



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA
INGENIERÍA ELÉCTRICA – SISTEMAS ELECTRÓNICOS

DETECCIÓN PASIVA DE AGENTES DE CONTRASTE
POR ARREGLO CONFOCAL

T E S I S
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN INGENIERÍA

PRESENTA:
SAMUEL CRUZ VANEGAS

TUTOR PRINCIPAL
Dra. Margarita Navarrete Montesinos,
Instituto de Ingeniería

MÉXICO, D. F. Noviembre 2013.



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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.



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. Peña Cabrera Mario
Secretario: Dr. Naude De la Llave Jorge
1er. Vocal: Dra. Navarrete Montesinos Margarita
2do. Vocal: Dr. Prado Molina Jorge
3er. Vocal: Dra. Mejía Uriarte Elsi Violeta

Lugares donde se realizó la tesis: Instituto de Ingeniería UNAM

TUTOR DE TESIS:

Dra. Margarita Navarrete Montesinos



FIRMA

Investigación realizada gracias al apoyo de: Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT) de la UNAM, IN105212-3:
Rompimiento de hidrocarburos de alta viscosidad inducidos por cavitación hidrodinámica rotatoria.

Instituto de Ingeniería UNAM, II-UNAM-1135
por su infraestructura

Agradezco a la DGAPA-UNAM y II-UNAM
por la beca otorgada

AGRADECIMIENTOS

Le agradezco a Dios por acompañarme y guiarme a lo largo de mi vida por ser mi fortaleza en momentos de debilidad, por brindarme una vida llena de aprendizaje, experiencias y más que nada felicidad.

Agradezco a mis padres, grandes ejemplos de vida, por apoyarme en todo momento, por los valores, hábitos y templanza con que me formaron, los cuales me han ayudado a salir adelante en los momentos más difíciles.

A mis hermanas que han estado junto a mí desde siempre, brindándome su apoyo y consejo, muchas veces poniéndose en el papel de mis padres.

De igual forma agradezco a mi directora de tesis la Dra. Margarita Navarrete, pues a pesar de su muy compleja y ocupada vida me brindo su tiempo, apoyo, confianza, conocimiento y lo más importante, la oportunidad.

A todos los miembros del jurado por sus tiempos, comentarios y sugerencias para concluir esta tesis y etapa de vida.

A mis compañeros de generación, amigos becarios y de la Facultad de Ingeniería por su apoyo, comprensión y sobre todo por su amistad.

ÍNDICE

	Páginas
ÍNDICE DE FIGURAS	v
ÍNDICE DE TABLAS	iv
RESUMEN	vii
CAPÍTULO 1	
INTRODUCCIÓN	1
1.1.- REVISIÓN BIBLIOGRÁFICA	2
1.2.- JUSTIFICACIÓN	6
1.2.- OBJETIVO GENERAL	6
CAPÍTULO 2	
PRINCIPIOS BÁSICOS	7
2.1 ESTUDIO SOBRE LA DINÁMICA DE LAS MICROBURBUJAS	10
2.2 DINÁMICA DE UNA MICROBURBUJA EN UN CAMPO ACÚSTICO	13
2.3 CERÁMICAS PIEZOELÉCTRICAS	16
2.4 OBSERVACIONES DE CAPÍTULO	23
CAPÍTULO 3	
MODELADO Y SIMULACIÓN	25
3.1 MODELO DE RAYLEIGH-PLESSET	25
3.2 MODELO DE RAYLEIGH-PLESSET PARA AGENTES DE CONTRASTE	27
3.3 RESPUESTA A UN PULSO SENOIDAL	28
3.4 DISEÑO Y SIMULACIÓN DE CERÁMICA PIEZOELÉCTRICA	31
3.5 OBSERVACIONES DE CAPÍTULO	34
CAPÍTULO 4	
ARREGLO EXPERIMENTAL	35
4.1 PREPARACIÓN DEL EXPERIMENTO	35
4.2 MONTAJES EXPERIMENTALES	38
4.3 METODOLOGÍA DE EXPERIMENTACIÓN	41
4.4 OBSERVACIONES DE CAPÍTULO	41
CAPÍTULO 5	
CARACTERIZACIÓN DEL SISTEMA EXPERIMENTAL	42
5.1 FRECUENCIAS DE OPERACIÓN DEL SONOTRODO	46
5.2 RESPUESTA DEL SISTEMA A UN PULSO SENOIDAL	47
5.3 OBSERVACIONES DE CAPÍTULO	48
CAPÍTULO 6	
ANÁLISIS DE SEÑALES	49
6.1 PRUEBAS EN AGUA	50
6.2 PRUEBAS EN 1,2 PROPANODIOL	54
6.3 OBSERVACIONES DE CAPÍTULO	61
CAPÍTULO 7	
7.1 ANÁLISIS DE RESULTADOS	62
7.2 CONCLUSIONES	69
REFERENCIAS	70
APENDICES	
A.- FLUIDOS VISCOELÁSTICOS	74
B.- HIPERELASTICIDAD	79
ANEXOS	
A.- PARAMETROS PIEZOELÉCTRICOS	82
B.- PROGRAMAS	85
C.- PLANOS	90
D.- ESPECTROGRAMA DEBIDO A UN PULSO LÁSER	93
E.- CURVA DE VISCOSIDAD EN FUNCIÓN DE LA TEMPERATURA DEL 1,2 PROPANODIOL	94
F.- AMPLIFICADOR RF	95
G.- SONOTRODO Y FUENTE SONICS	96
H.- OSCILOSCOPIO LeCroy	97

ÍNDICE DE FIGURAS

Fig 1.	Burbuja esférica.	11
Fig 2.	Radio de la burbuja en función del tiempo, Plesset 1949.	12
Fig 3.	Radio de una MB en función del tiempo a una presión acústica de 1.45 atm, con radio inicial de 4.3 μ m.	13
Fig 4.	Dipolos antes de polarización A) y después de polarización B).	17
Fig 5.	Piezoeléctrico sin carga A), con carga de tracción B) y bajo carga de compresión C).	17
Fig 6.	Modelo BVD de un elemento piezocerámico.	19
Fig 7.	Circuito equivalente KLM en modo espesura.	20
Fig 8.	Circuito equivalente de un transductor piezoeléctrico.	21
Fig 9.	Reducción de la línea de transmisión.	23
Fig 10.	Representación de cada capa en el piezoeléctrico como una matriz de impedancias.	23
Fig 11.	Evolución temporal de una burbuja de aire en agua y 1-2 propanodiol	26
Fig 12.	Frecuencia de resonancia de una MB usando la ecuación de Rayleigh-Plesset.	27
Fig 13.	Amplitud de oscilación para una MB de 4 μ m en 1-2 propanodiol y agua.	28
Fig 14.	Simulación de radio en función del tiempo y presión radiada para una MB en 1-2 propanodiol.	29
Fig 15.	Simulación de radio en función del tiempo y presión radiada en función del tiempo a tres centímetros de distancia para una MB de albumina en 1-2 propanodiol.	30
Fig 16.	Simulación de radio en función del tiempo (A) y (B) presión radiada a tres centímetros de distancia para una MB de albumina.	30
Fig 17.	Diagrama de bode de piezoeléctrico.	32
Fig 18.	Curva de impedancia de una cerámica piezoeléctrica PZT-4 de 12MHz sin material de soporte.	32
Fig 19.	Curva de impedancia de una cerámica piezoeléctrica PZT-4 de 12MHz con material de soporte	32
Fig 20.	Piezocerámico tipo disco.	33
Fig 21.	Arreglo utilizado para controlar la cantidad de gas disuelto en el fluido.	35
Fig 22.	Dimensiones de la Bobina empleada para el acoplamiento de impedancias.	36
Fig 23.	Montaje experimental de los transductores de recepción y emisión.	37
Fig 24.	Arreglo experimental empleando el Sonotrodo generador de burbujas.	38
Fig 25.	Ajuste de la posición del Sonotrodo con respecto al eje de los transductores.	38
Fig 26.	Arreglo experimental empleando el Sonotrodo como emisor de frecuencia variable.	39
Fig 27.	A) Diagrama de conexión del equipo utilizado. B) Arreglo experimental empleando el transductor marca Olympus como emisor.	40
Fig 28.	Arreglo experimental usando el láser Nd:YAG como generador de burbujas.	40
Fig 29.	Respuesta de dos transductores piezoeléctricos a pulsos de 100 – 400W. A) Respuesta del transductor 1. B) Respuesta de salida del transductor 2.	42
Fig 30.	Generación de burbujas correspondiente al arreglo experimental uno	44
Fig 31.	Respuesta del sistema al acoplamiento inductivo del amplificador RF con el Sonotrodo.	45
Fig 32.	Comportamiento del Sonotrodo para cinco señales de entrada de voltaje diferente.	46
Fig 33.	Señales de los piezoeléctricos receptores, empleando el transductor Olympus de 1 MHz como emisor del pulso acústico senoidal.	47
Fig 34.	Respuesta de los traductores receptores a una onda acústica generada por el láser Nd:YAG.	48
Fig 35.	Coeficientes de correlación en función de la potencia aplicada al Sonotrodo de las señales adquirida y la onda senoidal emitida de 20 KHz	50
Fig 36.	Coeficientes de correlación cruzada de las señales adquiridas en función de la potencia aplicada al sonotrodo.	51
Fig 37.	Curvas voltaje en función del tiempo de los transductores receptores debido a una onda senoidal de 1 MHz.	51
Fig 38.	Coeficiente de correlación en función de la frecuencia de tres señales adquiridas, variando la frecuencia de la onda senoidal emitida en 0.1, 0.5 y 1 MHz .	52
Fig 39.	Coeficiente de correlación en función de la frecuencia de tres señales adquiridas, variando la frecuencia del pulso senoidal emitido de un ciclo de duración en 0.1, 0.5 y 1 MHz .	52
Fig 40.	Curva voltaje en función del tiempo de la onda acústica generada por el láser Nd:YAG.	53
Fig 41.	Coeficiente de correlación en función del tiempo de las señales adquiridas y la onda senoidal continua emitida (20 KHz, 100W) para ambos transductores.	54
Fig 42.	Coeficiente de correlación cruzada en función de la potencia emitida por el Sonotrodo. En el cual se emitió una onda senoidal continua de 20 KHz.	55
Fig 43.	Curvas voltaje en función del tiempo debido de un pulso senoidal de 25 KHz de un ciclo de duración.	55
Fig 44.	Coeficiente de correlación cruzada en función del voltaje de entrada del pulso senoidal de 1 ciclo al amplificador RF.	56
Fig 45.	Dinámica de burbujas a una potencia de 150 W, líquido a 7°C , viscosidad 130 cP.	57

Fig 46.	Dinámica de burbujas a una potencia de 300 W, líquido a 7°C, viscosidad 130 cP.	58
Fig 47.	Emisión de luz dentro de un filamento integrado de pequeñas burbujas emitido desde la superficie.	59
Fig 48.	Dinámica de clúster de burbujas a una potencia de 400 W, líquido a 15°C, viscosidad 60 cP.	60
Fig 49.	Curvas de voltaje en función del tiempo, respuesta del sistema a un pulso láser Nd:YAG.	61
Fig 50	Espectrogramas de las señales adquiridas a una potencia de emisión de 100 W, A) Transductor 1 y B) Transductor 2.	62
Fig 51	Espectrogramas de las señales adquiridas a una potencia de emisión de 150 W, A) Transductor 1 y B) Transductor 2.	62
Fig 52.	Espectrogramas de las señales adquiridas a una potencia de emisión de 200 W, A) Transductor 1 y B) Transductor 2.	63
Fig 53.	Espectrogramas de las señales adquiridas a una potencia de emisión de 250 W, A) Transductor 1 y B) Transductor 2.	63
Fig 54.	Espectrogramas de las señales adquiridas a una potencia de emisión de 300 W, A) Transductor 1 y B) Transductor 2.	64
Fig 55.	Espectrogramas de las señales adquiridas a una potencia de emisión de 350 W, A) Transductor 1 y B) Transductor 2.	64
Fig 56.	Curvas de frecuencia en función de la potencia suministrada al Sonotrodo de los transductores de recepción del doble arreglo confocal.	65
Fig 57.	Curvas de frecuencia en función del voltaje de entrada al amplificador RF para los transductores receptores empleados.	66
Fig 58.	Imagen de burbujas en la zona focal del arreglo experimental uno, generadas mediante un pulso senoidal de un ciclo de duración.	67
Fig 59.	Comparación de las señales obtenida por los transductores de recepción para una onda acústica generada por un láser en un medio de agua y 1,2 propanodiol.	67
Fig 60.	Análisis espectral de las señales entregadas por los piezoeléctricos de 5 MHz A) Derecho e B) Izquierdo debido al pulso laser emitido Nd:YAG en un medio de 1,2 propanodiol	68
Fig 61.	Representación mecánica de la elasticidad (ley de Hooke).	74
Fig 62.	Ley de Hooke, comportamiento elástico.	75
Fig 63.	Ley de Newton de la viscosidad.	75
Fig 64.	A) Model de Kelvin y B) Maxwell para un fluido viscoelástico.	75
Fig 65.	Deformación de un fluido viscoelástico al aplicar un esfuerzo en $t=0$.	76
Fig 66.	Decaimiento del esfuerzo en $t=0$ para el modelo de Maxwell.	77
Fig 67.	Comportamiento de un fluido viscoelástico.	77
Fig 68.	Diagrama de fuerzas en un sólido.	79
Fig 69.	Comportamiento típico de un material hiperelástico.	80
Anexo D.	Análisis espectral de la señal recibida por el fotodiodo DET36A debido al pulso laser Nd:YAG con potencia de emisión de 40 mJ y longitud de onda de 1064 nm. Donde se aprecia un ancho del pulso de 1.42 μ y una frecuencia máxima debida al pulso de 17 MHz.	93
Anexo E.	Curva de la viscosidad en función de la temperatura del 1,2 Propanodiol en el cual se realizaron 4 pruebas registrando 27 mediciones por prueba, usando un viscosímetro rotativo DV-II marca Brookfield.	94
Anexo F.	RF Amplificador de Potencia (2100L)	95
Anexo G.	Procesador Ultrasónico para pequeñas y medianas aplicaciones de Volumen	96
Anexo H.	Osciloscopio LeCroy	97

ÍNDICE DE TABLAS

Tabla 1.	Descripción general de los arreglos experimentales empleados para la detección pasiva de agentes de contraste. Tomando como principales referencias, la frecuencia de trabajo (FREC), el tipo de transductor de transmisión y recepción (TRANS. TRANSM., TRANS. RECEP.), duración del pulso senoidal (PULSO), tipo de resonador, método de calibración (CALIB.) y observaciones. Desde 1996 hasta el 2013.	5
Tabla 2.	Equivalencia de términos para la ecuación lineal de RP y la ecuación modificada para un agente de contraste RPA.	15
Tabla 3.	Equivalencias de distintas empresas manufactureras de PZT.	19
Tabla 4.	Propiedades físicas del 1-2 propanodiol, agua y la membrana de la MB empleados en las simulaciones.	25
Tabla 5.	Características geométricas y eléctricas de un cable de cobre calibre 17 según la escala AWG.	36
Tabla 6.	Parámetros piezoeléctricos de diferentes materiales PZT CHANNEL INDUSTRIES [59].	82
Tabla 7.	Parámetros piezoeléctricos de materiales PZT [60].	83
Tabla 8.	Cerámicas piezoeléctricas de distintas Geometrías [59].	84
Tabla 9.	Especificaciones del Amplificador RF marca E&I.	95
Tabla 10.	Especificaciones de la Fuente SONICS y el Sonotrodo.	96
Tabla 11.	Especificaciones del Osciloscopio LeCroy.	97

RESUMEN

Parte experimental

Se implementan tres arreglos experimentales para estudiar y seguir el comportamiento dinámico de burbujas sometidas a un campo acústico senoidal e inmerso en un fluido viscoelástico (imitando fluidos corporales) considerando diferentes intervalos de frecuencia de excitación. Aquí, las microburbujas “MB” (agentes de contraste) se generan mediante dos tipos de cavitación: a) ultrasónica, y b) por pulsos láser. Para la primera, se utiliza un Sonotrodo (20 KHz) y un piezoeléctrico (1 MHz). Para la segunda, se emplea un láser a $\lambda = 1064$ nm, y ancho de pulso de 5-7 nm. Los líquidos donde se generan las burbujas son: agua y 1,2 propanodiol. Se emplea un arreglo confocal con dos piezoeléctricos centrados a 5 MHz y ancho de banda de 0.01-10 MHz para detectar la respuesta acústica de las burbujas oscilantes.

Las señales colectadas, durante las corridas experimentales, son procesadas realizando análisis de correlación y de tiempo-frecuencia. Con los resultados se determina el intervalo de trabajo para el estudio de las burbujas como agentes de contraste y además, se calcula el radio promedio de las burbujas en función de la frecuencia y se encuentran los umbrales de cavitación (formación de burbujas).

Parte Teórica

La formación y colapso de burbujas son procesos no lineales, cuyo comportamiento es variante en el tiempo, por lo tanto las señales acústicas detectadas también lo son. Es por ello, que en el diseño de los arreglos experimentales se parte del modelado dinámico de una burbuja y de un agente de contraste usando las ecuaciones de Rayleigh-Plesset respectivas, encontrándose que los parámetros que determinan sus comportamientos errático y destructivo es la emisión de una onda de presión. También, se utilizan los modelos de Butterworth Van-Dyke y KLM para entender el comportamiento de las cerámicas piezoeléctricas. Se aplican conceptos de correlación y se realizan análisis tiempo-frecuencia.

En este trabajo de tesis se tratan de dar herramientas experimentales y teóricas para el estudio de burbujas que emulan agentes de contraste mediante técnicas acústicas y análisis de señales de emisión acústica.

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

Las cápsulas artificiales son utilizadas en las industrias farmacéutica, cosmética y alimentaria para la liberación controlada de reactivos (aromas, sabores, genes, péptidos, proteínas, etc.). Se han sintetizado una gran cantidad de biomoléculas para estos fines, sin embargo estas sustancias presentan inestabilidad fisicoquímica con algunos fluidos corporales (adenosin trifosfato). Lo cual limita su uso en vías de administración normales. Entonces, se aplican frecuencias elevadas para liberar dichos fármacos generando efectos secundarios adversos al organismo como son la formación de tóxicos y hasta hemolisis (muerte de glóbulos rojos).

Con el surgimiento de nuevos materiales poliméricos surge la microencapsulación como forma para administrar fármacos durante largos periodos de tiempo y como herramientas para mejorar las imágenes ultrasónicas.

Como portadoras de fármacos se necesita conocer cómo y cuándo el colapso de éstas debe ocurrir para la liberación correcta del medicamento cerca del tejido que lo necesita.

Por otro lado, la resonancia de las microburbujas (**MBs**) y la manera en que sus propiedades dinámicas incrementan la señal acústica durante una ecografía, han hecho que sean una herramienta para mejorar las imágenes ultrasónicas [1].

Algunos equipos de **ultrasonido (US)** actuales implementan la tecnología para la visualización de las señales de las microburbujas. Así es como surgen las microesferas como alternativa farmacéutica de liberación retardada, prolongada y sostenida; ya que para una eficiente absorción del fármaco es indispensable un tiempo de permanencia en el lugar de la absorción.

La base física para realzar las imágenes ecocardiográficas reside en la capacidad de resonancia de las **MBs**. Cuando el **US** incide sobre la superficie de una **MB** genera una vibración en ésta cuya frecuencia dependerá de la energía aplicada (índice mecánico). A índices mecánicos bajos, la respuesta de la **MB** será lineal, vibrando a la misma frecuencia que la señal fundamental del **US**. Si se aumenta la potencia de la señal emitida, a esta frecuencia fundamental se agregarán nuevas frecuencias, múltiplos de la primera (armónicos). Si aumentamos aún más, el resultado será la destrucción de la **MB** [1,2]. El tamaño de las **MBs** así como sus propiedades físicas, su contenido y las características del **US** con que se estimulan (intensidad, frecuencia y filtros) dependerá de la estrategia terapéutica o de diagnóstico a utilizar.

Aparte del uso de los ecorrealzadores, las imágenes se extendieron a irrigación sanguínea [3,4] (vasos y perfusión) en donde la calidad de las imágenes es insuficiente para determinar el flujo transvalvular.

Las aplicaciones en el diagnóstico clínico de las **MBs** y su interacción con el **US** están en pleno desarrollo. Aunque en la actualidad las únicas indicaciones aprobadas en el terreno de la ecocardiografía son el reforzamiento de señales Doppler, detección de daño endotelial y liberación

selectiva de fármacos. Su comportamiento no está determinado y existen evidencias de sus efectos nocivos [5, 6].

La ubicuidad del proceso de cavitación, así como su amplio espectro de posibilidades, exige un mayor conocimiento de muchos de los fenómenos inherentes a la dinámica de las burbujas. Aunque se han logrado avances significativos en la cavitación acústica, el calificativo de “magia negra” por el presidente de la Sociedad Europea de SQ, es solo una pequeña muestra de lo importante que resulta realizar estudios que despejen muchas de las incógnitas. Solo así se podrá aplicar y controlar la cavitación como una herramienta útil y con resultados repetibles, en múltiples procesos industriales, biológicos y médicos [7].

Esta tesis realiza una revisión de la evidencia teórica y experimental existente sobre el tema para determinar cómo es que un agente de contraste (microburbuja) se comporta bajo la influencia de un campo ultrasónico senoidal, dada las condiciones a que estas **MBs** se someten dentro del cuerpo humano, es importante desarrollar realizar estudios experimentales para entender mejor su comportamiento en un fluido viscoelástico que simulan los fluidos corporales (sangre, mucosa, etc).

1.1 REVISIÓN BIBLIOGRÁFICA

Los principales problemas son, determinar el comportamiento dinámico y las propiedades mecánicas de la **MB** así como su respuesta debida a campos **US** de altas amplitudes de presión en donde las microburbujas se ven obligadas a oscilaciones radiales no lineales que tienden a su destrucción. Por tanto se requiere un análisis cuantitativo de las intensidades armónicas, así como las frecuencias de resonancia.

La dinámica de burbujas inmersas en un fluido viscoelástico fue investigado por Khismatullin y Nadim [8], en sus resultados muestran la fuerte influencia del amortiguamiento de un fluido viscoelástico ($0.004 \text{ kgm}^{-1} \text{ s}^{-1}$) en el intervalo de frecuencia (1-10MHz) así como la existencia de un radio crítico en la cual la burbuja no resuena o no hay oscilaciones ($0.66 \mu\text{m}$). Resultados que se complementan en Khismatullin [9], donde se concluye que en fluidos viscoelásticos la dispersión a la frecuencia de excitación, así como los armónicos están en función del tamaño de la burbuja.

Un modelo elástico de la **MB** se discute en J.S Allen [10] y en Mohamed Rachik [11], en estos se describen las propiedades a considerar para una **MB** con pared delgada y homogénea así como también para una membrana gruesa; en la que se sigue tener un modelo que tome en cuenta el espesor de la pared de la **MB**.

Nuevamente en Jiménez Fernández [12], se hace un análisis del comportamiento de las microcápsulas huecas de diferentes polímeros considerando la envoltura como un material híperelástico (albumina) y así obtener una ecuación que gobierne su comportamiento, llegando a la conclusión de que el segundo armónico de la frecuencia del **US** es predominante en la resonancia de la microcápsula. Estas características cambian dependiendo del tamaño de la microburbuja. Es así, como demuestra que la amplitud de las oscilaciones de la burbuja crece drásticamente debido al número **Deborah (De)** (número adimensional usado en reología para caracterizar la fluidez de los

materiales bajo condiciones de flujo específico, ver Apéndice A). Haciendo un seguimiento de los trabajos de Jiménez Fernández, J. Naude [13], concluye que las principales características de oscilación de la burbuja son debidas al número **De** y al número de Reynolds (**Re**), mediante estos cálculos propone un número $De > 4.4$, para el cual la MB (radio $0.6 \mu\text{m}$, $f = 3\text{MHz}$, 100kPa) entra en un estado caótico y aunque no es universal dependerá de otros parámetros dispuestos por las condiciones del lugar de experimentación; además de ello describe las ecuaciones que representan los efectos viscoelásticos en las oscilaciones de una burbuja de gas.

En Jiménez Fernández [14] se presenta un modelo matemático para sistemas adiabáticos con la finalidad de predecir el colapso de la microburbuja, la distribución de la presión en toda la superficie de la burbuja y el desplazamiento del fluido en el dominio del tiempo, para ello asumen dos interfaces: entre el sólido de la capa de la burbuja y el gas del interior y el otro sería entre el sólido de la capa y el fluido del exterior. Mediante este modelo concluyen que hay parámetros en función de la presión que determinan el régimen de control de las oscilaciones en las cuales estas oscilaciones tienden a un colapso violento u oscilaciones estables.

Posteriormente, Xiu-Mei Liu [15] y R. Mettin [16] realizan seguimientos de las microburbujas ($R = 2 \mu\text{m}$) en medios viscoelásticos que simulan la sangre humana ($\mu = 0.0035 \text{ Pa}\cdot\text{s}$) para trasladar los trabajos de experimentación de *in vitro* a *in vivo*.

En los trabajos de Gaitan [17], se describe la dinámica de las **MBs** ($15, 20, 25 \mu\text{m}$) al interactuar con el campo ultrasónico (1.2 Bar , 22.3 KHz), en donde explica que el radio máximo de las **MBs** ($50, 75, 80 \mu\text{m}$) decae bruscamente ($2, 5, 4 \mu\text{m}$) y posteriormente se compone de un lento crecimiento ($\approx 25\mu\text{s}$) durante el ciclo de presión negativa, además añade que en este colapso tan violento se generan temperaturas elevadas en donde se produce sonoluminiscencia.

Los fenómenos de colapso ($\approx 1000 \text{ MPa}$), sonoluminiscencia y oscilaciones radiales así como las condiciones en que se generan se describen en José Luis [18], W. Lauterborn [19] y M. Navarrete [20] en donde se da seguimiento además, a la temperatura interna de la MB ($\approx 10000 \text{ K}$) y las ondas de choque generadas al momento del colapso (4000 m/s).

Los principios básicos de acústica, así como los patrones de radiación de algunos transductores piezoeléctricos y las señales eco recibidas de distintos materiales son mostradas en Douglas A. [21]. Lo anterior, se refuerza en David H. [22] donde se describen técnicas de medición basadas en arreglos confocales y agentes de contraste.

En Daniel A. King [23], mediante el uso de un doble arreglo confocal determina la respuesta oscilatoria de agentes de contraste, así como los umbrales de frecuencia y potencia en los cuales se destruye la **MB** (aplicando $0.9 - 4.6 \text{ MHz}$ se obtiene un 50% de destrucción).

La dispersión del haz acústico por las **MBs** debido a sus características geométricas y físicas son estudiadas por Vassilis S. [24] y E. Stride [25]. Ellos registran un intervalo de frecuencias entre 0.7 y 4.6 MHz , con presiones de $0.02 - 5.4 \text{ MPa}$. También detectan la ruptura de la membrana de las **MBs** (Post-excitación).

Los umbrales de fragmentación y cavitación inercial en agua para **MBs** de albumina (3.5 MHz, 0.13 MPa, 4 ciclos) son obtenidos por Wen-Shiang Chen [26] y Madanshetty SI [27]. Haciendo un seguimiento de los trabajos anteriores; Azzdine Y. [28] muestra una relación entre la presión acústica y la duración del pulso aplicado, encontrando que para pulsos cortos se requiere mayor presión para lograr la ruptura de la **MB**.

M. D. Santin [29], demuestra que las señales de post-excitación solo aparecen cuando las oscilaciones exceden el umbral de ruptura y el radio máximo es mayor a dos veces el radio inicial.

En Yeh [30] se concluye que la destrucción de las **MBs** ocurre en el pico negativo de la onda de presión y se determina una relación entre esta y el índice Mecánico.

E. Carr Everbach [31], demuestra el daño ocasionado por los agentes de contraste en células sanguíneas, cuando son excitadas por ondas acústicas de 1 MHz a 500 W/cm^2 con duraciones de pulsos mayores a $20 \mu\text{s}$. Con sus resultados genera límites entre Voltaje vs. Duración del pulso y Voltaje vs. Porcentaje de hemólisis para evitar el daño celular o reducirle.

Umbrales de cavitación y destrucción de **MBs** con núcleo de Perfluorcarbono, como emulación de una cápsula con medicamento fue seguido por T. Giesecke [32]. Mostrando que los umbrales de cavitación inercial depende de la temperatura del líquido y del ancho del pulso de US.

V. A. Bogoyavlenskiy [33], modela el colapso de una **MB** en un líquido viscoso Newtoniano, basándose en la ecuación de Rayleigh-Plesset. Su análisis muestra que para ciertos valores de viscosidad, el radio de la burbuja decrecerá a radios pequeños y la energía cinética alrededor de la burbuja tiende a incrementarse.

El uso de transductores piezoeléctricos para la recepción de las señales de post-excitación como mecanismo de detección de microburbujas se describe en Kay Raum [33].

A continuación se muestra una tabla con una revisión de los arreglos experimentales utilizados para realizar la detección pasiva de agentes de contraste. Desde el año 1996 hasta el 2013.

Tabla 1. Descripción general de algunos arreglos experimentales empleados para la detección pasiva de agentes de contraste. Tomando como principales referencias, la frecuencia de trabajo (FREC), el tipo de transductor de transmisión y recepción (TRANS. TRANSM., TRANS. RECEP.), duración del pulso senoidal (PULSO), tipo de resonador, método de calibración (CALIB.) y observaciones. Desde 1996 hasta el 2013.

AÑO	AUTOR	FREC. MHz	TRANS. TRANSM.	TRANS. RECEP.	RESONADOR	CALIB.	OBSERVACIONES
2010	David A. [23]	.9, 2.8, 4.6, 7.1	(.95, 2.8, 4.6, 7.1)MHz φ 19mm	15MHz φ 12mm 3ciclos	Cúbico 25L	Técnica de alambre	Umbral de potencia y frecuencia en los cuales se destruyen MBs de albumina.
2002	Wen-Shiang Chen [26]	1.1, 3.5	1.1 MHz φ 19mm 3.5 MHz φ 11.5mm	13 MHz φ 15mm 2 y 4 ciclos	Cúbico 1.2L	Hidrófono	Uso del ruido en banda ancha para identificar la destrucción de MBs.
2006	Azzdine Y. [28]	0.9, 2.8, 4.6	φ 19.1 mm 0.9, 2.8, 4.6 MHz	15 MHz φ15mm 3, 5, 7 ciclos	Cúbico 9.6L	Técnica de alambre	Demostración de la relación entre presión acústica y ancho del pulso.
2010	M. D. Santin [29]	2.8 MHz	2.8 MHz	13MHz 5ciclos	-----	-----	Condiciones para la aparición de pos-excitación.
2008	Yeh CK [30]	1, 2.25, 5, 7.5 MHz	1, 2.25, 5.5, 7 MHz	25MHz 1,3,5,10 ciclos	Cilíndrico 7L	Técnica de alambre	La destrucción de MBs ocurre en el pico negativo de la onda de presión.
1996	E. Carr Everbach [31]	1MHz	φ 38.1 mm 1MHz	5MHz φ50.8mm 20, 100, 1000 μs	Cúbico 4.5L	Hidrófono	Daño ocasionado por las MBs a las células en el momento del colapso.
2003	Tonia Giesecke [32]	.74, 1.1, 2.18, 3.3	φ 40mm Longitud focal 70,100, 95,112mm	20 MHz φ13 mm 3 y 5 ciclos	Cúbico 6L	Hidrófono	Empleo del aumento de potencia espectral para identificar la cavitación inercial en MBs.
2008	E.Sassaroli [35]	1.736	φ 100mm 1MHz	φ 50mm 3 ciclos	Cilíndrico	Hidrófono	Cavitación inercial en pequeños espacios.
2007	Tyrone M. Porter [36]	3.5	3.5 MHz Foco 60mm	22MHz 2 Ciclos	Cúbico 28L	-----	Se identificó el umbral de presión para MB de octafluoropropano.
2004	Douglas L [37]	1,2.25, 3.5, 5, 7.5, 10	-----	φ 19mm 1900, 790, 270, 200 ns	-----	Hidrófono	Proporciona datos sobre posibles daños celulares debido a US.
2008	Mleczko, M. [38]	2.25	-----	50MHz 5 ciclos	Cúbico	-----	Se obtiene la curva de destrucción de MB Definity.
2006	A.Y.Ammi [39]	.9,2.8,4.6	.9,2.8,4.6MHz	13MHz 3, 5,7 ciclos	-----	-----	Algoritmo para la detección de señales de Post-excitación.
2001	William T. [40]	2.5	2.5 MHz φ 25mm Longitud focal 42mm	25MHz φ 6mm foco 12mm 4 ciclos	-----	Hidrófono	Detección de umbrales de destrucción para MBs de Optison.
2008	Shin-Yuan sul [41]	10	10MHz	25MHz 5 ciclos	Cúbico 5L	Hidrófono	Detección de umbrales de destrucción para MBs de Sonazoid.
2001	Peter P. Chang [42]	1.1	1.1MHz φ 7cm	5MHz 10,40 φ 1.1 cm	Cúbico 2.5L	-----	Detección de los umbrales de cavitación y destrucción para MB de Albunex.
2000	William T. Shi [43]	2.5	2.5 MHz φ 25mm foco 42mm	25MHz φ 6mm foco 12mm 4,6 ciclos	-----	Hidrófono	Daño celular debido a MB Sonazoid en 0.6 - 1.6MPa.
1996	Cheri X. Deng [44]	2.5,4.3	φ 38mm Longitud focal 6.5mm	30MHz 20 ciclos	Cúbico 6L	Método de equilibrio de fuerzas	Los umbrales de cavitación son más bajos en sangre almacenada que en sangre fresca.
1999	William T. Shi [45]	2, 4	3.6 MHz φ 1.2cm Longitud focal 2.6cm	4.3 MHz φ 1.2cm foco 2.6m 20,64 μs	-----	-----	Se presentan oscilaciones no lineales para MB Optison después de 4 min de su inyección.
2002	Chen WS [46]	1.1	1.1 MHz φ 7cm foco 5.5m	5 MHz φ 1.2cm foco 4.6m 10 ciclos	Cúbico 2.6L	-----	Umbral de destrucción y cavitación para MB biSphere.
2008	Sijl J [47]	2	2.25 Mhz Foco 75mm	3 Mhz 5 ciclos	Cúbico	-----	Caracterización de agentes de contraste mediante Acústica.

1.2 JUSTIFICACIÓN.

Durante los últimos años los agentes de contraste han cobrado mucho interés. Los mayores éxitos se han obtenidos en agentes de contraste consistentes en **MBs** con núcleo de aire. Es por ello que el estudio de la dinámica de burbujas se enfoca en encontrar parámetros de control en los cuales las **MBs** se comportan lineal y no linealmente, con el fin de usarlas como portadoras y ecorrealzadores.

Actualmente se tienen grandes avances en condiciones in vitro donde las **MBs** inmersas en agua, se excitan con campos acústicos para estudiar la evolución de su radio y presión radiada en función del tiempo, así determinan cotas de destrucción en función de la presión acústica aplicada. Pero debido a las condiciones en que las **MBs** se someten en el cuerpo humano se están realizando estudios en medios que emulan una relación in vivo mediante fluidos con densidades y viscosidades similares a las del cuerpo humano.

Por ello es importante realizar estudios experimentales, para entender su comportamiento dinámico y establecer un método de detección, así como determinar umbrales entre su generación, respuesta oscilatoria y su destrucción con la finalidad de evitar lesiones en el organismo y emplear las microburbujas como una técnica segura de diagnóstico o terapia.

1.3 Objetivo General

Estudiar y determinar el comportamiento dinámico de agentes de contraste en medios viscoelásticos a través de la detección de su respuesta acústica, emulándolos con microburbujas bajo diferentes frecuencias, tiempos de excitación e inmersas en diferentes tipos de líquido.

CAPÍTULO 2

PRINCIPIOS BÁSICOS

En este capítulo se describen los fundamentos teóricos para el entendimiento de la dinámica de una microburbuja (**MB**) inmersa en un fluido bajo campos ultrasónicos (**US**). Así como la descripción de los modelos eléctricos, diseño y caracterización de cerámicas que se emplean para aplicar dichos campos acústicos.

La propagación de un disturbio acústico o la presencia de un campo acústico en un medio elástico están caracterizadas por cambios en un número de variables físicas que describen el estado del sistema o el medio. Ejemplo de estas variables son presión, temperatura, y densidad. Una onda plana sinusoidal propagándose en dirección x positiva (cuando no ocurre atenuación de las ondas, asumiendo que no hay absorción de energía en el medio), produce cambios en las variables físicas que se expresan con ecuaciones de la forma (2.1), con tal de que el medio responda linealmente a los esfuerzos impuestos.

$$q = Q \cos \omega(t - \frac{x}{v}) \quad \text{o} \quad q = \text{Re } Q \exp j\omega t - \frac{x}{v} \quad (2.1)$$

En esta ecuación q designa cualquiera de las variables que sufren cambios sinusoidales debido a la presencia de los disturbios en el medio y Q designa la amplitud del cambio cíclico en esa variable; t y x son las coordenadas de tiempo y espacio, respectivamente, ω es la frecuencia angular ($\omega=2\pi f$), f la frecuencia, y v la velocidad del sonido en campo libre (la propagación de una onda plana viajando a través de un medio líquido con extensión infinita. La ecuación 2.1 es una solución, que representa una onda elástica unidimensional que viaja en la dirección x positiva en un medio de fluido ideal, lineal, homogéneo, perfectamente elástico.

$$\frac{\partial^2 q}{\partial t^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} \quad (2.2)$$

En esta ecuación que representa el desplazamiento instantáneo ξ de un elemento de volumen del medio. Esta aproximación general de la ecuación es válida bajo condiciones que permiten la linealización, es decir, cuando la amplitud de la velocidad es $\Xi = \frac{\partial \xi}{\partial t}_{max}$ del volumen elemental es pequeño en comparación con la velocidad del sonido v y cuando la compresibilidad adiabática β_s , la cual es el recíproco de del módulo volumétrico elástico adiabático K , no es dependiente significativo de la presión en el intervalo de presiones presentes en el campo acústico. Dado que la propagación del sonido está muy cerca de un proceso adiabático en la mayoría de las frecuencias de interés, la compresibilidad adiabática es un parámetro fundamental en la descripción de la propagación del sonido. Se relaciona con la velocidad del sonido en campo libre para las ondas de compresión de la siguiente manera:

$$v^2 = v_l^2 = \frac{1}{\rho_0 \beta_S} = \frac{\gamma}{\rho_0 \beta_T} = \frac{C_p}{\rho_0} \frac{C_v}{\beta_T} \quad (2.3)$$

Donde β_S es la compresibilidad adiabática del medio y ρ_0 es la densidad promedio del medio. La velocidad del sonido se expresa, como se indica en la ecuación anterior en términos de la compresibilidad isotérmica β_T introduciendo la relación de calores específico $\gamma = C_p/C_v$, donde C_p y C_v son los calores específicos del medio a presión y volumen constante, respectivamente. Claramente, una medición de la velocidad de onda de compresión plana puede determinar la compresibilidad adiabática del medio si se conoce la densidad, y si también se conoce el valor de γ , la compresibilidad isotérmica también está determinada.

La ecuación (2.3) es un caso especial de la ecuación de onda general que es aplicable en la propagación en tres dimensiones:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{1}{\rho_0 \beta_S} \nabla^2 \xi. \quad (2.4)$$

Las soluciones de la ecuación (2.4) no solo incluyen la propagación de las ondas en la dirección positiva de r desde el origen, sino también la propagación en la dirección negativa de r hacia el origen. Todas están representadas cuando se coloca el signo \pm en el exponente de propagación unidimensional, por ejemplo:

$$\xi = \Xi_x r \exp j \omega t \pm k \cdot r \quad (2.5)$$

El vector de onda k que aparece en la solución está relacionada con la frecuencia angular y la velocidad del sonido como:

$$k = Kn; \quad K = -\omega / v = \frac{2\pi}{\lambda}; \quad v = f\lambda. \quad (2.6)$$

Ecuación (2.6) es en sí misma una especialización, aplicable a los fluidos del tipo indicado, en donde la ecuación de onda describe la propagación de las perturbaciones en un sólido elástico, isótropo, sin disipación:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{K+4G/3}{\rho_0} \nabla \nabla \cdot \xi - \frac{G}{\rho_0} \nabla \times \nabla \times \xi. \quad (2.7)$$

Donde K y G son el módulo volumétrico y de corte del medio elástico.

Se expresa el vector desplazamiento como la suma de términos de un potencial escalar ϕ y un vector potencial Φ como

$$\xi = \nabla \phi + \nabla \times \Phi \quad (2.8)$$

Para un movimiento irrotacional, tal como el de una onda esférica, el vector potencial $\Phi = 0$ y solamente el potencial del desplazamiento escalar permanece: esto es,

$$\xi = \nabla\phi. \quad (2.9)$$

La derivada en el tiempo del potencial del desplazamiento es la velocidad potencial ψ ;

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} = \psi; \quad \xi = \nabla\psi. \quad (2.10)$$

Estos potenciales son funciones fundamentales (análogos a los potenciales del campo eléctrico) en términos de los parámetros del campo acústico.

De la ecuación (2.7) se obtiene la ecuación para los fluidos cuando el módulo de rigidez de cortante G se iguala a cero, lo cual es correcto para fluidos sin pérdidas, ya que se caracteriza por su incapacidad para soportar deformación por esfuerzo cortante elástico, y $\Phi = 0$.

Volviendo a una consideración de la simple onda plana que se propaga en un medio elástico isótropo ideal en la dirección x positiva, los parámetros acústicos varían sinusoidalmente en términos del potencial de desplazamiento o potencial de velocidad y en términos de uno al otro.

$$p = -\rho_0 \frac{\partial\psi}{\partial t}, \quad \xi_x = \nabla\psi_x, \quad (2.11)$$

$$s = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} = \beta_s p, \quad (2.12)$$

$$Y = T\theta \rho_0 C_p' p = \gamma - 1 \beta_s \theta p, \quad (2.13)$$

Donde s es la condensación o cambio fraccional en la densidad, ρ la densidad instantánea, γ el incremento de la temperatura instantánea como resultado de la compresión adiabática del medio, T es la temperatura absoluta del medio, θ es el coeficiente de expansión térmica isobárica, y C_p' la capacidad calorífica a presión constante por unidad de masa.

El método de detección y descripción del campo, en cualquier caso, depende la medición de uno o varios de estos parámetros. La cantidad $\rho_0 v$, el producto de la densidad y la velocidad del sonido, es conocida como impedancia acústica del medio Z_0 ; esto es,

$$Z_0 = \rho_0 v. \quad (2.14)$$

Para las ondas que viajan en el plano, Z_0 es numéricamente igual a la impedancia acústica específica, que se define como la relación de la presión p a la velocidad de las partículas ξ en cualquier punto en el campo. Para otras configuraciones, incluyendo ondas planas estacionarias, la impedancia acústica difiere numéricamente de $\rho_0 v$ y es, en general, una función de la posición.

2.1 Estudios sobre la dinámica de las microburbujas

En 1894, en Inglaterra, un barco no alcanza a llegar a su velocidad de diseño en las pistas de prueba de su propulsor de alta velocidad. Se le realizaron pruebas para examinar que había ocurrido y fue entonces cuando los fenómenos de cavitación fueron finalmente descubiertos. Desde entonces, el estudio de estos fenómenos se ha desarrollado cada vez más por la razón de que son uno de los factores importantes que impiden el perfeccionamiento y rendimiento de la maquinaria hidráulica, en donde el fluido de trabajo es un líquido. Sin embargo, hoy en día con el fin de comprender fundamentalmente los fenómenos de cavitación y sus temas relacionados, se estudia la dinámica de las burbujas, bajo este contexto en este apartado describiremos brevemente algunos estudios de la dinámica de burbujas y su relación con la dinámica de ondas de choque; información obtenida del trabajo de A. Shima [48].

Cavitación y núcleos de burbuja

En los flujos de maquinaria hidráulica de las turbinas de agua, bombas, tornillos, diversos canales, etc., cuando la velocidad relativa entre el líquido y la superficie sólida del perfil hidráulico o en la pared del canal se hace más grande, de manera que la presión estática local en el flujo disminuye por debajo de un límite de presión, un fenómeno conocido como cavitación se produce y la presión limitante se llama presión de inicio de la cavitación. Por lo general, las burbujas diminutas conocidas como núcleos de burbujas no existen en el seno del agua bajo condiciones de no disolución en el agua, el agua resiste presiones negativas muy grandes, y la cavitación no ocurre fácilmente. Sin embargo, usualmente el agua contiene un porcentaje de aire, en el cual a ciertas condiciones el núcleo de la burbuja crece a burbujas visibles que son fácilmente observables por fotografía rápida.

En el caso de que un núcleo de burbuja con radio R_0 en un líquido crezca después de un cambio isotérmico, la condición para que la burbuja exista y sea estable, asumiendo una relación de equilibrio estático (Daily y Johnson 1956), se muestra a continuación.

$$\frac{4\sigma}{3 p_v - p} \leq R_0 \leq \frac{2\sigma}{p_v - p} \quad (2.15)$$

Donde, σ es la tensión superficial del líquido, p_v la presión de vapor saturado del líquido y p es la presión del líquido. Cuando el valor de R_0 en (2.15) excede o disminuye el límite superior o inferior de (2.15) el núcleo de burbujas comienza a aumentar o a reducirse infinitamente, respectivamente. Por lo tanto, las burbujas que se producen muestran un comportamiento complejo dependiendo de las diferentes condiciones hidrodinámicas en los alrededores. Dado que estas condiciones son, en muchos casos relacionados con el ruido de cavitación, daños por cavitación etc.

Comportamiento de las burbujas en un medio líquido infinito

Besant (1859) presenta el problema del movimiento de una burbuja esférica inmersa en un líquido no viscoso, infinito e incompresible, y calcula la presión en cualquier punto en el líquido y su tiempo de colapso.

Rayleigh (1917) resolvió este problema teórico y deriva la fórmula analítica que describe el movimiento de la burbuja. Él formula el movimiento de una sola burbuja esférica en un líquido infinito, no viscoso e incompresible como se muestra en la Fig.1. La velocidad V de la superficie de la burbuja se obtiene suponiendo que el trabajo realizado por el líquido, cuando la burbuja con un radio inicial R_0 colapsa a R , es igual a toda la energía cinética del movimiento de la burbuja.

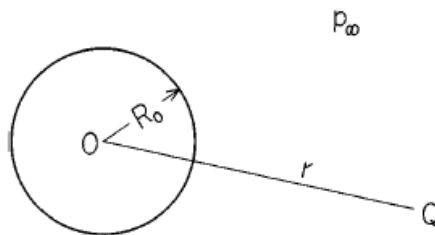


Fig 1. Burbuja esférica

$$V = \sqrt{\frac{2 p_\infty}{3 \rho_l} \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - 1} \quad (2.16)$$

Donde p_∞ es la presión al infinito en el líquido, ρ_l la densidad del líquido.

Además, mediante la integración desde $R=R_0$ a $R=0$ en (2.16) el tiempo de colapso completo se aproxima de la siguiente manera:

$$\tau = 0.915 R_0 \sqrt{\frac{\rho_l}{p_\infty}} \quad (2.17)$$

Además, Plesset (1949) deriva la ecuación para el movimiento de una burbuja a partir de la ecuación de continuidad y la ecuación de movimiento.

$$R \ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 = \frac{1}{\rho_l} (p_R - p(t)) \quad (2.18)$$

Donde, p_R es la presión en la superficie de la burbuja, $p(t)$ es la presión en el líquido, t es el tiempo. Él calculó la curva $R - t$ poniendo $p_R = p(t) - 2\sigma/R$ considerando a la burbuja como cuerpo de revolución.

Comparación de los resultados analíticos con los de fotografías de alta velocidad se despliegan en la Fig. 2.

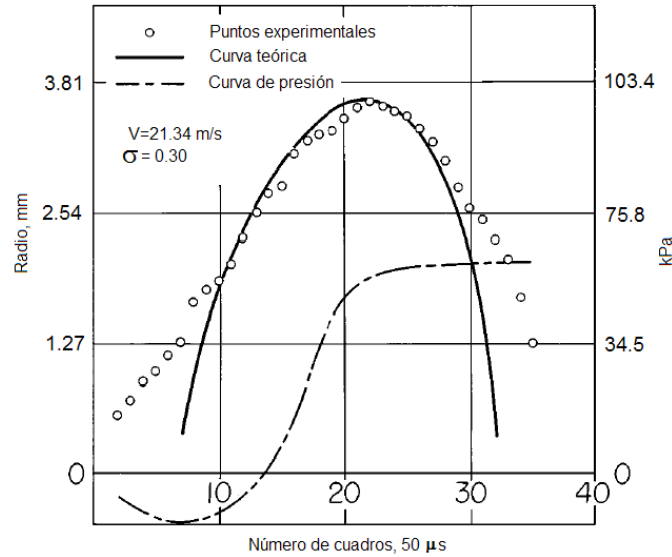


Fig 2. Radio de la burbuja en función del tiempo, Plesset 1949.

Poritsky (1952) fue el primero en analizar el efecto de la viscosidad del líquido en el comportamiento de las burbujas. La ecuación de movimiento de una burbuja en un líquido viscoso está dada por la siguiente ecuación.

$$RR + \frac{3}{2}R^2 = \frac{1}{\rho_l} p_v - p_\infty - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu \frac{R}{R}, \quad (2.19)$$

Donde μ es la viscosidad del líquido.

El comportamiento de la burbuja fue caracterizada en términos de la viscosidad adimensional μ' definida por

$$\mu' = \frac{2\mu}{R_0 \rho_l p_\infty - p_v} \quad (2.20)$$

En el caso de que μ' sea lo suficientemente grande, el movimiento de una burbuja se vuelve suave. En ausencia de tensión superficial, el tiempo de colapso es infinito, es decir la burbuja nunca se colapsa (Poritsky 1952). También Shima et al (1973) encontraron que el efecto de la viscosidad retarda el colapso de la burbuja. En cambio la tensión superficial acorta el tiempo de colapso de la burbuja.

Gilmore (1952) aclaró teóricamente el efecto de la compresibilidad del líquido en el movimiento de la burbuja. Introdujo la hipótesis propuesta por Kirkwood and Bethe (1942); la cantidad $r(\hbar + u^2) = 2$ se propaga a lo largo de la característica $c + u$ donde c es la velocidad local del sonido en el líquido, y u es la velocidad de la partícula y \hbar la entalpía del líquido.

Entonces, la presión en el líquido en la pared de la burbuja p_w está dada como sigue:

$$p_w = p_i - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu \frac{V}{R} \quad (2.21)$$

Donde, p_i es la presión que se ejerce sobre la pared de la burbuja por cualquier gas o vapor interior.

2.2 Dinámica de una microburbuja en un campo acústico

Como se dedujo en la sección anterior, la dinámica de una **MB** engloba nucleación, crecimiento y colapso. Estos fenómenos están determinados por la temperatura, viscosidad, densidad del fluido y los cambios espaciales, temporales e intensidad del campo acústico bajo la cual está sometida. Las variaciones temporales del campo acústico en el líquido inducen oscilaciones en la burbuja mientras que las variaciones espaciales influyen en su movimiento de traslación. Bajo ciertos valores del campo acústico, las oscilaciones de la burbuja (al haber un retraso entre el esfuerzo y la deformación aplicada) se hacen no lineales, con lo cual se produce un colapso acelerado ocasionando que el gas y vapor dentro de la burbuja alcance condiciones de presión y temperaturas altas, de tal forma que la burbuja presenta sonoluminiscencia [49].

Las oscilaciones radiales de una **MB** siguen un comportamiento lineal o no lineal dependiendo de la presión acústica (P_A) y su radio inicial (R_0). Bajo un comportamiento no lineal la **MB** se caracteriza por una expansión lenta, seguida de una rápida compresión y amortiguamiento (rebotes sucesivos) ver Fig. 3. Cuando el campo de presión acústico es negativo en t_A la burbuja se expande y continúa aumentando su radio hasta un tiempo t_B aún después de que el campo de presión se haya vuelto positivo. Después de haber alcanzado un radio máximo, la presión del gas en el interior de la **MB** disminuye sin haber contrarrestado la presión positiva del campo, por lo que la burbuja alcanza un radio mínimo en un tiempo t_C . Posteriormente, la **MB** experimenta una serie de rebotes del mismo orden de magnitud de su frecuencia de resonancia debido a su inercia [50].

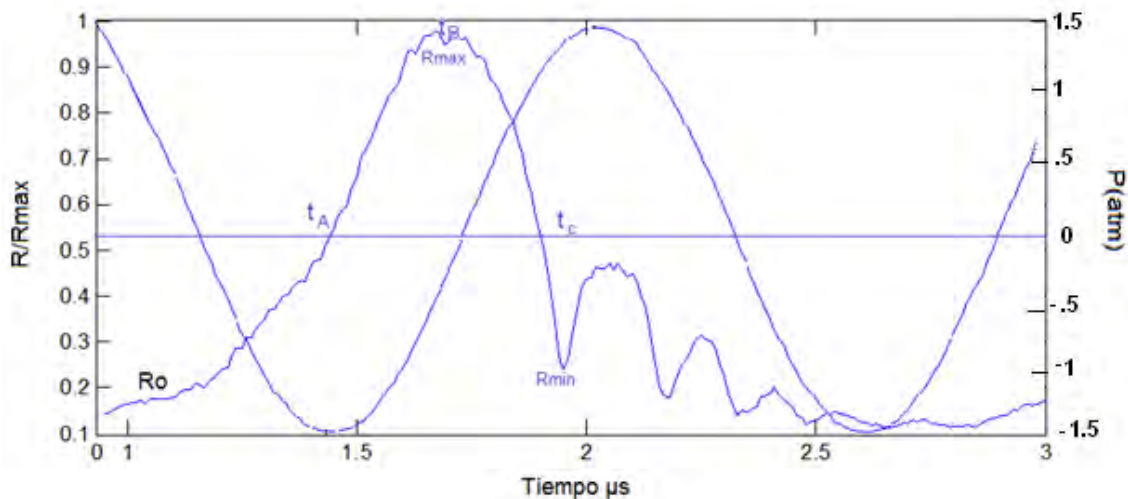


Fig 3. Radio de una MB en función del tiempo bajo una presión acústica de 1.45 atm, con radio inicial de 4.3 μm , cortesía de la Dra. Margarita Navarrete del Instituto de Ingeniería UNAM.

Existen múltiples modelos que describen la dinámica de una **MB** en un campo acústico que toman en cuenta la difusión de calor, condensación, compresibilidad del líquido, etc. Sin embargo, todas parten de la ecuación clásica de Rayleigh-Plesset (2.22) que considera:

- Líquido incompresible,
- No existe transferencia de masa por evaporación o condensación a través de la interface aire-líquido,
- No hay reacciones químicas que modifiquen el contenido del gas de la burbuja, y
- No hay intercambio de calor entre la interface.

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho} \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} - P_v \right) \frac{R_0}{R}^{-3\gamma} + P_v - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\eta R}{R} - P_0 - P(t) \quad (2.22)$$

Donde, ρ es la densidad, σ tensión superficial, γ coeficiente adiabático del gas de la burbuja, η viscosidad del líquido, R_0 radio inicial, P_0 Presión ambiental, P_v presión en el interior de la burbuja, $P(t) = P_a \sin(\omega t - \phi)$ es la presión acústica aplicada. La ecuación (2.22) representa un sistema de fuerzas debido a las presiones que se ejercen en la superficie de la **MB**.

Como se puede advertir, las oscilaciones en el radio de la burbuja son causadas principalmente por las diferencias entre la presión del líquido ($-P_0 - P(t)$) y la presión del gas de la MB $P_0 + \frac{2\sigma}{R_0}$.

Las suposiciones del modelo anterior no se aplica para determinar la dinámica de los agentes de contraste ya que éstos presentan una membrana externa sólida y están inmersos en fluidos tales como los corporales (sangre que es más viscosa y con una velocidad del sonido ligeramente mayor a la del agua [29]). El comportamiento de los agentes de contraste y su respuesta a un campo acústico cambian en función de parámetros como el espesor, la viscosidad y la tensión superficial de su membrana [51]. Es por ello que en 1995 Church modifica la ecuación de *Rayleigh-Plesset* para considerar que:

- La membrana de la **MB** y el fluido circundante son incompresibles,
- No existe transferencia de masa a través de la membrana,
- La membrana es delgada en comparación con el radio de la **MB**, y
- No existe intercambio de calor a través de la membrana.

Dicha ecuación se representa como:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho} \left(P_0 + \frac{2\sigma(R_0)}{R_0} \right) \frac{R_0}{R}^{-3\gamma} \left[1 - \frac{3\gamma}{c} R \dot{R} - \frac{2\sigma(R,E)}{R} - \frac{4\eta R}{R} - \frac{4\kappa R}{R} \right] - P_0 - P(t) \quad (2.23)$$

Donde las características de la membrana (viscosidad y tensión superficial) se integran a la ecuación mediante κ (viscosidad de la membrana), c (velocidad del sonido en el líquido) y $\sigma(R, E)$ (tensión superficial de la MB como una función del módulo elástico E de su membrana y el cuadrado de su radio).

$$\sigma(R, E) = \begin{cases} 0 & R \leq R_0 & 1^{er} \text{ regimen} \\ E \frac{R^2}{R_0^2} - 1 & R_0 \leq R \leq R_{ruptura} & 2^{do} \text{ regimen} \\ \sigma_{liquido} & R \geq R_{ruptura} & 3^{er} \text{ regimen} \end{cases} \quad (2.24)$$

En el primer régimen no existe tensión en la membrana, el segundo régimen implica oscilaciones radiales que tensan la membrana dando lugar a colapsos y rebotes durante y después de retirar la excitación acústica. A este fenómeno se le llama cavitación inercial (**CI**) y es un indicador para estimar el radio máximo de la burbuja, así como un límite inferior de presión en el cual se llegan a presentar rupturas en las **MB** [52,53].

El tercer régimen, la expansión del radio es tal que se rompe la membrana es decir; $R_{ruptura} = 1 + \sigma_{sustancia} \chi^{1/2}$ alcanza el radio de ruptura.

La ruptura de la membrana provoca cambios de presión aun después de retirar la excitación acústica. A estos aumentos repentinos en la presión radiada por la **MB** se les llama señal de post-excitación (**PX**) y son un indicador de la ruptura u oscilaciones inerciales de la **MB**, dichas señales son empleadas para tener límites que indican el porcentaje o concentración de destrucción de burbujas [52,54].

Así, considerando la ecuación (2.23) y el 2do régimen, la presión radiada a una distancia r de la burbuja es.

$$P_t = \frac{\rho}{r} RR^2 + 2RR^2 \quad (2.25)$$

Los picos de presión ocasionados por el rompimiento de las **MBs** se detectan inmediatamente después de la respuesta principal o de 1 a 5 μs después, dependiendo también de la separación de los transductores de recepción o si se trata de una onda reflejada [55].

Las señales **PX** se presentan con mayor amplitud para **MBs** de gas ya que la membrana tiende a limitar y amortiguar su movimiento. En **MBs** rígidas es muy difícil conseguir la destrucción de los agentes y aquellas con núcleo de alguna sustancia amortiguan la señal de rompimiento [28,55].

Así mismo, las señales de destrucción de las **MBs** se detectan al incrementar la presión aplicada y disminuyen al aumentar la frecuencia.

Esto se debe a que tiempos de excitación prolongados y presiones más altas generan en la **MB** oscilaciones de gran amplitud que superan $R_{ruptura}$ destruyéndola, emitiendo el pulso de **PX** y liberando el gas atrapado en el interior [28].

La ecuación de Rayleigh-Plesset (**RP**) y la ecuación modificada para un agente de contraste (**RPA**) se linealizan a una forma $R = R_0 + x(t)$, donde $x + \beta x + \omega_0^2 x = Af(t)$, si y solo si la longitud de onda del capo acústico $\lambda \gg R$ y $x(t) < 1$.

Las ecuaciones **RP** y **RPA** se hacen lineales en función de los términos β y ω_0 y se despliegan en la tabla 2.

Tabla 2 Equivalencia de términos para la ecuación lineal de RP y la ecuación modificada para un agente de contraste RPA.

RP	RPA
$\beta = 4\eta/\rho R_0^2$	$\beta = (1/\rho R_0^2)(4\eta + 4k/\rho R_0^2)$
$\omega_0^2 = (1/\rho R_0^2)(3\gamma(P_0 + 2\sigma/R_0) - 2\sigma/R_0)$	$\omega_0^2 = (1/\rho R_0^2)(3\gamma P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} - \frac{2\sigma}{R_0} + \frac{4\chi}{R_0})$

Se observa que la ecuación lineal es un oscilador forzado con amortiguamiento. Cuyas pérdidas de energía son debido a la viscosidad del fluido en que se encuentra la **MB** [55].

La solución general como oscilador forzado consta de una parte transitoria que tiende a anularse cuando $t \gg \frac{2}{\rho R_0} \eta + \frac{k}{R_0}^{-1}$ más una parte estacionaria sinusoidal cuya solución es de la forma $x = Ae^{j\theta}$. Donde θ es el desfase respecto a la onda de excitación y **A** es la amplitud de las oscilaciones en función de la frecuencia, así:

$$A = \frac{Pa}{\rho R_0} \frac{1}{1 - \frac{\omega}{\omega_0}^2 + j \frac{\omega}{\omega_0} \frac{1}{Q}} \quad (2.26)$$

La amplitud de las oscilaciones de las **MBs** depende de la amplitud del campo acústico aplicado, de la frecuencia y del factor de calidad ($Q = \rho R_0 \omega_0 \frac{4}{R_0} (\eta + \frac{k}{R_0})$).

A frecuencias bajas ($\omega \rightarrow 0$) las **MBs** oscilan con una amplitud $A = Pa \rho R_0$. Al aumentar la frecuencia ($\omega \rightarrow \omega_0$), las amplitudes de oscilación alcanzan un máximo, y son Q veces la obtenida a baja frecuencia. A esa frecuencia propia se le llama frecuencia de resonancia y en ella se obtienen las máximas amplitudes de oscilación y la máxima velocidad en la evolución del radio de la **MB** [56]. La simplificación de las ecuaciones de **RP** hacia un modelo mecánico es para dilucidar información sobre las propiedades físicas del fluido y de la **MB** que intervienen en el amortiguamiento de su respuesta acústica. Además, permite determinar la frecuencia de resonancia en donde se tiene mayor amplitud de oscilación con el mínimo de presión de excitación.

2.3 Cerámicas piezoeléctricas

La capacidad de las cerámicas piezoeléctricas para generar ultrasonido a alta frecuencia y potencia los convierten en componentes fundamentales en múltiples aplicaciones. Sus principales limitaciones son: las pérdidas que se producen en la conversión electromecánica y por la interacción con el medio donde se aplica la onda acústica. Por lo anterior, en los métodos de diseño de los transductores se incluyen parámetros como la impedancia acústica del medio de propagación, y elementos propios de la estructura del piezoeléctrico (electrodos, material de soporte, interfaces de acoplamiento, etc).

Los materiales piezoeléctricos son cristales naturales o sintéticos cuyas moléculas se encuentran alineadas en estructuras simétricas tetragonales, romboédricas o cúbicas y sus propiedades dependen de la temperatura, presión y elementos con que son trabajados. El comportamiento de un elemento piezoeléctrico en presencia de una fuerza deformante o campo eléctrico están dadas por las propiedades tanto eléctricas, mecánicas, y piezoeléctricas de los materiales de fabricación.

En el caso de los materiales **PZT** (Titanato zirconato de plomo) sus dipolos se encuentran orientados aleatoriamente y presenta una estructura cristalina tetragonal [57,58]. Cuando se aplica un esfuerzo o campo eléctrico al material, los dipolos son orientados hacia una dirección preferencial conocida como polarización Fig.4.

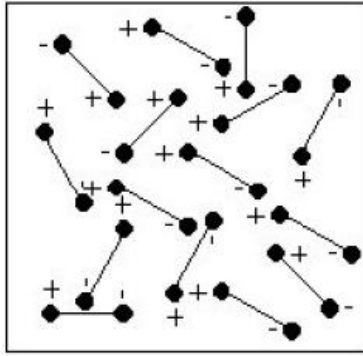


Fig 4a. Dipolos antes de polarización

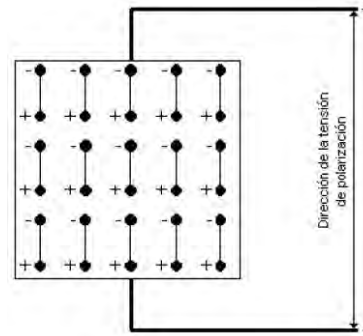


Fig 4b. Dipolos durante la polarización

En la Fig. 5 (a)-(c) se muestra un piezoeléctrico bajo los efectos de una fuerza externa de compresión, tracción y no esfuerzo que generan un desplazamiento de cargas y es medido entre los electrodos.

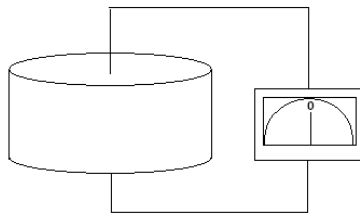


Fig 5a. Piezoeléctrico sin carga

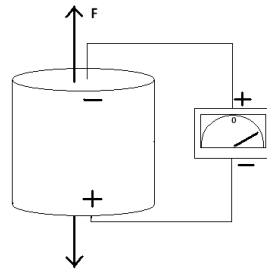


Fig 5b. Bajo carga de tracción

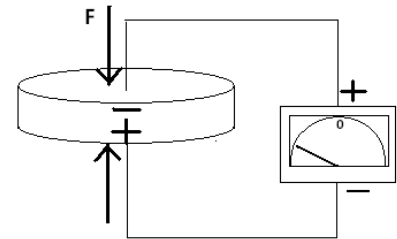


Fig 5c. Bajo carga de compresión

CONSTANTES PRINCIPALES

En un sólidos ordinarios, la orientación de los dipolos (D_m) es una función del vector campo eléctrico (E) y de las constantes dieléctricas (ϵ) mientras que la deformación mecánica (S_i) es una función de las tensiones mecánicas (T) y las constantes elásticas (s) [57].

$$D_m = \epsilon_{mk}^S E_k$$

$$S_i = s_{ij} T$$

En los materiales piezoeléctricos ocurre un acoplamiento entre las variables mecánicas y eléctricas.

$$D_m = \epsilon_{mk}^S E_k + e_{mi} S_i$$

$$S_i = s_{ij} T + D_m E_m$$

Al mismo tiempo en que la deformación depende de las tensiones mecánicas, también depende del campo eléctrico. Las constantes y coeficientes de los piezoeléctricos nos brindan información sobre el desempeño y tipo de aplicaciones para el cual es adecuado.

Coefficiente de acoplamiento k : expresa la habilidad de un material piezoeléctrico para convertir energía eléctrica en mecánica y viceversa:

$$k^2 = \frac{\text{energía eléctrica almacenada}}{\text{energía mecánica entrante}} \quad (2.27)$$

Constante dieléctrica K : relación entre la permitividad dieléctrica del material entre la del vacío

$$K = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \quad (2.28)$$

Factor de disipación $\tan(\delta)$: determina las pérdidas eléctricas en el material debido a la conversión de energía eléctrica a calor en el material

$$\tan \delta = \frac{1}{Q_e} = \frac{I_r}{I_c} = \frac{\text{energía promedio almacenada por ciclo}}{\text{energía disipada por ciclo}} \quad (2.29)$$

Dónde: I_r = corriente que fluye por la resistencia del modelo eléctrico Fig.6. I_c = corriente que fluye por el capacitor del modelo eléctrico.

Factor de calidad mecánico Q_m : determina cual son las pérdidas de energía del proceso de transducción así como la potencia que puede soportar el material.

Constante de frecuencia f : cuando se ha seleccionado una geometría, la constante de frecuencia es una relación entre las propiedades mecánicas del material y los modos de vibración dada por la geometría del piezoeléctrico [59].

$$f = \frac{N}{l} \quad (2.30)$$

$$N = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{C}{\rho}} \quad (2.31)$$

Donde, C es la velocidad del sonido en el material piezoeléctrico; ρ es la densidad del material; l es el área o longitud del cerámico dependiendo del modo de vibración.

Existen otras constantes importantes que describen el desgaste del material con el tiempo, con la temperatura, y el tiempo de uso los cuales son tratadas con mejor detalle en la página de la empresa Channel Industries [60]. La tabla 1 y 2 del anexo A muestran algunos valores de las constantes anteriores para diferentes materiales **PZT**. Los materiales piezoeléctricos cambian de nombre dependiendo de la empresa de manufacturación aunque sea el mismo. Para ejemplificarlo en la siguiente tabla se muestran las equivalencias respecto a algunas importantes empresas.

Tabla 3. Equivalencias de distintas empresas manufactureras de PZT

	TITANATO	ZIRCONATO	DE	PLOMO		
US DOD MIL STD 1376	SPARKLER INDIA	MORGAN MANTROCUK	EDO USA	CHANNEL USA	SENSOR TEC CANADA	APC USA
NAVY TYPE_1	SP-4	PZT-4	EC-64	5400	BM400	ACP840
NAVY TYPE_2	SP-5A	PZT-5A	EC-65	5500	BM500	ACP850
NAVY TYPE_3	SP-8	PZT-8	EC-69	5800	BM800	ACP880
NAVY TYPE_4	SP-5J	PZT-5J	EC-70	-----	BM532	-----
NAVY TYPE_5	SP-5H	PZT-5H	EC-76	5550	BM527	APC855

MODELO DE CERÁMICAS PIEZOELÉCTRICAS

Modelo Butterworth Van-Dyke, BVD

El circuito equivalente para un transductor piezoeléctrico es el mismo modelo empleado para un cristal de cuarzo, conocido como modelo Butterworth Van-Dyke (**BVD**), ver Fig. 6.

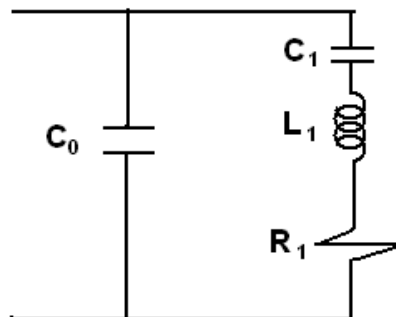


Fig 6. Modelo BVD de un elemento piezocerámico

Donde C_0 , C_1 , L_1 , R_1 son las representaciones eléctricas del capacitor formado por los electrodos y el material piezoeléctrico, las pérdidas por absorción en el material y de conversión de calor, respectivamente [61].

Donde la impedancia total, frecuencias de resonancia y antiresonancia están representadas de la siguiente manera:

$$Z_{out} = \frac{s^2 \frac{1}{C_0} + s \frac{R}{C_0 L_1} + \frac{1}{C_0 C_1 L_1}}{s^3 + s^2 \frac{R}{L_1} + s \frac{C_0 + C_1}{C_0 C_1 L_1}} \quad 2.32$$

$$f_r = \frac{1}{2\pi \sqrt{C_1 L_1}} \quad f_a = \frac{1}{2\pi \sqrt{\frac{C_0 + C_1}{L_1 C_0 C_1}}} \quad 2.33$$

De igual forma, las principales constantes del material piezoeléctrico quedan en función de los elementos del modelo **BVD** con la finalidad de diseñar o determinar de forma teórica los valores de los elementos eléctricos y con ello la magnitud de la impedancia en función de la frecuencia, conociendo el tipo de material PZT y C_0 [62].

$$C_0 = \frac{f_s^2}{f_a^2 - f_s^2} = \epsilon_0 \frac{A}{d} \quad 2.34$$

$$k = \sqrt{1 - \frac{f_s^2}{f_a^2}} = \frac{C_1}{C_0 + C_1} \quad 2.35$$

$$Q_m = \frac{f_s^2}{BW} = \frac{2\pi f_s L}{R} = \frac{1}{2\pi f_s C R} \quad 2.36$$

$$Q_e = 2\pi f_s C_0 R \quad 2.37$$

$$Q_e Q_m = \frac{C_0}{C_1} = \frac{1 - k^2}{k^2} \quad 2.38$$

Graficando la impedancia en función de la frecuencia se obtiene una curva ideal del comportamiento del piezoeléctrico. Pero dado que el piezoeléctrico posee varias geometrías (anexo B tabla 3), los transductores presentan modos de vibración parásitos, por lo que el modelo **BVD** es solo válido cerca de las frecuencias de resonancia y antiresonancia.

MODEO KLM

El modelo **BVD** no considera la geometría del transductor, el espesor de los electrodos, el medio de emisión y capas adicionales que tengan como función atenuar los modos de vibración del material de soporte. Para tomar en cuenta los parámetros anteriores surge el modelo **KLM** que proporciona los modos de vibración radiales, volumétricos, etc. Fig. 7, [63].

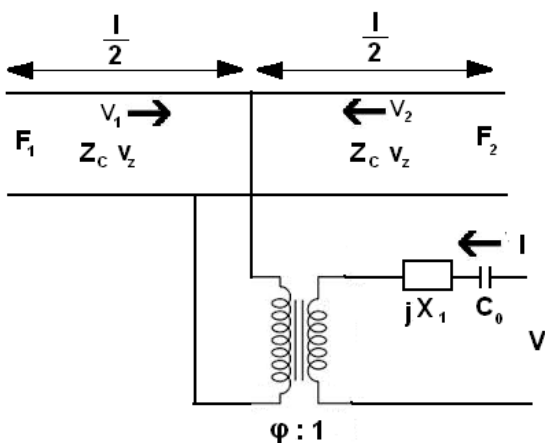


Fig 7. Circuito equivalente KLM en modo de grosor [62].

El modelo bajo la teoría de redes eléctricas, considera al piezoeléctrico como un dispositivo de tres accesos. El desarrollo completo del modelo así como la deducción de las ecuaciones, se describen en Sergio N [64]. Las ecuaciones del modelo KLM son las siguientes:

$$F_1 = \frac{Z_c}{j} \frac{v_1}{\tan(kl)} + \frac{v_2}{\text{sen}(kl)} + \frac{h_{33}l}{j\omega} \quad 2.39$$

$$F_2 = \frac{Z_c}{j} \frac{v_1}{\text{sen}(kl)} + \frac{v_2}{\tan(kl)} + \frac{h_{33}l}{j\omega} \quad 2.40$$

$$V = \frac{h_{33}}{j\omega} v_1 + v_2 + \frac{U}{j\omega \epsilon_{33}^s A} \quad 2.41$$

Donde $Z_c = \rho v_z A$, $k = \frac{\omega}{v_z}$, $v_z = \frac{c_{33}^D}{\rho}$, Z_c es la impedancia acústica del piezoeléctrico, k es el número de onda, v_z es la velocidad de la onda de sonido en el piezoeléctrico, $\omega = 2\pi f$ es la frecuencia circular, ρ es la densidad del material piezoeléctrico, l y A son la longitud y el área del piezoeléctrico, c_{33}^D es el coeficiente elástico del material, h_{33} es la constante piezoeléctrica, ϵ_{33}^s constante dieléctrica relativa. El valor de las constantes así como las densidades reportadas se encuentran en el apéndice A tabla 2.

$$C_0 = \frac{\epsilon_{33}^s A}{l} \quad 2.42$$

$$\phi = \frac{\omega Z_c}{2h_{33}} \frac{1}{\text{sen} \frac{l\omega}{2v_z}} \quad 2.43$$

$$X_1 = Z_c \frac{h_{33}}{\omega Z_c}^2 \text{sen} \frac{l\omega}{v_z} \quad 2.44$$

Las ecuaciones anteriores modelan solo las características del material piezoeléctrico. Para tener un modelo completo del cerámico, se debe tener en cuenta los electrodos, material de soporte, medios de propagación, así (ver Fig. 8.) [65].

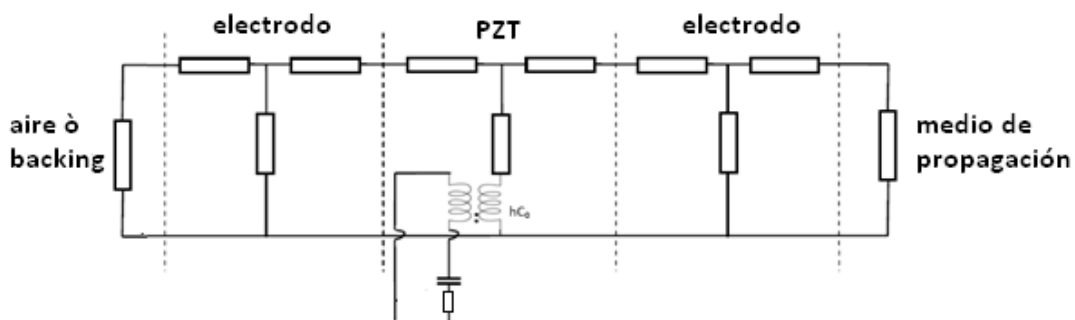


Fig 8. Circuito equivalente de un transductor piezoeléctrico.

Debido a la gran cantidad de elementos que se adicionan al transductor, el método adecuado para obtener la impedancia total, es convertir cada capa en un bloque cuadripolar en serie, así la impedancia total es la multiplicación de todas las matrices correspondiente a cada elemento del transductor, así:

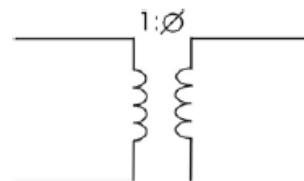
a) La matriz correspondiente a la impedancia de entrada al transformador es:

$$ABCD_1 = \begin{matrix} 1 & jX_1 + \frac{1}{j\omega C_0} \\ 0 & 1 \end{matrix}$$



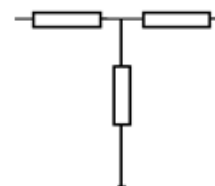
b) La matriz correspondiente al transformador:

$$ABCD_1 = \begin{matrix} \phi & 0 \\ 0 & \frac{1}{\phi} \end{matrix}$$



c) Los electrodos y materiales piezoeléctricos se modelan de la misma forma, como muestra la Fig.8. Razón por la cual sus matrices es de la forma siguiente:

$$ABCD_1 = \begin{matrix} \cos(kl) & jZ_c \\ \frac{j}{z_c} \text{sen}(kl) & \cos(kl) \end{matrix}$$



Donde Z_c , k , l , son distintos para electrodos, **PZT** o cualquier otro material.

El medio de propagación y el material de soporte se consideran cargas y se modelan mediante su impedancia acústica.

$$Z = v_m \rho_m \tag{2.45}$$

Donde v_m es la velocidad de propagación de la onda en el material y ρ_m es su densidad. El método de cuadripolos empleado para simplificar el modelo **KLM** no se utiliza en un circuito de tres nodos, por lo cual la impedancia de alguno de los nodos que consta de electrodo ya sea el material **PZT**, material de soporte y el medio de propagación, deben ser reducidos a una impedancia equivalente como:

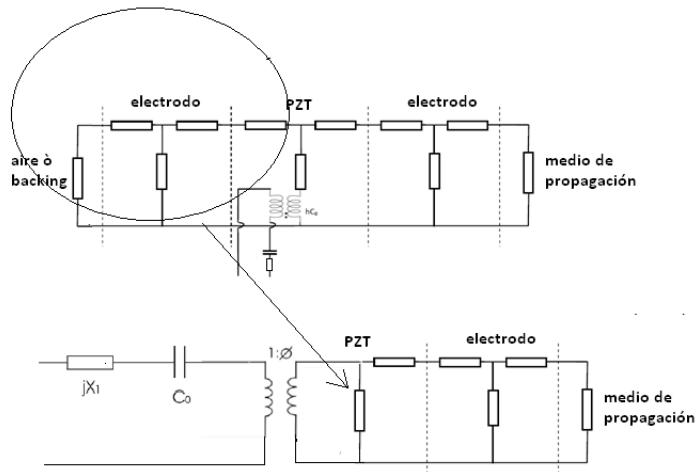


Fig 9. Reducción de la línea de transmisión.

Donde

$$Z_{eq} = \frac{Z_1 A + B}{Z_1 C + D} \quad 2.46$$

Siendo

$$\begin{matrix} A & B \\ C & D \end{matrix} = \begin{matrix} \cos(kl) & jZ_c \\ \frac{j}{Z_c} \text{sen}(kl) & \cos(kl) \end{matrix} \begin{matrix} \text{electrodo} \\ \text{PZT} \end{matrix}$$

Z_1 es la impedancia acústica del material de soporte, el cual se deduce mediante teoría de bipuertos y se obtiene:

$$ABCD_{Z_1} = \begin{matrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{Z_{eq}} & 1 \end{matrix} \quad 2.47$$

Finalmente para obtener la impedancia total se deben multiplicar todas las matrices obtenidas desde la entrada hacia el medio de propagación como se muestra a continuación.

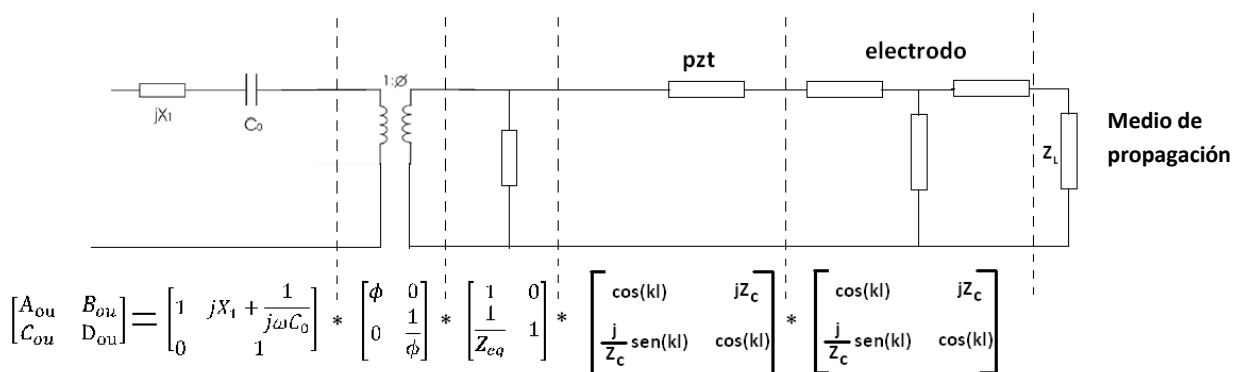


Fig 10. Representación de cada capa en el piezoeléctrico como una matriz de impedancias.

La impedancia total considera la impedancia acústica del medio donde se emite.

$$Z_{ou} = \frac{Z_L A_{ou} + B_{ou}}{Z_L C_{ou} + D_{ou}} \quad 2.48$$

Al momento de polarizar los transductores es importante tomar en cuenta la resistencia de salida de la fuente de poder y del circuito sintonizador, así la función de transferencia de emisión es el divisor de voltaje formado por la impedancia de salida Z_{ou} y la impedancia de la fuente RE [66].

$$\frac{V_{out}}{V_{in}} = \frac{Z_L A_{ou} + B_{ou}}{Z_L A_{ou} + B_{ou} + RE(Z_L C_{ou} + D_{ou})} \quad 2.49$$

2.4 Observaciones de capítulo

De acuerdo al modelo (**RPA**), después de retirar la onda acústica con ciertas características de amplitud y frecuencia, el agente de contraste presenta oscilaciones después de retirar la excitación debido a la inercia.

El modelo **RPA** lineal es una ecuación diferencial de segundo grado similar al de un oscilador forzado con amortiguamiento. De cuya solución general se obtiene una expresión para conocer la frecuencia de resonancia con la cual se consigue la máxima velocidad y amplitud de oscilaciones de la **MB**. Por lo que al trabajar a esta frecuencia se garantiza un máximo aprovechamiento de la energía para una mínima presión aplicada.

Dado que el manejo de agentes de contraste se hace a altas frecuencias y altas potencias con el fin de caracterizarlos o detectarlos. Es necesario contar con transductores en el intervalo de MHz.

Por lo anterior, se presentaron los modelos más usados en el diseño de transductores piezoeléctricos, así como las características de los distintos materiales utilizados, sus equivalencias respecto a los principales fabricantes de cerámicas y las geometrías comercializadas.

CAPÍTULO 3

MODELADO Y SIMULACIÓN

En este capítulo se desarrollan simulaciones del comportamiento dinámico de una microburbuja (**MB**). Primeramente, se modela la evolución temporal de una **MB** de aire inmersa en 1-2 propanodiol mediante el modelo de Rayleigh-Plesset (**RP**), con la finalidad de comparar su comportamiento con una **MB** inmersa en agua, usando Matlab. Posteriormente, se simula el comportamiento de una **MB** con membrana mediante el modelo lineal de Rayleigh-Plesset para agentes de contraste (**RPA**). Finalmente, se diseña y simula una cerámica piezoeléctrica para trabajar a altas frecuencia y alta potencia.

3.1 Modelo de Rayleigh-Plesset

Los modelos fueron resueltos numéricamente usando MATLAB (Versión R2012a), específicamente las rutinas (ode45 y ode15), ver Anexo B.

Los valores de los parámetros para el 1,2 propanodiol (Velocidad del sonido y tensión superficial) fueron los usados por Ibrahim S. Khattan [67], la viscosidad en función de la temperatura fue estimada experimentalmente en el laboratorio de pruebas no destructivas y puede ser consultada en el Anexo F.

En el caso de la membrana de la **MB** se utilizaron los valores proporcionados por la empresa bioCSL para agentes de contraste de albumina en su página de internet www.cslbiotherapies.com.au (Tabla 4).

Tabla 4. Propiedades físicas del 1-2 propanodiol, agua y la membrana de la MB empleados en las simulaciones.

Parámetro	Valores	Descripción
1-2 Propanodiol		
ρ	1036 kg m ³	Densidad
c	1658 m s	Velocidad del sonido
σ	0.0426 N m	Tensión superficial
μ	0.050 Pa·s	Viscosidad
Albumina		
κ	0.5 Pa·s	Viscosidad
χ	0.93 N m	Modulo elástico
R_0	4 μm	Radio
Agua		
ρ	1000 kg m ³	Densidad
c	1480 m s	Velocidad del sonido
σ	0.072 N m	Tensión superficial
μ	0.001 Pa·s	Viscosidad

La ecuación diferencial de **RP** (2.23) se resuelve para una **MB** inmersa en agua y 1,2propanodiol, utilizando como parámetros $R_0 = 4 \mu\text{m}$ (radio inicial de agentes de contraste comerciales), la presión atmosférica de la ciudad de México ($P_0 = 0.78 \times 10^5 \text{ Pa}$) y un índice politrópico $\gamma = 1$. Para emular el pulso acústico se aplican Pulsos Hanning (0.02, 0.5, 2 MHz, 5 ciclos, 0.1 MPa,) dado que esta curva posee bandas laterales estrechas en el espectro de frecuencia, con baja amplitud y de caída suave y es simple identificar una respuesta no lineal con el surgimiento de armónicos a la frecuencia de emisión, ver Fig. 11.

Las simulaciones siguientes tienen el objetivo de mostrar como la respuesta de una **MB** se ve influenciada por la frecuencia de la onda de excitación.

A frecuencias cercanas a la resonancia (500 KHz), la amplitud del radio de **MB** de propanodiol y agua son mayores.

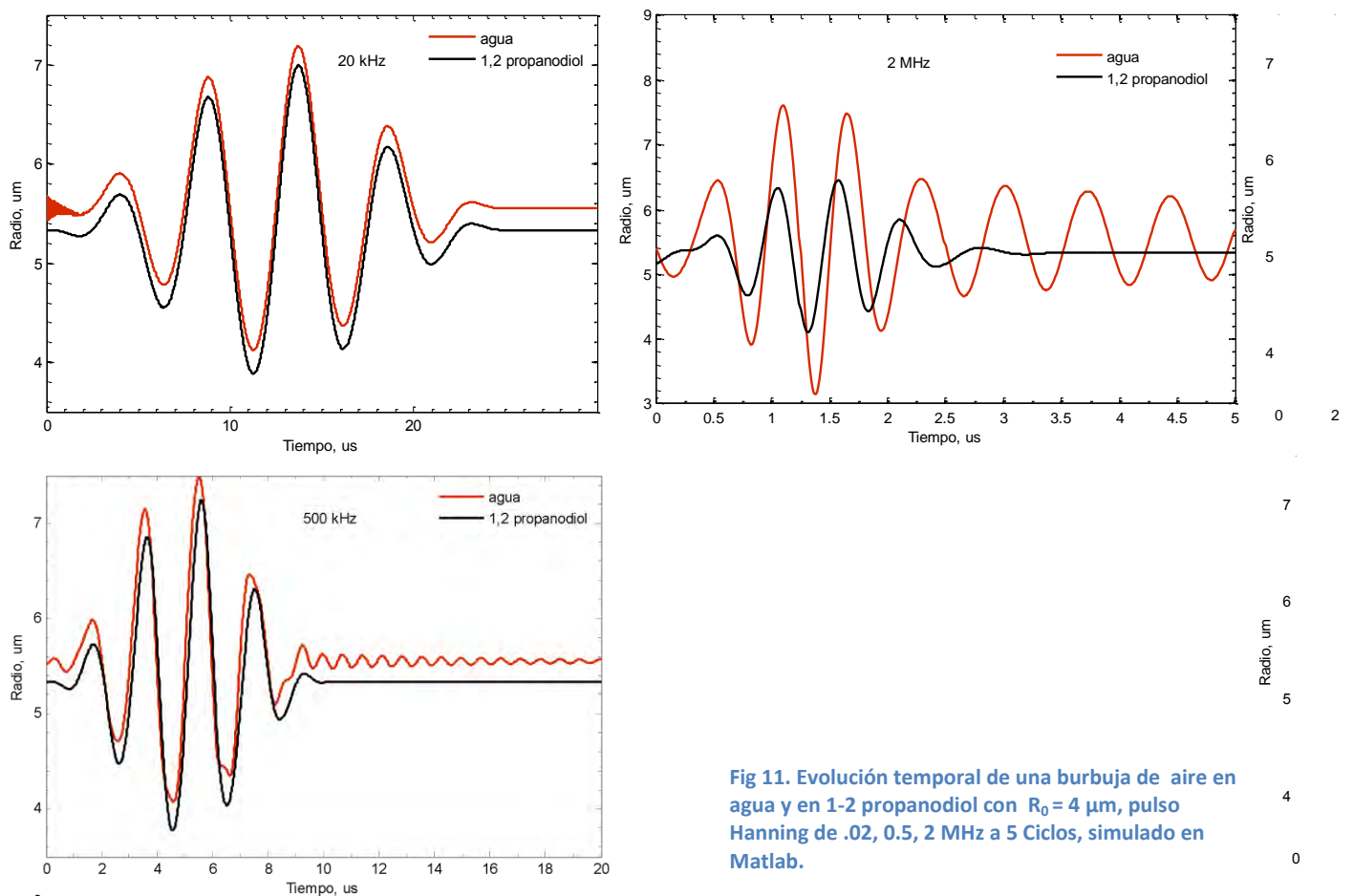


Fig 11. Evolución temporal de una burbuja de aire en agua y en 1-2 propanodiol con $R_0 = 4 \mu\text{m}$, pulso Hanning de .02, 0.5, 2 MHz a 5 Ciclos, simulado en Matlab.

En las gráficas de la Fig. 11 se despliega el comportamiento del radio de la burbuja en función del tiempo y de la frecuencia de excitación. Se observa que al incrementar la frecuencia, la amplitud de las oscilaciones para las **MBs** en tienden a incrementarse, esto se debe principalmente a la diferencia en viscosidades, por lo que en la sección siguiente se calculan la frecuencia de resonancia de un agente de contraste inmerso en 1,2 propanodiol considerando las propiedades físicas de la Tabla 4.

De lo anterior, se resume que debido a la importante influencia de la viscosidad y la frecuencia en el comportamiento dinámico de una **MB**, se debe trabajar a frecuencias en las cuales las

oscilaciones radiales de la microburbuja con membrana se vean solo limitadas por el amortiguamiento del fluido y su membrana.

3.2 Modelo de Rayleigh-Plesset para agentes de contraste.

El modelo lineal para agentes de contraste (2.23) expuesto en el capítulo dos permite la simplificación de la ecuación a una expresión de un sistema forzado y amortiguado ($x + \beta x + \omega_0^2 x = Af(t)$) en donde las oscilaciones radiales de la **MB** están en función del tiempo y son amortiguadas por la viscosidad el fluido.

La teoría de la dinámica de sistemas físicos explica que el segundo término de la ecuación diferencial de un sistema forzado y amortiguado está definido por el factor de amortiguamiento β y por el tercer término, la frecuencia de resonancia ω_0^2 , a la cual se obtiene máxima transferencia de energía; lo cual se ve reflejado en oscilaciones de la **MB** con mayor amplitud al igual que en los picos de presión emitidos por la burbuja, ver tabla 2 del capítulo 2.

En la Fig. 12 se grafica la frecuencia ω_0 en función del R_0 usando el modelo lineal **RPA** con la finalidad de obtener la frecuencia de resonancia de una **MB** usando los parámetros de la Tabla 4.

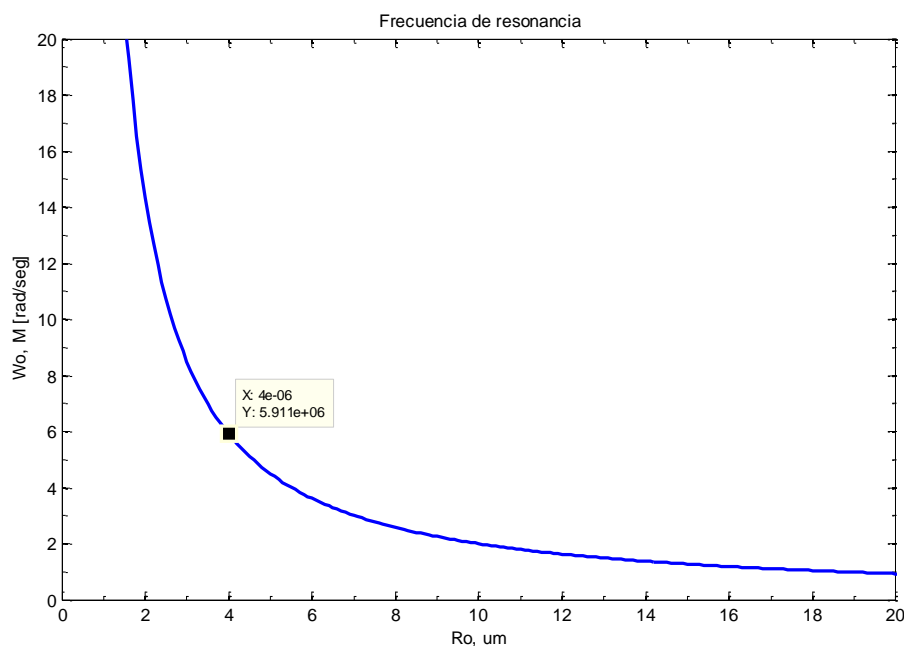


Fig 12. Frecuencia de resonancia de una MB como una función del radio inicial usando la ecuación Rayleigh-Plesset.

Se observa que a radios cada vez menores es necesario aplicar frecuencias altas para alcanzar las frecuencias de resonancia de las **MBs**.

Teóricamente, se obtiene una frecuencia de resonancia de 5.91 M[rad/s], para alcanzar máxima amplitud de oscilaciones de una **MB** con membrana.

En la Fig.13 se representa la amplitud de las oscilaciones de una **MB** con membrana en función de la frecuencia e inmersa en agua y 1-2 propanodiol, empleando las propiedades de la tabla 4. En donde se observa cómo se afecta la evolución del radio de la **MB** con la viscosidad.

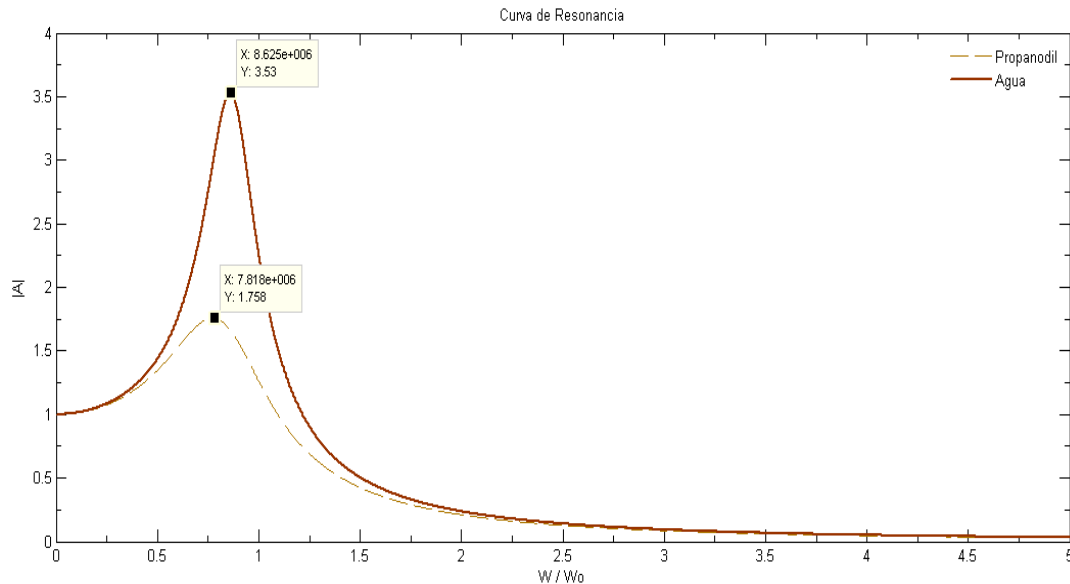


Fig 13. Amplitud de oscilación para una MB de 4 μm en 1-2 propanodiol y agua.

Se presentan amplitudes mayores para la **MB** inmersa en agua que para la **MB** inmersa en 1,2 propanodiol a frecuencias $\approx 1\text{MHz}$. Lo cual indica que la **MB** inmersa en agua alcanza diámetros 2 veces mayores a la **MB** inmersa en 1,2 propanodiol. Esto significa que se necesitan mayores presiones acústicas para romper agentes de contraste con membrana.

3.3 Respuesta a un pulso senoidal

La respuesta se simula empleando la ecuación (2.22) para valores de $R_0= 4 \mu\text{m}$, $f= 20 \text{ KHz}$ y 1 MHz , con una duración del pulso senoidal de $1 \mu\text{s}$ y 1 s a presiones de $0.1, 1$ y 2 MPa .

Para la identificación de armónicos superiores se empleó un pulso senoidal, pues sus bandas laterales decaen suavemente respecto a la magnitud (de igual forma que el pulso Hanning).

En la Fig. 14 se despliega la respuesta de una **MB** aplicando un pulso senoidal de 20 KHz , 1 s y 0.1 MPa donde se aprecia un comportamiento periódico en la evolución del radio de la burbuja en agua y 1, 2 propanodiol, por lo que las simulaciones siguientes se harán para un solo ciclo de la onda acústica.

De igual forma, se aprecian oscilaciones en el comportamiento de la burbuja en agua posterior a su radio máximo mientras que en propanodiol no. Esto debido a que el segundo líquido se opone mayormente a la oscilación de la burbuja, lo anterior nos indica que se tiene que incrementar la presión acústica a fin de observar dichas oscilaciones.

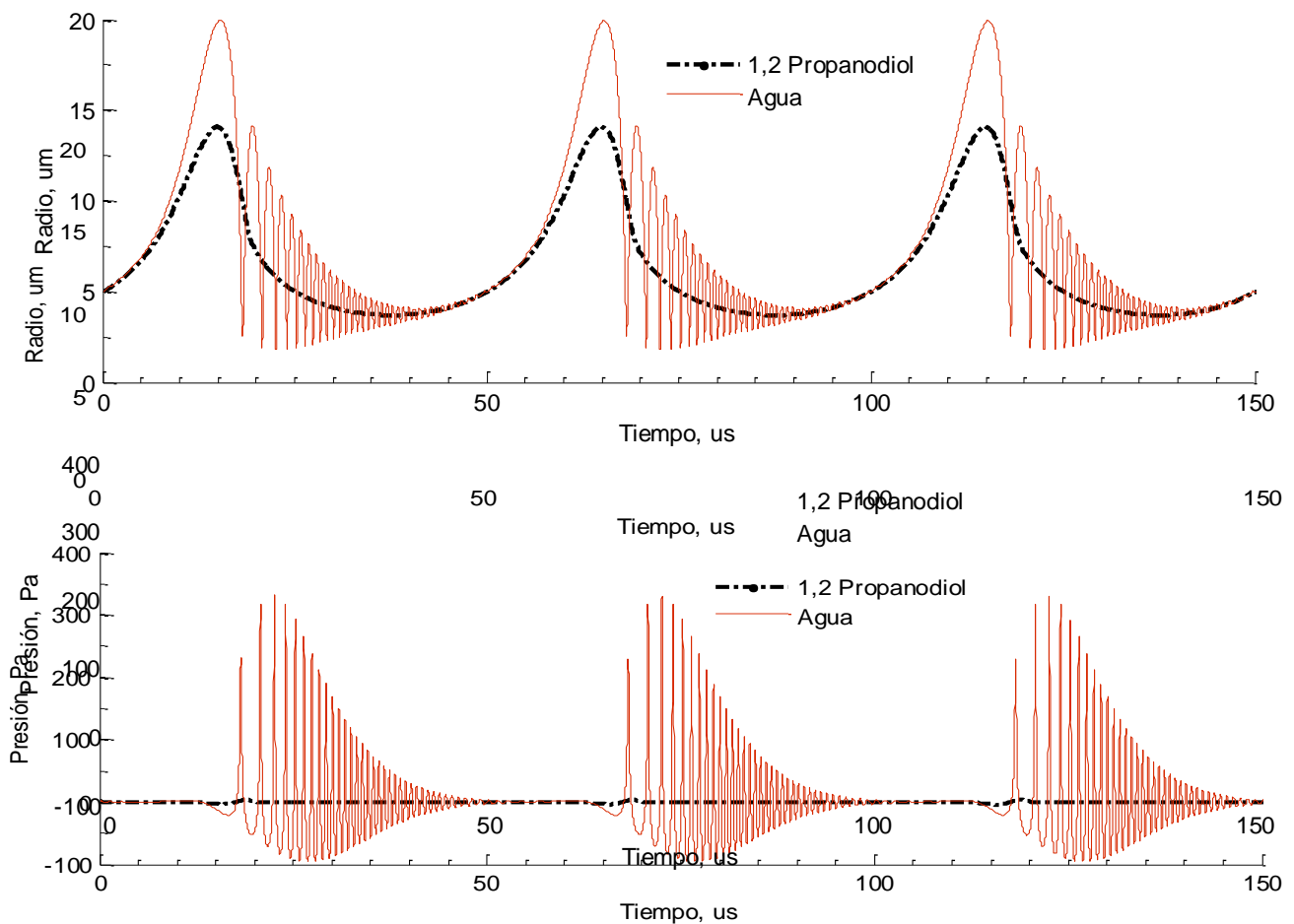


Fig 14. Simulación del radio en función del tiempo y presión radiada para una MB en 1-2 propanodiol $R_0=4\mu\text{m}$, 20 KHz, 1 s y 100 KPa.

Por otra parte, la presión radiada por la **MB** en 1,2 propanodiol tiene menor amplitud que en agua. Como se observa en los gráficos siguientes (Fig. 15) a 1 MPa el radio máximo al momento de la expansión de la burbuja en agua es mayor que en 1,2 propanodiol; existe una diferencia de $3\ \mu\text{m}$ entre sus máximos al momento de expandirse la **MB** y una separación entre los radios mínimos de $0.2\ \mu\text{s}$.

La presión radiada por la **MB** en agua se simula a 3 cm de distancia y muestra un pico de presión al momento del colapso, 1.13 veces mayor al de 1,2 propanodiol. Además presenta sucesivos picos de presión que disminuyen un orden de magnitud conforme transcurre el tiempo. Lo anterior debido a oscilaciones en la burbuja después de haber concluido el pulso de excitación, las cuales no aparecen en la simulación con 1,2 propanodiol.

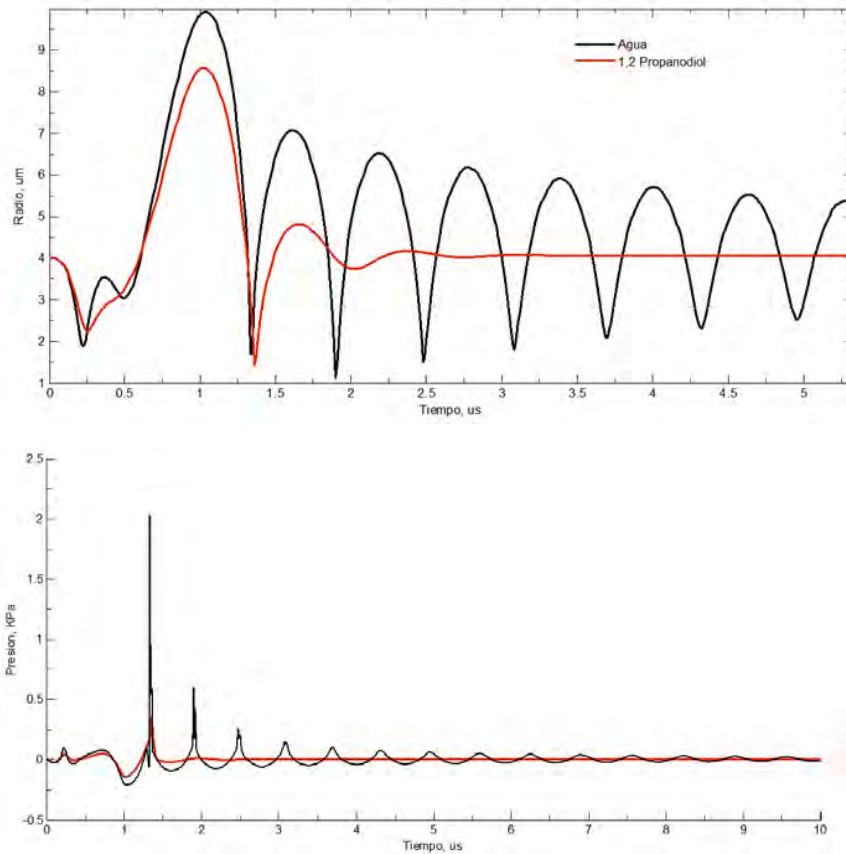


Fig 15. Simulación de radio en función del tiempo y presión radiada en función del tiempo a tres centímetros de distancia para una MB de albumina en 1-2 propanodiol y agua $R_0=4\mu\text{m}$, 1Mhz , 1 MPa.

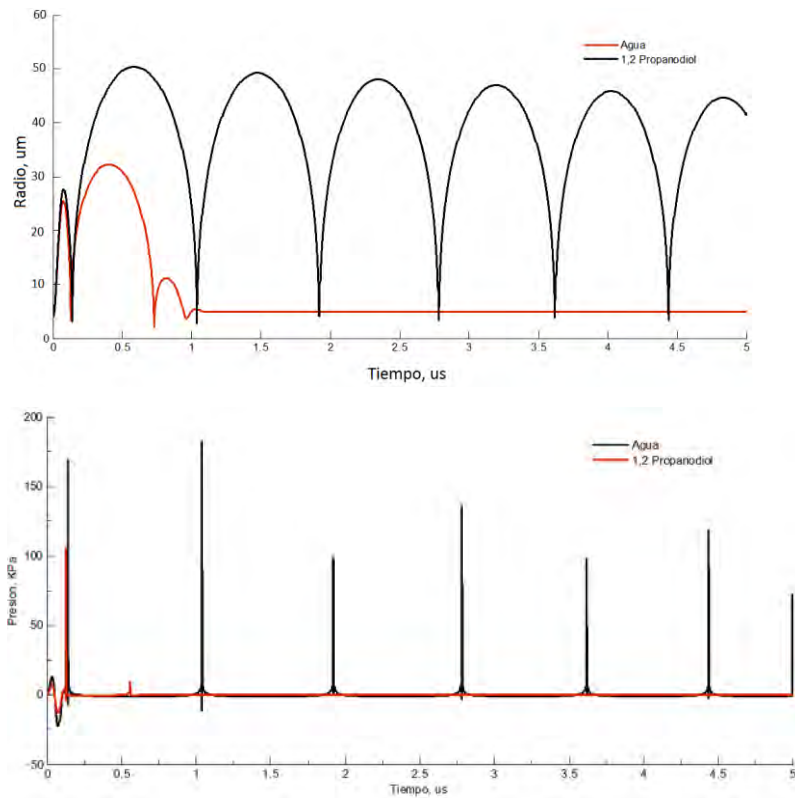


Fig 16. Simulación de radio en función del tiempo (A) y (B) presión radiada a tres centímetros de distancia para una MB de albumina en 1,2 propanodiol $R_0=4\mu\text{m}$, 1Mhz , 1 ciclos y 4 MPa.

Como se observa en la Fig. 16, con una presión de 4 MPa se hacen presentes rebotes en la MB sumergida en 1,2 propanodiol que se desplazan a tiempos mayores conforme se aumenta la presión acústica. Lo anterior es un indicador de que al romperse la membrana de algún agente de contraste en este medio, se presenta, por lo menos un pico de presión en un intervalo de $0.5\mu s$ a tiempos mayores, dependiendo de las características de temperatura y presión.

3.4 Diseño y simulación de cerámica piezoeléctrica

Se implementa en Matlab las ecuaciones del modelo BVD para un piezoeléctrico del tipo PZT 4 a frecuencia de resonancia 12 MHz y potencia de 100 W.

En las especificaciones del apéndice A, $Q_m = 500$, $Q_E = 0.004$, y utilizando la ecuación 2.38 se obtiene $k = 0.577$

A una frecuencia de 12 MHz en modo espesor (anexo B)

$$f = \frac{N}{l} = \frac{2030}{l} = 12 \times 10^6 \text{ Hz}$$

$$l = \frac{2030 \text{ Hz m}}{12 \times 10^6 \text{ Hz}} = 0.169 \text{ mm}$$

Utilizando un diámetro comercial de 1.5 cm ò un área de $176.71\mu m^2$

$$C_0 = \epsilon \epsilon_0 \frac{A}{d} = 1300 * 8.85 \times 10^{-12} \frac{176.71\mu m^2}{0.169 \text{ mm}} = 12 \text{ nF}$$

Empleando nuevamente la ecuación 2.38 en términos de las capacitancias del piezoeléctrico y los factores de calidad.

$$C_1 = \frac{C_0}{Q_e Q_m} = \frac{12 \text{ nF}}{2} = 6 \text{ nF}$$

Empleando la ecuación 2.33

$$L = \frac{1}{\omega_r^2 C_1} = \frac{1}{2\pi \cdot 12 \times 10^6 \cdot (6 \times 10^{-9})} = 29 \text{ nH}$$

Para obtener la resistencia del piezoeléctrico utilizamos la ecuación (2.37)

$$R = \frac{Q_e}{C_0 \omega_r} = \frac{0.004}{12 \text{ nF} \cdot (75.4 \text{ M} \frac{\text{rad}}{\text{s}})} = 4.42 \text{ m}\Omega$$

La evolución de la impedancia respecto a la frecuencia se muestra en la Fig.17. La finalidad de obtener esta respuesta ideal es para comprobar que el piezocerámico con la geometría anterior cumple con una frecuencia de 12 MHz y la potencia de 100 W. En ceramics Piezoelectric [56] la energía máxima que soporta un Piezoeléctrico con AC de 1000 Vrms es el siguiente.

$$W = \omega V^2 C Q_E = 75.4 \times 10^6 \cdot 1000^2 \cdot 6nF \cdot 0.004 = 1.81 k \frac{W}{\text{ciclo}}$$

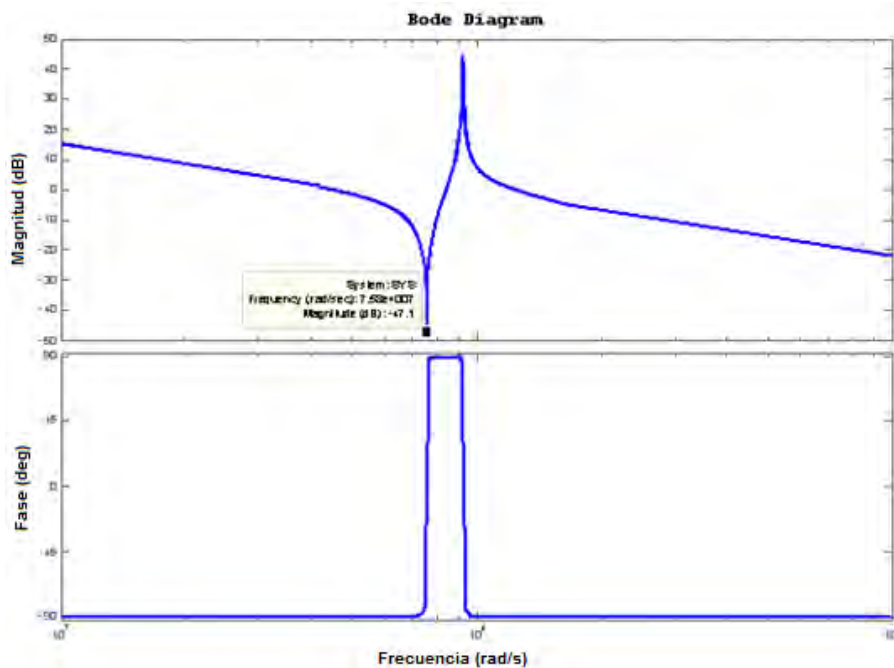


Fig 17. Diagrama de bode de piezoeléctrico

Teniendo como datos el área y espesor del piezoeléctrico para 12 MHz y corroborando con el modelo ideal. Se programa el modelo **KLM** para observar a que frecuencias se harán presentes los modos radiales de oscilación que pueden afectar la respuesta de salida (ver anexo C).

El modelo permite conocer la eficiencia del material de amortiguamiento.

Para el primer caso se simulara la cerámica sin material de soporte y con medio de propagación de aire. Los cálculos se grafican a continuación.

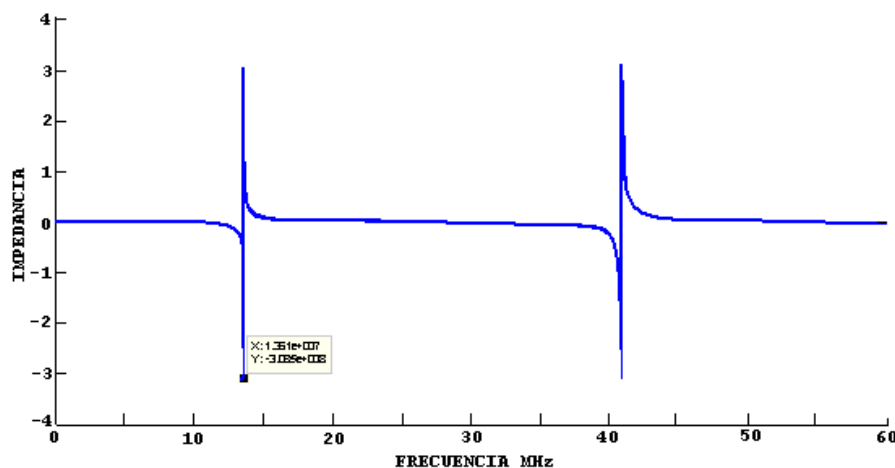


Fig 18. Curva de impedancia de una cerámica piezoeléctrica PZT-4 de 12MHz sin material de soporte

Como se observa en la Fig. 18 el modo que nos interesa se encuentra a 13.61 MHz y no a 12MHz como estaba calculado inicialmente, además de mostrar un modo más haya de 40 MHz.

Si agregamos un material de soporte de baquelita el cual ofrece amortiguamiento para modos radiales como describe Rubio [65], y se obtiene la curva mostrada a continuación.

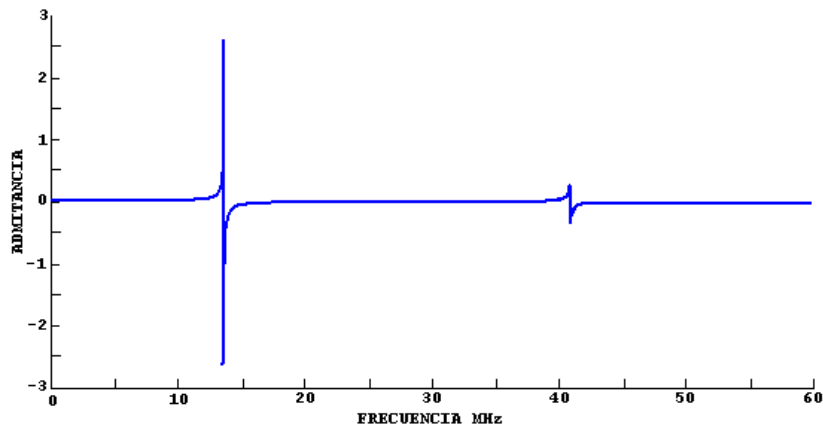


Fig 19. Curva de impedancia de una cerámica piezoeléctrica PZT-4 de 12MHz con material de soporte

Los cálculos y gráficos para un cerámico tipo disco que oscila en modo axial como se muestra en la Fig. 19.



Fig 20. Piezocerámico tipo disco

Esta clase de cerámico se utiliza como micrófono o para emitir ondas acústicas de alta potencia en modo axial y surgen modos parásitos radiales después de la respuesta principal. Al utilizar alguna otra geometría como la de un anillo, los modos radiales se harán presentes antes del modo axial [66].

3.5 Observaciones de capítulo

Las simulaciones muestran que el comportamiento dinámico de una **MB** inmersa en agua y propanodiol son semejantes, pero debido a la alta viscosidad y a la membrana de la burbuja como indica el factor de amortiguamiento β , es necesario excitar con presiones mayores a 1 MPa para tener una ligera variación en el radio de la MB, y mayores 5 MPa para detectar las señales de post-excitación.

Mediante la representación lineal del modelo **RPA** se obtuvo la frecuencia de resonancia de 1 MHz a la cual se alcanza la máxima amplitud de oscilaciones de la **MB** de albúmina inmersa en 1,2 propanodiol.

Se diseñó mediante el modelo **KLM** una cerámica piezoeléctrica de Titanato de Zirconato Plomo con frecuencia de resonancia en 12 MHz. Obteniendo una frecuencia parásita mayor a 40 MHz que se atenúa colocando un material de soporte de baquelita.

CAPÍTULO 4

ARREGLO EXPERIMENTAL

Se realiza una descripción de los sistemas implementados para seguir el comportamiento dinámico de un clúster de microburbujas (MB) inmersa en 1,2 propanodiol excitado a frecuencias ultrasónicas para emular el comportamiento de un agente de contraste.

Primeramente, se describen las implementaciones auxiliares que constan del sistema de desgasificación y el acoplamiento de impedancias, se enlistan los materiales y el equipo necesario para su construcción. Se explica en forma general los ajustes, calibración, pruebas de funcionamiento y se anexan los planos de construcción.

Posteriormente, se detalla la metodología aplicada para la adquisición de señales provenientes de los transductores y sensores. Se describen las corridas experimentales y se muestran las gráficas de caracterización.

4.1 Preparación del experimento

Sistema de desgasificación

Tiene como función reducir la cantidad de gas disuelto en el fluido, lo que minimiza el número de MBs generadas por el campo acústico y que interfieren con las señales provenientes de las mismas [67-69]. Los líquidos se desgasifican ya sea por ebullición o mediante vacío, siendo este último la opción más viable ya que se controla de la cantidad de gas extraído sin la necesidad de tener que enfriar el fluido posteriormente [70].

Para reducir la cantidad de gas disuelto en el líquido se utilizó el sistema que se esquematiza a continuación:

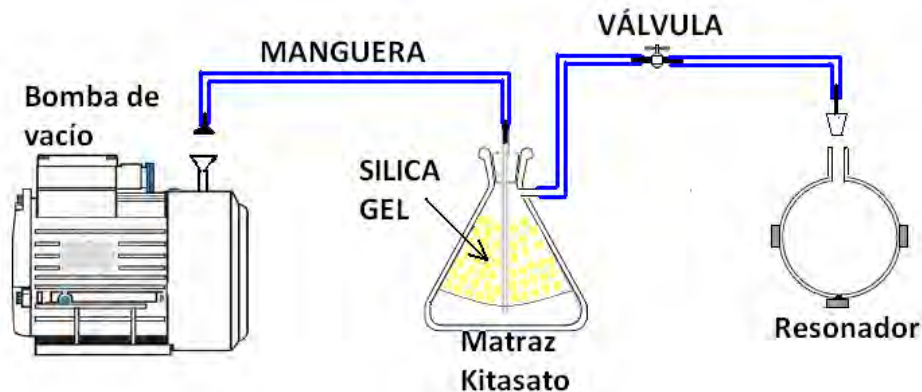


Fig 21. Arreglo utilizado para controlar la cantidad de gas disuelto en el fluido.

El cual consta de una bomba de vacío de 3/4 HP de la marca Alcatel conectada mediante una manguera Parker Parflex (U ½, 125 PSI) de 8 m de longitud, que llega a una trampa de agua mediante un tapón de caucho que sella un matraz Kitazato de 500 ml marca Brand.

Además el matraz contiene perlas de sílice gel dentro de una pieza de hule espuma, que absorbe la vaporización del líquido para proteger la bomba de vacío. La salida lateral del matraz se conecta por manguera al recipiente donde está contenido el líquido a desgasificar. Todas las conexiones son cubiertas con sellador para vacío.

Acoplamiento de impedancia

La parte capacitiva de los piezoeléctricos de emisión, Sonotrodo VC505 (marca Sonotronics) así como el transductor de 1 MHz (marca Olympus) se compensan mediante un inductor variable, de manera que se tenga un circuito resonante RCL, donde la frecuencia de resonancia eléctrica iguala la frecuencia de resonancia mecánica que se forma entre la burbuja, el medio líquido y la geometría del recipiente que lo contiene.

El intervalo del inductor es de 5.5 µH (sin núcleo) a 17 µH. Y fue construido con 17 vueltas de alambre magneto calibre 17, cuyas características se muestran en la siguiente tabla.

Tabla 5. Características geométricas y eléctricas de un cable de cobre calibre 17 según la escala AWG

AWG	Diámetro mm	Resistencia Ω/Km	Corriente Permissible A
17	1.150	16.614	<10

El inductor posee un núcleo de trióxido de hierro de 8 cm de longitud y 0.7 cm de diámetro con permeabilidad magnética de 100 H/m.

Las características del inductor como longitud y diámetro se ilustran en la siguiente Imagen.



Fig 22. Dimensiones de la Bobina empleada para el acoplamiento de impedancias

Dado que se trabaja a frecuencias 1 MHz y a una potencia de 100 W impuesta por el amplificador de RF, el inductor es suficiente para conseguir un acople entre la fuente RF y Sonotrodo. Pero en el caso en donde se requiera emplear altas potencias (>100 W) a altas frecuencias (0.001-1 GHz), se utilizan autotransformadores o transformadores de línea de transmisión [71-72].

Sistema confocal

En la Fig. 23 se bosqueja el arreglo confocal de piezoeléctricos, donde los transductores receptores (4) son montados a 90° y sujetados mediante opresores (5) en una pieza de PVC (3) junto con el piezoeléctrico de emisión colocado ya sea en el plano axial (45°) o normal a dicho plano (7). Los transductores de recepción y emisión están fabricados en material PZT con 1 y 1.6 cm de diámetro, respectivamente y operan a frecuencias de hasta 5 MHz y ancho de banda de 1 MHz. Los cuales son preparados para trabajar sumergidos en el líquido.

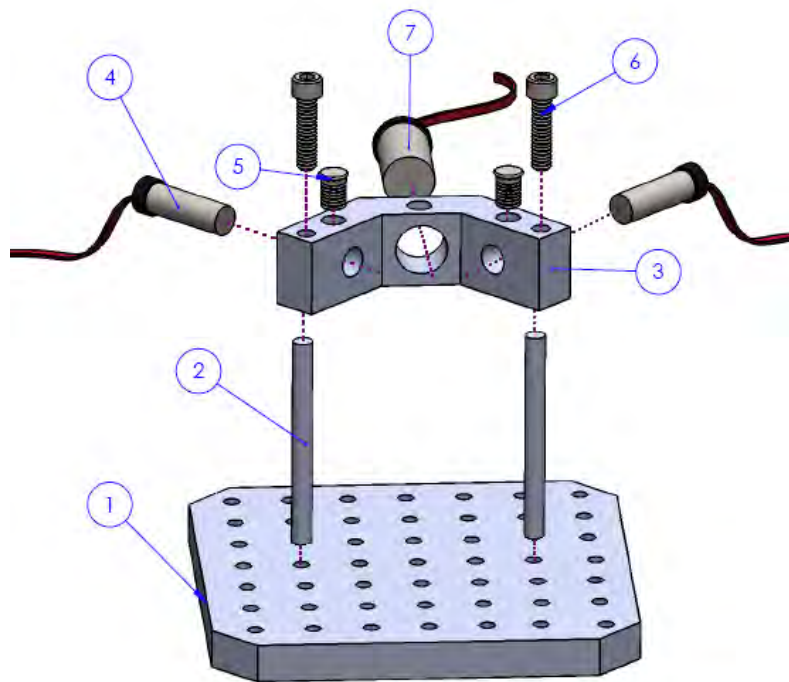


Fig 23. Montaje experimental de los transductores de recepción y emisión en una estructura conformada por una pieza de PVC (3) con soportes (2) y una base de acrílico (1); que forma el soporte para el doble arreglo confocal.

Tornillos tipo Allen de acero inoxidable (6) fijan la pieza de PVC a las varillas de acrílico (2). Las cuales tienen en su extremo inferior un borne roscado para ser atornilladas a una base de acrílico (1) que posee perforaciones roscadas. Los planos de manufactura de la placa de acrílico así como de las varillas y estructura de PVC se describen en el Anexo C.

El arreglo confocal de la Fig.23 se fija dentro de un tanque de acrílico (45 X 45 X 22 cm) que contiene líquido (agua o 1,2 Propanodiol). Posee una zona focal de 3 cm de distancia y un área de 1 cm^2 .

4.2 Montajes experimentales (acústicos y ópticos)

I. USANDO UN SONOTRODO COMO GENERADOR DE BURBUJAS

- a) **Potencia variable y frecuencia constante.** El Sonotrodo es un emisor ultrasónico el cual contiene un piezocerámico tipo PZT 8 centrado en 20 kHz a 500 W con diámetro de 6.4 cm, ver Anexo H. El dispositivo se conecta a su fuente (marca Sonics) con la capacidad de variar el porcentaje de potencia de salida y el tiempo de suministro de energía. El arreglo experimental realizado se despliega en la imagen siguiente:



Fig 24. Arreglo experimental empleando el Sonotrodo como generador de burbujas.

El arreglo confocal se coloca en el centro del tanque de acrílico. Un acercamiento del arreglo se ve en la siguiente imagen:

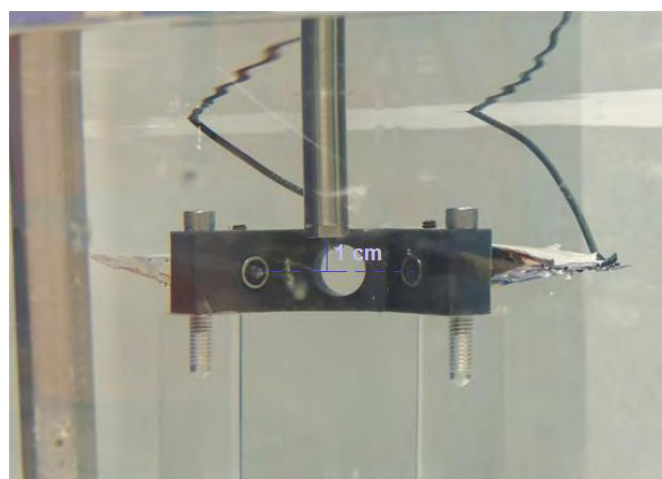


Fig 25. Ajuste de la posición del Sonotrodo con respecto al eje de los transductores.

Del arreglo confocal se adquiere la respuesta acústica de las **MBs**, mediante los transductores de recepción conectados al Osciloscopio LeCroy, ver Anexo I.

Para ajustar las señales, se fija la potencia de salida del emisor y se comparan hasta que coincidan en tiempo, desplazan los transductores. También se emplea el arreglo confocal para determinar el ruido ambiente que se hace presente en el sistema.

b) Potencia variable y frecuencia variable. Se conecta el Sonotrodo a un amplificador RF (ENI 2100L) de 100 W marca E&I (ver Anexo G) mediante el acoplador de impedancias descrito anteriormente. Se conecta un generador de funciones de la marca Agilent (33120A) a la entrada del amplificador RF mediante un cable coaxial de 50 Ω , como se muestra a continuación.



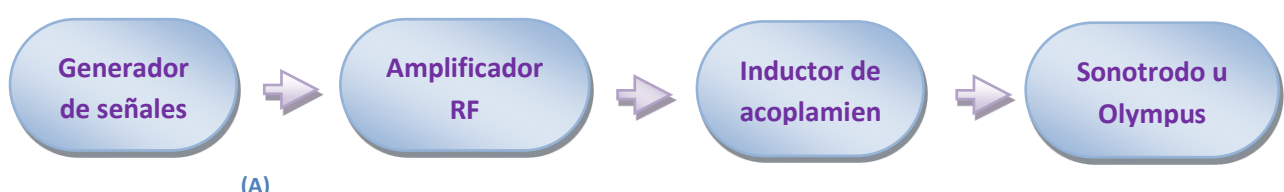
Fig 26. Arreglo experimental empleando el Sonotrodo como emisor de frecuencia variable.

La finalidad de implementar el arreglo experimental es conocer la respuesta de los transductores a un pulso senoidal así como a una onda continua en función de la frecuencia y la potencia de emisión. Se identifican también las señales de reflexión debida a las paredes del tanque de acrílico y la superficie del agua.

II. USANDO UN TRANSDUCTOR DE 10 MHz COMO GENERADOR DE CAMPO ACÚSTICO

La segunda implementación se realiza usando un piezoeléctrico de 1 MHz marca Olympus como emisor. Dicho piezoeléctrico es fabricado en material PZT 4 y soporta potencias de 600 W. El piezocerámico se monta a 45° en la pieza de PVC como se ejemplifica en la Fig. 23. Se emplea el inductor variable para acoplar el amplificador RF y el piezoeléctrico de emisión, ver Fig. 27 A.

En la Fig. 27 B se muestra el arreglo confocal ya montado y sumergido en agua para su caracterización.



(B)

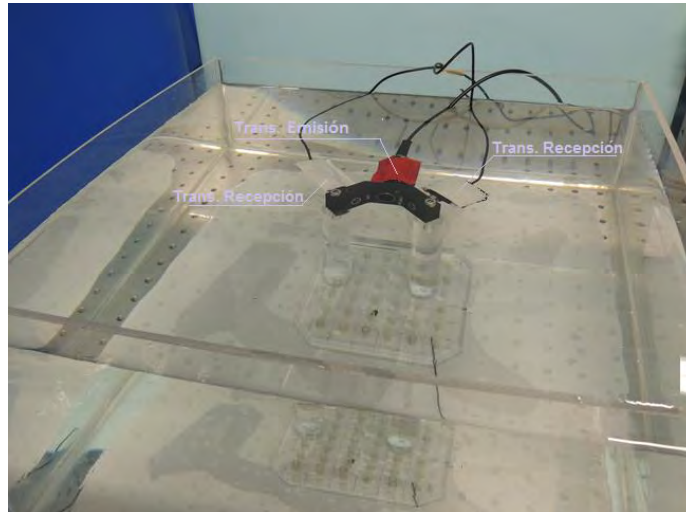


Fig 27. A) diagrama de conexión del equipo utilizado. B) Arreglo experimental empleando el transductor marca Olympus como emisor.

III. USANDO UN PULSO LÁSER COMO GENERADOR DE CAMPO ACÚSTICO Y BURBUJAS

La tercera implementación consta de un pulso láser como generador de burbujas. El láser pulsado es de Nd:YAG de 40 mJ, marca Continuum, modelo MINILITE I con dos longitudes de onda 532 y 1064 nm respectivamente.

Para ello se arma un arreglo a base de espejos con la finalidad de que el pulso láser incida por la parte superior del tanque de acrílico como se muestra en la siguiente imagen.

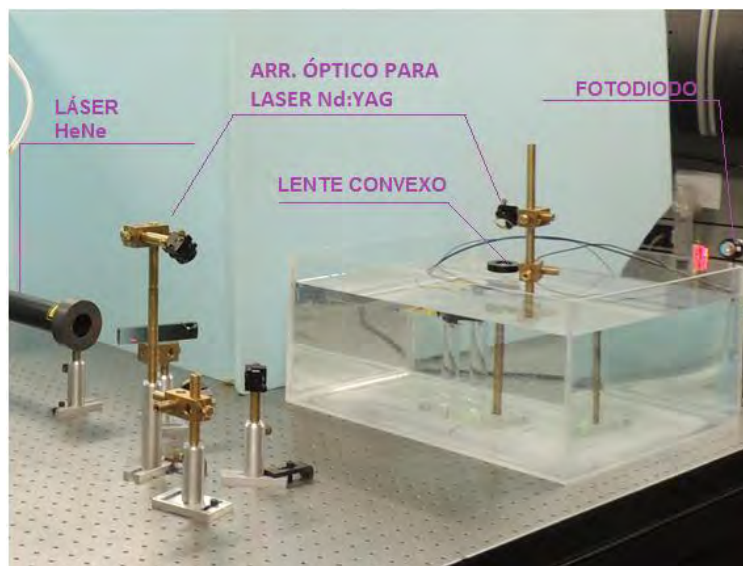


Fig 28. Arreglo experimental usando el láser Nd:YAG como generador de burbujas.

En la Fig. 28 se emplea un lente plano-convexo para enfocar el láser Nd:YAG en la zona focal del arreglo de transductores. Para detectar la onda de choque acústica generada por el pulso láser en la región focal, se emplea un láser de He-Ne usando la técnica de deflectometría. El arreglo óptico consta de 5 espejos y un fotodiodo rápido DET36A, marca TORLABS.

4.3 Metodología de experimentación

La metodología para seguir el comportamiento dinámico de una microburbuja bajo las condiciones de la ciudad de México, presión 78 kPa y temperatura de 21°C, tienen las siguientes etapas:

1. **INSTALACIÓN Y AJUSTE DEL ARREGLO CONFOCAL EN EL TANQUE DE ACRÍLICO.** Esta etapa consiste en ajustar los arreglos experimentales mediante la nivelación en la superficie donde son montados. Además de ajustar los transductores de transmisión, así como los arreglos ópticos a usar.
2. **RESPUESTA DEL ARREGLO CONFOCAL A UN PULSO DE AMPLITUD VARIABLE.** Se aplican pulsos senoidales, variando la potencia suministrada al Sonotrodo de 20-80% con la finalidad de conocer el ruido en los sistemas, las señales de reflexión debidas al tanque de acrílico y a la superficie del fluido y observar las señales provenientes de las **MB**.
3. **RESPUESTA DEL SISTEMA EMPLEANDO SONOTRODO y AMPLIFICADOR RF.** Se realiza un barrido en frecuencia (1-12 MHz, con incrementos de 1 MHz), usando señales senoidales a distinto voltaje (50, 100, 500 mV_{pp}) con el amplificador RF.
4. **DETERMINACIÓN EXPERIMENTAL DE LA FRECUENCIA MÁXIMA DE OPERACIÓN DEL SONOTRODO.** Se caracteriza el sistema en función de la frecuencia, para determinar un intervalo de operación o corrimiento de la frecuencia de resonancia del piezoelectrico.
5. **RESPUESTA DEL SISTEMA A UN PULSO SENOIDAL Y A UNA ONDA CONTINÚA EMPLEANDO EL SONOTRODO.** Para determinar el comportamiento de los arreglos experimentales así como la ventaja e inconvenientes del uso de una onda continua o pulsada.
6. **RESPUESTA DEL SISTEMA A UN PULSO SENOIDAL Y A UNA ONDA CONTINÚA EMPLEANDO EL TRANSDUCTOR OLYMPUS.** Se determina la viabilidad del uso de un transductor de 1 MHz y se analizan las ventajas e inconvenientes con respecto al Sonotrodo y el Láser.
7. **RESPUESTA DEL SISTEMA USANDO UNA PULSO LASÉR COMO GENERADOR DE BURBUJAS.** Se emplea un pulso láser para generar burbujas en la zona focal. Las señales de los transductores son colectadas y analizadas para determinar la presencia de **MBs**.

4.4 Observaciones de Capítulo

En este capítulo, se describe el material y el equipo utilizados para implementar arreglos experimentales con el fin de detectar microburbujas y emular la dinámica de los agentes de contraste.

CAPÍTULO 5

CARACTERIZACIÓN DE LOS SISTEMAS EXPERIMENTALES

En este capítulo se presentan las diversas pruebas realizadas al sistema confocal inmerso, a partir de las cuales se realizan mediciones del ruido, se identifican señales de reflexión debidos a las superficies y se adquieren las respuestas debidas a un pulso senoidal y a una onda continua.

RESPUESTA DEL ARREGLO CONFOCAL A UN PULSO DE AMPLITUD VARIABLE. La respuesta de los sistemas adquieren utilizando 40 L de agua a 21°C en un horario de las 8 am a 10:30 am donde se considera que el ruido ambiental es menor. El Sonotrodo como emisor aplica pulsos senoidales de 20 KHz con ancho de 1s y potencias del 20% a 80% (100-400 W) con incrementos del 10%.

En cada medición se mantuvo a los transductores libres de la presencia de burbujas en sus superficies ya que se observó que atenúan la señal que llega a ellos.

En las gráficas siguientes se despliegan las señales adquiridas por ambos transductores de recepción.

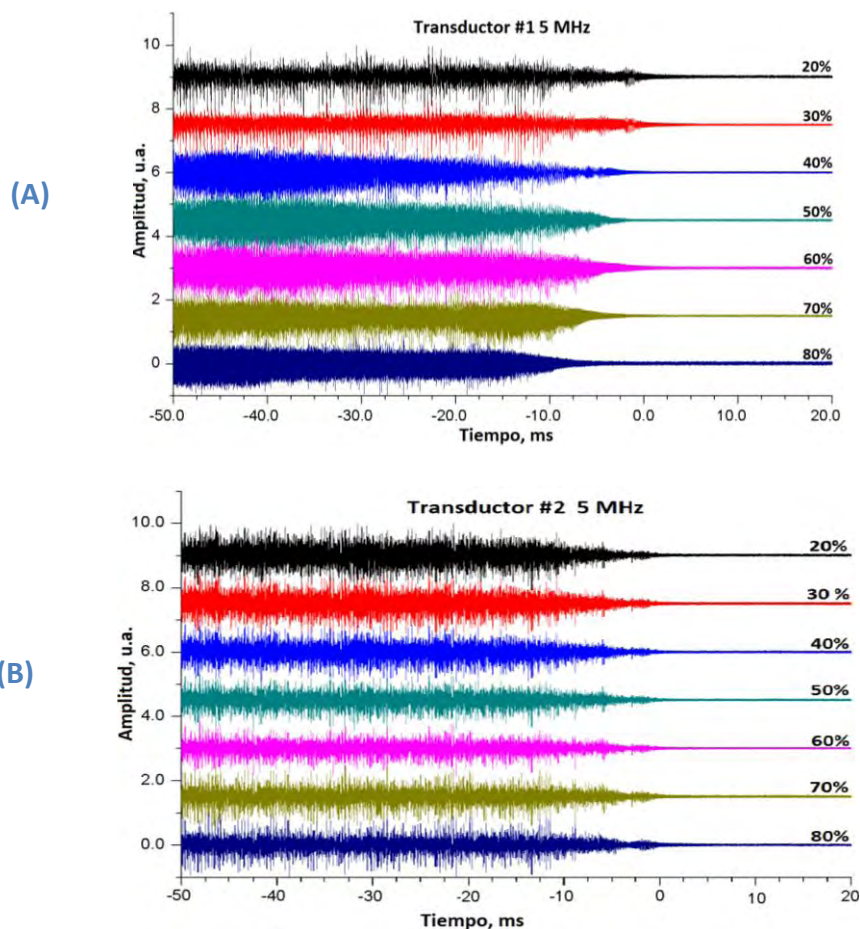


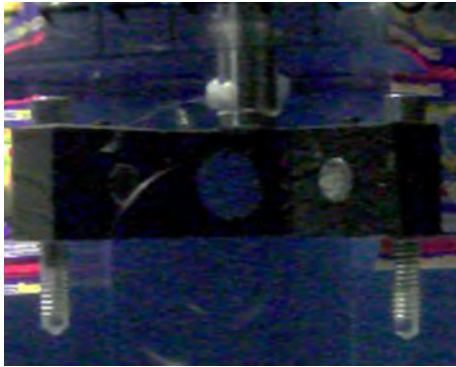
Fig 29. Respuesta de dos transductores piezoeléctricos a pulsos de 100 – 400W. A) Respuesta del transductor 1. B) Respuesta de salida del transductor 2.

Las respuestas del piezoeléctrico uno (Fig. 29 A) muestran saturación además de una disminución en la amplitud de los picos de voltaje conforme se aumenta la potencia de emisión. Esto denota una falta de linealidad en la respuesta de salida del transductor conforme aumenta la amplitud del pulso emitido. La respuesta del piezoeléctrico 2 (Fig. 29 B) muestra una ligera atenuación conforme aumenta la potencia de emisión, pero las señales son semejante para todas las amplitudes del pulso acústico aplicado. En ambos casos, las señales de los transductores son semejantes para potencias de 20 y 30% por lo que se considera a este intervalo como idóneo para realizar pruebas de experimentación.

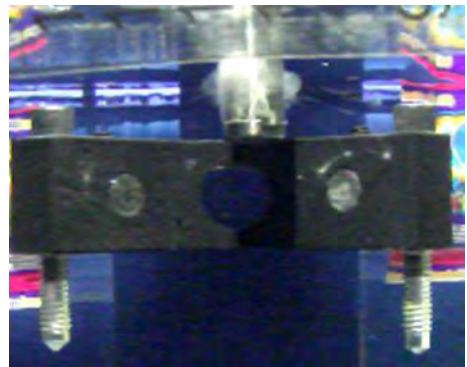
Como se aprecia en las imágenes siguientes (Fig. 30) la dinámica de las microburbujas comienza:

- a) A 20 % comienza con la formación de una nube en la superficie del Sonotrodo la cual se desplaza hasta la superficie del líquido.
- b) Al incrementar la potencia al 30 % aumenta el tamaño y espesor de la nube de burbujas y se generas nubes de burbujas en las superficies del arreglo confocal cercanas al Sonotrodo.
- c) Al 40 % de la potencia la nube generada en la superficie del piezoeléctrico disminuye de tamaño y espesor y se generan hilos de burbujas que parten desde la base del Sonotrodo hasta otras superficies como, el arreglo confocal, la base del resonador y la superficie del líquido.
- d) Incrementando la potencia al 50 %, la nube de burbujas en la superficie del Sonotrodo y se generan agrupaciones de hilos de burbujas que llegan hasta la base del resonador.
- e) Al 60 % de la potencias las agrupaciones de hilos se unen y forman líneas más gruesas y largas que se generan 3 cm debajo de la base del sonotrodo, fuera de la zona focal.
- f) Con cada aumento de la potencia se incrementa el número de burbujas generadas como se observa en la imagen de 70 %, en la cual los hilos de burbujas se convierten en flujos densos que parten de la superficie del Sonotrodo, y se desplazan hacia el fondo del resonador en donde se dispersan al contacto con la superficie de acrílico, para posteriormente subir e integrarse nuevamente a algún otro flujo de burbujas.
- g) Finalmente al 80 % de la potencia se genera una densa nube de burbujas que nubla el resonador en su totalidad y dificulta la visualización del Sonotrodo y el arreglo confocal. Las burbujas de mayor tamaño se desplazan desde la base del resonado hasta la superficie del líquido y las más pequeñas se agrupan en un flujo que se desplaza según la dirección del campo acústico.
- h) Posterior a la excitación, las burbujas tienden a desplazarse en todas direcciones con el fin de homogeneizarse en el resonador.

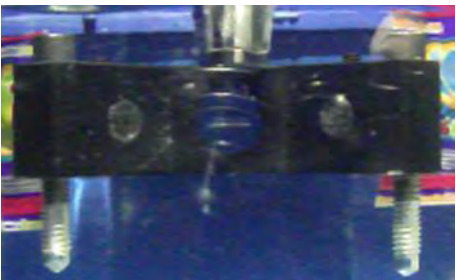
Es importante mencionar que los comportamientos anteriores a distintas potencias son observables solo en 1,2 propanodiol ya que en un medio de agua se genera una mayor cantidad de burbujas que dificulta la visualización de los fenómenos



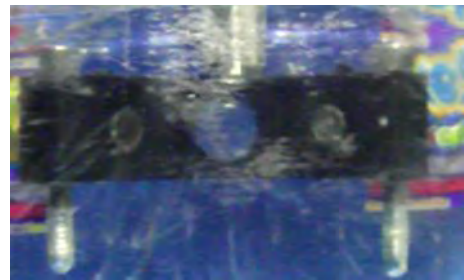
a) 20 % (5°C, 150 cP)



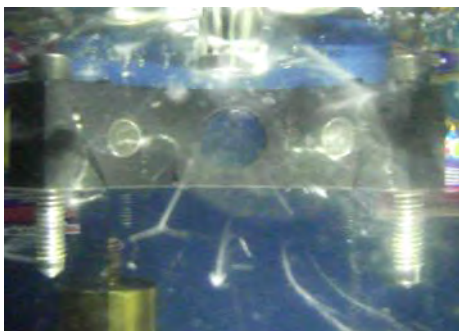
b) 30 % (7°C, 130 cP)



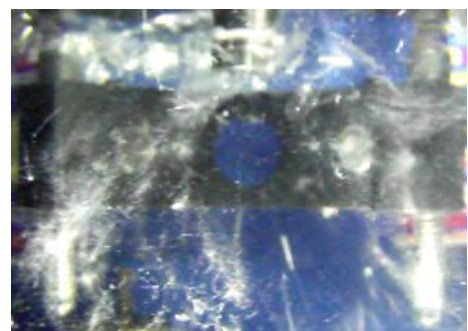
c) 40 % (7°C, 125 cP)



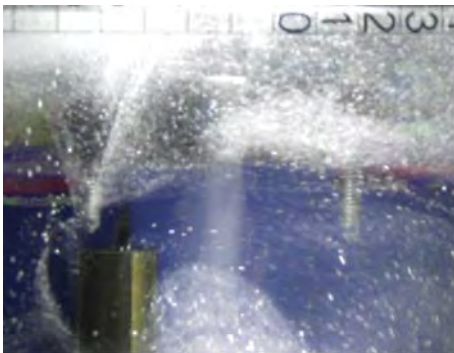
d) 50 % (7°C, 125 cP)



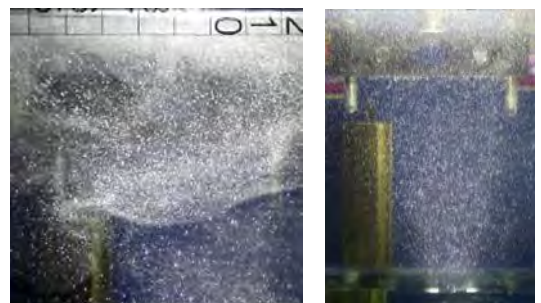
e) 60 % (11°C, 75 cP)



f) 70 % (15°C, 60 cP)



g) 80% (18°C, 60 cP)



h) Posterior a los pulsos emitido.

Fig 30. Generación de burbujas correspondiente al arreglo experimental uno para los distintos porcentajes de potencia suministrada al sonotrodo.

RESPUESTA DEL SISTEMA EMPLEANDO UN SONOTRODO, ACOPLADOR DE IMPEDANCIAS-AMPLIFICADOR RF.

Para determinar el comportamiento del Sonotrodo usando el amplificador RF con el acoplador de impedancias desarrollado se sigue el procedimiento:

1. se conecta a la salida del Amplificador Rf una terminal del acoplador de impedancias,
2. se conecta la otra terminal al Sonotrodo, de tal forma que queden en serie ambos dispositivos,
3. ahora se energiza el amplificador Rf y se espera el mensaje de autorización de uso,
4. se fija el generador de señales en una onda senoidal a 50 mVpp, 1KHz y se conecta en la entrada del amplificador RF,
5. se realizan mediciones variando la frecuencia de la onda de entrada de 1KHz a 12 MHz con incrementos de 1MHz, y
6. se registran las señales transductor piezoeléctrico,
7. finalmente, se repite para amplitudes de entrada de 100 a 500 mVpp.

En la siguiente gráfica se despliegan las curvas promedio para las tres amplitudes de entrada: 50, 100 y 500 mV.

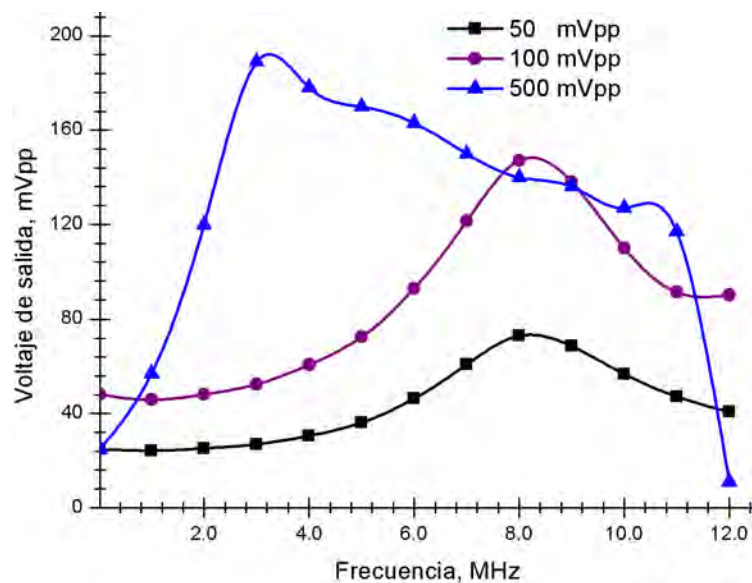


Fig 31. Respuesta del sistema al acoplamiento inductivo del amplificador RF marca E&I (100w, BW 12 KHZ – 12 MHz) con el Sonotrodo , para tres voltajes distintos de entrada 50, 100, 500 mVpp. En el cual se aprecia una máxima transferencia de energía a frecuencias de 6MHz- 11 MHz.

Como se aprecia en la Fig. 31 el acoplamiento sigue una curva Gaussiana con un ancho de banda de 6 – 11 MHz y una máxima transferencia de energía en 8 MHz. Se aprecia que a un voltaje de entrada de 500 mVpp como voltaje máximo al amplificador, según su hoja de especificaciones, la respuesta deja de ser paso banda lo cual indica que el acoplador de impedancias deja de cumplir su función.

5.1 Frecuencias de operación del Sonotrodo

El comportamiento del Sonotrodo se obtuvo utilizando el amplificador RF como fuente de alimentación, por lo que se deben seguir las indicaciones descritas en la sección anterior para su conexión. Las mediciones se realizaron en un resonador con 1,2 propanodiol enfriado a 13⁰C y desgasificado 20 min. Se aplicaron señales senoidales de 50, 100 y 150 mVpp.

De los resultados obtenidos en esta sección se comprueba la viabilidad del uso del Sonotrodo como transductor emisor mediante la obtención de su intervalo de frecuencias en las cuales el dispositivo opera. A continuación se muestran los datos registrados realizando un barrido en frecuencia para cada señal de entrada.

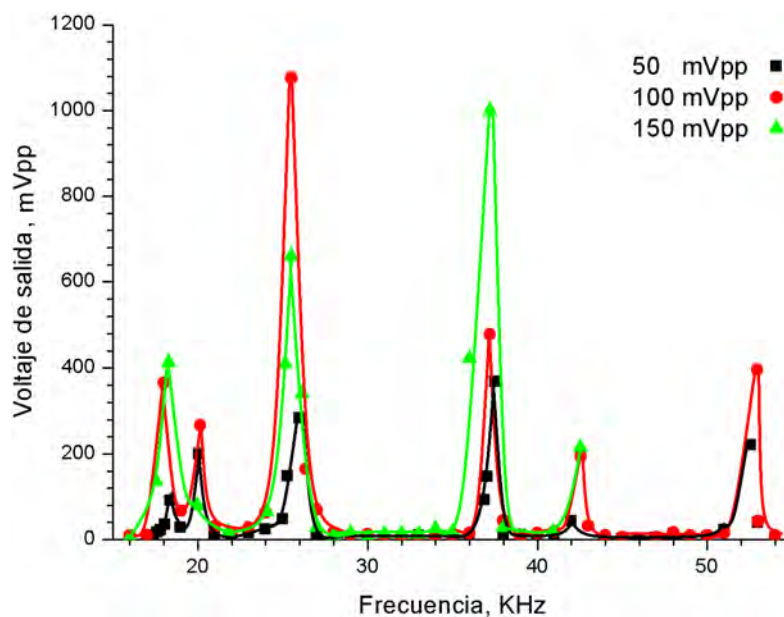


Fig 32. Comportamiento del Sonotrodo para cinco señales de entrada de voltaje diferente. Las pruebas se realizaron en 1-2 propanodiol y se registró el voltaje de salida de un piezoeléctrico al variar la frecuencia 1KHz.

La gráfica anterior muestra columnas de agrupaciones de puntos que corresponden a los modos de vibración del Sonotrodo. A estas frecuencias la impedancia del transductor es mínima y la onda acústica generada tendrá una amplitud mayor, la cual es registrada por los transductores de recepción.

De igual forma a estas frecuencias el aire en el fluido se acumula debido a las zonas de succión generadas por la presión negativa de la onda acústica, lo cual da lugar a múltiples burbujas de aire que son un indicador de la presencia de un modo de vibración.

También se observa que al aumentar la frecuencia los picos presentes en la gráfica reducen su amplitud, por lo que el Sonotrodo opera a frecuencias bajas.

5.2 Respuesta del sistema a un pulso senoidal

Usando el arreglo número II que emplea el transductor Olympus como dispositivo de emisión se aplican pulsos senoidales de 0.1, 0.5 y 1 MHz a 100 mVpp.

Empleando el resonador cubico con 40 litros de agua a 20°C y eliminando cualquier fuente probable de interferencia se obtuvieron las siguientes respuestas.

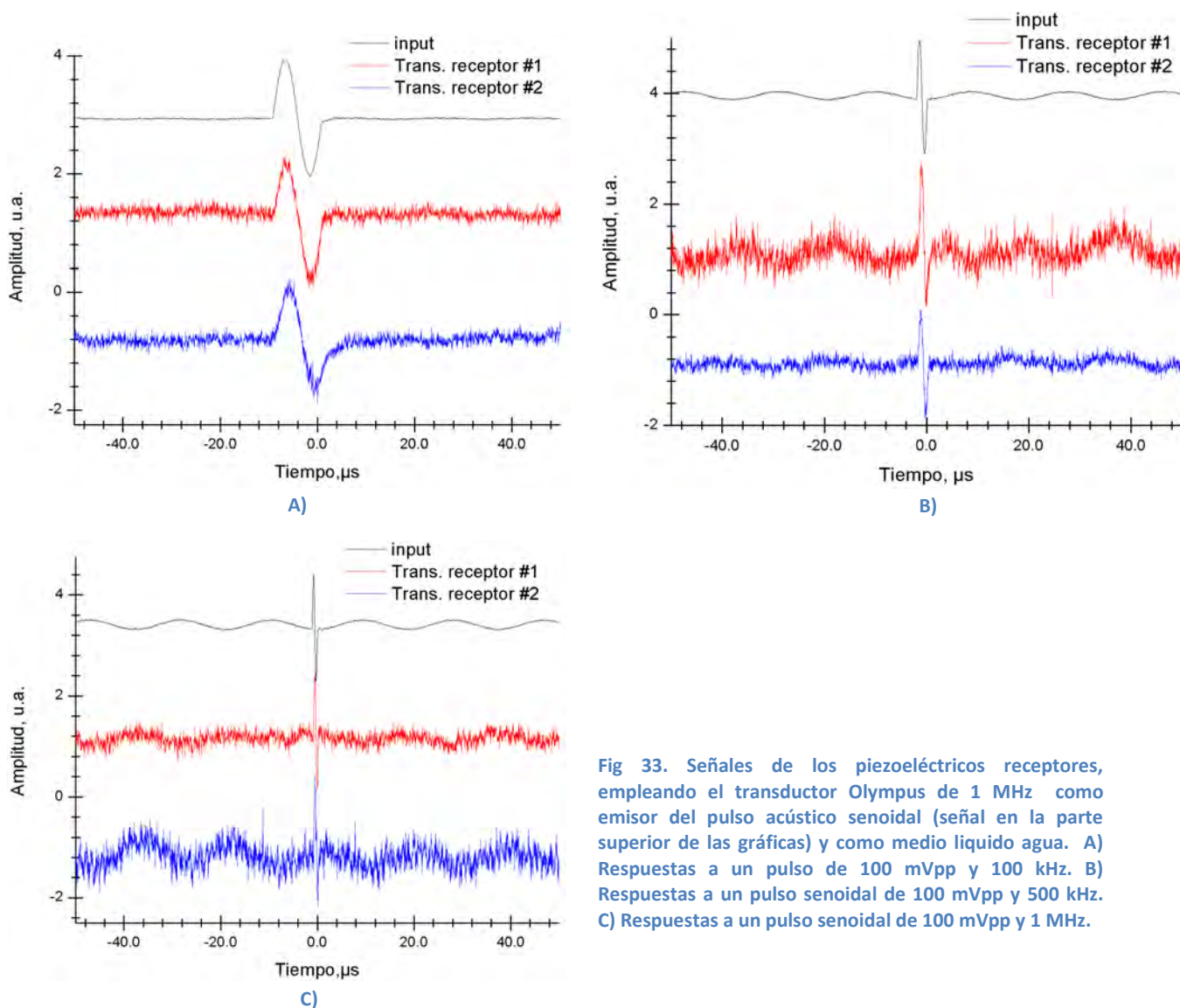


Fig 33. Señales de los piezoeléctricos receptores, empleando el transductor Olympus de 1 MHz como emisor del pulso acústico senoidal (señal en la parte superior de las gráficas) y como medio líquido agua. A) Respuestas a un pulso de 100 mVpp y 100 kHz. B) Respuestas a un pulso senoidal de 100 mVpp y 500 kHz. C) Respuestas a un pulso senoidal de 100 mVpp y 1 MHz.

Las señales son de menor amplitud a las adquiridas empleando el Sonotrodo como emisor, lo cual indica que no existe un acoplamiento adecuado entre el transductor y el amplificador RF. Debido tal vez a los elementos pasivos adicionales con la finalidad de sintonizarlo y protegerlo.

De igual forma se aprecia ruido en las señales el cual al ser procesado mediante autocorrelación se determinó que es ruido blanco debido a la presencia de un pulso máximo en $t=0$ y picos de cercanos a cero para tiempos distintos.

RESPUESTA DEL SISTEMA USANDO UN PULSO LÁSER COMO GENERADOR DE BURBUJAS. Como se observó en los incisos anteriores el Sonotrodo opera a frecuencias, menores a la calculada teóricamente y empleando el transductor Olympus la señal acústica se atenúa debido a la presencia del fluido y un acoplamiento inadecuado con el amplificador RF. Por lo anterior, se usa la implementación III con 40 L de agua a 21°C como medio.

El pulso láser produce una ruptura dieléctrica en el interior del líquido generando un pulso acústico, que es un cambio súbito en la presión, el cual es detectado por los traductores receptores. Aquí, se incluye al transductor Olympus como receptor.

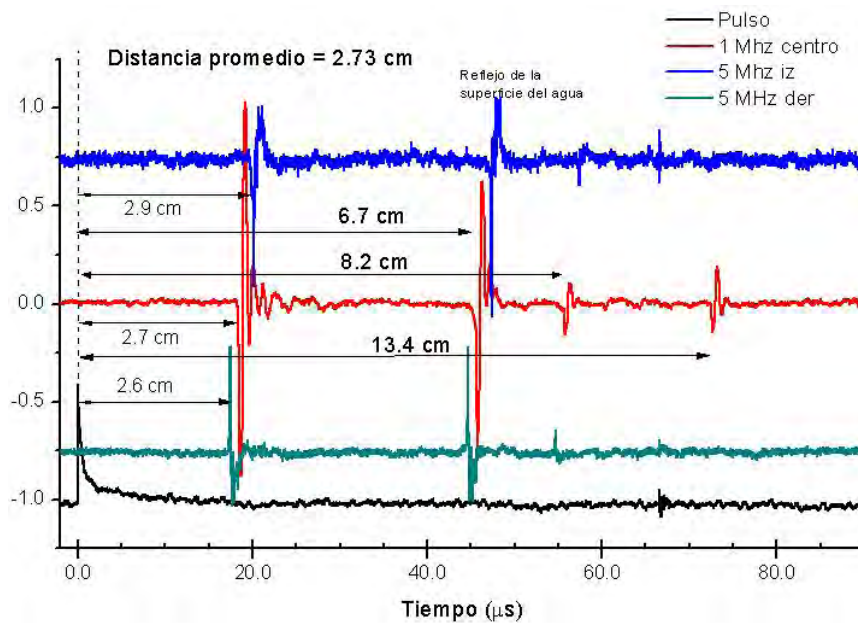


Fig 34. Respuesta de los traductores receptores a una onda acústica generada por el láser Nd:YAG.

Como se observa en la gráfica anterior las señales se encuentran ligeramente desfasadas entre sí lo cual indica que es necesario ajustar los transductores mediante un desplazamiento de acercamiento o distanciamiento a la zona focal, hasta que sean coincidentes en tiempo.

Se observan además reflejos en las señales debido a la superficie del fluido el cual se encuentra a 3 cm de la zona focal.

A diferencia de las señales obtenidas empleando el Sonotrodo y el transductor Olympus como dispositivos de emisión del pulso acústico, las señales adquiridas presentan menos ruido de fondo por lo que no es necesario aplicar filtros.

5.3 Observaciones de Capítulo

En este capítulo se realizó la caracterización de los tres sistemas implementados para seguir la dinámica de burbujas que emulan el comportamiento de los agentes de contraste. Se determinó que los sistemas I y III reúnen las características necesarias para detectar las respuestas acústicas provenientes de las MBs, debido a que el sistema II presenta atenuaciones y una gran presencia de ruido en comparación con los otros sistemas.

CAPÍTULO 6

ANÁLISIS DE SEÑALES

En esta sección se describe el tratamiento y análisis de los datos obtenidos, para determinar cuál sistema es el más idóneo para realizar la identificación de una microburbuja (**MB**) o agente de contraste.

Para ello se emplea la siguiente metodología de análisis de señales; para los tres arreglos experimentales descritos anteriormente. Primeramente en agua y después en 1,2 propanodiol.

- 1. Análisis de voltaje en función del tiempo.** Mediante esta etapa se inspeccionan las señales para identificar a que valores de la onda emitida (Amplitud y frecuencia) se observan deformaciones generadas por burbujas.
- 2. Toma de video e imágenes.** Se emplean cámaras de video para registrar el comportamiento de los clúster de burbujas y todos los fenómenos que se generan dentro del resonador.
- 3. Análisis en el dominio de la frecuencia.** Empleando la transformada de Fourier se analiza el contenido espectral para identificar el agregado de frecuencias debido a la presencia de burbujas a diferentes potencias de emisión del campo acústico de excitación.
- 4. Se realizan gráficas de los coeficientes de correlación.** Entre las señales adquiridas y la onda emitida, para determinar si la disminución en la relación de las señales es debido a la generación de un mayor número de burbujas o por la generación de burbujas de menor tamaño.
- 5. Empleando espectrogramas.** Se establece un intervalo de frecuencias en el cual es posible estimar el tamaño de las burbujas generadas a dichas potencias o frecuencias aplicadas al dispositivo de emisión.
- 6. Empleo de Histogramas.** Se grafican los intervalos de frecuencia de los espectrogramas en función de la potencia o frecuencias aplicada.

6.1 Pruebas en agua

Mediante el arreglo experimental I. Se aplican múltiples señales de diferentes potencias de emisión (100-400 W) con 1 segundo de duración a 20 KHz.

La componente de DC de cada forma de onda recibida por los transductores se ajusta a cero, restando su valor medio y posteriormente dividiendo entre su desviación estándar.

Cada conjunto de señales se normaliza en amplitud dividiendo entre su valor máximo, para ser correlacionadas con una señal senoidal de 20 KHz de amplitud unitaria y generar una gráfica del coeficiente de correlación en función de la potencia suministrada. Con lo cual se conoce la similitud de las señales adquiridas y la señal emitida por el transductor.

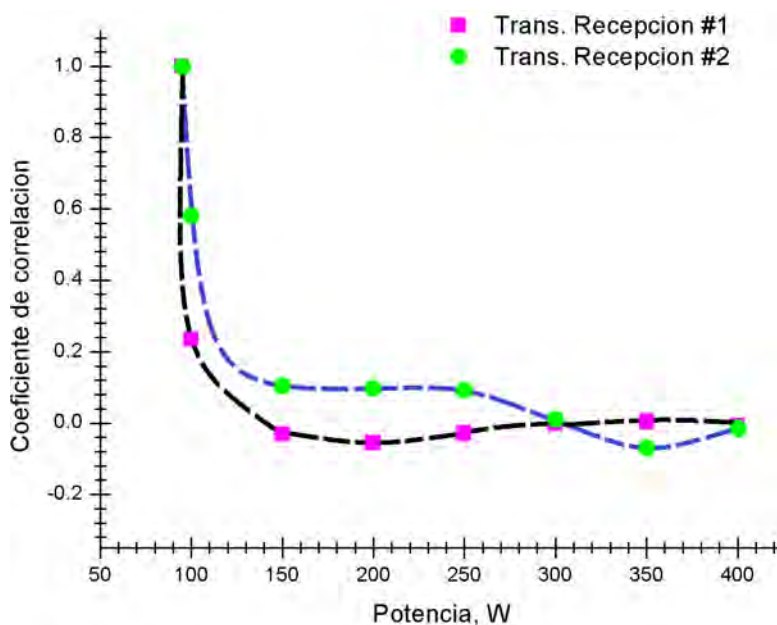


Fig 35. Coeficientes de correlación en función de la potencia aplicada al Sonotrodo, de las señales adquirida y la onda senoidal emitida de 20 KHz

En la gráfica anterior se observa que al incrementar la amplitud de la onda emitida disminuye su relación con las señales adquiridas, pasando de una relación directa a inversa y finalmente nula, lo cual indica que las ondas recibidas cambian en frecuencia o fase debido a la presencia de burbujas en la zona focal.

A mayor potencia mayor cantidad de burbujas que distorsionan la señal que llega a los transductores, lo cual reduce la relación con la señal emitida.

A continuación se muestra la correlación cruzada de las señales adquiridas (Fig. 36), en las cuales se observa una relación casi constante para el caso del transductor 2 y para los últimos coeficientes del transductor 1.

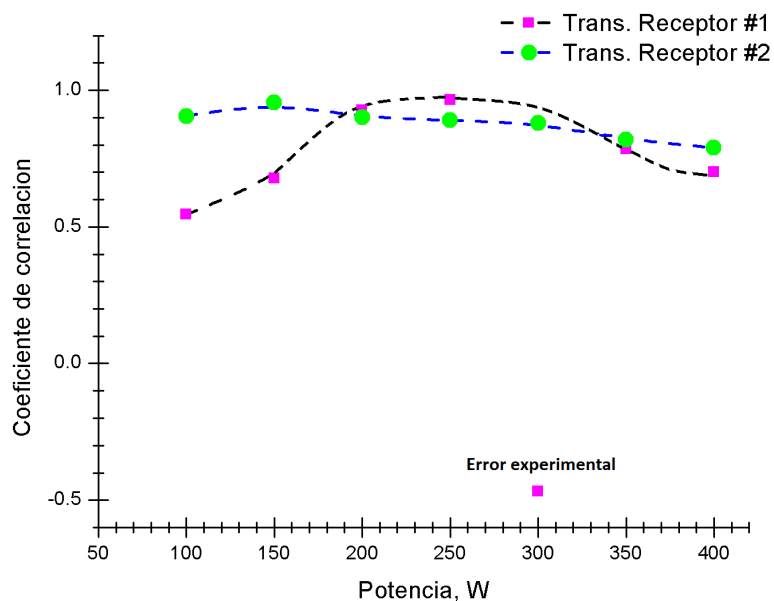


Fig 36. Coeficientes de correlación cruzada de las señales adquiridas en función de la potencia aplicada al Sonotrodo.

Las curvas anteriores siguieren un intervalos de 200 a 350 W para el cual las señales adquiridas están altamente relacionadas por lo que el número de burbujas generadas por el Sonotrodo variaría ligeramente teniendo en ambos transductores una respuesta casi idéntica.

Mediante el arreglo experimental II. Se aplica una onda acústica senoidal de 0.1, 0.5 y 1 MHz con 100 W de emisión.

Las señales adquiridas son normalizadas, ajustadas a cero, filtradas mediante software ($F_{corte} = 20 \text{ MHz}$) y recortadas con un número de puntos 2^n para ser correlacionadas y analizadas mediante el uso OriginPro 8 y Matlab R2012a.

A continuación se muestran las señales entregadas por los piezoeléctricos para 1 MHz, en la cual se observa la presencia de burbujas debido a la distorsión que provocan en el campo acústico que llega a los transductores.

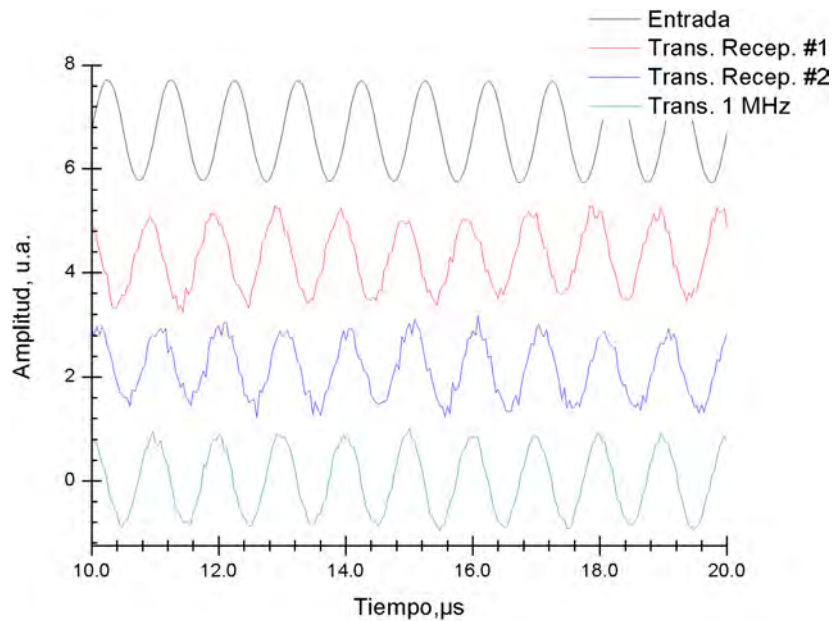


Fig 37. Curvas voltaje en función del tiempo de los transductores receptores debido a una onda senoidal de 1 MHz.

Se calculó la transformada de Fourier para las señales adquiridas en la Fig. 37 (señales continuas) con el fin de obtener su coeficiente de correlación en función de la frecuencia, tomando como referencia la señal emitida y empleando el Transductor Olympus como receptor.

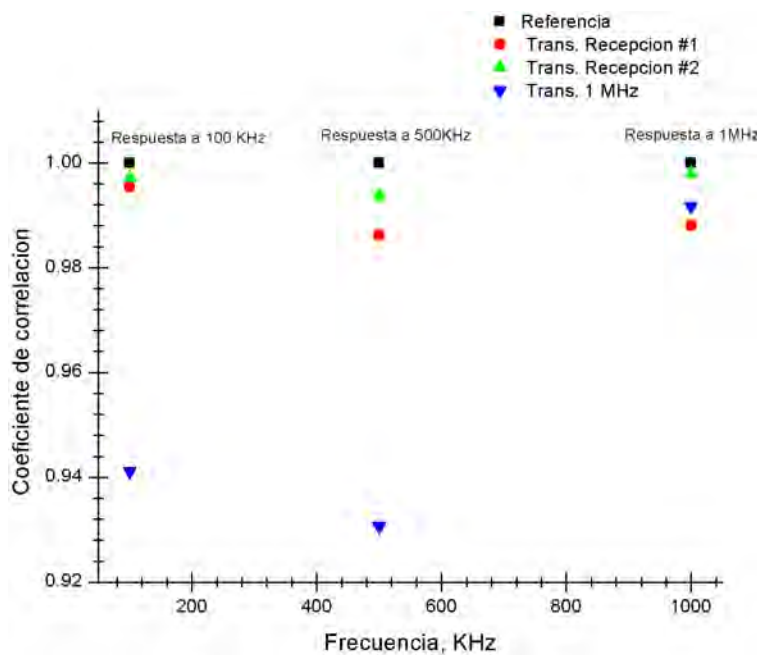


Fig 38. Coeficiente de correlación en función de la frecuencia de tres señales adquiridas, variando la frecuencia de la onda senoidal emitida en 0.1, 0.5 y 1 MHz .

Como se logra apreciar, los piezoeléctricos de 5 MHz detectan en su totalidad las frecuencias debidas a la presencia de burbujas mientas, el transductor de 1 MHz suprime las bajas frecuencias. En la siguiente gráfica se muestra el coeficiente de correlación en función de la frecuencia, aplicando un pulso senoidal de **1 ciclo de duración** para frecuencias de 0.1, 0.5 y 1 MHz.

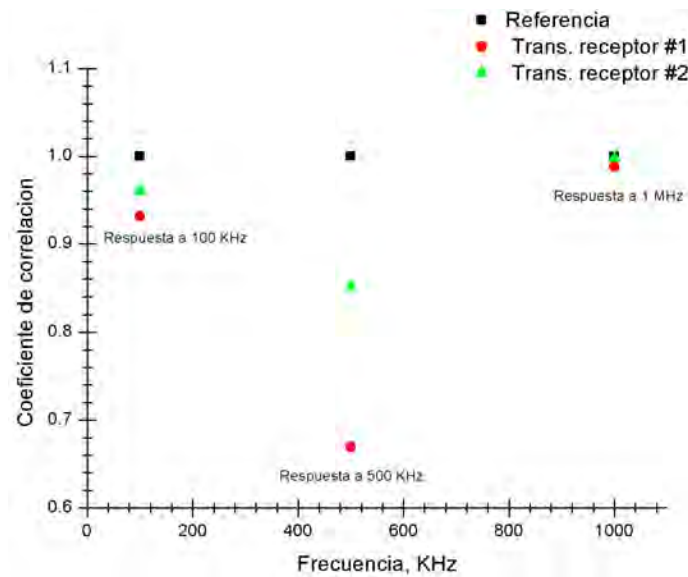


Fig 39. Coeficiente de correlación en función de la frecuencia de tres señales adquiridas, variando la frecuencia del pulso senoidal emitido de un ciclo de duración en 0.1, 0.5 y 1 MHz

Mediante el arreglo experimental III. Se colectan 15 señales, las cuales son normalizadas y ajustadas a cero para ser clasificadas en: (1) señales que presentan desfase (fines de ajuste), (2) presencia de reflejos (para no ser confundidos con las señales provenientes de las MBs), (3) picos debidos a las ondas acústicas generada por el láser, (4) respuestas distintas en los transductores. La mayoría de las señales se encuentran en las categorías 1 a 2 y son empleadas para el ajuste y caracterización, ver Fig. 40.

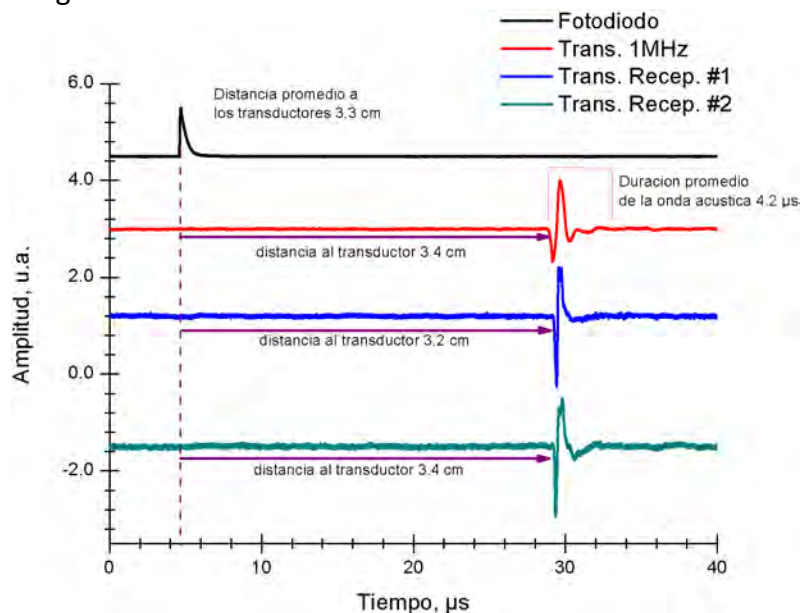


Fig 40. Curva voltaje en función del tiempo de la onda acústica generada por el láser Nd:YAG.

Como se observan, la onda acústica tarda en promedio $25 \mu\text{s}$ en llegar a los transductores de recepción y se estima la distancia tomando en cuenta la velocidad de una onda acústica en agua (1485 m/s). En promedio la duración de la onda acústica es de $4.2 \mu\text{s}$ por lo que su longitud se estima en 6 mm .

6.2 Pruebas en 1,2 propanodiol

Empleando el arreglo experimental I. Se aplican ondas senoidales de 20 KHz, 1 s de duración y potencias de emisión de 100 a 500 W con incrementos del 10 %.

Se acoplan las impedancias de los transductores a 50Ω mediante el osciloscopio LeCroy y se colectan 12 señales de un millón de muestras.

Las señales adquiridas se filtraron empleando una respuesta paso bajo con frecuencia de corte de 20 MHz. Son normalizadas en amplitud, ajustadas a cero y recortadas para 2^n muestras mediante el software OriginPro 8 y Matlab.

En la gráfica siguiente, se muestra el coeficiente de correlación de las señales adquiridas y la onda senoidal emitida. Donde se aprecia que al aumentar la potencia de emisión la relación entre las señales disminuye hasta cero. Comportamiento que es similar a las pruebas realizadas en agua, por lo que al aumentar la potencia se incrementa el número de burbujas en la zona focal.

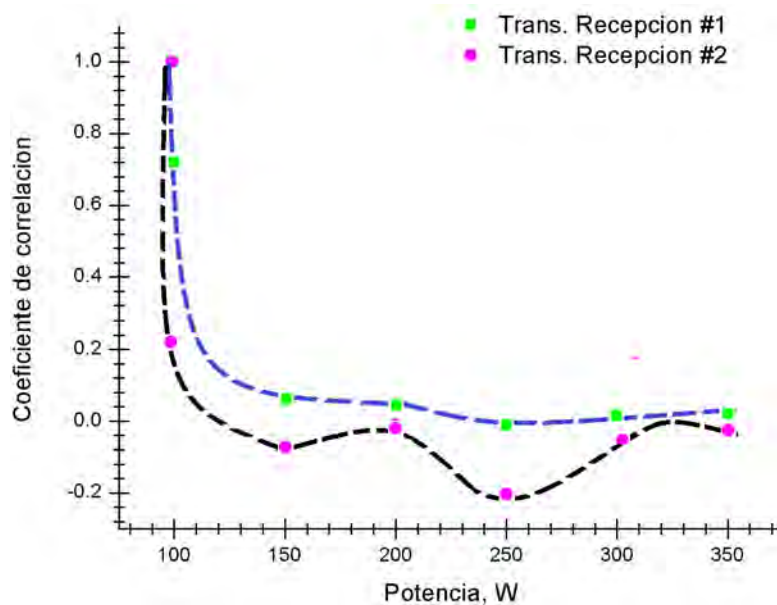


Fig 41. Coeficiente de correlación en función del tiempo de las señales adquiridas y la onda senoidal continúa emitida (20 KHz, 100W) para ambos transductores.

En la siguiente gráfica se despliega los coeficiente de correlación cruzada en el cual se observa una tendencia lineal descendente para el caso del transductor 1 y oscilante decreciente para el transductor 2, ver Fig. 42.

Debido a la viscosidad del 1,2 propanodiol, al momento de realizar los experimentos las burbujas atrapadas en la zona focal son detectadas por los transductores, las señales adquiridas presentan distorsiones debido las oscilaciones de las burbujas, y éstas se ven reflejadas en los coeficientes de correlación cruzada los cuales se mantiene cercanos a cero y con curvaturas.

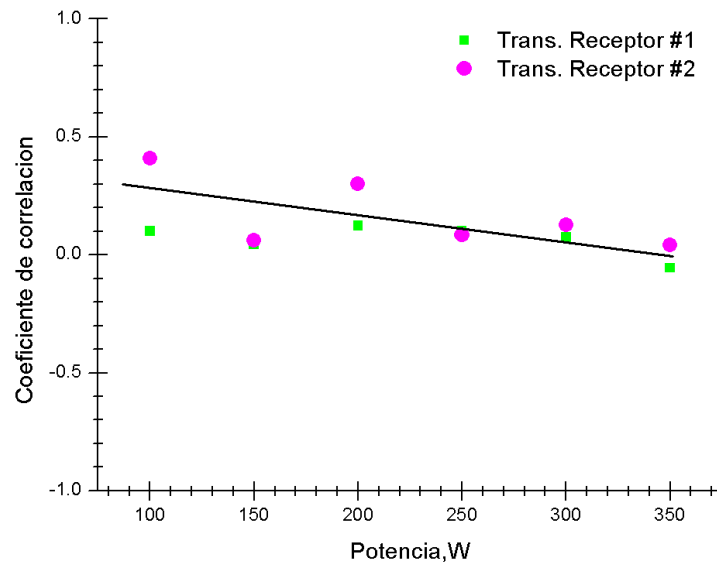


Fig 42. Coeficiente de correlación cruzada en función de la potencia emitida por el Sonotrodo. En el cual se emitió una onda senoidal continua de 20 KHz.

La causa por la cual ambas curvas anteriores son distintas entre sí; casi lineal para el transductor 1 y oscilante para el transductor 2, es debido a una posible inclinación que existe en el sistema, para el cual un transductor capta mejor la onda incidente que el otro ya que, ambas curvas presentan las mismas curvaturas aunque con amplitud distinta.

Como prueba adicional se emplea el amplificador RF y el Sonotrodo para aplicar pulsos senoidales de 1 ciclo de duración para diversos voltajes de entrada al amplificador (50, 150, 500 y 1000 mVpp a 20 KHz). Se adquirieron 11 señales, las cuales recibieron el tratamiento descrito anteriormente y se ampliaron para su análisis como se muestra a continuación.

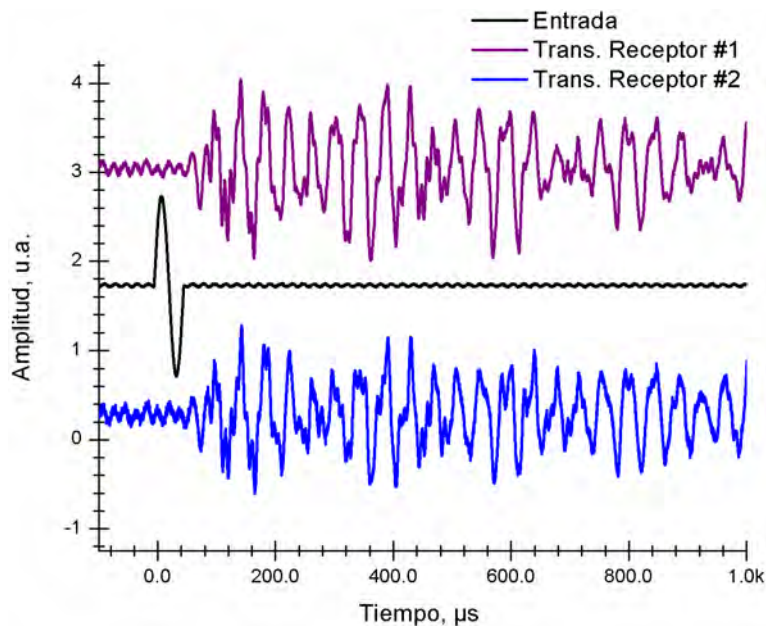


Fig 43. Curvas voltaje en función del tiempo debido de un pulso senoidal de 25 KHz de un ciclo de duración. Las señales se ampliaron en los primeros instantes de tiempo con la finalidad de observar las perturbaciones presentes en la señal emitida debido a la presencia de microburbujas generadas por el sonotrodo.

En la Fig. 43, se aprecia el pulso emitido por el Sonotrodo y las señales entregadas por los transductores receptores, las cuales muestran una onda continua que decrece en amplitud conforme transcurre el tiempo. Lo anterior se debe al comportamiento del fluido el cual al ser excitado por el pulso continúa oscilando debido a su elasticidad. Al ampliar las señales se observan distorsiones en la onda recibida lo cual es debido a la presencia de burbujas.

En la gráfica siguiente se muestra la correlación cruzada de las señales en función del voltaje de entrada al amplificador RF.

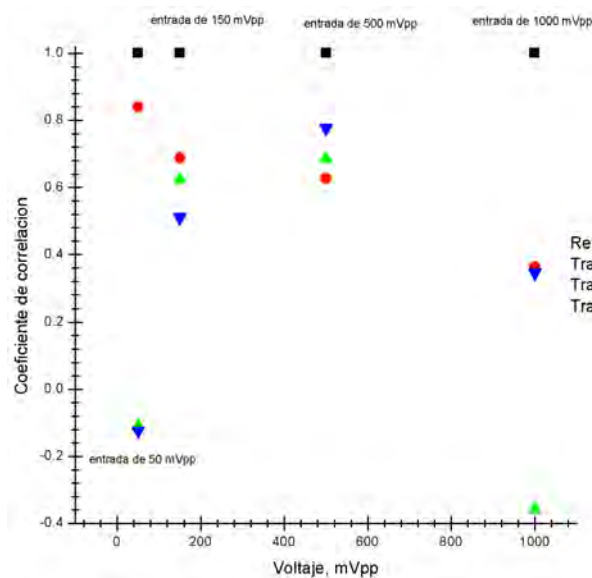


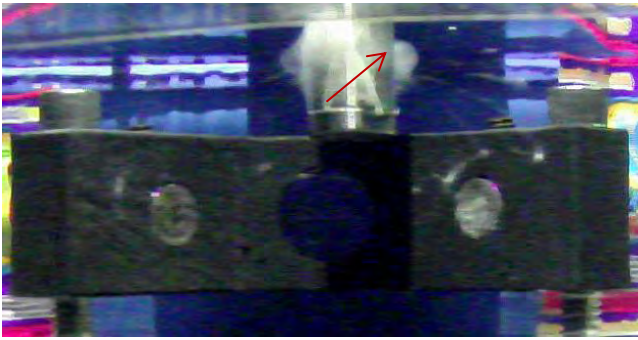
Fig 44. Coeficiente de correlación cruzada en función del voltaje de entrada del pulso senoidal de 1 ciclo al amplificador RF.

Se aprecia como la respuesta de los transductores de 5 MHz y 1 MHz es similar en un rango de voltaje de 150 a 500 mVpp. En este intervalo las señales están altamente relacionadas por lo que es indistinto la posición en que se encuentren los transductores, además se considera que la cantidad de burbujas en la zona focal sufre ligeras variaciones, por lo que es posible limitar el número de burbujas generadas.

Análisis de videos

En cada prueba experimental se toman videos de 20 s, desde la generación del pulso acústico con 1 s de duración, hasta 19 s después de la excitación. Se analizan a un octavo de su velocidad de reproducción, para observar la generación y el comportamiento de los clúster de burbujas.

A una potencia del 30% (150 W), se observa la formación de una nube de burbujas esférica, con diámetro aproximado de 4.6 mm, en la superficie del Sonotrodo. De la nube se desprenden filamentos de burbujas hacia otras superficies cercanas, como el arreglo confocal de transductores y la superficie del fluido. El fenómeno descrito dura 44 ms; tiempo después la nube esférica colapsa y disuelve las burbujas que se mantienen en las cercanías, como se muestra a continuación:



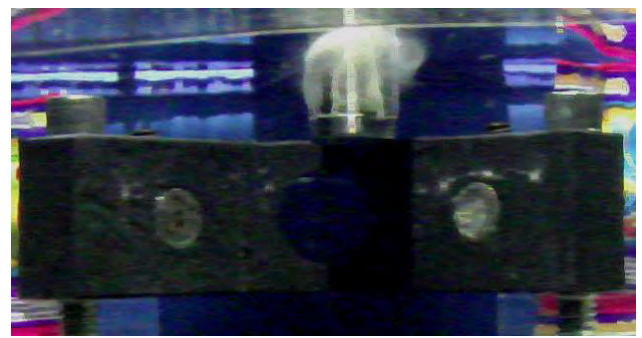
(A) 28 ms



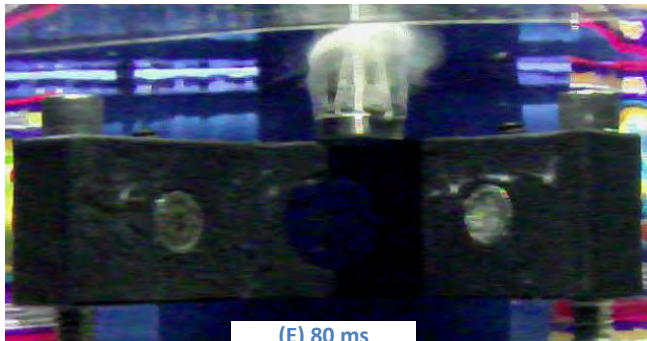
(B) 44 ms



(C) 60 ms



(D) 72 ms



(E) 80 ms



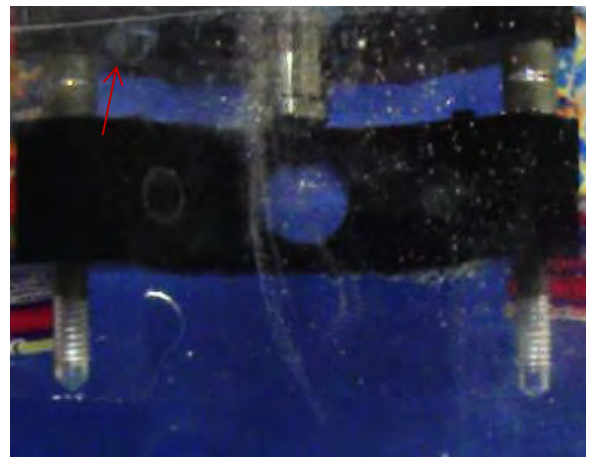
(F) 60 ms

Fig 45. Potencia aplicada 150 W, líquido a 7°C, viscosidad 130 cP. (A) Formación de una burbuja sobre el sonotrodo con diámetro aproximado de 4.6 mm. (F) Al colapsar la burbuja disuelve las burbujas que se

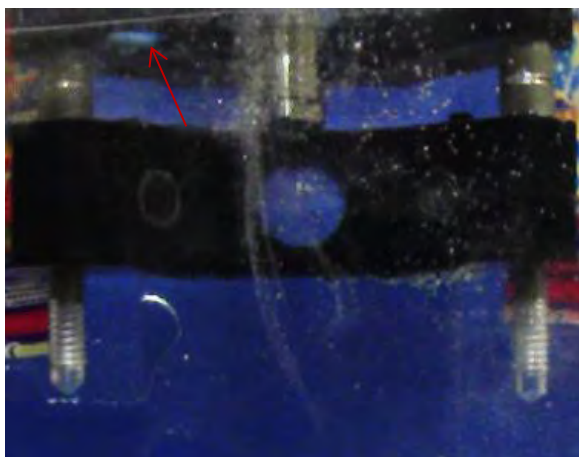
Al 50 % de energía se generan filamentos de burbujas en la punta del Sonotrodo, además se forman burbujas superficiales en el material plástico que funciona como tapa del resonador, las cuales al colapsar emiten luz y una onda expansiva en la superficie del fluido, como se muestra a continuación:



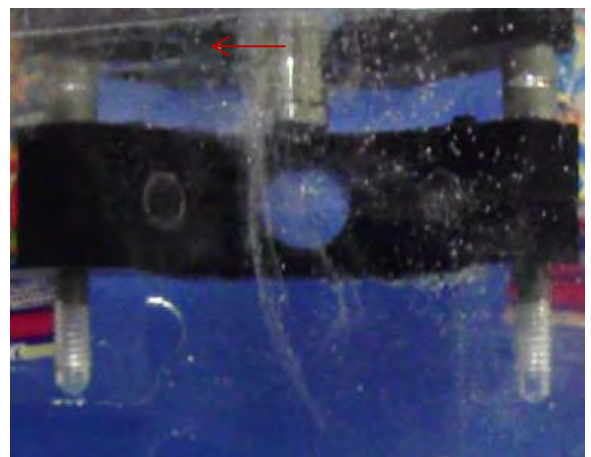
(A) 162 ms



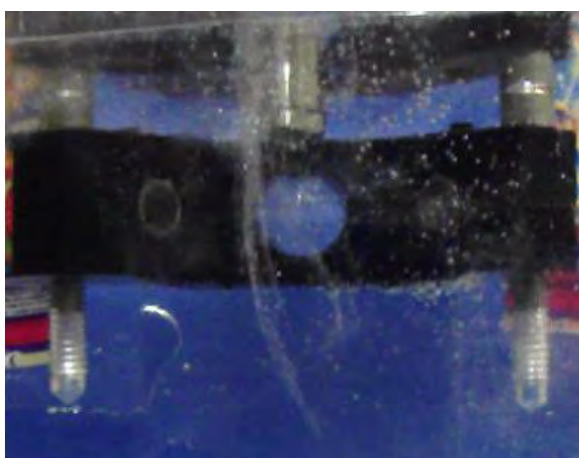
(B) 163 ms



(C) 164 ms



(D) 165 ms



(A) 166 ms

Fig 46. Potencia 300 W, 7°C, Viscosidad 130 cP. Emisión de un pulso de luz por la implosión de una burbuja de 7 mm de diámetro. a) inyección de la burbuja, b) expansión de la burbuja, c) emisión de luz azul, d) formación de una onda expansiva, y e) nada. Formación de ramas dendríticas o filamentos de burbujas.

Al 60 % y 70 %, los filamentos de burbujas se convierten en flujos densos que parten desde la superficie del líquido y se desplazan hacia el fondo del resonador en donde se dispersan al contacto con la superficie de acrílico; algunos filamentos presentan emisión de luz como se muestra a continuación.

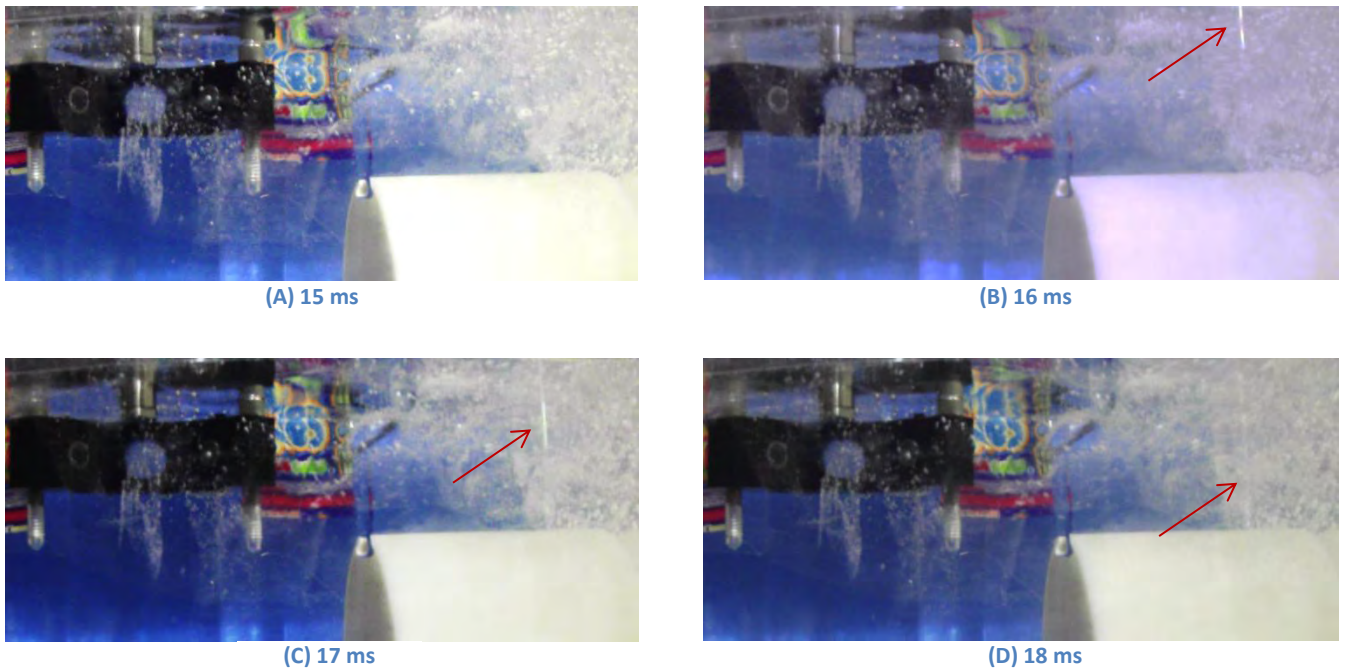


Fig 47. Emisión de luz dentro de un filamento integrado de pequeñas burbujas emitido desde la superficie.

Finalmente al 80 % de la potencia se genera un chorro de burbujas desde la punta del Sonotrodo que se expande en forma de cono 1 ms después. **Posterior a la interrupción del pulso se generan jets luminiscentes.** El fenómeno es observable en las filmaciones por 25 ms, después de ese tiempo una densa nube de burbujas nubla el resonador en su totalidad y dificulta la visualización. Conforme la nube de burbujas disminuye su densidad se observa la formación de nuevos jets luminiscentes, ver Fig. 48.

Posterior a 409 ms, las burbujas de mayor tamaño se desplazan desde la base del resonado hasta la superficie del líquido y las más pequeñas se agrupan y se desplaza según la dirección del campo acústico restante.

Es importante mencionar que los comportamientos anteriores a distintas potencias son observables solo en 1,2 propanodiol ya que en agua se genera una mayor cantidad de burbujas que dificulta la visualización de los fenómenos.

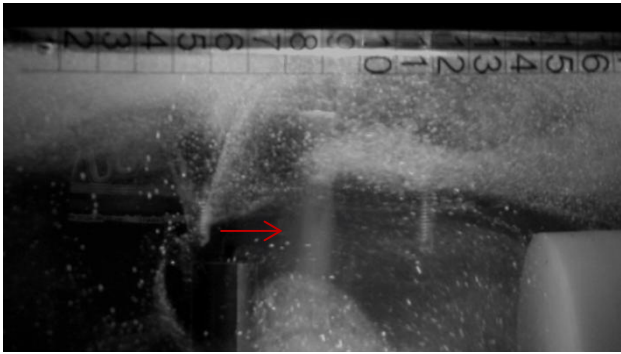


Fig 48. A) Chorro de burbujas saliendo de la punta del sonotrodo, 115 ms

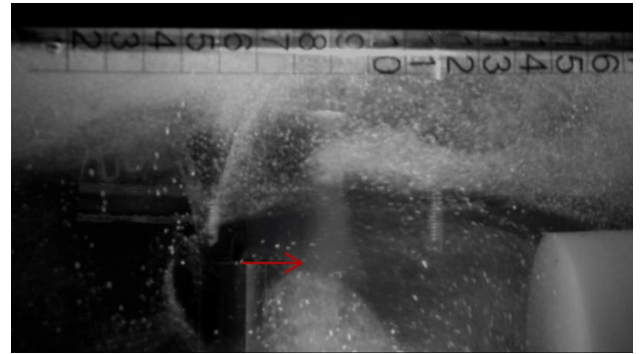


Fig 48. B) Expansión del chorro de burbujas, 116ms

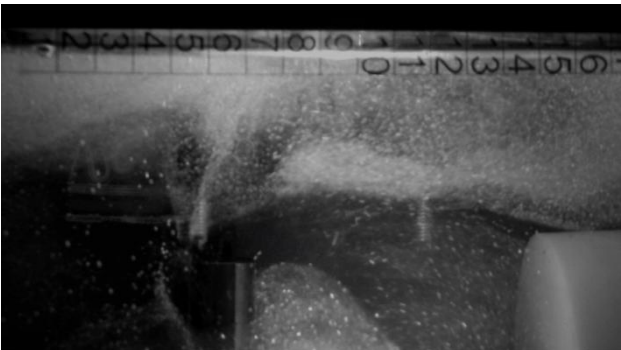


Fig 48. C) Interrupción de la emisión acústica., 125 ms

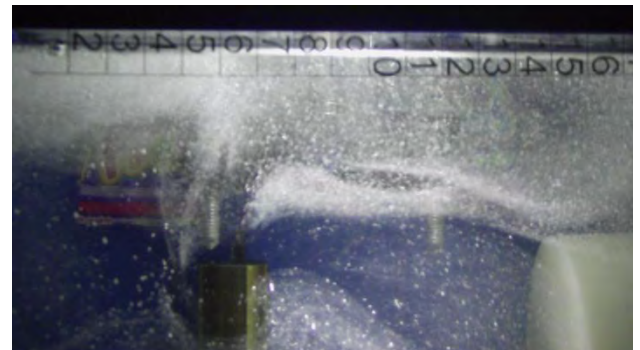


Fig 48. D) Empieza emisión de jet, 138 ms

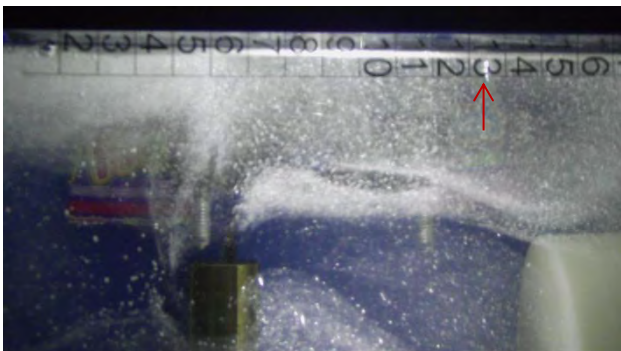


Fig 48. E) Emisión de jet luminiscente, 139 ms



Fig 48. F) Empieza otra emisión de jet, 162 ms.

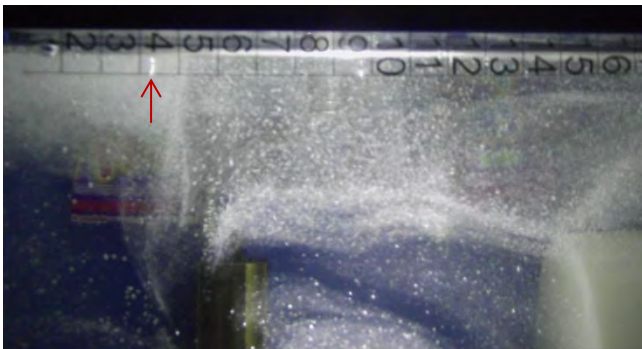


Fig 48. G) Emisión de jet luminiscente, 163 ms



Fig 48. H) Disminución en la densidad de burbujas, 300 ms.

El arreglo experimental II. Es excluido de este capítulo y de los resultados debido a que el transductor Olympus empleado como dispositivo de emisión sufrió daños al realizar las pruebas. Lo anterior fue debido a que la onda emitida presentaba una alta atenuación en el fluido y se suministró un excedente de potencia con la intención de aumentar su amplitud por lo cual se vio afectado.

Mediante el arreglo experimental III. Se aplicaron pulsos láser de una longitud de onda de 1064 nm, energía de 40 mJ y duración de 5-7 ns.

Mediante este arreglo se obtuvieron señales las cuales son normalizadas y ajustadas en cero para su análisis así como presentadas en un mismo grafico para su comparación visual, como se muestra a continuación, ver Fig. 49.

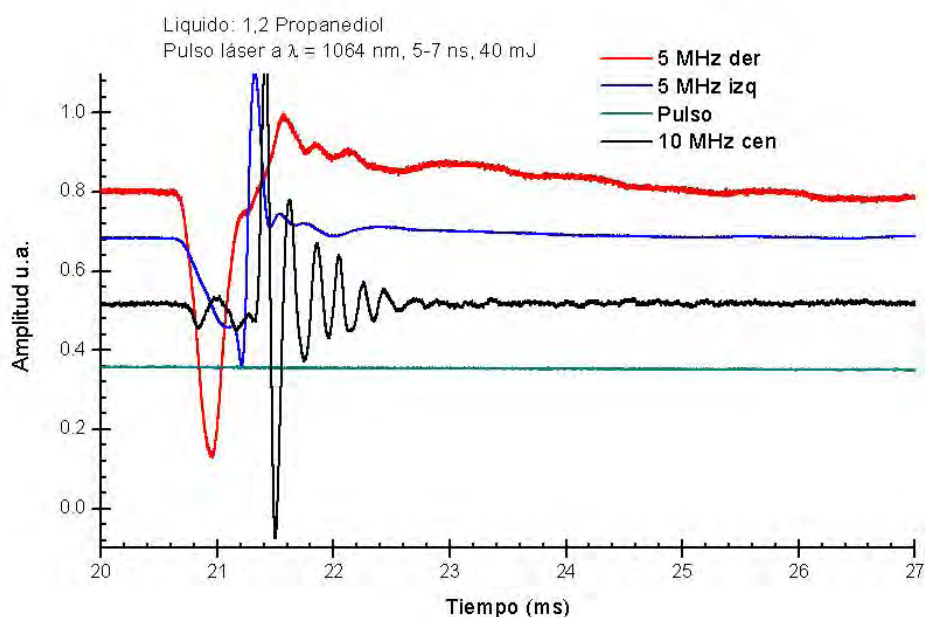


Fig 49. Curvas de voltaje en función del tiempo, respuesta del sistema a un pulso láser Nd:YAG.

Como se aprecia en las curvas anteriores las deformaciones causadas por posibles microburbujas se hacen presentes después del pulso de presión generado por el láser (20.8 a 21.5 ms), lo cual difiere de las señales anteriores.

6.3 Observaciones del capítulo

Como se aprecia en este capítulo, la presencia de microburbujas en un medio líquido se identifica por distorsiones causadas en la onda acústica que llega a los transductores.

Las curvas de coeficientes de correlación muestran que las burbujas adicionan frecuencias a las señales adquiridas por lo que la relación entre las señales decrece y mediante el espectro de las señales es posible detectar **MBs**.

CAPÍTULO 7

ANÁLISIS DE RESULTADOS

Como se describió en el capítulo anterior, la presencia de MBs en un fluido se identifica mediante distorsiones en las señales adquiridas, debido a la adición de frecuencias.

A continuación se presentan los espectrogramas de las señales adquiridas mediante el arreglo experimental uno (usando el Sonotrodo y la fuente SONICS). Las señales son filtradas, normalizadas en amplitud y tratadas mediante una ventana rectangular de 512 puntos de longitud a una frecuencia de muestreo de 2.1 MHz y resolución de 1024 muestras.

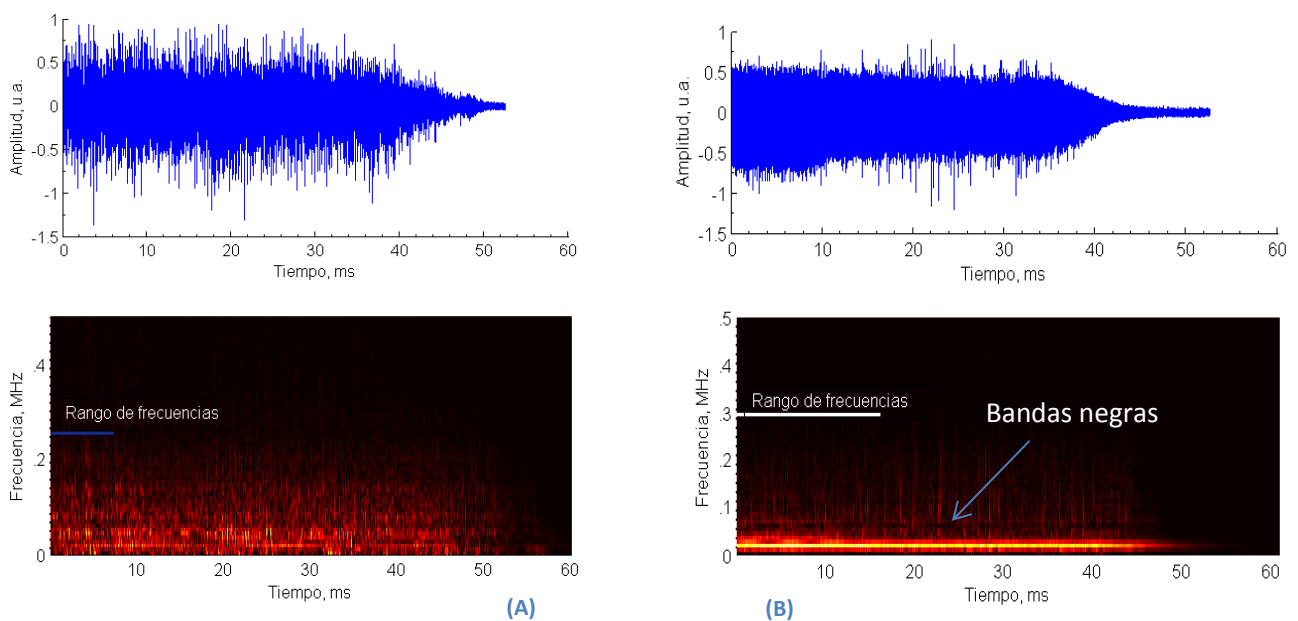


Fig 50. Espectrogramas de las señales adquiridas a una potencia de emisión de 100 W, A) Transductor 1 y B) Transductor 2.

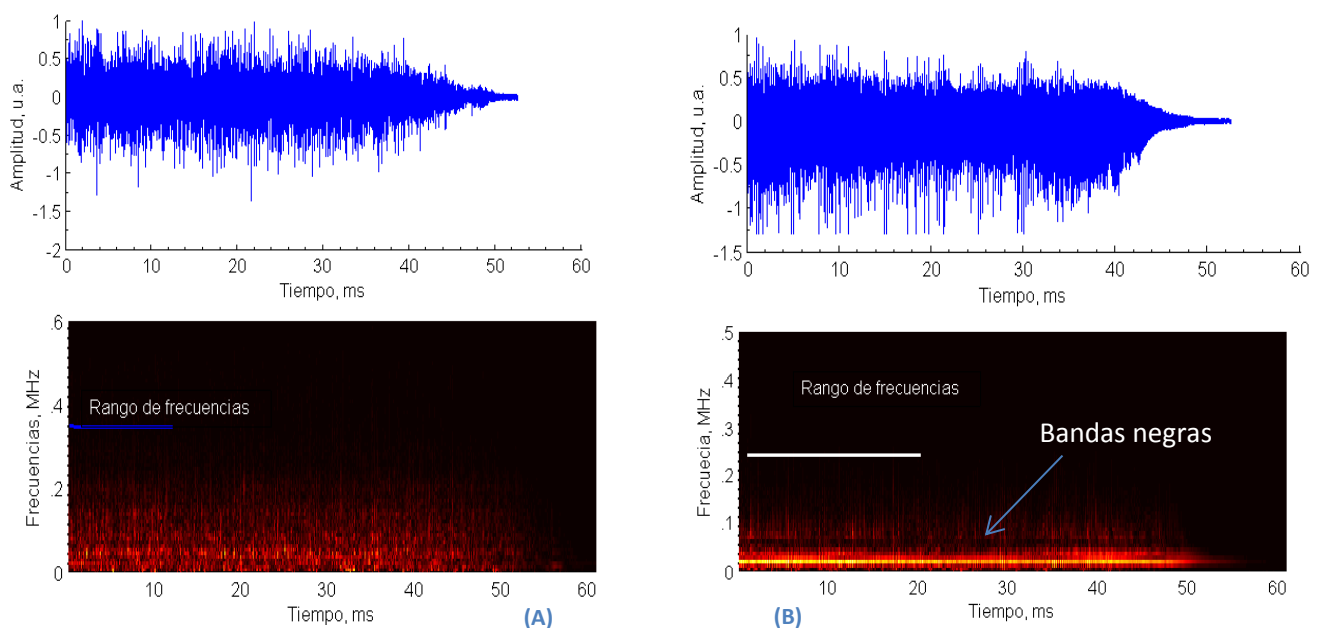


Fig 51. Espectrogramas de las señales adquiridas a una potencia de emisión de 150 W, A) Transductor 1 y B) Transductor 2

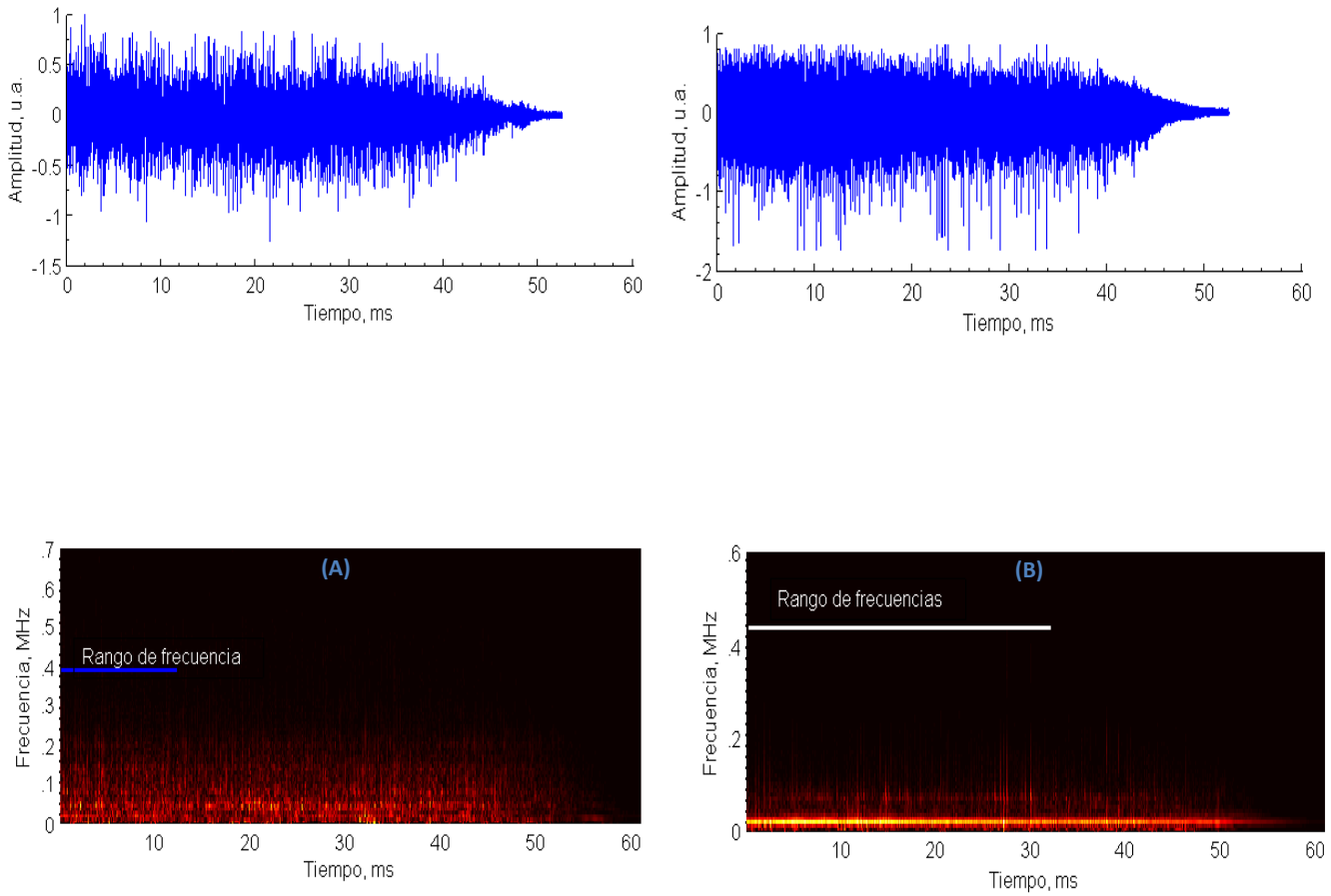


Fig 52. Espectrogramas de las señales adquiridas a una potencia de emisión de 200 W, A) Transductor 1 y B) Transductor 2.

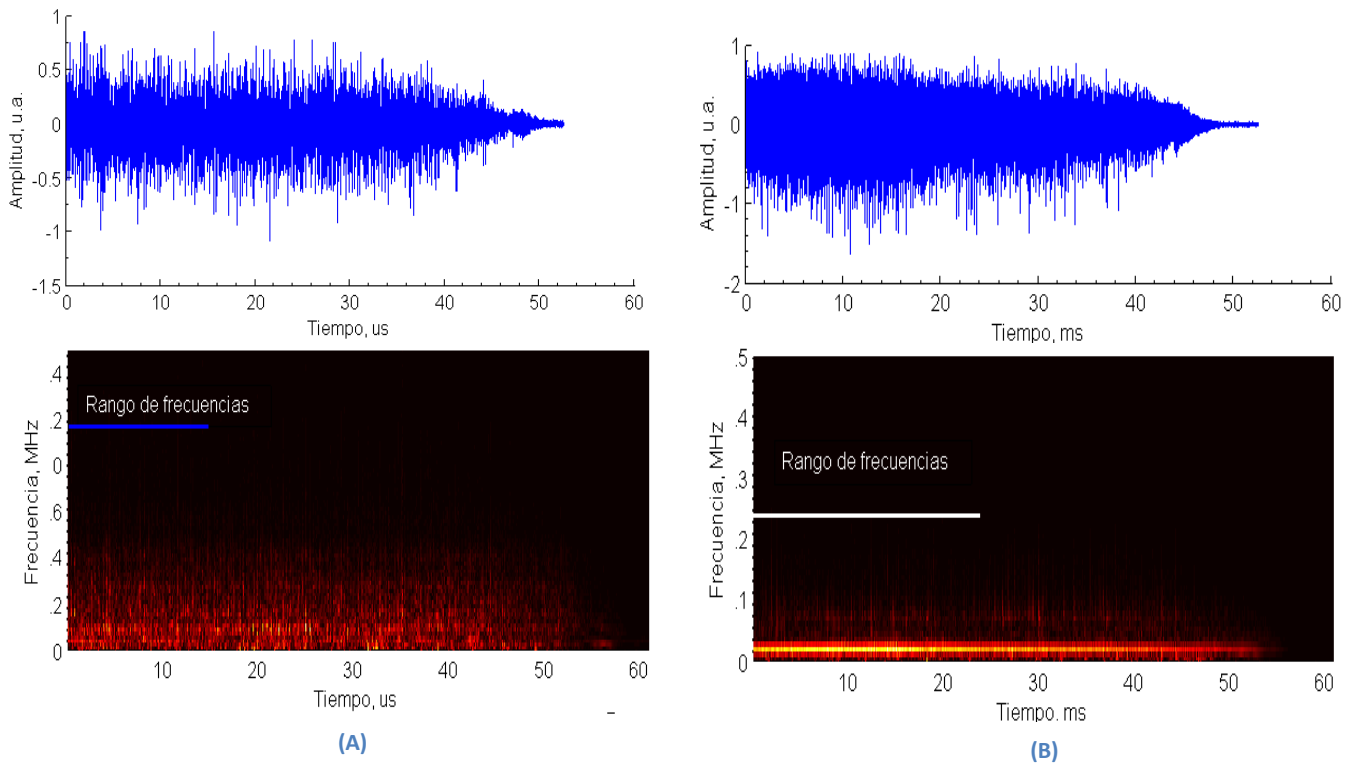


Fig 53. Espectrogramas de las señales adquiridas a una potencia de emisión de 250 W, A) Transductor 1 y B) Transductor 2.

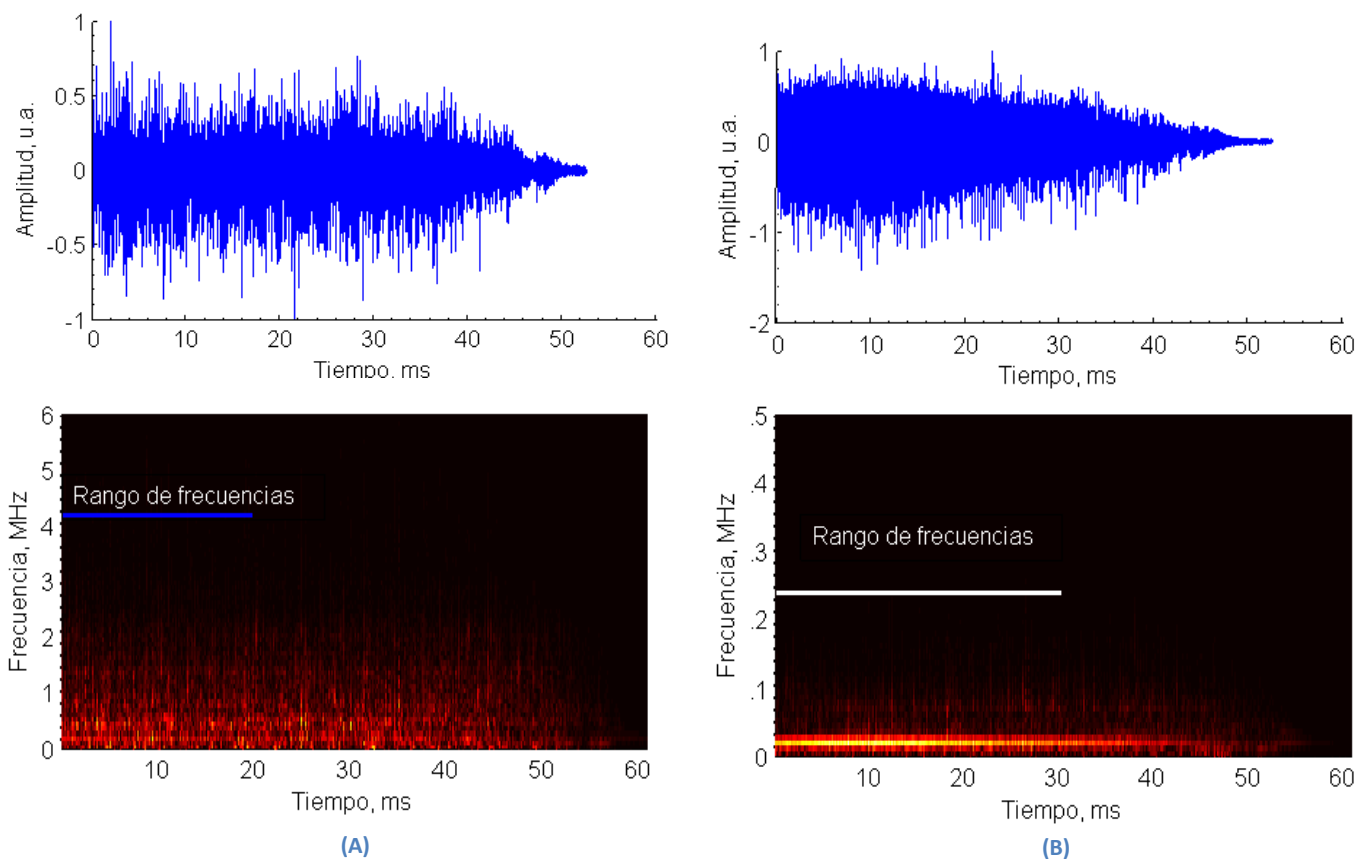


Fig 54. Espectrogramas de las señales adquiridas a una potencia de emisión de 300 W, A) Transductor 1 y B) Transductor 2.

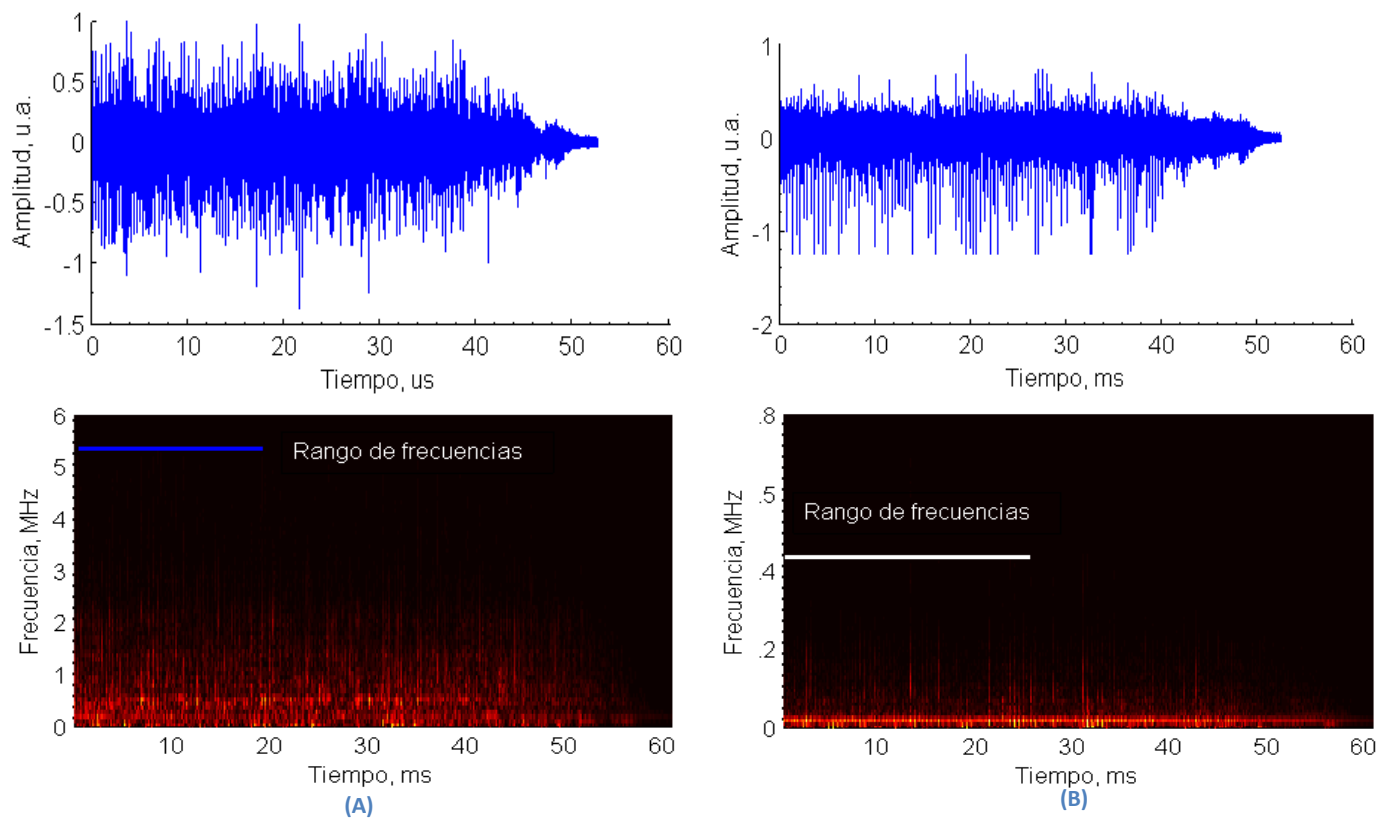


Fig 55. Espectrogramas de las señales adquiridas a una potencia de emisión de 350 W, A) Transductor 1 y B) Transductor 2.

Los espectrogramas anteriores muestran que conforme se aumenta la potencia se adicionan frecuencias cada vez mayores.

Los histogramas mostrados a continuación se generan mediante el análisis visual de los espectrogramas anteriores. El criterio empleado para establecer el intervalo de frecuencias con el cual se grafican es, a) observar en los espectrogramas la existencia de frecuencias menores a la emitida, b) detectar las frecuencias altas aunque con amplitud pequeña, y se debe advertir si este intervalo de frecuencia se encuentra dentro del ancho de banda de los transductores (BW 6 MHz, $F_c=5$ MHz) de lo contrario las señales se atenúan 2 dB por cada 1MHz y serán casi imperceptibles, por lo que se debe aumentar la resolución del espectrograma de ser necesario.

Empleando el arreglo experimental I, con un pulso senoidal de 1 s de duración y diversas potencias de emisión, se observan múltiples burbujas en agua y 1,2 propanodiol, las cuales distorsionan el campo acústico aplicado y disminuyen los coeficientes de correlación entre la señal emitida y las adquiridas.

A continuación se presentan dos graficas en las cuales se observa el incremento de frecuencias al aumentar la potencia aplicada, en ambos transductores receptores.

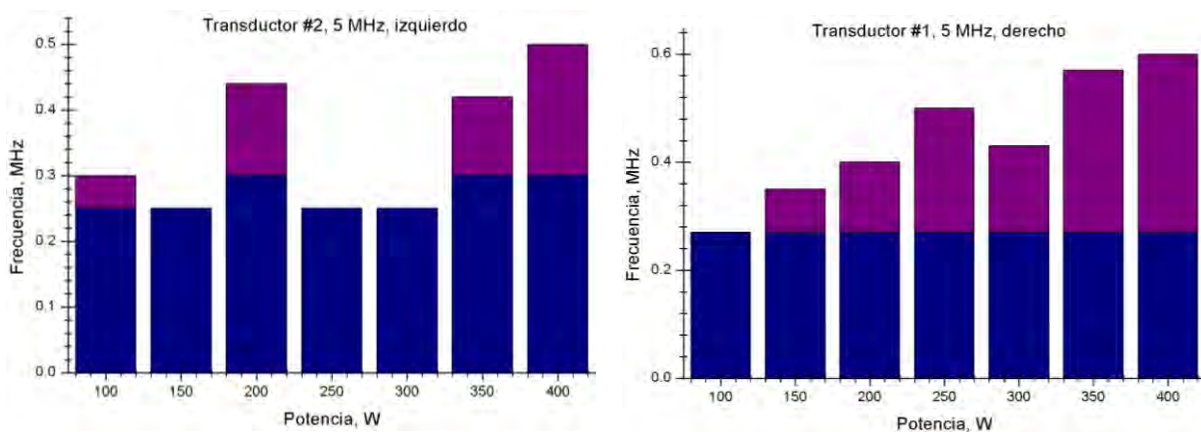


Fig 56. Curvas de frecuencia en función de la potencia suministrada al Sonotrodo, para los transductores de recepción.

Las imágenes de la Fig. 30 y Fig. 45 a 47, muestran que al incrementar la potencia se genera un mayor número de burbujas, mientras los histogramas sugieren que se generan con radios cada vez menores, lo cual añade frecuencias cada vez más altas.

También se observa en los espectrogramas anteriores la existencia de bandas horizontales negras en el intervalo de mayor densidad espectral (Fig. 51 B). Lo anterior sugiere que no se generan microburbujas cuyos tamaños son correspondientes a dichas frecuencias.

Como prueba complementaria para este arreglo experimental se aplicó un pulso senoidal (250 KHz) de un ciclo de duración con el cual se generaron y capturaron burbujas de radios, un orden de magnitud menor a los de la prueba anterior.

Dicha adaptación al arreglo experimental permite tener un mayor control sobre el sistema ya que genera una menor cantidad de burbujas y permite experimentar a frecuencias más altas con lo cual se consiguen microburbujas de radios menores.

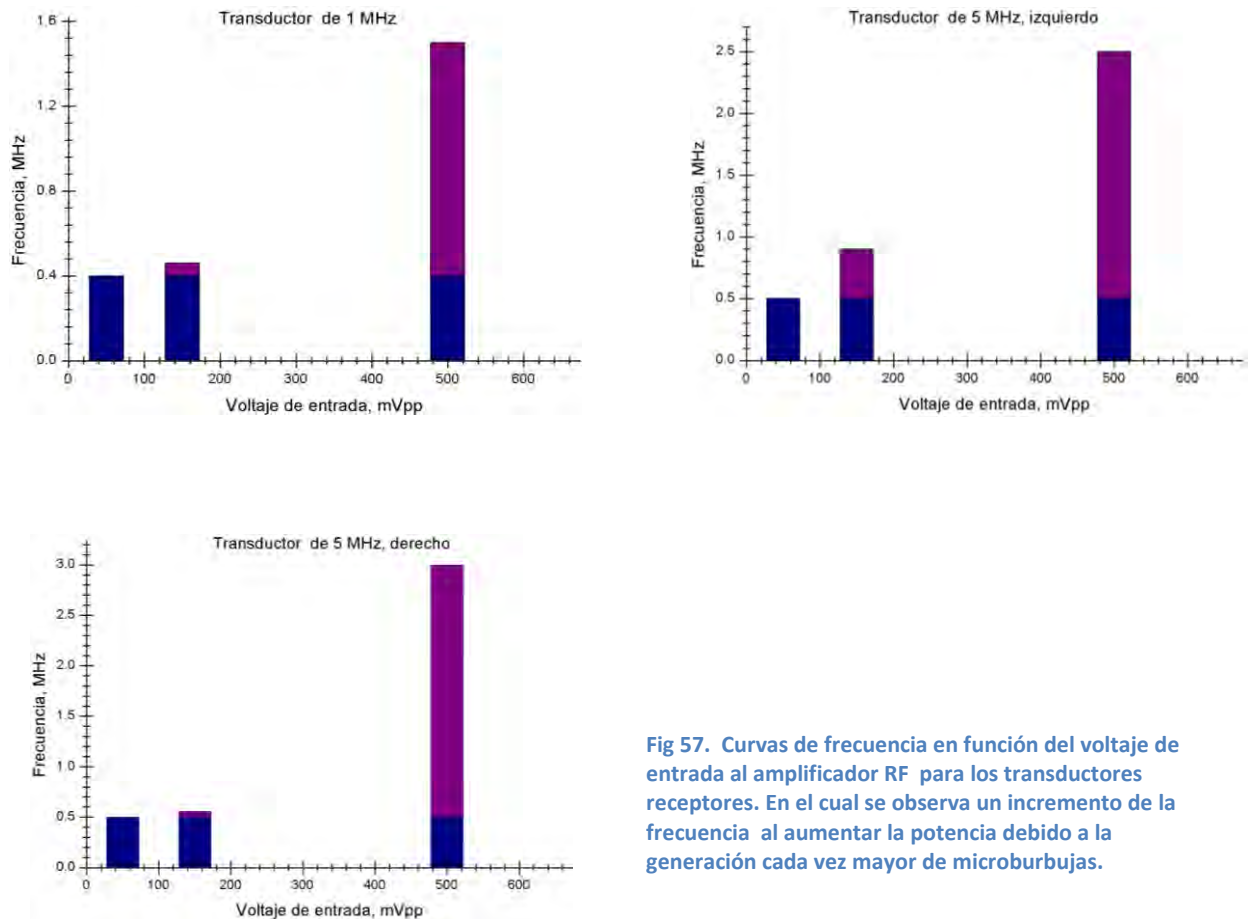


Fig 57. Curvas de frecuencia en función del voltaje de entrada al amplificador RF para los transductores receptores. En el cual se observa un incremento de la frecuencia al aumentar la potencia debido a la generación cada vez mayor de microburbujas.

Como se aprecia en las gráficas anteriores, al aplicar un pulso de 1 ciclo, se conserva el mismo comportamiento ascendente en la frecuencia y aunque existan variaciones, se considera que es inherente a la sensibilidad y ancho de banda de los transductores.

Mediante esta adaptación al arreglo experimental se generaron y capturaron burbujas en la zona focal a una frecuencia de 250 KHz con voltajes de 150 a 500 mVpp (umbral de cavitación estacionario), como se muestra a continuación:

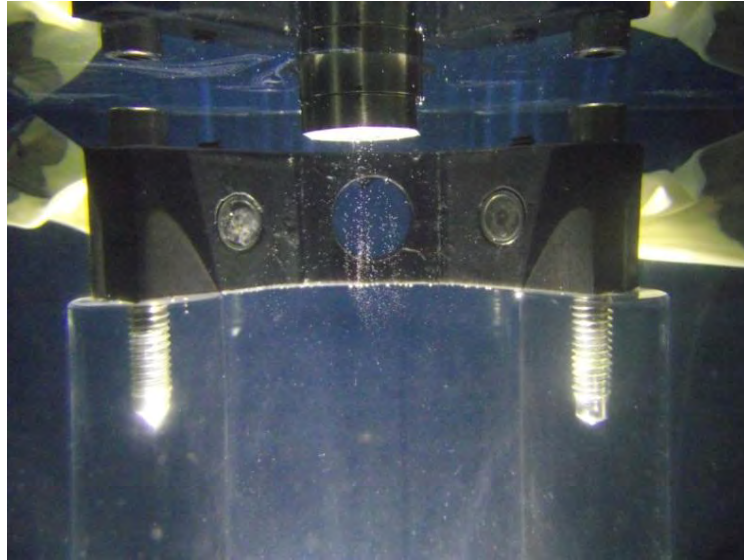


Fig 58. Imagen de burbujas en la zona focal del arreglo experimental uno, generadas mediante un pulso senoidal de un ciclo de duración una frecuencia de 250 kHz y un voltaje de entrada al amplificador de 500 mVpp .

Dadas las frecuencias adicionadas a las señales adquiridas para las cuales se generaron y capturaron las **MBs**, se estiman sus tamaños en 2 μm .

El uso de un pulso senoidal de un ciclo de duración genera un menor número de burbujas de radios dependientes de la frecuencia y la potencia aplicada; los cuales se mantienen en la zona focal indefinidamente si las condiciones de temperatura en el fluido no cambian.

Empleando el arreglo experimental III. Se generaron burbujas empleando el láser a una longitud de onda de 1064 nm con 40 mJ.

La comparación de ambas respuesta en agua y 1,2 propanediol muestra como la onda acústica generada por el láser es mayormente atenuada en el segundo fluido.

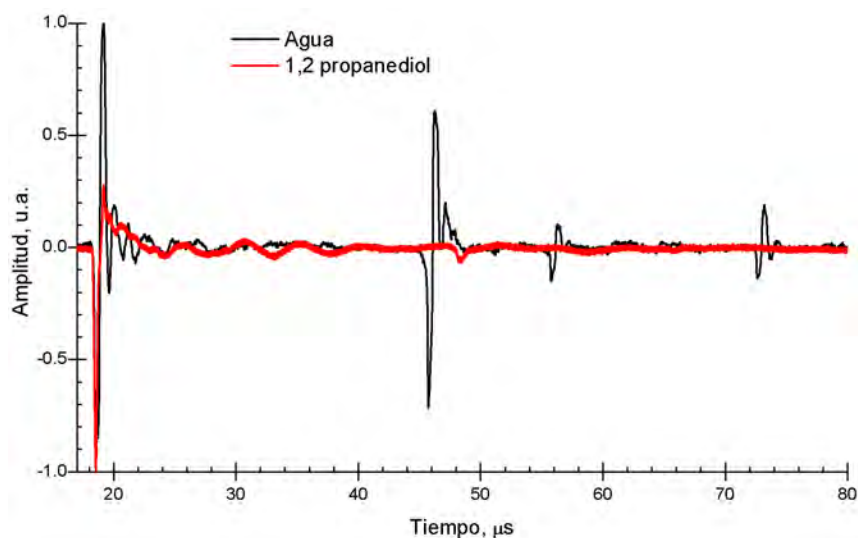


Fig 59. Comparación de las señales obtenida por los transductores de recepción para una onda acústica generada por un láser en un medio de agua y 1,2 propanediol.

La curva anterior es consistente con los datos teóricos ya que cualquier onda acústica en un medio más viscoso perderá rápidamente energía por lo que se requiere de campos acústicos de muy alta potencia con el fin de influenciar oscilaciones en las microburbujas o señales de rompimiento. En las siguientes imágenes se muestran las señales, espectros en frecuencia, y espectrogramas de las respuestas entregadas por los transductores receptores.

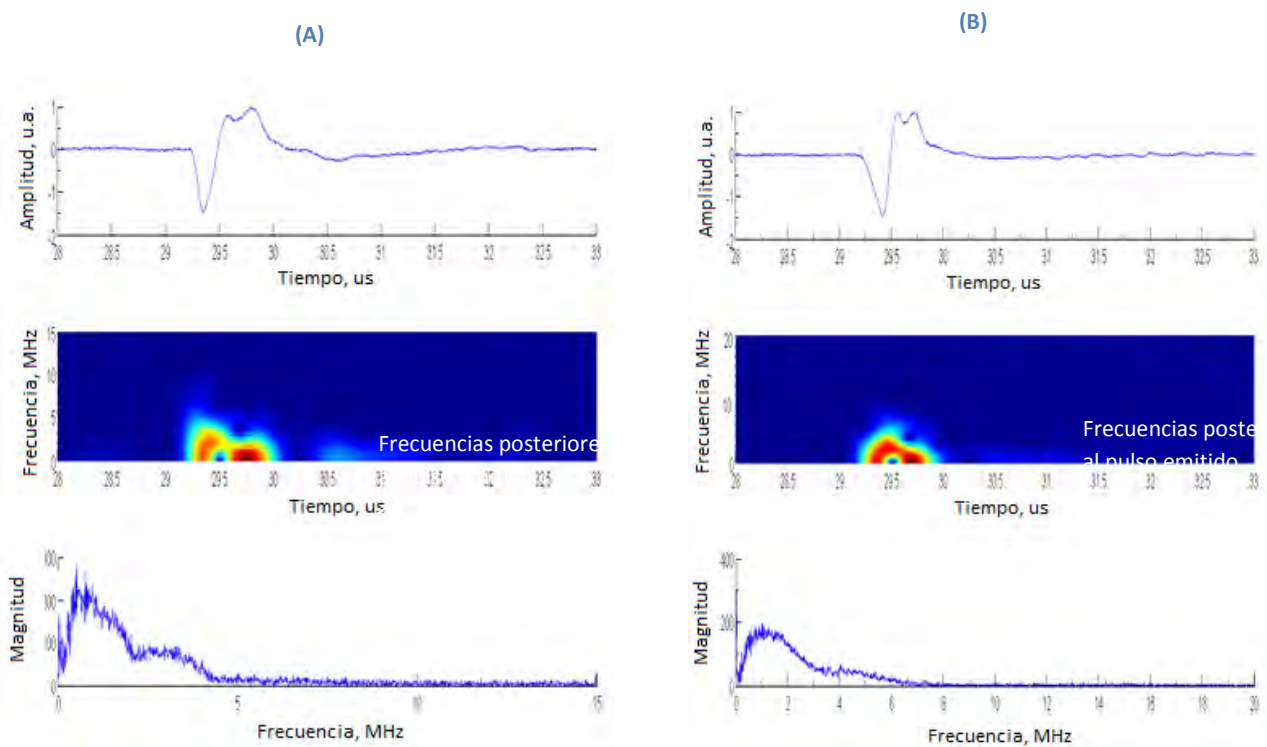


Fig 60. Análisis espectral de las señales entregadas por los piezoeléctricos de 5 MHz A) Derecho B) Izquierdo debido al pulso laser emitido Nd:YAG en un medio de 1,2 propanodiol.

En las figuras 59 A y B se observan las respuestas de los transductores piezoelectricos debido a la onda acustica generada por el láser. En los cuales se observan frecuencias posteriores a la respuesta principal (intervalo de 5 MHz, duracion 1 μ s), lo cual sugiere que se generan microburbujas de 1.5 μ m.

CONCLUSIONES

Con las ecuaciones de Raleigh-Plesset se determinó el comportamiento dinámico que siguen las microburbujas (**MBs**) y los agentes de contraste (en agua y 1,2 propanodiol). Se encontró la frecuencia de resonancia en función del radio y las variaciones de la presión acústica en función del tiempo; estableciendo así los parámetros de viscosidad, temperatura, presión y frecuencia de excitación, estimando con ellos el tamaño de las microburbujas. Se considera que la destrucción de las **MBs** (Post-excitación) ocurre cuando la amplitud de las oscilaciones inerciales sobrepasa el radio máximo. Las simulaciones revelan que la *amplitud de presión acústica* para **MBs** en agua es de un orden de magnitud mayor que en 1,2 propanodiol.

Con base en lo anterior, se implementaron tres arreglos experimentales usando un sistema confocal de piezoeléctricos (usando un Sonotrodo y un Láser como generadores de burbujas; y los parámetros de las simulaciones) con el fin de adquirir la respuesta acústica de las MBs en planos específicos.

Mediante el análisis de correlación se encontró el intervalo en donde el flujo acústico se presenta más homogéneo.

Mediante el análisis tiempo-frecuencia de las señales adquiridas, usando el arreglo experimental I, se encontró que al incrementar la potencia hay un aumento en las altas frecuencias y en el número de burbujas oscilantes, con diámetros cada vez menores; así como bandas horizontales que indican una ausencia de **MBs** de ciertos tamaños. Aún más, si se limita el tiempo de emisión, a un ciclo de onda, se disminuye su cantidad, se capturan y se puede controlar el tamaño, mediante la manipulación de la presión acústica y fijando frecuencia de excitación en el intervalo 200-250 KHz, a 150 a 500 mVpp (con tiempo de vida largo si no se cambia la viscosidad del medio). Mientras que, las burbujas generadas por el láser (1064 nm a 40 mJ) son un orden de magnitud menor que las anteriores, con tiempos de vida de 1 μ s.

De acuerdo a los resultados, se recomienda el uso del arreglo experimental uno, que emplea un Sonotrodo acoplado a un amplificador RF y un generador de señales. Para emitir pulsos senoidales de un ciclo de duración, que permiten, generar, capturar y controlar el tamaños de las **MBs** variando la frecuencia y potencia de la onda emitida.

Las imágenes capturadas durante las pruebas al arreglo experimental uno, muestran la emisión de luz debido a burbujas que colapsan y a la generación de jets. Lo cual no sólo es un claro ejemplo de los riesgos del uso de ultrasonido con fines médicos, sino además, da la pauta a trabajos futuros referentes a la formación de jets luminiscentes posteriores a la excitación.

REFERENCIAS

- [1] Dominique B., Modeling the motion of capsules in flow, *Current Opinion in Colloid & Interface Science*, vol. 16, pp. 3–12, 2011.
- [2] Rodriguez I.C., Bioadhesive delivery systems, *Ars Pharmaceutica*, vol.47, pp. 115-128, 2000.
- [3] Roldán F., Interacción entre microburbujas y ultrasonido. Aplicaciones presentes y futuras de los ecorrealzadores, *Archivos de Cardiología de México*, vol. 75, pp. 222-226, 2005.
- [4] Leithon, T. G., What is ultrasound?, *Progress in Biophysics & Molecular Biology*, vol. 93, pp. 3-83,2006.
- [5] Saenz. V, Hernández J., Peniche C., Microspheres a delivery systems for the controlled release of peptides and proteins, *Bioteconología Aplicada*, vol.24 num. 2, pp. 108-116, 2007.
- [6] Swi T., *Artificial Cells*, 2nd. ed. Canada: McGill University, 2007.
- [7] Xing Z., Ke H., Wang J., Zhao B., Yue X., Dai Z., Novel ultrasound contrast agent based on microbubbles generated from surfactant mixtures of Span 60 and polyoxyethylene 40 stearate, *Acta Biomaterialia*, vol. 6, pp. 3542-3549, 2010.
- [8] Khismatullin, Nadim A., Radial oscillations of encapsulated microbubble in viscoelastic liquids, *Phys. Fluids*, vol.14, pp. 3534–3557, 2002.
- [9] Khismatullin D.B., Resonance frequency of microbubbles: effect of viscosity, *J. Acoust. Soc. Am*, vol. 116, pp. 1463–1473, 2004.
- [10] Allen J.S., Roy R.A., Dynamics of gas bubbles in viscoelastic fluids. I. Linear viscoelasticity, *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 107, pp. 3167–3178, 2000.
- [11] Mohamed R., Barthes Biesel D., Carin Edwards-Levy F., Identification of the elastic properties of an artificial capsule membrane with the compression test: Effect of thickness, *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 301, pp. 217–226, 2006.
- [12] Crespo A., Bubble oscillation and inertial cavitation in viscoelastic fluids, *Ultrasonics*, vol. 43, pp. 643-65, 2009.
- [13] Naude J., Méndez F., Periodic and chaotic acoustic oscillations of a bubble gas immersed in an Upper Convective Maxwell fluid, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, vol. 155, pp. 30–38, 2008.
- [14] Jiménez Fernández J., Nonlinear response to ultrasound of encapsulated microbubbles, *Ultrasonics*, vol. 52, pp. 784-793, 2012.
- [15] Liu X., *Cavitation Bubble Dynamics in Liquids of Different Viscosity*, Department of Applied Physics University of Science & Technology Nanjing, 2010.
- [16] Mettin R., *Bubble and Particle Dynamics in Acoustic Fields: Modern Trends and Applications*, 1er ed. Research Signpost, 2005.
- [17] Gaitan D., *An experimental investigation of acoustic cavitation in gaseous Liquids*, Ph.D. dissertation, University of Southwestern, Louisiana, 1984.
- [18] Morales J., *Sistema para la reproducción de sonoluminiscencia en resonador esférico*, Tesis de maestría, Universidad Nacional Autónoma de México, México D.F, 2006.
- [19] Lauterborn W., Kurz T., Geisler R., Acoustic cavitation, bubble dynamics and sonoluminescence, *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 14, pp. 484–491, 2005.
- [20] Godínez F. A., Navarrete M., Spectroscopic and thermodynamic features of conical bubble luminescence, *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 19, pp. 668-681, 2012.
- [21] Chistensen D., *Ultrasonic Bioinstrumentation*, Canada: Wiley, 1988
- [22] Evans D., *Dopler Ultrasonic*, 2nd. Ed. Canada: Wiley, 2000

- [23] King D., Determination of postexcitation thresholds for single ultrasound contrast agent microbubbles using double passive cavitation detection, *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 127, pp. 3449-3455, 2010.
- [24] Sboros V., A review of Single Microbubble Acoustics, Medical Physics and Centre for Cardiovascular Sciences, Sydney, Australia, pp. 23-27, 2010.
- [25] Stride E., Saffari N., Microbubble ultrasound contrast agents: A review, *Proc. Inst. Mech. Eng., Part H: J. Eng. Med.* Vol. 217, pp. 429-447, 2003
- [26] Chen W.S., Matula T. J., A comparison of the fragmentation thresholds and inertial cavitation doses of different ultrasound contrast agents, *J. Acoust. Soc. Am.*, vol.113, pp. 643-651, 2003
- [27] Madanshetty S., Apfel R., Acoustic microcavitation: enhancement and applications, *J Acoust Soc Am.*, vol. 90, pp. 1508-14, 1991.
- [28] Ammi A., Cleveland R., Ultrasonic Contrast Agent Shell Rupture Detected by Inertial Cavitation and Rebound Signals, *IEEE Trans Ultrason Ferroelectr Freq Control*, vol. 53, pp. 126–136, 2006.
- [29] Santin M. D., King D. A., Encapsulated contrast microbubble radial oscillation associated with postexcitation pressure peaks, *Acoustical Society of America*, vol. 127, pp. 1156-1164, 2010 .
- [30] Yeh C., Su S., Effects of acoustic insonation parameters on ultrasound contrast agent destruction, *Ultrasound in Med. & Biol.*, vol.34, pp. 1281–1291, 2008.
- [31] Carr E., Raj I., Correlation of ultrasound-induced hemolysis with cavitation detector output in vitro, *Ultrasound in Med. & Biol.*, vol. 23, pp. 619-624, 1997.
- [32] Giesecke T., Hynynen K., Ultrasound-mediated cavitation thresholds of liquid perfluorocarbon droplets in vitro, *Ultrasound in Medicine & Biology*, vol. 29, pp. 1359–1365, 2003.
- [33] Bogoyavlenskiy V., Differential criterion of a bubble collapse in viscous pulse, *Phys. Rev.*, vol. 60, pp. 504-508, 1999.
- [34] Raum K., O'Brien W., Pulse-Echo Field Distribution Measurement Technique for High-Frequency Ultrasound Sources, *IEEE Ultrasonics Symposium*, Illinois, 1997
- [35] Sassaroli E., Cavitation threshold of microbubbles in gel tunnels by focused ultrasound, *Ultrasound Med Biol.*, vol. 33, pp. 1651–1660, 2007.
- [36] Porter T., Acoustic Techniques for Assessing the Optison Destruction Threshold, *J Ultrasound Med.*, vol. 25, pp. 1519–1529, 2006.
- [37] Miller D.L, Dou C., Membrane damage thresholds for 1- to 10-MHz pulsed ultrasound exposure of phagocytic cells loaded with contrast agent gas bodies in vitro., *Ultrasound Med Biol.*, vol.30, pp. 973-977, 2004.
- [38] Mleczko M., A method for the determination of the inertial cavitation threshold of ultrasound contrast agents, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Germany, 2008.
- [39] Ammi A., Bridal L., Automatic Detection of Ultrasound Contrast Microbubble Shell Rupture, *IEEE Ultrasonics Symposium*, France, 2006.
- [40] Shi W., Experimental Investigation of Contrast Microbubble Destruction, *IEEE International Ultrasonics Symposium*, USA, 2001.
- [41] Su S., Microbubble Detection by Dual-High-Frequency Ultrasound Excitation, *IEEE Trans Ultrason Ferroelectr Freq Control*, vol. 55, pp. 2164-2176, 2008.
- [42] Thresholds P., Inertial Cavitation in Albumex Suspensions Under Pulsed Ultrasound Conditions, *Transaction on Ultrasonics*, , *IEEE Trans Ultrason Ferroelectr Freq Control*, vol. 48, pp. 161-170, 2001.
- [43] Shi W., Destruction of contrast microbubbles and the association with inertial cavitation, *Ultrasound in Med. & Biol.*, vol. 26, pp. 1009–1019, 2000.

- [44] Deng C, In vitro measurements of inertial cavitation thresholds in human blood, *Ultrasound in Med.*, vol. 22, pp. 939-948, 1996.
- [45] Shi W., Ultrasonic characterization of the nonlinear properties of contrast microbubbles, *Ultrasound in Med. & Biol.*, vol. 26, pp. 93–104, 2000.
- [46] Shiang W., The disappearance of ultrasound contrast bubbles: observations of bubble dissolution and cavitation nucleation, *Ultrasound in Med. & Biol.*, vol. 28, pp. 793–803, 2002.
- [47] Sijl J., Acoustic characterization of single ultrasound contrast agent microbubbles, *Acoustical Society of America*, vol. 124, pp. 4091–4097, 2008.
- [48] Shima A., Studies on bubble dynamics, *Shock Waves*, vol. 7, pp. 33-42, 1997.
- [49] Francisco G., Sonoluminiscencia de una sola burbuja modelada con mecánica clásica no lineal, Tesis doctoral, Universidad Nacional Autónoma de México, México D.F., 2010.
- [50] Bradley P., Defining the unknowns of sonoluminescence, *Physics Reports*, vol. 281, pp. 65-143, 2007.
- [51] Duncan A., Models of Ultrasound Contrast Agents, note class: Applied Mathematics, University of Sydney, 2008.
- [52] Dicker S., Influence of shell composition on the resonance frequency of microbubble contrast agents, *Ultrasound in Med. & Biol.*, vol. 39, pp.1–11, 2013.
- [53] King D., Comparison between maximum radial expansion of ultrasound contrast agents and experimental postexcitation signal results, *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 129, pp. 114-121, 2011.
- [54] Marmottant P., A model for large amplitude oscillations of coated bubbles accounting for buckling and rupture, *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 118, pp. 3499-3505, 2005.
- [55] Delgado V., Determinación del campo de presión radiado por una nube de burbujas, departamento de Mecánica de fluidos, Universidad de Madrid.
- [56] Ogata K., *Dinámica de Fluidos*, 1er. ed. México: Prentice Hall, 1987.
- [57] Buchaman R., *Ceramic Materials for Electronics*, 3er. ed., Hardcover, 2004.
- [58] Alves A., *Cerámicas piezoeléctricas: funcionamiento y propiedades*, ATCP Engenharia Física, Sao Carlo Brasil, 2010.
- [59] Chun K., Lai H., Characterization of Piezoelectric Ring Used for Wire Bonding Transducer Application, Department of Applied Physics and Materials Research Centre, The Hong Kong Polytechnic University, Tech. Rep 0-7803-6714, 2001.
- [60] Channel Industries INC, Piezoelectric Ceramics, Santa Barbara.
- [61] Radmanovic M., *Designing and Modeling of the power ultrasonic transducers*, 2nd. ed. Servia: Monographies, 2004
- [62] Dominick A., Gary W., Optimizing Piezoelectric Ceramic Thickness in Ultrasonic Transducers, Ultrasonic Industry Association Symposium (UIA), pp. 1-9, 2010 39th Annual.
- [63] Ensmiger D., Bond L., *Ultrasonics: Fundamentals, Technologies and Applications*, 3er. ed., Marcel Dekker Inc, 2011.
- [64] Gwirc S., Películas Gruesas de PZT como transductores de ultrasonido, Tesis para obtener el título de Doctor en Ciencias, Universidad de Buenos Aires, 2009.
- [65] Rubio C., Marrero O., Fabricación de Transductores Ultrasonicos para Equipos automatizados de inspección de líneas de Tuberías, CIDESI, Querétaro, 2000.
- [66] IEEE, Radial Vibration of the Composite Ultrasonic Transducer of Piezoelectric and Metal Rings, vol. 54, pp. 1276-1280, 2007.
- [67] Putterman J., Light Scattering Measurements of the Repetitive Supersonic Implosion of a Sonoluminescing Bubble, *Physical Review Letters*, vol. 69, pp. 3839-3842, 1992.
- [68] Simon G., Alternative method to deduce bubble dynamics in single-bubble sonoluminescence Experiments, *Physical Review*, vol.27, pp. 83-89 2008.

- [69] Simon G., Experimental and theoretical investigation of single-bubble sonoluminescence, Ph.D. dissertation, Eotvos University, Faculty of Science, 2003.
- [70] Urteaga R, Concentración de Energía en sonoluminiscencia, Tesis doctoral en ciencias, Instituto Balseiro Cordoba, 2008
- [71] Alves A., Proyecto de transformador de impedancia de radiofrecuencia com controle da faixa de passagem, Inatel, Santa Rita do Sapucaí, Brazil, 2006.
- [72] Nestor H., Transformadores de Banda ancha RF, Cátedra de electrónica aplicada III, Universidad Tecnológica, Edo. Méx., 2001.
- [73] White F., Mecánica de fluidos, 2nd. Ed. México: Mc Graw Hill, 1990.
- [74] Alfadari M., Modelo del comportamiento de una burbuja en un fluido viscoelástico con Surfactante, Tesis para obtener el título de Ing. Mecánico, Universidad Nacional Autónoma de México, México D.F., 2012
- [75] Mendez F., Determinación de la viscosidad de fluidos newtonianos y no newtonianos, Lat. Am. J. Phys. Educ., vol. 4, pp. 237-245, 2010.
- [76] Ibarrola L., Introducción a los fluidos no Newtonianos, Cátedra Mecánica de Fluidos, Instituto Politécnico Nacional, Mexico D.F., 2001.
- [77] Kakadjian S., Metodología para la evaluación de fluidos viscoelásticos, 2005.
- [78] Eduardo W., Mecánica de Medios Continuos, 3er. ed. Barcelo: CIMNE, 2009.
- [79] Canseco A., Camarillo K., Experimentación y análisis del comportamiento hiperelásticos en materiales, Sociedad Mexicana de Ingeniería Mecánica, vol. 4, pp. 23-31, 2011.

APENDICE A

FLUIDOS VISCOELÁSTICOS

Conocidos también como, fluido elástico-viscoso, líquido elástico o fluido con memoria, se caracterizan por poseer propiedades viscosas y elásticas. La mecánica de fluidos los clasifica dentro de los fluidos no-newtonianos por su capacidad de recuperar parte de la energía aplicada para su deformación a diferencia de los fluidos viscosos simples en los cuales la energía es totalmente disipada.

Los materiales viscoelásticos se comportan como fluidos newtonianos (el esfuerzo aplicado es directamente proporcional a la velocidad de deformación, pero independiente de la deformación misma) cuando son estacionarios [73], sin embargo, al aplicar una fuerza tangencial comienzan a manifestarse los efectos elásticos respetando la ley de Hooke (la deformación conseguida es directamente proporcional al esfuerzo aplicado).

Una forma muy usual para exponer las respuestas elásticas y viscosas de los materiales es mediante modelos mecánicos unidimensionales, que conciten en resortes, amortiguadores y masas, ubicados en serie o paralelo.

La deformación Hookiana, es representada por la ecuación de muelle en el cual la fuerza es proporcional a la extensión Fig. 61. Donde se relaciona la fuerza τ ejercida en el resorte con el alargamiento γ , n es el coeficiente de elasticidad.

$$\tau = n\gamma$$

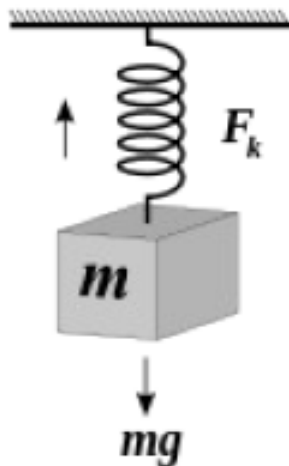


Fig 61. Representación mecánica de la elasticidad (ley de Hooke).

La representación gráfica del comportamiento de un material elástico según la ley de Hooke se muestra en la Fig. 62.

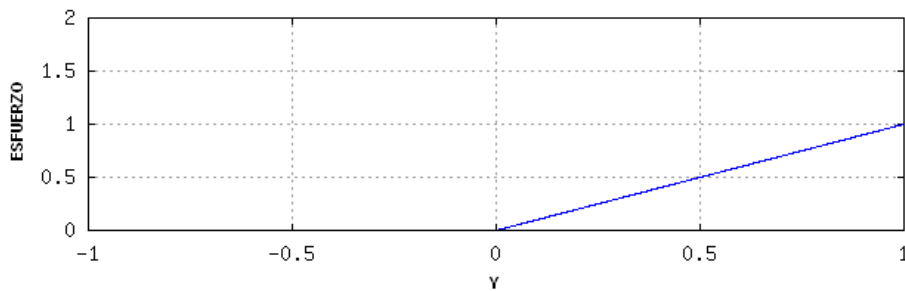


Fig 62. Ley de Hooke, comportamiento elástico

El flujo newtoniano se simboliza como un pistón que representa la disipación de energía ($\tau = \mu\gamma'$). Su representación gráfica es la de una función escalón pues un fluido Newtoniano es independiente de la deformación Fig. 63.

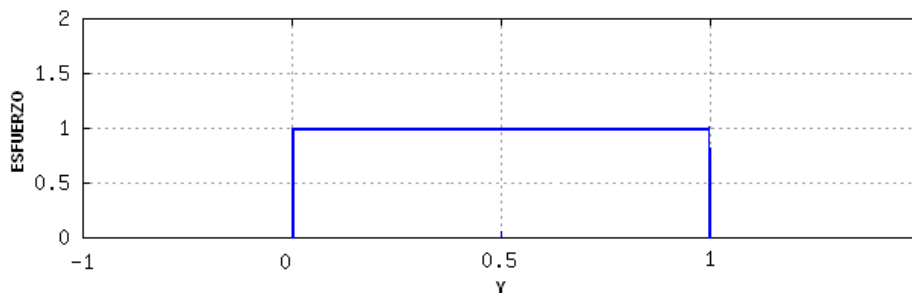


Fig 63. Ley de Newton de la viscosidad

El comportamiento de un fluido viscoelástico puede ser representado por la combinación de pistón y resorte Fig. 64.

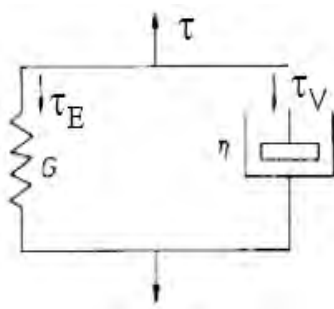


Fig 64. A) Model de Kelvin

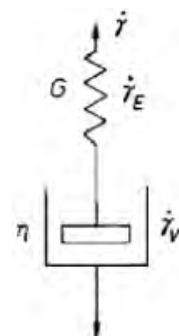


Fig 64. B) Modelo de Maxwell

Aunque pueden encontrarse un gran número de combinaciones entre pistón y resorte, prácticamente todos ellos se basan en los modelos de Maxwell y Kelvin [74].

El modelo de Kelvin considera a las deformaciones de la sustancia viscoelástica aditivas y las representa con la siguiente ecuación

$$\tau = \mu\gamma' + n\gamma$$

Aplicando la transformada de Laplace

$$L \tau = \mu\gamma' + n\gamma \rightarrow \frac{\tau}{s} = n\gamma/s + \mu s \gamma + 0$$

$$\frac{\tau}{s} = n + \mu s \gamma$$

Anti transformando

$$\gamma(t) = \frac{\tau}{n} \left(1 - e^{-\frac{n}{\mu}t} \right)$$

La expresión anterior expone la evolución en el tiempo de un fluido viscoelástico cuando una fuerza constante es aplicada. La cual al ser graficada muestra que la deformación alcanza su valor final sino hasta cierto tiempo definido por la constante $\frac{n}{\mu} = T_M$ en el exponente Fig. 65. Esta constante controla la velocidad de crecimiento de la deformación y es llamada tiempo de relajación.

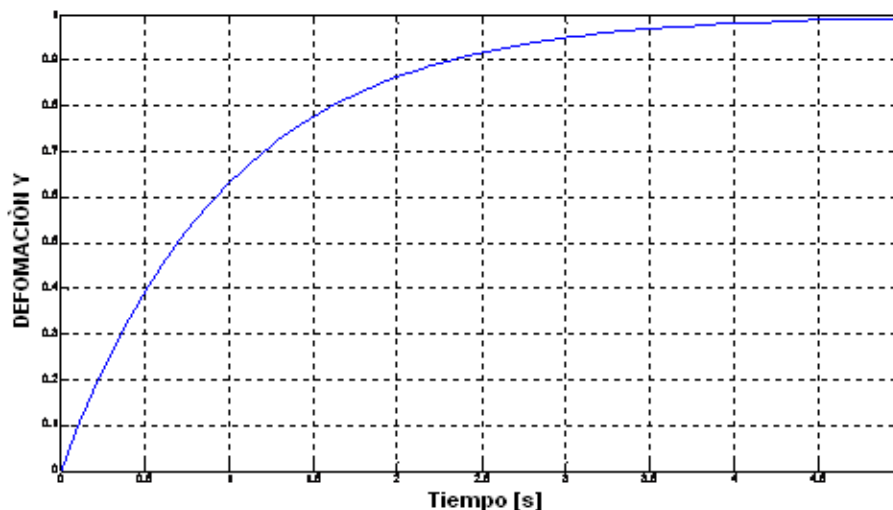


Fig 65. Deformación de un fluido viscoelástico al aplicar un esfuerzo en t=0

Por otra parte el modelo de Maxwell considera que la deformación en la sustancia es debido a la presencia de los esfuerzos en el fluido y lo expresa de la siguiente forma.

$$\gamma = \mu\tau' + \tau$$

Donde τ es debido a la ley de Hook y $\mu\tau'$ a la ley de Newton para fluido viscoso; al resolver la ecuación diferencial

$$\tau + t = n\gamma \left(1 - e^{-\frac{t}{T_M}} \right)$$

Lo cual implica que si en $t < 0$ existe una fuerza aplicada al fluido, al ser removida súbitamente en $t = 0$, se observa un decaimiento en el esfuerzo de forma exponencial, Fig. 66.

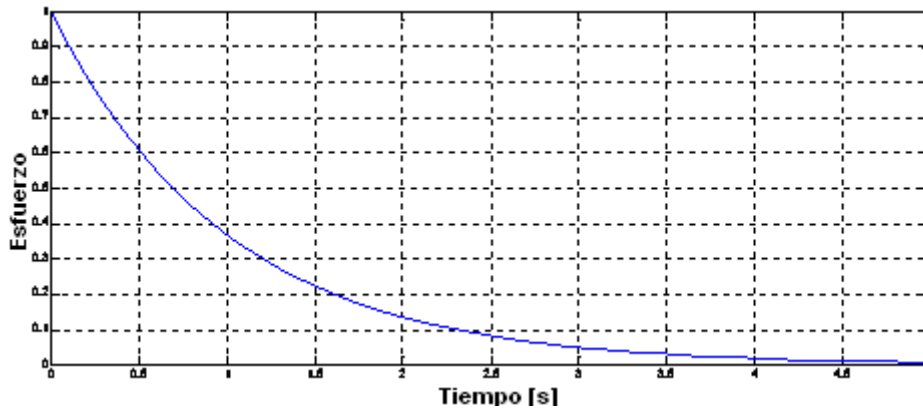


Fig 66. Decaimiento del esfuerzo en $t=0$ para el modelo de Maxwell.

Para el caso en que el fluido se encuentre estacionario y en $t = 0$ se le aplica un esfuerzo, su comportamiento es similar al de un resorte en paralelo con un pistón. Al llegar al valor máximo de deformación si el esfuerzo es retirado su comportamiento es el de un resorte en serie con el pistón Fig. 67.

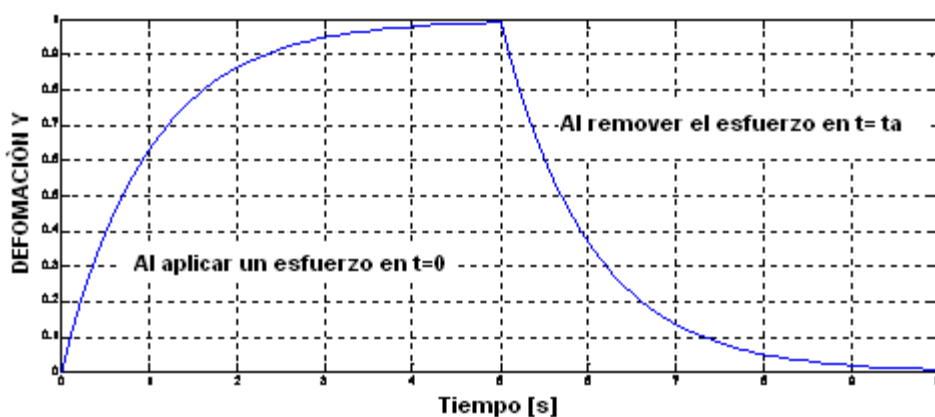


Fig 67. Comportamiento de un fluido viscoelástico.

Los modelos de Maxwell y Kelvin describen el comportamiento de fluidos **viscoelásticos lineales**. Lo que implica que la respuesta (deformación) es proporcional en cualquier tiempo al valor de la señal inicial (esfuerzo). Aunado a esto, los coeficientes de diferenciales de tiempo (coeficiente de viscosidad, módulo de rigidez, velocidad de deformación, etc) son constantes [75].

Un parámetro utilizado para caracterizar las sustancias de acuerdo a su comportamiento elástico/ viscoso/ viscoelástico es el número Deborah, el cual se define

$$De = \frac{\tau}{t}$$

Donde t de deformación al que se ve sometido una determinada sustancia y τ es el tiempo de relajación. El tiempo de relajación es infinito para un sólido de Hooke y cero para un fluido Newtoniano. De acuerdo al número "De" todas las sustancias pueden ser clasificadas

- $De < 1$ Comportamiento viscoso
- $De > 1$ Comportamiento elástico
- $De \sim 1$ Comportamiento Viscoelástico

De acuerdo al concepto del número De todas las sustancias pueden fluir, solo hay que esperar el tiempo necesario.

Jiménez Fernández [12] deja en claro la importancia del número De en las oscilaciones de la burbuja, incrementándose y aumentando su amplitud conforme aumenta De, exhibiendo comportamientos caóticos para $De > 5$.

Ibarrola Luis [76] establece que los fluidos humanos son no-newtonianos con comportamiento viscoso y elásticos con valores de viscosidad entre 1cp y 50 cp, por lo que un fluido con estas características es importante para emular fluidos corporales.

APÉNDICE B

HÍPERELASTICIDAD

Supongamos que tenemos un sistema como el de la Fig. 68, formado por una masa y un resorte. Se tiene una fuerza externa F aplicada sobre la masa, la cual también experimenta otra fuerza de valor $-kx$ dada por el resorte. Si aislamos la masa se puede esquematizar las fuerzas que actúan sobre ellas de la siguiente manera.

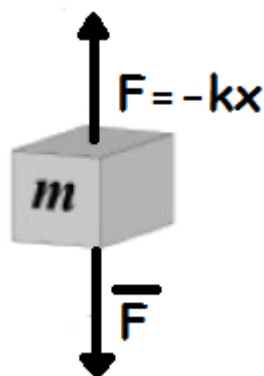


Fig 68. Diagrama de fuerzas en un sólido.

El sistema de fuerzas que actúa sobre la masa se expresa

$$F(t) = mx - kx$$

Donde mx es la segunda ley de Newton.

El trabajo externo dado por la fuerza F al sistema entre los instantes $[t_0, t_1]$ será:

$$W = \int_{t_0}^{t_1} F(t)x dt$$

El producto $F t x t$ es la potencia entregada por F en el instante t . Si ahora sustituimos $F t$

$$W = \int_{t_0}^{t_1} (mx - kx) dt = mx^2 \frac{1}{2} \Big|_{t_0}^{t_1} + kx^2 \frac{1}{2} \Big|_{t_0}^{t_1} = E_c t_1 - E_c t_0 + E_R t_1 - E_R t_0$$

Donde E_c y E_R representan la energía cinética y la energía de deformación en el resorte.

Tenemos entonces que el trabajo entregado por una fuerza $F t$ al sistema masa-resorte se convierte en energía cinética más energía de deformación. Un material híperelástico se considera la

unión masa-resorte del sistema anterior y podemos definirlo como aquel material para el cual el trabajo externo se convierte en energía cinética más energía de deformación [77,78], donde:

$$E_R t_1 - E_R t_0 = \int_{t_0}^{t_1} T \frac{\partial D}{\partial t} dt$$

$E_0(D)$ es la función energía de deformación.

Por lo tanto

$$\frac{\partial E_0}{\partial t} = T \frac{\partial D}{\partial t}$$

Donde

$$\nabla E_0 D = \frac{\partial E_0}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial D} \rightarrow \frac{\partial E_0}{\partial t} = \nabla E_0 D \frac{\partial D}{\partial t}$$

Igualando

$$\nabla E_0 D \frac{\partial D}{\partial t} = T \frac{\partial D}{\partial t}$$

$$\nabla E_0 D = T$$

La cual sería la ecuación constitutiva de un sólido hiperelástico.

Su comportamiento consta de tres fases Fig. 69, en primer lugar el material experimenta una deformación elástica lineal debido a la deflexión de las paredes, en segundo lugar, una pendiente de deformación con un rango pequeño de esfuerzo debido a la deformación en sus paredes, en tercer lugar, una región de densificación debido al aplastamiento de las paredes.

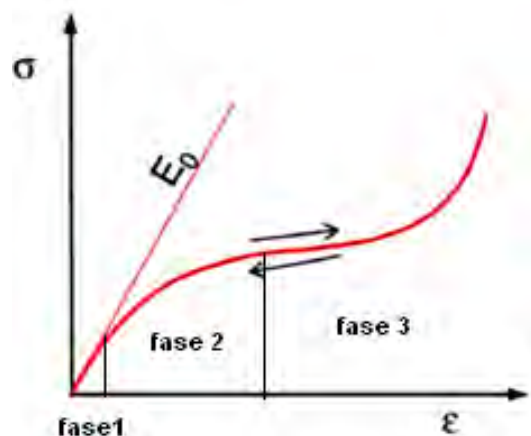


Fig. 69 Comportamiento típico de un material hiperelástico.

Como se muestra en la gráfica anterior el comportamiento es no-lineal. Esta respuesta permite al material experimentar deformaciones aproximadamente 500% en tensión y 90% a compresión [79]. Las principales características de un material con un comportamiento no-lineal son:

- Grandes deformaciones.
- Deformaciones no permanentes.
- Esfuerzo y deformación no son proporcionales.
- Comportamiento sin histéresis
- No disipan la energía interna

Algunos materiales como son los elastómeros, polímeros, gomas, neumáticos, calzado, mangueras, sellos, materiales biológicos (arterias, músculos, piel), aparatos destinados al aislamiento de la base de estructuras pueden estar sometidos a grandes deformaciones sin presentar deformación permanente, siendo clasificados como materiales hiperelásticos.

ANEXO A

TABLE VII: PROPERTIES OF PIEZOELECTRIC CERAMICS										
(Values are averaged and a consistent set)										
		BARIUM TITANATE			LEAD ZIRCONATE TITANATE					
Material Reference Numbers Channel Industries, Inc. U.S. Navy		300	600	1300 Navy IV	5400 Navy I	5500 Navy II	5600 Navy V	5700 Navy VI	5800	5804 Navy III
Coupling Coefficients	k_{33}	.46	.39	.45	.71	.73	.73	.72	.67	.66
	k_{31}	-.19	-.16	-.18	-.36	-.37	-.36	-.37	-.32	-.32
	k_{15}	.46	.39	.45	.72	.71	.68	.65	.60	.59
	k_p	-.32	-.27	-.30	-.60	-.62	-.62	-.62	-.55	-.54
Piezoelectric Constants										
d_{33}	10^{-12} m/V	145	82	145	300	400	505	550	245	240
d_{31}	*	-58	-33	-56	-135	-185	-225	-250	-107	-106
d_{15}	*	245	150	245	525	625	670	690	390	382
g_{33}	10^{-3} Vm/N	13.1	16.8	12.2	26.1	25.8	22.0	19.4	25.2	25.8
g_{31}	*	-5.2	-6.8	-4.7	-11.7	-11.9	-9.8	-8.8	-11.0	-11.3
g_{15}	*	20.5	29.8	19.1	40.5	40.0	31.5	26.4	31.5	32.2
Free Dielectric Constants										
K_3^T		1250	625	1350	1300	1750	2600	3200	1100	1050
K_1^T		1350	570	1450	1475	1775	2400	2950	1400	1340
Elastic Constants										
$1/s_{11}^E = Y_{11}^E$	10^{10} N/m ²	11.7	11.6	11.9	8.2	6.4	6.2	6.2	8.6	8.6
$1/s_{33}^E = Y_{33}^E$	*	11.1	11.0	11.3	6.5	5.2	5.1	4.8	7.1	7.1
c_{44}^E	*	4.2	4.2	4.3	2.5	2.0	2.2	2.3	2.9	2.9
Density (min.)	10^3 kg/m ³	5.5	5.4	5.55	7.55	7.6	7.5	7.4	7.55	7.55
Mechanical Q		450	1200	600	500	75	70	65	1100	1050
Curie Point, °C		>115	>140	>115	>300	>350	>240	>190	>300	>300
Dielectric Loss Tangent (Max)										
Low field		.008	.003	.008	.004	.02	.02	.02	.004	.004
2KV/cm RMS		NA	.01	.015*	.02	NA	NA	NA	.007	.006
4KV/cm RMS		NA	.025	.03*	.04	NA	NA	NA	.01	.01
Change in K_3^T (%) (Max)										
2KV/cm RMS		NA	3	6*	5	NA	NA	NA	2.5	2.0
4KV/cm RMS		NA	8	12*	18	NA	NA	NA	6.5	4.0
Static Tensile Strength psi		7500	8500	7500	11000	11000	11000	11000	12000	12000
Rated Dynamic Tensile Strength psi		3000	3500	3000	6000	4000	4000	4000	7000	7000
Change in N_f / Time Decade %		0.5	0.4	0.4	1.5	0.2	0.25	0.25	1.0	1.0
Change in k_p / Time Decade %		-1.8	-0.7	-1.9	-2.3	-0.2	-0.35	-0.35	-2.0	-1.8
Change in K_3^T / Time Decade %		-0.8	-2.9	-1.3	-5.5	-1.0	-1.5	-1.5	-5.0	-4.0

Tabla 6. Parámetros piezoeléctricos de diferentes materiales PZT CHANNEL INDUSTRIES [59]

Symbol	Unit	PZT4	PZT8	EC64	EC69	PZ24	PZ26	PZ26 for FEM users
$\epsilon_{33}^S/\epsilon_0$	-	635	582	645	646	239	700	518
c_{11}^E	10^{10} N/m^2	13.9	13.7	13.9	14.9	16.2	16.8	15.5
c_{12}^E	10^{10} N/m^2	7.78	6.97	7.78	8.11	8.84	11.0	9.41
c_{13}^E	10^{10} N/m^2	7.43	7.16	7.43	8.11	8.75	9.99	7.99
c_{33}^E	10^{10} N/m^2	11.5	12.4	11.5	13.2	13.4	12.3	11.0
c_{11}^D	10^{10} N/m^2	14.5	14.0	14.5	15.2	16.3	16.9	16.2
c_{12}^D	10^{10} N/m^2	8.39	7.28	8.39	8.41	8.94	11.2	10.1
c_{13}^D	10^{10} N/m^2	6.09	6.08	6.09	7.03	8.07	9.33	8.64
c_{33}^D	10^{10} N/m^2	15.9	16.1	15.9	16.9	18.1	15.8	15.1
s_{11}^E	$10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$	12.3	11.5	12.8	10.1	10.5	13.0	12.2
s_{12}^E	$10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$	-4.05	-3.38	-4.2	-3.4	-3.13	-4.35	-5.13
s_{13}^E	$10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$	-5.31	-4.69	-	-	-4.77	-7.05	-5.13
s_{33}^E	$10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$	15.5	13.5	15.0	13.5	13.6	19.6	16.0
s_{44}^E	$10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$	39.0	31.9	-	-	23.0	33.2	36.7
e_{31}	C/m^2	-5.2	-4.0	-5.2	-4.1	-1.45	-2.8	-5.48
e_{33}	C/m^2	15.1	13.8	15.1	14.0	9.9	14.7	13.6
h_{31}	10^8 V/m	-9.2	-7.8	-9.2	-7.7	-6.88	-4.52	-12.0
h_{33}	10^8 V/m	26.8	26.9	26.8	26.4	47.0	23.7	29.7
k_p	-	-0.58	-0.51	-0.60	-0.52	-0.494	-0.568	-0.575
k_{31}	-	-0.33	-0.30	-0.35	-0.31	-0.292	-0.327	-0.310
k_{33}	-	0.70	0.64	0.71	0.62	0.659	0.684	0.707
ρ	kg/m^3	7500	7600	7500	7500	7700	7700	7650

Tabla 7. Parámetros piezoeléctricos de materiales PZT [60]

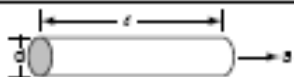

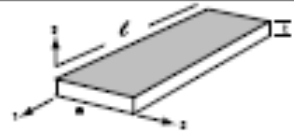

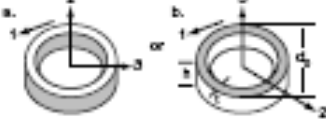
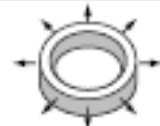
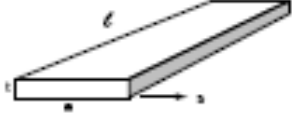


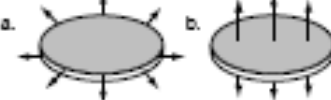


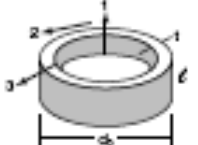
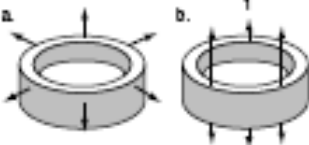
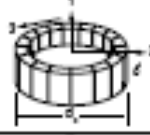




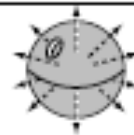
Action/Shape	Typical Geometry	Geometry	k	Primary Mode of Motion or Applied Force
1. Parallel longitudinal mode		$l > 3d$	k_{23}^l	
2. a. Transverse length mode		$l > 3w > 3t$	k_{21}^l	
b. Transverse width mode		$w < .3l$ $w > 3t$	k_{21}^w	
3. Transverse ring mode		$d_o > 3t > 3t$	k_{31}^{eff} k_{31}	
4. Parallel width mode		$w < .3l$ $w > 3t$	k_{33}^w	
5. a. Planar mode		$d > 5t$	k_p	
b. Thickness extensional mode		$t < .2d$	k_{33}^t	
6. Thickness shear, parallel E		$t < .2w$ $t < .2l$	k_{45}	
7. Thin wall hollow cylinder		$d_o > 8t$ $l > .5t$	k_{21}	
8. Striped hollow cylinder		$d_o > 8t$	k_{33}	
9. Hemisphere		$d_o > 8t$	k_p	
10. Hollow Sphere		$d_o > 8t$	k_{31}^{eff} k_p	

Tabla 8. Cerámicas piezoeléctricas de distintas Geometrías [59]

ANEXO B

Programa para simular el comportamiento dinámico de una microburbuja mediante el modelo lineal de RAYLEIGH-PLESSET (2.1.1) explicado en el capítulo 2. Fig.10.

Archivo.M

```
function y = E(t,u)
D=1000;           % Densidad
Po=.78e5;        % Presión ambiental
U=.001;          % viscosidad del medio
S=.072;          % tensión superficial del medio
I=1;             % índice politrópico
Ks=2.4e-9;       % Viscosidad de la membrana
Es=.38;          % Modulo elástico
Pa=1e6;          % presión del ultrasonido
f=1e6;           % frecuencia del ultrasonido
Ro=4e-6;         % Radio inicial
t0=2e-6;         % Duración del pulso
t1=5e-6;         % duración de pulso
A=1./(D.*Ro.^2);
B=A.*4.*(U+Ks/Ro);
C=A.*(((Po+2.*S./Ro)*(3.*I))-(2.*S./Ro)+(4.*Es./Ro));
Z1((((1-cos(t./t0)).*sin(f.*t))./2).*(heaviside(t1)-heaviside(t-t1))); %P.
Hanning
y=zeros(2,1);
y(1)=u(2);
y(2)=(Ro.*A.*Pa.*Z1-B.*u(2)-C.*u(1));

%Llamada de función mediante ode45.

>>[T,R]=ode45('E',[0:.01e-6:25e-6],[0,0],options);

>>R3=4e-6+R(:,1);

>>subplot(2,1,2)

>>plot(T,R3)
```

Programa para graficar la frecuencia de resonancia de una microburbuja de albumina en propanodiol del capítulo 3, Fig. 11.

```
>>D=1036;         % Densidad
>>Po=.78e5;       % Presión ambiental
>>U=.023;         % viscosidad del medio
>>S=.0426;        % tensión superficial del medio
>>I=1;           % índice politrópico
>>Ks=2.4e-9;     % Viscosidad de la membrana
>>Es=.38
>>Ro=[1e-6:.01e-6:10e-6];
>>A=1./(D.*Ro.^2);
>>C=sqrt(A.*(((Po+2.*S./Ro)*(3.*I))-(2.*S./Ro)+(4.*Es./Ro)));
>>plot(Ro,C)
```


Programa para graficar la amplitud de las oscilaciones en función de la frecuencia del capítulo 3, Fig. 12.

```

%-----Agua-----
>>D=1000;           % Densidad
>>Po=.78e5;        % Presión ambiental
>>U=.001;          % viscosidad del medio
>>S=.072;          % tensión superficial del medio
>>I=1;             % índice politrópico
>>Ks=2.4e-9;       % Viscosidad de la membrana
>>Es=.38;          % Modulo elástico
>>Ro=4e-6;         % Radio inicial
>> A=1./(D.*Ro.^2);
>>w=[0:1000:15e6];
>>Wo=sqrt(A.*(((Po+2.*S./Ro)*(3.*I))-(2.*S./Ro)+(4.*Es./Ro))); %F. Resonancia
>>Q=D*Ro*Wo/((4/Ro)*(U+Ks/Ro)) %Fac. Calidad
>>A1=1./sqrt((1-((w/Wo).^2)).^2+((w/Wo).*(1/Q)).^2); % Mod. Amplitud
>>plot(w,A1)
%-----1-2 Propanodiol-----
Hold on
>>D=1036;           % Densidad
>>Po=.78e5;        % Presión ambiental
>>U=.023;          % viscosidad del medio
>>S=.0426;         % tensión superficial del medio
>>I=1;             % índice politrópico
>>Ks=2.4e-9;       % Viscosidad de la membrana
>>Es=.38;          % Modulo elástico
>>Ro=4e-6;         % Radio inicial
>> A=1./(D.*Ro.^2);
>>w=[0:1000:15e6];
>>Wo=sqrt(A.*(((Po+2.*S./Ro)*(3.*I))-(2.*S./Ro)+(4.*Es./Ro))); %F. Resonancia
>>Q=D*Ro*Wo/((4/Ro)*(U+Ks/Ro)) %Fac. Calidad
>>A1=1./sqrt((1-((w/Wo).^2)).^2+((w/Wo).*(1/Q)).^2); % Mod. Amplitud
>>plot(w,A1)

```

Programa para simular las señales de pos-excitación y cavitación inercial de una MB de albumina en agua y en propanodiol, capítulo 3, Fig. 13 y 14.

Archivo.m

```

function y = P(t,u)
D=1000;           % Densidad
Po=.78e5;        % Presión ambiental cambia de agua a glicol según el caso
U=.001;          % viscosidad del medio cambia de agua a glicol según el caso
S=.072;          % tensión superficial del medio cambia de agua a glicol según el caso
I=1;             % índice politrópico
Ks=2.4e-9;       % Viscosidad de la membrana
Es=.38;          % Modulo elástico
Pa=1e6;          % presión del ultrasonido
f=1e6;           % frecuencia del ultrasonido
Ro=4e-6;         % Radio inicial
t1=5e-6;         % duración de pulso
A=1./(D.*Ro.^2);
B=A.*4.*(U+Ks/Ro);
C=A.*(((Po+2.*S./Ro)*(3.*I))-(2.*S./Ro)+(4.*Es./Ro));
Z1 =sin(f.*t).*(heaviside(t1)-heaviside(t-t1)); % Pulso senoidal
y=zeros(2,1);
y(1)=u(2);
y(2)=(Ro.*A.*Pa.*Z1-B.*u(2)-C.*u(1)); % ecuación RPA lineal

```

%Llamada de función mediante ode45.

```
>>options=odeset('RelTol',1e-5);
>>[T,R]=ode45('P',[0:.01e-6:25e-6],[0,0],options);
>>R3=4e-6+R(:,1);
>>subplot(2,1,2)
>>plot(T,R3)
>>E=R(:,1);
>>D=diff(E);
>>DD=diff(E,2);
>>D1=[D;0];
>>D2=[DD;0;0];
>>Pt=(rho./0.005)*(D2.*E.*E+2*E.*D1.*D1); % presión radiada
>>subplot(2,1,1)
>>plot(t,Pt);
```

Implementación de modelo KLM en matlab para un piezocerámico de material PZT4 con electrodos de plata de un espesor de 5 µm y backing de baquelita, Fig. 16 y 17.

```
clear all
clc
%-----DATOS PZT
Qe=input('Coeficiente de calidad eléctrica ');
Qm=input('Coeficiente de calidad mecánico ');
AREA=input('Area del piezoelectrico ');

E33s=1300*8.85e-12;%*(1-j/Qe);
Kt=input('Coeficiente de acople ');
%Kt=Kt*sqrt((1-j/Qe)/(1+j/Qm));
DENSIDAD=7500;
VtD=4604;%*sqrt(1+(1/Qm)*j);
h33=Kt*sqrt(VtD*VtD*DENSIDAD/E33s);
ESPESOR=input('Escribe el espesor ');
C0=E33s*AREA/ESPESOR;
Z0=DENSIDAD*AREA*VtD;
%-----DATOS DE BACKING-
QL1=10000;
ROB=1.2;
VELB=348;%*sqrt(1+(1./QL1).*j);
ZB=ROB*VELB*AREA;
%-----DATOS DEL MEDIO DE PROPAGACION
QL=10000;
VL0=348;%*sqrt(1+(1./QL).*j);
DENM=1.2;
ZL0=DENM*VL0;
ZL=ZL0*AREA;
%-----DATOS DE LAS CAPAS QUE SE AGREGAN
ROC1=10490;
ROC2=10490;
Q1=10000;
Q2=10000;
VELC1=3700;%*sqrt(1+(1/Q1)*j);
VELC2=3700;%*sqrt(1+(1/Q2)*j);
ESPESORC1=5e-6;
ESPESORC2=5e-6;
ES1=ESPESORC1;
ES2=ESPESORC2;
```

```

%-----DATOS PARA ACOPLAMIENTO ELECTRICO EN EMISOR Y
RECEPTOR
RE=.01;
RR=1e6;
LA=1e6;
%-----INICIO DE BUCLE DE CALCULO
FINI=1e3;
FFIN=60e6;
INCF=(FFIN-FINI)/60000;
F=FINI-INCF;
NF=60001;
FTE=zeros(1,NF);
FRT=zeros(1,NF);
FTER=zeros(1,NF);
Z=zeros(1,NF);
Y=zeros(1,NF);
f=zeros(1,NF);
for I=1:NF;
F=F+INCF;
OM=2*pi*F;
%-----DATOS DE LAS CAPAS
ZC1=VELC1*AREA*ROC1;
ZC2=VELC2*AREA*ROC2;
%-----MATRICES DE LOS MATERIALES
TET1=OM*ES1/VELC1;
Talu=[cos(TET1) ZC1.*sin(TET1).*j; (j*sin(TET1))./ZC1 cos(TET1)];
Talu2=[cos(TET1) ZC2.*sin(TET1).*j; (j*sin(TET1))./ZC2 cos(TET1)];
%-----ACOPLE ELÉCTRICO
TA=[1 0; 1./(OM.*LA.*j) 1];
%-----TRANSDUCTOR
GAM=ESPESOR.*pi.*F./VtD;
fi=(2.*h33./(OM.*Z0)).*sin(GAM);
X=(h33.*h33./(OM*C0)).*sin(2*GAM);
Tpzt=[cos(GAM) Z0.*sin(GAM).*j; (j*sin(GAM))./Z0 cos(GAM)];
Te1=[1 (X-(1./(OM.*C0))).*j; 0 1];
Te2=[fi 0; 0 1./fi];
CAPAS=1;
Tizq=Tpzt.*Talu;
ZinB=(Tizq(1,1).*ZB+Tizq(1,2))./(Tizq(2,1).*ZB+Tizq(2,2));
TZeq=[1 0; (1./ZinB) 1];
T=TA.*Te1.*Te2.*TZeq.*Tpzt.*Talu2;
Zin=(T(1,1).*ZL+T(1,2))./(T(2,1).*ZL+T(2,2));
ZA=.5*ZinB;
Zin2=((1./(j*OM*C0))+j*X+ZA./(fi.*fi));
Yin2=1/Zin2;
%-----COEFICIENTES DE TRANSMICION Y REFLECCION
ft=ZL/(T(1,1).*ZL+T(1,2)+RE.*(T(2,1).*ZL+T(2,2)));
fr=RR/(RR*T(2,2)+T(1,2));
IL=ZL/(T(1,1).*ZL+T(1,2)+RE.*(T(2,1).*ZL+T(2,2))).*2.*RR./(T(1,1).*ZL+T(1,2)+RR*(
T(2,1).*ZL+T(2,2)));
FTE(I)=ft;
FTR(I)=fr;
FTER(I)=IL;
Z(I)=Zin;
Y(I)=1/Zin;
f(I)=F;
end
MODY=abs(Y);
FASY=angle(Y);
MODZ=abs(Z);
FASZ=angle(Z);

```

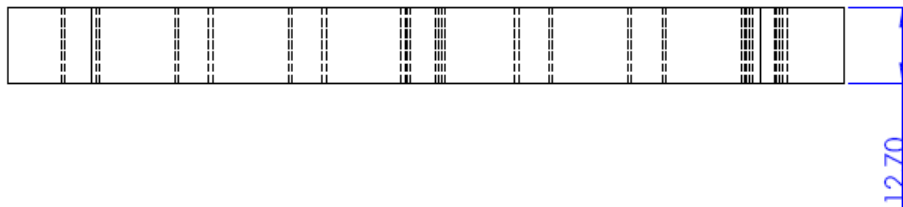
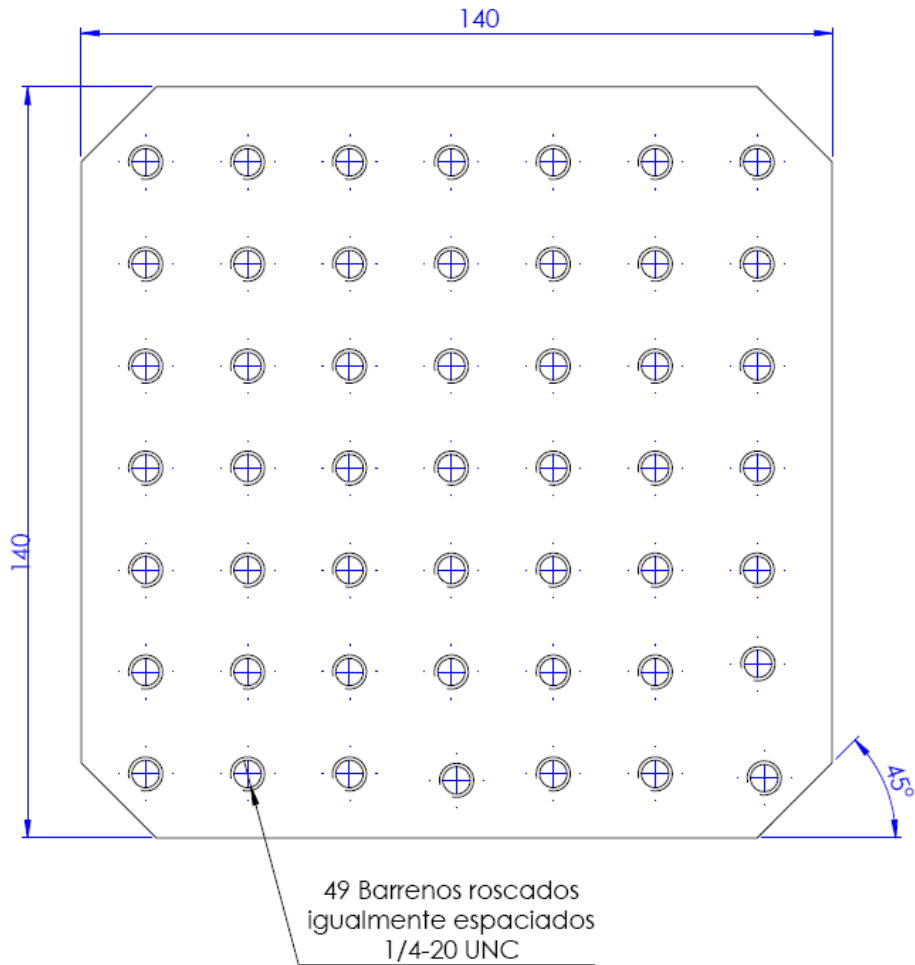
```

Rin=real(Z);
Xin=imag(Z);
Gin=real(Y);
Bin=imag(Y);
%Respuestas al impulso
rie=real(ifft(FTE));
rir=real(ifft(FTR));
ri=real(ifft(FTER));
riceros=[0 0 0 0 0 0 ri];
%PARA GRAFICAR RESULTADOS
i=1:Nf;
%plot(i,rie)
%axis([1,100,-1.5e-4,1.5e-4])
%grid on
%logF=20*log(abs(FTER))
%figure
%subplot(2,1,1),plot(f,MODZ);
%title('inpedancia')
%grid on
%zoom on
%subplot(2,1,2),plot(f,FASZ);
%title('FASE')
%grid
%zoom
%plot(f,MODZ,f,mb1);
A=20*log10(MODZ);
B=20*log10(MODY);
logf=20*log10(FTR);
plot(f,logf)
%plot(f,B)

```

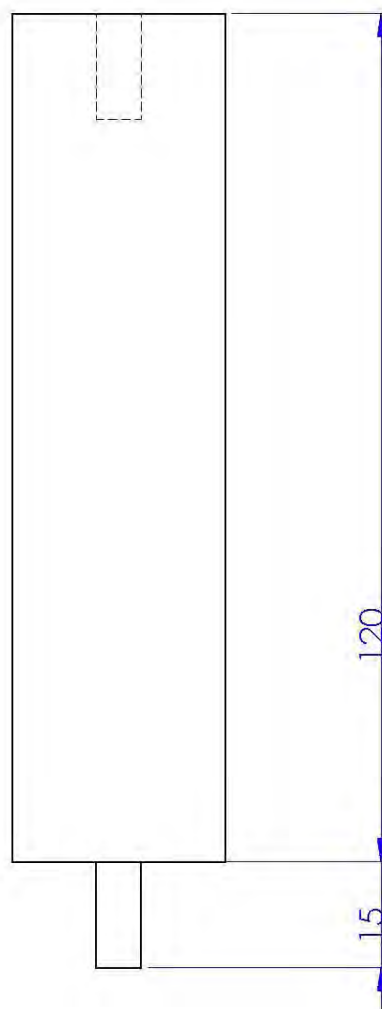
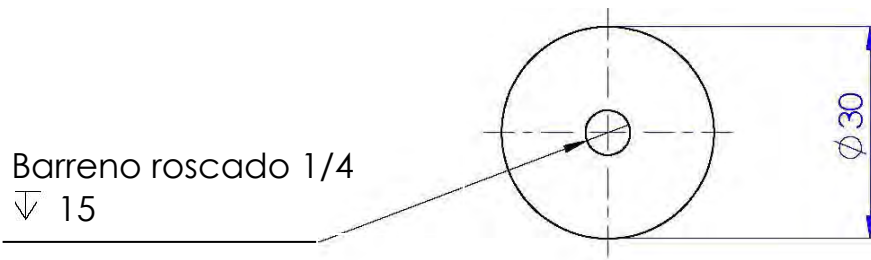
ANEXO C

Pieza 1



N. de dibujo: Multibujero	Acrílico
Nombre: Cruz Vanegas Samuel	Escala 1:1 cotas: mm

Pieza 2

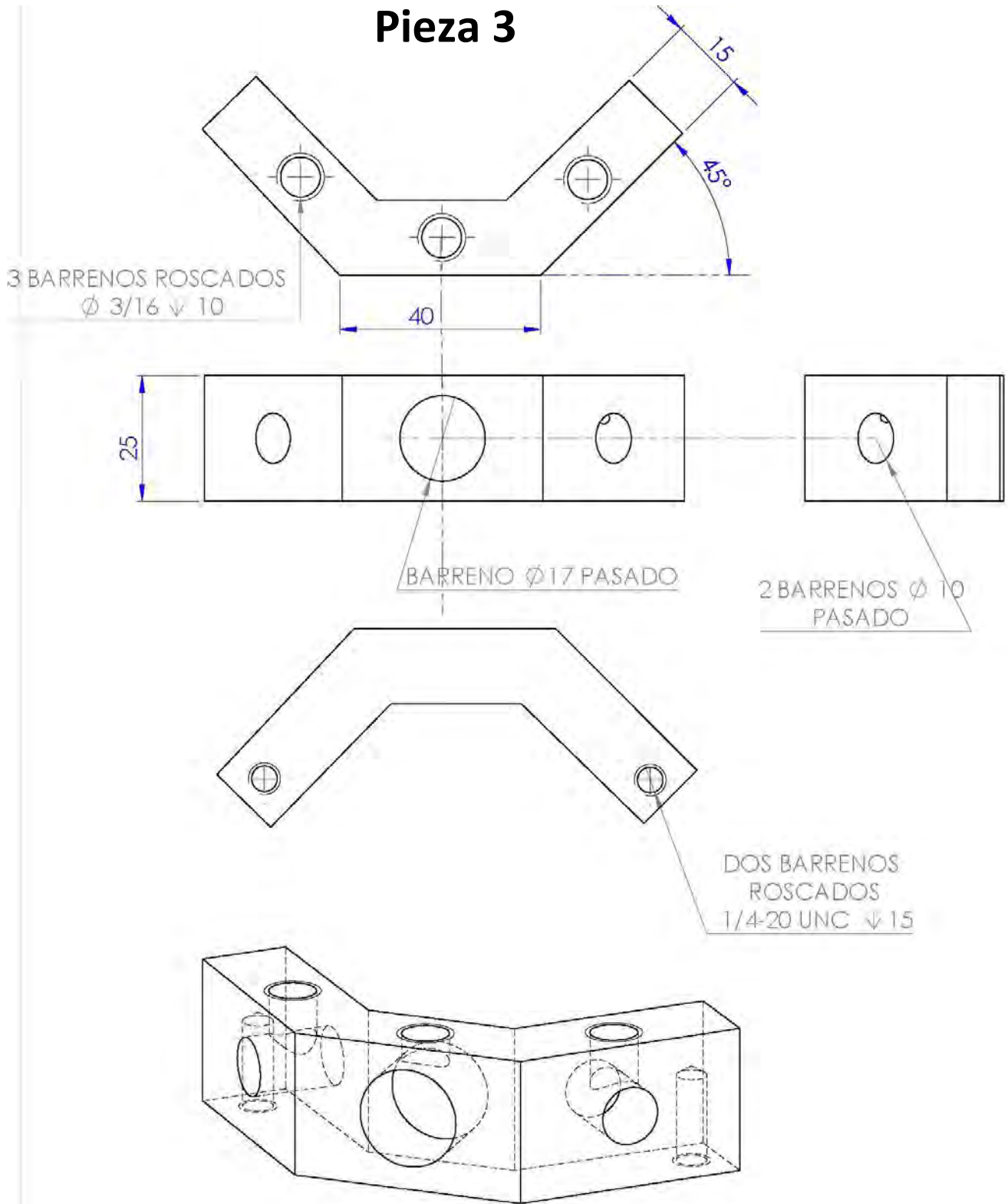


N. de dibujo:

Varilla

Acrílico

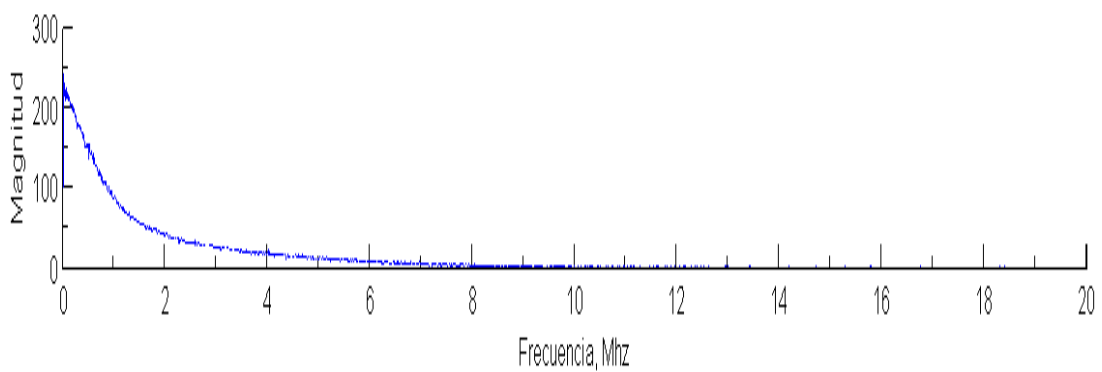
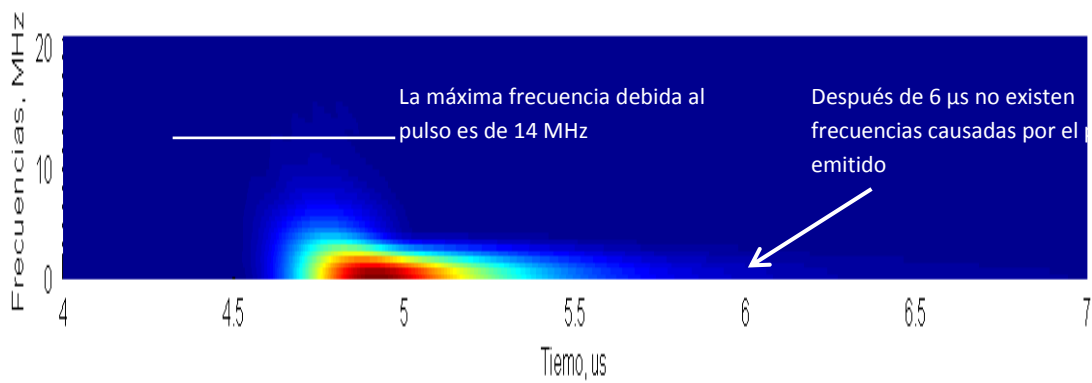
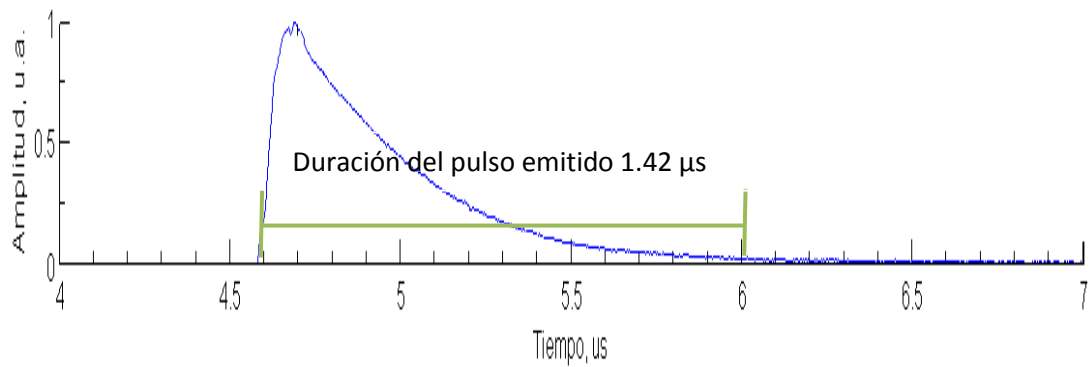
Pieza 3



Tribujero	Nylon	
Samuel Cruz Vanegas	Pag. 1/1	Acotación: mm

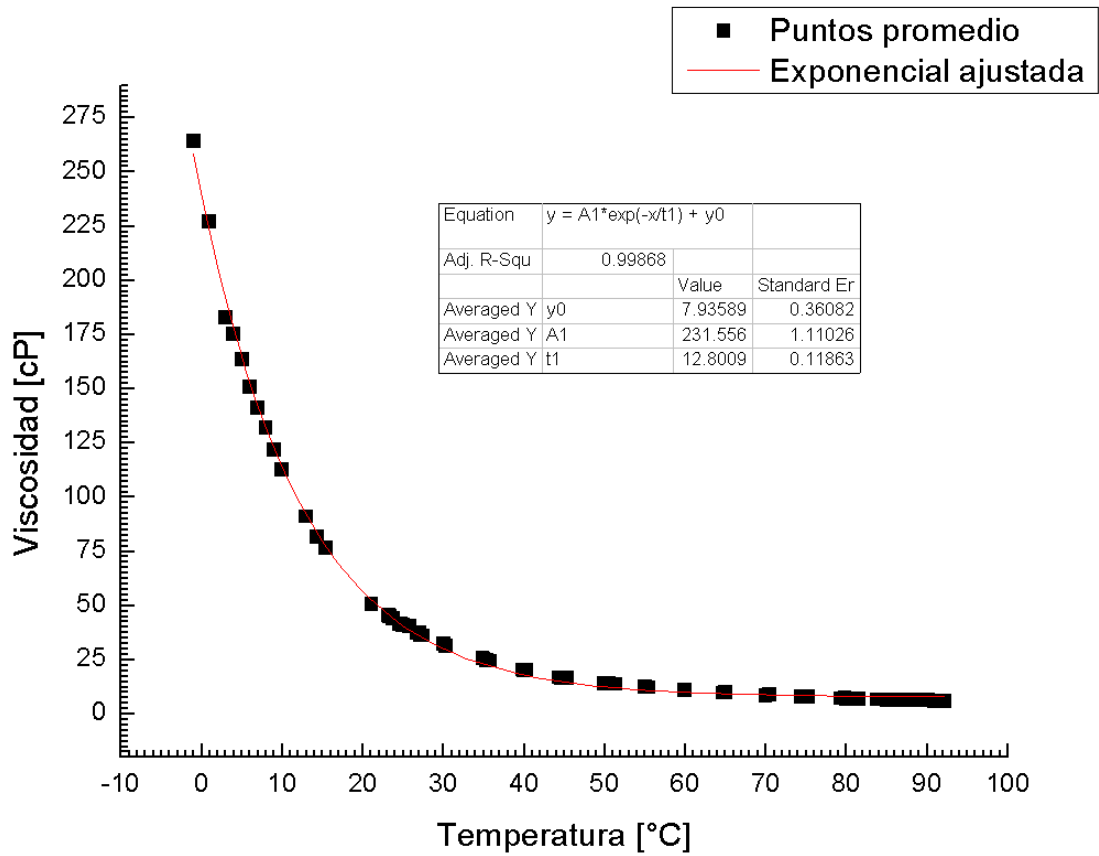
ANEXO D

Análisis espectral de la señal recibida por el fotodiodo DET36A debido al pulso laser Nd:YAG con potencia de emisión de 40 mJ y longitud de onda de 1064 nm. Donde se aprecia un ancho del pulso de 1.42 μ s y una frecuencia máxima debida al pulso de 17 MHz.



ANEXO E

Curva de la viscosidad en función de la temperatura del 1,2 Propanodiol en el cual se realizaron 4 pruebas registrando 27 mediciones por prueba, usando un viscosímetro rotativo DV-II marca Brookfield.



ANEXO F

RF Amplificador de Potencia (2100L)

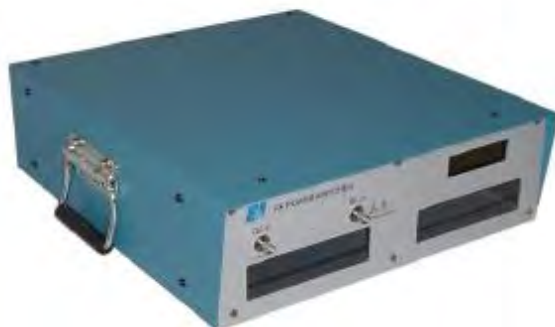


Tabla 9. Especificaciones del Amplificador RF marca E&I

Operación	Clase A
Frecuencia	10 KHz a 12 MHz
Potencia de salida	100 W
Saturación	12 MHz > 120W
Ganancia	50 dB
Potencia de entrada	1 mW
Impedancia de entrada	50 Ω
Voltaje AC de entrada	140-240 VAC 47-63 Hz 3.9 A a 140V 1.95 A a 240 V
Peso	16 Kg
Dimensiones	134.5 X 420 X 467 mm



1387 Brighton Henrietta Townline Rd
Rochester, NY 14623
Tel: (585) 214 0598
Fax: (585) 214 0580
www.eandiltd.com

ANEXO G

Procesador Ultrasónico para pequeñas y medianas aplicaciones de Volumen (Vc 505 – Vc 750)



Tabla 10. Especificaciones de La fuente SONICS y el Sonotrodo

Fuente de energía	500 W, 20 KHz Dimensiones: 235 X 109 X 340 mm Peso: 2.8 Kg
Sonotrodo	No. CV 334, PZT 8 Diámetro: 63.5 mm Longitud: 183 mm Peso: .9 Kg



www.sonicsandmaterials.com

ANEXO H

Osciloscopio LeCroy



Tabla 11. Especificaciones del osciloscopio LeCroy

Ancho de Banda	1 GHz
Tiempo de Subida	350 ps
Canales de entrada	4
Impedancia de entrada	1 MΩ
Acoplamiento de entrada	50:DC ; 1:AC MΩ
Voltaje de entrada máximo	50 Ω: 5 Vrms ; 1 MΩ: 250 V
Conector de entrada	ProBus/BNC
Muestreo	1 GS/s