

Fluidos bajo Cavitación Acústica en recintos finitos: Experimentos y Modelación.

Vicente Reinaldo Salinas Barrera

Este trabajo de Graduación fue preparado bajo la supervisión del profesor tutor Dra. Yolanda Vargas, del Departamento de Física de la Universidad de Santiago de Chile, y ha sido aprobado por los miembros de la comisión calificadora

Dra. Yolanda Vargas
Dr. Olivier Louisnard
Dr. Luis Gaete
Dr. Nicolas Mujica
Dr. Amador Guzmán
Dr. Fernando Méndez

.....
Director Departamento de Física

Agradecimientos

Este trabajo esta dedicado a mi familia. Mi madre Mónica, mi hermano Claudio, mi hermana Lya y mi sobrina Mónica ya que sin su apoyo no hubiese sido posible concretar esta meta. También quiero agradecer a mis hijos Cesar y Martin por haber soportado el tener un padre no tan presente como ellos y yo hubiésemos querido, debido a la dedicación que implicó este trabajo.

De manera muy especial quiero agradecer a mi esposa Romina, quien no sólo me apoyó en lo emocional como pareja y como madre, si no que también con su conocimiento aportó con ideas y su tiempo para discutir acerca de este trabajo.

En lo profesional, quiero agradecer a mi profesor tutor la Dra. Yolanda Vargas, Al Dr. Luis Gaete y al Laboratorio de Ultrasonidos en general por su colaboración, tanto intelectual como material, facilitando el equipamiento que permitió llevar a cabo todos y cada uno de los experimentos realizados en el presente trabajo.

Además, no puedo dejar de agradecer a quien dio el punta-pie inicial para el desarrollo de este trabajo, introduciéndome en la formulación matemática del fenómeno en cuestión y la gran disposición a debatir y colaborar con este proyecto, al Dr. Olivier Louisnard.

Finalmente y no por eso menos importante agradezco a todos mis compañeros, principalmente a Antonella, Juan Francisco, Juan Luis, Daniela, Francisco, Angela, Rocio Belén, Loreto, Alejandro R., Franco, Sebastian, Alejandro P., Belen y Renato.

Resumen

El término Cavitación describe la aparición de burbujas en un líquido sometido a una depresión externa. El entendimiento y control de este fenómeno es de gran utilidad en el área de la química, específicamente en la sonoquímica, donde la cavitación se utiliza como técnica de asistencia de ciertas reacciones. Cuando la depresión es producida por la propagación de una onda acústica, generalmente en el rango ultrasónico (typ. $20[kHz]$ - $1[MHz]$), es conocido como *cavitación acústica*. Las burbujas oscilan radialmente a velocidades que incluso superan la velocidad del sonido en el fluido. Debido a las altas presiones, las burbujas pueden deformarse hasta la fragmentación, y se mueven el volumen de fluido hacia los antinodos de presión. Se organizan en estructuras móviles a una escala de tiempo del orden de un segundo, tiempo muy superior a un período acústico. Estas estructuras pueden ser localizadas en planos específicos del flujo dependiendo de su geometría, como también cerca del emisor, formando estructuras tipo conos, fumarolas, conjuntos llamados *clusters*, estrellas, tela de arañas o medusas, entre otros.

La presente investigación se enfoca en el estudio del campo acústico presente en cavitación acústica, buscando la relación que éste tiene con la formación de grandes estructura de burbujas. Para lograr este objetivo se ha obtenido experimentalmente el campo acústico al interior de un sonoreactor cilíndrico de Borosilicato de 4" de diámetro, donde la fuente de depresión acústica es generada por transductor ultrasónico de 50 mm de diámetro vibrando a 19.7 kHz. Paralelamente se han filmado las estructuras de burbujas presentes en el sonoreactor con una cámara de video de alta velocidad (120 kFPS).

Se ha encontrado que para cierta amplitud de desplazamiento del transductor el campo

acústico cambia de un comportamiento de onda estacionaria a un comportamiento de onda progresiva. Este cambio de comportamiento ha sido asociado a la formación de la estructura cónica/árbol de burbujas. Adicionalmente se ha estudiado la dependencia entre las amplitud de desplazamiento de la fuente necesaria para la formación de la estructura cónica de burbujas y la viscosidad, encontrándose una dependencia monótonamente creciente entre ambas.

Realizando una adaptación de la base teórica desarrollada por Olivier Louisnard, se llevaron a cabo simulaciones vía elementos finitos para describir el proceso cavitatorio, logrando un buen acuerdo entre la estructura cónica de burbujas predicha y observada experimentalmente.

Se espera que el presente trabajo signifique una contribución al desarrollo de reactores sonoquímicos y a la técnica, en pleno desarrollo hoy en día, de reactores sonoelectroquímicos.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Burbuja	3
1.1.1. Tensión Superficial	4
1.1.2. Radio Ambiente	4
1.1.3. Umbral de Blake	5
1.2. Burbuja única forzada esféricamente	7
1.2.1. Ecuación de Rayleigh-Plesset	7
1.2.2. Efecto de la compresibilidad del líquido	8
1.2.3. Oscilaciones Lineales	9
1.2.4. Oscilación Inercial	11
1.2.5. Colapso de la burbuja	12
1.3. Campos de Cavitación	14
1.3.1. Acústica	14
1.3.2. Fuerzas sobre las burbujas	20
1.3.3. Estructuras de burbujas	25
2. Simulaciones Numéricas	29
2.1. Transductor de Cavitación	30
2.1.1. Introducción	30
2.1.2. Estrategia de simulación	31
2.1.3. Material y Método	32
2.1.4. Resultados y Discusión	35
2.1.5. Conclusiones	39

2.2. Estructura de burbujas y campo acústico	43
2.2.1. Introduccion	43
2.2.2. Resultados	48
3. Resultados Experimentales	56
3.1. Dinámica Burbuja Única	57
3.1.1. Introducción	57
3.1.2. Descripción	57
3.1.3. Resultados	58
3.2. Dependencia con la Viscosidad	63
3.2.1. Materiales y método	67
3.2.2. El experimento	71
3.2.3. Resultados y Discusiones	78
4. Conclusiones	89
Apéndices	
A. Calibración Transductor	92
B. Magnificación aparente por superficie curva	95

Índice de figuras

1.1. Umbral de Blake	6
1.2. Presión Crítica	6
1.3. Dinámica de la Burbuja	12
1.4. Estructura de burbujas tipo filamento	23
1.5. Estructura de burbujas experimental	26
1.6. Nube de burbuja que emana de un transductor de diámetro (20 mm)	27
1.7. Nube de burbuja que emana de un transductor de diámetro (120 mm)	28
2.1. Corrientes medidas	32
2.2. Geometría del transductor simulado en COMSOL	35
2.3. Esquema calibración transductor	36
2.4. Montaje calibración transductor	37
2.5. Simulación respuesta en frecuencia	38
2.6. Desplazamiento total vs frecuencia	39
2.7. Amplitud de desplazamiento cara radiante (simulada/experimental)	40
2.8. Desplazamiento longitudinal eje transductor	41
2.9. Impedancia del Transductor comparado	42
2.10. Potencia disipada Π_v y Π_{th}	45
2.11. Campo acústico al interior del fluido con el sistema completo de excitación	49
2.12. Campo acústico al interior del fluido	50
2.13. Comparación estructura cónica	51
2.14. Comparación de estructuras de burbujas a bajas presiones experimentales	52
2.15. Presión en fluido excitado con D.A.=1.775 μm	53

2.16. Presión en fluido excitado con D.A.=6.225 μm	54
2.17. P_z para fluidos de viscosidad 1.00 y 4.52 mPa·s	54
2.18. P_z para fluidos de viscosidad 7.84 y 9.20 mPa·s	55
3.1. Burbuja en Campo Cavitatorio	59
3.2. Radio como función del tiempo experimental	60
3.3. Posición de la Burbuja	61
3.4. Velocidad de la burbuja	61
3.5. Potencia disipada por una burbuja de aire de 5 μm	66
3.6. Diagrama esquemático del sistema experimental	68
3.7. Amplitud de desplazamiento vs corriente	69
3.8. Diagrama de rayos	71
3.9. Diagrama de rayos con adaptación	72
3.10. Cámara de Cavitación (vista superior)	73
3.11. Cámara de Cavitación (vista frontal)	74
3.12. Viscosidad con PEG-8000	74
3.13. Densidad y Tensión superficial con PEG-8000	76
3.14. Cambios de viscosidad, densidad y tensión superficial con PEG-8000	77
3.15. Presión agua Destilada	79
3.16. Estructura de burbujas en agua pura baja excitación	80
3.17. Estructura de burbujas en agua pura alta excitación	80
3.18. Perfil de presión intensidad baja	82
3.19. Perfil de presión intensidad media	83
3.20. Perfil de presión intensidad alta	84
3.21. Densidad de energía disponible en el fluido para distintas viscosidades	87
3.22. Dependencia de la amplitud de desplazamiento critica con la viscosidad	87
A.1. Respuesta en impedancia del Transductor	93
A.2. Relación Amplitud de desplazamiento versus Corriente de alimentación	94
B.1. Diagrama Magnificación	96

Índice de tablas

2.1. Propiedades Acero (Perno y golilla) [1].	33
2.2. Acero Inoxidable (Amplificador y contra masa) [1], *Obtenido de [2, 3, 4]	33
2.3. Propiedades Cobre (Electrodos) [1].	33
3.1. Viscosidad y densidad mezcla H_2O -PEG	72

Capítulo 1

Introducción

La cavitación acústica es la formación, crecimiento y colapso de microburbujas dentro de una solución acuosa cuando sobre ella actúa un campo acústico de alta intensidad [5].

El colapso de las burbujas genera una implosión microscópica que trae consigo una alta turbulencia local y liberación de energía térmica, provocando un aumento significativo de la temperatura y de la presión, llegando a miles de grados Kelvin y cientos de bar. Los efectos físicos de la cavitación acústica son los mismos reportados en la cavitación hidrodinámica, los que se traducen en daños a elementos mecánicos tales como bombas y hélices [6].

La cavitación se informó por primera vez en 1895 cuando se observó que la hélice de un submarino fue erosionada durante un periodo de funcionamiento relativamente corto [6]. Esta observación fue consecuencia del colapso de burbujas por cavitación hidrodinámica lo que generó una intensa presión y gradientes de temperatura en la vecindad local dañando la hélice. Más tarde, en 1917, Lord Rayleigh publicó el primer modelo matemático que describe un evento de cavitación en un fluido incompresible [7], pero fue recién en el año 1927, cuando Loomis informó de los primeros efectos químicos y biológicos de los ultrasonidos, que el mundo científico reconoció que la cavitación acústica podría ser una herramienta útil en variados procesos [8].

Los efectos de la cavitación ya han sido explotados en una amplia gama de aplicaciones [9]. Las temperaturas elevadas en la proximidad del colapso de burbuja [10] "puntos calientes" pueden ser utilizados para mejorar la velocidad de reacciones químicas, mezclar reactivos o destruir capas superficiales de material. Estas condiciones generadas por el colapso de las burbujas, son la base para la mayoría de los sonoprosesos y sonoquímica.

Uno de los procesos físico-químicos más interesantes generados por cavitación acústica, es la sonoluminiscencia, ya sea de burbuja única (SBSL) o de agrupaciones de burbujas (MBSL). El fenómeno de sonoluminiscencia consiste en la visualización de destellos de luz producidos bajo cavitación, los que se originan por la ruptura del enlace químico de una molécula de agua, produciendo radicales OH que decaen rápidamente emitiendo un fotón [11]. Algunas aplicaciones importantes de cavitación acústica incluyen el tratamiento de aguas residuales [12], el

procesamiento de alimentos y bebidas [13], y la formación de microburbujas de proteínas que pueden ser utilizadas como agentes de contraste [14] o vehículos de administración de fármacos [15].

La gran problemática de los procesos cavitatorios es la distribución de burbujas, ya que ésta no es homogénea, más aún en general existe un porcentaje importante del volumen a cavitarse que no presenta burbujas en régimen cavitatorio. Las burbujas en este régimen tienden a agruparse formando estructuras en sectores específicos del reactor. Esta distribución de burbujas afecta la eficiencia de los procesos.

En este contexto nace la motivación de esta investigación, la que se enfocará en entender los fundamentos físicos de la cavitación acústica en recintos finitos.

A continuación se presenta un análisis de la dinámica de burbujas en campos cavitatorios comenzando con un análisis de burbujas aisladas y posteriormente se analiza el comportamiento de campos de burbujas como base teórica necesaria para la investigación

1.1. Burbuja

Las burbujas son pequeños glóbulos de una sustancia en otra, usualmente gas dentro de líquido.

Para poder explicar de mejor forma el comportamiento de las burbujas en cavitación, primero veremos cuales son los parámetros y condiciones físicas a las que son sometidas las burbujas antes de poner algún campo acústico sobre ellas.

1.1.1. Tensión Superficial

Para expandir una burbuja es necesario realizar un trabajo mecánico, el que depende de la tensión superficial en la interfaz. Así, el trabajo necesario para tener una burbuja de radio R es función del tipo de fluido que la rodea. En el caso de la burbuja, la presión en la pared está determinada por la tensión de Laplace

$$p_b = p_0 + \frac{2\sigma}{R} \quad (1.1)$$

donde p_0 es la presión ambiente y σ es la tensión superficial. El segundo término de la ecuación (1.1) pierde importancia cuando la burbuja es muy grande, pero es relevante para radios del orden de $2\sigma/p_0$. En este trabajo se estudian burbujas de aire en agua destilada donde la magnitud $2\sigma/p_0$ es del orden de $1.45 \mu m$ y el tamaño de las burbujas de cavitación son del orden de $5 \mu m$, por lo tanto es necesario considerar este término.

1.1.2. Radio Ambiente

Consideremos que la burbuja tiene una masa de gas m_g , que es incondensable en condición ambiente (p_0 y T_0), que posee vapor a una presión de equilibrio $p_{v,eq}(T_0)$ y radio de equilibrio mecánico R_0 . Si la masa del fluido es igual a M_g , usando la ley de los gases ideales

$$p_{v,eq}(T_0) + \frac{m_g}{M_g} \frac{\mathcal{R}T_0}{\frac{4}{3}\pi R_0^3} - \frac{2\sigma}{R_0} = p_0 \quad (1.2)$$

donde \mathcal{R} es la constante universal de los gases. Esta ecuación da cuenta del radio de equilibrio de la burbuja R_0 . La presión de vapor puede ser despreciada para temperaturas bajo el punto de ebullición. En adelante se escribirá la tensión de Laplace adimensional para una burbuja en condiciones ambiente como

$$\alpha = \frac{2\sigma}{p_0 R_0} \quad (1.3)$$

1.1.3. Umbral de Blake

En la ecuación 1.2 se obtiene el radio de la burbuja en condición ambiente, veamos ahora que sucede cuando hacemos crecer este radio. La forma de aumentar este radio es imponiendo una depresión a la burbuja, tal que $p = p_0 - p_a$ donde p_a es la depresión externa. Suponiendo una depresión cuasi-estática, podemos obtener un valor analítico de este radio a partir de la expresión

$$p_{v,eq}(T_0) + \left(p_0 - p_{v,eq}(T_0) + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - \frac{2\sigma}{R} = p_0 - p_a \quad (1.4)$$

La ecuación (1.4) da cuenta del radio de la burbuja en función de la presión en el líquido. En la figura 1.1 se puede ver la presión en el fluido para distintos radios. Existe un valor mínimo en esta curva, donde para valores inferiores de $p - p_a^{critico}$ la burbuja sale de su estado de equilibrio. Físicamente esto implica que la burbuja comienza a expandirse producto de la inercia del fluido en torno a ella, dando origen al regimen de cavitación inercial. Este valor critico de presión ($p_a^{critico}$) que depende del radio de equilibrio es llamado "Umbral de Blake" [16] y puede ser obtenido minimizando la ecuación (1.4) con respecto a R

$$p_a^{critico} = p_0 - p_{v,eq} + p_0 \left(\frac{4\alpha^3}{27(1 + \alpha)} \right)^{1/2}. \quad (1.5)$$

En el presente trabajo se utiliza una frecuencia de 19700 Hz, para la que las burbujas tienen un radio entre 1 y 10 μm . Considerando estos radios de burbuja en agua a condición ambiente ($\sigma=72.5$ mN/m, $p_{v,eq}=2000$ Pa, $p_0=100$ kPa) el umbral de Blake varía entre 100 y

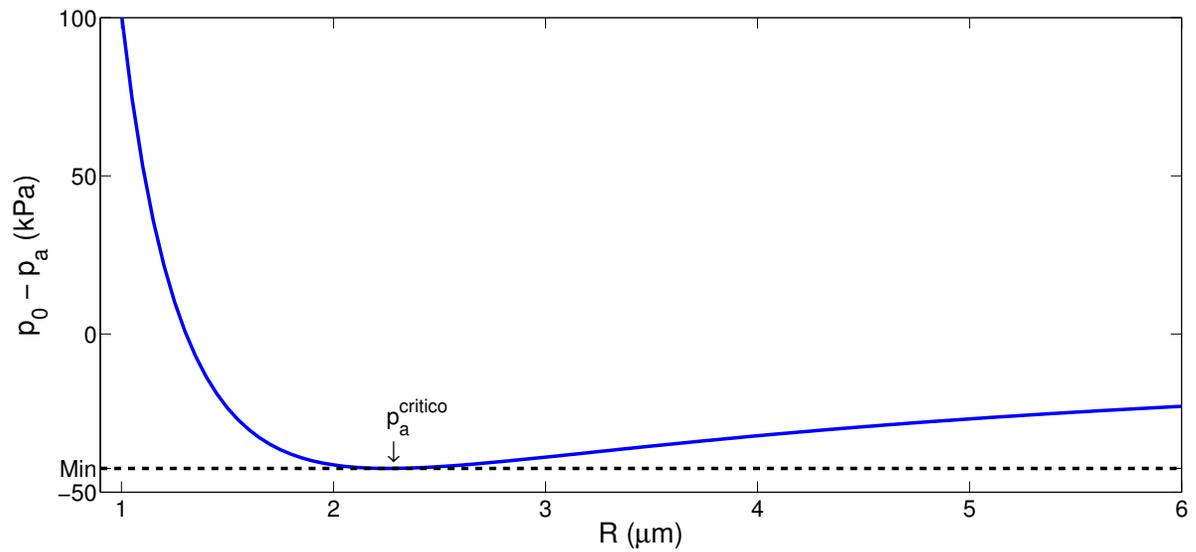


Figura 1.1: Presión de equilibrio como función del radio de la burbuja

140 kPa como se muestra en la figura 1.2.

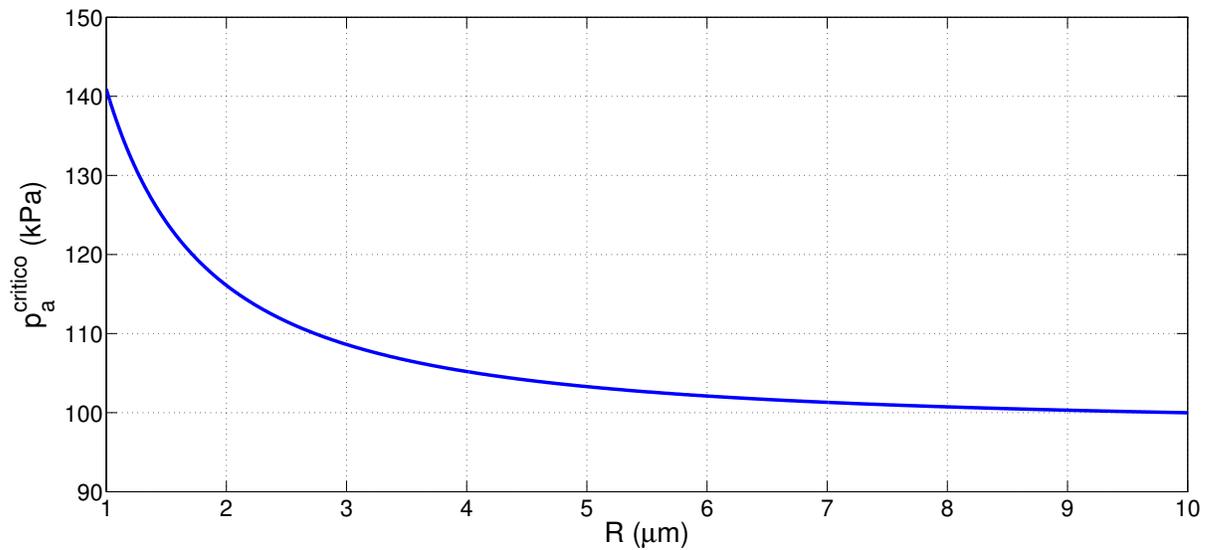


Figura 1.2: Presión crítica necesaria para que una burbuja entre en régimen inercial para radios entre 1 y 10 μm en condiciones ambiente ($\sigma=72.5$ mN/m, $p_{v,eq}=2000$ Pa, $p_0=100$ kPa)

1.2. Burbuja única forzada esféricamente

El estudio del comportamiento de las burbujas se remonta a 1917 cuando Rayleigh estudió el colapso de una cavidad esférica vacía, cualquiera sea su origen, con el fin de evaluar su eventual responsabilidad en el daño por erosión en hélices propulsoras de barcos [7]. Rayleigh encontró una ecuación diferencial que describe el radio de la burbuja R , la que representa básicamente, el principio de conservación de la energía mecánica en ausencia de fuerzas disipativas. En esta sección se analizará en detalle el planteamiento de Rayleigh y las modificaciones de su trabajo inicial, con el fin de explicar el comportamiento de las burbujas en régimen inercial.

1.2.1. Ecuación de Rayleigh-Plesset

Supongamos una burbuja esférica llena de gas y vapor incondensables, en un fluido de extensión infinita, y que en primera aproximación se desprecia transporte de gas entre el fluido y la burbuja. Para representar de forma correcta este sistema, se requiere la resolución de las ecuaciones de conservación en las dos fases. Sin embargo algunas aproximaciones han permitido obtener la ecuación del movimiento en forma de una ecuación diferencial ordinaria de segundo orden.

La suposición más común es la uniformidad de la presión dentro de la burbuja, lo que junto con la hipótesis de incompresibilidad del líquido, produce la familia de ecuaciones de Rayleigh-Plesset [17]; [18]. La primera suposición es cuestionable en vista del orden de magnitud de las velocidades de la pared de burbujas, que puede alcanzar varias veces la velocidad del sonido en el gas. La validez de esta hipótesis se ha abordado recientemente por Lin [19], quien ha validado la ecuación de Rayleigh-Plesset casi un siglo después de su primera deducción, para una amplia gama de parámetros. En su forma más básica, la ecuación de Rayleigh-Plesset se lee

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho_l} \left[p_b(t) - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu_l \frac{\dot{R}}{R} - p(t) \right] \quad (1.6)$$

donde p_b es la presión en la burbuja (presión parcial del gas (p_g) más la presión de vapor (p_v)), ρ_l la densidad del fluido, μ_l su viscosidad y σ la tensión superficial. El punto sobre la variable indica la derivada parcial con respecto al tiempo. Si $p(t)$ es la presión externa a la que es sometida la burbuja, la que para una excitación del tipo sinusoidal se expresa como

$$p(t) = p_0 + p_a \sin(\omega t), \quad (1.7)$$

donde p_a es la amplitud de presión de excitación y ω es su frecuencia angular. En adelante llamaremos frecuencia a $f = \omega/2\pi$ y el periodo $T = 1/f$.

1.2.2. Efecto de la compresibilidad del líquido

La compresibilidad del líquido puede ser despreciada cuando la longitud típica de la burbuja (es decir su radio R) es mucho menor que la longitud de la onda acústica. Esta longitud está dada por $c_l \cdot \tau_{dyn}$, donde τ_{dyn} es el tiempo característico de la oscilación de la burbuja y c_l es la velocidad del sonido en el fluido.

En el régimen de oscilación lineal, τ_{dyn} es simplemente el periodo acústico $1/f$ y $R \sim R_0$, de esta forma la condición que debe cumplir una burbuja para estar en régimen inercial se transforma en $R_0 \ll c_l/f$. En el caso de cavitación inercial, la velocidad de las paredes puede ser del orden de c_l o incluso mayor. Como los efectos de compresibilidad pueden aparecer para altas frecuencias, en el caso del regimen inercial, es necesario reescribir el tiempo característico, el que puede expresarse de forma más general como $\tau_{dyn} \simeq R/\dot{R}$.

Diferentes autores han realizado modificaciones a la ecuación radial de Rayleigh [20], pero en este caso se utilizará la formulación de Keller [21] dada por la ecuación (1.8)

$$R\ddot{R} \left(1 - \frac{\dot{R}}{c_l}\right) + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \left(1 - \frac{\dot{R}}{3c_l}\right) = \frac{1}{\rho_l} \left[\left(1 + \frac{\dot{R}}{c_l} + \frac{R}{c_l} \frac{d}{dt}\right) (p_g - p(t)) - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu_l \frac{\dot{R}}{R} \right]. \quad (1.8)$$

1.2.3. Oscilaciones Lineales

La oscilación de las burbujas en cavitación son no-lineales, esta afirmación es fácil de corroborar al ver la ecuación (1.8), pero con la intención de entender de mejor forma la física de la burbuja en cavitación, podemos suponer que las pared de la burbuja se expanden una cantidad arbitraria pero suave en torno al radio de equilibrio. En esta suposición el sistema burbuja/fluido puede ser considerado como un sistema masa-resorte excitado por una fuerza periódica. Con estas consideraciones se puede escribir expresiones para $p(t)$ y $R(t)$ como:

$$p(t) = p_0 [1 + Pe^{i\omega t}], \quad R(t) = R_0 [1 + Xe^{i\omega t}] \quad (1.9)$$

utilizando la ecuación (1.8) y despreciando los términos de orden mayor a 1 en X y P . Con esto obtenemos una relación lineal entre la amplitud compleja del radio de la burbuja X y la presión de excitación P .

$$X = \frac{1}{\rho_l R_0^2} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2ib\omega} P \quad (1.10)$$

con

$$\omega_0 = \frac{1}{R_0} \left\{ \frac{p_0}{\rho} [3\eta(1 + \alpha_S) - \alpha_S] \right\}^{1/2} \quad (1.11)$$

$$2b = \frac{4\mu_l}{\rho_l R_0^2} + \frac{\omega_0 R_0}{c_l} + \frac{p_0(1 - \alpha_S)}{\rho_l \omega R_0^2} \mathfrak{S}\Phi \quad (1.12)$$

donde η es 1 para un proceso isotérmico, o γ para el comportamiento adiabático del gas. En términos más generales, η puede tomar valores intermedios, conocidos como exponente politrópico, lo que representa de manera aproximada el transporte de calor por difusión entre la burbuja y el líquido. El factor de amortiguamiento b es la suma de tres contribuciones: la primera es debido a la disipación viscosa en el líquido, el segundo corresponde a la pérdida de energía por radiación acústica en el fluido compresible, y el último se debe a la disipación de la energía por difusión de calor en el gas.

De la ecuación (1.10), pueden obtenerse algunos resultados para diferentes regímenes de oscilación de la burbuja considerándola como un oscilador armónico forzado

- Para $\omega < \omega_0$, El radio de la burbuja está fuera de fase con respecto a la presión acústica de excitación (si despreciamos el término $2ib$). La burbuja se expande en la fase de depresión del campo de excitación.
- Para $\omega > \omega_0$, el radio de la burbuja está en fase con la presión de excitación. Esto puede parecer interesante ya que en este caso, la burbuja se expande a medida que aumenta la presión externa. Esto se debe al dominio de la inercia del líquido a altas frecuencias. Esto tiene consecuencias prácticas en la dirección de la fuerza de Bjerknes (Sección 1.3.2).
- Las oscilaciones de la burbuja pueden crecer significativamente cerca de ω_0 .

La cavitación acústica generalmente está lejos del régimen lineal, pero este análisis ayuda a entender mejor la base del comportamiento inercial de la burbuja.

Experimentalmente la frecuencia de excitación $f = \omega/2\pi$ es un fijo determinado, mientras que las burbujas en principio pueden tener cualquier tamaño. Se vuelve útil determinar el radio de resonancia, de una burbuja. Este valor es extraíble desde la ecuación (1.11), reemplazando ω_0 por ω y R_0 por R_r . Despreciando el término de tensión superficial ($\alpha \ll 1$), y suponiendo oscilaciones isotérmicas obtenemos

$$R_{res} = \frac{1}{2\pi f} \left(\frac{3p_0}{\rho_l} \right)^{1/2} \quad (1.13)$$

En el caso de una burbuja en agua en condiciones ambientales ($T = 20\text{ C}$, $p_0 = 1\text{ atm}$), $R_{res}f = 3\text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Para $f = 20\text{ kHz}$, el radio de resonancia es $150\ \mu\text{m}$, mientras que para $f = 1\text{ MHz}$, es menor a $3\ \mu\text{m}$.

1.2.4. Oscilación Inercial

El término inercial se refiere a la gran y explosiva expansión del radio de la burbuja, $0.25 < t/T < 0.35$, que se muestra en la parte superior de la figura 1.3, cuando su movimiento es gobernado por la inercia del fluido.

La curva en la figura 1.3 muestra un crecimiento explosivo, el que es detenido por una re-compresión de la excitación. El crecimiento es seguido por un rápido colapso, debido a que la baja presión interna de la burbuja a su radio máximo, es incapaz de retener el fluido que la presiona. Esta es una característica de las “oscilaciones inerciales”.

En el pasado las burbujas inerciales fueron también llamadas burbujas transientes, debido a que en ese tiempo las evidencias experimentales sugerían la fragmentación de las burbujas

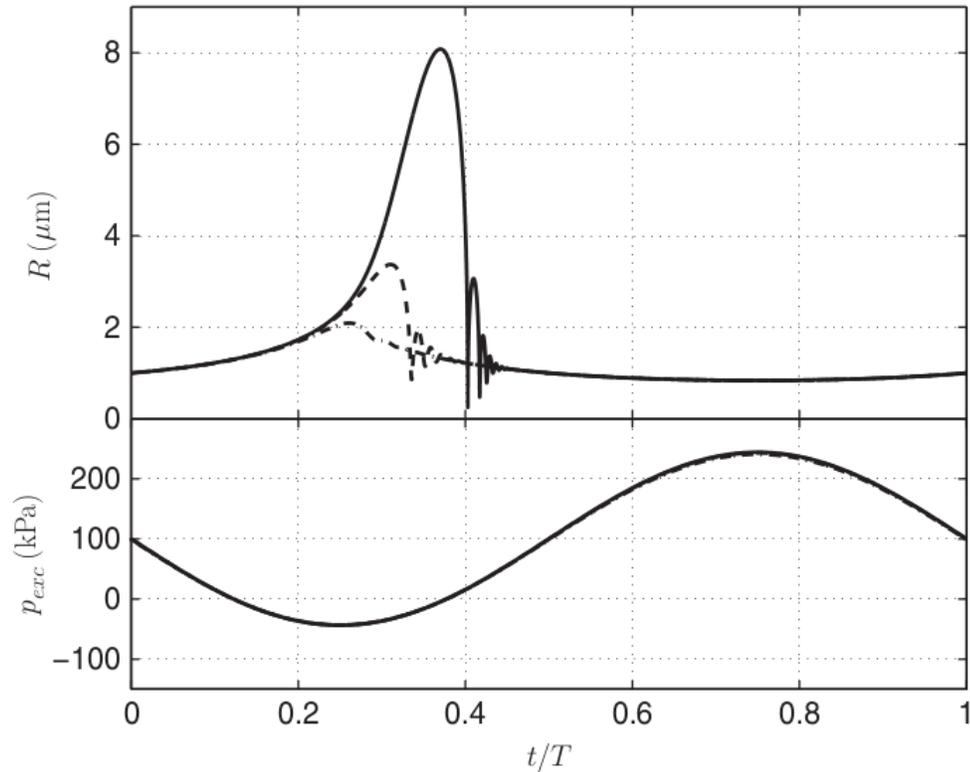


Figura 1.3: En la parte superior se muestra el comportamiento de una burbuja de $1 \mu\text{m}$ de radio excitada con 3 amplitudes distintas a una frecuencia de 20 kHz. $p_a=142$ kPa (línea segmentada y puntos), 143.5 kPa (línea segmentada) y 144 kPa (línea sólida). En la parte inferior se muestra la presión de excitación [22].

luego del colapso. Los experimentos de SBSL demostraron que este colapso no es necesario, y las burbujas de SBSL son un típico ejemplo de burbujas inerciales y estables.

Las oscilaciones inerciales aparecen justo por encima del umbral de Blake, y son las únicas burbujas presentes en las zonas de alta presión de fuertes campos acústicos. Las burbujas inerciales son las principales contribuyentes para la mayoría de las aplicaciones, debido a las condiciones extremas mencionadas anteriormente.

1.2.5. Colapso de la burbuja

Durante la expansión de la burbuja, ésta logra almacenar una gran cantidad de energía potencial en su interior, la que luego es convertida en energía cinética en el fluido. La velocidad

del fluido que comienza a comprimir a la burbuja crece drásticamente y posiblemente excede la velocidad del sonido en el fluido. Este es el problema original tratado analíticamente por Rayleigh [7], quien derivó reglas para la dependencia del radio con el tiempo.

El colapso es detenido por la compresión del gas incondensable en el interior de la burbuja. La densidad del gas comienza a aumentar, y las fuerzas de repulsión de Van der Waals entre las moléculas o átomos impiden una mayor compresión. Las burbujas rebotan en una escala de tiempo de unos pocos nano segundos. El final del colapso es casi adiabático, por lo que el gas en el interior de la burbuja es calentado cientos de grados Kelvin. Este último hecho puede promover reacciones químicas y sonoluminiscencia. La presión interna en la burbuja aumenta sobre 1 GPa y la aceleración de expansión de la burbuja durante los rebotes puede llegar a $10^{12}g$. La corta escala de tiempo revela el efecto de la compresibilidad del fluido. El proceso genera una onda esférica divergente la que causa pérdidas de energía por radiación [23]. Esta onda puede convertirse en una onda de choque, cuyas características han sido determinadas por Benjamin [24], [25], y [26], y experimentalmente por Pecha [27]. Las ondas de choque emitidas por el colapso de las burbujas son las responsables por la desaglomeración de partículas y la emulsificación [28].

Luego del rebote, la burbuja se expande nuevamente y experimenta colapsos secundarios, llamados “afterbounces”. El decaimiento de estos “afterbounces” está estrechamente relacionado con la pérdida de energía en el colapso primario, el que depende de varios parámetros como: la cantidad de solvente en la burbuja, la difusión térmica y reacciones químicas entre otras. La frecuencia de esos rebotes es cercana a la frecuencia de la burbuja libre, por que el colapso actúa principalmente como un impulso de excitación en una burbuja libre, a la que este último responde con oscilaciones en su frecuencia característica (auto-frecuencia). Estos afterbounces juegan un papel importante en la estabilidad esférica de las burbujas.

Es necesario considerar que la energía restaurada en el colapso, es la energía potencial almacenada durante la expansión. Esta última disminuye con la frecuencia, ya que la burbuja tiene

menos tiempo para expandirse.

Lo esperado sería por tanto, suponer que los colapsos sean menos intensos a medida que aumenta la frecuencia, pero esto compite con el mayor número de colapsos por unidad de tiempo. En la escala de una sola burbuja, algunos efectos pueden ser óptimos haciendo variar la frecuencia, pero hacer una generalización para el caso de un conjunto de burbujas es difícil ya que la frecuencia también tiene efectos sobre el campo acústico y la distribución del tamaño de burbuja. Estos efectos se han observado en sonoquímica [29].

1.3. Campos de Cavitación

1.3.1. Acústica

Ecuaciones de Acústica Lineal

La Acústica lineal hace referencia a la propagación de sonidos de baja amplitud. Es por ello que la acústica lineal no proporciona las herramientas necesarias para estudiar la cavitación. En ella la energía acústica se transforma en las diversas formas de energía (térmica, interfacial o lumínica). Sin embargo, varios conceptos de la acústica lineal pueden ser utilizados para la caracterización y diseños de experimentos de cavitación.

La propagación lineal de una onda acústica es el resultado de la composición las propiedades elásticas del líquido y sus características inerciales. Cuando el líquido se expande o comprime una fuerza elástica tiende a restablecer el equilibrio, y al hacerlo el líquido se acelera. Ondas acústicas no disipativas, son comúnmente escritas por las ecuaciones de Euler linealizadas, despreciando la viscosidad como se muestra a continuación

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \rho_l c_l^2 \nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (1.14)$$

$$\rho_l \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\nabla p, \quad (1.15)$$

donde $\vec{u}(\vec{x}, t)$ es el campo de velocidades del líquido asociado a la propagación de la onda acústica, y $p(x, t)$, la presión acústica local. Este conjunto de ecuaciones puede ser reducido a la ecuación de propagación.

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0. \quad (1.16)$$

A esta ecuación pueden ser asociadas varias condiciones de borde, pero las más comunes son sobre la velocidad y la presión. Una condición de borde infinitamente suave es representada por $p = 0$, y una infinitamente rígida por $\vec{u} \cdot \vec{n} = 0$, donde \vec{n} es el vector unitario normal a la superficie, y es definido saliendo de ella.

Suponiendo ondas mono armónicas de frecuencia ω , y usando notación compleja

$$p = \frac{1}{2} [p_a(\vec{x}) e^{i\omega t} + c.c.], \quad \vec{u} = \frac{1}{2} [\vec{u}_a(\vec{x}) e^{i\omega t} + c.c.], \quad (1.17)$$

donde c.c. denota al complejo conjugado, la ecuación (1.16) es reducida a la ecuación de Helmholtz.

$$\nabla^2 p_a + k_l^2 p_a = 0, \quad (1.18)$$

donde $k_l = \omega/c_l$ es el número de onda.

Conservación de la energía

Una ecuación de conservación de la energía puede ser deducida desde (1.14) y (1.8ec:2.23):

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \left(\frac{1}{2} \rho_l u^2 + \frac{1}{2} \frac{p^2}{\rho_l c_l^2} \right) dV = \iint_S -p\vec{u} \cdot \vec{n} dS \quad (1.19)$$

donde V es un volumen de fluido arbitrario y S es el borde. Los paréntesis en la integral de volumen contienen la densidad de energía acústica en Wm^{-3} , que es la suma de la energía cinética y potencial del líquido y $p\vec{u}$ es la llamada intensidad acústica en Wm^{-2} . Ambas son magnitudes locales. La ecuación 1.19 expresa que la variación de energía acústica en un volumen, es resultado de la diferencia entre los flujos de energía mecánica entrando y saliendo de dicho volumen, que es un resultado directo del teorema de conservación de la energía cinética.

Para ondas mono armónicas, puede verificarse que el lado izquierdo de la Ecuación (1.19) es igual a cero si se promedia en un periodo acústico. El promedio de la intensidad acústica $p\vec{u}$ puede ser escrito como $\Re(p_a \vec{u}_a)/2$, donde \Re denota la parte real de un número complejo. Considerando el caso de un sono-reactor, excitado por una superficie vibrante $S_{transductor}$ de un transductor y cerrado por los bordes $S_{boundaries}$, la ecuación (1.19) se puede escribir como muestra la ecuación (1.20)

$$\iint_{S_{transductor}} -\frac{1}{2} \Re(p_a \vec{u}_a) \cdot \vec{n} dS = \iint_{S_{boundaries}} \frac{1}{2} \Re(p_a \vec{u}_a) \cdot \vec{n} dS \quad (1.20)$$

La integral del lado izquierdo es la potencia transmitida desde el transductor al líquido, y es llamada *potencia activa*. La relación anterior establece que toda la energía mecánica que

entra en el líquido se pierde por las paredes. En el caso de paredes perfectamente suaves, la ecuación (1.20), se limita a afirmar que la potencia acústica transmitida al líquido por el transductor es cero. Este es un resultado paradójico originado por el carácter no disipativo del medio, el que es implícitamente asumido en las ecuaciones (1.15) y (1.16).

Conservación de energía y disipación

Varios procesos físicos llevan a cabo atenuación de ondas acústicas, incluyendo viscosidad o difusión térmica finita, además de varios otros. En el caso de líquidos que presentan burbujas, la mayor disipación ocurre a nivel de las burbujas. (Ver secciones 1.2.3 y 1.3.1).

Cualquiera sea el origen físico de la atenuación de ondas mono armónicas lineales (o una superposición de ellas) puede ser modelada por la introducción de un número de onda complejo.

$$k = k_l - i\alpha, \quad (1.21)$$

En (1.18), donde $\alpha > 0$ es el coeficiente de atenuación en m^{-1} . En este caso, puede ser demostrado que la ecuación (1.20) se transforma en

$$\iint_{S_{transductor}} -\frac{1}{2} \Re(p_a \vec{u}_a) \cdot \vec{n} dS = \iint_{S_{boundaries}} \frac{1}{2} \Re(p_a \vec{u}_a) \cdot \vec{n} dS + \iiint_V \alpha \frac{|p_a|^2}{\rho_l c_l} dV. \quad (1.22)$$

Para condiciones de borde perfectamente reflectivas, esta ecuación ahora establece que la potencia promediada en un periodo enviada a través de la superficie del transductor, es la potencia disipada en el fluido.

La integral P_{diss} (integral de volumen en la Ecuación 1.22) representa la oposición a la potencia dada las fuerzas internas disipativas.

Acústica de fluidos con burbujas

La presencia de burbujas en un fluido, aumenta la compresibilidad efectiva del medio. Por lo mismo se espera que la velocidad del sonido disminuya. Este es en efecto el caso para ondas de baja frecuencia o pequeñas burbujas. Como la frecuencia del radio de la burbuja aumenta, se produce una diferencia entre la respuesta de la burbuja y la presión local de excitación, lo que permite una variación en la velocidad del sonido efectiva. La velocidad del sonido, por lo tanto, varía con la frecuencia, y las ondas en un medio como éste son llamadas ondas dispersivas.

La teoría de acústica en fluidos con burbujas se remonta a 1944-1947 [30] y [31]. Sus resultados contienen los principios físicos y son equivalente a las más recientes teorías en el caso lineal, y a bajas fracciones de gas.

Los primeros datos experimentales lineales se registraron por Fox [32] y Silberman [33], este último trabajo sigue siendo una referencia para los estudios de fluidos con burbujas.

La teoría de ondas no lineales fue luego derivada de forma paralela por Van Wijngaarden [34] y Iordansky [35], y un modelo similar, basado en un riguroso método de promedios fue derivado por Caffish [36]. Posteriormente se desarrolló una forma lineal para este modelo, extendiendo a poblaciones poli-dispersas de burbujas y comparando con los experimentos de Silberman [37].

La ecuación de propagación de Caffish es

$$\frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \nabla^2 p = \rho_l \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^\infty N(\vec{x}, R_0) \frac{4\pi}{3} R_0^3 [p(t), R_0] dR_0 \quad (1.23)$$

donde $N(\vec{x}, R_0)dR_0$ es el número de burbujas por unidad de volumen, en el rango de tamaños $[R_0, R_0 + dR_0]$, localizada en \vec{x} , y $R[p(t), R_0]$ es la variación del radio ambiente de la burbuja de radio R_0 excitada con la presión acústica local $p(t)$, obtenida por ejemplo, desde la ecuación (1.8). La integral puede ser reconocida como la fracción de volumen de burbujas instantánea.

La ecuación (1.23) es intrínsecamente no lineal, pero considerando ondas mono armónicas de baja amplitud y usando la teoría de oscilación de burbujas expuesta en la sección 1.2.3, El modelo de Caflish es reducido a una Ecuación de Helmholtz $\nabla^2 p_a + k^2 p_a = 0$ con $k^2 = (\omega/c)^2$, y

$$\frac{1}{c^2} = \frac{1}{c_l^2} + 4\pi \int_0^{+\infty} \frac{R_0}{\omega_0^2(R_0) - \omega^2 + 2ib(R_0)\omega} N(\vec{x}, R_0) dR_0 \quad (1.24)$$

donde ω_0 y b son dados por las ecuaciones (1.11) y (1.12). Se puede notar que k y c son ahora cantidades complejas, lo que implica una atenuación espacial de la onda (ver Sección 1.3.1). Desde la expresión, puede escribirse:

- Para $\omega \ll \omega_0$, la velocidad del sonido en el fluido con burbujas es menor que la velocidad del sonido en el fluido puro. Esto es lo esperado debido a que la compresibilidad del medio es más grande.
- Cuando ω se acerca a ω_0 , la velocidad del sonido decrece drásticamente. Justo arriba de ω_0 , c^2 se transforma en negativa, y la velocidad tiene una gran parte imaginaria, la que produce una fuerte atenuación de las ondas. Físicamente este resultado peculiar viene de la cercanía con la resonancia, la burbuja se contrae en la fase de expansión de

la presión acústica (Sección 1.2.3), por lo que el fenómeno se lleva a cabo como si las burbujas tuvieran una compresibilidad negativa.

- Para muy altas frecuencias, las oscilaciones de las burbujas se anulan y se recupera la velocidad del sonido en el líquido.

Se debe enfatizar en que la distribución de tamaños de las burbuja N , debe ser conocida si se quiere calcular la velocidad efectiva del sonido c . En variados estudios se resuelve la ecuación lineal del modelo de Caffish con el fin de predecir el campo acústico en la cámara de cavitación [38],[39], [40], pero siempre usando una distribución Gaussiana arbitraria para los tamaños, la que incluye burbujas mucho más grandes que las observadas experimentalmente.

1.3.2. Fuerzas sobre las burbujas

Fuerza primaria de Bjerknes

Si la burbujas son sustituidas por fluido, es posible calcular las fuerzas sobre ellas calculando directamente las fuerzas sobre los elementos de fluido que las reemplazan. Considerando las mismas condiciones antes señaladas y despreciando los efectos viscosos

$$\vec{F} = \iint_S -p\vec{n}dS, \quad (1.25)$$

donde S es la superficie de la burbuja, p la presión local en esa superficie. Usando el teorema de la divergencia la ecuación (1.25) se transforma en

$$\vec{F} = \iiint_V -\nabla p dV, \quad (1.26)$$

donde p se debe entender como el campo de presiones en el fluido donde debería existir la burbuja. Si el líquido sólo se somete al campo gravitatorio, $\nabla p = \rho_l \vec{g}$, se recupera la fuerza de flotación $\vec{F}_A = -\rho_l V \vec{g}$. Si el campo de presiones es generado por una onda acústica, pero varía poco con respecto a la escala de la burbuja (esto implica $R/\lambda \ll 1$), ∇_p podemos considerarlo como homogéneo en V e igual al valor en el centro de la burbuja, por lo tanto $\vec{F} = -V \nabla p$. Ésta es la fuerza primaria de Bjerknes instantánea. Para burbujas que oscilan radialmente en un campo acústico, ambos V y ∇p son magnitudes oscilantes, y el promedio en un periodo acústico puede ser distinto de cero, de ocurrir esto la burbuja sentirá una fuerza promedio. Esta fuerza es la llamada fuerza primaria de Bjerknes,

$$\vec{F}_{B_1} = -\langle V(t) \nabla p \rangle. \quad (1.27)$$

Se puede deducir que ésta fuerza es una fuerza de flotación generalizada para un fluido acelerado. Asumiendo una onda estacionaria mono-armónica el campo acústico se puede escribir como

$$p(\vec{x}, t) = p_a(\vec{x}) \cos(\omega t). \quad (1.28)$$

De esta forma la fuerza primaria de Bjerknes se transforma en

$$\vec{F}_{B_1} = -\nabla p_a \langle V(t) \cos(\omega t) \rangle. \quad (1.29)$$

Se observa que las fuerzas hacia los nodos de presión (mínimos) o antinodos de presión (máximos), dependen del signo del promedio. En el caso de oscilaciones lineales, la fuerza de Bjerknes puede ser fácilmente evaluada a partir de las ecuaciones (1.9) y (1.10), de esta evaluación se concluye que:

- Para $R_0 < R_{res}$, las burbujas son atraídas hacia los antinodos de presión
- Para $R_0 > R_{res}$, las burbujas son atraídas hacia los nodos de presión

La repulsión de las burbujas a los antinodos de presión con radio mayor a R_{res} ha sido reportada por Goldman & Ringo [41], y es fácilmente observable en experimentos de cavitación, donde estas grandes burbujas se alojan lejos de los antinodos de presión teniendo la posibilidad de coalescer. Al ocurrir esto crecen lo suficiente como para escapar del fluido por flotación.

La atracción de las burbujas con radios menores al radio de resonancia fue comprobada experimentalmente por Crum & Eller con amplitudes de excitación moderadas (sobre 1.1 bar) [42]. Este principio es usado para levitar burbujas en experimentos de SBSL. La fuerza de Bjerknes primaria puede compensar exactamente la fuerza media de flotabilidad en un punto ligeramente por encima del antinodo de presión [43],[44].

Sin embargo, posteriormente se demostró que la fuerza de Bjerknes primaria también puede llegar a ser repulsiva para las burbujas sub-resonantes (p_a, R_0) [45]. Por ejemplo, burbujas de $10 \mu\text{m}$ son repelidas por los antinodos de excitación superiores a 170 kPa , en contradicción con la teoría lineal. Esto ha sido confirmado experimentalmente [46] y se ilustra en la figura 1.4.

Finalmente, hay que notar que la fuerza de Bjerknes también existe bajo un campo acústico con comportamiento progresivo y puede transformarse en un factor importante para grandes niveles de excitación. Esto podría explicar las estructuras cónicas de burbujas que se forma en la cara radiante del transductor [47], [48].

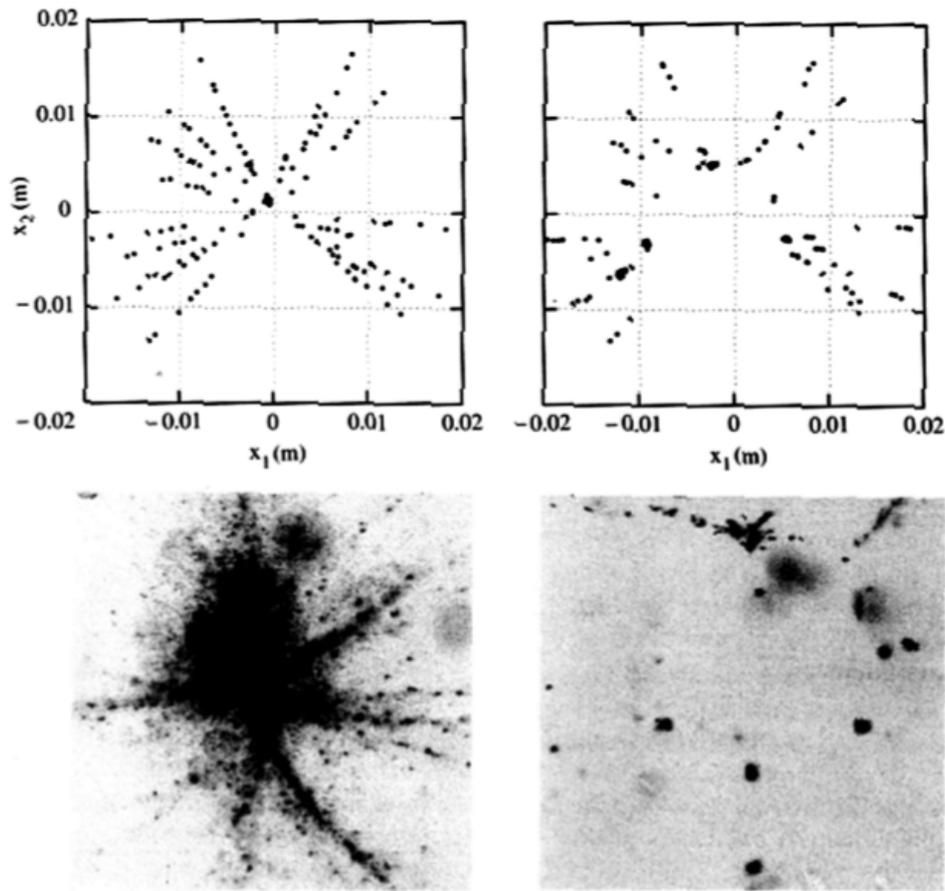


Figura 1.4: Estructura tipo filamento en campo estacionario. En la parte superior se encuentra la simulación realizada por modelo de partículas. La columna izquierda muestra la simulación y experimentos para presión de 130 kPa, mientras que al lado derecho la presión es 190 kPa [46]

Fuerza secundaria de Bjerknes

Los argumentos que conducen a la expresión de la fuerza de Bjerknes primaria pueden extenderse al caso en que la burbuja también experimente el campo acústico radiado por una segunda burbuja. El promedio de la fuerza resultante durante un período acústico será

$$\vec{F}_{B_2} = -\frac{\rho_l}{4\pi} \langle \dot{V}_1 \dot{V}_2 \rangle \frac{\vec{x}_2 - \vec{x}_1}{|\vec{x}_2 - \vec{x}_1|} \quad (1.30)$$

donde V_1 , V_2 son el volumen de cada burbuja, y \vec{x}_1 , \vec{x}_2 la posición espacial de sus centros.

En el caso de oscilaciones lineales se pueden obtener algunas simples conclusiones:

- Una burbuja con radio más pequeño que el radio de resonancia y una con radio mayor al de resonancia, se repelen una a otra.
- Dos burbujas con radios menores o mayores que el radio de resonancia, experimentan una fuerza de atracción entre sí.

Los experimentos de Crum, confirman que dos burbujas sub-resonantes se atraen para excitaciones acústicas moderadas. Él logró encontrar velocidades de burbuja cuantitativamente acordes con la teoría, [42]. Una confirmación experimental sobresaliente de la teoría se realizó utilizando burbujas inducidas por láser en un campo estacionario. En este experimento se logró demostrar la existencia de la repulsión mutua, lo que va en contra de las predicciones de la teoría lineal. Además, la transición entre la atracción y la repulsión, teóricamente, puede ocurrir cuando las burbujas se acercan mutuamente. El resultado es de importancia en el contexto de las estructuras de burbujas (véase la sección 1.3.3).

Fuerza de masa-añadida y arrastre viscoso

Si bien es posible considerar la inercia de la burbuja como despreciable debido a la baja densidad del gas, es importante recalcar que como cualquier cuerpo que tiene una aceleración respecto al líquido, la burbuja debe empujar al fluido que la rodea. La reacción a este empuje genera una fuerza en ella, haciendo que la burbuja se mueva como si tuviera una masa añadida. Para un cuerpo esférico esta masa siempre equivale a la mitad de la masa del líquido desplazado [49], de modo que

$$\vec{F}_M = -\frac{2}{3}\pi R(t)^3 \rho_l \frac{d}{dt}(\vec{v} - \vec{u}) \quad (1.31)$$

donde \vec{v} es la velocidad de la burbuja. La burbuja también experimenta una fuerza de arrastre

viscoso producto de su avance en el líquido, la que está relacionada con la velocidad en las paredes de la burbuja. La expresión correcta de la fuerza de arrastre sobre una burbuja en movimiento radial es un tema delicado. Para altos números de Reynolds, calculados ya sea desde la velocidad radial o la velocidad de traslación, Magnaudet y Legendre [50] mostraron que

$$\vec{F}_V = -12\pi R(t)\mu_l(\vec{v} - \vec{u}) \quad (1.32)$$

Esto completa el conjunto de las fuerzas ejercidas sobre las burbujas de cavitación. Dado que la inercia de la burbuja es despreciable, la suma de estas fuerzas promediadas en un periodo acústico se debe anular. Esto produce una ecuación diferencial cuya resolución permite una predicción teórica de la trayectoria de la burbuja. Una buena concordancia cuantitativa en experimentos con dos burbujas ha sido obtenida por Koch [51].

1.3.3. Estructuras de burbujas

Estructura de filamentos

En muchos casos, los arreglos de burbujas tipo filamento o “dendritas” se presentan en experimentos de cavitación acústica como se muestra en la figura 1.5. Las burbujas se mueven relativamente rápido a lo largo de las ramas del filamento y pueden unirse para formar nuevas ramas. En una onda estacionaria, una imagen típica es que muchas ramas se organizan en torno a un antinodo de presión, creando una corriente de burbujas hacia el interior del filamento [43]. En el centro pueden formar una burbuja más grande o clúster donde micro-burbujas se alojan en torno a ésta, a veces visible como una “niebla”.

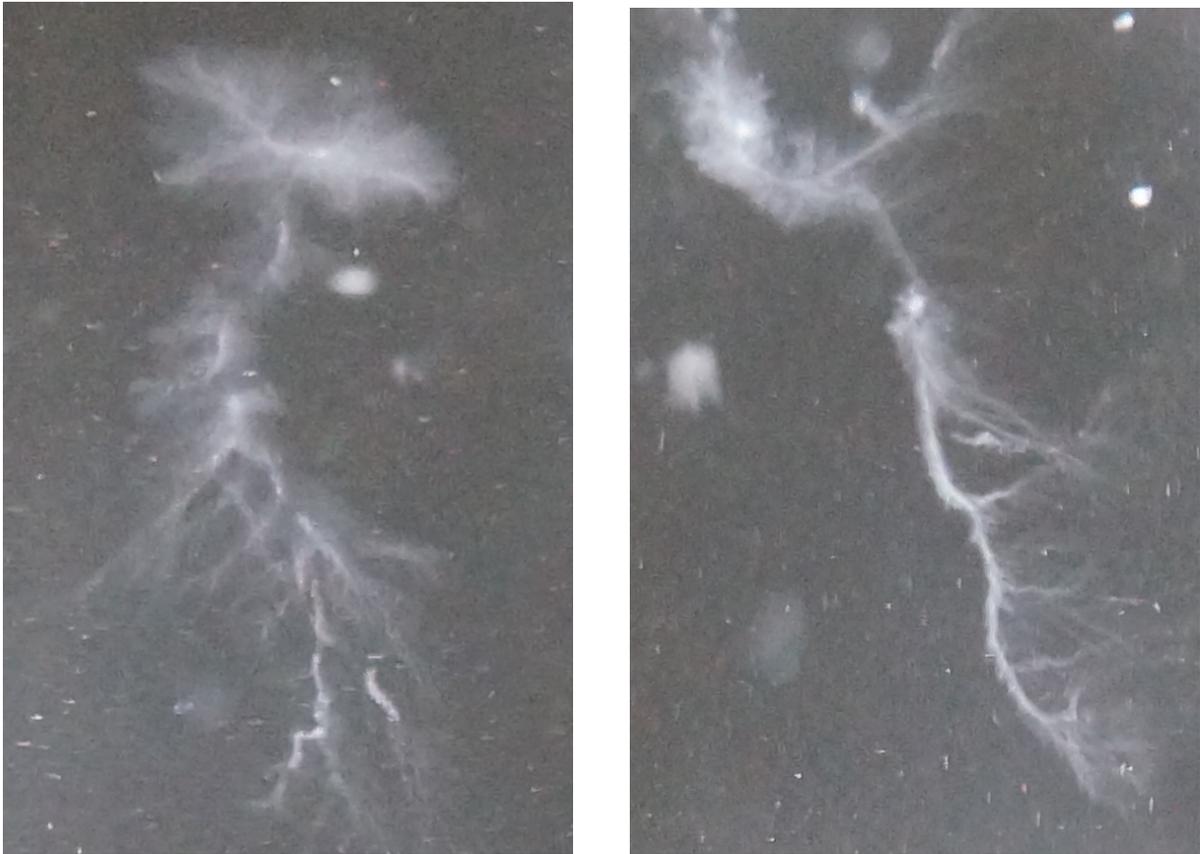


Figura 1.5: Estructura de burbuja tipo filamento obtenida habitualmente en experimentos de cavitación acústica a presiones moderadas.

Estructura Cónica

En transductores con cara radiante pequeña (menor a 20 mm de diámetro), los que son usados habitualmente en experimentos de sonoquímica y metalurgia, producen una densa y no-estructurada nube de burbujas que nacen desde su superficie. Esta nube crece en tamaño y densidad con el aumento de la potencia acústica (ver figura 1.6). Estos transductores también generan fuertes corrientes acústicas, que pueden llevar a las burbujas lejos de la cara radiante.

Para transductores de diámetros grandes, las burbujas forman una estructura cónica [52],[53], las que se forman a partir de un conjunto de filamentos de burbujas que nacen en la superficie del transductor y pueden ser visualizadas en imágenes con corto tiempo de exposición (ver figura 1.7). La estructura cónica ha sido explicada por la acción de la fuerza primaria de Bjerk-

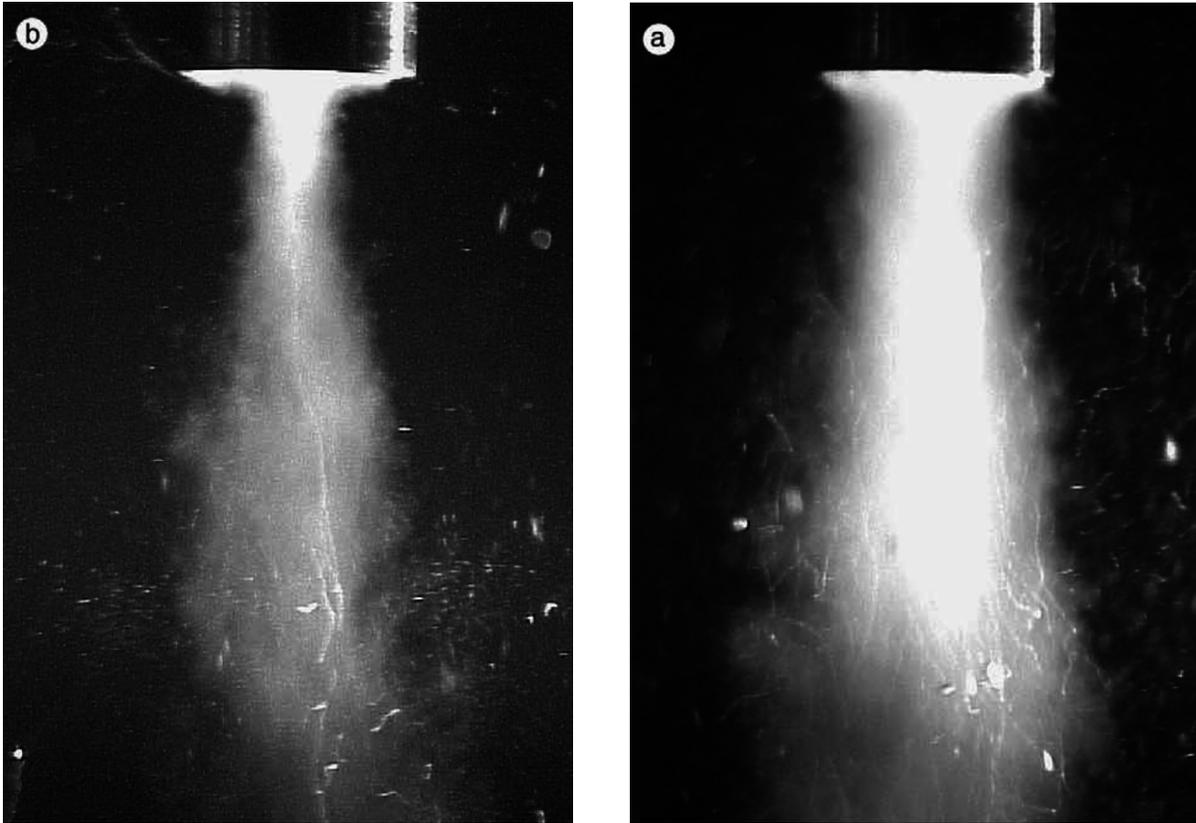


Figura 1.6: Nube de burbuja que emana de un transductor de pequeño diámetro (20 mm). A la izquierda la Intensidad acústica es $I=8.2 \text{ W/cm}^2$, mientras que a la derecha la intensidad acústica es $I=80 \text{ W/cm}^2$. (Imágenes fueron obtenidas del trabajo de Moussatov) [47]

nes en una onda progresiva de alta amplitud atenuada espacialmente [51]. Otras estructuras se pueden encontrar en el informe de Mettin [54].

Esta investigación se enfocará principalmente en la estructura de burbujas tipo *tronco de árbol*, la que es una modificación por confinamiento espacial de la estructura cónica, y su dependencia al cambio propiedades físicas del fluido. Además se estudiará como la formación o existencia de esta estructura afecta al campo acústico en el reactor (o cámara) de cavitación.

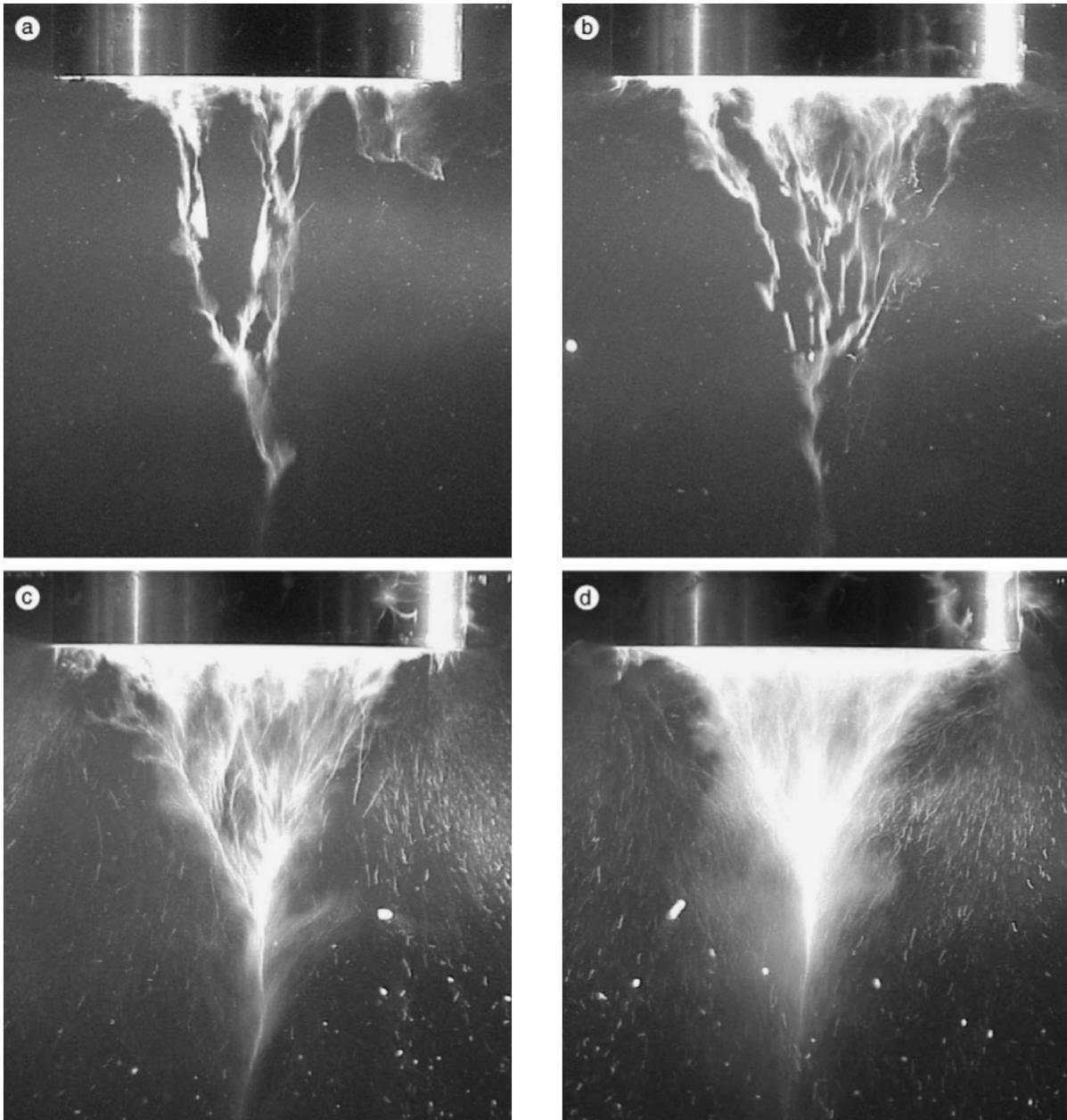


Figura 1.7: Se aprecia la estructura cónica de burbujas que se forma a partir de varias estructuras tipo filamentos. A medida que aumenta la intensidad acústica ($a \rightarrow d$) la densidad de estructuras tipo filamento crece hasta formar la estructura cónica de burbujas (Imágenes fueron obtenidas del trabajo de Moussatov) [47]

Capítulo 2

Simulaciones Numéricas

2.1. Transductor de Cavitación

2.1.1. Introducción

Desde que Langevin desarrollara el primer sándwich piezoeléctrico, los transductores ultrasónicos de alta potencia son usados en una amplia gama de procesos, como por ejemplo la limpieza de membranas [55], asistencia en procesos sonoquímicos [56], asistencia en procesos de extracción de productos [57], medición de tensión en pilares rocosos [58], entre otros. En todas estas aplicaciones los transductores son utilizados en su frecuencia de resonancia, donde se maximizan los desplazamientos de su cara radiante. Una poderosa herramienta para diseño y optimización de transductores ultrasónicos es el método de elementos finitos (FEM). Diversos trabajos de investigación enfrentan el proceso de simulación del comportamiento de un transductor ultrasónico, empleando diferentes estrategias. Parrini simuló de forma no activa un transductor ultrasónico [59, 60], encontrando un buen acuerdo entre los modos propios del sistema y la frecuencia de resonancia. En su trabajo consideró solamente la propiedades mecánicas de los materiales con que se ha construido el transductor, no así los elementos activos presentes (cerámicas piezoeléctricas). Shuyu Lin realizó un análisis teórico de la transducción electromecánica del transductor para encontrar la frecuencia de resonancia [61, 62], sus resultados están en buen acuerdo con los datos experimentales. Wang ha desarrollado una técnica de simulación FEM para un transductor ultrasónicos con el programa ANSYS [63], su técnica tiene la ventaja de obtener del máximo desplazamiento en función de la forma del amplificador mecánico del transductor.

A continuación se presenta una estrategia de simulación vía FEM con el programa COMSOL para el diseño de un transductor ultrasónico de potencia. Esta técnica permite calcular la corriente de alimentación del transductor. Con el valor de la corriente obtenida se calcula la impedancia como función de la frecuencia de excitación. Además se calcula la amplitud de desplazamiento de la cara radiante del transductor. A modo de comprobación se realiza la

simulación de un transductor de alta potencia y gran cara radiante. La simulación se realiza en el espacio de las frecuencias (*harmonic analysis*) considerando las cerámicas como elementos activos del sistema. Tanto los desplazamientos como la respuesta en frecuencia del transductor simulado, están en buen acuerdo con los datos experimentales.

2.1.2. Estrategia de simulación

La presente investigación se focaliza en encontrar la impedancia del sistema como función de la frecuencia de excitación, identificando la frecuencia de resonancia con aquella que presenta una impedancia mínima. Esta frecuencia puede ser verificada directamente con mediciones realizadas con un analizador de impedancias. La corriente se calcula a partir de la densidad de corriente presente en la superficie de cada cerámica, al integrar esta variable se obtiene la corriente de superficie como se muestra en la eq. (2.1).

$$I_{face} = \int d\phi \int r dr n_J \quad (2.1)$$

donde n_J es la proyección de la densidad superficial de corriente en la dirección normal a la superficie de la cerámica. De esta forma se puede calcular la corriente en cada cara de la cerámica. Para un sandwich de dos cerámicas montadas en orientaciones opuestas, como se muestra en fig. 2.1a, tendremos 4 corrientes enumeradas desde la parte superior a la inferior del sándwich en orden creciente a partir de I_1 hasta I_4 .

En condiciones experimentales reales la corriente que se mide es la que circula a través del electrodo central, fig. 2.1b.

La corriente total I_t : $I_t = I_2 + I_3$, calculada de esta forma, puede ser comparada con la corriente medida experimentalmente. La impedancia eléctrica calculada del transductor será

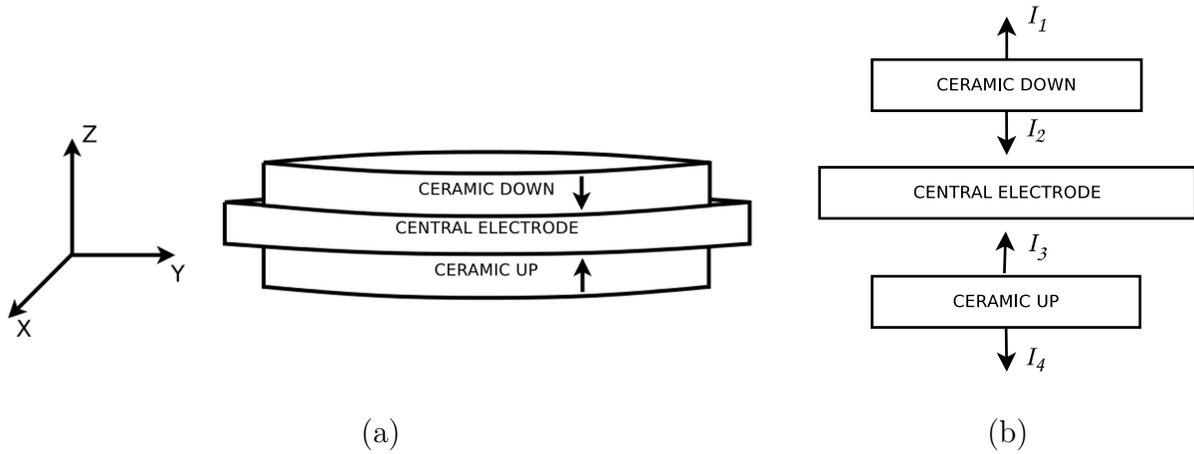


Figura 2.1: a) Cerámicas conectadas en orientaciones opuestas para realizar el sándwich piezoeléctrico. b) Corrientes en el electrodo central, I_2 e I_3 correspondientes a la cara inferior de la *cerámica down* y la cara superior de la *cerámica up*.

$$|Z| = abs \left(\frac{V_0}{I_t} \right) \quad (2.2)$$

donde V_0 es el voltaje de excitación de la cerámicas. La impedancia del sistema, se puede comparar directamente con los valores experimentales obtenidos con un analizador de impedancias.

2.1.3. Material y Método

Para realizar la simulación del transductor vía FEM se empleó la plataforma COMSOL. En este programa utilizaremos el módulo de piezoelectricidad (Piezoelectric Devices) definiendo adecuadamente las propiedades del material y condiciones de contorno. El sistema de transducción se compone de tres materiales pasivos y un material activo. Las propiedades de los materiales pasivos Acero, Acero inoxidable y Cobre se muestran en las tablas (2.1), (2.2) y (2.3) respectivamente.

El elemento activo de deformación mecánica es un sándwich de cerámicas piezoeléctricas

Tabla 2.1: Propiedades Acero (Perno y golilla) [1].

Código Standart	AISI E4340
Modulo de Elasticidad (E)	210 GPa
Razón de Poisson (ν)	0.30
Densidad (ρ)	7850 kg/m ³

Tabla 2.2: Acero Inoxidable (Amplificador y contra masa) [1]. *Obtenido de [2, 3, 4]

Código Standart	T-303
Modulo de Elasticidad (E)	193 GPa
Razón de Poisson (ν)	0.25
Densidad (ρ)	8000 kg/m ³
Pérdida Estructural (η_s)	0.006*

Tabla 2.3: Propiedades Cobre (Electrodos) [1].

Codigo Standart	UNS C81500
Modulo de Elasticidad (E)	115 GPa
Razón de Poisson (ν)	0.32
Densidad (ρ)	8820 kg/m ³

PZT-8. Las cerámicas son anillos con diámetro interno 12.9 mm, diámetro externo 38 mm y espesor de 4 mm. La matriz de permeabilidad dieléctrica relativa de las cerámicas piezoeléctricas a deformación constante $[\epsilon_r^S]$ (polarizado a lo largo del eje Z), está dada por la expresión:

$$[\epsilon_r^S] = \begin{bmatrix} 1290 & 0 & 0 \\ 0 & 1290 & 0 \\ 0 & 0 & 1000 \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

La matriz de Stress Piezoeléctrico $[e]$ a deformación constante es

$$[e] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -3.875 \\ 0 & 0 & -3.875 \\ 0 & 0 & 13.911 \\ 0 & 10.345 & 0 \\ 10.345 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} C/m^2 \quad (2.4)$$

La simulación fue realizada en geometría 2D axisimétrica como se muestra en fig. 2.2. El diseño del transductor recoge la propuesta de C. M. v. d. Burgt [64]. Con el fin de obtener con alta precisión los desplazamientos del transductor, se ha mallado la geometría con elementos triangulares de tamaño inferior a 1 mm. Esto produce un alto número de ecuaciones a resolver, en nuestro caso 37632.

Se hizo un estudio en el espacio de las frecuencias (f), variándola de manera paramétrica entre 20 y 23 kHz. El paso general de frecuencia es 10 Hz. Adicionalmente, para una banda de frecuencias en torno a la resonancia (desde 20820 hasta 20980 Hz), se realiza un refinamiento del paso llevándolo a 1 Hz. La señal de excitación de las cerámicas, aplicadas al electrodo central (fig. 2.2), es $V(t) = V_0 \sin(\omega t)$ donde V_0 es su amplitud y $\omega = 2\pi f$.

El sistema experimental consiste en un analizador de impedancias Agilent 4194A con el que se obtendrá la curva de impedancias del transductor en diseño. Además de un sistema de barrido para desplazar el transductor y medir las velocidades de vibración de cada punto de su cara radiante mediante la técnica de interferometría LASER DOPPLER. Un diagrama de bloques del sistema experimental se muestra en fig. 2.3.

El desplazamiento de la cara radiante es medido con un Interferómetro Laser Polytec modelo *OFV-512* de sensibilidad de $0.02 \mu\text{m}$. Una imagen de este sistema experimental se muestra en fig. 2.4.

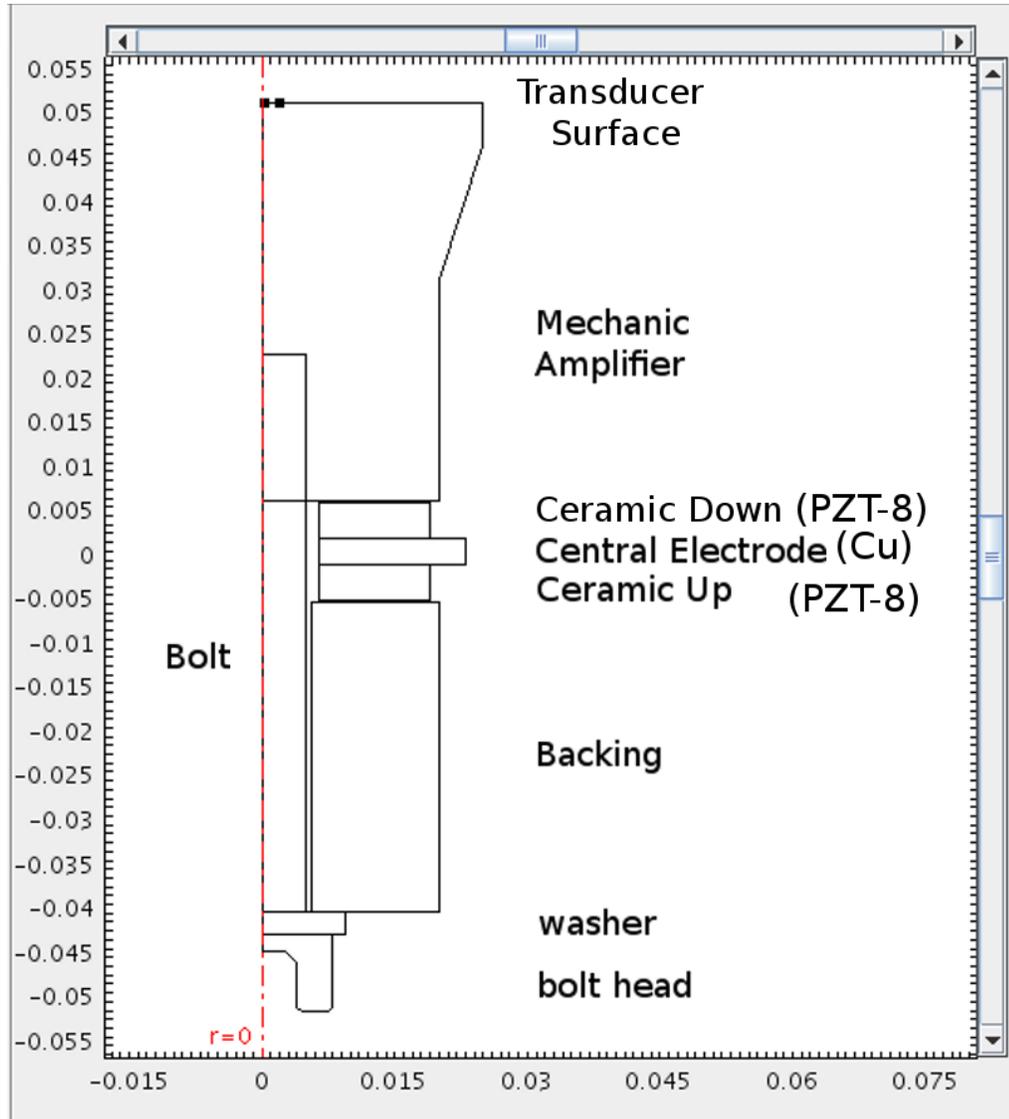


Figura 2.2: Geometría del transductor simulado en COMSOL con la identificación de las partes del transductor.

2.1.4. Resultados y Discusión

La simulación se realiza en el dominio de las frecuencias para un rango comprendido entre 20 y 23 kHz. Se calcula el valor del módulo y fase de la impedancia del sistema para cada frecuencia, obteniendo como respuesta las curvas de fig. 2.5.

La frecuencia de resonancia del sistema simulado es $f_R=20902$ Hz, definida como la frecuencia a la cual la impedancia es mínima ($Z_R=64 \Omega$). Cuando el transductor es excitado con

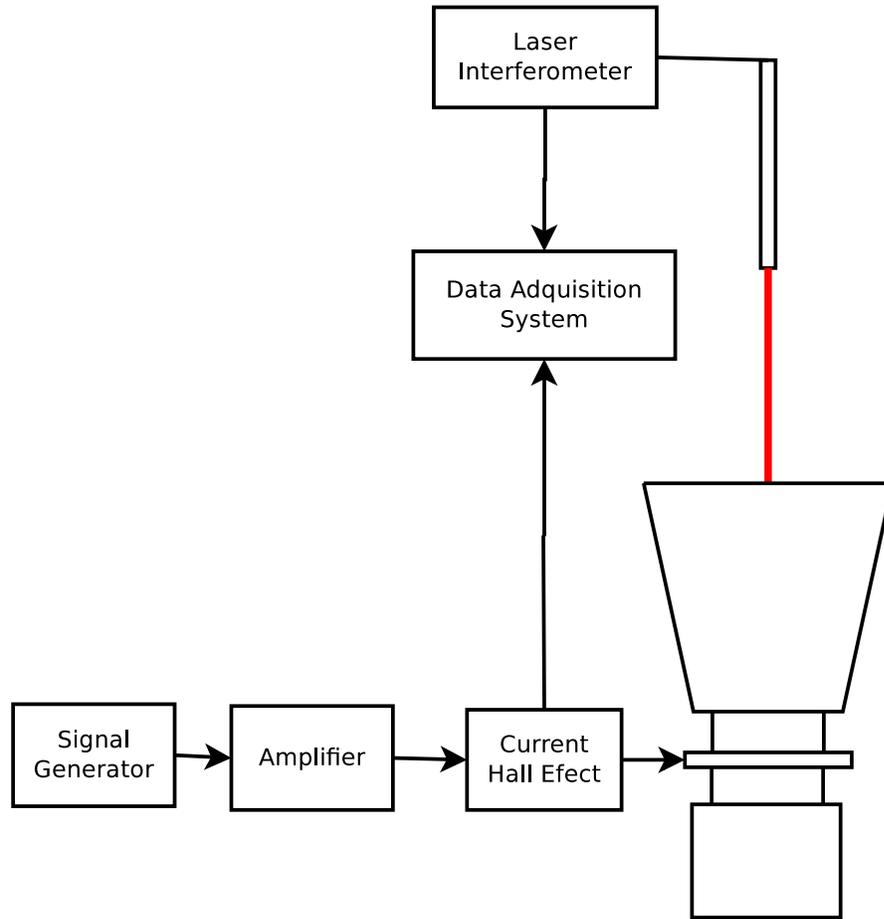


Figura 2.3: Esquema del sistema experimental de medición de amplitud de desplazamiento.

una señal sinusoidal ($V(t) = 100 \sin(2\pi f_R t)$) de frecuencia $f = f_R$, las deformaciones longitudinales en el eje de simetría son máximas, como se muestra en fig. 2.6, el valor de amplitud de desplazamiento es $5.29 \mu\text{m}$. Para este voltaje de excitación, la corriente RMS calculada es 1.104 A. Se ha medido la amplitud de desplazamiento del transductor para esta corriente obteniéndose un desplazamiento de $6.65 \mu\text{m}$.

También es posible calcular el desplazamiento en la cara radiante del transductor en función de la distancia al eje de simetría, como se muestra en fig. 2.7. Se aprecia en la fase de extensión que el desplazamiento a lo largo de la superficie del transductor no es el mismo en magnitud, sin embargo, la variación es menor a 80 nm. La amplitud de desplazamiento en la superficie del transductor ha sido comparada con los datos experimentales, como se muestra en fig. 2.7. Se aprecia un muy buen acuerdo entre los datos experimentales (puntos azules) y la simulación

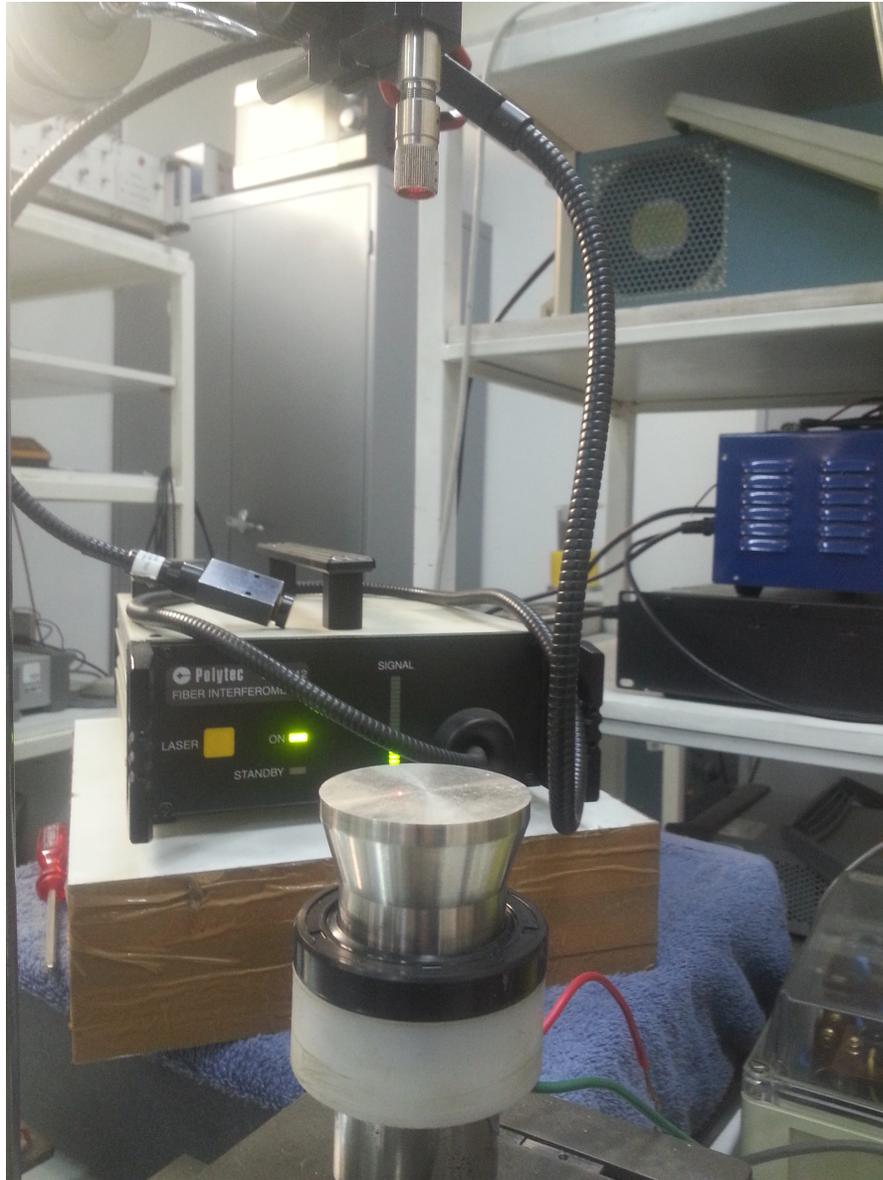


Figura 2.4: Montaje experimental para la medición de desplazamiento de la cara radiante del transductor en aire.

(línea verde).

Es importante considerar el movimiento del electrodo central, ya que en la práctica se busca que este punto tenga cero deformación en la dirección longitudinal, para considerarlo un punto fijo del sistema. En fig. 2.8 se muestra la amplitud de desplazamiento longitudinal en el eje de simetría del sistema con origen en el electrodo central. Se aprecia que el desplazamiento longitudinal en el electrodo central es prácticamente cero, lo que indica un buen diseño

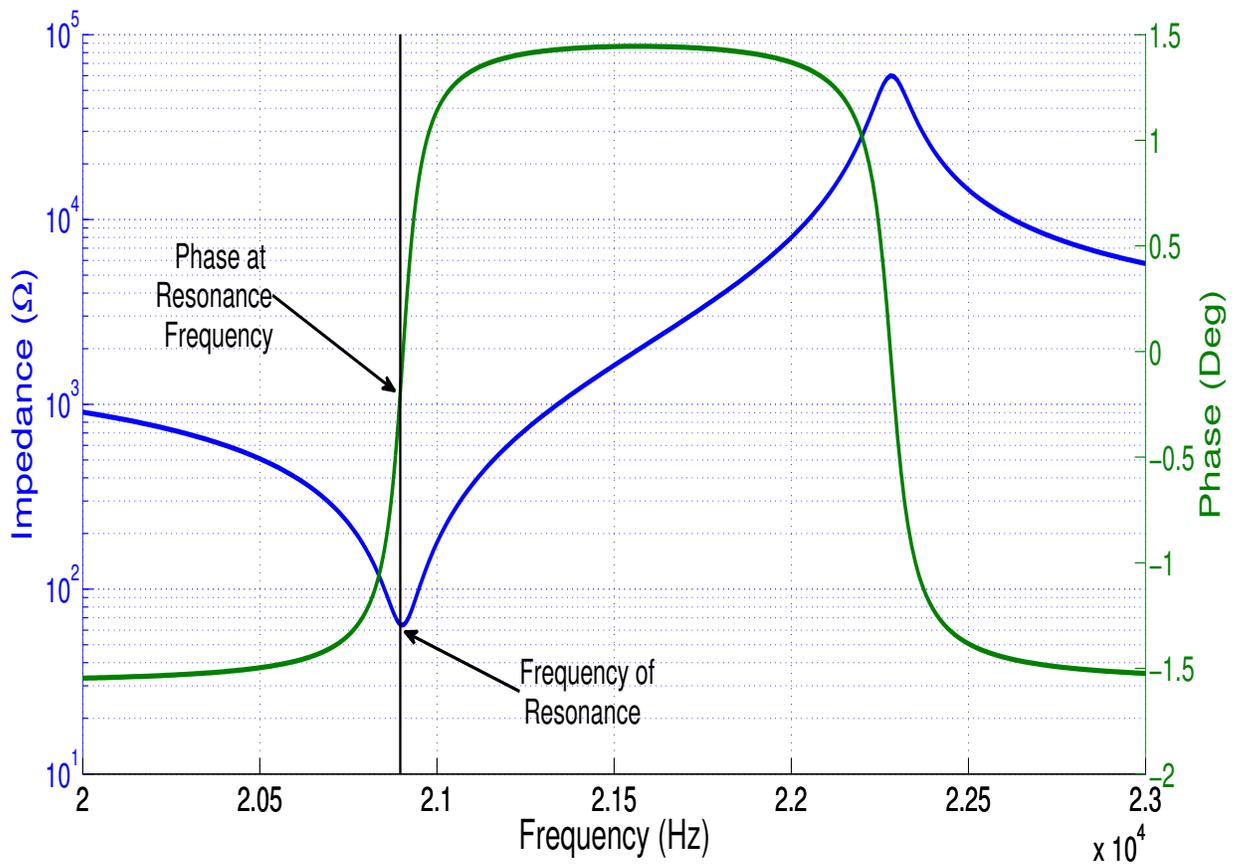


Figura 2.5: Respuesta en frecuencia simulada para el transductor. La línea verde representa la fase, línea azul se muestra la impedancia como función de la frecuencia. La frecuencia de resonancia es 20902 Hz.

geométrico del transductor.

Cabe destacar que con esta técnica es posible simular dos parámetros que pueden ser medidos experimentalmente; la impedancia y la amplitud de desplazamiento de la cara radiante. En fig. 2.9 se muestra una comparación entre la impedancia del transductor simulada (línea verde) y la medida experimentalmente con el analizador de impedancias (línea azul). La frecuencia de resonancia obtenida experimentalmente es 20790 ± 10 Hz mientras que la obtenida vía simulación es de 20902 ± 1 Hz. La frecuencia de anti-resonancia medida es de 21860 ± 10 Hz, la simulada resultó ser 22250 ± 10 Hz. Esto representa una diferencia de 110 ± 11 Hz para la frecuencia de resonancia, y de 390 ± 20 Hz para la frecuencia de anti-resonancia.

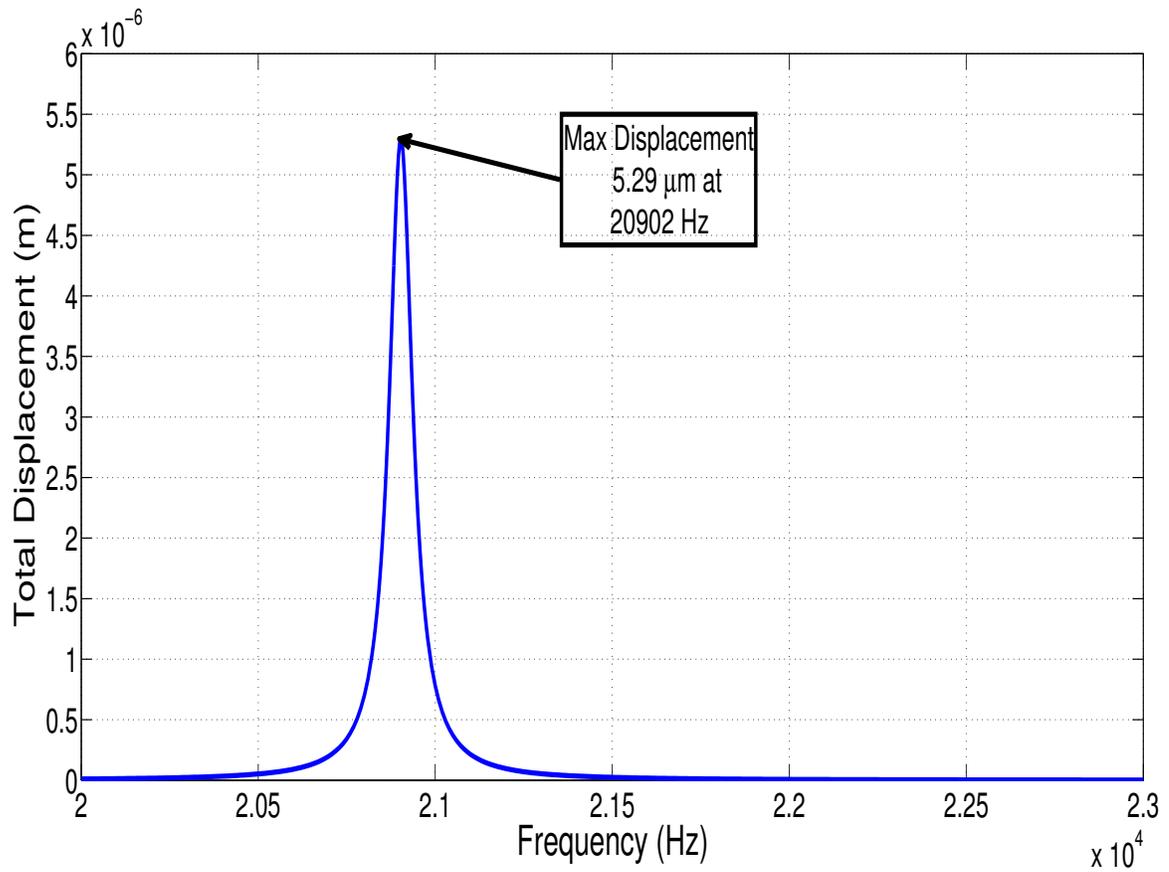


Figura 2.6: Desplazamiento total como función de la frecuencia de excitación para una señal $V(t) = 100 \sin(2\pi f_R) \text{ V}$. Se aprecia que el máximo desplazamiento se encuentra para una frecuencia de excitación $f=20902 \text{ Hz}$, con un valor de $D.A._{max}=5.29 \mu\text{m}$.

2.1.5. Conclusiones

La técnica desarrollada para simular un transductor ultrasónico vía FEM permite predecir la curva de impedancia de un transductor de alta potencia de forma bastante precisa, la predicción de la frecuencia de resonancia tiene un error relativo inferior al 1%.

La amplitud de desplazamiento para la cara radiante del transductor, obtenida de las simulaciones, está en un excelente acuerdo con los valores experimentales (fig. 2.7).

La estrategia desarrollada predice con extrema precisión las pequeñas diferencias de des-

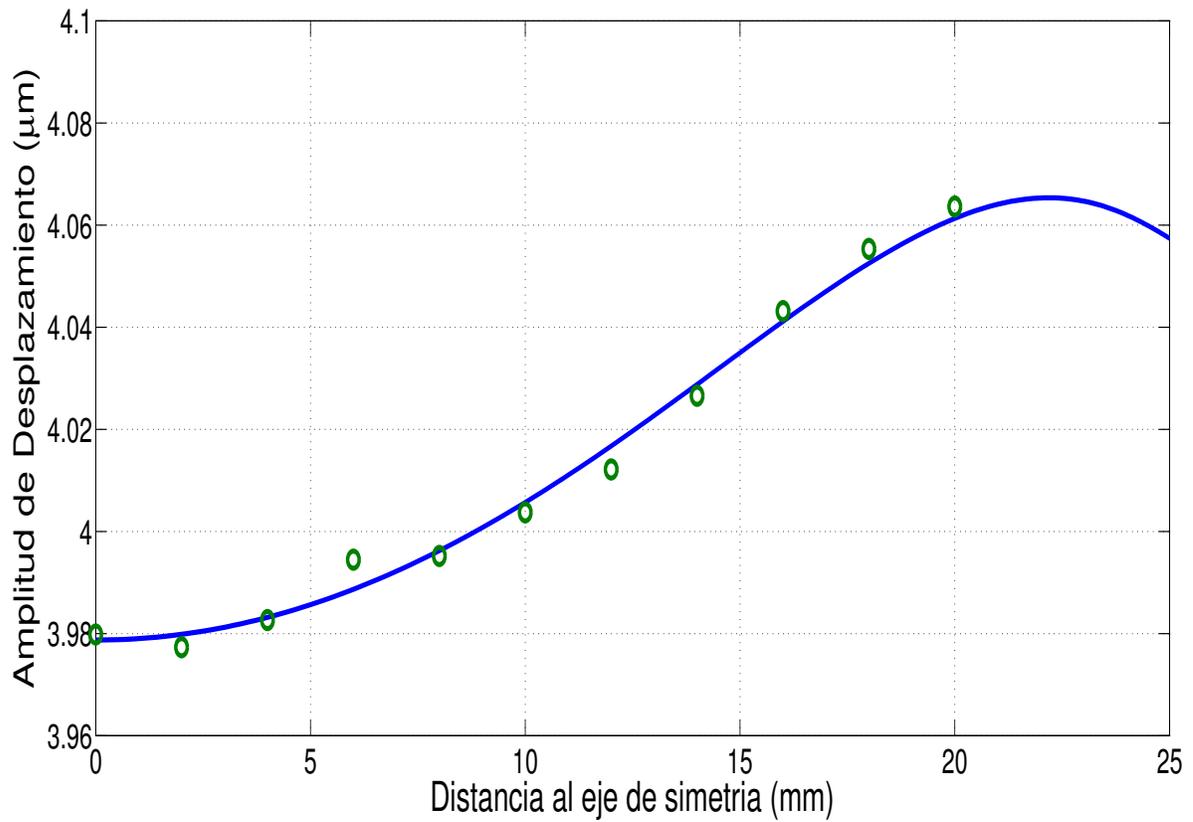


Figura 2.7: Amplitud de desplazamiento de la cara radiante del transductor. En azul los datos experimentales, en verde los simulados.

plazamiento que se presentan en la cara radiante de un transductor ultrasónico, esta capacidad puede ser relevante cuando se considera procesos que dependen de la fase espacial de la radiación generada.

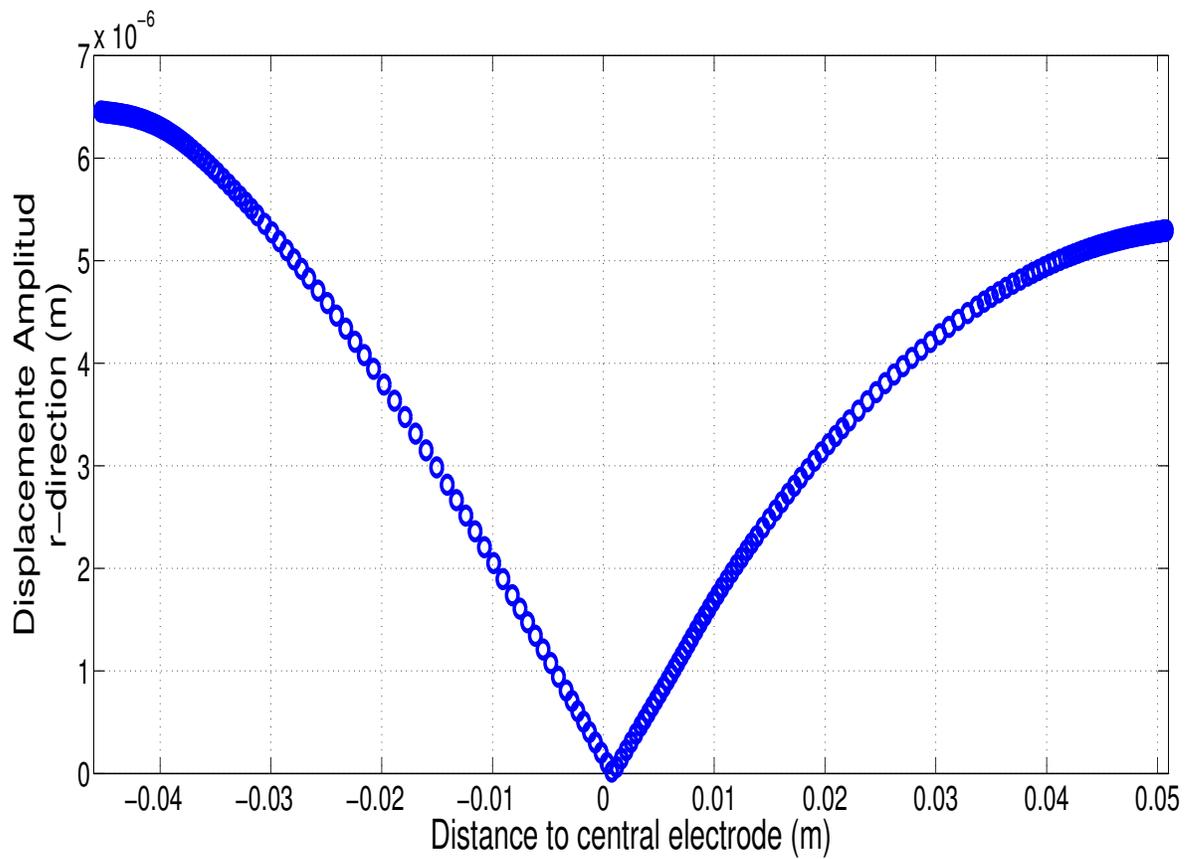


Figura 2.8: Desplazamiento longitudinal en el eje de simetría del sistema versus la distancia al electrodo central. Se aprecia que el mínimo desplazamiento está muy cercano al electrodo central.

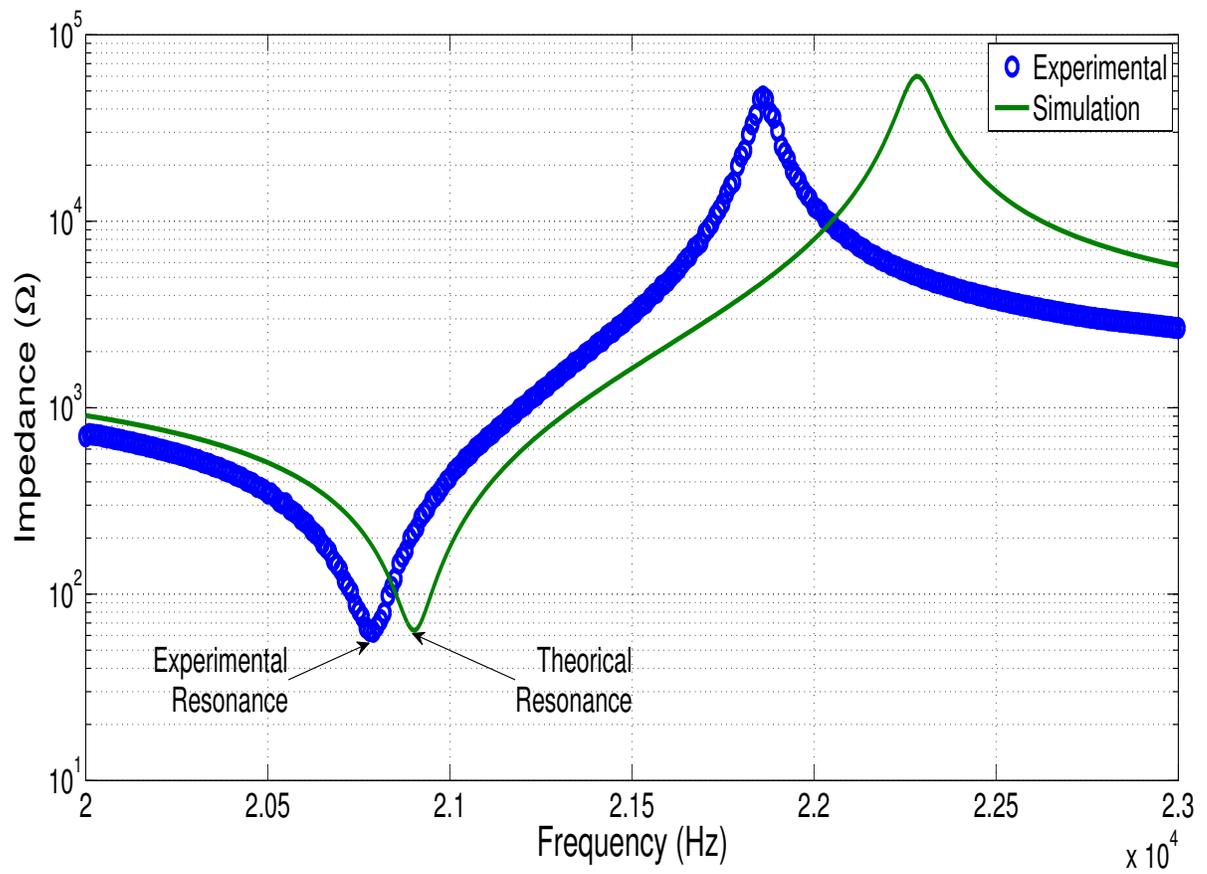


Figura 2.9: Respuesta en frecuencias del transductor de 50 mm de cara radiante . En línea azul se muestra los datos experimentales del transductor. En línea verde se muestra la respuesta obtenida por la simulación.

2.2. Estructura de burbujas y campo acústico

2.2.1. Introduccion

Debido a la complejidad tanto del problema tratado como su sistema experimental se ha recurrido a técnicas de elementos finitos para su estudio y diseño. Estas técnicas, como es bien sabido, permiten simular el sistema en funcionamiento. Las simulaciones se realizan vía calculo de elementos finitos con el programa COMSOL. La técnica de simulación es una adaptación del trabajo de Olivier Louisnard [65], en la que se incluyen las modificaciones de geometría necesarias para que la simulación se ajuste a los parámetros experimentales. La base del modelo radica en resolver una ecuación de Helmholtz para la presión donde el número de onda es una función de la presión local en el fluido. Para este cálculo en COMSOL, es necesario utilizar el modulo de “Acoustic”, en el que se ingresa el número de onda el que puede ser complejo incluyendo los términos asociados a la atenuación de la onda. En nuestras simulaciones el numero k es no-lineal; La parte real es dependiente de la presión acústica promedio en cada punto del fluido, del numero de burbujas y la frecuencia de resonancia de las burbujas; La parte imaginaria es dependiente del numero de burbujas, la presión acústica promedio y de la atenuación viscosa y térmica.

Para realizar una simulación acorde a la situación experimental, se han impuesto las condiciones de frontera del sistema, haciendo especial énfasis en la condición de borde asociada a la interfaz transductor/fluido. Para realizar la cavitación es necesario excitar el fluido con una fuente externa, que en este caso, es mediante un transductor (ver sección 2.1.1). El acoplamiento entre el transductor y el fluido no es trivial ya que existe un cambio de medio, no sólo en la propiedades sino que pasa de un sólido a un líquido. Es por esto que es necesario utilizar el modulo “Structural Mechanics” y definir la interacción en la interfaz sólido/líquido. A continuación se describe el modelo utilizado

Modelo

El modelo de Caffisch para la propagación de ondas en fluidos con burbujas modifica las ecuaciones de acústica lineal agregando un termino que corresponde a la presencia de burbujas [66] como muestra la ecuación

$$\frac{1}{\rho_l c_l^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{v} = \frac{\partial \beta}{\partial t}, \quad (2.5)$$

$$\rho_l \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \nabla p = 0 \quad (2.6)$$

donde ρ_l es la densidad del fluido, c_l en la velocidad del sonido en el fluido y β es la el volumen que ocupan las burbujas. Cabe destacar que $\vec{v} = \vec{v}(\vec{r}, t)$, $p = p(\vec{r}, t)$ y $\beta = \beta(\vec{r}, t)$. Asumiendo que β tiene una distribución mono-dispersa de burbujas, queda definida por

$$\beta(\vec{r}, t) = N(\vec{r}) \frac{4}{3} \pi R^3(\vec{r}, t), \quad (2.7)$$

donde $N(\vec{r})$ es la densidad local de burbujas. A partir de las ecuaciones (2.5) y (2.6) y realizando un análisis energético de la ecuación dinámica de la burbuja (1.8) Louisnard obtuvo una ecuación energética en el fluido con burbujas [65].

$$\frac{\partial}{\partial t} (K_l + 4\pi R^2 \sigma) = -16\pi \mu_l R \dot{R}^2 - p \frac{\partial V}{\partial t} + p_g \frac{\partial V}{\partial t} \quad (2.8)$$

donde K_l es la energía cinética radial de la burbuja. Analizando esta ecuación, podemos apreciar que el término dentro del paréntesis al lado izquierdo de la ecuación (2.8) representa la suma de energía cinética de las paredes más la energía debida a la tensión superficial de la burbuja. El primer termino al lado derecho de (2.8) es la potencia perdida (de manera

irreversible) debido a la fricción viscosa de las paredes de la burbuja con el fluido. El segundo término de (2.8) es la potencia acústica transferida al fluido con burbujas. Finalmente el último término del lado derecho de la ecuación (2.8) es el trabajo mecánico realizado por el gas en el líquido.

Energía disipada por una burbuja

En el movimiento oscilatorio de las paredes de la burbuja existe pérdida de energía, principalmente por la disipación térmica y viscosa. Para campos acústicos bajos la disipación es pequeña, no así para campos acústicos grandes, específicamente sobre el umbral de Blake, donde la dinámica radial de la burbuja se vuelve inercial. En éste régimen la atenuación crece entre 5 a 6 ordenes de magnitud. Producto de la resolución de la ecuación radial de la burbuja (1.8) presentada en la sección 1, es posible calcular y graficar estas magnitudes que ilustran lo antes descrito (ver figura (2.10)).

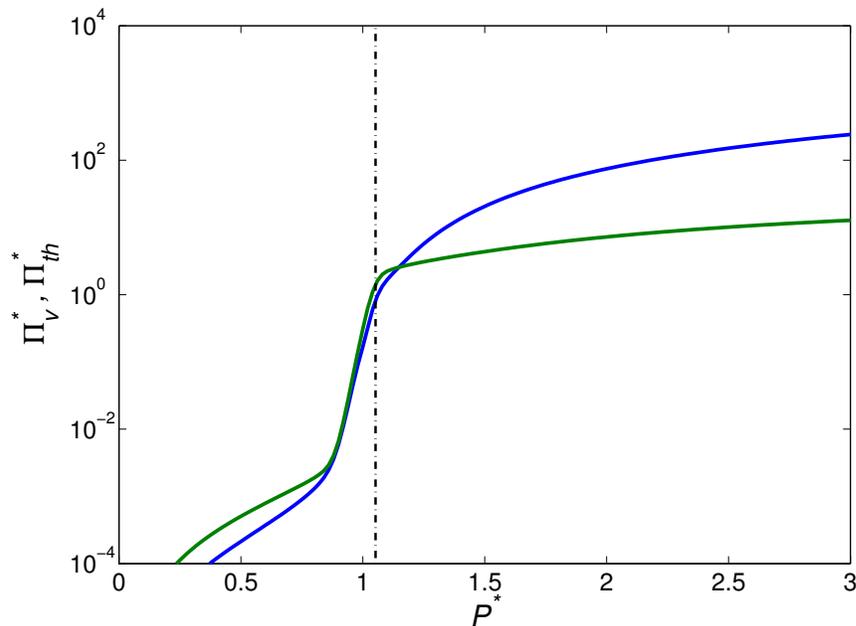


Figura 2.10: Potencia disipada por una burbuja de aire de radio ambiente de $5 \mu\text{m}$ en agua, con una excitación de 19700 Hz. En azul se muestra la potencia disipada por viscosidad Π_v^* , mientras que en línea verde se muestra la disipación asociada a la difusión térmica Π_{th}^* .

La expresión matemática para la disipación térmica representada por la curva verde en la

figura (2.10) es

$$\Pi_{th}^* = \frac{1}{2\pi} \left(1 + \frac{2\sigma}{p_0 R_0} \right) \int_0^{2\pi} p_g^* \frac{dV^*}{dt^*} dt^*. \quad (2.9)$$

La disipación viscosa (curva azul de la figura (2.10)) se expresa como

$$\Pi_v^* = \frac{6\omega\mu_l}{\pi p_0} \int_0^{2\pi} R^* \left(\frac{dR^*}{dt^*} \right)^2 dt^*. \quad (2.10)$$

donde (*) representa una variable adimensional

$$t^* = \omega t, \quad R^* = \frac{R}{R_0}, \quad p_g^* = \frac{p_g}{p_0}, \quad \Pi_{v,th}^* = \frac{\Pi_{v,th}}{p_0 V_0 \omega} \quad (2.11)$$

Estas cantidades son obtenidas al tomar el promedio temporal de la ecuación (2.8).

La ecuación de propagación

El modelo utilizado en este trabajo consiste en resolver la ecuación de Helmholtz para la presión, donde la complicación radica en que el coeficiente κ depende del modulo de la presión [65].

$$\nabla P + \kappa^2(|P|)P = 0. \quad (2.12)$$

el número de onda complejo κ está dado por las ecuaciones (2.13) y (2.14)

$$\Re(\kappa^2) = \frac{\omega}{c_l} + \frac{4\pi R_0 \omega^2 N}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (2.13)$$

$$\Im(\kappa^2) = -2\rho_l \omega N \frac{\Pi_{th} + \Pi_v}{|P|^2}. \quad (2.14)$$

Esta formulación solo predice la evolución espacial del armónico principal de la presión acústica. En la ecuación (2.14) se expresa de manera explícita la atenuación de la onda de presión producto de N burbujas.

Densidad de burbujas

La densidad de burbujas es una magnitud que no está determinada de manera cuantitativa. Ésta depende de los distintos procesos que ocurren durante la cavitación como, por ejemplo, la coalescencia, la fragmentación, el nivel de presión y la migración producto de las fuerzas de Bjerknes. Adicionalmente, la densidad de burbujas también cambiará con el radio de equilibrio de las burbujas, el que varía debido a la difusión rectificada o la disolución.

En la simulación sólo se calculará el campo de presiones para una densidad fija de burbujas. Este planteamiento obliga a la elección de una cantidad de burbujas y un radio de equilibrio determinado durante la simulación. Se sabe que el comportamiento inercial de las burbujas solo se logra a presiones mayores al umbral de Blake, por lo tanto en la simulación se utiliza una función Heaviside (2.15) sobre la presión acústica, estableciendo así un rango de presión donde existen burbujas en cavitación que generan las atenuaciones descritas por las ecuaciones (2.9) y (2.10). Cabe destacar que los niveles de presiones en el fluido determinan los sectores donde existen burbujas en cavitación.

$$N = \begin{cases} N_0 & \text{if } |P| > P_B \\ 0 & \text{if } |P| < P_B \end{cases} \quad (2.15)$$

El radio ambiente de las burbujas oscila entre 1 y 10 μm para un campo de 20000 Hz, en las simulaciones se utiliza 5 μm . En trabajos precedente se ha establecido que el número de burbujas por milímetro cubico oscila entre 10 y 100 burbujas/ mm^3 . En las simulaciones presentadas en éste trabajo, se utilizaron valores comprendidos en dicho rango.

Basándose en lo dicho anteriormente, el buen acuerdo entre simulaciones y datos experimentales para la amplitud de desplazamiento y frecuencia de resonancia de un transductor, es factible simular de esta forma el sistema físico planteado en este trabajo, lo que permitirá conocer las fuerzas sobre los elementos de fluido que rodean al transductor.

2.2.2. Resultados

Las simulaciones se realizan vía COMSOL, programa basado en elementos finitos, el que requiere que cada uno de los objetos sea mallado con el fin de resolver las ecuaciones correspondientes para cada uno de los elementos. Como las burbujas forman parte del sistema, ellas también requieren someterse a este proceso. No obstante como la densidad de burbujas es muy grande (10-100 burbujas/ mm^3), se vuelve inviable el realizar un mallado para cada una de ellas, ya que esto elevaría dramáticamente el número de ecuaciones a resolver, produciendo en el mejor de los casos, un programa poco eficiente y muy costoso computacionalmente.

Por este motivo se ha realizado una aproximación donde se considera a las burbujas como un modificador de las propiedades físicas del fluido. Este mecanismo permite realizar una simulación, sin tener que considerar cada burbuja individualmente, pero considerando sus efectos.

Una de las desventajas de este procedimiento, es no poder visualizar, en estricto rigor, las estructuras de burbujas que se forman en la cavitación. Para solucionar este inconveniente, es posible estimar la distribución espacial y dinámica de las burbujas graficando las fuerzas que

actúan sobre ellas.

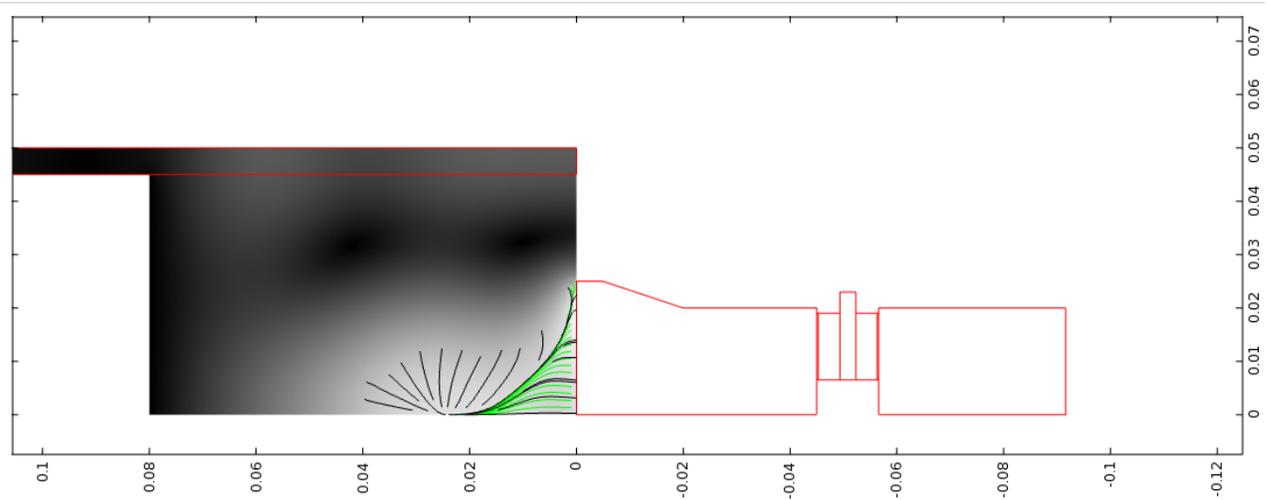


Figura 2.11: Campo acústico al interior del fluido con el sistema completo de excitación

A continuación se presenta una simulación del campo acústico en el interior de la cámara, usando amplitud de desplazamiento de $15 \mu\text{m}$, valor muy superior a la condición experimental, sin embargo es posible obtener una estructura cónica, tal como se visualiza experimentalmente. En la figura 2.11, se observa en color negro y verdes las líneas de fuerzas sobre las burbujas, y en escala de grises el campo acústico dentro de la cámara de cavitación.

Al simular el campo acústico obtenido con una amplitud de desplazamiento usada experimentalmente, es posible apreciar que en el eje de simetría (dirección Z) se esboza un mínimo local en torno a 40 mm de la cara radiante del transductor, como se detalla más adelante. La figura 2.12 muestra sólo el campo acústico al interior de la cámara de cavitación. Los colores del gráfico de superficie indican el nivel de presión acústica en bar, las líneas de color verde representan las fuerzas sobre las burbujas cuando la presión es mayor al umbral de Blake. En estricto rigor, la simulación solo considera burbujas cuando la presión es mayor a este umbral como se detalla en la sección 2.2.1. Las líneas de color blanco, representan también las fuerzas sobre las burbujas, pero que además tienen como condición que nacen en las superficies internas de la cámara de cavitación (ya sea transductor o paredes), independientemente si su valor supera o no el umbral de Blake. Esta elección de líneas de fuerza es soportada por la tesis

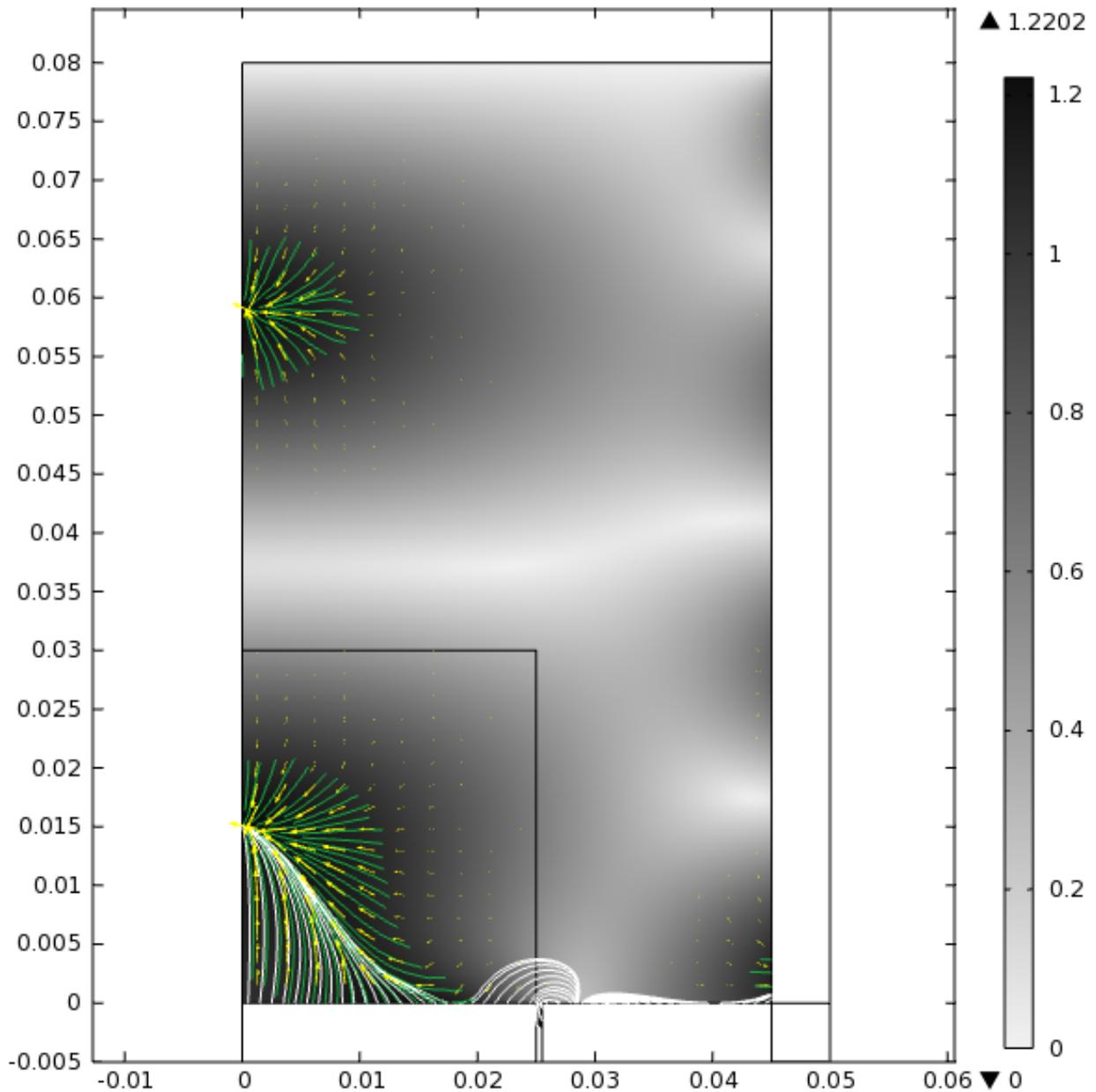


Figura 2.12: Campo acústico al interior del fluido

de que las burbujas en el fluido son generadas principalmente removiendo cavidades de aire contenidas en la rugosidad de las superficies. Las flechas rojas indican la dirección y sentido de las líneas de fuerza, dejando en evidencia que las burbujas tienden a moverse para formar la estructura cónica bajo estas condiciones.

Con esta estrategia de simulación, es posible obtener parámetros de comparación con los

experimentos. El primero y natural, es la estructura de burbujas que se representa con las líneas de fuerzas. En la figura 2.13 podemos ver la comparación entre una imagen del sistema experimental (a la derecha) y el resultado de la simulación.

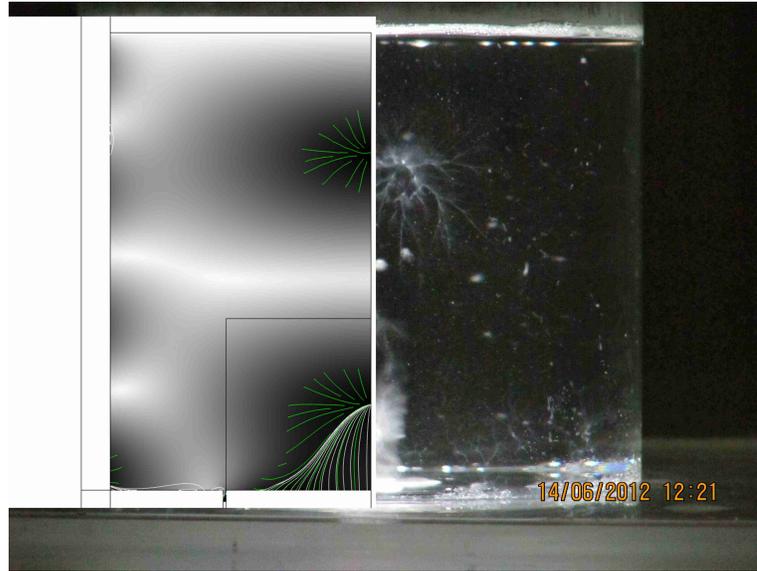


Figura 2.13: Comparación estructura cónica de burbujas. A la izquierda se muestra el resultado de la simulación para el campo cavitatorio, donde las líneas fuerzas sobre la burbujas se muestra en color blanco. En verde las líneas de fuerza cuando estas viven a una presión mayor al umbral de Blake. A la derecha se muestra una imagen del sistema experimental.

Existe un buen acuerdo entre ambas estructuras. La imagen experimental corresponde a una amplitud de desplazamiento del transductor de $3.45 \mu\text{m}$, mientras que la simulación corresponde a $3.8 \mu\text{m}$ y una densidad de burbujas de $100 \text{ burbujas}/\text{mm}^3$. Estos niveles de presión son de moderado a alto, veamos que sucede para amplitudes de desplazamientos menores. La figura 2.14 muestra una comparación para amplitud de desplazamiento baja ($0.5 \mu\text{m}$) experimentalmente (lado derecho de la figura), sin embargo, el lado izquierdo que corresponde a la simulación no fue realizada en con la misma amplitud de desplazamiento, sino que corresponde a una amplitud de desplazamiento de $8 \mu\text{m}$ y una densidad de burbujas de $10 \text{ burbujas}/\text{mm}^3$.

En esta simulación también es posible obtener la presión acústica al interior de la cámara de cavitación. Específicamente se contrasta la presión en el eje de simetría del sistema con datos experimentales.



Figura 2.14: Comparación de estructuras a bajas presiones experimentales. Al lado izquierdo se muestra la simulación y al lado derecho una imagen del experimento. Si bien parece existir un buen acuerdo entre la forma de las estructuras simuladas con las experimentales, este no es tal, ya que la estructura obtenida por simulación está a niveles de excitación muy superiores a los registrados experimentalmente

Se midió la presión en el eje de simetría del sistema para distintos niveles de excitación (diferentes amplitudes de desplazamiento) en agua destilada. En la simulación esta presión es mostrada en el lado izquierdo de la figura 2.17.

Para comparar con los datos experimentales debemos recordar que dos fenómenos importantes eran evidenciados en el experimento. El primero era el cambio en el comportamiento del campo acústico, pasando de un comportamiento de onda estacionaria, a un comportamiento de onda progresiva en el que el mínimo local desaparecía. El segundo era la aparición de una amplitud crítica relacionada con el cambio de tendencia en la energía disponible en el sistema pasando de creciente a decreciente. En la figura 2.17 se aprecia que a medida que aumenta la amplitud de desplazamiento, el comportamiento de onda estacionaria se va perdiendo, observamos que el mínimo local en torno a 40 mm va lentamente extinguiéndose. Este comportamiento responde al primer fenómeno descrito pero no a la tasa de cambio que se aprecia en el caso experimental.

La figura 2.15 se muestra la presión acústica experimental (puntos en azul) y las presión simulada (línea verde) en unidades arbitrarias para baja amplitud de desplazamiento. Se aprecia que ambas curvas muestran un comportamiento parecido al de una onda estacionaria, con

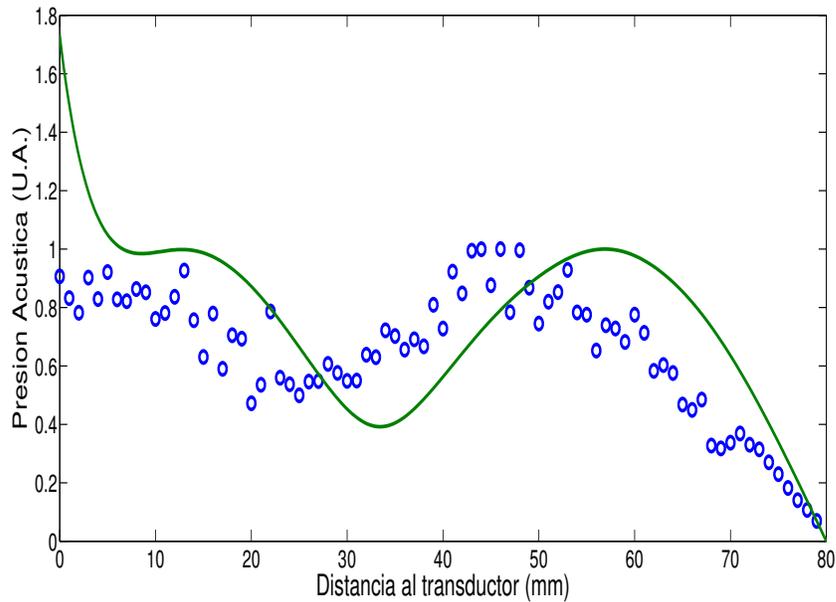


Figura 2.15: Se presenta la comparación entre la presión acústica en el eje de simetría del sistema como función de la distancia al transductor con amplitud de desplazamiento del transductor de $D.A.=1.775 \mu\text{m}$. En puntos azules se muestran los valores experimentales, mientras que en verde la simulación obtenida en COMSOL. Se aprecia que en la forma de la presión existe un buen acuerdo de la simulación con los experimentos.

desplazamiento del mínimo de presión. Al graficar con la misma metodología para amplitud de desplazamiento alta como muestra la figura 2.16, vemos que el comportamiento de los datos experimentales es de onda progresiva, mientras que la simulación aun tiene un comportamiento de onda estacionaria. Si bien el mínimo es menos abrupto que para bajas presiones, claramente la presión acústica no está en buen acuerdo entre los valores experimentales y la simulación.

Aún cuando desde un comienzo, las burbujas son consideradas como un ente modificador de las propiedades físicas del fluido, como la densidad, velocidad de propagación del sonido, fuerzas de interacción, etc. Este hecho sólo se refleja en una modificación del vector de onda, el que es ahora dependiente de nuevas variables como el número y densidad de burbujas. La discordancia surge ya que como cada burbuja no es considerada individualmente, no es posible visualizar en las simulaciones los efectos de scattering que tiene el conjunto de burbujas sobre la onda que se propaga.

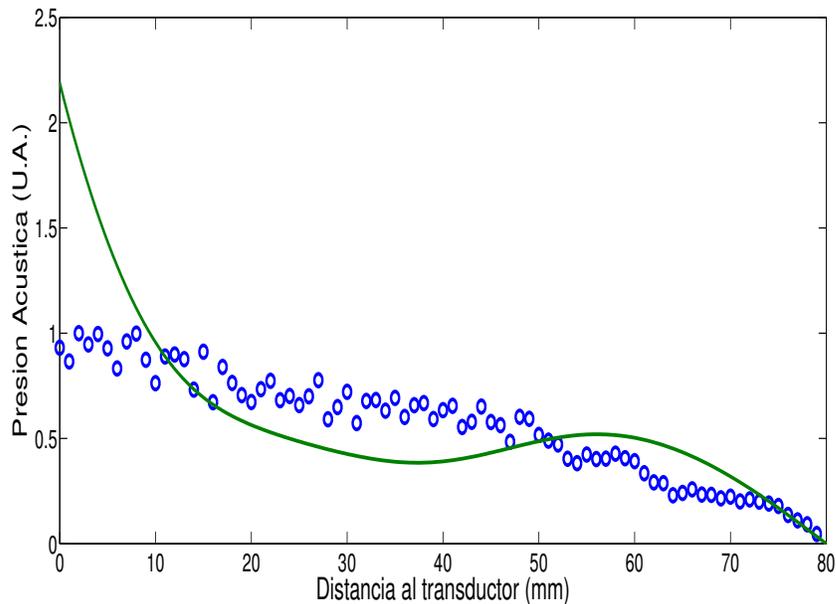


Figura 2.16: Se presenta la comparación entre la presión acústica en el eje de simetría del sistema como función de la distancia al transductor con amplitud de desplazamiento del transductor de $D.A.=6.225 \mu\text{m}$. En puntos azules se muestran los valores experimentales, mientras que en verde la simulación obtenida en COMSOL. Para este alto nivel de excitación la simulación no se ajusta a los valores experimentales. La simulación sigue presentando un comportamiento de onda estacionaria, mientras que en los experimentos este comportamiento ha cambiado a onda progresiva.

A continuación se presentan los resultados para el campo de presiones en fluidos con viscosidades entre $[1.00 - 9.20] \text{ mPa} \cdot \text{s}$

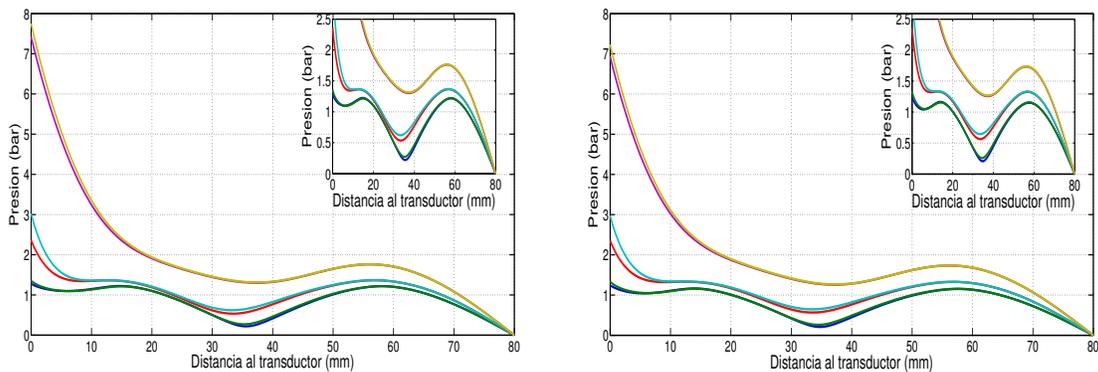


Figura 2.17: Simulación de P_z para fluidos de viscosidad 1.00 y 4.52 mPa·s. Al lado izquierdo se muestra la presión en el eje de simetría simulada para agua destilada con viscosidad 1 mPa·s. Se aprecia un comportamiento similar al encontrado experimentalmente. Al lado derecho se muestra la presión en el eje de simetría simulada para un fluido con viscosidad 4.52 mPa·s correspondiente a una concentración de 3% de PEG-8000. Se puede apreciar el aumento en la atenuación de la presión.

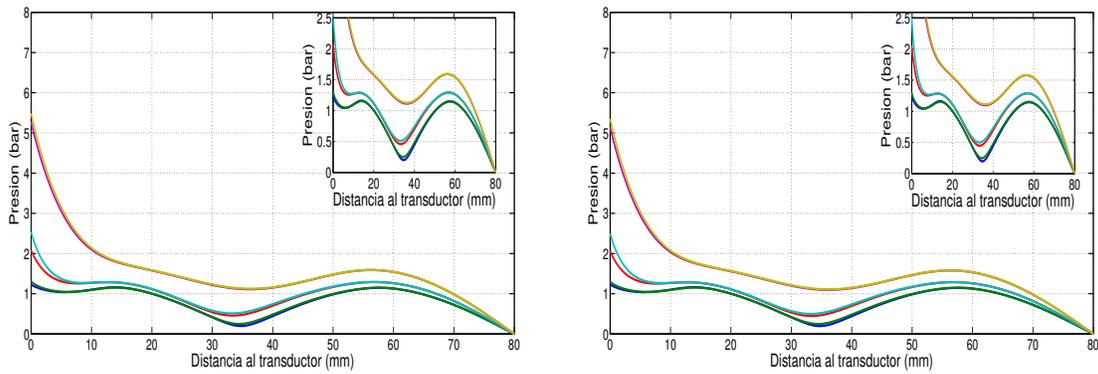


Figura 2.18: P_z para fluidos de viscosidad 7.84 y 9.20 mPa·s. Al lado izquierdo se muestra la presión en el eje de simetría simulada para un fluido con viscosidad 7.84 mPa·s que corresponde a una concentración de 6 % de PEG-8000. Al lado derecho se muestra la presión en el eje de simetría simulada para un fluido con viscosidad 9.20 mPa·s que corresponde a una concentración de 10 % de PEG-8000.

En las figuras 2.17 y 2.18 podemos apreciar que con aumento de la viscosidad del fluido la atenuación crece principalmente para valores altos de amplitud de desplazamiento representados en las curvas de color rosado y café claro ($6.51 \mu\text{m}$ y $6.82 \mu\text{m}$, respectivamente). Sin embargo, al igual que para el caso de agua destilada, con el aumento de viscosidad no se presenta el cambio en el tipo de onda (de estacionaria a progresiva) que se aprecia en los experimentos.

Capítulo 3

Resultados Experimentales

3.1. Dinámica Burbuja Única

3.1.1. Introducción

El conocer si el comportamiento real de una burbuja única viajando a través del fluido es cercano a los planteamiento teóricos, permite de alguna manera, validar el estudio teórico de fluidos bajo cavitación el cual se basa en estos principios.

Con este fin, en la siguiente sección se presenta un estudio de la dinámica de una burbuja única viajando dentro de la cámara de cavitación sometida a una presión de excitación mayor al umbral de *Blake*.

El fluido es excitado con una amplitud de desplazamiento de $6.498 \mu\text{m}$. Se analizaron la posición y velocidad del centroide de la burbuja como función del tiempo durante 4 ciclos acústicos.

Estos resultados muestran que la velocidad no es estrictamente creciente durante un ciclo acústico. Por otra parte debido a las condiciones de frontera en torno a la burbuja, la dinámica en las coordenadas horizontal y vertical es diferente. Paralelamente se realizó un análisis de la dinámica de las paredes de la burbuja la cual presenta un buen acuerdo con la dinámica de la burbuja obtenida teóricamente.

3.1.2. Descripción

La presión acústica de excitación es producida por el transductor de 50 mm como se detalló en la sección 2.1.1. La amplitud de desplazamiento del transductor oscila entre los 6.3 y $6.5 \mu\text{m}$ a 19700 Hz, lo que se traduce en una presión entre 1.35 y 1.41 bar en la zona a analizar.

La zona de observación tiene un área $1.6 \text{ mm} \times 1.6 \text{ mm}$. La parte inferior del área de observación se encuentra a 10 mm de la superficie del transductor y el extremo derecho de la

zona corresponde al eje de simetría del sistema.

Las imágenes son obtenidas a alta frecuencia de muestreo (120171 FPS) con un tiempo de exposición de $7.888 \mu\text{s}$. Esta configuración permite obtener 6 imágenes de la burbuja dentro un periodo acústico.

3.1.3. Resultados

Una delgada lámina de permalloy fue introducida en la cámara de cavitación de forma perpendicular al dispositivo de grabación (Miro M310 Phantom) a 10 mm de distancia de la cara radiante del transductor y se enfocó al eje de simetría. La secuencia de imágenes es presentada en la figura 3.1. Mediante procesamiento de imágenes se ha incorporado el centroide de la burbuja en cada imagen el que es representado con un punto blanco.

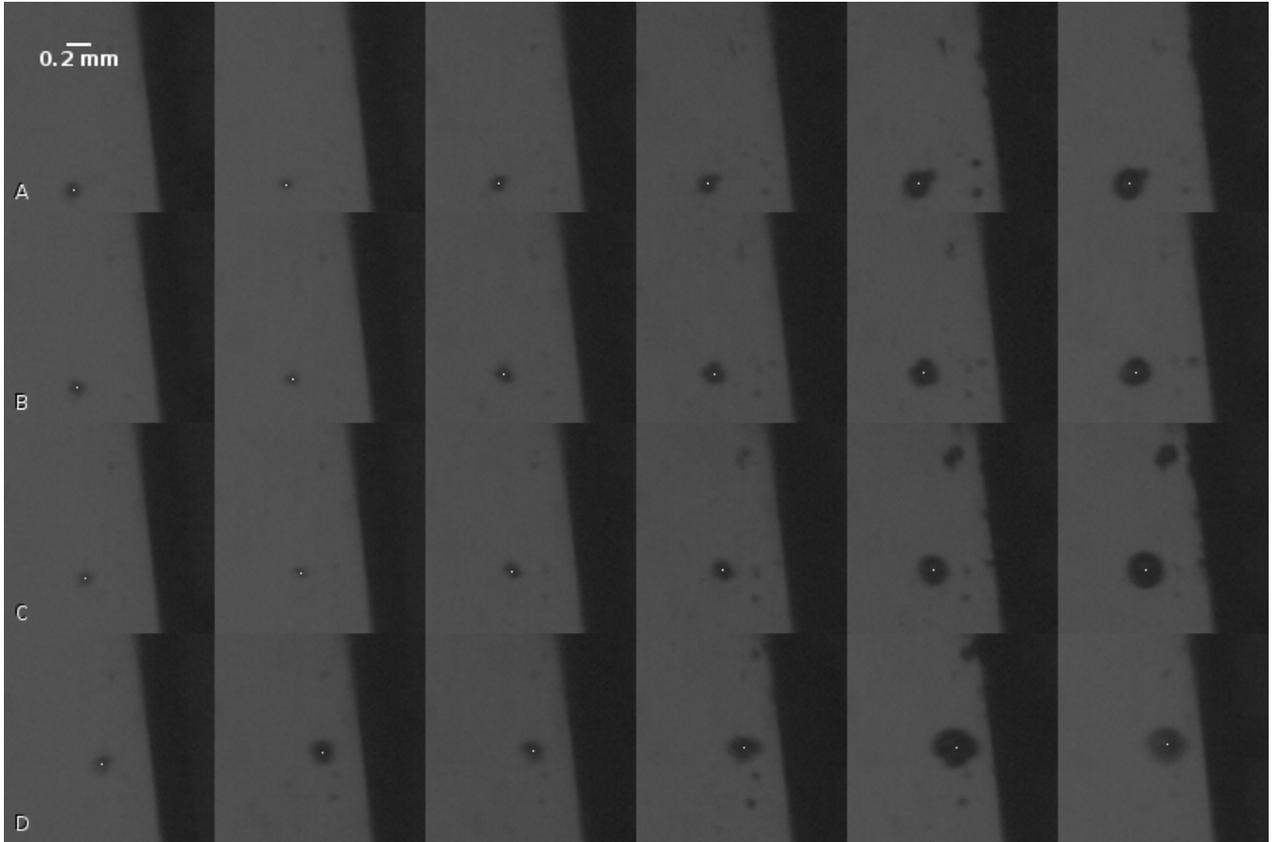


Figura 3.1: Secuencia de imágenes de la dinámica de la burbuja viajando hacia la lamina de permalloy. Las letras identifican el inicio de cada ciclo acústico

Se presentan 4 periodos acústicos identificados con letras en la figura (3.1). Se aprecia que la burbuja en cada ciclo acústico se acerca a la lamina de Permalloy debido a que el radio de la burbuja filmada es menor al radio de resonancia, por lo tanto, la burbuja tiende a ir a los anti-nodos de presión y precisamente es el eje de simetría el lugar que tiene el mayor valor de presión.

De la figura (3.1) se puede apreciar que en cada ciclo acústico el tiempo de crecimiento de la burbuja es mayor que el tiempo de decrecimiento. Esto hace pensar que estas burbujas están en un campo acústico de magnitud mayor al umbral de Blake, es decir, en régimen inercial. Para comprobar esta hipótesis se resolvió numéricamente la ecuación de Keller para la dinámica de la burbuja (ecuación (1.8)) y se comparó con el radio de la burbuja en cada ciclo acústico

calculado por análisis de imágenes. Los resultados de este comparación son presentados en la figura (3.2).

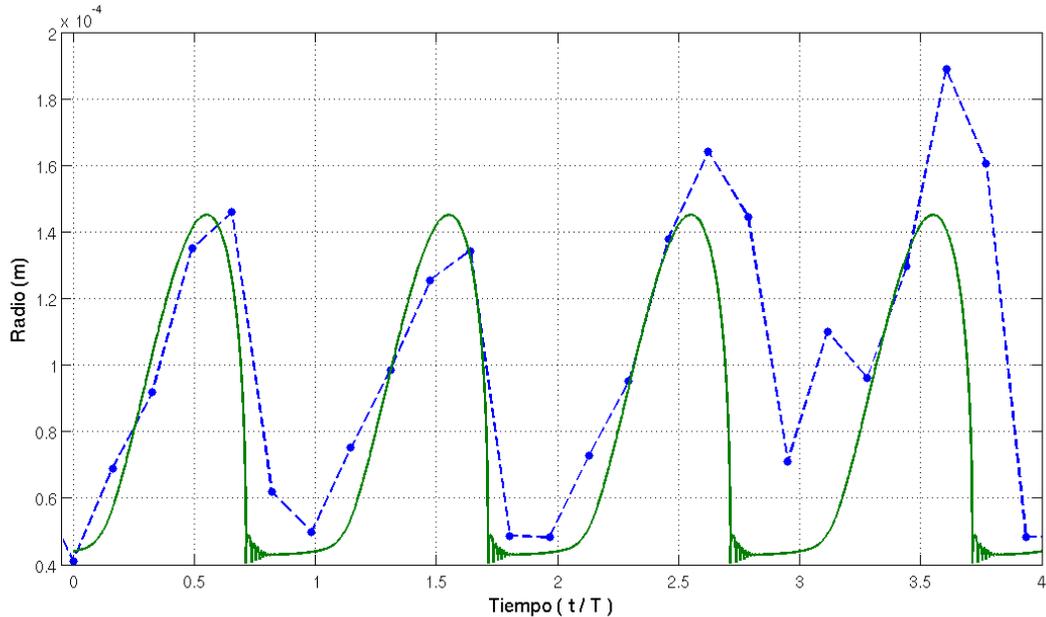
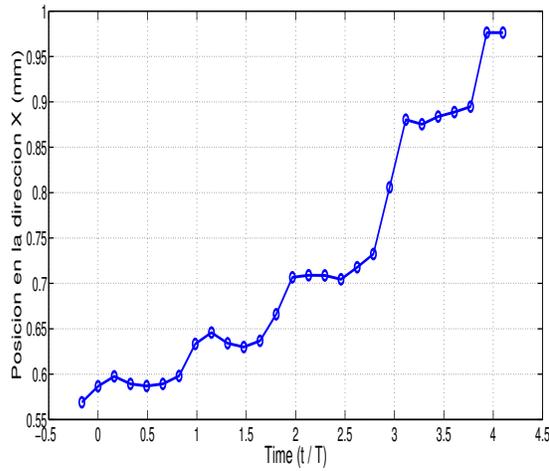


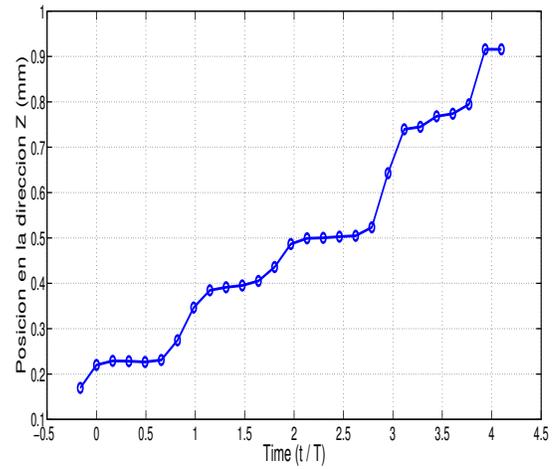
Figura 3.2: Correlación entre el radio de la burbuja estimado experimentalmente (curva azul) y el radio teórico calculado a partir de la ecuación 1.8 (curva verde)

Adicionalmente, se realizó un estudio de la dinámica del centroide de la burbuja. En este análisis se encontró que el desplazamiento de la burbuja en la dirección X (horizontal) y la dirección Z (vertical) no es a velocidad constante, lo que se puede apreciar gráficamente en la figura 3.4.

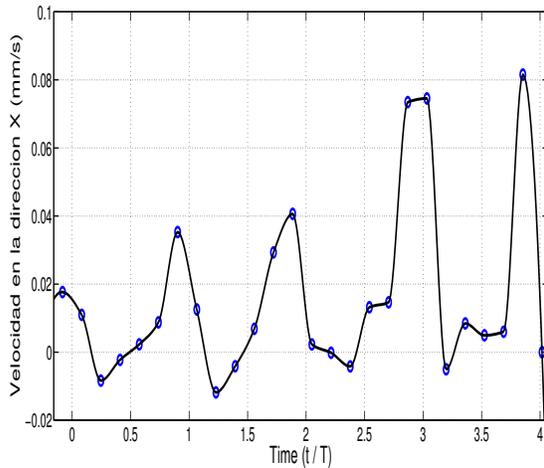
Adicionalmente en la figura 3.3 se aprecia que la velocidad de la burbuja en la dirección Z es estrictamente creciente, no así en la dirección X . Esta diferencia en el comportamiento se debe a la condición de borde impuesta por la lamina de Permalloy. En el proceso de expansión de las paredes de la burbuja existe una diferencia de presión entre el lado derecho de la burbuja con respecto al lado izquierdo, ya que el fluido es contenido por la lámina produciendo un retroceso del centroide en la dirección X . Este comportamiento puede apreciarse en la figura 3.4 donde la velocidad de la burbuja en el proceso de expansión es negativa para la dirección X no así en la dirección Z .



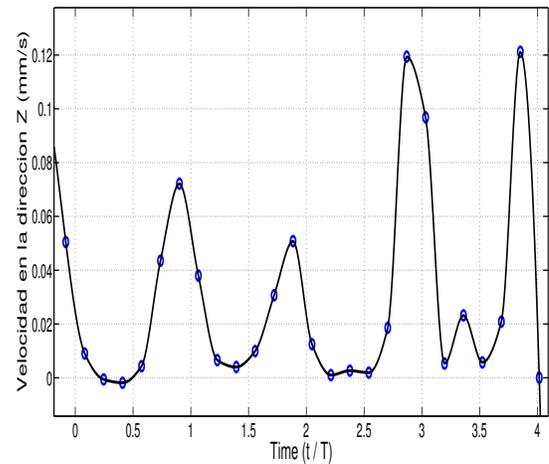
(a) Dinámica de desplazamiento en la dirección X para 4 ciclos acústicos



(b) Dinámica de desplazamiento en la dirección Z para 4 ciclos acústicos

Figura 3.3: Posición de la burbuja como función del tiempo

(a) Velocidad de la burbuja en distintas etapas del ciclo acústico, se aprecia que existen velocidades negativas, lo que implica que en la dirección x la burbuja se contrae producto de la presencia de la lamina de permalloy



(b) Velocidad de la burbuja en la dirección Z, los valores de esta son siempre positivos

Figura 3.4: Velocidad del centroide de la burbuja en la dirección X y Z

En conclusión se logró un buen acuerdo entre resultados experimentales y simulaciones de los planteamientos teóricos, comprobando así la dinámica de una burbuja en condiciones habituales en procesos de cavitación. Se ha mostrado el comportamiento de la burbuja cuando se acerca a superficies solidas dentro del campo cavitatorio, lo que en un futuro puede ser útil

como medio para determinar la distribución de burbujas sobre la superficie.

3.2. Dependencia con la Viscosidad

Durante la cavitación aparece una gran cantidad de micro-burbujas oscilando radialmente en el fluido radiado con ondas ultrasónicas de alta intensidad [67]. Estas burbujas se auto-organizan en estructuras como conos, filamentos, anillos, entre otros [68]. En muchos casos las burbujas cavitantes aparecen preferentemente en las paredes del contenedor del fluido o cerca del transductor. Particularmente la formación de estructura cónica ha sido descrita por varios autores [69, 70, 71, 72].

Entender la localización de las burbujas y la forma del campo acústico es fundamental para controlar y optimizar los sono-reactores, y así escalar para aplicaciones industriales. Sin embargo, la física subyacente a la formación de las estructuras de burbujas es compleja, ya que la cavitación envuelve un amplio rango de escalas temporales (desde los nano-segundos relacionados con el proceso de colapso hasta del orden de los segundos de la formación de las estructuras de burbujas) y espaciales (desde las burbujas de tamaño microscópico, a algunos centímetros de longitud de las estructuras de burbujas). La auto organización de las burbujas ocurre debido al acoplamiento entre el campo acústico con la población de burbujas. El campo nuclea las burbujas, estimula su crecimiento por difusión rectificada y su coalescencia, e induce el movimiento traslacional relativo al líquido producto de las fuerzas de Bjerknes [68, 73]. Por otro lado, debido al movimiento radial de las burbujas se modifica la velocidad del sonido en el líquido y producen absorción y distorsión acústica [74].

Las ecuaciones que modelan ésta interacción han sido derivadas hace bastante tiempo [75], pero su resolución completa sigue siendo difícil de obtener. Sin embargo, resultados satisfactorios han sido obtenidos bajo suposiciones restrictivas [76, 77]. Adicionalmente, mediante la imposición de una forma conocida del campo acústico, mediante modelo de partículas, han simulado el camino de un conjunto de burbujas, la cual tiene un buen acuerdo entre algunas estructuras de burbujas observadas experimentalmente y la teoría [78, 79, 80, 73]. Se han reali-

zado algunos intentos de calcular el efecto retroactivo de las burbujas sobre el campo acústico [81, 82, 83], pero sigue siendo difícil de calcular en el rango de presiones acústicas usadas en sono-química, debido a la corta escala de tiempo del colapso de la burbuja. Por otro lado, la teoría lineal conduce a una baja atenuación, no realista, de la onda acústica [71]. Construir un modelo predictivo robusto es un desafío aún [84].

En cuanto a resultados experimentales, en la literatura se puede encontrar descripciones muy detalladas de una amplia colección de estructuras de burbujas [68]. Sin embargo, el campo de presiones correspondiente es generalmente desconocido en detalle, excepto para la estructura cónica de burbujas, la cual ha llamado la atención en la última década [71]. No obstante, los experimentos son generalmente llevados a cabo en agua destilada, y la influencia de los parámetros físicos del líquido como la tensión superficial o la viscosidad han sido poco explorados.

En trabajos recientes, un modelo no lineal simplificado fue propuesto para bajas frecuencias (≤ 100 kHz), alta intensidad del campo acústico en presencia de cavitación, este sugiere que la fuerte atenuación del campo observado experimentalmente es producido por la gran energía disipada por las burbujas inerciales [65]. Esta atenuación produce una onda viajera en las proximidades del transductor, repeliendo fuertemente las burbujas que son nucleadas en su superficie como originalmente lo sugiere Koch [85]. El camino de burbujas resultante reproduce razonablemente bien la forma de la estructura cónica de burbujas [86] como también las estructuras tipo "flare" observadas en dispositivos de limpieza de partes metálicas conocidos como baños ultrasonidos [68].

El modelo de Luoisnard [65], muestra que para oscilaciones de burbujas en régimen inercial, la disipación viscosa del movimiento radial del líquido en torno a la burbuja es la fuente dominante de disipación, contrariamente a lo predicho por la teoría lineal, la cual indica que los gradientes térmicos al interior de la burbuja son el mecanismo dominante a baja frecuencia [87]. La potencia disipada por fricción viscosa en el movimiento radial del líquido en torno

a una burbuja aislada, promediada en un ciclo acústico, puede ser estimada una vez que se conoce la dinámica de las paredes de la burbuja [65]:

$$\Pi_v = \frac{1}{T} \int_0^T 16\pi\mu_l R \dot{R}^2 dt \quad (3.1)$$

donde μ_l es la viscosidad del fluido y $R(t)$ el radio instantáneo de la burbuja.

Examinemos primero las predicciones del modelo para líquidos con diferentes viscosidades. El modelo usado para calcular la dinámica radial de la burbuja es el mismo que el utilizado en el trabajo de Louisnard [65] el cual está basado en la ecuación de Keller complementado con ecuaciones que representan la transferencia de calor y agua dentro de la burbuja con capas de difusión aproximadas [88, 89]. Considerando una burbuja de aire de radio ambiente $R_0=5 \mu\text{m}$, excitada por una presión sinusoidal $p = p_0 - p_a \sin(2\pi ft)$ a frecuencia $f=20 \text{ kHz}$. El líquido es considerado a presión y temperatura ambiente ($p_0=101300 \text{ Pa}$ y $T_0=20^\circ \text{ C}$) y sus propiedades físicas son la del agua ($\rho_l=1000 \text{ kg/m}^3$, $\sigma=0.0725 \text{ N.m}^{-1}$), excepto la viscosidad que varía entre 1 y 100 veces la viscosidad del agua pura ($\mu_w=10^{-3} \text{ Pa.s}$).

La Figura 3.5 muestra los resultados obtenidos para Π_v dada por la ecuación (3.1). Para las 3 menores viscosidades, el comportamiento es el mismo que el descubierto por Louisnard [65] la potencia disipada sufre un gran salto en el umbral de Blake, llegando a varios ordenes de magnitud por encima de la predicción lineal. Las posiciones relativas de las 3 curvas tienen un ordenamiento intuitivo para todos los valores de excitación: a mayor viscosidad, mayor disipación.

Para líquidos con viscosidades $50 \mu_l$ y $100 \mu_l$, la transición en el umbral de Blake está suavizada respecto de los otros líquidos. Mas interesante aún, es que existe un rango de excitaciones, en torno al umbral de Blake, en el que un aumento en la viscosidad lleva a un decrecimiento

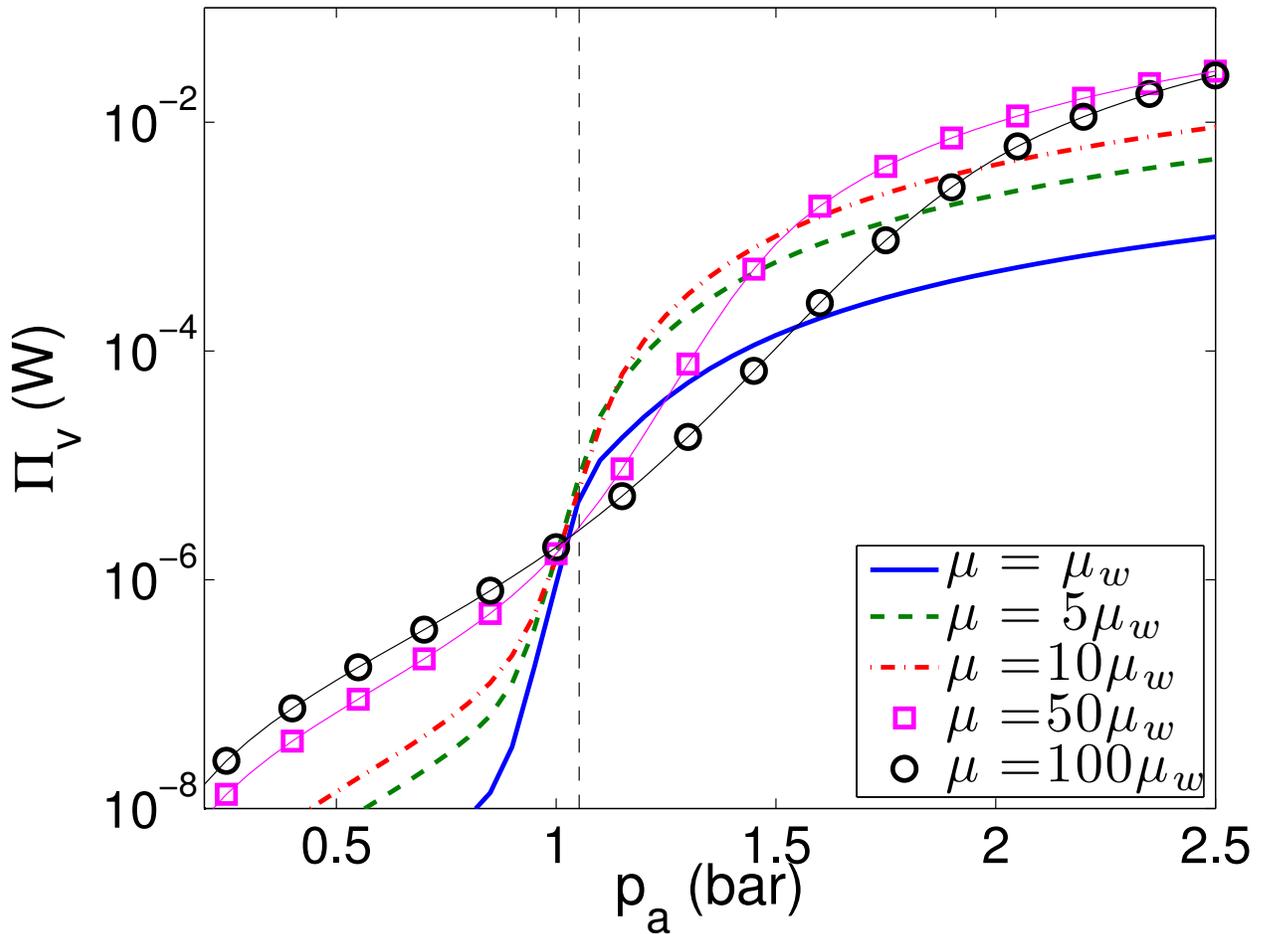


Figura 3.5: Potencia disipada por una burbuja de aire de $5 \mu\text{m}$ excitada por un campo acústico de 20 kHz de amplitud p_a , para líquidos con viscosidades N veces mayor que la viscosidad del agua μ_w ($N = 1, 5, 10, 50$ and 100).

de la potencia disipada por a burbuja. Este resultado puede sonar contra-intuitivo, esto ocurre porque un gran incremento en la viscosidad amortigua fuertemente la dinámica de la burbuja (ver (1.6)) y por lo tanto el gradiente de velocidad del líquido. Así, aunque μ_l es mas grande, la integral (3.1) decrece porque \dot{R} es mucho menor sobre un ciclo acústico. Esto sugiere que líquidos muy viscosos bajo cavitación pueden ser transparentes a la onda acústica, ya que las burbujas producidas se someten a oscilaciones menos violentas. Así la viscosidad aparece como un parámetro físicamente relevante, producto de la energía disipada por las burbujas, y por lo tanto en la atenuación de la onda y la forma del campo acústico.

Este comportamiento lleva a la pregunta natural: ¿Cómo la estructura de burbuja observada en cierta geometría puede ser modificada con la variación de la viscosidad del líquido? Por otra parte, la cavitación acústica en fluidos con gran viscosidad merece especial interés en aplicaciones en la industria alimenticia [90], tratamiento de lodo [91] y degradación de polímeros [92] entre otros. Esta investigación es también relevante en la interpretación de experimentos recientes de sono-luminiscencia de multi-burbujas en altas concentraciones de ácido sulfúrico o fosfórico [93, 94], fluidos en los cuales la viscosidad es 10 veces la viscosidad del agua en las concentraciones utilizadas.

En esta investigación se examina experimentalmente la forma de las estructuras de burbujas y el campo acústico obtenido en cierta geometría, para diferentes valores de viscosidad del líquido. La viscosidad es modificada con la adición de cantidades de PEG en agua. El campo acústico es generado por el desplazamiento de la cara radiante del transductor en contacto con el fluido. Las variables de salida son las estructuras de burbuja y el perfil de presiones en el envase sonificado.

3.2.1. Materiales y método

El sistema experimental consiste de un contenedor cilíndrico (sono-reactor) de 90 mm de diámetro interno y 150 mm de altura, esta construido en boro-silicato de 5 mm de espesor (Fig. 3.6). El sono-reactor contiene 500 ml de fluido, lo que resulta en un nivel de 80 mm de altura. El fluido es sonificado por un transductor de 19.7 kHz (ver sección 2.1.1) posicionado en la base del contenedor.

Dado que el fenómeno en estudio es altamente dependiente de la temperatura, y la cavitación calienta notablemente el fluido, una estrategia especial de excitación ha sido desarrollada para evitar el calentamiento excesivo del líquido: La excitación del transductor es durante

aproximadamente 2000 ciclos, y posteriormente se deja el fluido 6 s sin excitar. Esta estrategia permite realizar experimentos de cavitación, con tiempo suficiente para la formación de estructuras de burbujas, manteniendo la temperatura con variaciones menores a 1°C .

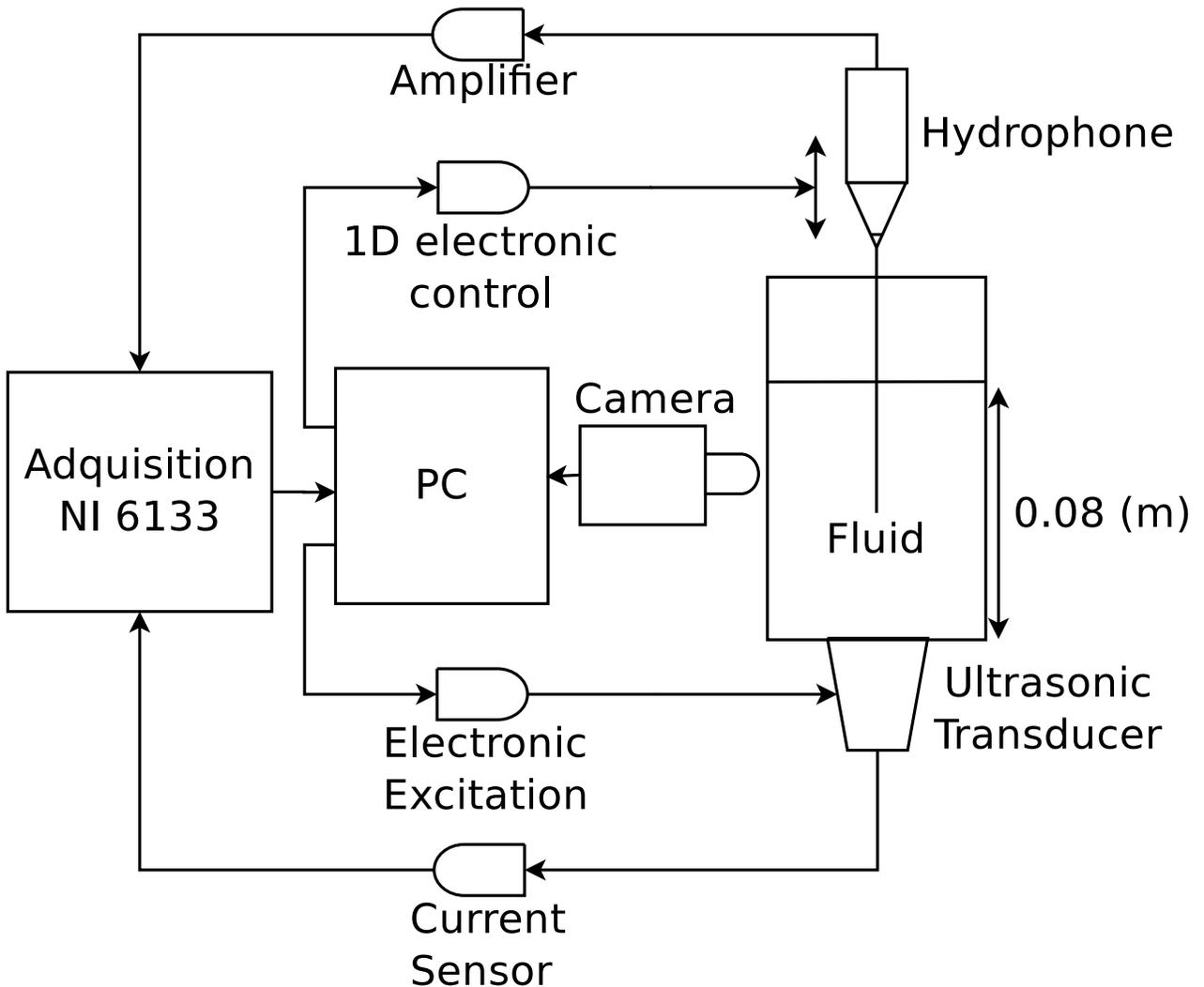


Figura 3.6: Diagrama esquemático del sistema experimental

La amplitud de excitación del fluido es caracterizada por el monitoreo del desplazamiento de la cara radiante del transductor U_0 durante los experimentos. Este desplazamiento es obtenido por la adquisición de la corriente de alimentación del transductor I , y una curva de calibración de U_0 vs. I fue realizada. La corriente I es medida usando una sonda de Efecto Hall de alta frecuencia, mientras que el desplazamiento de la cara radiante del transductor U_0 se realiza con un sistema Laser-Doppler. Los resultados de dicha calibración se muestran en la figura A.2. En esta se aprecia que la relación entre U_0 e I es del tipo lineal, y hemos

verificado que esta dependencia se mantiene sin cambios aún cuando la impedancia de carga del transductor es modificada.

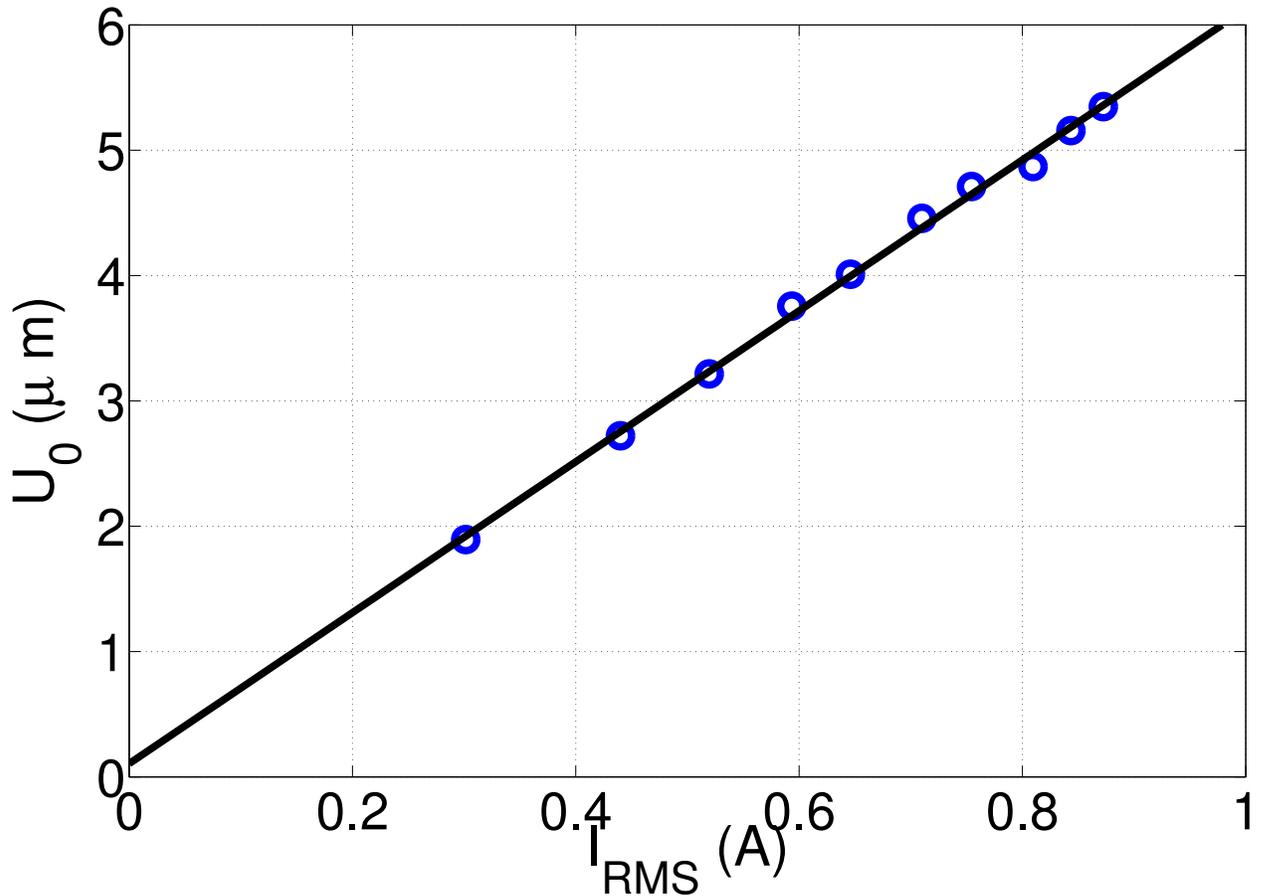


Figura 3.7: Dependencia de la amplitud de desplazamiento del transductor como función de la corriente.

Adicionalmente, la presión acústica al interior de la cámara de cavitación es medida con una sonda de PVDF construida en el Laboratorio de Ultrasonidos (ULAB)[95], la cual fue calibrada usando un sistema de calibración no-lineal [96]. La sensibilidad de la sonda a la frecuencia fundamental es $0.66 \pm 0.02 \mu V/Pa$. La sonda puede ser posicionada con una precisión de 0.02 mm en el interior de la cámara de cavitación a lo largo de la dirección axial, su traslación es monitoreada y controlada por el sistema de control y adquisición del experimento.

Dada la simetría cilíndrica del sistema, la aberración de las imágenes es muy alta dificultando así la identificación de las estructuras de burbujas. Esto se produce por el cambio de

índice de refracción entre las tres interfaces agua/vidrio/aire. Los índices de refracción serán: n_1 = índice del agua, n_2 = índice del vidrio y n_3 = índice del aire. Dado que la razón $n_1/n_2 < 1$ y $n_2/n_3 > 1$ los rayos provenientes de un objeto dentro de la cámara de cavitación tienden a cerrarse con respecto a la horizontal (ver figura 3.8), dada esta trayectoria los rayos provenientes de distintos puntos dentro de la cámara se interceptarán provocando una superposición de 2 rayos que distorsionan la imagen.

Para solucionar el problema de la aberración, se ha diseñado un contenedor rectangular en torno a la cámara de cavitación cilíndrica. El contenedor está construido con vidrio de espesor 5 mm, altura 150 mm y ancho 180 mm. La solución radica en tener el mismo índice de refracción tanto dentro como fuera la cámara de cavitación (antes y después que el rayo atraviese la superficie curva). Si ambos ambientes tiene el mismo índice de refracción, el rayo que sale del objeto ubicado dentro de la cámara de cavitación será paralelo al rayo que abandona la superficie curva de la cámara, al ser paralelos estos rayos no se interceptarán. Sin embargo, al pasar por la superficie curva de la cámara existe un desplazamiento en la dirección opuesta al centro del cilindro, produciendo así una magnificación aparente, como se muestra en la figura 3.9. Apéndice B

Con la modificación experimental presentada la cámara de cavitación queda como muestran las figura 3.10 y 3.11

El fluido es grabado por una cámara de alta velocidad (*Phantom M310*) la cual permite adquirir 2000 imágenes por segundo (FPS) a máxima resolución. La cámara es posicionada en el frente del contenedor como muestra la figura. 3.6.

El sistema experimental es controlado por un programa LabView el cual permite mover la sonda y genera una señal de disparo cuando la excitación supera un umbral determinado, dicha señal gatilla la adquisición de las imágenes. La corriente del transductor y el nivel de presión acústica son digitalizados por una tarjeta de adquisición *National Instrument PCI-6133* de frecuencia de muestreo de 2 MS/s y 14 bit de resolución.

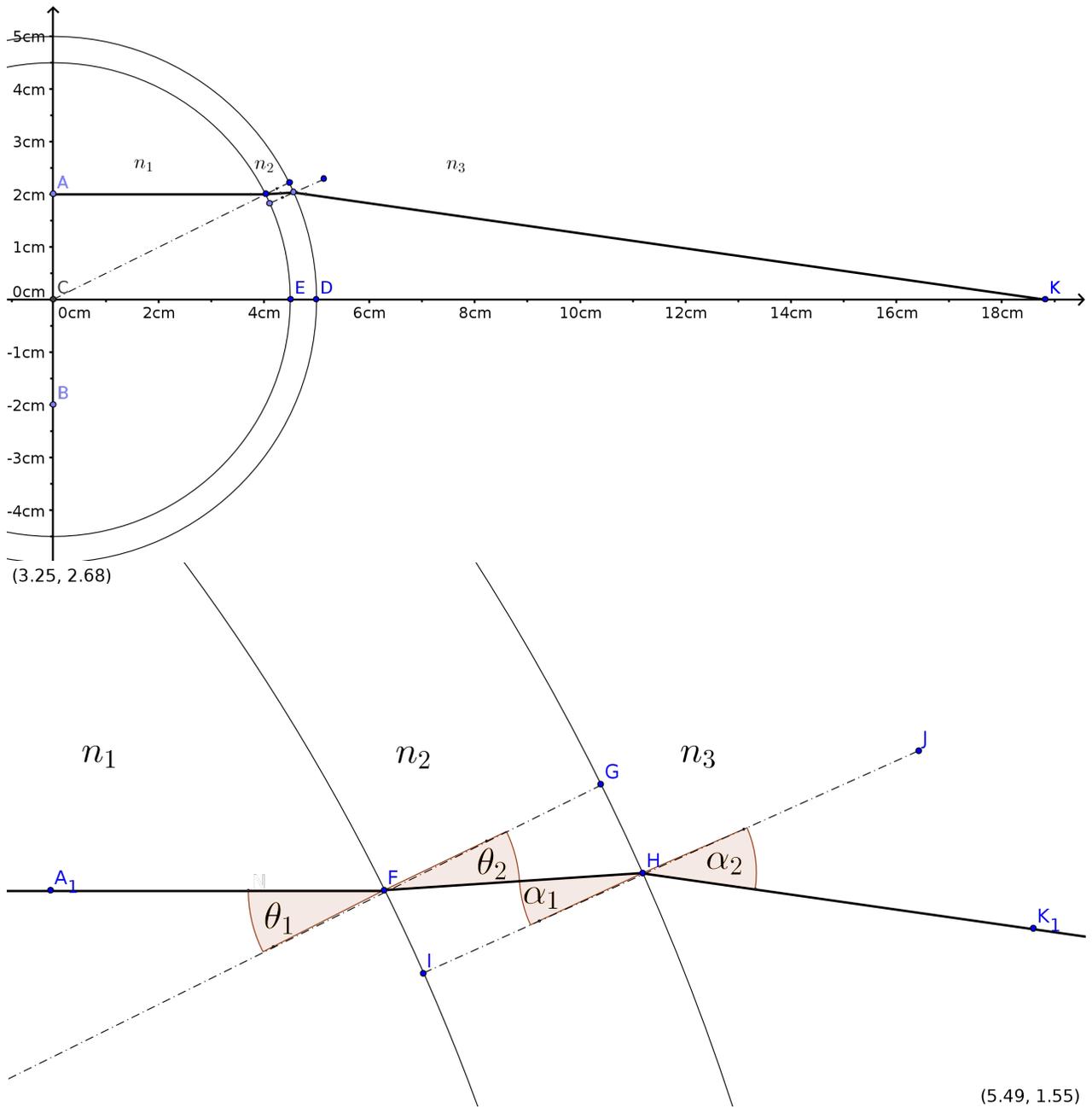


Figura 3.8: Diagrama de rayos para un objeto ubicado a 2 cm del eje de simetría de la cámara de cavitación.

3.2.2. El experimento

La viscosidad de los líquidos es variada por la adición de Polyethylene Glycol de masa molar 8000 g/mol (PEG-8000) en agua destilada. Este método permite un control preciso de la viscosidad de la mezcla sin alterar notablemente su viscosidad [97]. Las viscosidades usadas

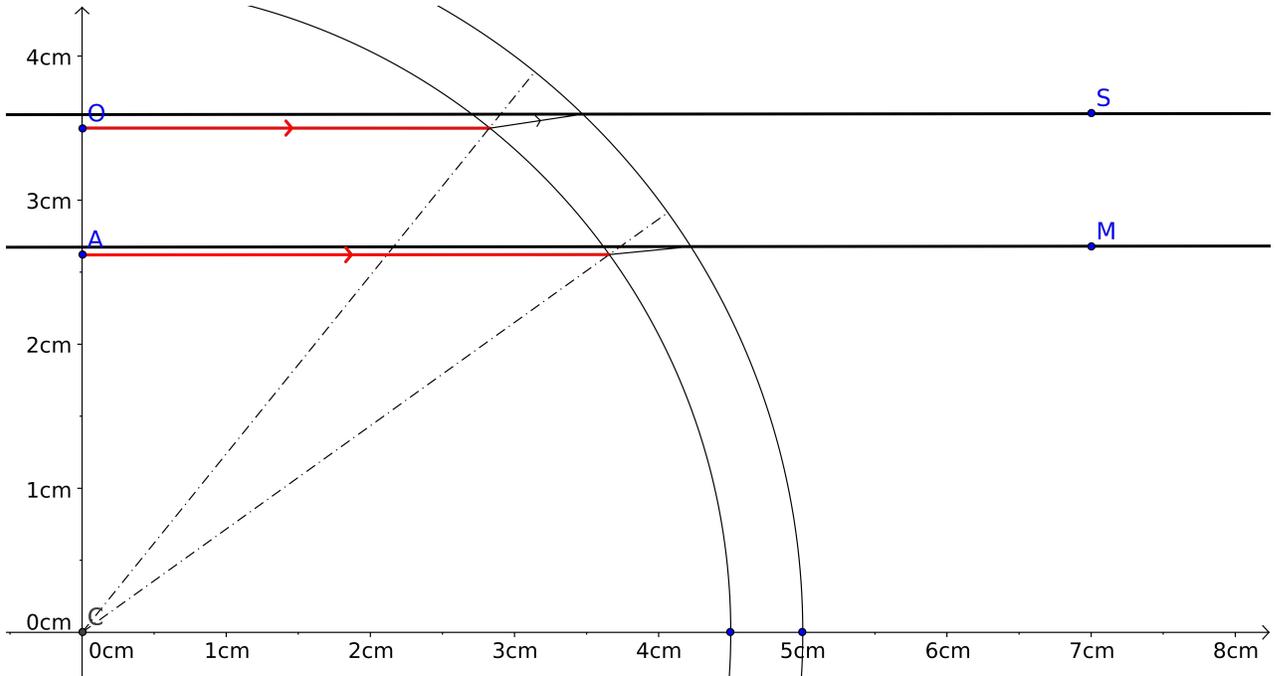


Figura 3.9: Diagrama de rayos paralelos cuando el índice de refracción dentro y fuera de la cámara de cavitación es el mismo. Se aprecia que para un rayo que nace a 2.6 cm del centro el desplazamiento vertical del rayo al pasar por la superficie curva es menor que para un rayo que nace a 3.5 cm del centro

en estos experimentos han sido medidas con un reómetro (*Physica MCR301*) y son mostrados en la tabla 3.1.

Tabla 3.1: Viscosidad y densidad de la mezcla como función de la concentración de PEG-8000 en agua

Fracción de masa $w = \frac{m_{\text{PEG}}}{m_{\text{PEG}} + m_{\text{H}_2\text{O}}}$	Viscosidad ν mPa.s	Densidad ρ kg/m ³
0.00	1.0*	998.2*
0.03	4.7 ± 0.1	960±60
0.06	6.2 ± 0.1	980±49
0.10	9.0 ± 0.1	978±25

*Valores de la Referencia [98]

El mismo protocolo se realiza para los cuatro líquidos, y se varía la amplitud de desplazamiento de la cara radiante del transductor U_0 en el rango de $[1.78 - 6.49] \mu\text{m}$. La variación de la presión acústica en la dirección axial es obtenida moviendo la sonda a pasos de 1 mm a lo largo del eje de simetría (dirección Z), y el nivel RMS de presión es calculado en cada posición. Además, para cada experimento, una imagen de la cámara de cavitación es grabada

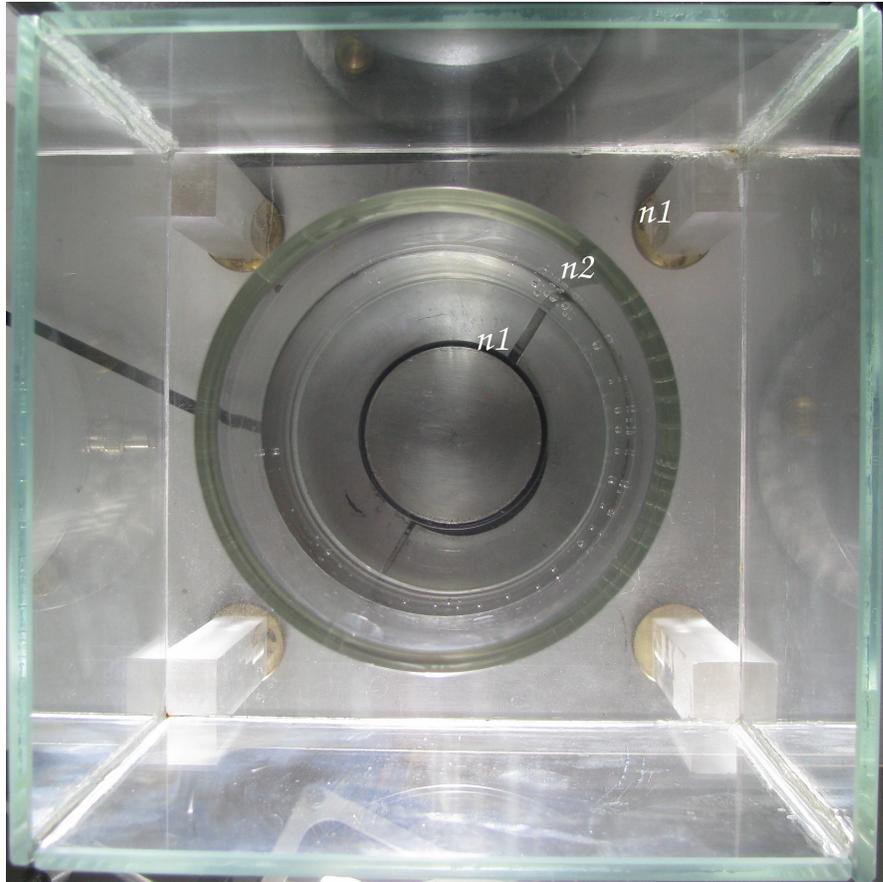


Figura 3.10: Vista superior de la cámara de cavitación. n_1 y n_2 son los índices de refracción del agua y el vidrio respectivamente

con el fin de visualizar la estructura de burbujas obtenida.

Para realizar un correcto análisis de la dependencia existente entre las estructuras de burbujas formadas durante el proceso cavitatorio y los parámetros físicos del fluido, es necesario conocer cómo varía las magnitudes físicas del agua destilada con la adición de PEG-8000.

Debido a que se estima que la formación de estructuras de burbujas depende de parámetros físicos como la viscosidad, densidad y tensión superficial, se controló estos parámetros antes de empezar con los experimentos de cavitación.

Los resultados de la medición de viscosidad son presentados en la figura 3.12

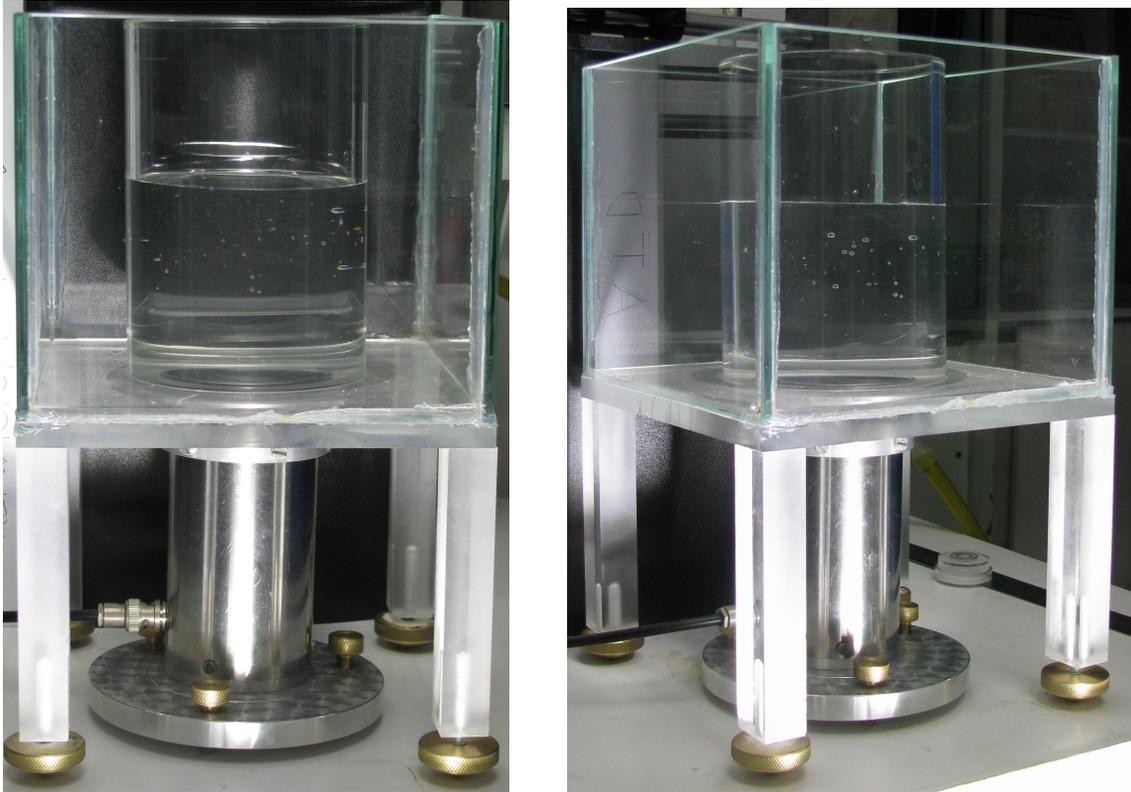


Figura 3.11: Cámara de cavitación utilizada en la investigación.

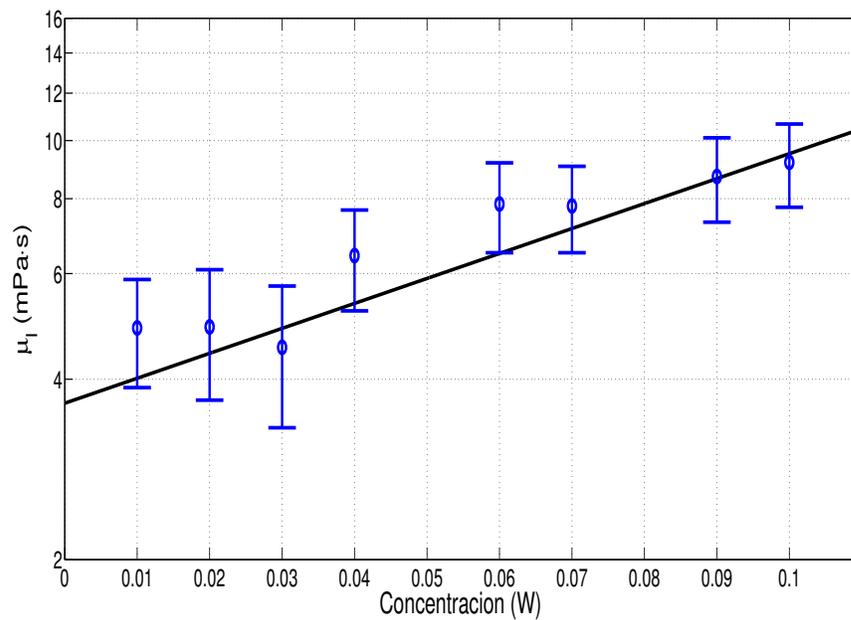


Figura 3.12: Viscosidad para distintas concentraciones de PEG-8000 en agua destilada.

En línea negra vemos un ajuste para la viscosidad μ_l del tipo

$$\mu_t = P_1 \cdot \text{Exp} \left(\frac{P_2 + P_3 w}{T - P_4} \right) \quad (3.2)$$

donde P_n representan las constantes calculadas con el ajuste, T la temperatura en Kelvin, con un valor experimental de 291.15 K y w la concentración de PEG-8000 en agua. Se puede apreciar en la figura (3.12) que la viscosidad presenta un crecimiento monótono con la concentración de PEG-8000.

Para realizar un estudio de la dependencia de la viscosidad con la forma en que se establece el campo cavitatorio, se hace un estudio de la variación de este parámetro con la concentración de PEG-8000. También se controló otras variables físicas como la tensión superficial y la densidad.

Con el aumento de la densidad, la velocidad de propagación del sonido en el fluido disminuye afectando a la dinámica de la burbuja presentada en la ecuación (1.8). La tensión superficial también está involucrada en la dinámica de la burbuja representada en la ecuación (1.8), pero con dependencia directa al el umbral de Blake, por lo tanto, es necesario cuantificar la variación en tensión superficial para determinar de buena forma las condiciones iniciales del proceso cavitatorio se mantienen.

Como se presentó la sección 2.2.1, la energía acústica inyectada al sistema por el transductor es disipada por pérdidas térmicas y pérdidas viscosas, descritas por la ecuación (2.9) y (2.10) respectivamente. En estas expresiones vemos de manera explícita la influencia de la viscosidad y tensión superficial del fluido sobre estas magnitudes.

La densidad medida muestra un leve crecimiento con la concentración de PEG-8000 como

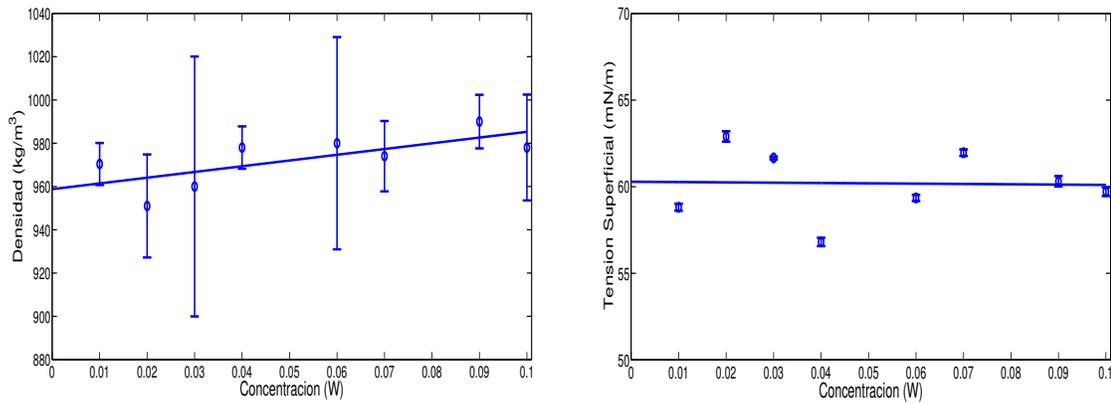


Figura 3.13: Variación de la densidad (lado izquierdo) y la tensión superficial (lado derecho) con la concentración de PEG-8000 en agua destilada.

se aprecia en el lado izquierdo figura (3.13), mientras que en el lado derecho de la figura (3.13) muestra la variación de la tensión superficial del fluido con la concentración, el cambio es muy pequeño y levemente creciente.

En el gráfico (3.14) se muestra la variación de la viscosidad, la densidad y la tensión superficial del fluido con PEG-800 a distintas concentraciones. A modo de ejemplo se realizó una adimensionalización de los parámetros físicos y se aplicó ajuste lineal a las 3 magnitudes de tal manera que puedan ser comparables las pendientes de crecimiento. Los resultados de estos ajustes son:

$$\rho/\rho_0 = 0.2650 \cdot w + 0.9588 \quad (3.3)$$

$$\sigma/\sigma_0 = -0.0262 \cdot w + 0.8586 \quad (3.4)$$

$$\mu_l/\mu_{l_0} = 54.3841 \cdot w + 3.9248 \quad (3.5)$$

En la ecuación (3.3) la pendiente es positiva por lo que la densidad es creciente, este es un comportamiento esperado, ya que la densidad del PEG-8000 es mayor a la del agua, por lo tanto al aumentar la concentración la densidad debe aumentar. Para la ecuación (3.4) la pendiente es negativa, lo que implica que a mayor concentración de PEG-8000 la tensión

superficial decae, este comportamiento también es esperado, ya que cualquier mezcla de agua con solventes baja la tensión superficial, lo relevante en este resultado es el pequeño valor de la pendiente, que indica una variación mínima de la tensión superficial en el rango de concentraciones analizado. Por último, la ecuación (3.5) muestra una pendiente de crecimiento bastante elevada con respecto a los otros dos parámetros, con un valor de pendiente 54.3841.

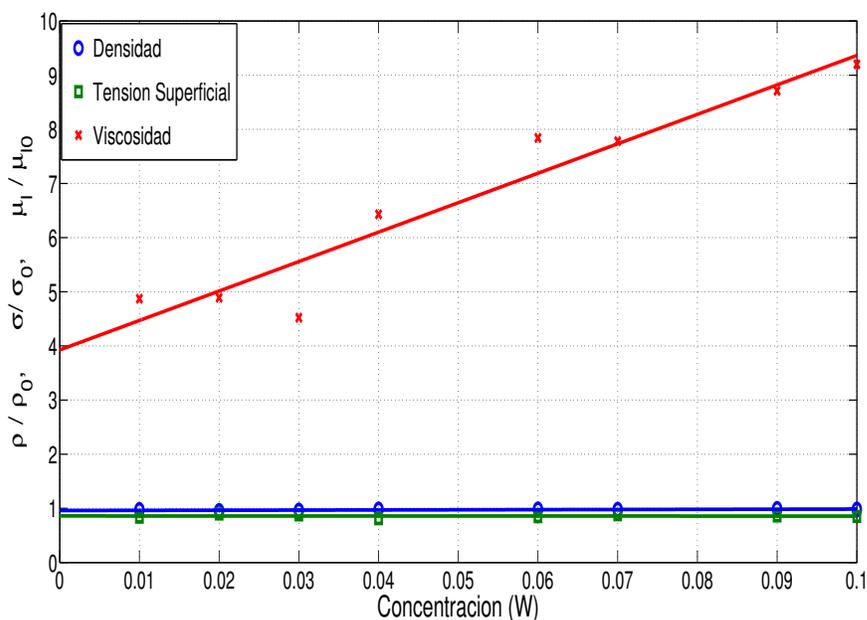


Figura 3.14: Comparación entre los tres parámetros físicos medidos como magnitudes adimensionales. En línea continua se presenta la tendencia lineal (sólo para fines comparativos) de crecimiento de las variables. Se aprecia que la viscosidad cambia significativamente más que la densidad y la tensión superficial

Este análisis permite corroborar que los fluidos utilizados en este experimento tienen variaciones significativas en su viscosidad, no así en la densidad y la tensión superficial donde para este último puede considerarse una variación despreciable.

3.2.3. Resultados y Discusiones

Agua destilada

La figura (3.15) muestra la presión acústica en la dirección Z para diferentes amplitudes de desplazamiento del transductor.

Para bajas amplitudes de emisión (curvas de estrellas azules y diamantes verdes), el campo de presión acústica muestra un mínimo local aproximadamente a 25 mm de la cara radiante del transductor y un máximo local en torno a 45 mm. Por conveniencia, este perfil de presiones lo llamaremos en adelante como perfil de "onda estacionaria", dado que mantiene un mínimo marcado el cual podemos llamar "nodo de presión".

Para amplitudes mayores o iguales a $3.98\mu\text{m}$, el perfil de presiones se convierte poco a poco en un perfil casi monótono, y el carácter de onda estacionaria desaparece, aunque pequeños máximos locales aún permanecen. Más interesante aún, es que el incremento de la amplitud de emisión lleva a un decrecimiento del perfil de presión acústica. Este comportamiento es un signo de la auto-atenuación de la onda, la cual ya ha sido descrita para estructura cónica de burbujas [71] y fue predicho teóricamente por Louisnard [65].

Simultáneamente, se adquieren imágenes de la estructura de burbujas en la cámara de cavitación, para distintos valores de amplitud de excitación. La figura 3.16 muestra capturas del líquido para amplitudes de excitación débiles ($U_0 = 1.78\mu\text{m}$ y $2.57\mu\text{m}$). Se puede apreciar que no se forman aun grandes estructuras de burbujas y solo una pequeña "semi-esfera" se forma en la superficie del transductor, centrada en el eje de simetría del contenedor. En la figura 3.16A, una pequeña estructura filamentar aparece en torno a los 10 mm de la superficie libre del líquido, la cual luce como una *estructura de estrella de mar* (starfish-structure) [68].

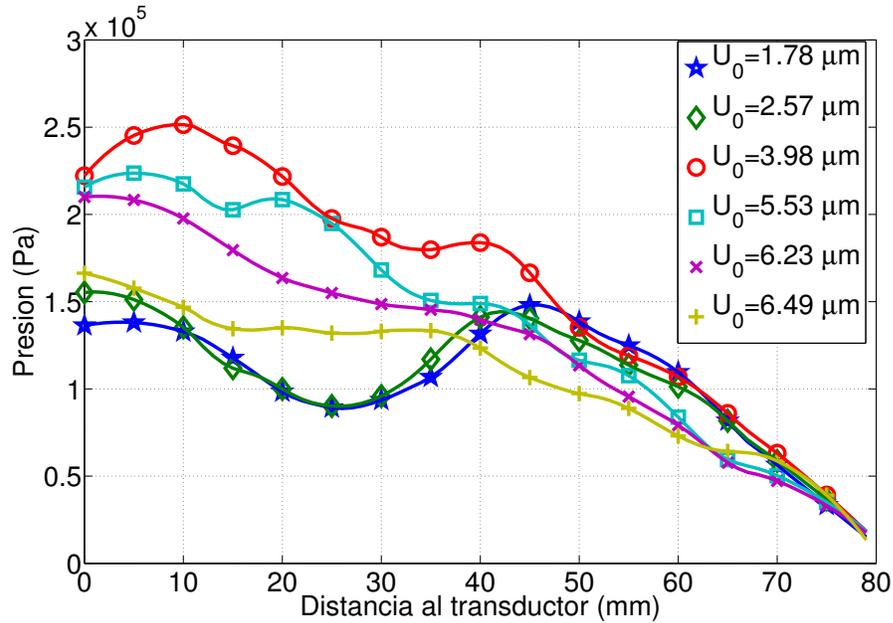


Figura 3.15: Presión acústica en la dirección Z para diferentes niveles de excitación en agua destilada.

Adicionalmente, en la imagen de la figura 3.16B, una pequeña nube de burbujas se visualiza como un punto blanco en torno a 25 mm del transductor. Esta estructura luce como un cluster de burbujas, el cual se comporta como una gran burbuja [68]. Dado que el tamaño de este cluster es claramente mayor al radio de resonancia a 19.7 kHz ($R_{\text{res}} = 140 \mu\text{m}$), este debe ser atraído al nodo de presión por las fuerzas de Bjerknes, el cual se encuentra en torno a 25 mm del transductor como muestra la curva verde de la figura (3.15). Además, la estructura de estrella de mar visible en la figura 3.16.A parece haberse expandido en la figura 3.16.B y parece estar algo más profunda.

La figura 3.17 muestra la distribución de burbujas para grandes amplitudes de excitación ($> 3.98 \mu\text{m}$). Aparece una nueva estructura “*tipo árbol*”, formada por un grueso filamento vertical que se origina en el centro del transductor, enriquecido lateralmente por una densa distribución de estructuras de filamentos, lo cual parece el “tronco” del árbol. A medida que la amplitud de excitación aumenta, la estructura gradualmente se extiende en altura y termina en una gran estructura filamentar. Esta estructura permanece cuasi-estacionaria en su forma con diámetro de aproximadamente 20 mm y altura 60 mm, para una amplitud de excitación mayor a $6.23 \mu\text{m}$.

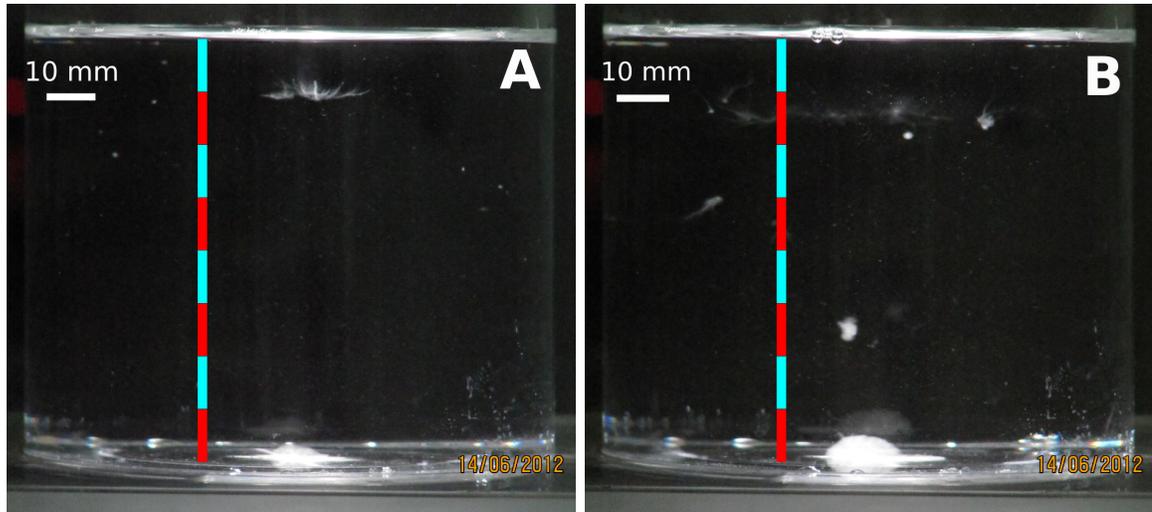


Figura 3.16: Estructuras de burbujas en la cámara de cavitación, para bajas amplitudes de excitación ($U_0 < 3.98 \mu\text{m}$). A: $U_0 = 1.78 \mu\text{m}$; B: $U_0 = 2.57 \mu\text{m}$. Se presenta una escala vertical en centímetros.

Finalmente, comparando el perfil de presión de la figura 3.15 muestra que la apariencia de este, coincide con la transición de un perfil de onda estacionaria a un perfil de presión monótonicamente decreciente, y que el crecimiento de la estructura en altura coincide con el decrecimiento global del perfil de presión (ver curvas de $U_0 = 3.98 \mu\text{m}$ a $U_0 = 6.49 \mu\text{m}$ en la figura 3.15). Esto será discutido más adelante

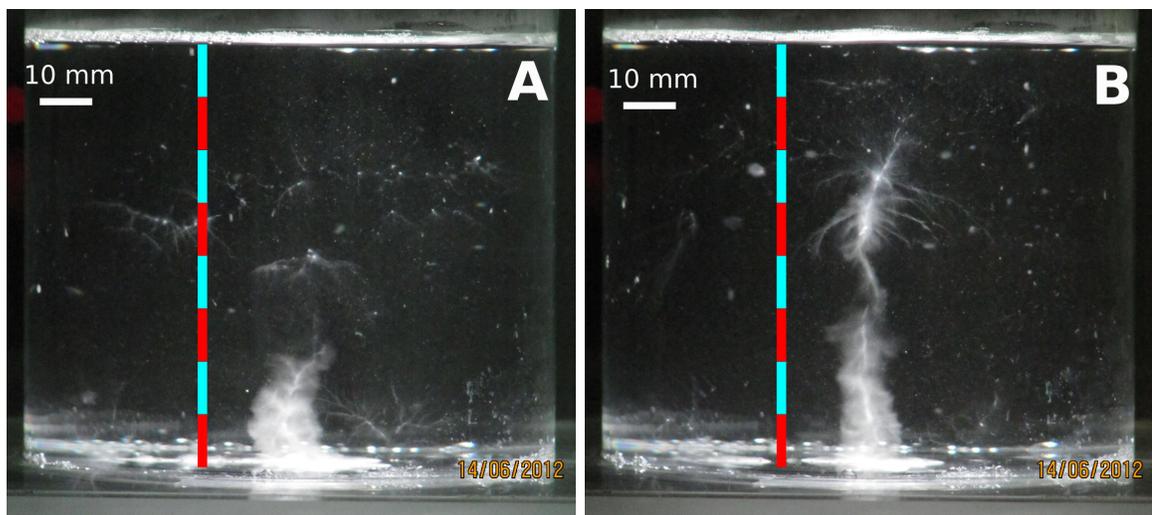


Figura 3.17: Estructuras de burbujas en la cámara de cavitación, para grandes amplitudes de excitación ($U_0 > 3.98 \mu\text{m}$). A: $U_0 = 5.53 \mu\text{m}$; B: $U_0 = 6.49 \mu\text{m}$.

Mezcla de Agua-PEG

Las figuras 3.18 - 3.20 muestran el perfil de presión axial obtenido experimentalmente con diferentes mezclas de PEG- H_2O , intentando mantener la amplitud de excitación constante para los diferentes líquidos.

Los perfiles medidos en agua pura ($\mu_l = 1.0$ mPa.s) son renombrados para la comparación en las curvas de color azul (símbolo estrella).

Para bajas amplitudes de excitación, (U_0 en el rango de $[2.10 - 3.14]$ μm), la figura 3.18 muestra que independientemente del valor de la viscosidad, el perfil de presión acústica presenta una forma de onda estacionaria, con un mínimo local situado a una distancia que oscila entre 20 y 30 mm desde el transductor.

En el rango de amplitudes de desplazamiento medio (U_0 en $[5.13 - 5.26]$ μm), se pueden diferenciar dos tipos de perfil de presión acústica (figura 3.19). Para las viscosidades más bajas ($\mu_l = 1.0$ y 4.7 mPa.s), el perfil de presiones tiene una forma del tipo monotonamente decreciente (curvas azul y verde). Por el contrario, para fluidos con viscosidades altas ($\mu_l = 6.2$ and 9.0 mPa.s), la presión acústica muestra un comportamiento de onda estacionaria (curvas roja y celeste en la figura 3.19).

Finalmente, al aumentar aún más la amplitud de excitación, la forma de onda estacionaria ha desaparecido y se ha transformado en un perfil de onda monotonamente decreciente, para todas las viscosidades (figura 3.20).

Observando las imágenes de todos los experimentos, se concluye que la transición antes descrita de perfil de onda estacionaria a onda decreciente, siempre concuerda con la aparición de una estructura de burbujas tipo árbol. Esto parece mostrar una correspondencia entre la desaparición del perfil de onda estacionaria con la formación de una gran estructura de burbujas. Esta característica ya había sido reconocido por Campos-Pozuelo para la estructura de burbujas cónica (ver Fig. 6 en Ref. [71]). La transición ocurre en torno a cierto umbral para

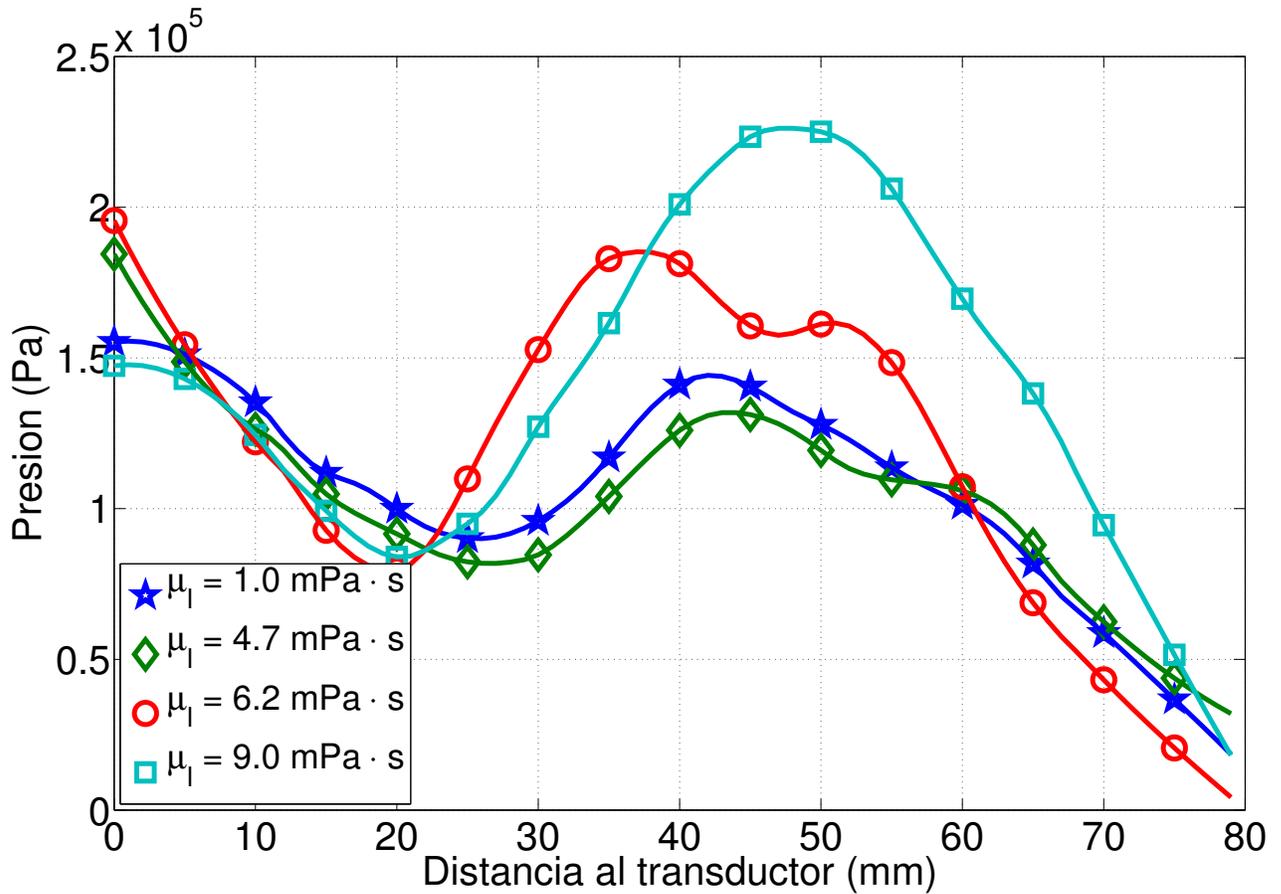


Figura 3.18: Perfil de presión acústica axial en mezclas de PEG- H_2O de diferentes viscosidades. El rango de amplitud de desplazamiento es entre 2.10 and 3.14 μm .

la amplitud de excitación del transductor, y esta investigación muestra que el aumento de la viscosidad del líquido desplaza este umbral hacia amplitudes mayores.

Este comportamiento es cualitativamente consistente con la interpretación sugerida por el modelo y simulaciones realizadas por Louisnard [65, 86]. Este propone que la transición a perfil de presiones monótono ocurre debido a la aparición de un gran número de burbujas en las proximidades del transductor, conduciendo a una gran energía de disipación por el mecanismo indicado en la sección 3.2. La energía disipada por las burbujas atenúa la onda emitida, y prohíbe la formación de una onda estacionaria longitudinal ya que no existe una onda reflejada lo suficientemente grande para ello. Esto resulta en una onda viajera o progresiva en las cercanías al transductor, la cual repele fuertemente las burbujas generadas en la superficie de este debido a las fuerza primaria [68, 85, 86]. Sin embargo, esto no evita los anti-nodos

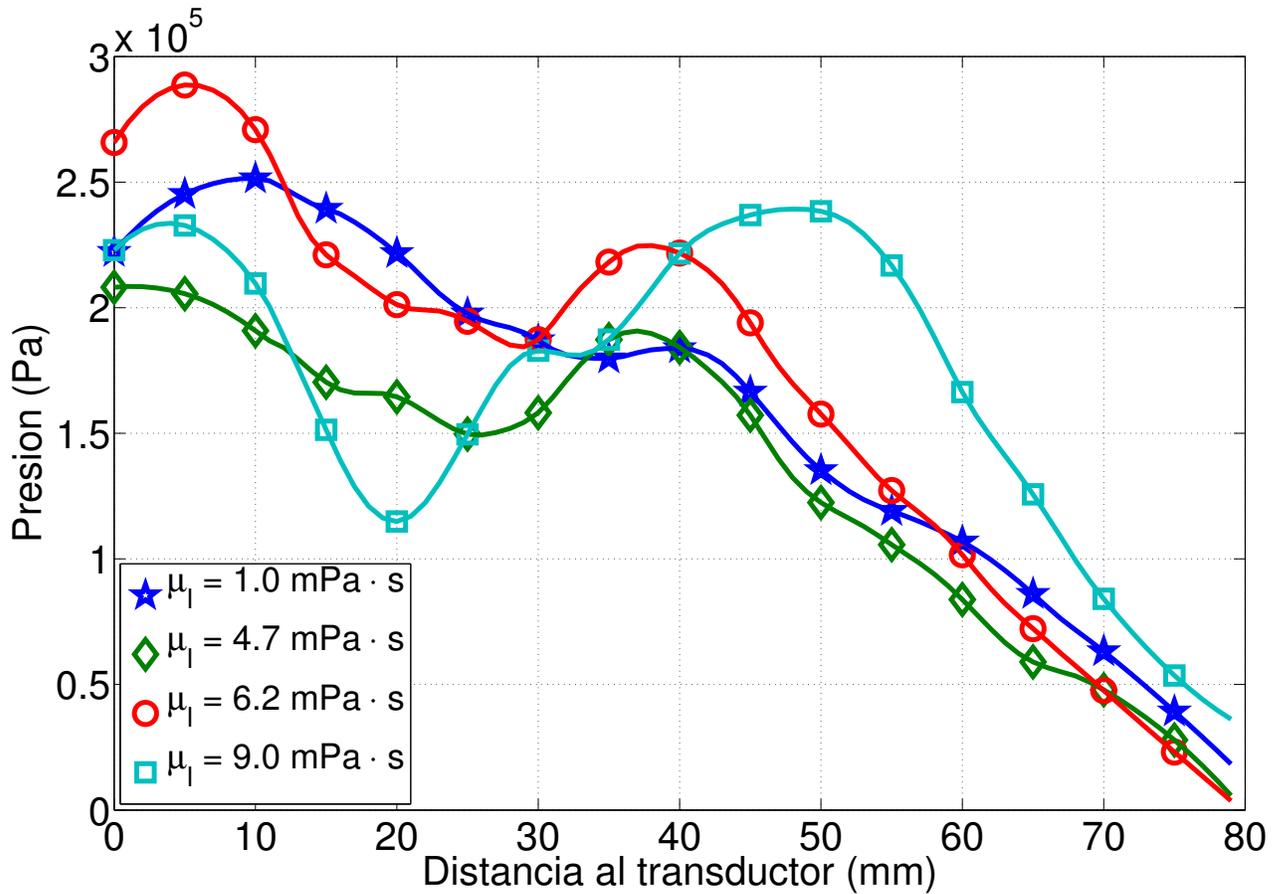


Figura 3.19: Perfil de presión acústica en la dirección axial para mezclas de PEG- H_2O de diferentes viscosidades. La amplitud de excitación oscila en el rango entre 5.13 y $5.26 \mu\text{m}$.

de presión formados lejos del transductor en algunas ocasiones, ya que una parte de la onda incidente sobrevive a la atenuación y experimenta reflexiones en las paredes del contenedor y en la superficie libre. Además, la onda puede ser viajera en la dirección axial y estacionaria en la dirección radial [85]. Esta mezcla de onda viajera y estacionaria ha sido relacionada con la formación de estructuras de burbujas tipo *flama* [68], y fue capturada satisfactoriamente por el modelo de Louisnard [86].

La comparación detallada entre las imágenes de las estructuras de burbujas y los perfiles de presión acústica, permiten refinar la interpretación antes realizada. Comparando por ejemplo las figuras 3.17.A and B, uno puede pensar intuitivamente que la estructura crece para incrementos en la amplitud de excitación y esto produce un incremento en el campo de presión acústica. Al comparar el perfil de presiones para $U_0 = 5.53 \mu\text{m}$ (curva celeste en la

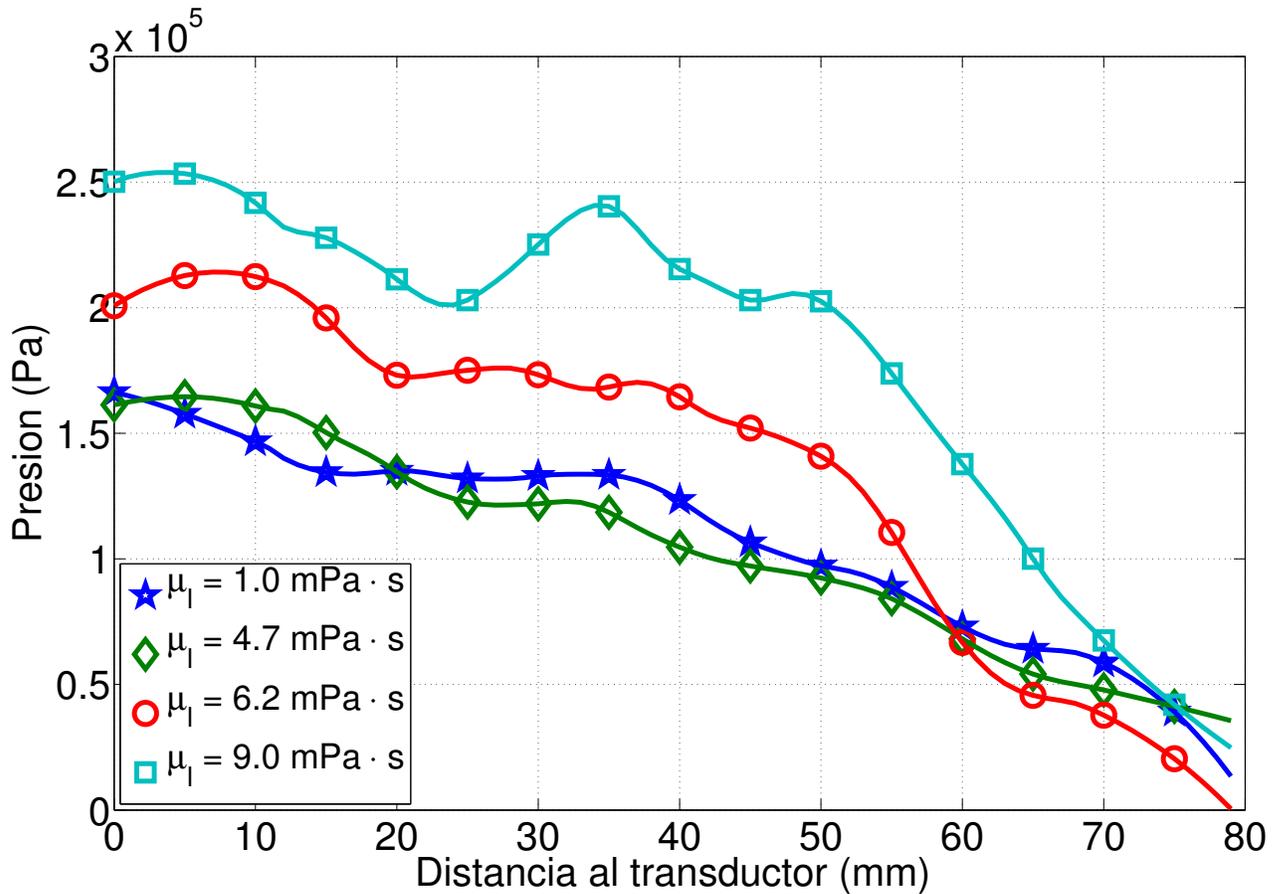


Figura 3.20: Perfil de presión acústica en la dirección axial para mezclas de PEG- H_2O de diferentes viscosidades. La amplitud de excitación oscila en el rango entre 6.29 and $6.40 \mu\text{m}$.

figura 3.15) con el perfil para $U_0 = 6.49 \mu\text{m}$ (curva amarilla de la figura 3.15) se aprecia que tienen comportamientos opuestos. Esto es, por lo tanto, que existen mas burbujas en el eje de simetría en la figura 3.17.B que en la figura 3.17.A debido a que la presión acústica es menor en B. Esto puede ser explicado debido a que en una onda estacionaria la fuerza de Bjerknes cambia de signo para burbujas inerciales para presiones sobre los 1.7 bar, y queda dirigida hacia las presiones acústicas menores [78, 99, 100, 101].

La figura 3.17.A muestra que el tronco de la estructura presenta una región de vacío entre 20 mm y 40 mm desde el transductor. El perfil de presión correspondiente a la figura 3.15 (curva celeste) muestra que en esta región, la presión acústica se encuentra en el rango entre 1.5 y 2 bar, y tenemos la conjetura de que la fuerza de Bjerknes en esta zona repele las burbujas fuera del eje, hasta la pequeña estructura filamentosa visible a 40 mm por encima

del transductor donde la fuerza de Bjerknes atrae de nuevo las burbujas al eje. Adicionalmente, nuevas burbujas son continuamente nucleadas en la superficie del transductor y fuertemente expulsadas por las fuerzas de Bjerknes por la existencia de una onda progresiva en esta zona. Dado que la presión acústica en el eje es mayor a 1.7 bar, estas burbujas pueden ser expulsadas del eje de simetría, asumiendo que en la dirección radial existe una onda estacionaria, y se podría esperar que las burbujas expulsadas pasen por sobre del eje y también dejen una zona vacía cerca del transductor. Este no es el caso más probable debido a que la fuerza Bjerknes de repulsión dirigida en la dirección Z , inducida por la onda viajera, es mucho mayor que la dirigida en la dirección radial R , inducida por la onda estacionaria. Sin embargo, esto explica por qué la estructura se somete a flexión caótica en una escala de tiempo de el orden del segundo que se observa experimentalmente.

Por el contrario, en la figura 3.17.B, las burbujas son atraídas en todo el eje ya que la presión acústica a lo largo de este es siempre menor a 1.7 bar (curva amarilla en la figura 3.15). Las burbujas lanzadas desde la superficie del transductor, siguen más o menos el eje de simetría y la estructura parece más recta.

Para resumir, se puede inferir el siguiente escenario cualitativo para explicar los resultados:

1. Para bajas amplitudes de excitación, la presión acústica es lo suficientemente alta para producir burbujas inerciales sólo cerca de la superficie del transductor, formando un pequeño cascarón semi-esférico. Una onda estacionaria está presente en todo el contenedor [102].
2. Sobre cierto umbral, el cual aumenta con la viscosidad del líquido, las burbujas cerca del transductor disipan una cantidad de energía tal que amortiguan la onda notablemente y producen localmente una onda progresiva. La fuerza de Bjerknes resultante, repele a las burbujas de la superficie del transductor, conduciendo a una estructura tipo tronco. Los valores de presión en el eje son lo suficientemente grandes como para producir una fuerza de Bjerknes repulsiva a lo largo del eje, generando una zona sin burbujas a cierta distancia del transductor [102].

3. A medida que la amplitud de excitación aumenta, un gran número de burbujas cerca del transductor disipa más energía, llevando a un decrecimiento en el perfil de presiones. La zona sin burbujas, progresivamente desaparece a medida que la fuerza vuelve a ser atractiva por la disminución del valor de presión, de esta forma la estructura de burbujas crece en la dirección axial hasta donde la presión supera el umbral de Blake [102].

Con el fin de encontrar un parámetro de medición de la formación de una gran estructura de burbujas, se ha calculado la energía acústica disponible en el sistema, como la integral bajo la curva de presiones para diferentes valores de energías suministrada al sistema. Los distintos valores de energía suministrada al sistema se traduce en diferentes amplitudes de desplazamiento del transductor. Los resultados de este calculo son presentados en la figura (3.21). Esta gráfica nos muestra dos tipos de comportamiento, en un primer tramo existe un crecimiento de la energía disponible en el sistema a medida que aumenta la amplitud de desplazamiento, posteriormente, este comportamiento cambia radicalmente y se convierte en un decrecimiento de la energía disponible, generando curvas con concavidad negativa, obteniendo así un máximo de energía disponible para cada uno de los fluidos.

El punto de inflexión para cada una de estas curvas corresponde a la amplitud de desplazamiento para la cual el perfil de presión acústica cambia su comportamiento (de onda estacionario a onda progresiva) . Este punto será llamado *critical displacement amplitude*.

Para cada fluido se encontró el punto de inflexión en la curva de energía disponible dentro de la cámara. Diferentes métodos de interpolación entregan aproximadamente el mismo resultado para cada punto de inflexión, la desviación de los valores obtenidos por los distintos métodos de interpolación a sido utilizado como el error asociado al valor de dicho punto, este error se muestra en barras en la figura (3.22).

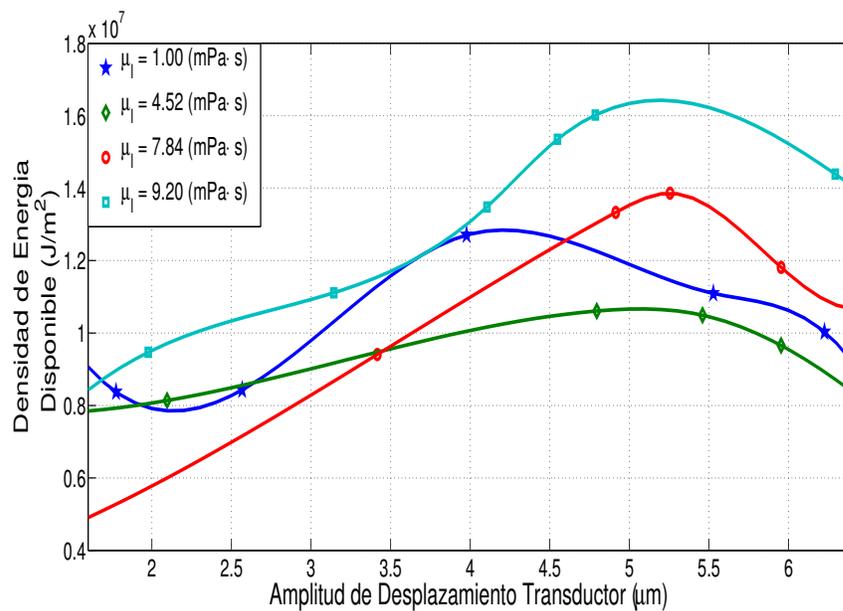


Figura 3.21: Densidad de energía disponible en el fluido para distintas viscosidades. Se puede apreciar que para todos los fluidos existe un cambio en el comportamiento de la energía, cambiando de creciente a decreciente con respecto a la amplitud de desplazamiento. Este cambio de comportamiento se presenta a distintas amplitudes de desplazamiento para cada fluido

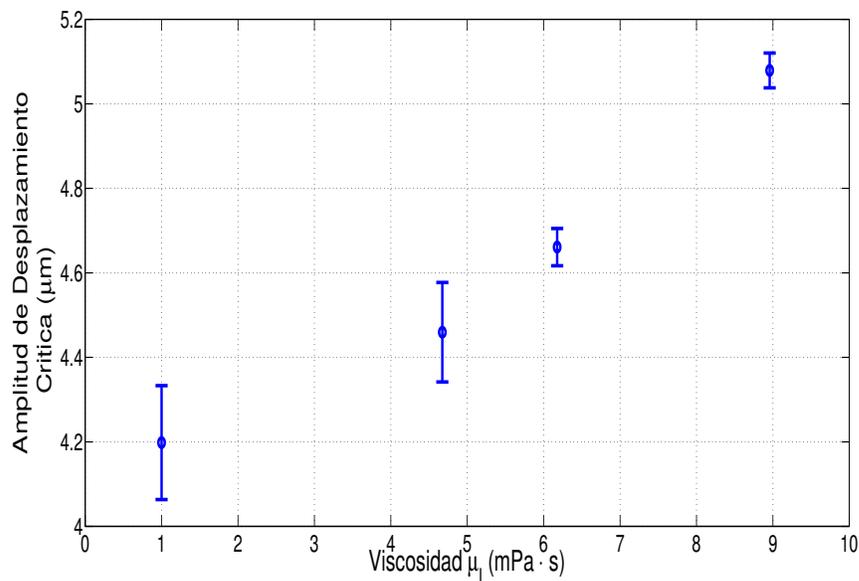


Figura 3.22: Dependencia de la amplitud de desplazamiento crítica con la viscosidad en el fluido. A medida que la viscosidad aumenta, la amplitud de desplazamiento necesaria para formar la estructura cónica es mayor

Se observa que el valor de amplitud de desplazamiento crítico en la energía disponible es dependiente de la viscosidad del fluido con una tendencia monotonamente creciente. Mientras mayor viscosidad tenga el fluido mayor es la energía necesaria para que se forme la estructura de burbujas tipo árbol.

Capítulo 4

Conclusiones

Burbuja en Cavitación

- Se ha logrado seguir experimentalmente el comportamiento de una burbuja de un colectivo de burbujas en cavitación acústica. Esta técnica permitió medir las velocidades de desplazamiento de la burbuja en diferentes etapas del ciclo acústico de cavitación. Adicionalmente se realizó un estudio experimental de la dinámica de las paredes de la burbujas en cavitación y se contrastó su comportamiento con la teoría propuesta por Keller. Esta comparación muestra en buen acuerdo para los primeros 2 ciclos de oscilación, posteriormente la dinámica de la burbuja cambia por coalescencia con otras burbujas.

Dependencia de la Viscosidad

- Se encontró experimentalmente que la transición del campo acústico de un régimen de onda estacionaria a onda progresiva marca la formación de la estructura de burbujas tipo árbol en un sono-reactor.
- Se observa una relación entre el umbral de la presión acústica necesaria para la formación de estructura tipo árbol (en principio para cualquier estructura de gran tamaño) y la viscosidad del fluido. A mayor viscosidad del fluido, mayor es el nivel de presión acústica umbral para la formación de la estructura de burbujas.
- Nuestro hallazgo sugiere que podría haber un valor de viscosidad crítico que se opone a la formación de la estructura cónica de burbujas. Esta sugerencia es soportada por los resultados de Xu Hangxun [103]. En el trabajo Xu Hangxun se muestra que, incluso con grandes amplitudes de desplazamiento en ácido sulfúrico, que tiene una viscosidad de aproximadamente 10 veces la del agua destilada, no se forma la estructura cónica de burbujas sino sólo un cascaron semi-esférico.

Simulaciones

- Las técnicas desarrolladas para realizar el diseño y simulación de transductores ultrasónicos de potencia, han dado resultado compatibles con los experimentos.
- A pesar que las estructuras de burbujas predichas están en buen acuerdo con los datos experimentales para amplitudes de desplazamiento moderadas mayores al

umbral de Blake, la predicción del campo acústico para estas condiciones no concuerdan con los datos experimentales. Esta deferencia en los parámetros necesarios para predecir las estructuras de burbujas, puede ser producto de distintos factores, sin embargo, el principal motivo que le atribuyo es la no-realista distribución de burbujas en la cámara de cavitación. El modelo presentado asume que los sectores donde la presión es superior al umbral de Blake existe un numero fijo de burbujas por unidad de volumen, mientras que experimentalmente se observa que existe una dependencia del numero de burbujas con la presión en torno al umbral de Blake. Un refinamiento en este sentido esta siendo desarrollado por el laboratorio de ultrasonidos para complementar los resultados presentado en este trabajo.

Apéndice A

Calibración Transductor

A continuación se realiza una caracterización del transductor utilizado en la presente investigación. Mediante el analizador de impedancias *AGILENT 4294A* se obtiene la respuesta en frecuencias del transductor como muestra la figura (A.1). En azul se muestra la impedancia del transductor de la que se puede identificar que la frecuencia de resonancia en aire es de $F_r=20790$ Hz y la impedancia a esta frecuencia es $Z=62.8 \Omega$. La respuesta en frecuencias cambia cuando el transductor irradia en agua, dado que la impedancia en la interfaz solido/fluido es diferente. En color verde en la figura (A.1) se muestra la curva de resonancia del transductor radiando en agua. Se aprecia que la impedancia y la frecuencia de resonancia aumentan a $Z=343.2 \Omega$ y $F_r=20.95$ kHz. Con estos valores se obtiene el rendimiento electro-acústico aproximado de este transductor dado por :

$$\eta = \frac{Z_{agua} - Z_{aire}}{Z_{agua}} \cdot 100 \quad (\text{A.1})$$

$$\eta = 81.7\% \quad (\text{A.2})$$

Este resultado muestra el alto rendimiento del transductor diseñado.

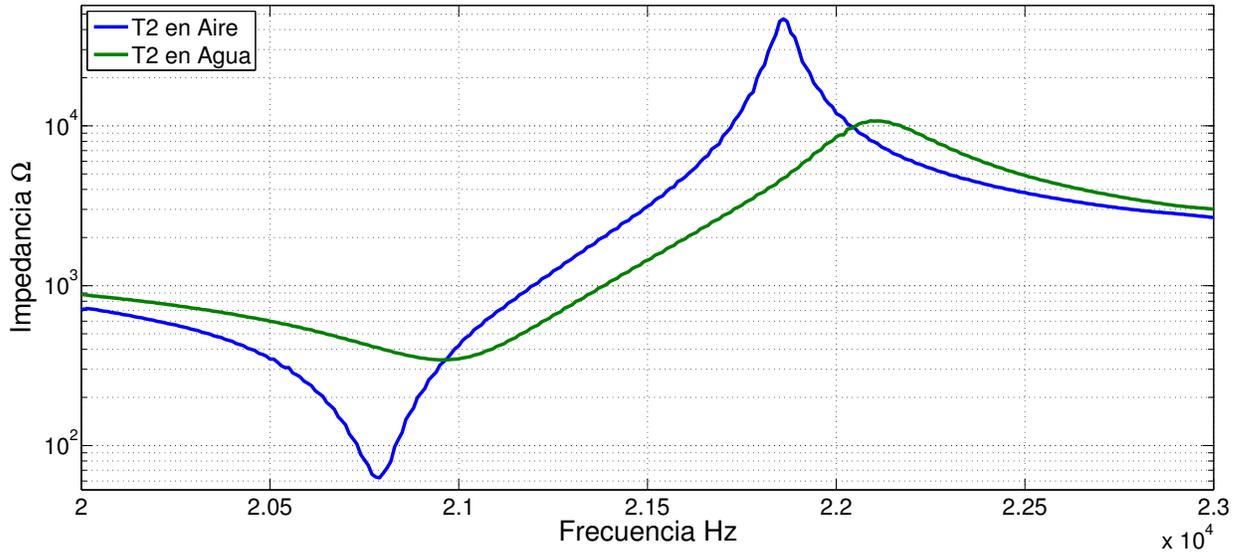


Figura A.1: Respuesta en frecuencia del transductor utilizado. La línea azul muestra la fase del transductor. En verde se muestra la impedancia del transductor con un mínimo en $Z=62.8 \Omega$

A continuación se procede a realizar la curva de calibración del transductor, la que entrega la relación entre la corriente en el transductor y la amplitud de desplazamiento de la cara radiante del mismo.

La corriente fue medida usando una sonda de efecto Hall de alta frecuencia. El desplazamiento en la cara radiante del transductor es medida usando un sistema de Laser Doppler. Los resultados de este experimento se muestran en la figura (A.2). Se puede apreciar que la relación entre la corriente de alimentación y la amplitud de desplazamiento es del tipo lineal, los experimentos muestran que esta relación se mantiene aunque la impedancia del la cara radiante del transductor cambie. Consecuentemente, en esta investigación la corriente de alimentación es utilizada para monitorear la amplitud de desplazamiento del transductor durante la experimentación.

La relación funcional de estas variables es

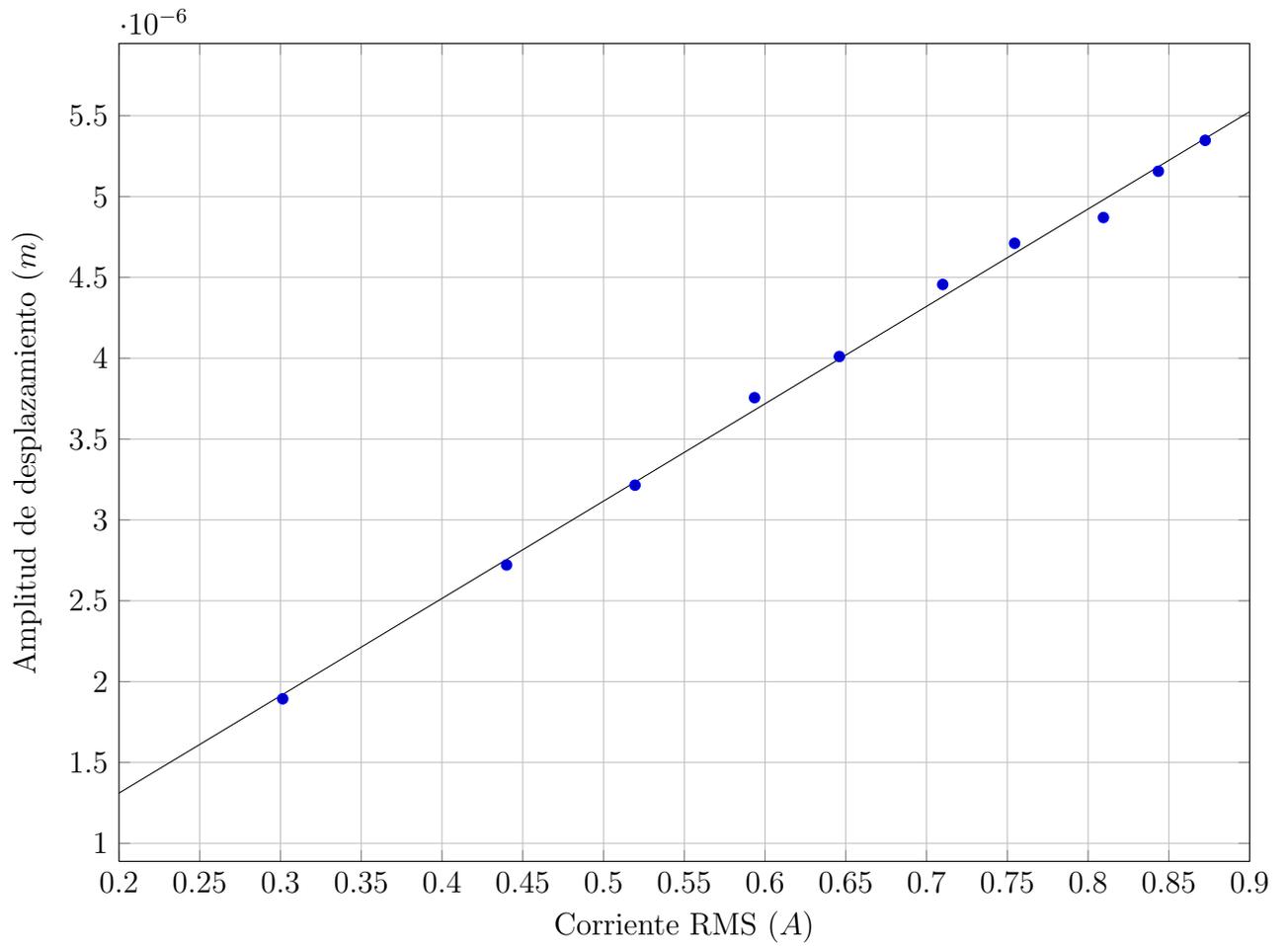


Figura A.2: Amplitud de desplazamiento como función de la corriente de alimentación del transductor en RMS. Se aprecia que existe una relación lineal entre ambas magnitudes

$$D.A. = 6.0209 \cdot I \quad \mu m \quad (A.3)$$

Apéndice B

Magnificación aparente por superficie curva

En el presente apartado se mostrara el cálculo de la magnificación aparente de los objetos dentro de la cámara de cavitación producto de la curvatura de la mismas, a partir de un diagrama de rayos. Lo que busca este cálculo es corregir el tamaño de las estructuras de burbujas observadas con la cámara de video al tamaño real de dicha estructura. Para encontrar una relación general de la posición espacial filmada, con la posición real, realizaremos un ejemplo de un objeto ubicado a cierta distancia del eje de simetría (A_1 cm).

En la figura B.1 el punto $P_1 = (x_1, y_1)$ se obtiene de la intersección de la curva C_3 (segmento horizontal correspondiente al rayo emanado del objeto) y la curva C_1 (circunferencia interna de la cámara de cavitación),

$$C_1 \Rightarrow x^2 + y^2 = R_1^2 \tag{B.1}$$

$$C_3 \Rightarrow y = A_1 \quad A_1 = cte \tag{B.2}$$

$$\cos \beta = \hat{r} \cdot \hat{x} \quad (\text{B.6})$$

$$\beta = \arccos \left(\frac{x_1}{\sqrt{x_1^2 + y_1^2}} \right). \quad (\text{B.7})$$

Como se dijo anteriormente en el punto P_1 se produce un cambio de medio, por lo tanto podemos usar ley de Snell para calcular el ángulo α

$$\alpha = \arcsin \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \beta \right), \quad (\text{B.8})$$

donde n_1 es el índice de refracción del fluido y n_2 el índice de refracción de la cámara de cavitación (Borocilicato).

Para encontrar el punto P_2 , el que tiene como coordenada “y” el valor magnificado por el cambio de medio, es necesario intersectar la curva C_2 con la C_4 . Esta última se obtiene por la ecuación “punto pendiente”

$$\begin{aligned} y - y_1 &= m(x - x_1) && \text{donde } m = \tan(\beta - \alpha) \\ C_4 \quad \Rightarrow y &= mx + \underbrace{(y_1 - mx_1)}_b \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

Para encontrar la intersección de las curvas C_4 y C_2 (correspondiente a la circunferencia exterior de la cámara de cavitación) dada por

$$C_2 \Rightarrow x^2 + y^2 = R_2^2 \quad (\text{B.10})$$

luego despejamos x de (B.9) y reemplazamos en (B.10), obteniendo

$$y_2 = \frac{b \pm m\sqrt{R_2^2 m^2 + R_2^2 - b^2}}{m^2 + 1} \quad (\text{B.11})$$

De esta forma se obtiene una magnificación aparente dada por $M = \frac{y_2}{A_1}$.

Bibliografía

- [1] MatWeb. Material property data, (accessed November 25, 2013). <http://www.matweb.com>.
- [2] L. Cremer and M. Heckl. *Structure-Borne Sound*. Springer-Verlag, New York, 1988.
- [3] V. Adams and A. Askenazi. *Building Better Products with Finite Element Analysis*. OnWord Press, Santa Fe, N.M., 1999.
- [4] Bachmann H. *Vibration Problems in Structures*. Birkhauser Verlag, Berlin, 1995.
- [5] F.R. Young. *Cavitation*. McGraw-Hill, London, 1989.
- [6] J. Thorneycroft and S.W. Barnaby. Torpedo-boat destroyers. *Inst. Civil Eng.*, 122(51), 1895.
- [7] Lord Rayleigh. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *Philosophical Magazine Series 6*, 34(200):94–98, 1917.
- [8] W.T. Richards and A.L. Loomis. The chemical effects of high frequency sound waves i. a preliminary survey. *J. Am. Chem. Soc.*, 49:3086–3100, 1927.
- [9] L.H. Thompson and L.K. Doraiswamy. Sonochemistry: Science and engineering. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 38(4):1215–1249, 1999.
- [10] E.B. Flint and K.S. Suslick. The temperature of cavitation. *Sci*, 253(5026):1397–1399, 1991.

-
- [11] Lawrence A. Crum, Timothy J. Mason, Jacques L. Riesz, and Kenneth S. Suslick. *Sonochemistry and Sonoluminescence*. Series C: Mathematical and Physics Science, Washington, USA, 1997.
- [12] H. Duckhouse, T.J. Mason, S.S Phull, and J.P. Lorimer. The effect of sonication on microbial disinfection using hypochlorite. *Ultrasonic Sonochemistry*, 11(3):173–176, 2004.
- [13] M.J.W. Povey and T.J. Mason. *Ultrasound in food processing*. Blackie Academic, London, 1998.
- [14] B.B. Goldberg, J.B. Liu, and F. Forsberg. Ultrasound contrast agents: A review. *Ultrasound Medical Biology*, 20(4):319–333, 1994.
- [15] K. Ferrara, R. Pollard, and M. Borden. Ultrasound microbubble contrast agents: Fundamentals and application to gene and drug delivery. *Annual Review Biomedical Engineering*, 9(1):415–447, 2007.
- [16] F. G. Blake. *The onset of cavitation in liquids; Technical memo 12*. Acoustic Research Laboratory, Harvard University, Cambridge, Massachusetts, USA, 1949.
- [17] B. E. Noltingk and E. A. Neppiras. Cavitation produced by ultrasonics. *Proc. Phys. Soc. Am.*, 42(4):91–894, 1950.
- [18] M. S. Plesset. The dynamic of cavitation bubbles. *J. Appl. Mech.*, 16:277–282, 1949.
- [19] H.Lin, B.D. Storey, and A.J. Szeri. Inertially driven inhomogeneities in violently collapsing bubbles: the validity of the rayleigh-plesset equation. *Journal of Fluid Mechanics*, 452(10):145–162, 2002.
- [20] A. Prosperetti and A. Lezzi. Bubble dynamics in a compressible liquid. part 1. first-order theory. *Journal of Fluid Mechanics*, 168:457–478, 1986.
- [21] J. B. Keller and M. Miksis. Bubble oscillations of large amplitude. *Journal of the Acoustical Society of America*, 68:628–633, 1980.

- [22] O. Louisnard. Acoustic cavitation. In Gustavo V. Barbosa-Cánovas Jochen Weiss Hao Feng, editor, *Ultrasound Technologies for Food and Bioprocessing*, pages 13–64. Springer, Kerala (India), 2011.
- [23] S. Hilgenfeldt, M. P. Brenner, S. Grossman, and D. Lohse. Analysis of rayleigh-plesset dynamics for sonoluminescing bubbles. *Journal of Fluid Mechanics*, 365:171–204, 1998.
- [24] T. B. Benjamin. Pressure waves from collapsing cavities. *2nd Symposium on Naval Hydrodynamics*, pages 207–229, 1958.
- [25] Y. Tomita and A. Shima. On the behaviour of a spherical bubble and the impulse pressure in a viscous compressible liquid. *Bulletin of the JSME*, 20(149):1453–1460, 1977.
- [26] S. Fujikawa and T. Akamatsu. Effects of the nonequilibrium condensation of vapour on the pressure wave produced by the collapse of a bubble in a liquid. *Journal of Fluid Mechanics*, 97:481–512, 1980.
- [27] R. Pecha and B. Gompf. Microimplosions: cavitation collapse and shock wave emission on a nanosecond time scale. *Physics Review Letters*, 84(6):1328–1330, 2000.
- [28] M.K. Li and H.S. Fogler. Acoustic emulsification. part 2. breakup of the large primary oil droplets in a water medium. *Journal of Fluid Mechanics*, 88:513–528, 2004.
- [29] C. Petrier and A. Francony. Ultrasonic waste-water treatment: incidence of ultrasonic frequency on the rate of phenol and carbon tetrachloride degradation. *Ultrasonics Sonochemistry*, 4:295–300, 1997.
- [30] L. L. Foldy. The multiple scattering of waves. *Phys. Rev.*, 67(3-4):107–119, 1944.
- [31] E.L. Carstensen and L. L. Foldy. Propagation of sound through a liquid containing bubbles. *Journal of the Acoustical Society of America*, 19(3):481–501, 1947.
- [32] F. E. Fox, S.R. Curley, and G.S. Larson. Phase velocity and absorption measurements in water containing air bubbles. *Journal of the Acoustical Society of America*, 27(3):534–539, 1955.

- [33] E. Silberman. Sound velocity and attenuation in bubbly mixtures measured in standing wave tubes. *J. Acoust. Soc. Am.*, 29(8):925–933, 1957.
- [34] V.L. Wijngaarden. On the equations of motion for mixtures of liquid and gas bubbles. *Journal of Fluid Mechanics*, 33(3):465–474, 1968.
- [35] S. Iordansky. On the equations of motion for liquids containing gas bubbles. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 3:102–110, 1960.
- [36] R. E. Caffish, M.J. Miksis, G.C. Papanicolaou, and L. Ting. Effective equations for wave propagation in bubbly liquids. *Journal of Fluid Mechanics*, 153:259–273, 1985.
- [37] K.W. Commander and A. Prosperetti. Linear pressure waves in bubbly liquids: comparison between theory and experiments. *Journal of the Acoustical Society of America*, 85(2):732–746, 1989.
- [38] S. Dahnke, K.M. Swamy, and F.J. Keil. Modeling of three-dimensional pressure fields in sonochemical reactors with an inhomogeneous density distribution of cavitation bubbles. comparison of theoretical and experimental results. *Ultrasonics Sonochemistry*, 6:31–41, 1999.
- [39] G. Servant, J.P. Caltagirone, A. Girard, J.L. Laborde, and A. Hita. Numerical simulation of cavitation bubble dynamics induced by ultrasound waves in a high frequency reactor. *Ultrasonics Sonochemistry*, 7:217–227, 2000.
- [40] G. Servant, J.L. Laborde, A. Hita, J.P. Caltagirone, and A. Girard. On the interaction between ultrasound waves and bubble clouds in mono- and dual-frequency sonoreactors. *Ultrasonics Sonochemistry*, 10(6):347–355, 2003.
- [41] D.E. Goldman and G.R. Ringo. Determination of pressure nodes in liquids. *Journal of the Acoustical Society of America*, 21:270, 1949.
- [42] L.A. Crum and A.I. Eller. Motion of bubbles in a stationary sound field. *Journal of the Acoustical Society of America*, 48(1):181–189, 1970.

- [43] B.P. Barber, R.A. Hiller, R. Löfstedt, S.J. Putterman, and K.R. Weninger. Defining the unknowns of sonoluminescence. *Physics Report*, 281:65–143, 1997.
- [44] D.F. Gaitan, L.A. Crum, C.C. Church, and R.A. Roy. Sonoluminescence and bubble dynamics for a single, stable, cavitation bubble. *Journal of the Acoustical Society of America*, 91(6):3166–3183, 1992.
- [45] I. Akhatov, R. Mettin, C. D. Ohl, U. Parlitz, and W. Lauterborn. Bjerknes force threshold for stable single bubble sonoluminescence. *Phys. Rev. E*, 55(3):3747–3750, 1997.
- [46] U. Parlitz, R. Mettin, S. Luther, I. Akhatov, M. Voss, and W. Lauterborn. Spatio temporal dynamics of acoustic cavitation bubble clouds. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 357:313–334, 1999.
- [47] A. Moussatov, C. Granger, and B. Dubus. Cone-like bubble formation in ultrasonic cavitation field. *Ultrasonics Sonochemistry*, 10:191–195, 2003.
- [48] P. Koch, R. Mettin, and W. Lauterborn. Simulation of cavitation bubbles in travelling acoustic waves. In D. Cassereau, editor, *Proceedings CFA/DAGA'04 Strasbourg, DEGA Oldenburg*, pages 919–920, 2004.
- [49] J. Magnaudet. The forces acting on bubbles and rigid particles. *In: ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, page 3522, 1997.
- [50] J. Magnaudet and D. Legendre. The viscous drag force on a spherical bubble with a time-dependent radius. *Physics of Fluids*, 10:550–554, 1998.
- [51] P. Koch, R. Mettin, and W. Lauterborn. Simulation of cavitation bubbles in travelling acoustic waves. In D. Cassereau, editor, *Proceedings CFA/DAGA'04 Strasbourg, DEGA Oldenburg*, pages 919–920, 2004.
- [52] A. Moussatov, C. Granger, and B. Dubus. Cone-like bubble formation in ultrasonic cavitation field. *Ultrasonics Sonochemistry*, 10:191–195, 2003.

- [53] A. Moussatov, R. Mettin, C. Granger, T. Tervo, B. Dubus, and W. Lauterborn. Evolution of acoustic cavitation structures near larger emitting surface. In *Proceedings of the World Congress on Ultrasonics*, pages 955–958, Paris (France), Sept. 7-10 2003.
- [54] R. Mettin. Bubble structures in acoustic cavitation. In A. A. Doinikov, editor, *Bubble and Particle Dynamics in Acoustic Fields: Modern Trends and Applications*, pages 1–36. Research Signpost, Kerala (India), 2005.
- [55] S. Muthukumaran, K. Yang, A. Seuren, A. Kentish, M. Ashokkumar, G.W. Stevens, and F. Grieser. The use of ultrasonic cleaning for ultrafiltration membranes in the dairy industry. *Separation and Purification Technology*, 39:99–107, 2004.
- [56] O. Louisnard, J. J. González-García, I. Tudela, J. Klima, V. Saez, and Y. Vargas-Hernandez. FEM simulation of a sono-reactor accounting for vibrations of the boundaries. *Ultrasonics Sonochemistry*, 16:250–259, 2009.
- [57] L. Gaete-Garretón, Y. Vargas-Hernández, M. G. Cares-Pacheco, J. Sainz, and J. Alarcón. Ultrasonically enhanced extraction of bioactive principles from quillaja saponaria molina. *Ultrasonics*, 51(5):581 – 585, 2011.
- [58] L. Gaete and Y. Vargas. Patent application 2236-2007. *Chile*, 15, 2007.
- [59] L. Parrini. New technology for the design of advanced ultrasonic transducers for high-power applications. *Ultrasonics*, 41:261–269, 2003.
- [60] L. Parrini. Design of advanced ultrasonic transducers for welding devices. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectric, and frequency control*, 48:1632–1639, 2001.
- [61] Shuyu Lin and Hua Tian. Study on the sandwich piezoelectric ceramic ultrasonic transducer in thickness vibration. *Smart Material Structure*, 17:015034–015043, 2008.
- [62] Shuyu Lin and Chunlong Xu. Analysis of the sandwich ultrasonic transducer with two sets of piezoelectric elements. *Smart Material Structure*, 17:065008–065016, 2008.
- [63] D.A. Wang, W.Y. Chuang, K. Hsu, and H.T. Pham. Design of a bezier-profile horn for high displacement amplification. *Ultrasonics*, 51:148–156, 2011.

- [64] J. Randeraat and R.E. Settingington. *Piezoelectric Ceramics*. Mullard Limited, London, 1974.
- [65] O. Louisnard. A simple model of ultrasound propagation in a cavitating liquid. Part I: Theory, nonlinear attenuation and traveling wave generation. *Ultrasonics Sonochemistry*, 19:56–65, 2012.
- [66] R. Caflisch, M. Miksis, G. Papanicolaou, and L. Ting. Effective equations for wave propagation in bubbly liquids. *J. Fluid Mech*, 153:259–273, 1985.
- [67] T. J. Leighton. *The acoustic bubble*. Academic Press, London, 1994.
- [68] R. Mettin. Bubble structures in acoustic cavitation. In A. A. Doinikov, editor, *Bubble and Particle Dynamics in Acoustic Fields: Modern Trends and Applications*, pages 1–36. Research Signpost, Kerala (India), 2005.
- [69] A. Moussatov, C. Granger, and B. Dubus. Cone-like bubble formation in ultrasonic cavitation field. *Ultrasonics Sonochemistry*, 10:191–195, 2003.
- [70] A. Moussatov, R. Mettin, C. Granger, T. Tervo, B. Dubus, and W. Lauterborn. Evolution of acoustic cavitation structures near larger emitting surface. In *Proceedings of the World Congress on Ultrasonics*, pages 955–958, Paris (France), Sept. 7-10 2003.
- [71] C. Campos-Pozuelo, C. Granger, C. Vanhille, A. Moussatov, and B. Dubus. Experimental and theoretical investigation of the mean acoustic pressure in the cavitation field. *Ultrasonics Sonochemistry*, 12:79–84, 2005.
- [72] B. Dubus, C. Vanhille, C. Campos-Pozuelo, and C. Granger. On the physical origin of conical bubble structure under an ultrasonic horn. *Ultrasonics Sonochemistry*, 17:810–818, 2010.
- [73] R. Mettin. From a single bubble to bubble structures in acoustic cavitation. In T. Kurz, U. Parlitz, and U. Kaatze, editors, *Oscillations, Waves and Interactions*, pages 171–198. Universitätsverlag Göttingen, 2007.

- [74] T. G. Leighton. Bubble population phenomena in acoustic cavitation. *Ultrasonics Sonochemistry*, 2(2):S123–S136, 1995.
- [75] V. N. Alekseev and V. P. Yushin. Distribution of bubbles in acoustic cavitation. *Sov. Phys. Acoust.*, 32(6):469–472, 1986.
- [76] Yu. A. Kobelev and L. A. Ostrovskii. Nonlinear acoustic phenomena due to bubble drift in a gas-liquid mixture. *J. Acoust. Soc. Am.*, 85(2):621–629, 1989.
- [77] I. Akhatov, U. Parlitz, and W. Lauterborn. Pattern formation in acoustic cavitation. *J. Acoust. Soc. Am.*, 96(6):3627–3635, 1994.
- [78] U. Parlitz, R. Mettin, S. Luther, I. Akhatov, M. Voss, and W. Lauterborn. Spatio-temporal dynamics of acoustic cavitation bubble clouds. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 357:313–334, 1999.
- [79] R. Mettin, J. Appel, D. Krefting, R. Geisler, P. Koch, and W. Lauterborn. Bubble structures in acoustic cavitation: observation and modelling of a "jellyfishstreamer". In *Special Issue of the Revista de Acustica, Forum Acusticum Sevilla, Spain, 16-20 Sept. 2002*, volume XXXIII, pages 1–4, Sevilla, Spain, 2002.
- [80] J. Appel, P. Koch, R. Mettin, and W. Lauterborn. Stereoscopic high-speed recording of bubble filaments. *Ultrasonics Sonochemistry*, 11:39–42, 2004.
- [81] O. Louisnard. *Contribution à l'étude de la propagation des ultrasons en milieu cavitant*. Thèse de doctorat, Ecole des Mines de Paris, Paris, France, 1998.
- [82] C. Vanhille and C. Campos-Pozuelo. Nonlinear ultrasonic propagation in bubbly liquids: A numerical model. *Ultrasound in Medicine & Biology*, 34(5):792 – 808, 2008.
- [83] C. Vanhille and C. Campos-Pozuelo. Numerical simulations of three-dimensional nonlinear acoustic waves in bubbly liquids. *Ultrasonics Sonochemistry*, 20(3):963 – 969, 2013.

- [84] I. Tudela, V. Sáez, M. D. Esclapez, M. I. Díez-García, P. Bonete, and J. González-García. Simulation of the spatial distribution of the acoustic pressure in sonochemical reactors with numerical methods: A review. *Ultrasonics Sonochemistry*, 21(3):909 – 919, 2014.
- [85] P. Koch, R. Mettin, and W. Lauterborn. Simulation of cavitation bubbles in travelling acoustic waves. In D. Cassereau, editor, *Proceedings CFA/DAGA'04 Strasbourg, DEGA Oldenburg*, pages 919–920, 2004.
- [86] O. Louisnard. A simple model of ultrasound propagation in a cavitating liquid. Part II: Primary Bjerknes force and bubble structures. *Ultrasonics Sonochemistry*, 19:66–76, 2012.
- [87] A. Prosperetti. Thermal effects and damping mechanisms in the forced radial oscillations of gas bubbles in liquids. *J. Acoust. Soc. Am.*, 61(1):17–27, 1977.
- [88] R. Toegel, B. Gompf, R. Pecha, and D. Lohse. Does water vapor prevent upscaling sonoluminescence. *Phys. Rev. Lett.*, 85(15):3165–3168, 2000.
- [89] B. D. Storey and A.J. Szeri. A reduced model of cavitation physics for use in sonochemistry. *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, 457:1685–1700, 2001.
- [90] J. A. Venegas-Sanchez, T. Motohiro, and K. Takaomi. Ultrasound effect used as external stimulus for viscosity change of aqueous carrageenans. *Ultrasonics Sonochemistry*, 20(4):1081 – 1091, 2013.
- [91] S. Pilli, P. Bhunia, S. Yan, R. J. LeBlanc, R. D. Tyagi, and R. Y. Surampalli. Ultrasonic pretreatment of sludge: A review. *Ultrasonics Sonochemistry*, 18(1):1 – 18, 2011.
- [92] A. Grönroos, P. Pirkonen, and H. Kyllönen. Ultrasonic degradation of aqueous carboxymethylcellulose: Effect of viscosity, molecular mass, and concentration. *Ultrasonics Sonochemistry*, 15(4):644 – 648, 2008.
- [93] N. C. Eddingsaas and K. S. Suslick. Evidence for a plasma core during multibubble sonoluminescence in sulfuric acid. *J. Am. Chem. Soc.*, 129:3838–3839, 2007.

- [94] H. Xu, N. C. Eddingsaas, and K. S. Suslick. Spatial separation of cavitating bubble populations: The nanodroplet injection model. *J. Am. Chem. Soc.*, 131:6060–6061, 2009.
- [95] L. Gaete-Garretón, Y. Vargas-Hernández, S. Pino-Dubreuil, and F. Montoya-Vitini. Ultrasonic detectors for high-intensity acoustic fields. *Sensors and Actuators A: Physical*, 37 - 38:410 – 414, 1993.
- [96] L. Gaete-Garretón, Y. Vargas Hernández, F. Montoya-Vitini, and J. A. Gallego-Juárez. A simple non-linear technique for secondary calibration of ultrasonic probes. *Sensors and Actuators A: Physical*, 69(1):68 – 71, 1998.
- [97] P. Gonzalez-Tello, F. Camacho, and G. Blazquez. Density and viscosity of concentrated aqueous solutions of polyethylene glycol. *Journal of Chemical & Engineering Data*, 39(3):611–614, 1994.
- [98] R. W. Johnson, editor. *The handbook of fluid dynamics*. Idaho National Engineering and Environmental Lab., Jul 1998.
- [99] I. Akhatov, R. Mettin, C. D. Ohl, U. Parlitz, and W. Lauterborn. Bjerknes force threshold for stable single bubble sonoluminescence. *Phys. Rev. E*, 55(3):3747–3750, 1997.
- [100] T. J. Matula. Inertial cavitation and single-bubble sonoluminescence. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 357:225–249, 1999.
- [101] O. Louisnard. Analytical expressions for primary Bjerknes force on inertial cavitation bubbles. *Phys. Rev. E*, 78(3):036322, Sep 2008.
- [102] V. Salinas, Y. Vargas, O. Louisnard, and L. Gaete. Influence of the liquid viscosity on the formation of bubble structures in a 20 khz field. *Ultrasonics Sonochemistry*, 22(0):227 – 234, 2015.
- [103] H. Xu, N.C. Eddingsaas, and K.S. Suslick. Spatial separation of cavitating bubble populations: the nanodroplet injection model. *Journal of the American Chemical Society*, 131(17):6060–6061, 2009.