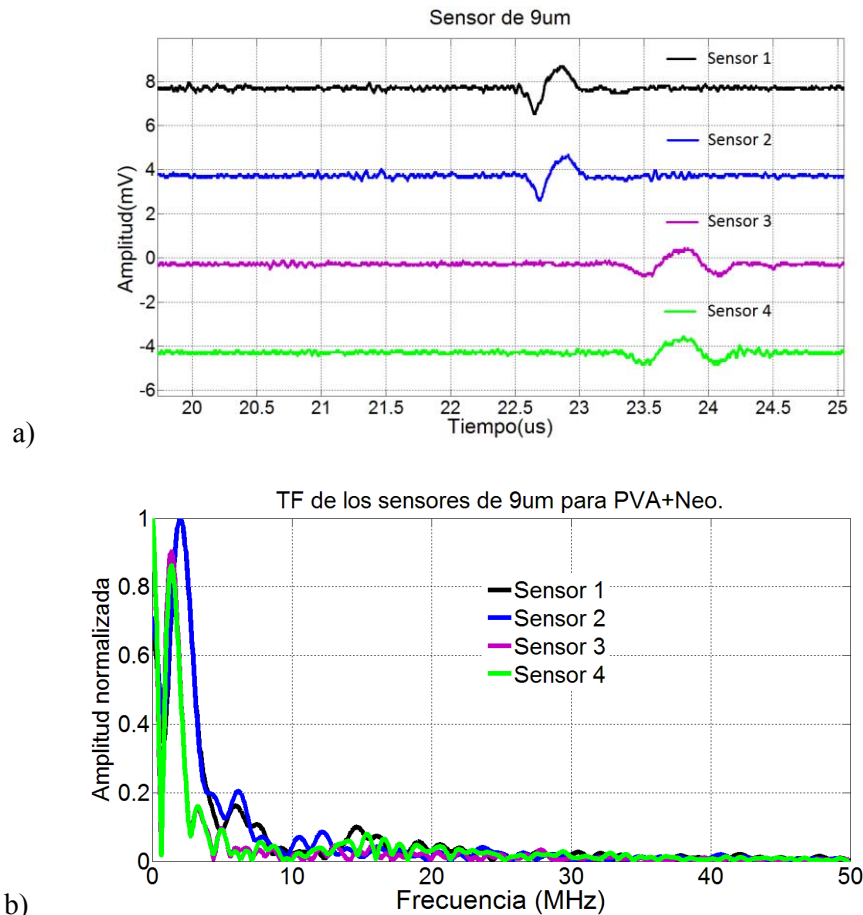


Figura 7.14 Señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en Neopreno embebido al PVA para 4 sensores piezoeléctricos de $9\ \mu\text{m}$ fabricados en el laboratorio. En el inciso a) se muestra la señal en voltaje versus el tiempo (las unidades están en milivolts, microsegundos, respectivamente) ampliado para visualizar las características de la señal obtenida del sensor. En el inciso b) se muestra la respuesta en amplitud normalizada de la transformada de Fourier versus la frecuencia. La frecuencia está en MHz.

Como se observa en la figura 7.14 los cuatro sensores tienen similitud en su respuesta pero la atenuación aumenta comparado con el Neopreno solo debido a que hay dispersión de las ondas en el material PVA. Sin embargo los resultados claramente muestran que se logra

detectar las ondas mecánicas generadas por el neopreno cuando está embebido dentro del PVA a una distancia de 6mm (valor de L1 en la figura 7.13).

Se observa en la figura 7.15 la respuesta eléctrica de cuatro sensores con espesores de 28 μm para el pedazo de Neopreno embebido en PVA. En la figura 7.15b se muestra la amplitud normalizada de la transformada de Fourier versus la frecuencia. Se observa que disminuye en rango espectral y aumenta el ruido comparado con la figura 7.9.

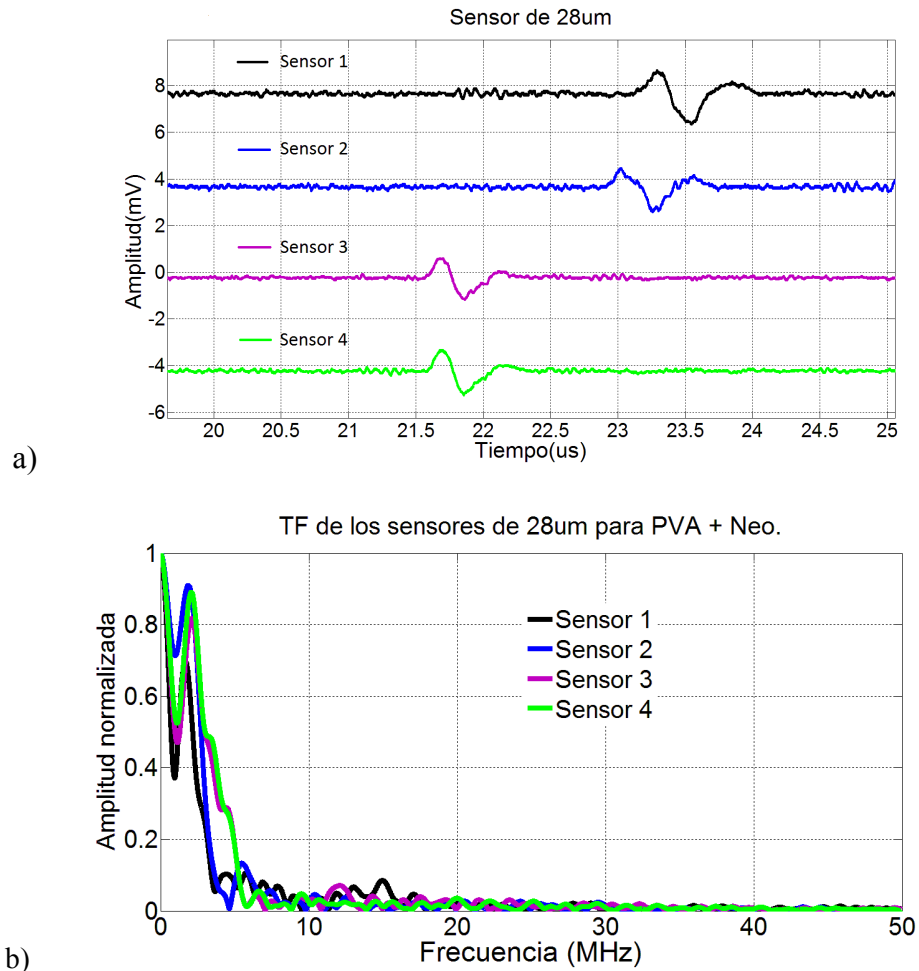


Figura 7.15 Señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en Neopreno embebido al PVA para 4 sensores piezoeléctricos de 28 μm fabricados en el laboratorio. En el inciso a) se muestra la señal en voltaje versus el tiempo (las unidades están en milivolts y microsegundos, respectivamente). En el inciso b) se muestra la amplitud normalizada de la transformada de Fourier versus la frecuencia de las señales en (a).

En la figura 7.16 se observa la señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en Neopreno embebido al PVA para 4 sensores piezoeléctricos de 52 μm fabricados en el laboratorio. En la figura 7.16 (a) se muestra la señal eléctrica en voltaje versus el tiempo. En la figura 7.16 (b) se muestra la respuesta en amplitud normalizada de la transformada de Fourier versus la frecuencia. Nuevamente se observa que disminuye en rango espectral y aumenta el ruido comparado con la figura 7.10

mostrada anteriormente. Esto es debido a la dispersión de las ondas acústicas al propagarse por el PVA.

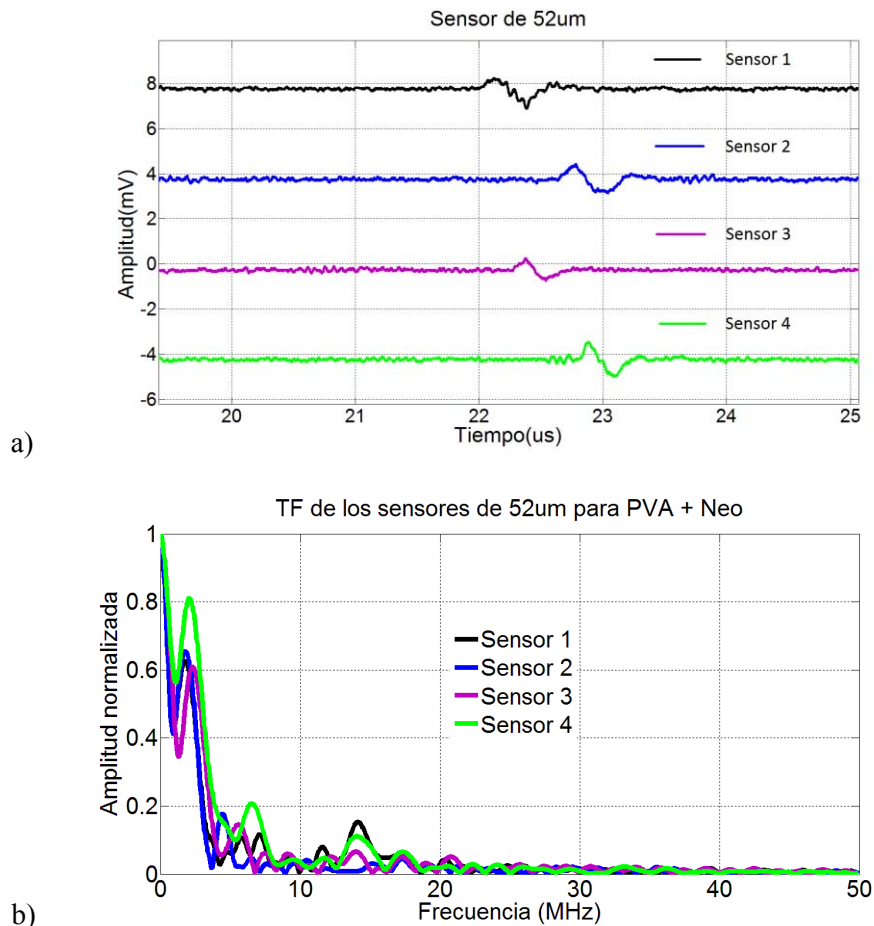


Figura 7.16 Señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en Neopreno embebido al PVA para 4 sensores piezoeléctricos de 52 μm fabricados en el laboratorio. En el inciso a) se muestra la señal en voltaje versus el tiempo (las unidades están en milivolts y microsegundos, respectivamente). En el inciso b) se muestra la amplitud normalizada versus frecuencia.

En la figura 7.17 se muestran las gráficas correspondientes obtenidas con cuatro sensores con películas de PVDF de 110 μm de espesor.

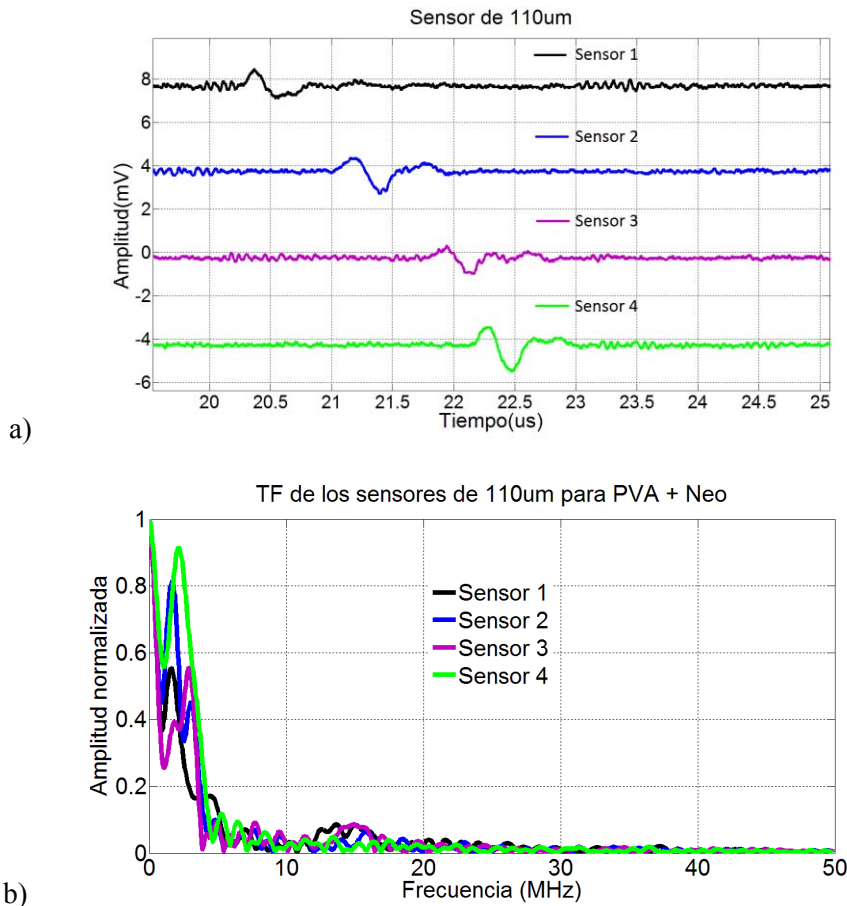


Figura 7.17 Señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en Neopreno embebido al PVA para 4 sensores piezoeléctricos de 110 μm fabricados en el laboratorio. En el inciso a) se muestra la señal en voltaje versus el tiempo. En el inciso b) se muestra la amplitud normalizada de la transformada de Fourier versus la frecuencia.

7.3.4.1 Comparación de resultados experimentales del sensor comercial y el sensor fabricado en el laboratorio

En la figura 7.18 se muestra la comparación de la señal eléctrica del sensor piezoeléctrico comercial de *measurement specialties* con el sensor piezoeléctrico fabricado en el laboratorio, ambos de 28 μm de espesor para el pulso fotoacústico generado por el pedazo de neopreno embebido al PVA. La figura 7.18 (a) muestra el voltaje versus el tiempo mientras que la figura 7.18 (b) se tiene la amplitud normalizada de la transformada de Fourier versus la frecuencia.

En la figura 7.18 (a) se observa que la amplitud de la señal registrada por el sensor comercial es mayor. Sin embargo, es muy notorio que el ruido que registra el sensor comercial es mucho mayor con respecto al sensor fabricado en el laboratorio. La relación señal a ruido del sensor fabricado en el laboratorio es mejor que el sensor comercial

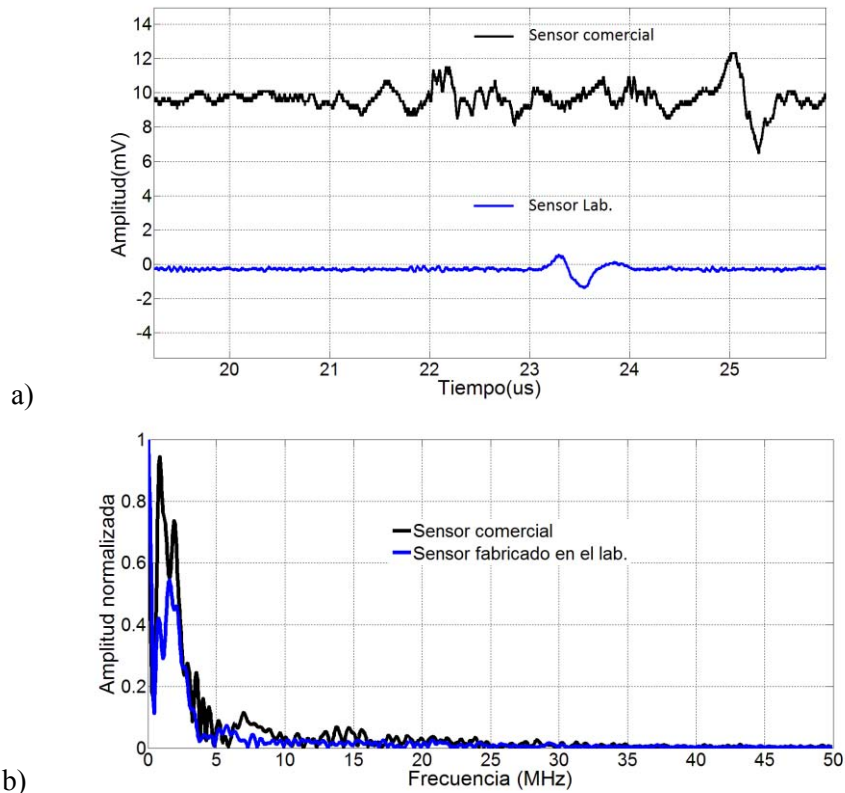
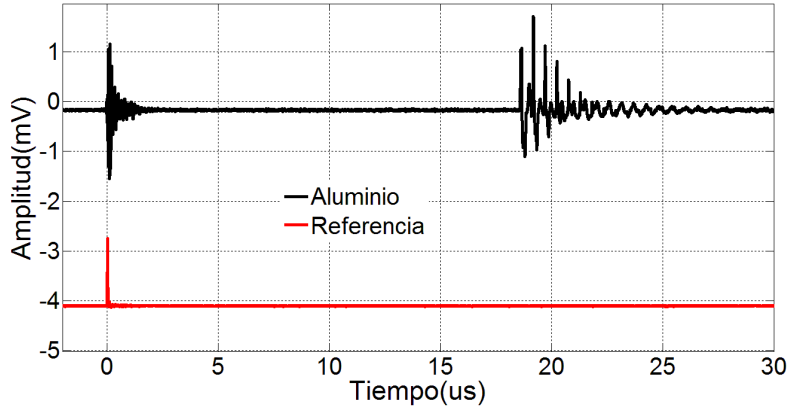


Figura 7.18 Comparación de señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en Neopreno embebido al PVA del sensor comercial de *measurement specialties* y el sensor fabricado en el laboratorio, ambos de 28 μm de espesor. En el inciso a) se muestra la señal de voltaje versus el tiempo. Las unidades están en volts y microsegundos, respectivamente. En el inciso b) se grafica la amplitud normalizada versus frecuencia, las unidades en frecuencia esta en MHz.

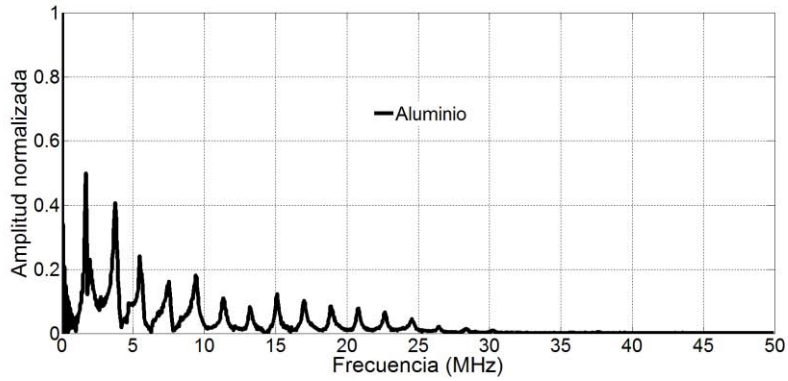
7.3.5 Respuesta mecánica a muestras de diferentes materiales.

Una vez llevado a cabo el estudio con Neopreno y Neopreno embebido en PVA, se procede a determinar la respuesta espectral de cada uno las otras muestras mencionadas. Los experimentos que se presentan a continuación se llevaron a cabo con el sensor piezoeléctrico fabricado en el laboratorio de 28 μm de espesor dado que fue el que mostró mejor respuesta en el estudio anterior cuando se estudiaron las señales eléctricas registradas para el caso de incidencia de pulsos láser en Neopreno y Neopreno incrustado en PVA para los diferentes espesores de la película PVDF. Adicionalmente se muestran las señales eléctricas en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en: Aluminio, Cobre, PCB, Hueso de Pollo, respectivamente.

En la figura 7.19 se muestra la señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en Aluminio para el sensor. En el inciso a) se muestra la respuesta en voltaje versus el tiempo con una señal de referencia mientras que en inciso b) se muestra la respuesta en amplitud normalizada de la transformada de Fourier versus la frecuencia.



a)



b)

Figura 7.19 Señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en aluminio para el sensor piezoeléctrico de 28 μm fabricado en el laboratorio. En el inciso a) se muestra la señal en voltaje versus el tiempo. En el inciso b) se muestra la respuesta en amplitud normalizada de la transformada de Fourier versus la frecuencia.

Se puede observar que en la placa de Aluminio se dan resonancias al interior de ésta determinada por la velocidad de propagación de las ondas ultrasónicas, el espesor de la placa y la frecuencia. Una nota importante es que el sensor es capaz de detectar detalles estas resonancias.

En la figura 7.20 se muestra la señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en la superficie de cobre. En la figura 7.20 (a) se muestra la respuesta en voltaje registrada en el tiempo mientras que en la figura 7.20 (b) se muestra la amplitud normalizada de la transformada de Fourier versus la frecuencia.

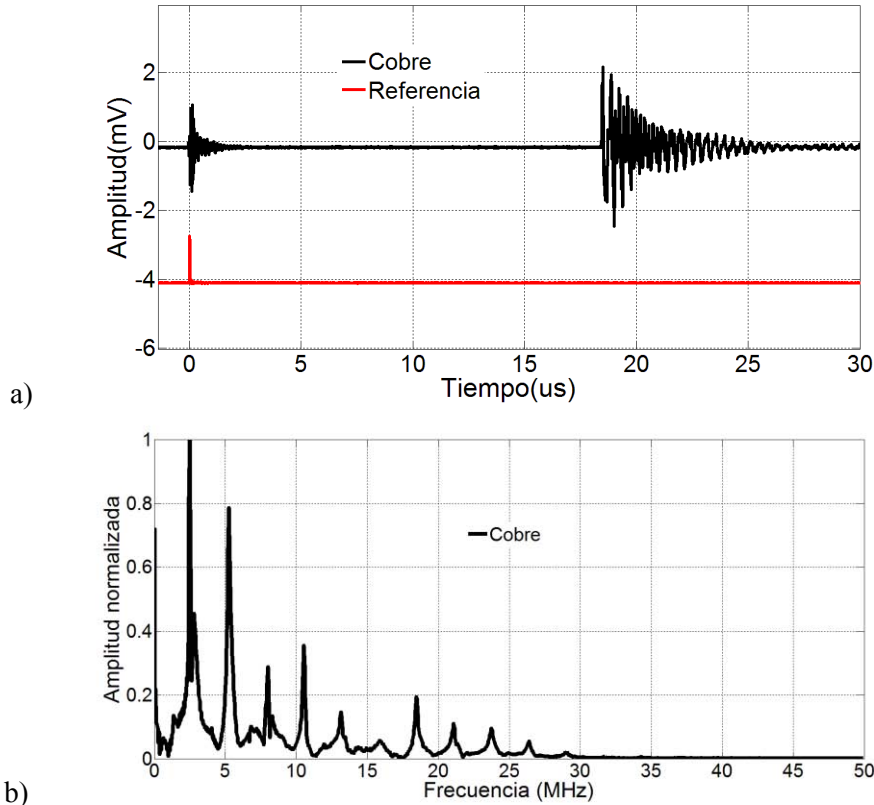


Figura 7.20 Señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en cobre para el sensor piezoeléctrico de 28 μm fabricado en el laboratorio. En el inciso a) se muestra la señal en voltaje versus el tiempo. En el inciso b) se muestra la respuesta en amplitud normalizada de la transformada de Fourier versus la frecuencia.

Se puede observar en la figura 7.20 las resonancias dentro de la placa de Cobre al igual que se vio en el Aluminio. El sensor registró señales de mayor voltaje para la placa de Cobre que para la placa de Aluminio y nuevamente, el sensor de 28 μm es capaz de detectar las resonancias.

En la figura 7.21 se muestra la señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en la pieza de circuito impreso (PCB).

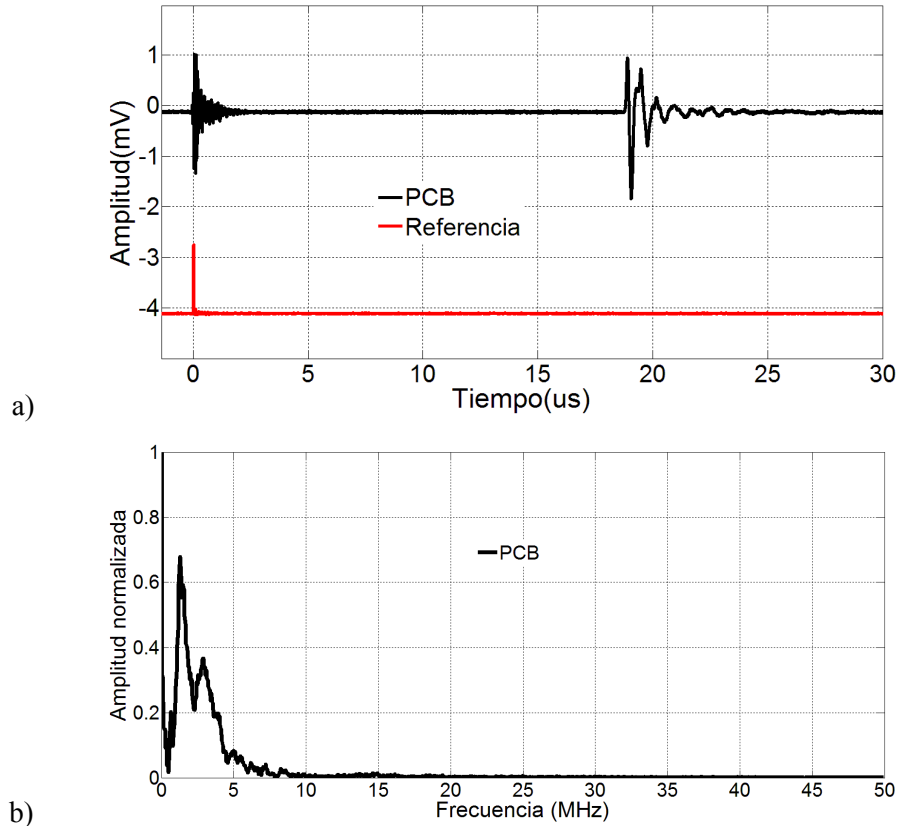


Figura 7.21 Señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en pedazo de PCB para el sensor piezoeléctrico de $28 \mu\text{m}$ fabricado en el laboratorio. En el inciso a) se muestra la señal en voltaje versus el tiempo. En el inciso b) se muestra la respuesta en amplitud normalizada de la transformada de Fourier versus la frecuencia.

Se observa en la figura 7.21 (b) que el material de muestra PCB tiene una respuesta parecida a la de neopreno en cuanto a su ancho espectral. Esto es debido a que el PCB está constituido por dos placas de cobre paralelas y separadas por un plástico que funciona como filtro que solo deja pasar las bajas frecuencias. A pesar de ello se detectan detalles del espectro de las señales obtenidas por el sensor piezoeléctrico.

En la figura 7.22 se muestra la señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en pedazo de hueso de Pollo. En la figura 7.22 (a) se muestra la respuesta en voltaje versus el tiempo mientras que en la figura 7.22 (b) se muestra la amplitud normalizada de la transformada de Fourier versus la frecuencia.

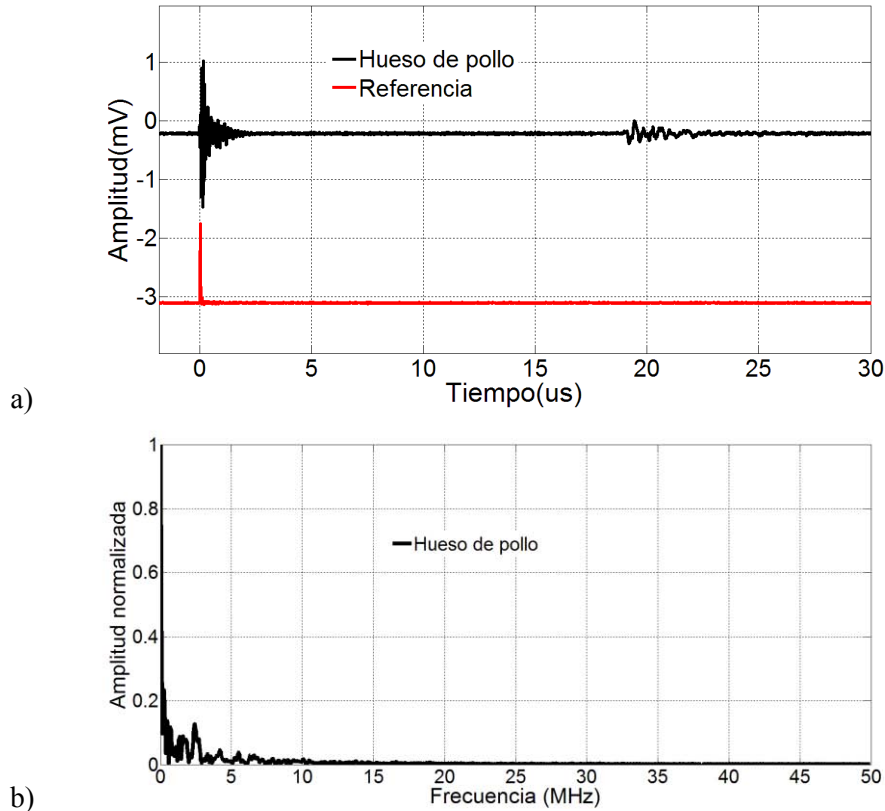


Figura 7.22 Señal eléctrica en respuesta al pulso acústico generado por la absorción del pulso láser en una pieza de hueso de pollo para el sensor piezoeléctrico de 28 μm fabricado en el laboratorio. En el inciso a) se muestra la señal en voltaje versus el tiempo. En el inciso b) se muestra la respuesta en amplitud normalizada de la transformada de Fourier versus la frecuencia.

Se puede observar en la figura 7.22 que la señal está muy atenuada comparada las registradas con otras muestras. Esto muestra la absorción y/o dispersión de las ondas ultrasónicas en el hueso de pollo es mucho más fuerte que en los otros materiales (PVA, Aluminio, Cobre, Neopreno y PCB).

En general, la onda acústica generada por diferentes muestras de materiales fue detectada por el sensor fabricado en el laboratorio. Esto comprueba que el sensor es capaz de detectar ondas acústicas a detalle en una escala de decenas de MHz.

7.4 Cálculo del espectro de la señal fotoacústica

En esta sección se pretende dar un ejemplo de como calcular el espectro de la señal acústica a partir del espectro de la señal en el osciloscopio. Para ser mas específico se usa como ejemplo uno de los experimentos con cobre y registrado por el sensor piezoeléctrico de 28 μm de espesor de PVDF. Se hace notar que este análisis se realiza con el modelo teórico de la función de transferencia. En la práctica se debe de determinar experimentalmente esta función. Esto es uno de los trabajos a futuro y de conseguirse realizar con precisión permitirá desarrollar una metodología para adquirir el espectro de la señal acústica.

Entonces, cada sensor piezoeléctrico sería un espectrómetro en el intervalo de frecuencia de interés en PAT.

Dado que se conoce la señal eléctrica obtenida experimentalmente y la función de transferencia del modelo teórico de la ecuación (3.39) del capítulo 3 se puede determinar el espectro de la señal acústica utilizando la siguiente ecuación 7.2,

$$|f(\omega)| = \frac{|S(\omega)|}{|H(\omega)|}, \quad (7.2)$$

donde, $|f(\omega)|$ es el espectro de la señal acústica, $|S(\omega)|$ es la transformada de Fourier de la señal obtenida experimentalmente y $|H(\omega)|$ es la función de transferencia del modelo teórico de la ecuación (3.39).

En la figura 7.23 se muestra el cálculo de la magnitud de la transformada de Fourier de la señal acústica generada en la muestra de cobre y registrada con un sensor con PVDF de 28 μm de espesor utilizando la ecuación (7.2).

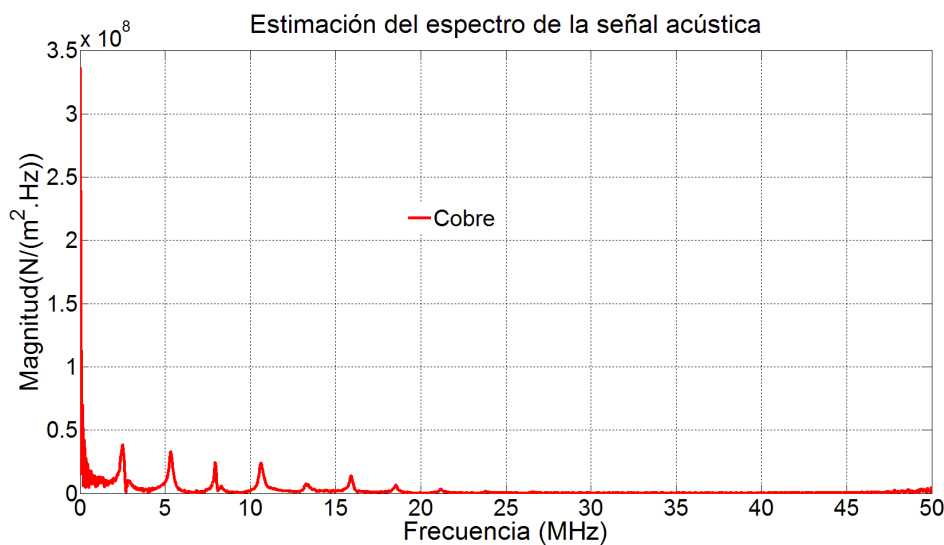


Figura 7.23 Espectro de la señal acústica del cobre obtenida de la ecuación (7.2)

Se puede observar en la figura 7.23 que la amplitud de los picos en frecuencia caen más rápidamente a mayores frecuencias que en el espectro de la señal eléctrica en el osciloscopio (ver figura 7.20).

Hay que enfatizar que la figura 7.23 se muestra sólo una aproximación del espectro de la señal acústica pero es suficiente para ilustrar las diferencias entre el espectro de la señal registrada en el osciloscopio y la señal acústica.

Capítulo 8

8. Discusión y conclusiones

En este trabajo se presentó el desarrollo de sensores piezoeléctricos de tipo capacitivo para el registro de perturbaciones fotoacústicas en un intervalo espectral de 0.5 a 50 MHz. Se planteó un modelo teórico de primeros principios para comprender la generación de la señal eléctrica por los sensores. Se adquirió conocimiento en técnicas especializadas de manufactura de sensores capacitivos y del depósito de películas delgadas metálicas en polímeros piezoeléctricos, en condiciones de baja temperatura (a lo mas ~ 70 °C), así como del diseño y ensamblaje de sensores operando en condiciones de inmersión en agua. Se logró la manufactura de una amplia variedad de sensores. Los resultados presentados tienen el propósito de establecer la prueba de concepto sobre la implementación, dominio y control de la tecnología asociada, así como de la teoría subyacente. Con ese objetivo y propósito se muestra el desempeño de sensores individuales, sin embargo, una vez hecha la prueba de concepto es posible realizar su implementación en arreglos bidimensionales mucho más complejos (ver Fig. 8.1) y que son parte del trabajo futuro.

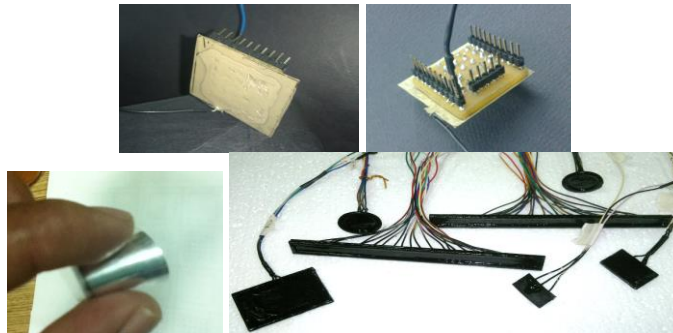


Figura. 8.1 Vista de distintos ejemplos de arreglos bidimensionales de sensores fabricados partiendo de los resultados que se describió en los capítulos anteriores.

A manera de síntesis y de manera específica, los resultados del presente estudio desde una perspectiva que parte de la experiencia adquirida, quedan resumidos en al menos cuatro aspectos:

- 1) Diseño innovador de sensores capacitivos piezoeléctricos. Dicha aportación permite disminuir el ruido eléctrico así como su empaquetamiento compacto y encapsulado a partir del uso de guarda conectada a tierra.
- 2) Derivación de una expresión analítica para la función de transferencia del sensor piezoeléctrico. Con dicho resultado, ha sido posible entender, de primeros

principios, el funcionamiento y los parámetros que depende para la generación de una señal eléctrica en un sensor piezoeléctrico de tipo capacitivo.

- 3) Metodología de fabricación. Esto se refiere al desarrollo de tecnología que engloba el control de procesos de fabricación, así como sus limitaciones sobre la manipulación de películas de PVDF. A partir de ello es posible realizar diseños para aplicaciones específicas y con la caracterización experimental apropiada. En ese contexto se ilustró la calidad de respuesta de los sensores y su potencial en aplicaciones en formación de imágenes fotoacústicas (Moock, 2014).
- 4) Implementación de sensores capacitivos en una estructura compacta y resistente, capaz de soportar condiciones de inmersión en agua y manteniendo su calidad de respuesta en términos de responsividad y amplio ancho de banda. Lo cual permite registrar pequeñas variaciones específicas en las propiedades de una muestra, discriminar condiciones en las que las señales se generan en una misma muestra, y discriminar la respuesta desde distintos tipos de materiales de naturaleza, en apariencia, semejante y finalmente, validar la calidad de respuesta de un sensor en términos del espesor del piezoeléctrico. El valor utilitario de éste último es que dependiendo del tipo de muestras y/o aplicaciones, dentro de un rango apropiado, es posible lograr especificidad sobre el diseño de un sensor o un arreglo de éstos.

Como consecuencia de éstos cuatro puntos, a partir de los resultados analíticos y de las simulaciones computacionales, hasta ahora se puede concluir que la geometría del área de sensado más conveniente para arreglos de sensores piezoeléctricos, es la circular. Esto es en virtud de que los resultados de capacitancia parásita mostraron ser menores en un factor 2, respecto del caso considerado para distintas geometrías poligonales, incluyendo la geometría cuadrada.

Se logró depositar material conductor sobre la película de PVDF sin sacrificar sus propiedades piezoeléctricas utilizando la deposición por espurreo en vacío, mejor conocido como *sputtering*. La razón por la que se decidió utilizar este método es porque permitió el control de la temperatura del depósito que fue el parámetro fundamental en la preservación de la propiedad piezoeléctrica.

Se derivó una expresión analítica para la función de transferencia de un sensor piezoeléctrico capacitivo teniendo en cuenta múltiples reflexiones de las ondas ultrasónicas en el sensor. Se obtuvo una solución de las amplitudes netas de las ondas de presión reflejada, transmitida y en el interior de la película PVDF cuando le incide una onda de presión a frecuencia ω para el caso de dos interfases que separan tres medios. Se encontró que la ecuación de la función transferencia graficada se observó mínimos o decaimientos (*dips* en inglés) alrededor de 13 y 32 MHz para el PVDF de 110 μm de espesor en los tres casos considerados. Para otros espesores (9, 28, 52 μm) de la película PVDF, la función de transferencia decae en frecuencias más altas. Estos mínimos o decaimientos aparecen cuando el voltaje inducido por la presión incidente se anula en el PVDF debido a las oscilaciones entre los valores positivos y negativos del campo de estrés mecánico dentro del PVDF. También se observaron resonancias en la función de transferencia. Estas

resonancias se observan en los picos afilados para el caso del material dieléctrico PVDF en aire. Estos surgen debido a múltiples reflexiones de las ondas de ultrasonido dentro del material pero para el caso en agua hay una mínima resonancia y esto es debido a que los coeficientes de reflexión las ondas de presión son muy pequeñas y las múltiples reflexiones son despreciables. Cuando la longitud de onda es mucho mayor que el espesor del dieléctrico solo hay carga en la superficie dado que no hay carga volumétrica dentro del material dieléctrico.

Se derivó un modelo matemático para la direccionalidad de los sensores cuando incide una onda plana a un ángulo oblicuo. Este desarrollo se llevó a cabo para entender su funcionamiento en un elemento sensor fotoacústico en arreglo de dos sensores para la tomografía fotoacústica.

Los resultados que se obtuvieron al graficar el modelo matemático de la función angular en respuesta de los sensores mostraron que si el sensor tiene menor diámetro, menos direccional es su respuesta, y al contrario, mientras más grande el diámetro de dicho sensor más direccional será su respuesta, es decir, menor será el intervalo angular de respuesta. También se observó que mientras mayor sea la frecuencia de la fuente incidente, más direccional es el sensor piezoeléctrico.

Se midió la respuesta del ángulo efectivo para un sensor piezoeléctrico de 110 μm de espesor de sección circular 3 mm de diámetro y se comparó con el modelo teórico. Se encontró buena concordancia entre el modelo teórico y los datos experimentales al utilizar sensor ultrasónico como fuente de excitación a frecuencia única de 6 MHz. La función de respuesta angular decae a casi cero en $\pm 3^\circ$.

Los resultados obtenidos de la derivación de la expresión analítica para la función de transferencia de un sensor piezoeléctrico capacitivo permitieron hacer una comparación con los datos experimentales del sensor piezoeléctrico capacitivo. Se es consciente de que no fueron exactamente iguales los datos teóricos con respecto a los datos experimentales debido a que no se consideraron otros materiales utilizados en la construcción del sensor piezoeléctrico, como por ejemplo, los electrodos o el material de recubrimiento. En general, la presencia de los electrodos cambia el coeficiente de reflexión de las ondas de ultrasonido en las interfaces de las películas PVDF. Sin embargo, si el espesor de los electrodos es muy pequeño comparado con la longitud de onda de las ondas ultrasónicas, no habría una corrección cualitativa importante. De lo contrario, se deben corregir los coeficientes de reflexión r_{21} y r_{23} .

De los resultados experimentales para incidencia directa de pulsos láser sobre el recubrimiento de los sensores se observó que el comportamiento de la respuesta en frecuencia de los cuatro sensores de 110 μm de espesor presenta un mínimo muy claro cerca de 20 MHz. El modelo teórico de la función de transferencia predice un mínimo a 13 MHz para la película del espesor mencionado. Aunque la localización del mínimo observada experimentalmente no coincide con la predicha teóricamente, la mera presencia de éste mínimo sigue la validez cualitativa del modelo teórico de la función de transferencia.

Del análisis experimental de la respuesta de los sensores a diferentes espesores de la película PVDF, se observó una disminución del valor de los cuatro parámetros de rendimiento del sensor para espesores mayores de la película PVDF. Esto es consistente con lo predice el modelo teórico de la función de transferencia como se puede ver a partir de las gráficas de la función de transferencia como función de la frecuencia mostrada en el capítulo 3. La razón de la disminución de los parámetros de rendimiento con el espesor de la película es la presencia de los mínimos en la función de transferencia a menores frecuencias para mayores espesores.

Al obtener el rendimiento de cada sensor se concluye que el cuidado en fabricación es muy importante para tener señales confiables, también la calibración del sistema tiene que llevarse a cabo cuidadosamente antes de adquirir la señal fotoacústica para garantizar respuestas comparables de cada sensor. Inicialmente se tiene que alinear perfectamente el material de prueba con el sensor de tal manera que la onda acústica generada por el material incida directamente al centro de área sensada porque si esto no se lleva a cabo, la respuesta del sensor disminuye en amplitud y si la señal generada por el material de estudio es muy pequeña se puede confundir con el ruido blanco o de otro tipo.

Al llevar a cabo la comparación de la respuesta registrada por el sensor fabricado en el laboratorio contra el sensor comercial, ambos de película PVDF se encontró que una amplitud en voltaje 3 veces mayor así como su respuesta en ancho de banda fue mayor. La razón de señal a ruido del sensor fabricado en el laboratorio fue mejor que el sensor comercial. Esto es debido a la utilización de guardas en el sensor fabricado en el laboratorio.

Los sensores fabricados en el laboratorio tienen la capacidad de resolver señales rápidas (~ 100 ns) con componentes espectrales en el rango de 0.5 a 50 Mhz. Además de que tienen incorporada la metodología de depósito de películas delgadas para realizar diferentes geometrías del área de detección, al tiempo de que permite su ensamblaje en un formato compacto en el que se incorporan guardas conectadas a tierra permanentemente. Esta última característica hace que los sensores registren señales en las que el ruido eléctrico se reduce. En la Fig. 7.22 se ejemplificó este hecho y en una señal cuya amplitud pico a pico es de unos $400 \mu\text{V}$, la relación señal a ruido es de un orden de magnitud, sin contar el ruido de disparo del láser y que es inherente al experimento.

El haber logrado el dominio de los conceptos teóricos, así como de la tecnología de manufactura, ha dado lugar a una solicitud de patente en el esquema PCT y actualmente en trámite, "Device for sensing elastomechanical pulse disturbances": PCT/MX-2012/000074, así como a varios artículos científicos originales publicados en revistas especializadas, indexadas y de circulación internacional (ver anexos).

Finalmente, está claro que uno de los trabajos necesarios a futuro es desarrollar una metodología para medir experimentalmente la función de transferencia de los sensores piezoeléctricos y así poder obtener de manera precisa el espectro de las señales fotoacústicas.

Bibliografía de la discusión y conclusiones

Moock V.M., Reyes-Ramírez B., García-Segundo C., Arámbula-Cosío F., García-Valenzuela A., and Garduño E., (2014) “Frequency analysis of a photoacoustic transport model for attenuating and acoustically dispersive media”, Artículo en revisión.

Apéndice A

A.1 Transmisión de ondas acústicas a través de dos interfaces paralelas

En este apartado se presenta el álgebra para determinar las amplitudes netas de la onda de presión reflejada y transmitida y de las ondas en el interior de la película PVDF cuando incide una onda de presión a frecuencia ω y con ángulo de incidencia cero.

En la figura 3.1 del capítulo 3 se obtuvieron cuatro ecuaciones con cuatro incógnitas como sigue. Aplicando la condición de frontera de presión continua en $z = 0$ se tiene,

$$A + B = C + D. \quad (\text{A.1})$$

De la continuidad del campo de velocidad en la frontera $z = 0$ se tiene,

$$\frac{A - B}{z_1} = \frac{C - D}{z_2}. \quad (\text{A.2})$$

Para la condición de frontera de presión continua en $z = h$ se obtiene la relación,

$$C \cdot e^{-jk_2h} + D \cdot e^{jk_2h} = G \cdot e^{-jk_3h}. \quad (\text{A.3})$$

De la continuidad del campo de velocidad en la frontera $z = h$ se obtiene,

$$\frac{C}{z_2} \cdot e^{-jk_2h} - \frac{D}{z_2} \cdot e^{jk_2h} = \frac{G}{z_3} \cdot e^{-jk_3h}. \quad (\text{A.4})$$

Las incógnitas a resolver son: B , C , D , y G .

Para simplificar las expresiones, se hacen las siguientes definiciones:

$$\beta_1 = jk_2d, \quad \beta_2 = jk_3d.$$

Sustituyendo la ecuación (A.4) en la ecuación (A.3) tenemos

$$D = \frac{e^{-\beta_2}}{e^{\beta_1}} \cdot \left(\frac{z_3 \cdot C \cdot e^{-\beta_1}}{z_2 e^{-\beta_2}} - \frac{z_3 \cdot D \cdot e^{\beta_1}}{z_2 e^{-\beta_2}} \right) - \frac{C \cdot e^{-\beta_1}}{e^{\beta_1}}.$$

Sumando términos y factorizando tenemos,

$$D = C \cdot \frac{e^{-2\beta_1} \cdot (z_3 - z_2)}{z_2 + z_3},$$

pero $r_{23} = \frac{z_3 - z_2}{z_2 + z_3}$, por lo tanto se puede escribir,

$$D = r_{23} \cdot C \cdot e^{-2\beta_1}. \quad (\text{A.5})$$

Al despejar C en la ecuación (A.2) y sustituyendo la ecuación (A.1) tenemos,

$$C = \frac{z_2 A_1}{z_1} - \frac{z_2}{z_1} (C + D - A) + D.$$

Al factorizar los términos correspondientes, la ecuación se simplifica a

$$C \left(1 + \frac{z_2}{z_1} \right) = D \left(1 - \frac{z_2}{z_1} \right) + \frac{2 \cdot z_2 A}{z_1}. \quad (\text{A.6})$$

Al despejar $1 + z_2 / z_1$ de la ecuación (A.6) se obtiene,

$$C = D \cdot \left(\frac{z_1 - z_2}{z_1 + z_2} \right) + \left(\frac{2 \cdot z_2 A}{z_1 + z_2} \right).$$

Esta última ecuación se puede escribir como,

$$C = -r_{12} \cdot D + t_{12} \cdot A. \quad (\text{A.7})$$

Ahora se procede a sustituir la ecuación (A.7) en la ecuación (A.5) para determinar C .
Tenemos,

$$C = -r_{12} \cdot r_{23} \cdot C \cdot e^{-2\beta_1} + t_{12} \cdot A.$$

Al sumar los términos correspondiente y resolviendo para C obtenemos,

$$C = \frac{t_{12} \cdot A}{1 + r_{12} \cdot r_{23} \cdot e^{-2\beta_1}}. \quad (\text{A.8})$$

Sustituyendo la ecuación (A.8) en la ecuación (A.5) se encuentra,

$$D = \frac{r_{23} t_{12} \cdot e^{-2\beta_1} \cdot A}{1 + r_{12} \cdot r_{23} \cdot e^{-2\beta_1}}. \quad (\text{A.9})$$

Sustituyendo la ecuación (A.9) en la ecuación (A.4) se obtiene B :

$$B = \left(\frac{r_{12} + r_{23} e^{-2\beta_1}}{1 + r_{12} \cdot r_{23} \cdot e^{-2\beta_1}} \right) A. \quad (\text{A.10})$$

Finalmente, sustituyendo la ecuación (A.8) y la ecuación (A.9) en la ecuación (A.4) se obtiene G :

$$G = \left(\frac{z_3 \cdot e^{-\beta_1} + r_{12} \cdot z_3 \cdot e^{-\beta_1} - r_{23} z_3 \cdot e^{-\beta_1} - r_{12} r_{23} z_3 \cdot e^{-\beta_1}}{z_2 e^{-\beta_2} + r_{12} \cdot r_{23} \cdot z_2 \cdot e^{-2\beta_1 - \beta_2}} \right) A. \quad (\text{A.11})$$

Una vez que se obtienen los coeficientes de amplitud de B , C , D y G de las ondas de presión se sustituyen en las ecuaciones (3.2-3.5) planteadas en el capítulo 3 obteniendo: La presión de onda reflejada ψ_2 en el medio 1 resulta,

$$\psi_2 = \left(\frac{r_{12} + r_{23} e^{-2\beta_1}}{1 + r_{12} \cdot r_{23} \cdot e^{-2\beta_1}} \right) A \cdot e^{j(\omega t + k_1 z)}. \quad (\text{A.12})$$

La onda de presión en la dirección de incidencia ψ_3 en el medio 2 queda,

$$\psi_3 = \frac{t_{12} \cdot A}{1 + r_{12} \cdot r_{23} \cdot e^{-2\beta_1}} \cdot e^{j(\omega t - k_2 z)}. \quad (\text{A.13})$$

La onda acústica en la dirección de reflexión ψ_4 en el medio 2 es de la forma siguiente,

$$\psi_4 = \frac{r_{23} t_{12} \cdot e^{-2\beta_1} \cdot A}{1 + r_{12} \cdot r_{23} \cdot e^{-2\beta_1}} \cdot e^{j(\omega t + k_2 z)}. \quad (\text{A.14})$$

La onda de presión transmitida ψ_5 en el medio 3 resultante es,

$$\psi_5 = \left(\frac{z_3 \cdot e^{-\beta_1} + r_{12} \cdot z_3 \cdot e^{-\beta_1} - r_{23} z_3 \cdot e^{-\beta_1} - r_{12} r_{23} z_3 \cdot e^{-\beta_1}}{z_2 e^{-\beta_2} + r_{12} \cdot r_{23} \cdot z_2 \cdot e^{-2\beta_1 - \beta_2}} \right) A \cdot e^{j(\omega t - k_3 z)}. \quad (\text{A.15})$$

Así se obtienen las soluciones de las ondas de presión dentro del material PVDF y la transmitida.

Anexos

A continuación se anexan los artículos publicados y la solicitud de la patente.

- 1) Reyes-Ramírez B, García-Segundo C and García-Valenzuela A, (2014) "An examination of polyvinylidene fluoride capacitive sensors as ultrasound transducer for imaging applications", Meas. Sci. Technol. 25-055109, pp 1-10.
- 2) Reyes-Ramírez B., García-Segundo C., García-Valenzuela A., (2014) "On the spectral response of thick piezoelectric capacitive sensors for arrays in imagenology applications", Proc. of SPIE Vol. 9040 pp. 90401J-1.
- 3) Reyes-Ramírez B., García-Segundo C., García-Valenzuela A., (2013) Spectral response analysis of PVDF capacitive sensors, Journal of Physics: Conference Series 450-012032 pp. 1-6.
- 4) Quispe-Siccha R. M., Reyes-Ramírez B., García-Segundo C., Hevia-Montiel N., Arámbula-Cosío F., Sato-Berrú R., Flores-Flores J. O., (2012) "Implementation of Polyvynil-Alcohol Mixed With Nano-Particles as a Near Representation of Biological Tissue: Ultrasonic and PhotoThermal Study", Journal of Applied Research and Technology, vol. 10, pp 63-72.
- 5) Patente en el esquema PCT y actualmente en trámite, "Device for sensing elastomechanical pulse disturbances": PCT/MX-2012/000074.

1)

An examination of polyvinylidene fluoride capacitive sensors as ultrasound transducer for imaging applications

This content has been downloaded from IOPscience. Please scroll down to see the full text.

View [the table of contents for this issue](#), or go to the [journal homepage](#) for more

Download details:

IP Address: 132.248.199.183

This content was downloaded on 21/04/2014 at 22:06

An examination of polyvinylidene fluoride capacitive sensors as ultrasound transducer for imaging applications

B Reyes-Ramírez, C García-Segundo and A García-Valenzuela

Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad Universitaria, Coyoacán, Apartado Postal 70-186, Distrito Federal 04510, Mexico

E-mail: bartolome.reyes@ccadet.unam.mx and crescencio.garcia@ccadet.unam.mx

Received 31 October 2013, revised 21 January 2014

Accepted for publication 3 February 2014

Published 8 April 2014

Abstract

We investigate theoretically and experimentally the performance of low-noise capacitive sensors based on polyvinylidene fluoride (PVDF) piezoelectric films to sense water-borne ultrasound signals for their use in photoacoustic tomography. We derive a mechanical-to-electrical transfer function of a piezoelectric capacitor sensor of infinite lateral dimensions and arbitrary thickness assuming that an ultrasound wave is normally incident. Then, we analyse the response for obliquely incident ultrasound waves on sensors of large but finite area and derive an expression for the angle dependence of the sensor's response. We also present experimental different measurements with home-made sensors and compare with our theoretical model. We present measurements of the sensors' response to harmonic signals of variable frequency in the range from 0.5 to 50 MHz and of the angular-dependence factor at 6 MHz. Additionally, because of the scope of interest in these kinds of sensors, we also tested the sensors' response for photoacoustic perturbations. These are generated by laser pulses from directly impinging on the sensor and from ultrasound perturbations produced on neoprene by the same kind of laser pulses and then travelling through water to the sensor.

Keywords: strain and interface effects, transfer functions, photoacoustic effect, transducers for underwater sound

(Some figures may appear in colour only in the online journal)

1. Introduction

Photoacoustic tomography (PAT) is a fast growing research subject that has attracted wide interest after the prospect of providing high-quality tomography images [1–6]. PAT is based on measuring mechanical disturbances at ultrasonic bandwidths resulting from the optical absorption of laser short pulses that excite the tissue of interest. These mechanical perturbations are the macroscopic expression of the non-radiative processes resulting after the absorption of pulsed radiation, generally in nanoseconds pulse-width range. One of the open problems in PAT is the availability of tailored low-noise ultrasound transducers with a sufficiently fast response. Additionally, these are required to respond within a large enough ultrasound bandwidth so as to collect most of

the readable information and thus achieve high resolution, free from characteristic ultrasound-imaging noise [6, 7]. Among the many available materials that can satisfy these requirements, the capacitive sensors based on polyvinylidene fluoride (PVDF) piezoelectric films have been proven highly reliable. Although the PVDF-based ultrasonic transducers [4, 8–11] already offer the possibility of registering perturbations in short enough time intervals for their use in PAT, the low-noise condition along with the mechanical impedance matching within the required bandwidth is yet a problem to be solved.

For PAT applications, it is necessary to use arrays of many ultrasonic sensors [12, 13]. Since human tissue is nearly 70% water, sensors for PAT images are generally designed for water immersion conditions [1, 2, 4, 10, 14]. The bandwidth of

typical signals for PAT ranges from 1 MHz up to somewhere between 20 and 50 MHz. Such bandwidths are too wide for commercial ultrasonic sensors available today. PVDF films have shown good performance for developing ultrasonic sensors over such bandwidth. Therefore, these seem suitable for PAT [10, 15–18], in addition to the condition that PVDF is a flexible and easy to handle film material in contrast with most ceramic-type materials [19–21].

In PAT, the frequency dependence of the transfer function and directionality of each of the sensors in the array should in principle be known in order to create high-fidelity images of the photoacoustic (PA) sources; these relate to the tissue of interest [4–6, 13, 16, 19, 21]. The PVDF is a piezoelectric (and pyroelectric) polymer commercially available in films of different thicknesses, namely 9, 28, 52 and 110 μm . We are in the process of developing low-noise PVDF capacitive sensors with different geometries of the sensing area. For simplicity and proof of principle of operation, we focus on circular cross section of radius of a few millimetres for their use in PAT arrays [22]. The sensors are made out of metal sputtered PVDF films, with tailored area distributions in a capacitive configuration. This is made in conditions that permit the piezoelectric properties of the PVDF film to be preserved. The sensors are encapsulated in a Faraday cage to reduce the coupling of electromagnetic noise from the surroundings [5, 7]. Due to the large bandwidth in PAT, a capacitive PVDF sensor can be considered thick in the sense that its thickness is not small compared to the wavelength of the ultrasound waves it is sought to register. As result, its transfer function is a complicated function of the frequency. Therefore, we derive a model for the frequency dependence of the mechanical-to-electrical transfer function of piezoelectric capacitive sensors and incorporate its dependence on the direction of incidence of the ultrasonic signal for the case of sensors of a finite area but large lateral dimensions compared to the wavelength of the ultrasound signals of interest. We also study experimentally the performance of home-made PVDF capacitive sensors.

2. Modelling the response function of thick piezoelectric capacitive sensors

For completeness of this work, we provide here a brief overview of the derivation of the transfer function. Then we extend the analysis to obtain the angular response function and present some numerical examples. The details of the derivation of the frequency dependence of the transfer function for a thick piezoelectric sensor can be found in [15].

2.1. Derivation of the spectral response function

Let us consider a harmonic pressure wave normally impinging on a piezoelectric slab of area A and thickness h between two flat electrodes in contact with the piezoelectric surfaces. For the time being we suppose that the lateral dimensions of the system are very large compared to h . We will place our coordinate system with the origin in the front surface of the sensor and the z -axis normal to the sensor's surface pointing inwards (that is, in the direction of travel of the incoming

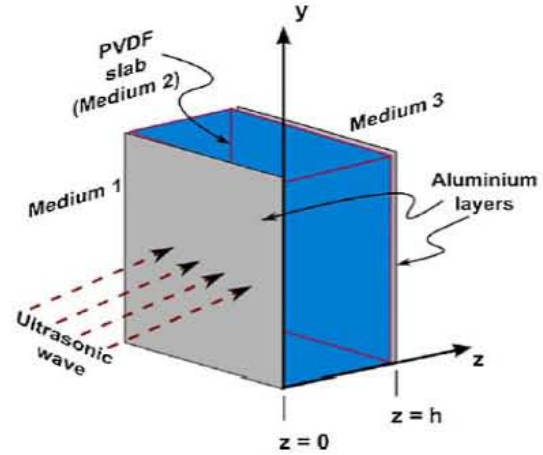


Figure 1. Schematic diagram of an ultrasonic capacitive sensor and coordinate system used.

ultrasound wave), as shown in figure 1. The stress tensor field inside the slab has all components equal to zero except the S_{33} component, which is given by

$$S_{33} = \psi_{\text{int}}(z, t), \quad (1)$$

where $\psi_{\text{int}}(z, t)$ is the pressure field inside the slab. The piezoelectric response of the slab induces an electric difference potential between the metallic plates of the capacitive sensor. In this geometrical configuration, the z component of the mechanically induced electric polarization vector is given by $P_{zS} = d_{33}S_{33}$ where d_{33} is the appropriate piezoelectric constant [8].

The induced electrical polarization results in charge densities in the bulk and surface of the piezoelectric slab. These are given by $\nabla \cdot \mathbf{P}(r, t) = -\rho_b(r, t)$ and $\mathbf{P}(r, t) \cdot \hat{\mathbf{n}} = \rho_s(r, t)$, respectively. Here, $\hat{\mathbf{n}}$ is the unit vector normal to the piezoelectric surfaces pointing in the outward direction. Therefore, the stress-induced charge densities are

$$\rho_b(r, t) = -\nabla \cdot (d_{33}S_{33}\hat{\mathbf{a}}_z) = -d_{33} \frac{\partial S_{33}}{\partial z}, \quad \rho_z^{(b)} = -d_{33}S_{33}|_{z=0}$$

and $\rho_z^{(d)} = d_{33}S_{33}|_{z=h}$;

as a result an electric field in the z direction appears. The electric field due to the bulk stress-induced charge density is obtained from Gauss' law, which in this case takes the form, $\partial \epsilon E_z / \partial z = \rho_b$, where ϵ is the electric permittivity of the piezoelectric material. If, in addition, the net charge density for the front electrode is $\rho_s^{(e)}$ and that for the back electrode is $-\rho_s^{(e)}$, then the electric field within the piezoelectric is given by

$$E_z(z) = -\frac{d_{33}}{\epsilon} S_{33}(z) - \frac{d_{33}}{\epsilon} \left[\frac{s_{33}(h) + s_{33}(0)}{2} \right] + \rho_s^{(e)} / \epsilon. \quad (2)$$

The electric potential difference between the sensor electrodes is then obtained by integrating the electric field over z from one electrode to the other. Thus, we obtain that

$$V_c = \frac{Q_e h}{A \epsilon} + \frac{d_{33} h}{\epsilon} \left[\frac{s_{33}(h) + s_{33}(0)}{2} \right] + \int_0^h \frac{d_{33}}{\epsilon} [S_{33}(z)] dz, \quad (3)$$

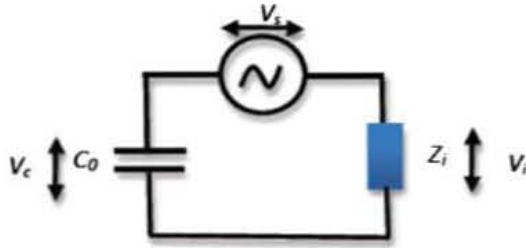


Figure 2. Equivalent circuit piezoelectric sensor with the oscilloscope.

where Q_e is the net charge on the electrodes expressed as $Q_e = \rho_s^{(e)}/A$.

When a monochromatic plane ultrasonic wave impinges normal to the sensor, the ultrasonic pressure perturbation inside the piezoelectric slab is $\psi_{\text{int}} = \psi_a + \psi_b$, where $\psi_a = A(\omega)\psi_i e^{j(\omega t - k_2 z)}$ and $\psi_b = B(\omega)\psi_i e^{j(\omega t + k_2 z)}$. Here, ψ_i is the amplitude of the incident pressure and $k_2 = 2\pi/\lambda_2 = \omega/c_2$. In the latter expression, λ_2 is the wavelength within the piezoelectric slab (medium 2), c_2 is the phase velocity of sound in the piezoelectric and $\omega = 2\pi f$, with f being the frequency of the incident ultrasonic wave. The amplitudes of the perturbation within the slab are given by

$$\begin{aligned} A(\omega) &= \frac{[1 + r_{21}]}{1 - r_{21}r_{23}e^{-2jk_2h}} \quad \text{and} \\ B(\omega) &= \frac{-r_{23}[1 + r_{21}]e^{-2jk_2h}}{1 - r_{21}r_{23}e^{-2jk_2h}}, \end{aligned} \quad (4)$$

where $r_{21} = (z_2 - z_1)/(z_2 + z_1)$ and $r_{32} = (z_2 - z_3)/(z_2 + z_3)$ are the reflection coefficients at normal incidence at the interfaces between the slab (medium 2) and the incidence medium (medium 1, for $z < 0$) and the interface between the slab and the transmission medium (medium 3, $z > h$), respectively; and z_1 , z_2 and z_3 are the acoustic impedances of media 1, 2 and 3, respectively. We then have

$$\begin{aligned} V_c &= \frac{Q_e}{C_0} + \frac{d_{33}h}{\epsilon} \left[\frac{A(\omega)[e^{-jk_2h} + 1] + B(\omega)[e^{jk_2h} + 1]}{2} \right] \psi_i \\ &+ \int_0^h \frac{d_{33}}{\epsilon} [\psi_a(z) + \psi_b(z)] dz, \end{aligned} \quad (5)$$

where $C_0 = \epsilon A/h$ is the electrical capacitance of the sensor. Note that the factor $\exp(j\omega t)$ is implicit in all terms. Clearly, the equivalent circuit is a capacitor C_0 in series with a voltage source V_s given by the second term on the right-hand side of equation (5).

If we connect the circuit to an oscilloscope, we add an impedance in series and close the circuit. The voltage drop across the input impedance of the oscilloscope is $V_{\text{osc}} = IZ_i$, while the voltage drop across the piezoelectric capacitor must be zero (figure 2). Thus, we obtain

$$V_{\text{osc}} = \frac{-Z_i}{Z_i + \frac{1}{j\omega C_0}} V_s. \quad (6)$$

Defining the transfer function as $H(\omega) = V_{\text{osc}}(\omega)/\psi_i(\omega)$ and performing the integrals on the right-hand side of equation (5) yields

$$\begin{aligned} H(\omega) &= \frac{-Z_i(\omega)}{Z_i(\omega) + \frac{1}{j\omega C_0}} \left\{ \frac{d_{33}h}{2\epsilon} [A(\omega)(e^{-j\omega h/c_2} + 1) \right. \\ &+ B(\omega)(e^{j\omega h/c_2} + 1)] + j \frac{d_{33}c_2}{\omega\epsilon} [A(\omega)(e^{-j\omega h/c_2} - 1) \\ &\left. - B(\omega)(e^{j\omega h/c_2} - 1)] \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

where we used $k_2 = \omega/c_2$.

2.2. Numerical examples

In figure 3, we plot the magnitude of the transfer function given in equation (7) versus the frequency f from 1 to 50 MHz for 9, 28, 52 and 110 μm thickness PVDF films immersed in air, water and in a medium of the same acoustic impedance as the PVDF film (a perfect impedance match). To generate the curves in figure 3 we assumed that the speed of sound in air, water and in the PVDF is 343 m s^{-1} , 1484 m s^{-1} and 2200 m s^{-1} , respectively. Additionally, we supposed that the corresponding densities are $1.29 \times 10^{-3} \text{ kg m}^{-3}$, 1000 kg m^{-3} and 1780 kg m^{-3} , respectively.

Note that the transfer function for a PVDF film in air (figure 3(a)) presents sharp resonances peaks at 10, 22, 30 and 39 MHz for 9, 28, 52 and 110 μm thick PVDF films, respectively, but these resonances are no longer present in figures 3(b) and 3(c) due to a better impedance match at the PVDF interfaces. We can also appreciate that the transfer function predicted by equation (7) dips at about 13 and 32 MHz to the 110 μm thickness of PVDF film in all cases considered in figure 3. For other thicknesses (9, 28, 52 μm) of PVDF film, the transfer function dips at higher frequencies. These dips appear when the total induced charge by the mechanical wave in the PVDF cancels out due to the oscillations between the positive and negative values of the stress field within the slab. Note that the difference between the spectral response of the sensor in water and with a perfect impedance match is not important.

We should note that upon considering the mechanical response of the PVDF slab in our model we ignored the effect of the metallic electrodes attachment to the surfaces of the PVDF slab. In general, the presence of the electrodes will change the reflection coefficient of ultrasound waves at the interfaces of the PVDF films. However, if the thickness of the electrodes is very small compared to the wavelength of the ultrasonic waves, we would not expect an important correction. For instance, we have estimated that a 1 μm thick aluminium electrode deposited on the PVDF changes the magnitude of the reflection coefficient at the surface of a PVDF slab when immersed in water by less than 10% at 50 MHz and negligibly at 0.5 MHz. For thicker electrodes, we may need to correct the reflection coefficients r_{21} and r_{23} given above.

2.3. Directivity of sensors

A sensor of a finite area A and lateral dimensions large compared to the wavelength of the incident ultrasound wave will exhibit a directional response. It will be maximum for normally incident waves and will decay rapidly for oblique incidence. The directionality has its origin in the oscillation of

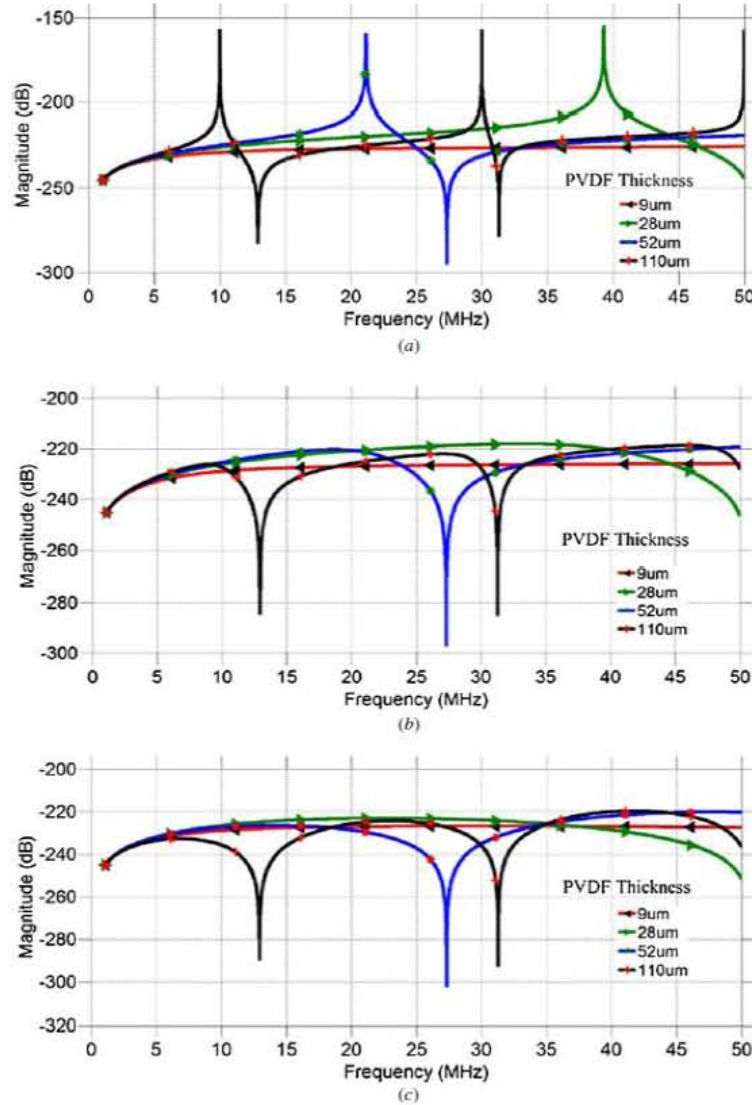


Figure 3. Plot of analytic calculations for $|H(\omega)|$ as a comparison of the PVDF sensor response from different media: (a) as if immersed in air, (b) as immersed in water, (c) as immersed in a perfect impedance-match media.

the pressure over the surface of the sensor surface at any given time. By increasing the angle of incidence of the integrated pressure over the surface of the sensor, the sensor's response tends to cancel, diminishing its electrical output until it will not generate an electrical signal.

In order to model the directional response, we can consider square sub-areas of the sensor (figure 4) as small capacitors connected in parallel. The voltage drop at any given time is the same on all sub-capacitors, but the current flow is different (figure 5(b)). Let us enumerate all sub-capacitors, C_n , and suppose all have the same area a . Let us assume that a plane wave is incident obliquely at an angle θ_i along the x - z plane. Then, the pressure wave on the front surface of

the sensor is $\psi_i(x, y, z = 0) = \psi_i \exp(j\omega t) \exp(-jk_x^i x)$, where $k_x^i = (\omega/c_1) \sin \theta_i$ is the x component of the wave vector.

The voltage drop in any of the sub-capacitor elements of figure 5(a) can then be approximated as

$$V_c = \frac{Q_e^{(n)}}{C_0^{(n)}} + V_s(\omega) \psi_i^{(n)} \quad (8)$$

where equivalently $Q_e^{(n)}$ and $C_0^{(n)} = \epsilon a/h$ are the charge and capacitance of the n th sub-capacitor, respectively. Whilst $\exp(-jk_x^i x_n)$ is the phase of the incident wave $\psi_i^{(n)} = \psi_i \exp(j\omega t) \exp(-jk_x^i x_n)$ impinging on the n th element located at the (x_n, y_n) position. Thus, as the current through each element is $I_n = dQ_e^{(n)}/dt$, then we obtain

$$I_n = j\omega C_0^{(n)} \cdot [V_c - V_s(\omega) \cdot \psi_i^{(n)}]. \quad (9)$$

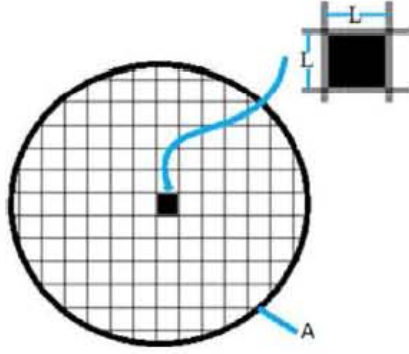


Figure 4. Sensor geometry divided into sub-areas of capacitance C_n ; each sensor is of area $L \times L$.

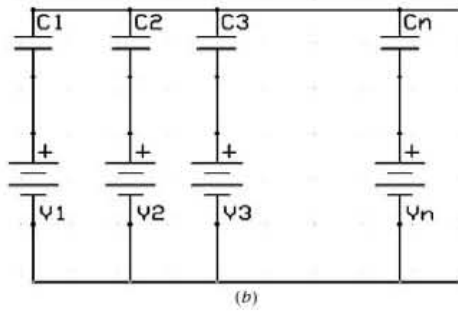
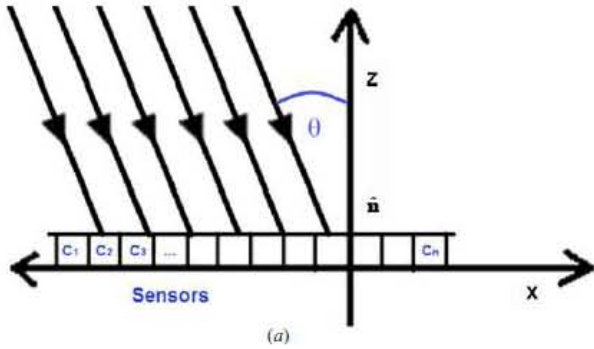


Figure 5. Sensor analogy: (a) representative geometry, (b) equivalent circuit.

The net current passing through the sensors is the sum of all currents at each of the sub-capacitors, that is,

$$I = \sum_1^N I_n = j\omega \sum_1^N C_0^{(n)} [V_c - V_s(\omega)\psi_i \exp(-jk_x^l x_n)]. \quad (10)$$

Again, the factor $\exp(j\omega t)$ is implicit in all terms. Now we approximate the sum as an integral over the area of the sensor and then we solve for the voltage drop across the sensor, to obtain

$$V_c \simeq \frac{I}{j\omega C_0} + V_s(\omega)\psi_i F(\theta_i), \quad (11)$$

where

$$F(\theta_i) = \frac{1}{A} \iint_A e^{jk_x^l x} dx dy, \quad (12)$$

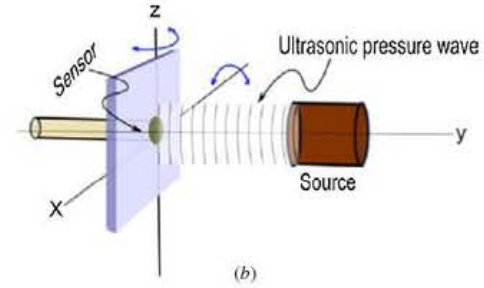
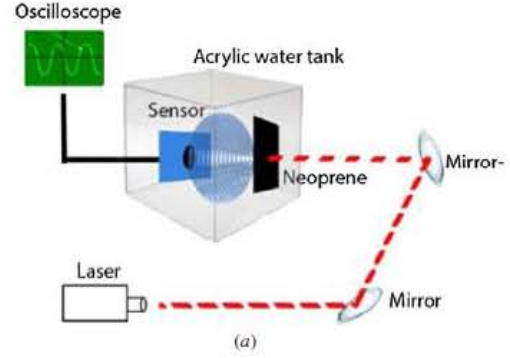


Figure 6. Arrangement for characterizing: (a) the amplitude of a sensor for normal incidence, (b) its numerical aperture (angular response).

is the directionality function [23]. Clearly, the equivalent circuit is again a capacitor C_0 in series with a voltage source dependent on the angle of incidence, $V_{ob}(\theta_i)$, obliquely given by $V_{ob}(\omega, \theta_i) = V_s(\omega)\psi_i F(\theta_i)$. Just as before, if we connect the circuit to an oscilloscope, we obtain

$$V_{osc} = \frac{-Z_i}{Z_i + \frac{1}{j\omega C_0}} V_s(\omega)\psi_i F(\theta_i). \quad (13)$$

Our sensors have a circular cross section. In this case, the integral in equation (12) can be written as

$$F(\theta_i) = \frac{1}{A} \int_0^r \int_0^{2\pi} e^{-jk_x \rho \cos \theta} \rho d\theta d\rho. \quad (14)$$

This integral is well known. It gives

$$F(\theta_i) = 2J_1(\omega r \sin \theta_i / c_1) / (\omega r \sin \theta_i / c_1), \quad (15)$$

where J_1 is the Bessel function of order one (of the first kind), and we used $k_x = (\omega / c_1) \sin \theta_i$.

3. Experimental measurements

3.1. Sensors' response to photoacoustic pulses

We developed a manufacturing process for depositing tailored metal films by means of a sputtering system. The challenge here was to achieve the depositions at low enough temperature on the polymer substrate before damaging its pyroelectric properties; e.g. keeping the temperature below 70 °C. Above this temperature we are near the Curie temperature and thus the pyroelectricity property may be quenched. Once such a condition is achieved, we carried on with the depositions to

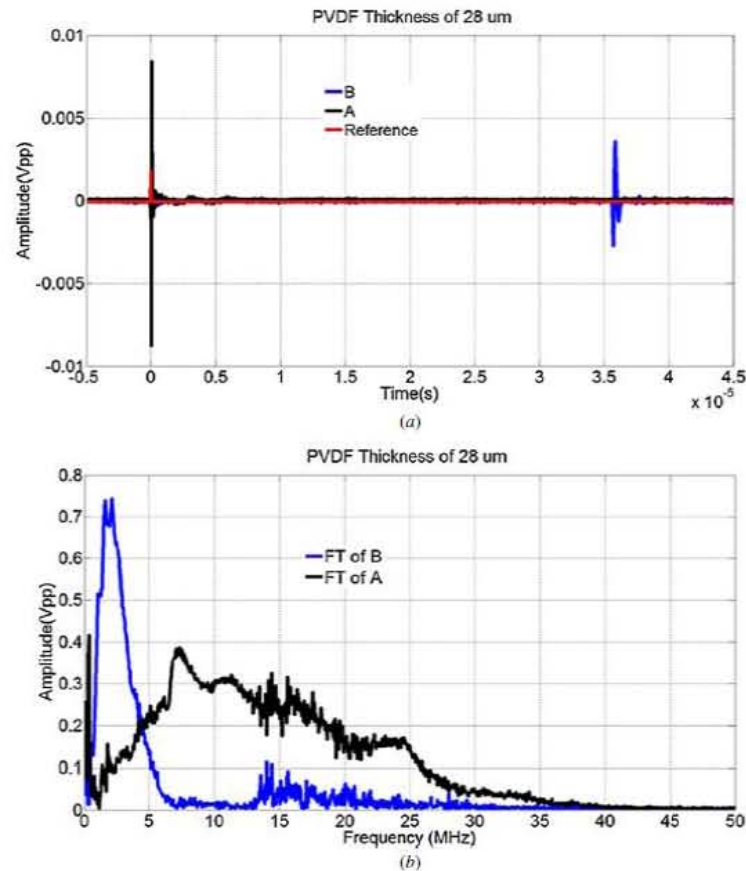


Figure 7. Response of the $28\ \mu\text{m}$ PVDF sensor. In (a), we display the reference signal, the signal due to the PA pulses generated by the laser pulses impinging on the surface of the sensors (A) and the signal from the PA pulse generated in the neoprene slab (B), while in (b) the FT of the signals A and B is displayed. The frequency units are in MHz.

achieve film layers 500–1000 nm thick, forming a parallel plate capacitor. In fact, as long as the temperature of deposition is kept low enough, one could use other methods of deposition than sputtering. After this process is over, we proceed to the cabling and its packing in a Faraday cage, achieving waterproof insulation conditions. The manufacturing process is such that the polymer keeps its properties of flexibility, making the packing ergonomic on demand. However, for purposes of the experimental testing we set them up on solid frames. We fabricated three sensors with PVDF films of nominal thicknesses 28, 52 and $110\ \mu\text{m}$. For purposes of experimental analysis and as proof of concept, we tested sensors of circular sensitive area, each one 3 mm in diameter.

For testing the sensors, these were immersed in water inside an acrylic tank. Particular care was taken to baffle the inner walls to avoid the reflection of ultrasound waves which could interfere with the signal to be measured (figure 6(a)). The sensor under test was firmly mounted on a solid post held immersed in water. Then, we placed the sensor half way between the bottom and the top of the water volume, about 10 cm below the water surface and 10 cm above the base of the tank.

To examine the frequency response of our sensors, we generated PA signals generated either directly on the sensor's surface or at the surface of a 1.5 cm thick slab of neoprene also immersed inside the water tank and placed 5 cm from the sensor under test and 10 cm away from the wall of the acrylic tank, as illustrated in figure 6(a). We use a Nd:YAG laser emitting at 1064 nm wavelength, pulses at a rate of 10 Hz and 7 ns temporal width. For the wavelength used in the testing, the neoprene slab is fully opaque. The laser pulses interact on one of its faces and induce thermostatic expansion of the absorbing zone of the material generating mechanical perturbations travelling in the same direction as the laser pulses and emerging on the opposite one of the slab. A reference signal was read out with a photodiode, marking as time $t = 0$ the instant of incidence of the pulse on the surface of interaction. This signal was sent to a digital oscilloscope and used as the trigger to register the sensor's output signal. Then, we obtained *a posteriori* the Fourier transform (FT) of the time-signal for a PA pulse with a computer program. In figures 7, 8 and 9, we show the time signals and FT for PA signals for the sensors of $28\ \mu\text{m}$, $52\ \mu\text{m}$ and $110\ \mu\text{m}$ PVDF thicknesses, respectively. In each of the figures, we show the

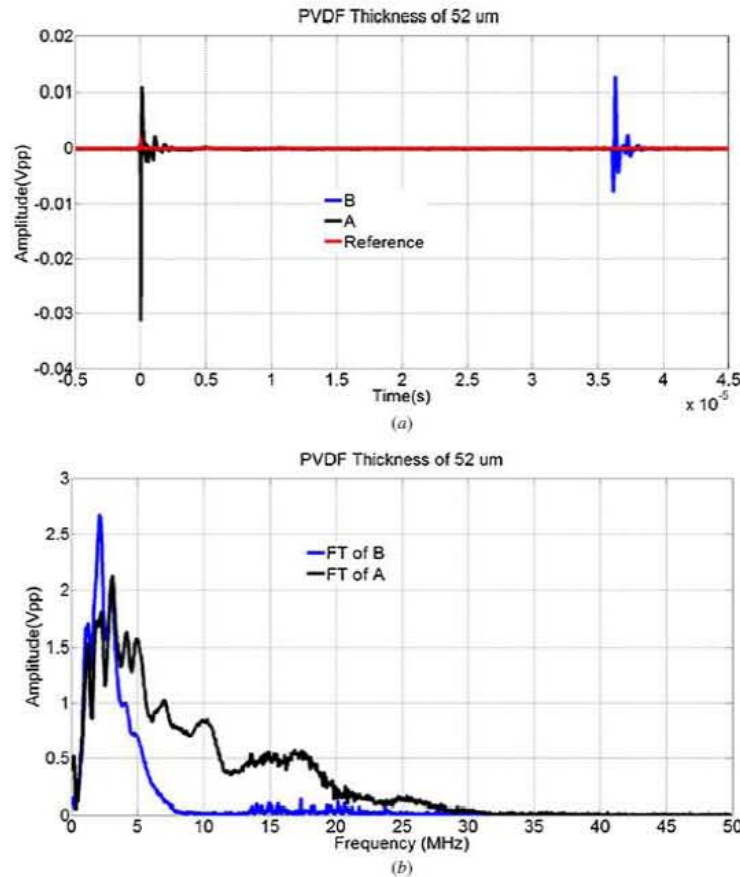


Figure 8. Response of the 52 μm PVDF sensor. In (a), we display the reference signal, the signal due to the PA pulses generated by the laser pulses impinging on the surface of the sensors (A) and the signal from the PA pulse generated on the neoprene slab (B), while in (b) the FT of the signals A and B is displayed. The frequency units are in MHz.

signals generated directly on the sensors' surface (labelled as A) and on the neoprene slabs (labelled as B).

Figures 7(b), 8(b) and 9(b) show the characteristic spectral response from 0 to 50 MHz of the different sensors to the PA pulses generated with laser pulses of 30 mJ at 1064 nm wavelength. We can appreciate in the figures that the signals spectra decay rapidly for the PA pulses generated on the neoprene. Also, all spectra from signals generated directly on the sensors' surface decay to negligible values around 30 MHz. Most probably, this is because the corresponding PA signals do not contain higher frequencies and not because the sensors' frequency response is limited to about 30 MHz. Since the sensors' response is registered via a 500 MHz bandwidth digital oscilloscope, we also discard the influence of the read out electronics on registered signals' bandwidth. Nonetheless, at this point these results only assure us that the fabricated PVDF sensors respond at least up to 30 MHz. To explore higher frequencies, it will be necessary to use other sources and could require modifying the manufacturing process.

Now, let us recall that our model predicts that the frequency response for a PVDF sensor 110 μm thick should have a dip at 13 MHz and another one at 32 MHz. We can

appreciate from figure 9(b) that for our PVDF film sensor of 110 μm thickness, the signal has a clear dip but it is found at 21 MHz. There can be several reasons for the discrepancy. For instance, it is possible that after all the process of depositing the metallic films, the setting up of electric contacts on the surfaces of the piezoelectric films and the packing in a Faraday cage induce some structural changes that modify the response of the PVDF. Also, as already said, the model does not consider the effect of the electrodes on the mechanical response of the sensors, which could explain why the dip found in the experimental frequency response is at larger frequencies than that predicted by our model. Although the locations of the theoretical and experimental dips do not coincide, the mere presence of this dip gives us some assurance on the validity of the predictions made from the model derived above. The signals in figures 7(a), 8(a) and 9(a) were obtained by averaging the signals of about 200 pulses, reducing the fluctuations in the amplitude of the signal to values well below variations due to mechanical misalignments of the experimental set up.

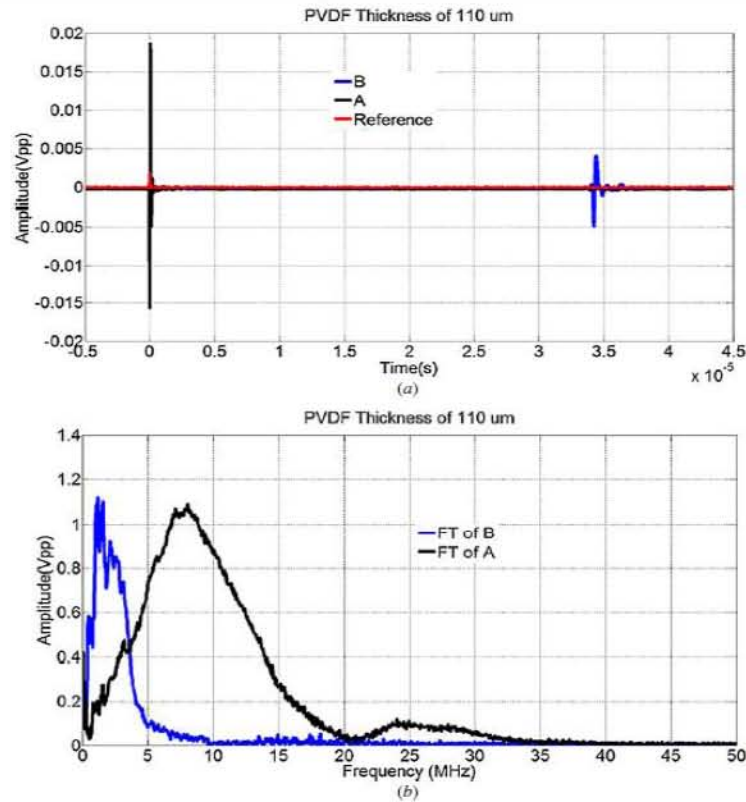


Figure 9. Response of the 110 μm PVDF sensor. In (a), we display the reference signal, the signal due to the PA pulses generated by the laser pulses impinging on the surface of the sensors (A) and the signal from the PA pulse generated in the neoprene slab (B), while in (b), the FT of the signals A and B is displayed. The frequency units are in MHz.

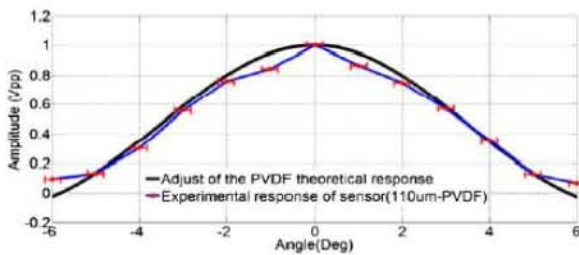


Figure 10. Angular response of 110 μm thick PDVDF sensors of 3 mm^2 area in water at 6 MHz consistent with equation (15).

3.2. Experimental directivity and comparison with theory

To test the angular dependence of the sensor's response, we used a commercial ultrasonic emitter at 6 MHz. We aligned the sensor under test with its normal pointing towards the source, also immersed in the water tank, and placed it at a distance of 10 cm from the sensor. We fixed the amplitude of the emitted ultrasonic wave and then rotated the sensor about its axis in steps of 1° (figure 6(b)). We registered the amplitude of the signal generated by our sensor with the oscilloscope at each

rotation step. In figure 10, we show the response of the 110 μm PVDF film as a function of the angle of incidence normalized to its maximum value for normal incidence. Additionally, we exhibit the theoretical directivity predicted by the function $F(\theta_i)$ given above in equation (15). The agreement between theory and experiment in this case is very good. The error bars in figure 10 indicate a $\pm 0.2^\circ$ uncertainty in fixing the angle of incidence due to the limited resolution of the mechanical stage used to rotate the sensors.

3.3. Sensors response as a function of the PVDF thickness

The model for the transfer function in equation (7) predicts that for frequencies smaller than about 6 MHz the amplitude of response of the sensors increases with the thickness of the PVDF film. We tested this by measuring the output signal's amplitude of the sensors for a monochromatic ultrasound wave of 5 MHz frequency. All measurements were taken with the source at a distance of 10 cm from the sensor under test and emitting with the same amplitude. For this test, we included a sensor with 9 μm thick PVDF film. Figure 11 shows the experimental data and a fit of the theoretical model (full curve) by adjusting the amplitude of the incident wave.

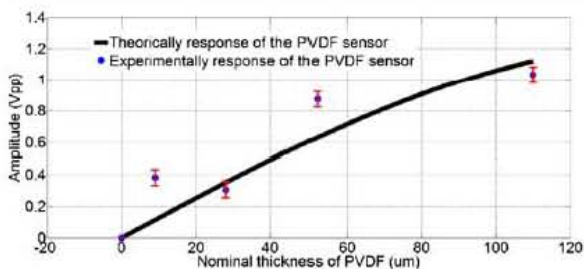


Figure 11. Amplitude of the sensor's response at 5 MHz for different film thicknesses.

The error bars in figure 11 indicate an estimated $\pm 5\%$ uncertainty in the amplitude of the PA signal mainly due to an uncertainty in fixing the angle of incidence to zero before the measurements were taken.

The data points in the graphs shown in figures 10 and 11 shown above were obtained by averaging the signal of more than 200 points per second. Thus, once a sensor was fixed on its mount the form and amplitude of the signal in the oscilloscope was extremely stable and fluctuations were far below all other possible errors.

The experimental data show clear dispersion about a smooth curve. We assume that the main reason is in part due to errors arising from small misalignment while taking the measurements. This is in addition to the possible expansion or contraction of the thickness of the PVDF during the deposition of the electrodes. This last scenario is really difficult to take into account, since no realistic estimate could be made at the time. Nevertheless, the model reproduces the trend of the experimental data.

4. Summary and conclusion

In the present contribution, we report novel results related to the performance and sensing capability of PVDF piezoelectric capacitive sensors for their use in PA tomography. We derived an analytic expression for the transfer function of a piezoelectric capacitor sensor taking into account multiple reflections of ultrasonic waves within the sensor. It was found that dips in the transfer function arise due to a null total induced charge within the piezoelectric film at certain frequencies. We also derived an approximate formula for the angular response or directivity of the sensors valid for sensors with lateral dimension much larger than the wavelength.

We fabricated sensors with commercial PVDF films of different thicknesses encapsulated within a Faraday cage to reduce electromagnetic high-frequency noise. A viable process to deposit aluminium electrodes directly on the PVDF films without sacrificing the flexibility of the sensors was established. We performed tests on the response of the sensors with laser-induced PA pulses. It was verified that the proposed manufacturing process ensures the smooth functioning of the sensors to read out PA signals generated in a test material under water. The experimental results verify that these sensors respond within a broad bandwidth and confirm the existence of dips in the sensor's frequency response predicted by the model. The relevance of these dips on the sensors performance in PA imaging is currently under assessment. The effective angle

response was measured for a sensor of circular cross section 3 mm in diameter and compared with our theoretical model. We found very good agreement between the model and the experimental data. The angular response function decays to almost zero at $\pm 3^\circ$. We also measured the amplitude of the output of the sensor's signal as a function of the PVDF thickness at 6 MHz and we found that it follows the tendency predicted by our model.

Although further work is needed to fully evaluate the capabilities and quantify the reproducibility of PVDF sensors for PA imaging applications, we believe that the present results show useful advances and address in a clear way the points to be covered so as to succeed with the desired application.

Acknowledgments

We are grateful to Dr Asur Guadarrama Santana for technical support and valuable advice in designing and fabricating the capacitive PVDF sensors. We acknowledge financial support from Dirección General de Asuntos del Personal Académico of Universidad Nacional Autónoma de México through grant PAPIIT IN-106712 and to Instituto de Ciencia y Tecnología from Ciudad de México for the partial support of this work through a breast cancer research contract. One of the authors, BRR, wishes to thank the Posgrado en Ingeniería: sección instrumentación, for the support over the period this work has been carried out.

References

- [1] Wang X, Pang Y, Ku G, Xie X, Stoica G and Wang L V 2003 Noninvasive laser-induced photoacoustic tomography for structural and functional *in vivo* imaging of the brain *Nature Biotechnol.* **21** 803–6
- [2] Nie L M, Guo Z J and Wang L V 2011 Photoacoustic tomography of monkey brain using virtual point ultrasonic transducers *J. Biomed. Opt.* **16** 076005
- [3] Yang D W, Zeng L M, Pan C N, Zhao X H and Ji X R 2013 Noninvasive photoacoustic detecting intraocular foreign bodies with an annular transducer array *Opt. Express* **21** 984–91
- [4] Xia W, Piras D, Van Hespén J, Van Veldhoven S, Prins Ch, Van Leeuwen T, Steenbergen W and Manohar S 2013 An optimized ultrasound detector for photoacoustic breast tomography *Med. Phys.* **40** 032901
- [5] Herman G T 2009 *Fundamentals of Computerized Tomography: Image Reconstruction from Projections* 1st edn (Berlin: Springer)
- [6] Moock V, Garcia-Segundo C, Garduño E and Cosío F A 2012 Signal processing for photoacoustic tomography *CISP'12: 5th Int. Congr. on Image and Signal Processing (Chongqing, Sichuan, China)* pp 957–61
- [7] Telenkov S and Mandelis A 2010 Signal-to-noise analysis of biomedical photoacoustic measurements in time and frequency domains *Rev. Sci. Instrum.* **81** 124901
- [8] Kalpesh S, Peng P, Rajesh R and Joan B 2013 Measurement of tension in a string using an array of capacitive force sensors *IEEE Sensors J.* **13** 792–800
- [9] He Y, Liu J, Li L and He J 2012 A novel capacitive pressure sensor and interface circuitry *Microsyst. Technol.* **19** 25–30
- [10] Sibylle G, Klaus P, Robert N and Guenther P 2011 Photoacoustic section imaging with an integrating cylindrical detector *Biomed. Opt. Express* **2** 2973–81
- [11] Palttauf G and Nuster R 2013 Iterative reconstruction method for photoacoustic section imaging with integrating cylindrical detectors *Proc. SPIE* **8581** 85814N

- [12] Cray B A and Nuttall A H 2001 Directivity factors for linear arrays of velocity sensors *J. Acoust. Soc. Am.* **110** 324–8
- [13] Cox B T and Treeby B E 2010 Effect of sensor directionality on photoacoustic imaging: a study using the k-wave toolbox” photons plus ultrasound: imaging and sensing *Proc. SPIE* **7564** 756401-6
- [14] Ji S, Liu G and Xia H 2011 A pressure sensor based on PVDF films for human *IEEE Conf. on Mechanic Automation and Control Engineering* pp 981–83
- [15] Reyes-Ramírez B, García-Segundo C and García-Valenzuela A 2013 Spectral response analysis of PVDF capacitive sensors *J. Phys.: Conf. Ser.* **450** 01203
- [16] Johnson D H and Dudgeon D E 1993 *Array Signal Processing, Concepts and Techniques (Signal Processing Series)* (Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall) pp 33–46
- [17] Sokhanvar S, Packirisamy M and Dargahi J 2007 A multifunctional PVDF-based tactile sensor for minimally invasive surgery *Smart Mater. Struct.* **16** 989–98
- [18] Garcia-Segundo C, Smith A J and Connerade J-P 2004 Optically induced non-radiative fast pulses in metals *J. Mod. Opt.* **51** 233–53
- [19] Sun M, Feng N, Shen Yi, Shen X, Ma L, Li J and Wu Z 2011 Photoacoustic imaging method based on arc-direction compressed sensing and multi-angle observation, Image reconstruction-restoration, photoacoustic imaging *Opt. Express* **19** 14801–6
- [20] Messing G L et al 2004 Templated grain growth of textured piezoelectric ceramics *Crit. Rev. Solid State Mater. Sci.* **29** 45–96
- [21] Marinozzi F, Bini F, Biagioni A, Grandoni A and Spicci L 2013 Note: Comparative experimental studies on the performance of 2-2 piezocomposite for medical ultrasound transducers *Rev. Sci. Instrum.* **84** 096110
- [22] Gratt S, Passler K, Nuster R and Paltauf G 2011 Photoacoustic section imaging with an integrating cylindrical detector *Biomed. Opt. Express* **2** 2973–81
- [23] Hecht E and Zajac A 2003 *Optics* 4th edn (San Francisco: Addison-Wesley) pp 467–74

2)

On the spectral response of thick piezoelectric capacitive sensors for arrays in imagenology applications

B. Reyes-Ramírez, C. García-Segundo, A. García-Valenzuela

Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad Universitaria, Coyoacán, Apartado Postal 70-186, Distrito Federal 04510, México.

Corresponding authors: bartolome.reyes@ccadet.unam.mx / crescencio.garcia@ccadet.unam.mx

ABSTRACT

We investigate the spectral response of capacitive sensors with 28 μm thick Polyvinylidene Fluoride (PVDF) films operating in the piezoelectric mode. We present spectra of signals obtained from laser-induced photoacoustic emissions in several materials. We examine the sensor response to direct laser pulses and to ultrasonic signals generated by laser pulses interacting with polyvinyl alcohol (PVA) phantoms, neoprene slabs and a composite of PVA phantom with a hidden slab of neoprene. We exhibit the sensor's sensitivity to the phantom thickness, affecting the amplitude and bandwidth of the ultrasonic output signal. The sensors fabricated and tested under water achieved an operational frequency bandwidth ranging from 1 to 50 MHz.

Keywords: Piezoelectric photoacoustic sensors, Ultrasonic sensors, Low noise capacitive sensors, Photoacoustic Tomography.

1. INTRODUCTION

Photoacoustic (PA) tomography nowadays is one of the novel and foremost growing imagenology technologies. It promises images with the high-resolution of the optical images, with similar capabilities as medical ultrasound images [1-3]. The PA ultrasound (US) signals when induced by short laser pulses (at nanoseconds range); turn out to have a broader bandwidth than the conventional medical ultrasound. As result, one can expect that the PA ultrasound signals have a broader set of information as to achieve PA tomography with good enough resolution. However, for this purpose it is required to design and fabricate sensors that can respond to ultrasound signals of broad bandwidth, and without being affected by surrounding noise. This requirement is considered as to cope with the amount and quality of information contained in these signals. For the purpose, let us recall that from the wave theory, related to image formation [4-6], it is known that the content of information associated with image-formation signal is directly related to the signal's bandwidth. From that theory we learnt that the image fine detail (high resolution) is contained in the higher frequencies of the ultrasonic spectrum, while other bulk information is associated to the low frequencies of the ultrasound spectrum. Therefore for the PA imaging applications, it is required to develop ultrasound sensors with a known frequency response within a broad enough bandwidth, as to register from low to high frequencies in a consistent way. This condition also implies that the sensor would perform: 1) with fast enough response time, as to manage to collect the full set of information; and 2) to keep the inevitable electromagnetic noise in the bandwidth of interest at low enough levels, and thus provide a clean enough read out of the desired signals. In this way, we have managed to manufacture low-noise and fast enough capacitive sensors based on PVDF films functioning in the piezoelectric mode and found them to be good candidates for ultrasonic sensors required for PA tomography. These sensors respond in periods of time under 0.5 μs and with large signal to noise ratios. From theoretical analysis and the experimental comparison [7,8], specific for our design, we have found that the performance is PVDF's thickness dependent. Thus, from the different PVDF's thicknesses commercially available we have found that the best response match is this at 28 μm . In the present contribution, we present the experimental analysis and conclusive results for the response to ultrasound PA generated signals over several materials. In particular we achieve consistent response to broadband signals within the range of interest (0.5 to 50 MHz). In the section 2, we display a theoretical model summary, from which we get the insight that this kind of sensor would respond nearly uniform over such bandwidth (full detail on the model is in [7]). We tested this response at under water conditions by directly impinging laser pulses on the sensor itself, by also registering laser induced US signals on: a slab of neoprene of 1.5 mm thickness, a cube of optically diffusive phantom

made of polyvinyl alcohol (PVA) [4] and then of a phantom of a composite of PVA with a piece of the same neoprene slab, however fully embedded in the PVA (for details of the testing see Section 3). The sensor, as designed, brings up the capability of distinguishing fine dimensional changes. This is displayed from the different bandwidths obtained from phantoms with neoprene slabs, whose only difference is the increase in the phantom's length along the direction of propagation of light that is also the direction of propagation of the US signal. Details on the experimental conditions, development and results are described at the section 3. We close this contribution with some conclusions.

2. MODELLING THE RESPONSE FUNCTION OF THICK PIEZOELECTRIC CAPACITIVE SENSORS

We derived an expression for the transfer function [7] of piezoelectric capacitive sensors assuming ultrasound is incident normally to the sensor's surface. We start by assuming a plane harmonic wave and take into account the multiple reflections of the ultrasonic wave within the piezoelectric sensor (figure 1). As is well known, piezoelectric materials are anisotropic dielectric materials. In our analysis we assume that the principal axes of the piezoelectric film with the largest piezoelectric constant d_{33} is normal to the film's surface.

As result of the analysis [7] a good approximation to the transfer function (H_0) representing the transduction of the pressure signal into a current signal at the oscilloscope is obtained as follows,

$$H_0(\omega) = \frac{-Z_i(\omega)}{Z_i(\omega) + \frac{1}{j\omega C_0}} \left\{ \frac{d_{33}h}{2\epsilon} \left[A(\omega) \left(e^{\frac{-j\omega h}{C_2}} + 1 \right) + B(\omega) \left(e^{\frac{j\omega h}{C_2}} + 1 \right) \right] + j \frac{d_{33}C_2}{\omega\epsilon} \left[A(\omega) \left(e^{\frac{-j\omega h}{C_2}} - 1 \right) - B(\omega) \left(e^{\frac{j\omega h}{C_2}} - 1 \right) \right] \right\}. \quad (1)$$

Where C_2 is the phase velocity of sound in the piezoelectric material (PVDF), C_0 is the electrical capacitance of the sensor, h is the thickness of the PVDF, Z_i is the input impedance of the oscilloscope and ϵ is the electric permittivity of the piezoelectric material. The functions A and B are the acoustic wave amplitudes within the piezoelectric slab forming the sensing capacitor and for a normally incident wave are given by,

$$A(\omega) = \frac{[1 + r_{21}]}{1 - r_{21}r_{23}e^{-2jk_2h}} \quad \text{and} \quad B(\omega) = \frac{-r_{23}[1 + r_{21}]e^{-2jk_2h}}{1 - r_{21}r_{23}e^{-2jk_2h}},$$

where r_{ij} are the reflection coefficients for the ultrasound signal at the interface between medium i and medium j . These coefficients are explicitly written as,

$$r_{ij} = \frac{z_i - z_j}{z_i + z_j}. \quad (2)$$

where $z_i = \rho_i c_i$ is the acoustic impedance. Thus the indexes are set as follows: at the incidence side i correspond to water and j to the PVDF; while at the rear boundary, i corresponds to PVDF and j to water (see Figure 1 for guidance). Note that in our model we are ignoring the metallic electrodes at the surfaces of the PVDF film forming the capacitor. In practice these are thin enough and modify the reflection coefficients by less than 10%.

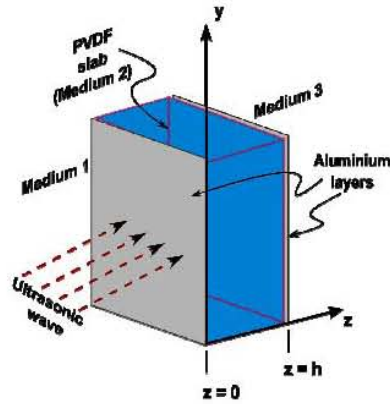


Figure 1. Schematic diagram of: a) an ultrasonic capacitive sensor and coordinate system used

2.1 Directionality

From the model we manage to exhibit that for small angles of incidence, the angular response function $F(\theta_i)$, is proportional to the integral of the pressure field over the surface of the sensor [2]. For a sensor of circular cross section of radius r we get that

$$F(\theta_i) = 2 \frac{J_1\left(\frac{\omega}{c_1} r \sin \theta_i\right)}{\frac{\omega}{c_1} r \sin \theta_i}, \quad (3)$$

where c_1 is the phase velocity of sound in the incidence medium. Therefore to obtain the spectral response function of the piezoelectric capacitive sensor of circular cross section at an oblique angle of incidence, θ_i , one must multiply $H(\omega)$ given in Eq. (1) times the angular response function the function $F(\theta_i)$ given in Eq. (3)[7].

2.2 Numerical Example of the frequency dependence of the mechanical to electrical transfer function.

In Fig. 2 we plot the magnitude of the transfer function given above versus the angular frequency from 1 MHz to 50 MHz for PVDF films of 110, 52, 28 and 9 μm thicknesses immersed in water. These thicknesses are the commercially available ones. To generate the curves in Fig. 2 we assumed the speed of sound in water is 343 m/s, and we supposed the corresponding density is 1000 Kg/m^3 .

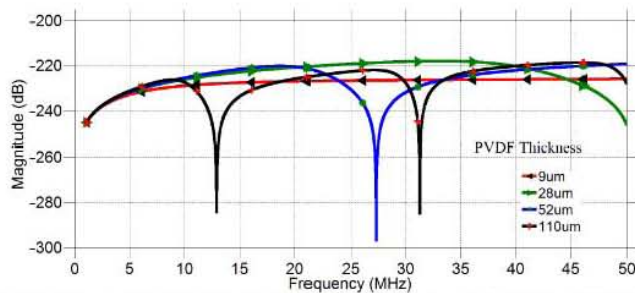


Figure 2. Plot of analytic calculations for a comparison from different thickness of PVDF coupled in water.

We can appreciate in the figure that for PVDF films of $52\ \mu\text{m}$ and $110\ \mu\text{m}$ thicknesses the transfer function present dips at frequencies within the interval of interest for PA tomography. For 28 and $9\ \mu\text{m}$ the transfer function does not present these dips. On the other hand, since the amplitude of the transfer function is larger for thicker PVDF films we conclude that the best thickness of PVDF to fabricate sensors for PA tomography is $28\ \mu\text{m}$.

3. EXPERIMENTAL SETUP

3.1 PVDF sensor response in amplitude and frequency

In Fig. 3 we show the experimental setup used to test $28\ \mu\text{m}$ thick PVDF sensors immersed in water. In Fig. 4a we show the experimental arrangement using a phantom of polyvinyl alcohol (PVA) with neoprene embedded to generate the PA signals. The neoprene slab (L) has a thickness of 1.5mm and the PVA (D) blocks have 0.9 cm and 1.4 cm thicknesses. L_1 and L_2 specify distances between the water-PVA interfaces and the neoprene surfaces. The neoprene slab is centered within the PVA block. In Fig. 4b we show a phantom of PVA (1.4 cm of thick) with a neoprene slab embedded in it.

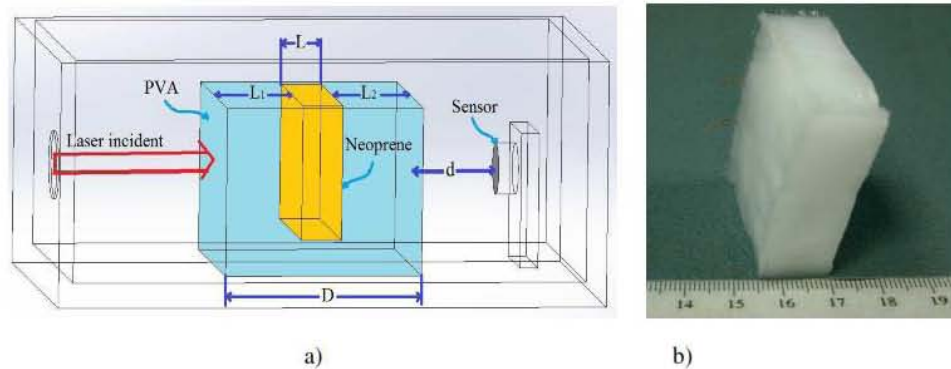


Figure 3. We have a) mode of interaction with phantom, b) phantom with neoprene embedded.

Figure 4 shows the amplitude of the signal generated by $28\ \mu\text{m}$ thick PVDF sensor when a 7 ns wide pulses of Nd:YAG laser emitting at 1064 nm wavelength, at a rate of 10 Hz impinges on the phantom block with neoprene embedded inside. Figure 5a show the signal in the time domain obtained experimentally. The first experiment was where the sensor was placed 13 cm away and pumped by laser pulses directly. In the second experiment the phantom of PVA and neoprene was placed 3 cm from the sensor and 10 cm away from the wall of the acrylic tank. In this case, the ultrasound emitter is a test material immersed in the water. At the optical wavelengths used to generate the PA signals, the PVA mimics human tissue. The laser pulses interact on one of the faces of the neoprene slab and mechanical perturbations emerge on the opposite side, traveling on the same direction as the laser pulses. Figure 4a show the response of the sensor when the pulse laser impinges directly on the sensor, the amplitude of the registered signal was divided by a factor of 10 to fit with the other data's. The amplitude of the mechanical response generated by the neoprene alone was divided by a factor of 10 too.

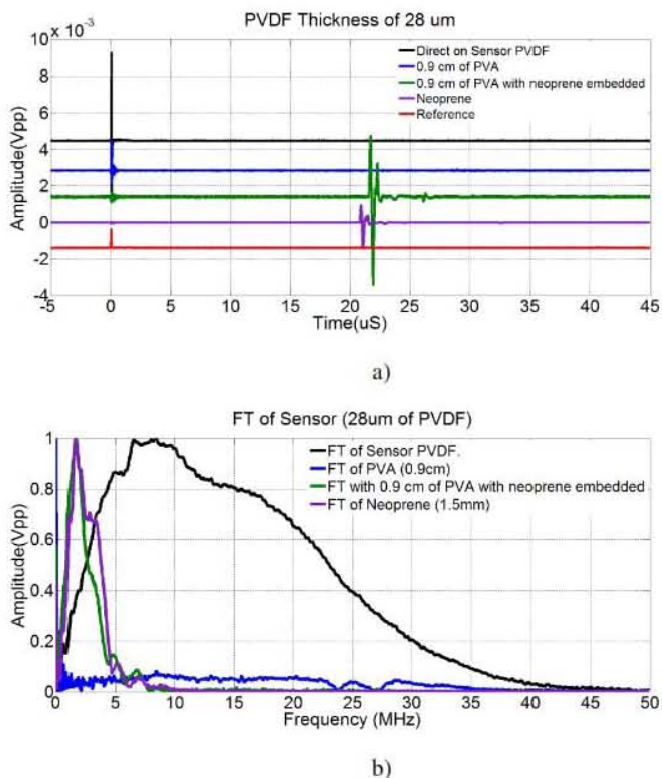


Figure 4. Response of the 28 μm of PVDF sensor. In a) we display the amplitude vs time response for: laser pulses directly impinging on the sensing area and for the response to US signals produced on PVA phantom of 0.9 cm thick, with a hidden neoprene slab of 1.5mm thickness. In b) we display the correspondingly Fourier transform, thus the amplitude vs frequency.

In the figure 5 we show the signals generated by composite of PVA phantom with a hidden slab of neoprene of $L=1.5$ mm of thick and one square centimeter of cross area. We used two phantoms of 4×4 cm area and, thickness of 0.9 (Fig. 5a) and 1.4 cm (Fig. 5b). See Figure 1 for guidance on the sample construction. Figure 5a show the response in time for two thickness of PVA with the same thickness of neoprene hidden within PVA. The signals in Figure 4 and 5 were obtained by averaging the signals of about 300 pulses reducing the fluctuations on the amplitude of the signal to values well below variations due to mechanical misalignments of the experimental set up. Figure 4b and 5b show the characteristic of spectral response where we calculated the Fast Fourier Transform (FFT) from 0 to 50 MHz when the laser pulse of 40mJ, repetition rate of 10 HZ, cross circular area of 6 mm diameter and wavelength of 532 nm. These pulses propagate in water a length of 5 cm before reaching the neoprene with and without phantom; and near 10 cm for the direct incidence on the sensor surface.

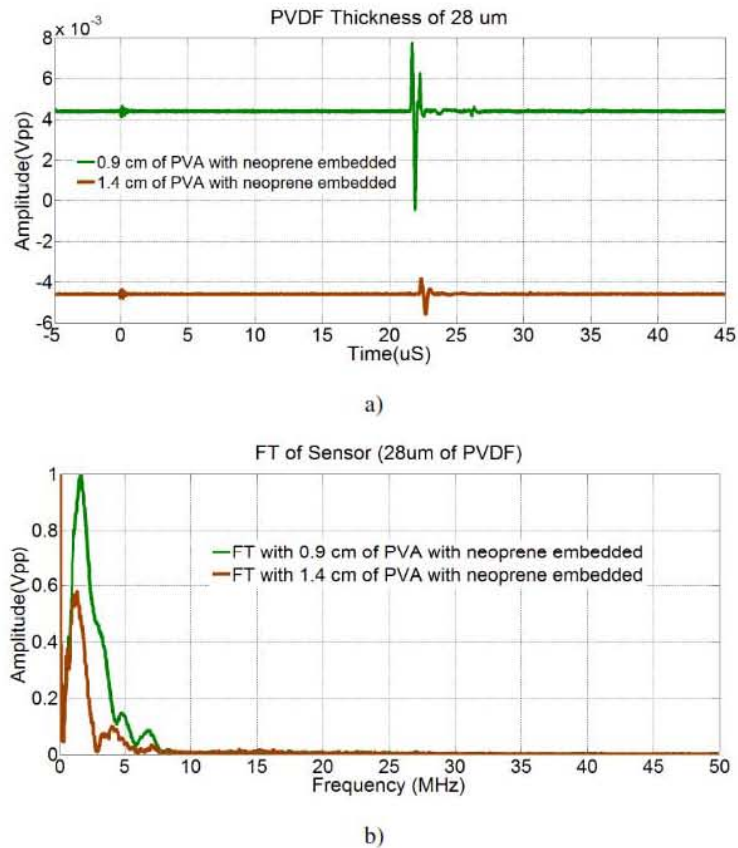


Figure 5. Response for different thicknesses of test material: a) displays the amplitude vs. time for 0.9 and 1.4 cm PVA thickness. In b) is displayed the Fourier Transformation of the registered signals; thus the frequency bandwidth response distribution, this corresponding to the described phantoms.

3.2 Comparison with experimental measurements

In Fig. 6 we show the sensor's angular response for a 110 μm thick PVDF film immersed in water and the prediction of the model of directivity (equation 3). The experimental response is somewhat different to the theoretical curve, but this is expected since the model does not include the effects of the electrodes nor sealant coating that covers on the real sensor. The error bars in Fig. 6 indicate a ±0.2 degree uncertainty in fixing the angle of incidence due to the limited resolution of the mechanical stage used to rotate the sensors.

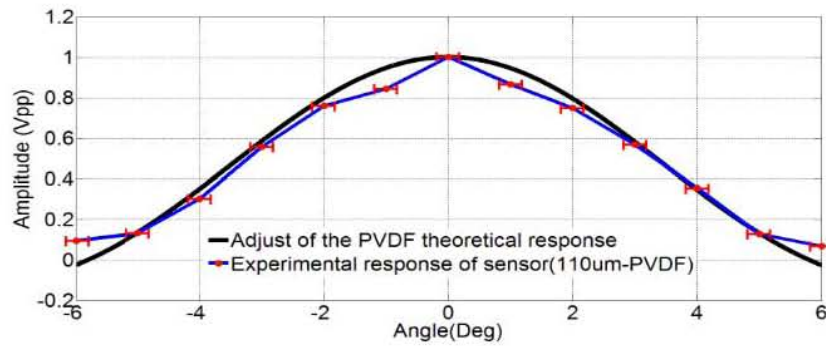


Figure 6. Comparison of the angular response of the sensor with 3mm of area at 6MHz and equation of directivity.

Our model gives: $\theta_0 \approx 6.8^\circ$

CONCLUSIONS

We developed a procedure to fabricate capacitive PVDF sensors suitable to register ultrasonic signals in water generated by photoacoustic emissions in different materials. The fabricated sensors exhibit low-electromagnetic noise and operate in a frequency range from 1MHz to 50MHz. Also, we verified the qualitative correspondence between an analytic expression for the frequency dependent transfer function of a piezoelectric film and the experimental response of the test sensors. We confirmed that these sensors detect mechanical disturbances generated by the test material when a fraction of the pulse laser energy is absorbed over the interaction process. We fabricated sensors with 28 μm thick PVDF films and tested them for analyzing photoacoustic pulses generated in phantoms of different thicknesses with embedded neoprene slabs. The sensors clearly discern between phantoms with neoprene slabs of different thicknesses embedded. The distinction of the type of material and its size were can be made from the signal attenuation factors and bandwidth. The present results suggest that the sensors, as designed and fabricated, can assist one to determine the characteristics of a phantom's material and of an object hidden within the phantom.

REFERENCES

- [1] Minghua Xu and Lihong V. Wang, "Photoacoustic imaging in biomedicine", Review of scientific instruments, Vol. 77, 2006, pp.1-22.
- [2] Reyes-Ramírez, C García-Segundo and A García-Valenzuela, "An examination of Polyvinylidene Fluoride capacitive sensors as ultrasound transducer for imaging applications", Journal of Measurement Science and Technology, (2014), in press.
- [3] G. Paltauf, R. Nuster, "Iterative reconstruction method for photoacoustic section imaging with integrating cylindrical detectors", Proc. SPIE 8581: 85814N. (2013).
- [4] Quispe-Siccha R.M., Reyes-Ramírez B., Hevia-Montiel N., García-Segundo C., Arámbula-Cosío F., Sato-Berrú R. "Implementation of the Polyvinyl-alcohol mixed with nano-particles as a near representation of biological tissue: ultrasonic and photo-thermal study": J. Appl. Research and Technol. Vol. 10, 6372 . (2012)
- [5] J. David N. Cheeke, [Fundamentals and Applications of Ultrasonic Wave], Physics Department, Concordia University, Montreal, Qc, Canada, CRC Press LLC, 5 (2002).
- [6] Blackstock David T., [Fundamentals of Physical Acoustics], John Wiley & Sons, Inc., 298-304 (2000).

- [7] Reyes-Ramírez B., García-Segundo C., García-Valenzuela A., “Spectral response analysis of PVDF capacitive sensors”, *J. Phys.: Conf. Series*, 45001203. (2013).
- [8] Xueding Wang, Yongjiang Pang, Geng Ku, Xueyi Xie, George Stoica, & Lihong V. Wang, “ Noninvasive laser-induced photoacoustic tomography for structural and functional in vivo imaging of the brain”, *Nat. Biotechnology*, 21:7, 803-06 (2003)

3)

Spectral response analysis of PVDF capacitive sensors

This content has been downloaded from IOPscience. Please scroll down to see the full text.

2013 J. Phys.: Conf. Ser. 450 012032

(<http://iopscience.iop.org/1742-6596/450/1/012032>)

View [the table of contents for this issue](#), or go to the [journal homepage](#) for more

Download details:

IP Address: 132.248.199.183

This content was downloaded on 21/04/2014 at 22:04

Please note that [terms and conditions apply](#).

Spectral response analysis of PVDF capacitive sensors

B. Reyes-Ramírez^{*}, C. García-Segundo, A. García-Valenzuela

Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad Universitaria, Coyoacán, Apartado Postal70-186, Distrito Federal 04510, México.

Correspondent author: bartolome.reyes@ccadet.unam.mx

Abstract. We investigate the spectral response to ultrasound waves in water of low-noise capacitive sensors based on PVDF polymer piezoelectric films. First, we analyze theoretically the mechanical-to-electrical transduction as a function of the frequency of ultrasonic signals and derive an analytic expression of the sensor's transfer function. Then we present experimental results of the frequency response of a home-made PDVF in water to test signals from 1 to 20 MHz induced by a commercial hydrophone powered by a signal generator and compare with our theoretical model.

1. Introduction.

It is known that the optical absorption of pulsed or modulated light, prompts elastomechanical perturbations via non-radiative processes. This is the so-called photoacoustic effect [1]. For each pulse of light, the energy conversion associated to the non-radiative processes remains confined to the interaction volume, inducing a short-living local increase of pressure (thermo-elastic expansion). Then this propagates through the bulk as an elastomechanical perturbation. I.e. a photoacoustic perturbation propagates through the sample as sound. The frequency dominion of the so-induced perturbations is in the ultrasonic range and can cover from say 100 KHz and up to several hundreds of MHz depending upon the physical properties of the sample. By sample we mean the media where the optical to elastomechanical energy conversion takes place. The registering of this photoacoustic perturbations demands the use of tailored ultrasonic sensors. Due to the high sensitivity and the heavy performance conditions as required, the most frequent sensors used for this purpose are ultrasonic transducers based on PZT-piezoelectric ceramics [2]. These are quite reliable, stable and broadly used in scientific and technical sensing applications [1, 2]. However, they present some limitations in terms of performance and their manufacture process for photoacoustic applications such as: full registering of information at short time constant [3], or for arrays of ultrasonic sensors with specific morphologies and wide bandwidth spectral response as these required in photo-acoustic imagenology [4, 5]. An alternative for manufacturing the required ultrasound sensors and assembling arrays of them is the use of pyroelectric and piezoelectric Polyvinylidene fluoride (PVDF) films in capacitive configuration. The PVDF's piezoelectric component offers a much broader bandwidth window than PZT ceramics [2, 5-7]. With PVDF films at hand, targeted designs of sensing structures are at reach for covering specific sensing needs in pulsed photo-acoustic imaging [4, 5,7]. Indeed one of the first concerns that arise when designing sensors for such a broad bandwidth is their spectral response quality. In general it is very difficult, if not impossible, to have a flat non-negligible response over a spectral range of many MHz. Because as the frequency of sound increases the wavelength decreases, above certain frequency the



wavelength inside the PVDF slab is smaller than the thickness and resonances are to be expected. For ultrasound frequencies up to 50 MHz, the wavelength of sound will be smaller than many piezoelectric film sensors. We have not found in the literature explicitly an expression for the frequency dependent transfer function of film piezoelectric capacitive sensors. In this paper we derive an expression for transfer functions assuming ultrasound is incident normally on a piezoelectric film. Then we compare measurements performed on a home-made PVDF capacitive sensor in the frequency range from 1 to 20 MHz.

2. Theoretical analysis

The piezoelectric materials are anisotropic dielectric materials. In these materials an electric field \mathbf{E} induces a dipolar moment on the constituent molecules, which is proportional to this electric field. The contribution to the total electrical dipolar moment per unit volume (\mathbf{P}), resulting from the applied electric field and in the absence of mechanical stress, can be written as, $\mathbf{P}_E = \epsilon_0 \tilde{\chi}_e \cdot \mathbf{E}$. Where $\tilde{\chi}_e$ is the electrical susceptibility tensor and ϵ_0 is the electrical permittivity of the vacuum. The mechanical stress field, \mathbf{S} , also contributes to the induced dipolar moment per unit volume in piezoelectric materials. Within the linear response regime of the material and in the absence of an electric field, the contribution to \mathbf{P} by mechanical stress is written as, $\mathbf{P}_S = \bar{d} \cdot \mathbf{S}$. Here \bar{d} is the piezoelectric tensor. However, in the presence of small electric and stress fields, the electrical polarization per unit volume in the piezoelectric is simply the sum of \mathbf{P}_E and \mathbf{P}_S . As result, in a piezoelectric material we have that,

$$\mathbf{P} = \bar{d} \cdot \mathbf{S} + \epsilon_0 \tilde{\chi}_e \cdot \mathbf{E}. \quad (1)$$

We assume that the stress field and electric field have amplitudes small enough so that neither field affects the piezoelectric tensor or the susceptibility tensor; see figure 1 for schematic visual guidance. Notice that when the pressure perturbation impinges on the slab on the normal direction respect the piezoelectric surface, the stress field inside the slab has all components equal to zero except the S_{33} component, which turns out to be,

$$S_{33} = \psi_{\text{int}}(z, t). \quad (2)$$

Thus, the stress field acting on the electrical polarization vector of the piezoelectric materials produces component along the z axis; given by $P_{23} = d_{33} S_{33}$ while the electrical polarization induces a charge density and a surface charge density according to the following relations, $\nabla \cdot \mathbf{P}(r, t) = -\rho_b(r, t)$ and $\mathbf{P}(r, t) \cdot \hat{n} = \rho_s(r, t)$. Here \hat{n} is the unit outward normal to the piezoelectric surfaces. Then the stress-induced charge densities are,

$$\rho_b(r, t) = -\nabla \cdot (d_{33} S_{33} \hat{a}_z) = -d_{33} \frac{\partial S_{33}}{\partial z}, \quad \rho_s^{(0)} = -d_{33} S_{33} \Big|_{z=0} \quad \text{and} \quad \rho_s^{(d)} = -d_{33} S_{33} \Big|_{z=d}.$$

As a result one obtains that the field within the slab is,

$$E_z^S(z) = \left[-\frac{d_{33}}{\epsilon} S_{33}(z) - \frac{d_{33}}{\epsilon} \left[\frac{S_{33}(h) + S_{33}(0)}{2} \right] \right]. \quad (3)$$

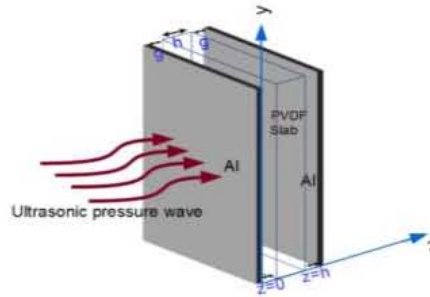


Figure 1. Schematic diagram of transduction from ultrasonic pressure perturbation to electric signal.

For the condition in which the piezoelectric slab is between two flat metallic electrodes, e.g. forming a parallel-plate capacitor (see figure 1), the electrodes are charged with a surface density $\rho_s^{(e)}$ and an electric field is produced between the electrodes. This electric field induces also the polarization of the piezoelectric slab. The electric field and polarization induced by the charges on the electrodes simply adds up with the electric field and with polarization induced by the stress. Within the gaps of width g , shown in the figure above, the electric field due to the electrode charges is normal to the interfaces with amplitude, $E_z^{(e)} = \rho_s^{(e)} / \epsilon_0$. Within the piezoelectric slab the electric field is also in the z direction and of amplitude $E_z^{(e)} = \rho_s^{(e)} / \epsilon$. The total electric field inside the piezoelectric slab is,

$$E_z(z) = -\frac{d_{33}}{\epsilon} S_{33}(z) - \frac{d_{33}}{\epsilon} \left[\frac{s_{33}(h) + s_{33}(0)}{2} \right] + \rho_s^{(e)} / \epsilon. \quad (4)$$

By letting the gaps tend to zero, the electric potential difference between the electrodes is then obtained as,

$$E_z(z) = \frac{Q_e h}{A \epsilon} + \frac{d_{33} h}{\epsilon} \left[\frac{s_{33}(h) + s_{33}(0)}{2} \right] + \int_0^h \frac{d_{33}}{\epsilon} [S_{33}(z)] dz. \quad (5)$$

On the other hand, when a monochromatic plane ultrasonic wave is incident normally to the sensor, the ultrasonic pressure perturbation inside the piezoelectric slab is $\psi_a + \psi_b$, where $\psi_a = A(\omega) \psi_i e^{j(\omega t - k_2 z)}$, $\psi_b = B(\omega) \psi_i e^{j(\omega t + k_2 z)}$, ψ_i the amplitude of the incident pressure $k_2 = 2\pi/\lambda_2 = \omega/c_2$. In the latter expression λ_2 is the wavelength, c_2 is the phase velocity of sound in the piezoelectric and $\omega = 2\pi f$, with f being the frequency of the incident ultrasonic wave. Thus the amplitudes in the perturbation within the slab are given by,

$$A(\omega) = \frac{[1 + r_{21}]}{1 - r_{21} r_{23} e^{-2jk_2 h}} \quad \text{and} \quad B(\omega) = \frac{-r_{23} [1 + r_{21}] e^{-2jk_2 h}}{1 - r_{21} r_{23} e^{-2jk_2 h}}, \quad (6)$$

where, $r_{21} = (z_2 - z_1)/(z_2 + z_1)$ and $r_{23} = (z_2 - z_3)/(z_2 + z_3)$, are the reflection coefficients at normal incidence at the interfaces between the slab (medium 2) and the incidence medium (medium 1, for $z < 0$) and the interface between the slab and the transmission medium (medium 3, $z > h$), respectively; where z_1 , z_2 and z_3 are the acoustic impedance of medium 1, 2 and 3, respectively. We then have,

$$V_c = \frac{Q_e}{C_0} + \frac{d_{33}h}{\varepsilon} \left[\frac{A(\omega)[e^{-jk_2h} + 1] + B(\omega)[e^{jk_2h} + 1]}{2} \right] \psi_i + \int_0^h \frac{d_{33}}{\varepsilon} [\psi_a(z) + \psi_b(z)] dz, \quad (7)$$

where $C_0 = \varepsilon A / h$ is the electrical capacitance. Performing the integrals yields,

$$V_c = \frac{Q_e}{C_0} + \frac{d_{33}h}{\varepsilon} \left[\frac{A(\omega)[e^{-jk_2h} + 1] + B(\omega)[e^{jk_2h} + 1]}{2} \right] \psi_i + \frac{d_{33}}{\varepsilon} \left[\frac{A(\omega)[e^{-jk_2h} - 1]}{-jk_2} + \frac{B(\omega)[e^{jk_2h} - 1]}{jk_2} \right] \psi_i.$$

Notice that the factor $\exp(j\omega t)$ is implicit in all terms. Clearly the equivalent circuit is a capacitor C_0 in series with a voltage source V_s given by,

$$V_s(\omega) = \frac{d_{33}h}{2\varepsilon} \left\{ A(\omega) \left[e^{\frac{-j\omega h}{C_2}} + 1 \right] + B(\omega) \left[e^{\frac{j\omega h}{C_2}} + 1 \right] \right\} \psi_i + j \frac{d_{33}C_2}{\omega\varepsilon} \left\{ A(\omega) \left[e^{\frac{-j\omega h}{C_2}} - 1 \right] - B(\omega) \left[e^{\frac{j\omega h}{C_2}} - 1 \right] \right\} \psi_i$$

where we used $k_2 = \omega / c_2$. If we connect the circuit to an oscilloscope we add an impedance in series and close the circuit. The voltage drop across the input impedance of the oscilloscope is, $V_{osc} = IZ_i$, while the voltage drop across the piezoelectric capacitor must be zero. Thus we get,

$$V_{osc} = \frac{-Z_i}{-Z_i + \frac{1}{j\omega C_0}} V_s. \quad (8)$$

If we define the transfer function as,

$$H(\omega) = \frac{V_{osc}(\omega)}{\psi_i(\omega)}, \quad (9)$$

we get,

$$H(\omega) = \frac{-Z_i(\omega)}{-Z_i(\omega) + \frac{1}{j\omega C_0}} \left\{ \frac{d_{33}h}{2\varepsilon} \left[A(\omega) \left(e^{\frac{-j\omega h}{C_2}} + 1 \right) + B(\omega) \left(e^{\frac{j\omega h}{C_2}} + 1 \right) \right] + j \frac{d_{33}C_2}{\omega\varepsilon} \left[A(\omega) \left(e^{\frac{-j\omega h}{C_2}} - 1 \right) - B(\omega) \left(e^{\frac{j\omega h}{C_2}} - 1 \right) \right] \right\} \quad (10)$$

This is our result for the transfer function of a film piezoelectric capacitor transducer for normally incident ultrasound. For incidence at angles different from normal, the Eq. (2) would be expressed in terms of the corresponding angular projection and its implications shall be cascaded over the calculation up to reaching an expression equivalent to Eq. (10).

3. Numerical Example

In Fig. 2 we plot the magnitude of the transfer function given in Eq. (10) versus the angular frequency ω from 1 MHz to 20 MHz for a 100 μm thick PVDF film immersed in air, water and in a medium of

the same acoustic impedance as that of the PVDF (a perfect impedance match). To generate the curves in Fig. 2 we assumed the speed of sound in air, water and in the PVDF is 343 m/s, 1484 m/s, and 2200 m/s respectively, and we supposed the corresponding densities are 1000 g/cm³, 1593 g/cm³ and 1780 g/cm³, respectively.

We can appreciate that the transfer function predicted by Eq. (10) sinks at about 13 MHz. This is a result of destructive interference of the multiply reflected ultrasound waves within the PVDF film. Note that the difference between the spectral response of the sensor in water and with a perfect impedance match is negligible.

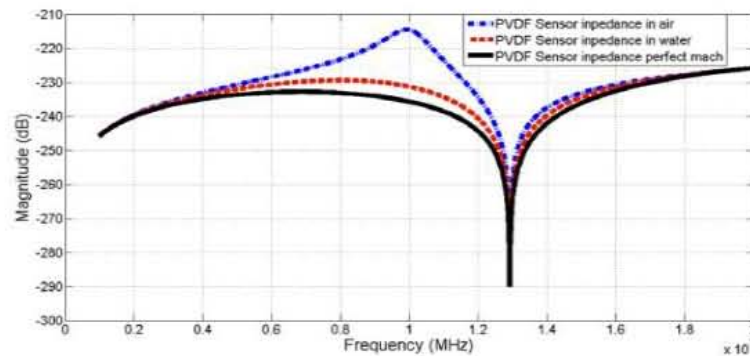


Figure 2. Plot of analytic calculations for $|H(\omega)|$ as a comparison from different media (air, water, PVDF).

4. Comparison with experimental measurements.

We fabricated a PVDF capacitor sensor by depositing very thin layers of aluminum on the surfaces of a 110 μm thick PVDF film and connecting it to a voltage preamplifier (ONDA, model HA-1100). The sensors were sealed with a thick plastic coating for its protection. The sensitive area of the PVDF capacitor was 3 mm². The capacitor sensor was immersed in a bucket filled with water and the signal generated by a calibrated commercial hydrophone emitting ultrasound waves towards the sensor was registered with an oscilloscope.

In Fig. 3 we show the sensor's frequency response and the prediction of Eq. (10) above. The experimental response is somewhat different to the theoretical curve, but this is expected since Eq. (10) does not include the effects of the electrodes nor sealant coating that covers on the real sensor. Nevertheless we can see in the experimental curve a drop at 13 MHz as predicted by the model. This is only a preliminary result and of course, a broader analysis and more experiments are needed to improve the sensors response as demanded in photo-acoustic imaging applications. Nevertheless, the model derived here is a necessary tool for developing low-noise ultrasonic sensors with broad frequency response range, as required. We are currently working on a comprehensive experimental characterization of our PVDF sensors of different thicknesses and on the extension of our model.

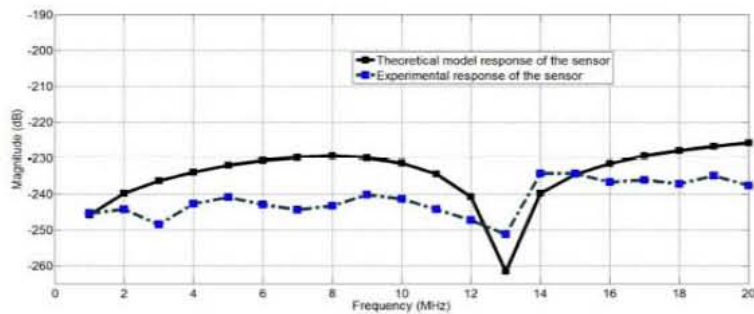


Figure 3. Comparison of the frequency response of the sensor and Eq. (10).

5. Conclusions

We derived an analytic expression for the transfer function of a piezoelectric capacitor sensor taking into account multiple reflections of ultrasonic waves within the sensor. It was found that dips in the transfer function arise due to interference effects. We obtained experimental data on the frequency response of a 110 mm thick PVDF sensor and observed a dip around 13 MHz as predicted by the theoretical model. The possible relevance of these dips on the sensors performance in photo-acoustic imaging is currently under assessment.

Acknowledgments

We acknowledge financial support from Dirección General de Asuntos del Personal Académico of Universidad Nacional Autónoma de México through grant PAPIIT IN-106712 and to Instituto de Ciencia y Tecnología from Ciudad de México for the partial support of this work through a breast cancer research contract.

References

- [1]. C. K. N. Patel and A. C. Tam: Pulsed optoacoustic spectroscopy of condensed matter, *Rev. Mod. Phys.* 53, 517 (1981).
- [2]. G. L. Messing, S. Trolier-McKinstry, E. M. Sabolsky, C. Duran, S. Kwon, B. Brahmaroutu, P. Park, H. Yilmaz, P. W. Rehrig, K. B. Eitel, E. Suvaci, M. Seabaugh, and K. S. Oh.: "Templated grain growth of textured piezoelectric ceramics". *Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences* 29, 45–96 (2004).
- [3]. "Experimental observations of optically induced non-radiative fast-pulses in metals": C. García-Segundo, A. J. Smith, and J.-P. Connerade. *J. Modern Optics*. Vol. 51, 233 (2004).
- [4]. V. Mook , C. García-Segundo, E. Garduño and F. Arámbula-Cosío: "Signal Processing for Photoacoustic Tomography". *Proceedings of the 5th International Conference on Image and Signal Processing and 5th International Conference on BioMedical Engineering and Informatics (5th CISP'12 / IEEE-BMEI'12)*. Chongqing, China. 16-18 Oct. 2012, pp. 957 – 961. DOI: 10.1109/CISP.2012. 6469836.
- [5]. G. Paltauf, R. Nuster, S. Gratt: "Photoacoustic section imaging with integrating detectors". *ALT'12 Conference Proceedings*. Thun, Switzerland 2-6 Spetember, 2012. DOI: 10.12684/alt.1.93.
- [6]. G. Gautschi: *Piezoelectric Sensorics: Force, Strain, Pressure, Acceleration and Acoustic Emission Sensors, Materials and Amplifiers*. Springer, 5-9 (2012).
- [7]. T. DH, Foster FS.: Fabrication and characterization of transducer elements in two-dimensional arrays for medical ultrasound imaging, *IEEE Trans Ultrason Ferroelectr Freq Control*, 39(4):464-75 (1992).

Implementation of Polyvinyl-Alcohol Mixed With Nano-Particles as a Near Representation of Biological Tissue: Ultrasonic and Photo-Thermal Study

R. M. Quispe-Siccha^{*1}, B. Reyes-Ramírez¹, C. García-Segundo¹,
N. Hevia-Montiel⁴, F. Arámbula-Cosío¹, R. Sato-Berrú¹, J. O. Flores-Flores¹

¹Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico,
Universidad Nacional Autónoma de México,
Circuito Exterior Universitario. Apdo. Postal (P.O. Box) 70-186.
Coyoacán 04510. México, D.F.

⁴Departamento de Ciencias de la Computación,
Instituto de Investigaciones en Matemáticas Aplicadas y en Sistemas
Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM) Apartado Postal 20-726,
Ciudad Universitaria, C.P. 04510. México, D.F.
*rosa.quispe@gmail.com

1ST INTERNATIONAL
CONGRESS ON
INSTRUMENTATION AND
APPLIED SCIENCES

ABSTRACT

We present experimental results related to the manufacturing of phantoms based on polyvinyl-alcohol (PVA) mixed with SiO₂, graphite and Ag nanoparticles. These phantoms are dummy representations of the human tissue of the breast gland. We focus our attention on the representation of the optical and the mechanical properties of the actual biological healthy tissue and of that representing a hidden cancer tumor (lesion). The quality of the samples is tested by ultrasonic imaging and laser induced photothermal (PT) detection technique. From the former test, the mechanical contrast that one can achieve is apparent. Instead, the laser detection technique makes it possible to determine that the optical contrast is achievable. For the laser induced PT method we register the so-called photothermal amplitudes, rather known as photoacoustic (PA) signals. These are the ultimate expression of laser-induced bursts of photothermal processes, whose engine is the fraction of the optically absorbed energy that decays through non-radiative channels. In our case we look for the conditions at which the PT phenomena are produced by a hidden dummy-tumor alone; meaning that the output signals are nearly free from substantial contributions from the bulk of the phantom. This is so as to mimic the actual mechanical and optical absorption performance of breast tissue with an inner cancer tumor. From the ultrasound images one can see how apparent the resemblance with the actual human tissue is.

Keywords: Polyvinyl-alcohol, nanoparticles, photothermal, ultrasound, phantom.

RESUMEN

Presentamos resultados experimentales sobre la fabricación de fantasmas a base de alcohol polivinílico (PVA) mezclado con nano-partículas de SiO₂, grafito y Ag. Estos fantasmas son una representación artificial del tejido humano de la glándula mamaria. Nos enfocamos en la representación de las propiedades ópticas y mecánicas de tejidos sanos y de tejidos de lesiones o anomalías internas. Esto en clara representación de un tumor cancerígeno. La calidad de las muestras se analizan mediante imágenes de ultrasonido y mediante detección de procesos fototérmicos (FT) inducidos por láser. El primer método de análisis nos permite verificar de manera inmediata el contraste mecánico que se obtiene de las muestras. La detección FT permite mostrar el contraste óptico que se logra. Esto se hace mediante el registro de la amplitud de las perturbaciones foto-térmicas inducidas por pulsos láser, también conocidas como señales fotoacústicas. Estas son las expresiones más representativas de los fenómenos fototérmicos, inducidos por la fracción de la energía óptica absorbida que decae a través de procesos no-radiativos. En nuestro caso buscamos las condiciones en las cuales los fenómenos fototérmicos son generados únicamente por la lesión oculta en el maniquí, sin contribución sustancial de la masa del fantasma. De esta manera, logramos representar el desempeño óptico y mecánico del tejido de seno con un tumor en su interior. De las imágenes de ultrasonido, es evidente la semejanza con el tejido humano real.

1. Introduction

Over the last years there has been a large amount of efforts dedicated to the development of novel and non-invasive imagenology technologies, in

particular to those focused on breast cancer diagnosis. The general aim is to achieve an alternative imaging method of diagnostic respect to the radiological imaging methods. Particularly, the use of near-infrared (NIR) radiation, from laser

pulsed systems, has proven to be a cost-effective method [1, 2]. This is as result of the fact that the bulk tissue is optically non-absorbent at the near-infrared bandwidth and instead is rather optically diffusive. Note that within the bulk tissue, only vascular material absorbs light at these wavelengths. This characteristic makes it possible to observe a large optical contrast between healthy bulk tissue and a cancer tumor, which is vascular-tissue largely dense. The vascular absorption would partially decay via non-radiative channels, prompting laser-induced ultrasound signals, termed as photoacoustic (PA) or photothermal (PT) [1] perturbations. Among the advantages of these techniques it is that one can get images free from diffuse NIR radiation, they are non-invasive and, the output signals can possess a large signal-to-noise ratio [2]. Furthermore, these techniques can be integrated to medical protocols on computer-assisted biopsy [3] and even to the so-called optical biopsy [4, 5].

On the other hand, the advancement in nanotechnology has hadmade a direct impact in the development of methodologies for cancer diagnosis at the micro- and nano-scale. Up to date, one of the most common uses of nanoparticles combined with laser pulses interaction are these methodologies for diagnostic and for remission of a cancer tumor. They are based on the fact that in the interaction with laser pulses there are two main processes take place [5, 6]: 1) Once the laser energy is absorbed, it induces intermittent particle thermal expansion, and then the generation of PT perturbations traveling all through according with the thermoelastic properties of the tissue [7]. In this way, one can identify the place and dimensions of the tumor; 2) The other process is that in which the excess of heat results in the burning of the tissue in the vicinity of the nanoparticles; the expectation is that in this way in somehow one can help to the remission of a tumor [8].

Before reaching the stage of these advanced applications, including the use of biological models, one needs to produce testings in the shape of controlled laboratory -experiments. These are made with the aid of dummy samples (phantoms). Among the most frequent types of phantoms are those manufactured with agar, polyester, epoxy -resins and natural rubber [9]. In each case, the model is tailor-made for a specific purpose since the optical, the

mass density, the elasto-mechanical and the thermal properties are not easy to manipulate [10]. More recently, the Polyvinyl-alcohol (PVA) has been suggested to be as better material to represent some of these properties at once [11]. In the present report we verify this assertion, and we extend the range of manipulation by mixing up the PVA with nanoparticles of specific kinds at specific dosages. The physical functionality of the PVA phantoms is such that we can use these as a likely representation of the breast tissue for PT studies and for ultrasound imaging.

Thus, as bottom-line, we combine PVA with nanoparticles to build up dummy representations of human tissue. We use one kind of nanoparticle to represent the bulk's optical scattering and a given mass density. Then, we use a second kind of nanoparticle to represent graded optical scattering, graded optical absorption and to modify the mass density, which is required to be slightly different from the bulk. With these experiments, we are also looking for ways to better understand the underpinning phenomenology involved in the theoretical models describing the generation and transport of energy in complex systems. In overall, the process must provide us with a highly reproducible and acceptable cost-effective solution.

2. Experiment

For means of better understanding of the involved phenomena, we splitted the experiment in two stages. In the first stage, we deal with colloidal samples, since from the experimental point of view these are a good enough first approach to the representation of the phantom in a near-complex mode. Furthermore, it is advisable to recognize the nanoparticles response to the laser stimulus, prior to be inserted within the phantom; which is already a complex medium. On the second stage, we deal with the actual phantoms profiting from the learning we earn from the first stage.

2.1 Experiments with colloids

The colloid samples are home-made nanoparticles [12] suspended in a liquid matrix, at a known particle concentration per volume unit. For this purpose, we use nanoparticles of SiO_2 of 450 ± 40 nm diameter graphite of 60 ± 10 nm diameter and Ag of mixed diameter sizes (ranging from 5 to near 100 nm diameter). The particle size is experimentally determined using a commercial Z-Sizer (NANO-ZS90 Malvern Inst.) system.

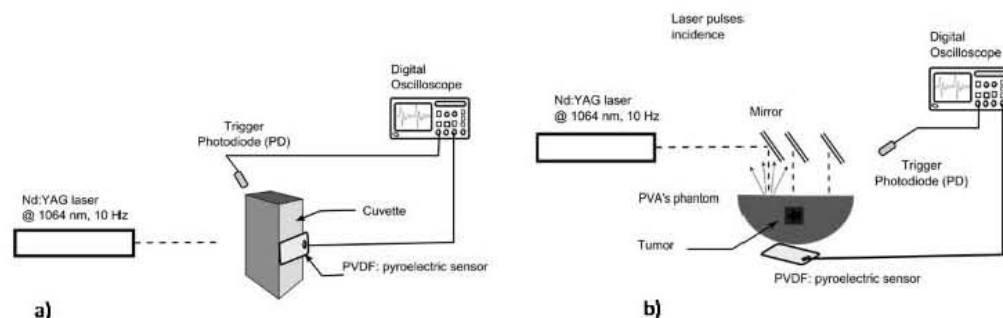


Figure 1. (a) Experimental set up for laser testing of colloids, and (b) for the PVA phantoms mixed with nanoparticles and the embedded tumor. The PVDF film is in physical contact with the phantom through a buffer gel aiming to match its mechanical impedances. Notice that in both experimental set ups we use the so-called transmittance configuration.

In Figure (1a.), we display a cartoon-sketch of the experimental set up used to analyze the colloidal samples. In these experiments the starting point is to have 3 ml of colloid made of a high concentration of nanoparticles suspended in distilled water, in a quartz spectroscopic cuvette of 10x10x40 mm (Q100, Hellma Cells). This sample is pumped with laser pulses triggered from a Nd:YAG laser (Brio-120, Quantel), impinging perpendicular to one of the windows of the cuvette. The laser emission wavelength is set at 1064 nm, having pulses emitted at 10 Hz rate, whose pulse width is of 5.4 ns (FWHM) and fluency of 0.32 J/cm². This process induces laser light absorption, from which a portion is photothermally transformed as a mechanical burst of energy, building up the so-called PA signal. This travels at a sound speed of 1500 m/s, carrying ultrasonic frequencies, emerging at the opposite end with respect to the point where the laser-beam interaction takes place. A portion of this perturbation is read out with a commercial pyroelectric sensor, attached to the window of a cuvette whose area is perpendicular to the laser incidence direction (see Figure 1a). Then the sensor output is matched to a 50 ohm terminated digital-oscilloscope, synchronized with the instant at which each laser pulse is shot through a 1.0 ns rise-time photo-diode (PD). A single experimental measurement is the result of the average of at least 100 events (pulses), which causes the measurement error to drastically go down to less than one percent of the peak signal

and, thus, to be out of scale to be displayed. Once this measurement is over, this initial 3 ml sample is cleanly removed from the cuvette and then, in a separate deposit, it is mixed with an extra 1 ml of pure distilled water. From the resulting concentration, we take 3ml of colloid, which is dropped into the cleaned cuvette. Then this new sample is also pumped by the laser pulses, repeating then the measurement process of the previous concentration. The process of diluting the sample and then laser testing it is repeated over and over until the PA signals from the colloid and from distilled water (free from nanoparticles) have no significant amplitude and shape differences. The initial number of nanoparticles in the SiO₂ colloid is of 3.87×10^{11} per ml, which corresponds to a volume fraction of 0.017 (1.7%). In average, the PA signal propagates through an average effective distance of 2 cm. This being calculated from the time of arrival of the PA signal and the colloid sound speed.

The same procedure is repeated for each kind of particles we report here. As result of these measurements, we obtained curves of PA amplitude as a function of the particle concentration per volume unit. In the next section we present these results. At this stage, the main outcome of the measurements is to determine the nanoparticle concentration at which we get the maximum PA-amplitude.

2.2 Experiment with phantom

From the previous experiment, we take the estimates of particle concentration to be used as the basis for preparing the mix of PVA with nanoparticles, and thus to get the dummies representing the breast bulk and tumors. Thus, the criteria to determine which nanoparticle should be used for the dummy tissue and which one for the dummy lesion (tumor), depends on the chemical stability of the nanoparticle, the optical scattering, the optical absorption and the miscibility. The dummy representing the bulk is mixed with nanoparticles of larger optical scattering compared with its optical absorption. From this criterion, it turns out that the TiO_2 nanoparticles are better scatterers, having 8.02 cm^{-1} scattering coefficient, and near zero optical absorption at 1064 nm. Instead, SiO_2 in PVA produces an absorption coefficient of 1.81 cm^{-1} that is large enough to represent a graded optical contrast.

The procedure for the preparation of the PVA phantom is as the state of the art reported in the literature [10], with the difference that we include the nanoparticles. Distilled water is heated up to the boiling point temperature ($\sim 94 \text{ }^\circ\text{C}$), and then the PVA powder is added at a concentration of 8% per volume of water, taking care that the mix is steered slow and continuously. The mixture is kept at boiling temperature for as long as it takes the powder to dissolve in the water. After some minutes we added the TiO_2 nanoparticles, keeping the slow and continuous steering of the mixture. The final product is left to cool down at room temperature. Once is cool enough, this is brought to near 24 hour cycles of freezing and unfreezing: 12 hours at $-20 \text{ }^\circ\text{C}$ and 12 hours at room temperature. In this way, after 5 to 8 cycles, the PVA mix hardens, achieving a consistency as that of natural rubber, with the advantage of having porosity and a certain level of moisture. Throughout the hardening process of the sample made with PVA with TiO_2 nanoparticles, we insert a piece of already hardened PVA with SiO_2 nanoparticles. In this way, we set up a sample containing graded properties of the optical scattering, optical absorption, the mass density differences and the embedded moisture. The result is a dummy that mimics the optical and mechanical properties of human breast tissue with

abnormalities. Once the PVA phantom is ready, we insert it in the laser testing set-up as the carton displayed in Figure (1b).

3. Results and discussion

3.1 Colloids

Other tests carried out with optically absorbent nanoparticles, apart from SiO_2 , were those on graphite and Ag. Because of the optical window at which the photothermal tomography is working (900 to near 2000 nm), we restrict ourselves from working out the responses from these particles within the near infrared (NIR) range. The test we performed is as we described in the previous section.

We use samples of SiO_2 colloid to display the overall performance of the PA amplitude as a function of their concentration. The results are presented in Figure (2a), where it can be seen that when the colloid is diluted, the PA amplitude increases with respect to the initial value. We assume that it is so because the effective volume of interaction increases up to a given value. However, as the colloid is further diluted, although the laser light has deeper penetration within the colloid, one reaches a maximum effective interaction volume beyond which this effective interaction volume decreases. It means that the actual number of nanoparticles available for interaction has been reduced, and thus the PA amplitude will also decrease. The same figure (2b) shows that the speed of propagation of the PA signal within the colloid follows a performance as that exhibited by the PA amplitude. In our interpretation, this is because the actual mean-free-path of the PA perturbation changes with the particle concentration.

The output signals from graphite and Ag colloids, are displayed in F the figure (3). Besides the small amplitude, these are comparatively more complex than those for SiO_2 . Therefore, because of the larger amplitude of the output signal and its simpler shape, it seems to be rather clear that the SiO_2 nanoparticles are the best choice for mixing up with the PVA, and thus for obtaining the phantoms for the dummy representation of the optical absorption and the optical scattering of a tumor.

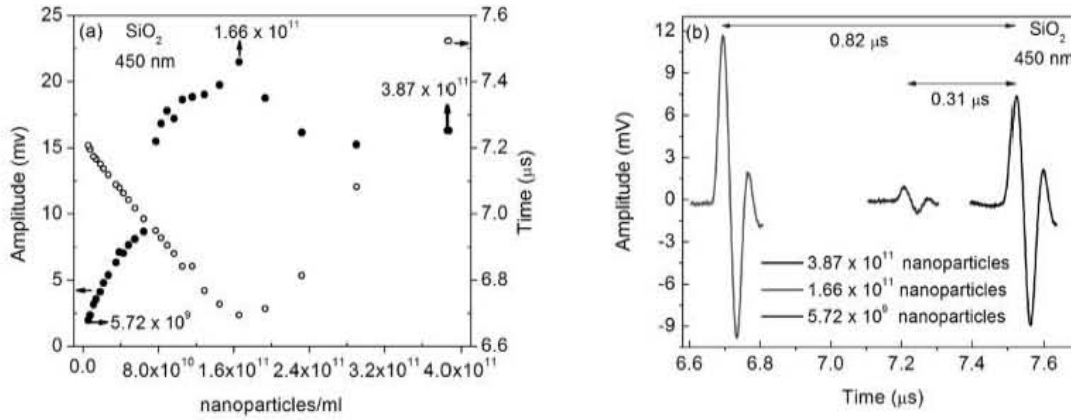


Figure 2. Colloid sample of SiO_2 in distilled water. The curves in (a) are the PA amplitude (black dots) and the time of arrival (white dots) of the signal with respect to the laser trigger; both as a function of the number of nanoparticles per volume unit. In (b) we display the actual PA signal output for different times of arrival. The right-hand side curve belongs to the sample at concentration of 3.87×10^{11} particles/ml, the middle curve is that for 5.72×10^9 particles/ml, and the left-hand side curve is that of 1.66×10^{11} particles/ml and produces the largest PA amplitude and propagation speed.

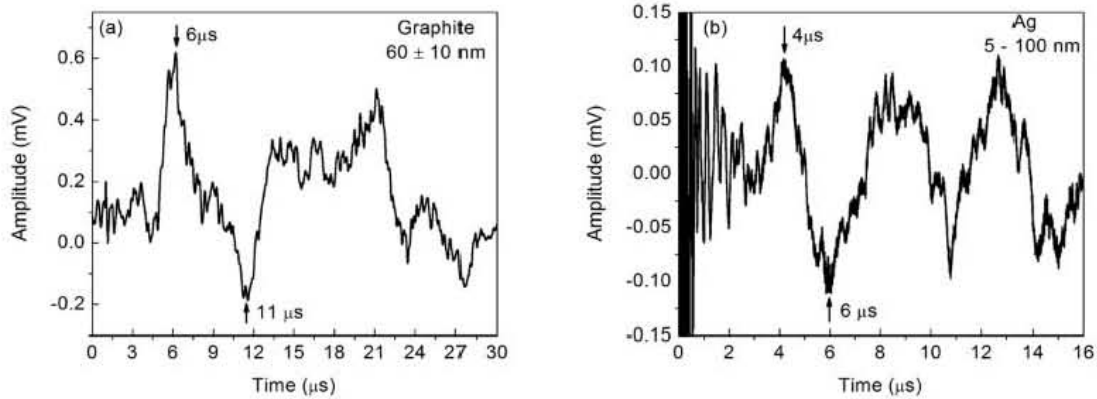


Figure 3. The photo-thermal signal read out from graphite (a) and from Ag (b). The particle sizes are 60 ± 10 nm and wide distribution from 5 to 100 nm, respectively.

One important feature of the PA signals emerging from the colloid is the characteristic shape they have, which shall depend on the nanoparticles composition. From reiterative repetitions of these experiments, we verified that these associated signal shapes, can be reproduced over and over. Thus, these shapes can be used as a fingerprint of the PA response of the phantoms. This means that, once the lesion is within the phantom bulk, one can distinguish the PA signal of the phantom-bulk can be distinguished with respect to that from the dummy lesion. Furthermore, we could distinguish which kind of nanoparticles was used for manufacturing the dummy lesion which. It means that with our method we can add a specificity factor.

For SiO_2 , we obtain that the maximum of PA amplitude is of (21.5 mV) for samples of particles of mean diameter of 450 nm. Instead, for independent samples of graphite (mean particle diameter $\sim 60 \pm 10$ nm) and Ag (wide-spread diameter, 5 to 100 nm), at 0.4% volume concentration, we obtained PA amplitudes of 0.80 mV and 0.20 mV, respectively.

3.2 Phantoms

The bulk of the phantoms is made using commercial natural size breast molds. Special care was taken to locate the dummy lesion (PVA with SiO_2 nanoparticles) by the axis of the breast cone made of PVA mixed with TiO_2 . The final phantom as we obtained is shown in Figure (4a). The PT experiments were carried out using the set up displayed in Figure (1b). We recovered the signal at three different directions: two positions off the axis and one position on the axis of the breast cone. The signal outputs, as displayed in Figure (4b) are those registered from the oscilloscope, being the upper and lower one for the off-axis incidence and the middle one for the on-axis incidence. The equivalent curves for phantoms with graphite and Ag mixed in the dummy lesion are displayed in Figure (5) with an organization of curves as that in Figure (4). Notice that the signal registered from off-axis positions has no-visible PA output content, while that on-axis (lesion position) has the distinctive PA mark observed in colloids.

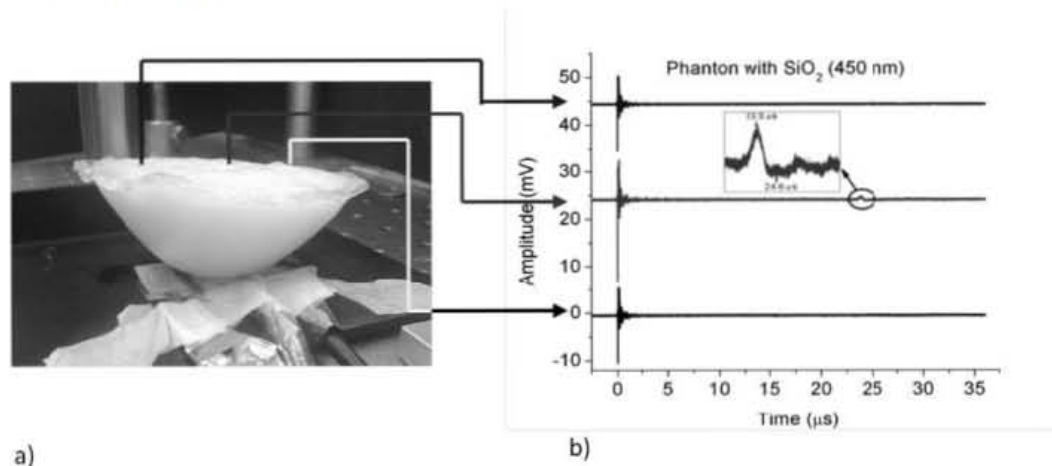


Figure 4. (a) The PVA phantom with lesion made of PVA with SiO_2 nanoparticles. (b) The photo-thermal signals at 3 different locations of the phantom. Side ones, lesion free, middle one is to target the dummy lesion.

The peak of amplitude from the dummy lesion based on SiO_2 , appears at $23.9 \mu\text{s}$ clocked from the instant at which each laser pulse impinges on the phantom's surface using a fast photodiode (0.5 ns rise time; see Figure (1b) for general guidance. For the number of freezing/unfreezing cycles, we use the value of 1550 m/s as speed of sound within the PVA, matching with the literature values [11]. The dummy lesion was set at 37 mm depth with respect to the point of detection, set at the lower point of the breast cone (see Figure 4a). From the time difference between the first maximum and minimum, the burst of signal, we estimate the heat source extension: being 1.1 mm for the dummy lesion based on SiO_2 . It should be noted that the heat source dimensions is not necessarily associated to the laser beam diameter.

As a given pulse of light impinges on the sample, a fraction of the light is back-scattered and a larger portion will propagate within the phantom bulk. Due to the bulk's optical scattering properties, the beam shape is widely scattered within this bulk. Therefore, only a small portion of the initial fluency shall arrive to the dummy lesion, producing the PA signal. Then the PA signal travels across a portion of the dummy lesion and across the remaining portion of phantom's bulk. The structure of this lesion and phantom is somehow a disordered structure and altogether with the nanoparticles will exhibit resistance to the free propagation of the PA

signal. As result of this condition, we lose a fraction of the PA amplitude. Thus the final output signal is only a portion of the original PA signal. The precision we can achieve will depend very much on the depth of propagation of the light, the magnitude of the PA signal, and the degree of complexity of the sample. This complexity condition is quite similar to that occurring in natural tissue [5].

On the other hand, from the dummy breast with the lesion made with graphite and Ag, respectively, the dummy lesion is at 37 mm depth and at 40 mm with respect to the point of sensing the signal (see Figure 5). The heat source diameter was estimated to be 0.5 and 0.3 mm , respectively.

The PA amplitudes for SiO_2 , graphite and Ag, using 40 mJ of laser energy on a 4 mm cross-beam diameter is 0.89 mV , 1.61 mV and 0.91 mV , respectively.

This time, it can be observed that the dummy with graphite lesion produces the larger PA amplitude output. The difference of result between the colloids output and the phantom is barely suspended. Its weight makes it precipitate in less than 5 minutes and, therefore, the control on the exact number of scatterers or rather the optical absorption cross section changes relatively too fast. As result, the PA output amplitude fluctuates

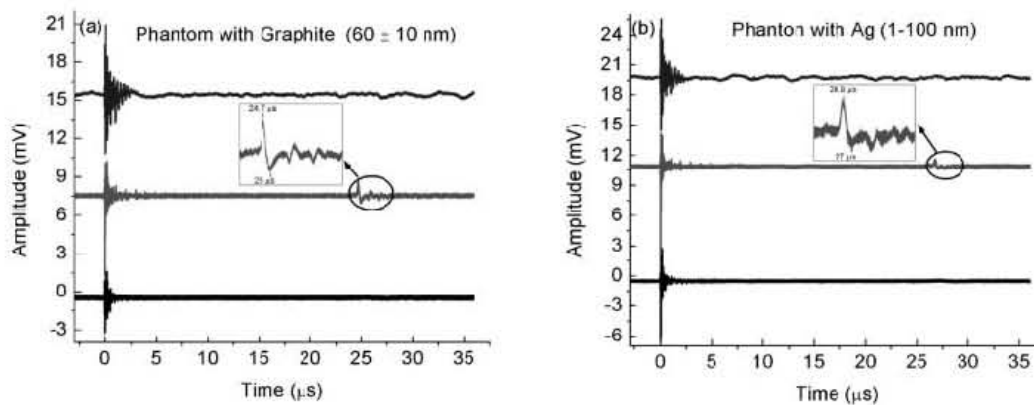


Figure 5. The PA signal output from the phantom of PVA with graphite (a) and Ag (b) nanoparticles. The signals are as displayed on the oscilloscope.

in an uncontrolled way. Instead when the graphite is inserted in PVA, it is set with static random distribution, and thus the optical absorption cross section remains as a static parameter too.

Among the main outcomes is that the actual PA response from each phantom has a different shape and amplitude. The main features identified as ruling properties are the chemical and physical constitution of the embedded nanoparticles, their spatial distribution (volumetric density), and their mean diameter. Hence, we have now a methodology to grade and handle the optical and mechanical density of the phantoms and of the embedded lesion. To verify the estimates, ultrasonic images were obtained from each of the phantoms with the embedded lesion. For that purpose, a commercial ultrasound (US) system (B-scan, Polaris Northern Digital) was employed, of the type used in medical ultrasound imagenology. This process was applied in the case of the three types of phantoms mentioned above which were produced in the same batch as to guarantee that each PVA bulk has the same physical conditions. As result, it was verified that indeed the nanostructured materials can simulate the lesions (tumors), and these provide a very good realistic ultrasound image of a tumor.

The registered images are displayed in Figure (6). These were obtained from a near conical phantom (see Figure 4a) of 12 cm diameter and 8 cm high. The inserted lesion is a near cylindrical object of 1.5 cm diameter and 1.0 cm high. The images on the left-hand side column correspond to US-scanning of phantom volume without a dummy lesion. These were taken at near 45 degrees with respect to the vertical. The images on the right-hand side column display the lesion (taken at the upper portion of the breast cone). Figures (6a) and (6b) correspond to the phantom with a lesion based on SiO_2 nanoparticles. Figures (7c) and (6d) are from that based on graphite, and Figures (6e) and (6f) correspond to the Ag case. In each case, the granularity in the bulk of the phantom produces a remarkable resemblance to the granularity displayed in US images from actual breast tissue [13]. Indeed, the image contrast between the bulk and the lesion is inverted with respect to a real breast with a cancer tumor; nevertheless the mechanical contrast we achieve in the samples is clear and in mismatch with optical contrast registered with the PA measurements (these displayed on the figures 4 and 5). For the purposes of the present testing, such results are good enough and are the most important features we were targeting.

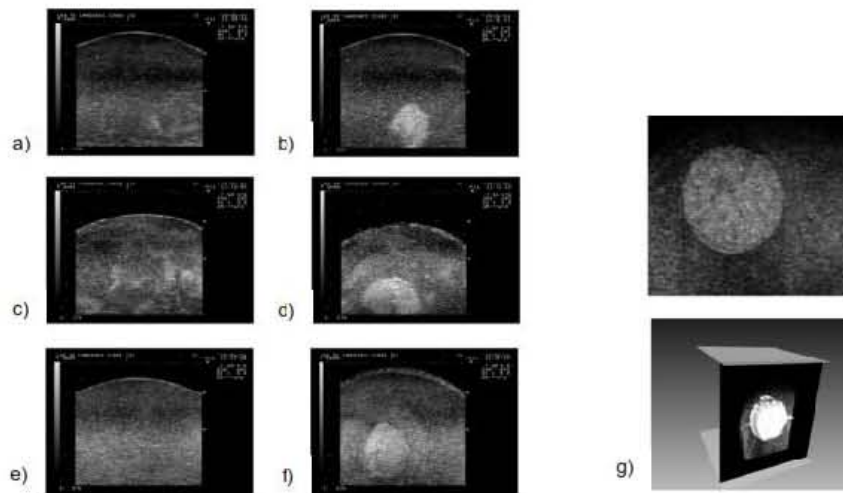


Figure 6. Ultrasound images from phantoms with embedded dummy lesions, the dimensions are as indicated in the main text. From (a) to (f) display volume portions with and without lesion presence, for the three kinds of phantoms we describes here and (g) display the image reconstruction. Details about meaning and correspondence is in the main text.

The quality of the phantoms is such that it permits the manipulation of the image for the purpose of segmentation and image post-processing; thus, the quality of the US-images we get out of them is such that is possible to use these images to implement algorithms on image processing reconstruction and segmentation, as can be seen from the example we display Figure (6g) [4]. The reconstruction of the volume was performed obtaining images including the 3D position and translation of the ultrasound probe. With this data, a transformation matrix was calculated for each image and then all the pixels in the image were transformed in order to place every image according to the position and translation obtained.

4. Conclusions

From the comparative experimental analysis we present here we can assert that the manufacture of phantoms made of PVA mixed with nanoparticles represent a powerful alternative for manufacturing lab models that represent human tissue. We verify that we can maneuver to gain a good enough control on the kind of optical (PA measurements) and mechanical (US images) contrast as required for lab testing on tomography and other computer assisted procedures. This is possible by just paying special attention to the nature of nanoparticles to be used. We also verify that with the method we describe here, the PVA based phantoms can be washed and stabilized by keeping them in a covered and clean moist environment, in addition to the fact that the manufacturing process is highly reproducible and the samples are stable. This condition can be achieved in any lab with a minimum cost investment and thus we estimate that this would open a novel area of opportunity on research and development for biomedical applications.

References

- [1] Hisaka M., Sugiura T. and Kawata S., "Optical cross-sectional imaging with pulse ultrasound wave assistance", *J. Opt. Soc. Am. A.*, Vol. 18, 2001, pp. 1531-4.
- [2] Quing Zhu and NanGuang Chen, "Imaging tumor angiogenesis by use of combined near-infrared diffusive light and ultrasound", *Opt. Lett.* Vol. 24, 2003, pp.1050-2.
- [3] Arámbula-Cosío F., Lira Berra E., Hevia-Montiel N., García-Segundo C., Garduño E., Alvarado-González M., Quispe-Siccha R. M., Reyes-Ramírez B., Hazan-Lasri E., "Computer assisted biopsy of breast tumors", *EMBC'10 Review* 703, 2010, pp. 5995-5998
- [4] Minghua Xu and Lihong V. Wang, "Photoacoustic imaging in biomedicine", *Review of scientific instruments*, Vol. 77, 2006, pp.1-22.
- [5] Manohar S., Vaatjes S. E., Van Hespén Y.C.G., Klaase J. M., den Engh F. M. V., Steenbergen W., and Van Leeuwen Ton G., "Initial results of in vivo non-invasive cancer imaging in the human breast using near-infrared photoacoustic", *J. Op. Soc. Am. A.*, Vol. 15, 2007, pp. 12277-12285.
- [6] Alexander A. Oraevsky, Steven L. Jacques, and Frank K. Tittel, "Measurement of tissue optical properties by time-resolved detection of laser-induced transient stress", *Applied Optic*, Vol. 36, 1997, pp. 402-415.
- [7] Egerev S., Ermilov S., Ovchinnikov O., Fokin A., Guzatov Dmitry, Klimov V., Kanavin A. and Oraevsky A., "Acoustic signals generated by laser-irradiated metal nanoparticles", *Applied Optics*, Vol. 48, 2009, pp. 38-45.
- [8] Lal S, Clare S. E. and Halas N. J., "Nanoshell-enabled photothermal cancer therapy: impending clinical impact", *Accounts of Chemical Research*, Vol. 41(12), 2008, pp.1842-51.
- [9] Vilca-Quispe L., Alvarado-Gil J. J., Quintana P., Ordonez-Miranda J., " Diffusion of Methylene Blue in Phantoms of Agar Using a Photoacoustic Technique", *Int. J. Thermofisic*, Vol. 31, 2010, pp.987-97
- [10] Kharine A., Manohar S., Seeton R., Kolkman R. G M, Bolt R. A, Steenbergen W. and de Mu F.F.M., "Poly(vinyl alcohol) gels for use as tissue phantoms in photoacoustic mammography", *Phys. Med. Biol.* Vol. 48, 2003, pp.1-14.
- [11] Fromageau J., Gennisson J.L., Schmitt C., Maurice R.L., Mongrain R., and Cloutier G. "Estimation of

Polyvinyl Alcohol Cryogel Mechanical Properties with Four Ultrasound Elastography Methods and Comparison with Gold Standard Testings", IEEE Trans. Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Vol. 54, 2007, pp. 498-509.

[12] Sato-Berrú Robert, Saniger José M., Flores-Flores José, Sanchez-Espíndola María, "Simple method for the controlled growth of SiO₂ spheres" (private communication in preparation for submission).

[13] http://www.ultrasound-images.com/breast.htm#Carcinoma_of_breast.

Aknowledgements

The authors want to acknowledge this work was made possible thanks the research sponsorships from the Insituto de Ciencia y Tecnología at Mexico City through a grant contract between them and CCADET-UNAM in Breast Cancer Research.

5) Solicitud de la patente

(12) SOLICITUD INTERNACIONAL PUBLICADA EN VIRTUD DEL TRATADO DE COOPERACIÓN EN MATERIA DE PATENTES (PCT)

(19) Organización Mundial de la Propiedad Intelectual
Oficina internacional



(10) Número de Publicación Internacional
WO 2014/021701 A1

(43) Fecha de publicación internacional
6 de febrero de 2014 (06.02.2014) **WIPO | PCT**

(51) Clasificación Internacional de Patentes:
G01N 25/72 (2006.01) *G01N 29/24* (2006.01)
G01N 27/22 (2006.01) *G01N 3/02* (2006.01)
G01N 29/22 (2006.01) *G01L 1/16* (2006.01)

(21) Número de la solicitud internacional:
PCT/MX2012/000074

(22) Fecha de presentación internacional:
31 de julio de 2012 (31.07.2012)

(25) Idioma de presentación: español

(26) Idioma de publicación: español

(71) Solicitante (para todos los Estados designados salvo US):
UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO [MX/MX]; 9° Piso de la Torre Rectoría, Ciudad Universitaria, Delegación Coyoacán, C.P. 04510, México, Distrito Federal (MX).

(72) Inventores: e

(75) Inventores/Solicitantes (para US solamente): **GARCÍA SEGUNDO, Crescencio** [MX/MX]; Copa de Oro n° 67, Colonia Ciudad Jardín, C.P. 03600, México, D.F. (MX). **GUADARRAMA SANTANA, Asur** [MX/MX]; Hacienda de Mazatepec n° 124, Colonia Rinconada de Coapa, C.P. 14330, México D.F. (MX). **REYES RAMIREZ, Bartolomé** [MX/MX]; Ailé n° 460, Colonia Santo Domingo, C.P. 4369, México, D.F. (MX).

MOOCK, Verena Margitta [MX/MX]; Avenida Colonia del Valle n° 217, Departamento 202, C.P. 03100, México, D.F. (MX). **QUISPE SICCHA, Rosa María** [MX/MX]; Uxmal n° 503, Colonia Vertiz Navante, C.P. 03600, México, D.F. (MX). **MUHL SAUNDERS, Stephen** [MX/MX]; El Postosi n° 9, Colonia Colinas del Bosque, C.P. 14608, México, D.F. (MX). **QURESHI, Naser** [MX/MX]; Andador Vicente Trebuesto n° 9, Unidad Habitacional Monte de Piedad, C.P. 04310, México, D.F. (MX). **GARCIA VALENZUELA, Augusto** [MX/MX]; Presa de Azúcar n° 76, Colonia Irrigación, C.P. 11500, México, D.F. (MX). **BERMÚDEZ SERVÍN, José Guadalupe** [MX/MX]; Isla San José Manzana 944 Lote 1, Colonia Jardines de Morelos, C.P. 55070, Municipio de Ecatepec, Estado de México (MX).

(74) Mandatario: **FIGUEROA PÉREZ, Martha**; Edificio "B", 3er. Piso, Zona Cultural, Ciudad Universitaria, Delegación Coyoacán, C.P. 04510, México, D.F. (MX).

(81) Estados designados (a menos que se indique otra cosa, para toda clase de protección nacional admisible): AE, AG, AL, AM, AO, AT, AU, AZ, BA, BB, BG, BH, BN, BR, BW, BY, BZ, CA, CH, CL, CN, CO, CR, CU, CZ, DE, DK, DM, DO, DZ, EC, EE, EG, ES, FI, GB, GD, GE, GH, GM, GT, HN, HR, HU, ID, IL, IN, IS, JP, KE, KG, KM, KN, KP, KR, KZ, LA, LC, LK, LR, LS, LT, LU, LY, MA, MD, ME, MG, MK, MN, MW, MX, MY, MZ, NA,

[Continúa en la página siguiente]

(54) Title: DEVICE FOR SENSING ELASTOMECHANICAL PULSE DISTURBANCES

(54) Título : DISPOSITIVO DE SENSADO DE PERTURBACIONES PULSADAS DE TIPO ELASTOMECAÑICAS

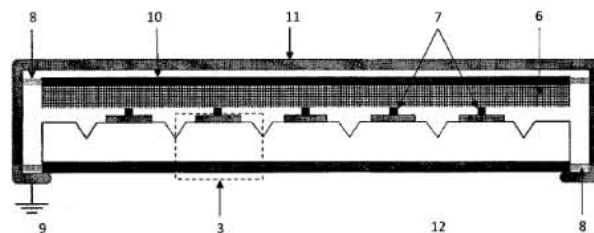


FIGURA 4

(57) Abstract: The present invention relates to a variable-capacitance sensor device which is based on the use of pyroelectric and/or piezoelectric materials in combination with high-performance electronics, providing a rapid response, low noise and parallel and/or multiplexed and/or sequential mass processing of information, the features of which make said device especially useful for detecting and/or conditioning and/or processing individual and/or sequential elastomechanical forces and/or disturbances induced mechanically and/or thermally and/or by pulsed and/or modulated electromagnetic radiation, the operation of which in a two-dimensional arrangement (pixelated) of sensor units enables the recording of disturbances comprising low- and high-frequency, low-noise harmonics.

(57) Resumen: La presente invención describe un dispositivo de sensado de capacitancia variable basado en el uso de materiales piroeléctricos y/o piezoeléctricos en combinación con electrónica de alto desempeño, teniendo una respuesta rápida, bajo ruido y procesamiento

[Continúa en la página siguiente]

WO 2014/021701 A1