



**INAOE**

**GENERACIÓN DE CHORROS LÍQUIDOS  
MEDIANTE EL ENFOCAMIENTO DE ONDAS  
ACÚSTICAS**

Por:

**Lic. José Manuel Pérez Corte**

Tesis sometida como requisito parcial para obtener  
el grado de:

**MAESTRIA EN CIENCIAS EN LA  
ESPECIALIDAD DE ÓPTICA**

En el:

**INSTITUTO NACIONAL DE ASTROFÍSICA,  
OPTICA Y ELECTRÓNICA**

Octubre 2019

Tonantzintla, Puebla

Supervisada por:

**Dr. Rubén Ramos García, INAOE**

©INAOE 2019

Derechos Reservados

El autor otorga al INAOE el permiso de reproducir y distribuir copias de esta tesis en su totalidad o en partes mencionando la fuente.





## RESUMEN

En la tesis se presenta el estudio de la propagación de una onda acústica dentro de una cavidad elíptica para conseguir chorros de alta velocidad, los cuales se pretenden usar en dispositivos de inyecciones sin aguja. El dispositivo que se utilizó se basa en el enfocamiento de ondas con el objetivo de concentrar la mayor presión a la salida de este.

Este trabajo se basa en el fenómeno de termocavitación el cual se puede explicar como la creación, crecimiento y colapso de una burbuja de vapor dentro de un líquido a partir de la absorción de una fuente de luz láser. Al colapsar la burbuja emite una onda de presión de alta intensidad que viaja a través de un recipiente, la cual al llegar a la interfaz líquido-aire genera un chorro.

Los estudios mediante el uso del software COMSOL Multiphysics® muestran que el uso de un cono a la salida del dispositivo aumenta la presión a la salida de este, así como la reducción del tamaño de la cavidad y el disminuir el diámetro de la boquilla; además, de la atribución que tiene el material con que se fabrique el dispositivo. El uso de este software también nos permite darnos una idea de la velocidad que puede llegar a alcanzar el chorro líquido, también de la influencia que tiene el canal sobre este.

Los resultados obtenidos al fabricar el dispositivo son alentadores, porque se obtuvieron velocidades de 30 m/s y longitudes del chorro de aproximadamente 7 cm con un dispositivo grande, ya que por problemas de fabricación no se pudo tener la cavidad optima, la cual se pretende hacer en un futuro y con esta hacer pruebas en sustitutos de piel.

# ABSTRACT

The thesis presents the study of the propagation of an acoustic wave inside an elliptical cavity to achieve high speed jets, which are intended to be used in needleless injection devices. The device that was used is based on the focusing of waves with the aim of concentrating the greatest pressure at the exit of this.

This work is based on the phenomenon of thermocavitation which can be explained as the creation, growth and collapse of a vapor bubble inside a liquid from the absorption of a laser light source. When the bubble collapses, it emits a high intensity pressure wave that travels through a vessel, which when it reaches the liquid-air interface generates a jet.

Studies using the COMSOL Multiphysics software show that the use of a cone at the exit of the device increases the pressure at the exit of the device, as well as reducing the size of the cavity and decreasing the diameter of the nozzle; In addition, the attribution of the material with which the device is manufactured. The use of this software also allows us to get an idea of the speed that the liquid jet can reach, also of the influence that the channel has on it.

The results obtained when manufacturing the device are encouraging, because speeds of 30 m / s and jet lengths of approximately 7 cm were obtained with a large device, since due to manufacturing problems the optimal cavity could not be had, which is intended to be done in the future and with this make tests on skin substitutes.

## **AGRADECIMIENTOS**

En primer lugar, quiero agradecer a mis padres José Manuel Pérez Moreno y Maribel Corte Díaz por su esfuerzo, amor y apoyo que me han brindado a lo largo de mi vida, por haberme forjado como la persona que soy en la actualidad, muchos de mis logros se los debo a ustedes dentro de los cuales se encuentra este. Un agradecimiento especial a mis familiares y amigos por ayudarme y preocuparse por mis estudios, así mismo por confiar y creer en mí y en mis expectativas.

Me gustaría agradecer a mi asesor el Dr. Rubén Ramos García por dirigir esta tesis, así como por su tiempo, esfuerzo, dedicación, conocimiento, orientaciones y paciencia lo cual fue fundamental para la conclusión de este trabajo de tesis. Sin olvidar a Nancy Elizabeth por darse el tiempo para explicarme las dudas que surgían durante el camino y apoyarme con la parte experimental. Además, a los sinodales que se tomaron el tiempo para revisar este trabajo,

Por último, quiero agradecer a INAOE y CONACYT por su apoyo para realizar mis estudios de maestría

# Tabla de contenido

RESUMEN .....	i
ABSTRACT.....	ii
AGRADECIMIENTOS.....	iii
ÍNDICE DE FIGURAS .....	vii
CAPÍTULO .....	1
1. INTRODUCCIÓN.....	1
1.1 Antecedentes.....	4
1.2 Objetivos.....	4
1.2.1 Objetivo general.....	5
1.2.2 Objetivos particulares .....	5
1.3 Descripción de la tesis .....	5
CAPÍTULO .....	7
2. CAVITACIÓN .....	7
2.1 ¿Qué es cavitación? .....	7
2.2 Cavitación hidrodinámica.....	11
2.3 Cavitación acústica.....	13
2.4 Cavitación óptica y de partículas .....	18
2.5 Diagrama de fase .....	19
2.6 Teoría de la nucleación .....	21
CAPÍTULO .....	26
3. ONDAS ACÚSTICAS.....	26
3.1 ¿Qué es una onda acústica?.....	26
3.2 Compresiones y Rarefacciones.....	26
3.3 Parámetros .....	27

3.3.1 Ondas progresivas y velocidad de partículas .....	28
3.3.2 Impedancia acústica .....	28
3.3.3 Intensidad de onda o energía .....	29
3.3.4 Reflexión y transmisión.....	31
<b>3.4 Ondas de choque .....</b>	<b>31</b>
3.1.1 Número de Mach .....	32
<b>CAPÍTULO .....</b>	<b>34</b>
<b>4. FLUIDOS .....</b>	<b>34</b>
<b>4.1 Propiedades de un fluido .....</b>	<b>35</b>
4.1.1 Densidad $\rho$ .....	35
4.1.2 Peso específico $\gamma$ .....	36
4.1.3 Volumen específico $v$ .....	36
4.1.4 Viscosidad .....	36
4.1.5 Presión.....	36
4.1.6 Compresibilidad .....	37
4.1.7 Dilatación térmica .....	37
<b>4.2 Dinámica de Fluidos .....</b>	<b>38</b>
4.2.1 Número de Reynolds .....	39
<b>4.3 Microfluídica .....</b>	<b>40</b>
4.3.1 Principios básicos de la microfluídica .....	41
<b>CAPÍTULO .....</b>	<b>44</b>
<b>5. SIMULACIÓN .....</b>	<b>44</b>
<b>5.1 COMSOL .....</b>	<b>44</b>
<b>5.2 Características .....</b>	<b>45</b>
<b>5.3 Tipos de Estudio .....</b>	<b>45</b>

<b>5.4 Módulos de COMSOL Multiphysics</b> .....	46
5.4.1 Acoustic Module (Módulo de Acústica) .....	47
5.4.2 Microfluidics Module (Modulo de microflúidos) .....	48
<b>5.5 Procedimientos básicos del modelado</b> .....	48
5.5.1 Descripción del modelo.....	49
5.5.2 Proceso de simulación.....	49
5.5.3 Visualización de los resultados .....	50
<b>CAPÍTULO</b> .....	51
<b>6. RESULTADOS Y DESARROLLO EXPERIMENTAL</b> .....	51
<b>6.1 Optimización y simulación de la onda dentro de la cavidad</b> .....	51
<b>6.2 Comparación de impedancias acústicas</b> .....	58
<b>6.3 Diseño de la cavidad</b> .....	59
<b>6.4 Simulación y mejoramiento del chorro generado por la cavidad para su posterior uso en inyecciones sin aguja</b> .....	61
<b>6.5 Desarrollo experimental</b> .....	64
6.5.1 Arreglo experimental.....	64
<b>6.6 Chorros obtenidos con la cavidad impresa</b> .....	66
<b>CAPÍTULO</b> .....	67
<b>7. CONCLUSIONES</b> .....	67
<b>BIBLIOGRAFIA</b> .....	68



# ÍNDICE DE FIGURAS

Fig. 1.1 Boceto de Leonardo da Vinci <sup>[1]</sup> que ilustra el impacto de chorros. ....	1
Fig. 2.1 Las principales causas de cavitación en líquidos <sup>[38]</sup> . ....	9
Fig. 2.2 Muestra la evolución temporal de una burbuja de cavitación a $z \sim 260 \mu\text{m}$ y $I \sim 0.7 \text{ kW/cm}^2$ se puede ver a) la expansión de la burbuja, b) colapso y rebote de la burbuja y c) la emisión de la onda de choque vista desde arriba <sup>[40]</sup> . ....	10
Fig. 2.3 La cavitación se desarrolla a partir de núcleos de cavitación, como pequeñas burbujas en la región de alta velocidad. Se producen ondas de choque y / o micro chorros cuando la burbuja de cavitación se colapsa en la región de baja velocidad. Onda de choque y / o micro jet lleva lugar a la deformación plástica <sup>[43]</sup> . ....	11
Fig. 2.4 Distribución típica de la presión a través de una placa de orificio en el flujo de la tubería donde $P_f$ es la presión con la corriente y $P_v$ la presión de del vapor <sup>[39]</sup> . ....	13
Fig. 2.5 Rango de frecuencias acústicas (cycles per second / Hz) <sup>[39]</sup> . ....	14
Fig. 2.6 Posibles sitios de reacción inducidos por cavitación <sup>[39]</sup> . ....	17
Fig. 2.7 Diagrama de fases del agua a diferentes temperaturas y presiones. En condiciones ambientales ( $25^\circ\text{C}$ ), el agua está en fase líquida, pero se convierte en fase sólida (hielo) si su temperatura desciende por debajo de $0^\circ\text{C}$ y en fase de vapor si su temperatura se eleva por encima de $100^\circ\text{C}$ , a la misma presión ( $101 \text{ kPa}$ ) <sup>[44]</sup> . ....	20
Fig. 2.8 Burbuja de vapor esférica dentro de un líquido <sup>[47]</sup> . ....	22
Fig. 3.1 Compresiones y rarefacciones de una onda de sonido que se propaga a través de un tubo <sup>[56]</sup> . ....	27
Fig. 3.2 Grafica de presión contra tiempo de fluctuaciones de presión, donde C es compresión y R es rarefacción <sup>[56]</sup> . ....	27
Fig. 3.3 Avión de combate con ondas de choque cónicas visibles por condensación <sup>[62]</sup> . ....	32
Fig. 4.1 Ilustración del flujo laminar y turbulento <sup>[66]</sup> . ....	40
Fig. 4.2 Perfil de velocidad parabólica para flujo impulsado por presión <sup>[72]</sup> . ....	43
Fig. 6.1 Cavidad que se diseñó en COMSOL. ....	54

Fig. 6.2 Dependencia de la presión con respecto a la altura del cono a un tiempo de 8.6 $\mu\text{s}$ .....	55
Fig. 6.3 Respuesta de la presión de acuerdo a la distancia entre focos. ....	56
Fig. 6.4 Dependencia de la presión a diferentes diámetros de la boquilla. ....	57
Fig. 6.5 Imágenes del desplazamiento de la onda de choque a través de la cavidad tomadas a diferentes tiempos de 0 a 3 $\mu\text{s}$ . ....	58
Fig. 6.6 Mediciones de presión para la cavidad con diferentes impedancias acústicas (aluminio, vidrio y resina poliacrílica) en el a) foco de salida y b) sobre el eje vertical de la cavidad. ....	59
Fig. 6.7 Diseño en CAD 3D de la cavidad y cavidad impresa. ....	60
Fig. 6.8 Relación de la velocidad con respecto al diámetro del canal tomadas a 1 ms a partir de la salida del chorro del canal. ....	63
Fig. 6.9 Simulaciones de del chorro a diferentes longitudes del canal. ....	64
Fig. 6.10 Arreglo experimental para la generación de chorros líquidos.....	65
Fig. 6.11 Evolución temporal del chorro expulsado del dispositivo que tiene una separación de focos de 10.4 mm.....	66

# CAPÍTULO

## 1. INTRODUCCIÓN

Uno de los temas de más interés de estos tiempos en la dinámica de fluidos es la generación de chorros líquidos, por sus múltiples aplicaciones desde escalas macro (cortadoras) hasta micros (impresoras e inyectores). Un chorro es una corriente de líquido o gas que sale con fuerza y tiene una forma más o menos columnar. Se encuentran en una gran variedad de situaciones en nuestro entorno cotidiano como en cocinas, duchas, productos farmacéuticos.

El estudio más temprano del comportamiento de los chorros y de la ruptura fue realizado por Leonardo da Vinci en el Codex Leicester (ver figura 1.1). El mismo trabajo también contiene pensamientos sobre la cohesión de los fluidos y su papel para la formación de gotas <sup>[1,2]</sup>.

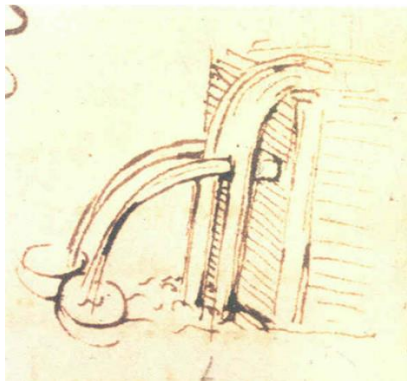


Fig. 1.1 Boceto de Leonardo da Vinci <sup>[1]</sup> que ilustra el impacto de chorros.

Posteriormente Mariotte <sup>[3]</sup> afirmó que la gravedad es responsable de la ruptura de la gota (un chorro que se proyecta hacia arriba no se rompe); la ruptura se produce cuando el hilo del fluido se ha vuelto tan "delgado como un cabello". Ambos autores sugieren que las fuerzas de cohesión proporcionan una cierta resistencia a la tracción de agua, que debe ser superada por la gravedad para que el chorro se rompa.

Desde entonces aplicaciones en el campo de la ingeniería y de la medicina se han desarrollado, por mencionar algunos: mejorar y optimizar la propulsión de chorros líquidos, tecnología de motores diésel [4-6], manufactura [7], agricultura [8], aguas residuales [9] y riego [10], impresión por inyección de tinta [11], inyecciones sin aguja [12] y fisión nuclear, [13] por mencionar algunos.

Este trabajo se encauzará a la generación de chorros líquidos por el fenómeno de termocavitación. Termocavitación requiere el uso de un láser (este puede ser de onda continua), sin embargo, los chorros que se han reportado son de baja velocidad o de longitudes no mayores a 1.5 mm [37]. La finalidad de esta investigación es mejorar las dos condiciones antes mencionadas, esto para su posterior uso en dispositivos de inyecciones sin aguja.

El mecanismo físico de la termocavitación es el siguiente: como el coeficiente de absorción de la solución es muy grande a la longitud de onda de operación, la luz del láser se absorbe fuertemente cerca de la interfaz de vidrio-líquido, calentando un pequeño volumen de la solución hasta su límite crítico, es decir, la temperatura a la que se produce una transición explosiva de fase líquido-gas. En el caso del agua, el límite crítico es  $\sim 270-300\text{ }^{\circ}\text{C}$  [14-16]. Alrededor de esta temperatura, el volumen de agua sobrecalentada se convierte en un vapor explosivo instantáneamente y produce una burbuja de rápida expansión. Una vez que se forma la burbuja de cavitación, comienza a crecer hasta que su energía cinética se convierte en energía totalmente potencial, y luego se colapsa muy rápidamente. Cuando la burbuja se colapsa, se emite una onda de presión, que viaja a través del recipiente; la onda al llegar a la interface liquido-aire genera un chorro.

Para que la cavitación se produzca de forma heterogénea, las burbujas necesitan una superficie donde nuclearse. Esta superficie puede ser la pared de un contenedor o depósito, impurezas del líquido o cualquier otra irregularidad. El factor determinante en este proceso es la temperatura del líquido. Al variar la temperatura de este, varía también la presión de vapor de forma importante, haciendo más fácil o difícil que para una presión de ambiente local dada la presión de vapor caiga a un valor que provoque cavitación [17,18].

Los métodos más comunes para producir burbujas de cavitación incluyen: i) el uso de ultrasonidos generados por transductores piezoeléctricos (cavitación acústica) [19,20], que es ampliamente utilizado en aplicaciones médicas; ii) flujo de agua a alta velocidad como los obtenidos en hélices o maquinaria hidráulica (cavitación hidráulica) [21]; iii) descarga eléctrica o partículas elementales en agua (cavitación de partículas) [22]; y iv) láseres enfocados en soluciones (óptica cavitación: OC) [12,23-25].

Una de las aplicaciones de la termocavitación son los sistemas de inyección sin agujas (Needle-Free Injection System, NFIS por sus siglas en inglés) que pretenden reemplazar a los sistemas convencionales que se usan en la actualidad para la administración de medicamentos, ya que ofrecen varios beneficios, por ejemplo, menores riesgos de contaminación de trabajadores del sector salud a enfermedades infecciosas, como el VIH y la hepatitis [12,26]. En comparación con los sistemas de inyección de agujas convencionales, las NFIS puede inyectar no solo medicamentos líquidos y vacunas, sino también en forma de partículas sólidas [27] a la vez que aseguran un suministro más rápido de medicamentos. Además, la autoadministración con NFIS es factible, eliminando el dolor [27-29], el sangrado o los hematomas [29,30], así como la fobia a las agujas [25,30]. Según el tipo de carga, las NFIS se puede clasificar como inyecciones de polvo, líquido y proyectil [27,30,31]. Los NFIS también pueden clasificarse según el mecanismo de actuación, y las fuentes de energía más comunes entre los sistemas comerciales de inyección sin agujas son el resorte y el gas comprimido (véase, por ejemplo, SUMAVEL DosePro de Zogenix [32]) [33].

En este estudio, se simula un sistema de inyección de líquido en el cual se crea el chorro debido a la expansión de una burbuja inducida por termocavitación. Tales sistemas alimentados por láser aún no están disponibles para uso clínico y fueron reportados originalmente por Yoh et al. [34-36]. La expansión de la burbuja de alta presión da como resultado la creación de una onda de presión, esta viaja en el líquido y se refleja en las paredes de la cavidad. Cuando la superposición de las ondas alcanza la interfase líquido-gas, se forma un chorro de líquido en la boquilla

que impacta sobre la superficie de la piel [29,34,37]. El objetivo es generar un chorro líquido lo suficientemente rápido como para perforar la piel para administrar el medicamento o la vacuna en los tejidos [33].

## 1.1 Antecedentes

La termocavitación producida por un láser de onda continua, fue reportada por primera vez por Rastopov y Sukhodolsky en 1992 [38]. La termocavitación es bastante atractiva debido a su simplicidad experimental y bajo costo. El mecanismo físico de la cavitación esbozado por Rastopov y Sukhodolsky es la creación de una región sobrecalentada (~300 °C) en el punto focal, seguida de una transición explosiva de fase líquido-vapor. El vapor sobrecalentado aumenta su volumen en muchos órdenes de magnitud en comparación con el líquido, produciendo de este modo una burbuja de vapor de rápida expansión. En la termocavitación, no se crea plasma debido a la baja intensidad relativa del láser. Por lo tanto, el mecanismo físico es bastante diferente al producido por un láser de pulsos cortos (SLP); La termocavitación fue luego estudiada indirectamente por otros grupos de investigación interesados en la ablación de materiales biológicos con el fin de fragmentar cálculos del tracto urinario, es decir, riñón, vejiga o uretra [39].

En julio de 2018 Z.-M. Rafael [40] en su trabajo de tesis hace la comparación de dos cavidades para generar chorros líquidos, en este trabajo se simuló la propagación de una onda acústica usando diferencias finitas en el dominio del tiempo. En base a sus resultados obtenidos, observó que hay una mejor concentración de la onda acústica en una cavidad hemisférica. Sin embargo, hay factores que no se tomaron en cuenta tales como las pérdidas debido a la impedancia acústica. En este sentido la presente tesis muestra un análisis numérico basado en COMSOL Multiphysics® para optimizar la velocidad del chorro mediante el estudio paramétrico de la cavidad.

## 1.2 Objetivos

Este trabajo de tesis propone el diseño y construcción de una cavidad semielíptica que genere chorros líquidos de alta velocidad, para llevar a cabo esto se planteó un objetivo general y objetivos particulares.

### 1.2.1 Objetivo general

Mediante el uso del software COMSOL Multiphysics® optimizar una cavidad semielíptica para su fabricación y su posterior uso en la generación de chorros líquidos.

### 1.2.2 Objetivos particulares

- Estudiar el fenómeno de cavitación y aprender el uso del software COMSOL.
- Mediante simulaciones con el módulo de acústica encontrar los parámetros ideales de la cavidad (tamaño, forma del canal de salida, materiales, etc.), con los que se concentre la mayor energía a la salida de esta.
- Imprimir el dispositivo en base a los parámetros obtenidos en la simulación.
- Usar el módulo de microfluídica para visualizar los chorros generados por la cavidad y estudiar el efecto que tiene el canal en este.
- Comparar los resultados experimentales con la cavidad con los obtenidos mediante la simulación.

## 1.3 Descripción de la tesis

La presente tesis exhibe el diseño de una cavidad elíptica que genere chorros líquidos de alta velocidad, los cuales se generan a partir de una onda presión generada por termocavitación, los capítulos de este trabajo serán descritos a continuación.

En el capítulo 2 se aborda el tema de cavitación, donde se explica este fenómeno, así como una descripción de cavitación hidrodinámica, cavitación acústica, cavitación óptica y de partículas, además de un breve análisis del diagrama de fases y teoría de nucleación.

En el capítulo 3 se tratará el tema de ondas acústicas, su definición y sus propiedades. A demás se abordará brevemente el tema de ondas de choque.

En el capítulo 4 se presentará el tema de fluidos, lo relacionados con las propiedades de estos, la dinámica y finalizando con el tema de microfluídica, así mismo como lo relacionado con el número de Reynolds.

En el capítulo 5 se dará una introducción a lo que es el manejo del software COMSOL Multiphysics®, así mismo una breve descripción de los módulos que se van a utilizar, los tipos de estudio y una descripción breve de los procedimientos para el modelado.

En el capítulo 6 se mostrarán los resultados obtenidos en las simulaciones en los módulos de acústicas y de microfluídica, también se hará una descripción sencilla del arreglo experimental utilizado, además de los resultados conseguidos con la cavidad diseñada.

Finalmente, en el capítulo 7 se presentan las conclusiones sobre los resultados obtenidos, así como el trabajo a futuro.



# CAPÍTULO

## 2. CAVITACIÓN

El nombre de cavitación, tal como se usa en física y tecnología, proviene de la palabra latina *cavitas* (un espacio hueco o cavidad). Reynolds presentó el primer análisis correcto de este fenómeno en 1894. La cavitación describe un fenómeno particular que ocurre dentro de un líquido cuando es sometido a cambios abruptos de presión o de temperatura. Estos cambios provocan que la presión disminuya por debajo de la presión del vapor o que la temperatura se acerque al límite espinodal provocando la formación de vacíos, llenos de vapor líquido, así como gases disueltos en el líquido. Luego, tras una violenta compresión, estos vacíos, llenos de vapor y gas, implosionan emitiendo una onda de presión de MPa hasta GPa <sup>[41]</sup>.

### 2.1 ¿Qué es cavitación?

La cavitación, por definición, es la formación y actividad de burbujas o cavidades en un líquido. Puede ocurrir a través de la formación de burbujas en el líquido o puede ser el resultado de la ampliación de las cavidades que ya están presentes en el líquido a granel. Estas burbujas pueden suspenderse en líquido o pueden quedar atrapadas en pequeñas grietas en la interfaz líquido-sólido. Aunque la cavitación fue mencionada por primera vez por Leonhard Euler en 1754, pasaron 150 años antes de que su efecto en hélices de barcos, turbinas, bombas e hidroalas fuera identificado. Este tipo de cavitación se llama cavitación hidráulica o hidrodinámica (Knapp et al., 1970). La cavitación acústica apareció en conexión con los proyectores de sonido subacuáticos de alta intensidad a finales de los años veinte. Más recientemente, se ha observado que cuando un líquido se irradia con una luz de alta intensidad (como un láser), se forman cavidades que se pueden utilizar para estudiar la dinámica de las burbujas de cavitación. Esta nueva forma de cavitación se llama cavitación óptica (Lauterborn y Bolle, 1975). Si bien en este tipo de cavitación se usan fotones para la cavitación, no hay ninguna razón por la que otros tipos de partículas elementales, como los protones o los neutrinos, no puedan

usarse para descomponer el líquido. Este efecto se ha utilizado desde la década de 1950 en cámaras de burbujas y a menudo se denota como cavitación de partículas [42].

El método de producción se puede tomar como el criterio principal para distinguir entre diferentes tipos de cavitación. Los cuatro tipos principales de cavitación y sus causas se resumen a continuación:

- La cavitación hidrodinámica se produce por la variación de la presión en un líquido que fluye debido a la variación de la velocidad en el sistema.
- La cavitación acústica es el resultado de la variación de la presión en un líquido cuando las ondas de ultrasonido pasan a través de él.
- La cavitación óptica es el resultado de la ruptura de un líquido debido a la luz de alta intensidad.
- La cavitación de partículas se produce por cualquier tipo de partícula elemental (por ejemplo, un protón) que rompe un líquido, como en una cámara de burbujas.

Según Lauterborn (1980b), las cavitaciones hidrodinámicas y acústicas son el resultado de las tensiones que prevalecen en un líquido, mientras que las cavitaciones ópticas y de partículas son la consecuencia de la deposición local de energía [42]. El esquema de clasificación que se muestra en la Fig. 2.1.

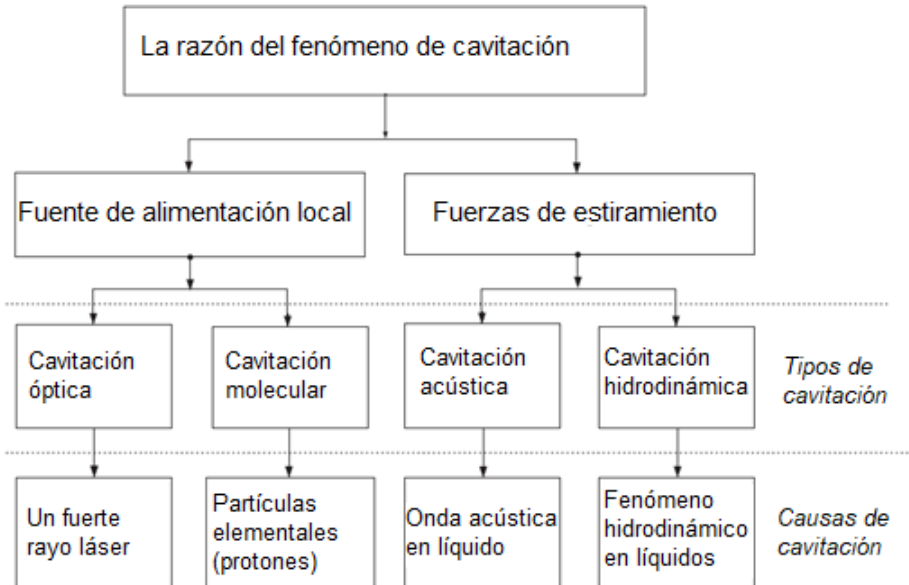


Fig. 2.1 Las principales causas de cavitación en líquidos [41].

La burbuja puede contener gas o vapor o una mezcla de gas y vapor. Si la burbuja contiene gas, entonces la expansión puede ser por difusión de gases desde el líquido hacia la burbuja, o por reducción de presión, o por aumento de temperatura. Sin embargo, si la burbuja contiene principalmente vapor y la reducción de la presión ambiental es lo suficiente a una temperatura constante provoca una vaporización "explosiva" en las cavidades. Por otro lado, elevar la temperatura hará que crezca una burbuja de vapor a través del fenómeno de la ebullición. Tanto la vaporización explosiva como la ebullición no se producen hasta que se alcanza un umbral. Así ocurre el crecimiento de la burbuja [42].

En esta tesis nos enfocaremos únicamente en estudiar la termocavitación, ya que la cavitación óptica con láseres pulsados ha sido ampliamente estudiada desde la invención del láser. La termocavitación es un fenómeno relativamente nuevo, redescubierto por miembros del grupo de biofotónica del INAOE.

La Fig. 2.2 muestra la evolución temporal de una sola burbuja de cavitación creada por termocavitación [43], Una característica de la termocavitación es que la burbuja está en contacto con un superficie solida o sustrato adquiriendo una forma semiesférica, (ver figura 2.2 a,b). Además, si se cambia la posición del foco a lo

largo del eje de propagación cambia el volumen a calentar de la solución, se modifican el tamaño de la burbuja y la amplitud de la onda emitida [44], lo cual contrasta de las burbujas creadas con láseres pulsados en líquidos transparentes, donde la burbuja se crea en el punto focal de láser. La Fig. 2.2a) muestra justo el momento después de que comienza la formación de la burbuja. El crecimiento de la burbuja es de una forma de semiesférica y con un radio máximo de  $R \sim 1$  mm. Justo en el momento del colapso se produce una onda de choque como se demuestra en la referencia [45]. La onda de emisión se puede ver en la Fig. 2.2 c. Después de la onda de choque se puede observar un rebote con un radio que es de menor tamaño al radio máximo. Lo cual es entendible ya que después del colapso la mayor parte de la energía cinética es gastada en la onda de choque.

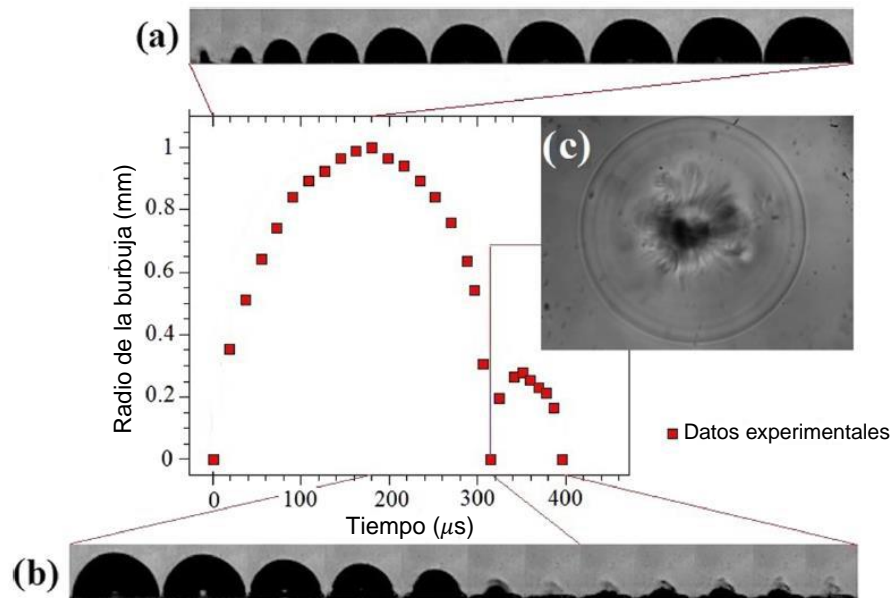


Fig. 2.2 Muestra la evolución temporal de una burbuja de cavitación a  $z \sim 260 \mu m$  y  $I \sim 0.7 kW/cm^2$  se puede ver a) la expansión de la burbuja, b) colapso y rebote de la burbuja y c) la emisión de la onda de choque vista desde arriba [43].

Dos aspectos de la dinámica de la burbuja son de importancia primordial: (1) el tamaño máximo alcanzado por la burbuja antes de un colapso violento y (2) la vida de la burbuja. El tamaño máximo alcanzado por la burbuja determina la magnitud del pulso de presión y, por lo tanto, la intensidad de cavitación que se puede obtener

en el sistema. La cavitación hidrodinámica ocurre a frecuencias más bajas (es decir, más bajas que aproximadamente 1-20 kHz), y el colapso de la burbuja produce menos intensidad y, por lo tanto, temperaturas y presiones más bajas. La cavitación acústica generalmente ocurre en el rango de frecuencia de 20 kHz a 1 MHz; la burbuja se colapsa con mayor intensidad y, por lo tanto, produce temperaturas y presión más altas que la cavitación hidrodinámica. La cavitación óptica y de partículas requerirá una fuente de energía intensa y generará temperaturas y presiones intensas. Estos métodos de cavitación podrían ser muy útiles para estudiar la dinámica de las burbujas de cavitación en condiciones controladas. Sin embargo, pueden ser muy costosos para operaciones a gran escala [42].

## 2.2 Cavitación hidrodinámica

Hay varias etapas y tipos de cavitación hidrodinámica. El término "etapa incipiente" se ha utilizado durante mucho tiempo para describir la cavitación que es apenas detectable. Las condiciones que marcan el límite o el umbral entre la no cavitación y la cavitación detectable no siempre son idénticas si se observan a medida que aparece la cavitación y, nuevamente, desaparece la cavitación. El término "cavitación desinente" se ha sugerido para este último [42]. La cavitación hidrodinámica se puede subcategorizar aún más como (1) cavitación móvil, (2) cavitación fija, (3) cavitación de vórtice y (4) cavitación vibratoria.

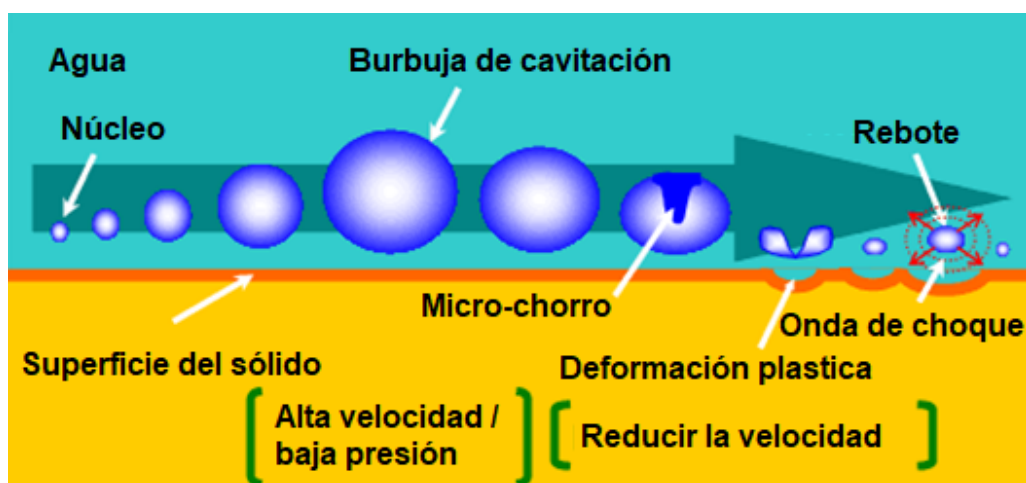


Fig. 2.3 La cavitación se desarrolla a partir de núcleos de cavitación, como pequeñas burbujas en la región de alta velocidad. Se producen ondas de choque y / o micro chorros cuando la burbuja de cavitación se colapsa en la región de baja velocidad. Onda de choque y / o micro jet lleva lugar a la deformación plástica [46].

Si bien los tipos de cavitación hidrodinámica son dignos de mención, la producida por el flujo a través de tuberías y válvulas es más relevante y la siguiente discusión se limita a estos casos solamente. La cavitación hidrodinámica en una tubería se produce por la variación de la presión en un flujo de líquido debido a la geometría del sistema. Por lo general, la cavitación también se puede obtener al estrangular una válvula aguas abajo de una bomba. Cuando la presión en el orificio o cualquier otra constricción mecánica cae por debajo de la presión de vapor del líquido, se generan cavidades que luego colapsan hacia abajo con la recuperación de la presión, dando lugar a pulsos de alta presión y temperatura. Este efecto se refiere a un área pequeña alrededor de estas cavidades <sup>[42]</sup>.

La figura 2.4 muestra el perfil de variación de presión de un líquido fluyendo a través de una tubería con diámetros diferentes. El colapso de la cavidad durante la cavitación hidrodinámica es el resultado de la recuperación de la presión de la presión más baja encontrada en la vena contracta del orificio. Este fenómeno se puede explicar de la siguiente manera: si el líquido fluye a través de un orificio, la reducción de la sección transversal de la corriente que fluye aumenta la velocidad a expensas de la presión. Durante la reexpansión del flujo, la corriente de fluido se separa en los extremos inferiores del orificio y se generan remolinos. Debido a esta turbulencia y la gran pérdida de fricción generada por el movimiento de remolinos, es inevitable una pérdida de presión permanente y no se produce una recuperación total de la presión. La presión estática en la vena contracta es menor que la presión a granel de la corriente del flujo. Sin embargo, a medida que aumenta la velocidad, la caída de presión a través del orificio aumenta y la presión en la vena contracta disminuye. A una velocidad particular, la presión en realidad puede caer por debajo de la presión de vapor del líquido que se bombea, lo que provoca la generación de cavidades <sup>[42]</sup>.

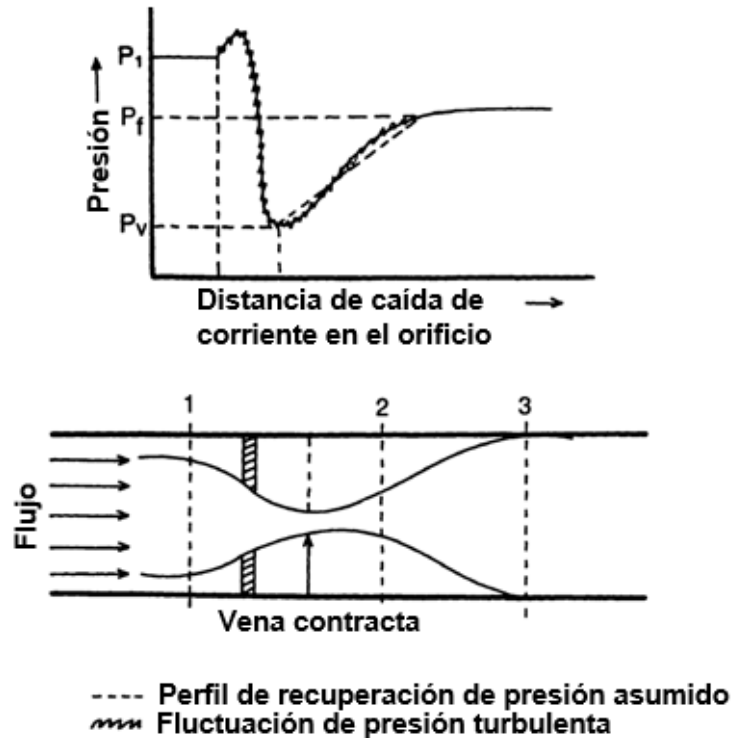


Fig. 2.4 Distribución típica de la presión a través de una placa de orificio en el flujo de la tubería donde  $P_f$  es la presión con la corriente y  $P_v$  la presión de del vapor [42].

## 2.3 Cavitación acústica

Aunque el sonido en el rango audible no tiene efecto en las reacciones químicas, el ultrasonido proporciona un rango de energías en escalas de tiempo que no están disponibles de ninguna otra fuente. Se ha establecido el interés de los químicos en el ultrasonido de potencia, ya sea para mejorar los rendimientos, acelerar los procesos químicos o físicos, usar solventes o reactivos no purificados, reemplazar los catalizadores de transferencia de fase, permitir que la reacción ocurra en condiciones más suaves, o como parece en algunos casos, cambiar completamente las vías de reacción. La razón de esto ha sido la formación e implosión de cavidades durante los ciclos de presión de ultrasonido en el rango de frecuencia de 22 kHz a 1 MHz [42].

Ultrasonido es el nombre dado a las ondas de sonido que tienen frecuencias más altas que aquellas a las que el oído humano puede responder, es decir, > 20 kHz. El límite superior de la frecuencia ultrasónica es de aproximadamente 5 MHz para

gases y 500 MHz para líquidos y sólidos. Los usos del ultrasonido dentro del amplio rango de frecuencia se pueden dividir en dos áreas: i) Baja potencia, alta frecuencia (1-10 MHz), que es el ultrasonido que se usa normalmente con fines de diagnóstico, exploración médica y análisis químico; y ii) alta potencia, baja frecuencia (20-100 kHz), que normalmente se utiliza para la limpieza, soldadura de plásticos y reacciones químicas. El objetivo de los ultrasonidos de alta potencia es efectuar un cambio químico o físico permanente en un material. Para lograr esto, se requiere una densidad de potencia relativamente alta (de menos de uno a miles de  $W/cm^2$ ). La salida de energía produce cavitación y microstreaming en líquidos. Varias frecuencias de sonido y sus posibles aplicaciones se muestran gráficamente en la Fig. 2.5 [42].

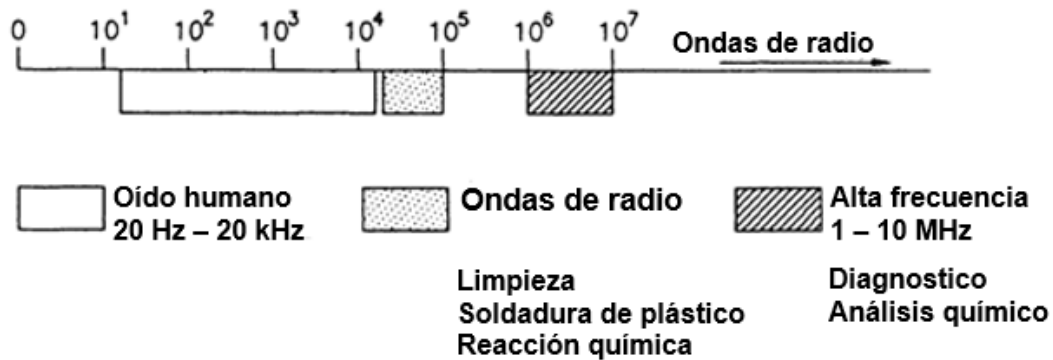


Fig. 2.5 Rango de frecuencias acústicas (cycles per second / Hz) [42].

El sonido de cualquier frecuencia pasa a través de un medio elástico como una onda longitudinal, es decir, una serie de compresiones y rarefacciones (proceso por el que un cuerpo o sustancia se hace más o menos denso) alternativas. Esto crea una presión acústica en el medio  $P_A$ , que varía con el tiempo  $t$ , como se muestra a continuación [42]:

$$P_A = P_{max} \sin 2\pi\nu t \quad (2.1)$$

donde  $\nu$  es la frecuencia y  $P_{max}$  es la amplitud de presión máxima. Esta ecuación define una intensidad acústica  $I$ , como la energía transmitida a través de  $1 \text{ m}^2$  de fluido por unidad de tiempo, representa por



$$I = (P_{max})^2 / 2\rho c \quad (2.2)$$

donde  $\rho$  es la densidad del fluido en el que la velocidad del sonido es  $c$  [42].

Para aplicaciones sonoquímicas, la unidad habitual de intensidad es  $W/cm^2$  y cuanto mayor es la intensidad, mayor es el valor de  $P_A$  y mayor es el desplazamiento de las moléculas. Los valores típicos de amplitud acústica de la máxima intensidad de la sonoquímica se dan en la Tabla 2.1 [42].

Tabla 2.1 Intensidad acústica contra amplitud de presión [42].

<b>Intensidad (<math>W\ cm^{-2}</math>)</b>	<b><math>P_A</math> (atm)</b>
0.1	0.54
0.2	0.76
0.5	1.21
1.0	1.71
2.0	2.42
5.0	3.82
10.0	5.41
20.0	7.65
50.0	12.10
100.0	17.15

La intensidad del ultrasonido varía con la distancia  $d$  debido a la atenuación promovida por fuerzas viscosas, lo que resulta en el calentamiento del líquido, como lo representa

$$I = I_0 \exp(-2\alpha d) \quad (2.3)$$

donde  $\alpha$  es el coeficiente de absorción y depende de una serie de factores, como la conductividad térmica y la viscosidad del medio. A temperaturas constantes, la relación  $(\alpha/v^2)$  también debe permanecer constante para que la atenuación sea mayor en las frecuencias más altas [42].

Cuanto más grande  $\alpha$  los valores resultan en una mayor atenuación. Por lo tanto, las frecuencias altas se atenúan más rápidamente que las frecuencias bajas. Se

puede usar la Ec. (2.3) para calcular las intensidades de la fuente  $I_0$ , necesarias para dar una intensidad acústica  $I$ , de  $20 \text{ W/cm}^2$  a una profundidad de 10 cm, es decir, un recipiente de reacción sonoquímica típico. Los resultados se resumen en la Tabla 2.2 Los resultados mostrados en esta tabla indican que, a mayor frecuencia de ultrasonido, mayor debe ser la intensidad inicial para proporcionar una intensidad equivalente a una profundidad equivalente. Los resultados también muestran por qué la sonoquímica se realiza en la región de baja frecuencia (20-100 kHz), donde hay una atenuación mínima de la intensidad del sonido <sup>[42]</sup>.

Tabla 2.2 Relaciones de frecuencia-intensidad <sup>[42]</sup>.

<b>Frecuencia</b>	<b><math>I_0 \text{ (W cm}^{-2}\text{)}</math></b>
20 kHz	20.0
1 MHz	30.7
20 MHz	112.0

Dado que el acoplamiento del campo de sonido al medio es imperfecto, la sonicación provoca un aumento del movimiento molecular y, al menos, promueve una transferencia de masa y mezcla muy eficientes y, por lo tanto, puede aumentar la velocidad de las reacciones químicas. También puede conducir a la ruptura de los límites de la fase líquido-líquido y la emulsificación eficiente; Sin embargo, el origen de la mayoría de los efectos sonoquímicos es más complejo <sup>[42]</sup>.

La vibración molecular longitudinal en un líquido genera una serie de compresiones y rarefacciones, que son simplemente áreas de alta y baja presión local. Cuando las moléculas de disolvente se rompen con suficiente fuerza durante una rarefacción, se forman cavidades en los puntos donde la presión en el líquido cae muy por debajo de su presión de vapor. Esto puede crear una serie de burbujas llenas de gas y vapor para las que se puede contemplar una variedad de destinos. En la práctica, esto ocurre a presiones mucho menores que las requeridas para superar la resistencia a la tracción de un líquido, ya que siempre hay partículas diminutas de polvo o gases disueltos presentes que actúan como sitios de nucleación <sup>[42]</sup>.

La cavitación se inicia en los sitios de nucleación donde la resistencia a la tracción se reduce dramáticamente. Los posibles sitios de reacción inducidos por cavitación se ilustran en la Fig. 2.6 [42].

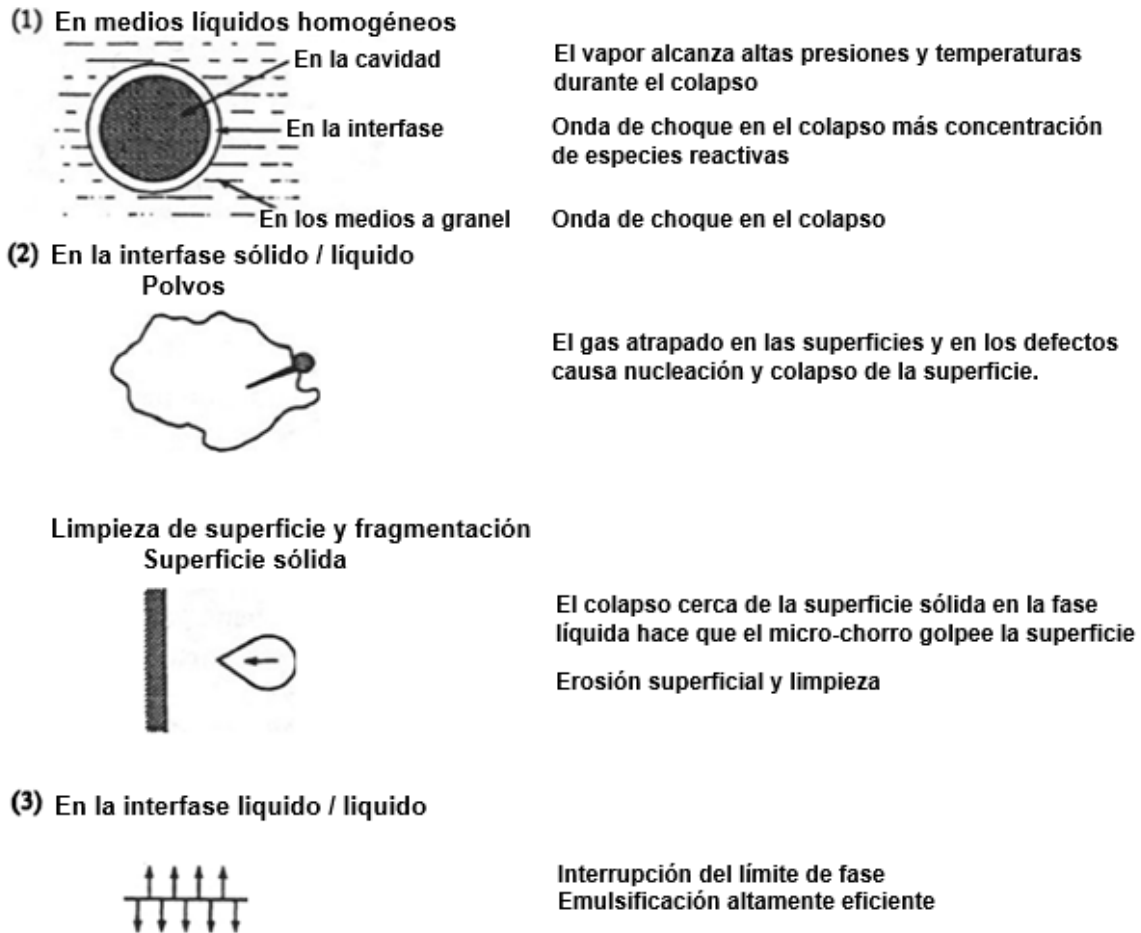


Fig. 2.6 Posibles sitios de reacción inducidos por cavitación [42].

El mecanismo de nucleación que involucra gas atrapado en grietas de pequeño ángulo de contaminantes en partículas se llama nucleación heterogénea. A medida que el núcleo estabilizado en hendiduras se somete a grandes presiones acústicas negativas, la columna de burbujas crece, liberando pequeñas burbujas libres en solución o sufriendo un colapso violento. Las acciones que eliminan dichos sitios de nucleación (por ejemplo, la ultrafiltración para eliminar partículas) aumentan el umbral de cavitación. En los líquidos sometidos a cavitación, debe observarse que después del ciclo inicial de cavitación, el colapso implosivo de las burbujas genera

microcavidades, que pueden servir como sitios de nucleación para el siguiente ciclo [42].

Flynn (1964) propuso la división generalmente aceptada del fenómeno de la cavitación en líquidos en i) cavitación transitoria, en la cual una burbuja de corta duración experimenta grandes desviaciones de tamaño en unos pocos ciclos acústicos y puede terminar en un colapso violento; y ii) cavitación estable, en la que una burbuja oscila muchas veces con un limitado cambio sobre su radio de equilibrio. Sin embargo, en la práctica, esta distinción tiene una utilidad limitada porque tanto la cavitación estable como la transitoria pueden ocurrir simultáneamente en una solución, y una burbuja que experimenta una cavitación estable puede cambiar a cavitación transitoria. El comportamiento oscilatorio de las cavidades en un campo acústico ha sido bien descrito por una variedad de modelos matemáticos. Uno puede calcular fácilmente a partir de tales modelos a 20 kHz, una frecuencia típica de irradiación con ultrasonidos de laboratorio, el tamaño de resonancia de las cavidades antes del colapso implosivo será de  $\sim 170 \mu\text{m}$ , y de 1 MHz  $\sim 3.3 \mu\text{m}$ . El proceso dinámico de colapso de la burbuja ha sido observado por Lauterborn (1980b) y otros mediante fotografía de ultra alta velocidad de cavitación generada por láser, y el acuerdo entre la teoría y el experimento es notablemente bueno [42].

## **2.4 Cavitación óptica y de partículas**

La cavitación óptica y de partículas ocurre cuando se deposita una alta densidad de potencia sobre un líquido. La cavitación óptica se produce cuando un líquido se irradia con pulsos cortos de un láser de alta densidad. En estas condiciones, se produce una descomposición del líquido y se forman burbujas que pueden observarse con una cámara de alta velocidad [42].

En la cavitación óptica, los fotones se utilizan para romper el líquido. No hay ninguna razón por la cual otros tipos de partículas elementales, como los protones y los neutrinos, no puedan lograr una descomposición similar en el líquido. Este tipo de cavitación se conoce generalmente como cavitación de partículas. En este tipo de cavitación, cuando la partícula cargada se envía a través del líquido, deja un rastro

de ionización durante una fracción de segundo. Parte de la energía de estos iones se transforma en unos pocos electrones rápidos, que pueden liberar unos 1000 eV de energía en un pequeño volumen para producir un calentamiento local rápido. Si el líquido ha sido sobrecalentado por la expansión, se producirá una ebullición a lo largo de la pista y esto resultará en la formación de una línea de burbujas diminutas. Como en los otros casos, se necesita una condición de umbral para que ocurra este tipo de cavitación. Tanto la cavidad óptica como la de partículas se utilizan en gran medida para estudiar la dinámica de las burbujas y las reacciones asociadas para una sola cavidad y su implosión, así como las interacciones entre múltiples cavidades en un entorno controlado [42].

## 2.5 Diagrama de fase

En esta sección se estudian los cambios de fase del agua (sólido, líquido y vapor) y las temperaturas a las que ocurren [44]. Enfatizamos la diferencia entre dos procesos que involucran un cambio de fase de líquido a vapor “hirviendo y cavitando” [48].

La Fig. 2.7 muestra el diagrama de fase (presión P y temperatura T) del agua. El punto en el que coexisten los estados: sólido, líquido y vapor se denomina punto triple del agua y está representado por el punto A. La línea de líquido / vapor saturado (también llamada binodal) se extiende desde este punto antes mencionado hasta el punto crítico C y separa la fase del líquido de la fase de vapor. La línea A-E separa la fase sólida de la fase líquida.

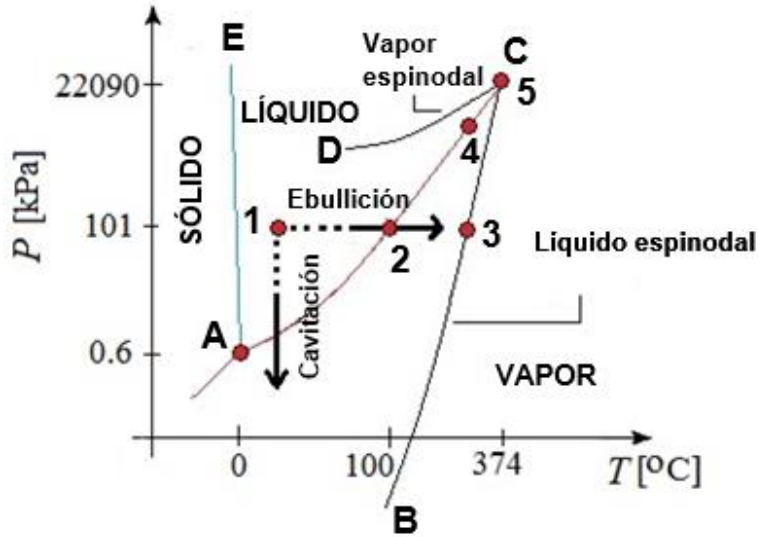


Fig. 2.7 Diagrama de fases del agua a diferentes temperaturas y presiones. En condiciones ambientales (25°C), el agua está en fase líquida, pero se convierte en fase sólida (hielo) si su temperatura desciende por debajo de 0°C y en fase de vapor si su temperatura se eleva por encima de 100°C, a la misma presión (101 kPa) [47].

La curva B-C-D denota un lugar geométrico de estados que representan el límite de estabilidad intrínseca de la fase líquida o vapor y se conoce como "espinodal". La línea que une los máximos en las isothermas teóricas se denomina línea espinodal de vapor y representa el límite al cual el vapor metaestable se puede subenfriar; la línea que une los mínimos se denomina línea espinodal líquida y representa el límite al cual los líquidos metaestables pueden sobrecalentarse. Claramente, ambas espinodales terminan en el punto crítico C, por encima del cual no se puede hacer una distinción termodinámica entre las fases líquida y vapor [50].

Las ubicaciones adicionales se han indicado con números en la Fig. 2.7. El punto 1 representa las condiciones ambientales ( $T_1 = 25^\circ\text{C}$  y  $P_1 = 101 \text{ kPa}$ ); el punto 2 denota el líquido saturado a presión atmosférica, es decir, la "temperatura de ebullición" ( $T_2 = 100^\circ\text{C}$  y  $P_2 = 101 \text{ kPa}$ ); el punto 3 es la ubicación del espinodal a presión ambiente ( $T_3 = 305^\circ\text{C}$  y  $P_3 = 101 \text{ kPa}$ ); y el punto 4 representa la presión de vapor de equilibrio y el volumen específico para el líquido saturado correspondiente a la temperatura espinodal ( $T_4 = 305^\circ\text{C}$  y  $P_4 = 9.2 \text{ MPa}$ ) [47,48], que está muy cerca del valor predicho por la Teoría de Nucleación Clásica para nucleación homogénea

(sección 2.5.1). Finalmente, el punto 5 representa el punto crítico, que está ubicado en  $T_5 = 374.14^\circ\text{C}$  y  $P_5 = 22.09 \text{ MPa}$  [49].

En el diagrama de presión / temperatura (Fig. 2.7), dos procesos están representados por flechas. El primer proceso se llama ebullición (flecha horizontal) y el segundo proceso se denomina cavitación (flecha vertical). Ambos procesos se caracterizan por un cambio de fase de líquido a vapor. La diferencia entre ellos es el camino termodinámico que sigue cada proceso para alcanzar la fase de vapor. Una manera aproximada pero útil de distinguir estos dos procesos es definir la cavitación como el proceso de nucleación en un líquido cuando la presión cae por debajo de la presión de vapor, mientras que hervir es el proceso de nucleación que ocurre cuando la temperatura se eleva por encima de la temperatura de vapor / líquido saturado [47,48]. Además, la cavitación es un proceso mucho más rápido que el proceso de ebullición.

En aplicaciones prácticas, hay irregularidades o defectos en el recipiente que actúan como puntos de nucleación alrededor de los cuales puede comenzar a formarse una burbuja. Sin embargo, en un recipiente perfectamente liso, si el líquido se calienta lentamente sin agitación, es posible sobrecalentar el líquido por encima de su punto de ebullición. Esta condición peligrosa puede llevar a una transición de fase explosiva del líquido si una nucleación es repentinamente inducida, por ejemplo, agitando la olla o lanzando algo en ella. Por lo tanto, cuando un líquido se sobrecalienta por encima de su punto de ebullición a temperaturas cercanas a la temperatura espinodal ( $305^\circ\text{C}$ ), se produce un cambio brusco de fase que resulta en una vaporización explosiva. Estas explosiones de vapor microscópicas (burbujas de cavitación) se han generado al calentar el agua rápidamente con cables delgados, capilares y láser [50].

## 2.6 Teoría de la nucleación

En un líquido, los movimientos térmicos pueden formar vacíos microscópicos temporales, que pueden constituir la nucleación necesaria para la ruptura y el crecimiento de burbujas macroscópicas. Esto se denomina nucleación homogénea. Sin embargo, es mucho más común encontrar puntos de nucleación en el límite

entre el líquido y la pared sólida del recipiente o entre el líquido y las partículas pequeñas suspendidas en el líquido. Cuando la ruptura ocurre en tales sitios, se denomina nucleación heterogénea. En esta sección se revisará brevemente la Teoría de la Nucleación Clásica (CNT) para la nucleación homogénea, donde la temperatura calculada por la teoría está en buena concordancia con la temperatura obtenida por los métodos experimentales para el agua de sobrecalentamiento descritos anteriormente [50].

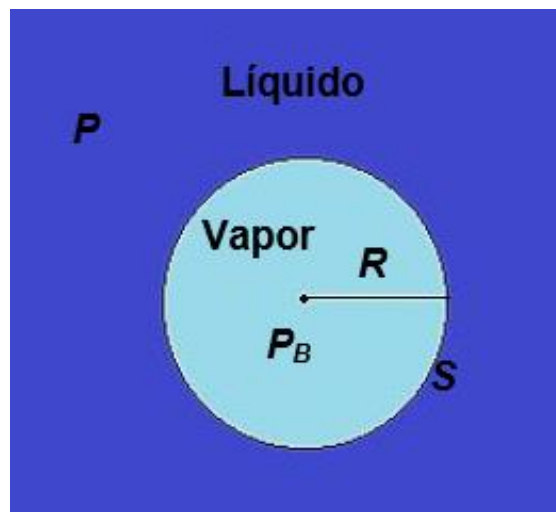


Fig. 2.8 Burbuja de vapor esférica dentro de un líquido [50].

La Teoría de la Nucleación Clásica se ha desarrollado en varios trabajos (ver la revisión [51]); asume la formación de una burbuja de tamaño crítico que se encuentra en equilibrio termodinámico dentro de un líquido sobrecalentado. Una versión simple nos ayudará a comprender el origen de la metastabilidad [51]. En un líquido puro, la tensión superficial es la manifestación macroscópica de las fuerzas intermoleculares que tienden a mantener las moléculas juntas y evitan la formación de grandes agujeros. La presión del líquido  $P$  exterior a una burbuja de radio  $R$ , estará relacionada con la presión interior  $P_B$  (ver Fig. 2.8) mediante la ecuación,

$$P_B - P = \frac{2S}{R} \quad (2.4)$$



Donde  $S$  es la tensión superficial. Si la temperatura  $T$ , es uniforme y la burbuja solo contiene vapor, entonces la presión interior  $P_B$  será la presión de vapor saturada  $P_{Sat}(T)$ . Sin embargo, la presión del líquido exterior,  $P = P_{Sat} - 2S / R$ , tendrá que ser menor que  $P_{Sat}$  para producir condiciones de equilibrio. En consecuencia, si la presión del líquido exterior se mantiene en un valor constante ligeramente inferior a  $P_{Sat} - 2S / R$ , la burbuja crecerá,  $R$  aumentará, la presión excesiva que causa el crecimiento aumentará y se producirá una ruptura [47]. De ello se deduce que si el tamaño máximo de la vacante presente es  $R_c$  (denominado radio crítico o radio del grupo), entonces la fuerza de tensión del líquido,  $\Delta P_C$ , estará dada por [47,48,51],

$$\Delta P_C = \frac{2S}{R_c} \quad (2.5)$$

Ahora, considerando un líquido sobrecalentado a presión constante  $P$  a una temperatura  $T$  por encima de la temperatura de ebullición ( $T_b$ ), o de manera equivalente, a temperatura constante  $T$  a una presión  $P$  por debajo de  $P_{Sat}(T)$ , el trabajo mínimo requerido para crear una burbuja de vapor de radio  $R_c$  en el líquido es,

$$W_C = 4\pi R_c^2 S - \frac{4}{3}\pi R_c^3 \Delta P_C \quad (2.6)$$

Esta ecuación representa la energía que debe depositarse para formar la burbuja de tamaño crítico, que consta de dos partes. El primer término de la Ec. 2.6 es la energía que debe depositarse y almacenarse en la superficie de la burbuja. En el segundo término, el líquido que se desplazó hacia el exterior para crear la burbuja, y esto implica un trabajo realizado en o por el sistema. La diferencia de presión involucrada en este incremento de energía es la diferencia entre la presión dentro y fuera de la burbuja. Entonces, el trabajo realizado es el volumen de la burbuja multiplicado por la diferencia de presión  $\Delta P_C$ . Por lo tanto, la energía crítica depositada necesaria se convierte,

$$W_C = 4\pi R_c^2 S = \frac{16\pi}{3} \frac{S^3}{(\Delta P_C)^2} \quad (2.7)$$

Alcanzado para una burbuja crítica de radio  $R_c = 2S / \Delta P_C$ . Esta expresión, propuesta originalmente por Gibbs, había sido utilizada anteriormente para una

amplia variedad de propósitos [53]. La mayoría de las teorías de nucleación homogénea relacionan el  $W_C$  con la energía cinética típica de las moléculas, es decir,  $kT$  ( $k$  es la constante de Boltzmann) y la relación se expresa en términos del número de Gibbs,

$$G_b = \frac{W_C}{kT} \quad (2.8)$$

La CNT atribuida a Doering [54], Volmer [55] y Zeldovich [56], proporciona un estado estable de nucleación para burbujas críticas. Se han propuesto varias expresiones para la forma precisa de la relación entre la tasa de nucleación  $J$ , definida como el número de eventos de nucleación que ocurren en una unidad de volumen por unidad de tiempo y el número de Gibbs  $G_b$ , pero todos toman la forma general,

$$J = N \left( \frac{2S}{\pi m} \right)^2 \exp \left[ - \frac{16\pi}{3} \frac{S^3}{(\Delta P_C)^2 kT} \right] \quad (2.9)$$

$$J = J_0 \exp[-G_b] \quad (2.10)$$

$J_0$  es un factor de proporcionalidad, donde  $N$  es la densidad numérica del líquido (moléculas /  $m^3$ ) y  $m$  es la masa de una molécula. Por lo tanto, la nucleación se produce a una tasa proporcional a  $\exp[-G_b]$ : será probable cuando la  $E_C$  se vuelva comparable a las fluctuaciones térmicas. La Teoría de la Nucleación Clásica representada por las Ec. (2.5), (2.7) y (2.9) predice el límite de sobrecalentamiento de los líquidos, pero no proporciona información sobre la intensidad de la evaporación en el límite. Un estudio más detallado [14] muestra que la probabilidad de cavitación llega a 1/2 cuando,

$$\frac{W_C}{kT} = \ln \left( \frac{\Gamma_0 V_\tau}{\ln 2} \right) \quad (2.11)$$

Donde  $V$  y  $\tau$  son el volumen y la duración del experimento considerado.  $\Gamma_0$  es un prefactor cinético, que puede estimarse como el producto de una frecuencia térmica  $kT/h$  y una densidad de sitios de nucleación independientes  $1 / R_C^3$  [57].  $\Gamma_0$  no hay que saberlo con precisión, y los experimentos con  $V_\tau$  muy diferentes tendrá casi la misma temperatura de cavitación teórica  $T_{Cav}$  o presión  $P_{Cav}$ . El agua es un líquido fuertemente cohesivo, debido a los enlaces de hidrógeno entre sus moléculas. Esto

hace que  $S$  sea inusualmente alto, y teóricamente permite un alto grado de metastabilidad. Por ejemplo, con  $V = (10 \mu m)^3$  y  $\tau = 1$  s,  $T_{Cav} = 306^\circ C$  a presión atmosférica. A esta temperatura, el  $P_{Sat}$  de equilibrio es 9.3 MPa: también se puede describir el sistema como en un estado estirado; La temperatura y la presión son parámetros equivalentes que controlan la salida del equilibrio <sup>[50]</sup>.

# CAPÍTULO

## 3. ONDAS ACÚSTICAS

### 3.1 ¿Qué es una onda acústica?

Una onda acústica es una onda longitudinal por donde viaja el sonido en medios líquidos. Se generan debido a las variaciones de presión, humedad o temperatura del medio, producen el desplazamiento de las moléculas que lo forman. Cada molécula transmite la vibración a la de su vecina, provocando un movimiento en cadena. Esos movimientos coordinados de millones de moléculas producen las denominadas ondas sonoras, que producen en el oído humano una sensación descrita como sonido [58-60].

El sonido son ondas mecánicas elásticas longitudinales. Eso significa que para propagarse precisan de un medio material (aire, agua, cuerpo sólido) que transmita la perturbación (viaja más rápido en los sólidos, luego en los líquidos aún más lento en el aire y en el vacío no se propaga). Es el propio medio el que produce y propicia la propagación de estas ondas con su compresión y expansión. Para que pueda comprimirse y expandirse es imprescindible que éste sea un medio elástico, ya que un cuerpo totalmente rígido no permite que las vibraciones se transmitan. El hercio (Hz) es la unidad que expresa la cantidad de vibraciones que emite una fuente sonora por unidad de tiempo (frecuencia) [58-60].

### 3.2 Compresiones y Rarefacciones

Debido al movimiento longitudinal de las partículas de aire, hay regiones en el aire donde las partículas de aire se comprimen juntas y otras regiones donde las partículas de aire se separan. Estas regiones se conocen como compresiones y rarefacciones respectivamente. Las compresiones son regiones de alta presión de aire, mientras que las rarefacciones son regiones de baja presión de aire. En la Fig. 3.1 se muestra una onda de sonido creada por un diapasón y propagada a través del aire en un tubo abierto [59].

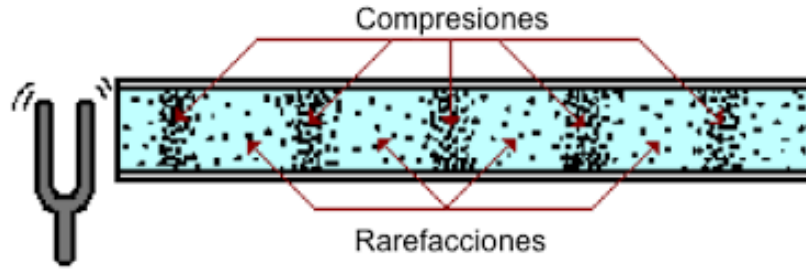


Fig. 3.1 Compresiones y rarefacciones de una onda de sonido que se propaga a través de un tubo [59].

Dado que una onda de sonido consiste en un patrón repetitivo de regiones de alta y baja presión que se mueven a través de un medio, a veces se le conoce como onda de presión. De hecho, una gráfica de presión contra tiempo aparecería como una curva sinusoidal. Los puntos máximos de la curva sinusoidal corresponden a las compresiones y los puntos bajos corresponden a rarefacciones como se muestra en la Fig. 2 [59].

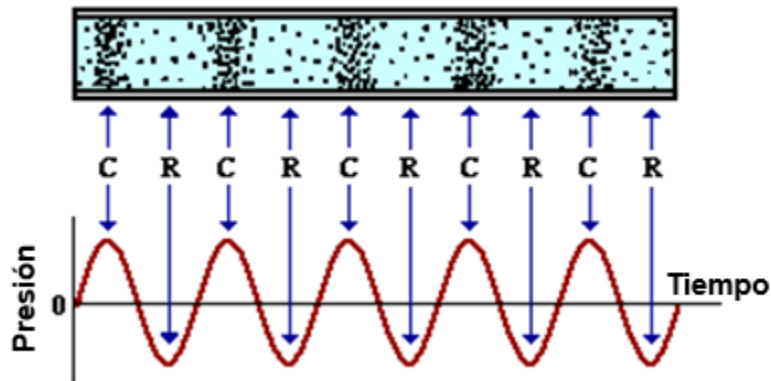


Fig. 3.2 Grafica de presión contra tiempo de fluctuaciones de presión, donde C es compresión y R es rarefacción [59].

### 3.3 Parámetros

Cuando una onda de sonido se propaga afecta la densidad, la presión y la velocidad de las partículas del fluido. El impacto en la densidad ocurre porque, a medida que las moléculas se comprimen juntas la densidad local ( $\rho$ ) aumentará y en regiones de rarefacción la densidad disminuirá. Para una onda acústica, es conveniente escribir la densidad total como [60]:

$$\rho = \rho_0 + \rho_a \quad (3.1)$$

donde  $\rho_0$  es la densidad ambiental del medio (en ausencia de sonido) y  $\rho_a$  es la variación en la densidad debido a la onda acústica. La presión en el fluido se puede escribir de manera similar como la suma de dos términos <sup>[60]</sup>:

$$p = p_0 + p_a \quad (3.2)$$

donde  $p_0$  es la presión ambiental (en ausencia de sonido) y  $p_a$  la presión acústica, es la fluctuación debida a la onda de sonido. Para la mayoría de los fluidos la presión acústica y la densidad están directamente relacionadas por una "ecuación de estado" que toma la forma <sup>[60]</sup>:

$$p_a = \rho_a c_0^2 \quad (3.3)$$

donde  $c_0$  es la velocidad del sonido.

Es decir, donde la onda se comprime, la presión será positiva y donde el fluido se enrarece, la presión será negativa. Físicamente, la presión representa una fuerza por unidad de área y tiene unidades de pascales (Pa) <sup>[60]</sup>.

### 3.3.1 Ondas progresivas y velocidad de partículas

El caso que se muestra en la Fig. 3.1, donde la onda de compresión se mueve en una dirección, se conoce como onda progresiva. En contraste, cuando hay ondas de sonido que viajan en diferentes direcciones, esto se conoce como onda compuesta. Para una onda progresiva, las moléculas en la región comprimida también tienen una pequeña velocidad neta lejos de la fuente. La velocidad neta de las moléculas en una región del espacio se conoce como la velocidad de partícula ( $u_a$ ) y para una onda acústica progresiva se puede expresar como <sup>[60]</sup>:

$$u_a = \frac{p_a}{\rho_0 c_0} \quad (3.4)$$

### 3.3.2 Impedancia acústica

La impedancia acústica ( $Z$ ) es la resistencia que opone un medio a las ondas sonoras que se propagan sobre este, es decir una forma de disipación de energía de las ondas que se desplazan en un medio. Se define como la razón entre la

presión sonora ( $p_a$ ) y la velocidad de las partículas de un medio material. La impedancia acústica es una propiedad de estado intensiva [60].

$$Z_0 = \frac{p_a}{u_a} \quad (3.5)$$

La impedancia característica de un material mide la oposición de este a la propagación de la onda sonora (mide la eficiencia con la que se propaga una señal en un material) y que puede calcularse como el producto entre la densidad y la velocidad del sonido ( $c$ ).

$$Z_0 = \rho c \quad (3.6)$$

Tabla 3.1 Velocidad e impedancia de diferentes materiales [61].

Material	Velocidad del sonido, m/s	Impedancia kg/(m <sup>2</sup> s)
Poliestireno	2350	2.74x10 <sup>6</sup>
Plexiglás	2680	3.16x10 <sup>6</sup>
Vidrio	5570	12.3x10 <sup>6</sup>
Aluminio	6320	17x10 <sup>6</sup>
Acero inoxidable	6000	45.45x10 <sup>6</sup>
Cobre	4700	41.61x10 <sup>6</sup>
Agua	1480	1.48x10 <sup>6</sup>

### 3.3.3 Intensidad de onda o energía

La propagación de una onda acústica transporta energía. La cantidad de energía acústica por unidad de área se denomina flujo de energía, densidad de flujo de energía o integral de intensidad de pulso y puede calcularse mediante la siguiente integral:

$$PII = \int p_a u_a dt \quad (3.7)$$

donde la integración se realiza a lo largo de la duración del pulso. Este es el equivalente acústico a la expresión de la física "el trabajo es igual a la fuerza por la distancia", donde la presión acústica es la fuerza por unidad de área y la integral de tiempo de la velocidad da la distancia [60].

Las unidades para la integral de intensidad de pulso (*PII*) son Joules por metro cuadrado ( $J/m^2$ ). Para una onda progresiva, sabemos que la velocidad de las partículas está relacionada con la presión acústica  $u_a = p_a/Z_0$  y, por lo tanto:

$$PII = \int \frac{p_a^2}{Z_0} dt \quad (3.8)$$

en cuyo caso, solo se necesita medir la presión de la onda para determinar la *PII*. Tenga en cuenta que, para calcular la integral, uno debe poder medir con precisión la forma de onda completa de presión en el tiempo para que se pueda realizar la integración. Para determinar la energía en una onda acústica, se debe elegir un área específica (*A*), y la energía que pasa a través de esa área se puede calcular como [60]:

$$E = \iint PII \, dA \quad (3.9)$$

donde la integral doble indica una integral de superficie sobre el área *A*. La unidad de energía es julios (*J*). La energía (*E*), dependerá del tamaño del área y de cómo la intensidad varía a lo largo de esta [62].

Otra propiedad acústica utilizada en la literatura es la potencia por unidad de área, o la intensidad (*I*). La potencia es energía por unidad de tiempo, por lo que la intensidad es la densidad de energía dividida por el tiempo durante el cual se realizó la integración (Ecuación 38-8), que normalmente es la longitud de pulso  $T_p$  [60]:

$$I = \frac{PII}{T_p} \quad (3.10)$$

La intensidad tiene unidades de vatios por metro cuadrado ( $W / m^2$ ), pero es más común en los ultrasonidos biomédicos usar centímetros ( $W / cm^2$ ). Para una onda de presión sinusoidal, la integral se puede calcular exactamente y la intensidad es [60]:

$$I = \frac{\hat{p}^2}{2Z_0} \quad (3.11)$$

donde  $\hat{p}$  es la presión máxima de la onda sinusoidal. Si se sustituye la impedancia por agua o tejido ( $Z_0 = 1.5 \text{ MRayls}$ ), la relación se puede expresar como  $\hat{p} = \sqrt{3I}$



donde  $\hat{p}$  está en atmósferas de presión e  $I$  está en  $W / cm^2$ . Para las ondas de presión pulsadas, no existe una expresión simple para la intensidad, ya que incluso pequeños cambios en la forma del pulso pueden tener un efecto significativo en la integración utilizada para calcular la  $PII$  [60].

### 3.3.4 Reflexión y transmisión

Cuando una onda acústica encuentra un medio con una impedancia diferente, entonces parte de la onda continuará propagándose hacia el nuevo medio (la onda transmitida) y parte de la onda se reflejará nuevamente en el medio original (la onda reflejada). En el caso de la incidencia normal, donde la dirección de propagación de la onda de choque es perpendicular a la superficie, la amplitud de las ondas transmitidas y reflejadas depende solo del cambio en la impedancia entre los dos medios, lo que se conoce como la discrepancia de impedancia. En términos de presión acústica, los coeficientes de transmisión y reflexión son [60]:

$$R_p = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (3.12)$$

$$T_p = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} \quad (3.13)$$

Existe un conjunto diferente de coeficientes para la intensidad o energía, llamados coeficientes de transmisión y reflexión de intensidad [60].

$$R_I = \frac{(Z_2 - Z_1)^2}{(Z_2 + Z_1)^2} = R_p^2 \quad (3.14)$$

$$T_I = \frac{4Z_1 Z_2}{(Z_2 + Z_1)^2} = 1 - R_I \quad (3.15)$$

## 3.4 Ondas de choque

Las ondas de choque aparecen en la atmósfera cuando ocurren eventos explosivos, como el detonamiento de un material explosivo, la caída de rayos o cuando los aviones rompen la barrera del sonido. Las ondas de choque son ondas acústicas que se caracterizan por amplitudes de alta presión y un aumento pronunciado en comparación con la presión ambiental. Cuando la velocidad de una fuente excede

la velocidad del sonido ( $v > c$ ), los frentes de onda se quedan atrás de la fuente en una región en forma de cono con la fuente en el vértice. El borde del cono forma un frente de onda supersónica con una amplitud inusualmente grande llamada "onda de choque". A diferencia de las ondas de sonido ordinarias, la velocidad de una onda de choque varía con su amplitud. La velocidad de una onda de choque es siempre mayor que la velocidad del sonido en el fluido y disminuye a medida que disminuye la amplitud de la onda. Cuando la velocidad de la onda de choque es igual a la velocidad normal, la onda de choque muere y se reduce a una onda de sonido normal [63-67].



Fig. 3.3 Avión de combate con ondas de choque cónicas visibles por condensación [65].

### 3.1.1 Número de Mach

Este número fue propuesto por el físico y el filósofo austriaco Ernst Mach en (1838-1916), uno de los físicos teóricos más notorios. El número de mach ( $Ma$ ) se conoce como una medida o unidad y se define como la relación entre la velocidad de un objeto ( $v$ ) y la velocidad del sonido ( $c_0$ ) en un fluido [63,64].

$$M_a = \frac{v}{c_0} \quad (3.16)$$

Las velocidades inferiores a la velocidad del sonido tienen un número de Mach entre cero y uno y se describen como subsónicas. Cuando las velocidades son mayores que la velocidad del sonido tiene un número de Mach mayor a uno y se describen como supersónicas.

La onda de choque de un objeto supersónico es un cono compuesto de frentes de onda esféricos superpuestos. A medida que se forma cualquiera de estos frentes de onda, se propaga radialmente hacia afuera a velocidad  $c$  y adquiere un radio. Al mismo tiempo la fuente avanza viajando a velocidad  $v$ . Estos dos desplazamientos forman un ángulo respectivamente de un triángulo rectángulo y pueden usarse para determinar el ángulo de Mach  $\mu$  en el vértice del cono de choque [63,64].

$$\sin u = \frac{c_0}{v} \quad (3.17)$$

Cuando un objeto viaja más lento que el sonido, la relación en esta ecuación es mayor que uno, y la ecuación no tiene una solución real. Viajar a la velocidad del sonido hace que la relación sea igual a uno y da como resultado un ángulo de Mach de noventa grados. Por encima de la velocidad del sonido, la relación es inferior a uno y el ángulo de Mach es inferior a noventa grados. Cuanto más rápido se mueve el objeto, más estrecho se vuelve el cono de alta presión detrás de él. Medir el ángulo del vértice es una forma de determinar la velocidad de un objeto supersónico [63,64].

# CAPÍTULO

## 4. FLUIDOS

Un fluido es cualquier sustancia que no puede mantener una deformación, es decir, aquella materia que ofrece pequeña o nula resistencia a las fuerzas tangenciales o cortantes que se le aplican. Esta descripción tiene que ver con la forma en que un material responde a las fuerzas externas y se aplica tanto a líquidos como a gases. La capacidad de fluir hace que el fluido sea incapaz de soportar un esfuerzo cortante [68].

La característica fundamental de los fluidos es la denominada fluidez. Un fluido cambia de forma de manera continua cuando está sometido a un esfuerzo cortante, por muy pequeño que sea éste, es decir, un fluido no es capaz de soportar un esfuerzo cortante sin moverse durante ningún intervalo de tiempo. Unos líquidos se moverán más lentamente que otros, pero ante un esfuerzo cortante se moverán siempre. La medida de la facilidad con que se mueve vendrá dada por la viscosidad que se tratará más adelante, relacionada con la acción de fuerzas de rozamiento [68].

Dentro de los fluidos, la principal diferencia entre líquidos y gases radica en las distintas compresibilidades de estos.

Gases. Los gases presentan una gran compresibilidad, que influye sobre las características del flujo, ya que tanto el volumen como la densidad varían con facilidad. En el caso de los gases el movimiento térmico vence a las fuerzas atractivas y, por tanto, tienden a ocupar todo el volumen del recipiente que los contiene.

Líquidos. En el caso de los líquidos, por el contrario, la compresibilidad es muy débil. Esto es debido a que las fuerzas atractivas entre las moléculas del líquido vencen al movimiento térmico de las mismas, colapsando las moléculas y formando el líquido. Al contrario que en el caso de los gases, que tendían a ocupar todo el volumen que los contiene, los líquidos tienden a formar una superficie libre.

La noción de compresibilidad dada es la correspondiente a la estática de fluidos. En dinámica de fluidos, hay casos en los que la densidad no varía a lo largo del flujo, incluso en un fluido compresible, por lo que a ese flujo le podemos aplicar las leyes de los fluidos incompresibles. Tiene en este caso más sentido hablar de flujo compresible o incompresible. Los fluidos no conservan la forma. Al situarlos en un recipiente toman la forma de este (si lo llenan) o de parte de este <sup>[68]</sup>.

## 4.1 Propiedades de un fluido

### 4.1.1 Densidad $\rho$

Se define como la masa ( $m$ ) por unidad de volumen ( $V$ ). Sus unidades en el sistema internacional son  $[\text{kg}/\text{m}^3]$ . Para un fluido homogéneo, la densidad no varía de un punto a otro y puede definirse simplemente mediante

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (4.1)$$

Por el contrario, para un fluido inhomogéneo, la densidad  $\rho$  varía de un punto a otro. Por tanto, tenemos que definir la densidad en un punto como la masa por unidad de volumen en un elemento diferencial de volumen en torno a ese punto:

$$\rho = \rho(x, y, z, t) = \frac{dm}{dV} \quad (4.2)$$

Esto es posible gracias a la continuidad. En los líquidos, al tener baja compresibilidad, la densidad depende de la temperatura, pero apenas depende de la presión,  $\rho = \rho(T)$ . Para los fluidos compresibles, la densidad depende en general tanto de la presión como de la temperatura,  $\rho = \rho(p, T)$ . Para el caso concreto de un gas ideal, con una ecuación de estado  $pV = nRT$  donde  $n$  es el número de moles y  $R$  es la constante universal de los gases, la densidad tiene la forma concreta con  $\bar{M}$  su masa molar <sup>[68]</sup>.

$$\rho(p, T) = \frac{\bar{M}p}{RT} \quad (4.3)$$

#### 4.1.2 Peso específico $\gamma$

El peso específico se define como el peso por unidad de volumen. En el sistema internacional sus unidades son  $[\text{N}/\text{m}^3]$ . Para un fluido homogéneo  $\gamma = \text{mg}/V = \rho g$ , mientras que para un fluido inhomogéneo,

$$\gamma = \gamma(x, y, z, t) = g \frac{dm}{dV} = \rho g \quad (4.4)$$

donde  $g$  es la aceleración de la gravedad <sup>[68]</sup>.

#### 4.1.3 Volumen específico $v$

Se denomina volumen específico al volumen ocupado por la unidad de masa. Para un fluido homogéneo se define como  $v = V/m = 1/\rho$ , mientras que en el caso general de un fluido inhomogéneo tendremos que hablar de su valor en un punto,

$$v = v(x, y, z, t) = \frac{dV}{dm} = \frac{1}{\rho} \quad (4.5)$$

En todos los casos,  $v = 1/\rho$ . Sus unidades en el sistema internacional son  $[\text{m}^3/\text{kg}]$  <sup>[68]</sup>.

#### 4.1.4 Viscosidad

Como se ha dicho en la introducción, la viscosidad refleja la resistencia al movimiento del fluido y tiene un papel análogo al del rozamiento en el movimiento de los sólidos. La viscosidad está siempre presente en mayor o menor medida tanto en fluidos compresibles como incompresibles, pero no siempre es necesario tenerla en cuenta. En el caso de los fluidos perfectos o no viscosos su efecto es muy pequeño y no se tiene en cuenta, mientras que en el caso de los fluidos reales o viscosos su efecto es importante y no es posible despreciarlo. En el caso del agua a veces se habla del flujo del agua seca para el flujo no viscoso del agua y del flujo del agua mojada para el flujo viscoso <sup>[68]</sup>.

#### 4.1.5 Presión

La presión en un punto se define como el valor absoluto de la fuerza por unidad de superficie que pasa por ese punto y en el sistema internacional su unidad es el Pascal ( $1 \text{ Pa} = 1 \text{ N}/\text{m}^2$ ). Mientras que, en el caso de los sólidos en reposo, las

fuerzas sobre una superficie pueden tener cualquier dirección, en el caso de los fluidos en reposo la fuerza ejercida sobre una superficie debe ser siempre perpendicular a la superficie, ya que, si hubiera una componente tangencial, el fluido fluiría. En el caso de un fluido en movimiento, si éste es no viscoso tampoco aparecen componentes tangenciales de la fuerza, pero si se trata de un fluido viscoso sí que aparecen fuerzas tangenciales de rozamiento [68].

De este modo, un fluido en reposo a una presión  $p$  ejerce una fuerza  $-pd\vec{S}$  sobre cualquier superficie plana arbitraria en contacto con el fluido en el punto, definida por un vector unitario  $d\vec{S}$ , perpendicular a la superficie. En general, la presión en un fluido depende del punto,  $p = p(x, y, z, t)$ . Así, para un fluido en reposo la presión se define como la fuerza normal por unidad de superficie [68].

#### 4.1.6 Compresibilidad

Se caracteriza por el coeficiente de compresibilidad,  $\kappa$ , definido como

$$\kappa = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp} \quad (4.6)$$

que representa la disminución relativa del volumen por unidad de aumento de presión. Sus unidades son de inversa de presión, en el sistema S.I. [ $\text{m}^2/\text{N}$ ] [68].

#### 4.1.7 Dilatación térmica

Se caracteriza por el coeficiente de dilatación de volumen, que representa el aumento relativo del volumen producido por un aumento de la temperatura, y está definida como

$$\alpha_V = \frac{1}{V} \frac{dV}{dT} \quad (4.7)$$

donde  $V$  es el volumen inicial del líquido. Sus unidades son de grados inversos [ $\text{K}^{-1}$ ] o [ $^{\circ}\text{C}^{-1}$ ] y depende de la forma en que realiza el proceso [68].

Tablas 1 Propiedades a) del agua a  $p = 101$  kPa y b) de algunos líquidos a  $p = 101$  kPa,  $T = 25$  °C [68].

Temperatura (°C)	Peso específico $\gamma$ (kN/m <sup>3</sup> )	Densidad $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	Viscosidad dinámica $\mu$ (Pa·s) ó (N·s/m <sup>2</sup> )	Viscosidad cinemática $\nu$ (m <sup>2</sup> /s)	Gravedad específica ó Densidad relativa sg	Peso específico $\gamma$ (kN/m <sup>3</sup> )	Densidad $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	Viscosidad dinámica $\mu$ (Pa·s) ó (N·s/m <sup>2</sup> )
0	9.81	1000	$1.75 \times 10^{-3}$	$1.75 \times 10^{-6}$				
5	9.81	1000	$1.52 \times 10^{-3}$	$1.52 \times 10^{-6}$				
10	9.81	1000	$1.30 \times 10^{-3}$	$1.30 \times 10^{-6}$				
15	9.81	1000	$1.15 \times 10^{-3}$	$1.15 \times 10^{-6}$				
20	9.79	998	$1.02 \times 10^{-3}$	$1.02 \times 10^{-6}$				
25	9.78	997	$8.91 \times 10^{-4}$	$8.94 \times 10^{-7}$				
30	9.77	996	$8.00 \times 10^{-4}$	$8.03 \times 10^{-7}$				
35	9.75	994	$7.18 \times 10^{-4}$	$7.22 \times 10^{-7}$				
40	9.73	992	$6.51 \times 10^{-4}$	$6.56 \times 10^{-7}$				
45	9.71	990	$5.94 \times 10^{-4}$	$6.00 \times 10^{-7}$				
50	9.69	988	$5.41 \times 10^{-4}$	$5.48 \times 10^{-7}$				
55	9.67	986	$4.98 \times 10^{-4}$	$5.05 \times 10^{-7}$				
60	9.65	984	$4.60 \times 10^{-4}$	$4.67 \times 10^{-7}$				
65	9.62	981	$4.31 \times 10^{-4}$	$4.39 \times 10^{-7}$				
70	9.59	978	$4.02 \times 10^{-4}$	$4.11 \times 10^{-7}$				
75	9.56	975	$3.73 \times 10^{-4}$	$3.83 \times 10^{-7}$				
80	9.53	971	$3.50 \times 10^{-4}$	$3.60 \times 10^{-7}$				
85	9.50	968	$3.30 \times 10^{-4}$	$3.41 \times 10^{-7}$				
90	9.47	965	$3.11 \times 10^{-4}$	$3.22 \times 10^{-7}$				
95	9.44	962	$2.92 \times 10^{-4}$	$3.04 \times 10^{-7}$				
100	9.40	958	$2.82 \times 10^{-4}$	$2.94 \times 10^{-7}$				
Acetona	0.787	7.72	787	$3.16 \times 10^{-4}$				
Alcohol, etílico	0.787	7.72	787	$1.00 \times 10^{-3}$				
Alcohol, metílico	0.789	7.74	789	$5.60 \times 10^{-4}$				
Alcohol, propílico	0.802	7.87	802	$1.92 \times 10^{-3}$				
Amoniaco	0.826	8.10	826	—				
Benceno	0.876	8.59	876	$6.03 \times 10^{-4}$				
Tetracloruro de carbono	1.590	15.60	1590	$9.10 \times 10^{-4}$				
Aceite de ricino	0.960	9.42	960	$6.51 \times 10^{-1}$				
Etilenglicol	1.100	10.79	1100	$1.62 \times 10^{-2}$				
Gasolina	0.68	6.67	680	$2.87 \times 10^{-4}$				
Glicerina	1.258	12.34	1258	$9.60 \times 10^{-1}$				
Queroseno	0.823	8.07	823	$1.64 \times 10^{-1}$				
Aceite de linaza	0.930	9.12	930	$3.31 \times 10^{-2}$				
Mercurio	13.54	132.8	13540	$1.53 \times 10^{-1}$				
Propano	0.495	4.86	495	$1.10 \times 10^{-4}$				
Agua de mar	1.030	10.10	1030	$1.03 \times 10^{-3}$				
Trementina	0.870	8.53	870	$1.37 \times 10^{-3}$				
Aceite de petróleo, medio	0.852	8.36	852	$2.99 \times 10^{-3}$				
Aceite de petróleo, pesado	0.906	8.89	906	$1.07 \times 10^{-1}$				

## 4.2 Dinámica de Fluidos

La dinámica de fluidos estudia los fluidos en movimiento y es una de las ramas más complejas de la mecánica. Aunque cada gota de fluido cumple con las leyes del movimiento de Newton las soluciones de las ecuaciones que describen el movimiento del fluido pueden ser complejas. En muchos casos prácticos, el comportamiento del fluido se puede representar por modelos ideales sencillos que permiten un análisis detallado [69].

La trayectoria descrita por un elemento de fluido en movimiento se llama línea de flujo. La velocidad del elemento varía en magnitud y dirección a lo largo de su línea de flujo. Si cada elemento que pasa por un punto dado sigue la misma línea de flujo que los elementos precedentes se dice que el flujo es estable o estacionario. Un flujo puede empezar no estacionario y hacerse estacionario con el tiempo. En un flujo estacionario la velocidad en cada punto del espacio permanece constante en el tiempo, aunque la velocidad de la partícula puede cambiar al moverse de un punto a otro [69].



En el régimen estacionario las líneas de corriente coinciden con las líneas de flujo. Si dibujamos todas las líneas de corriente que pasan por el contorno de un elemento del fluido de área  $S$  estas líneas rodean un tubo denominado tubo de flujo o tubo de corriente. En virtud de la definición de línea de corriente el fluido no puede atravesar las paredes de un tubo de flujo y en régimen estacionario no puede haber mezcla de fluidos de dos tubos diferentes [69].

Se llama flujo laminar al tipo de movimiento de un fluido cuando éste es perfectamente ordenado, estratificado, suave, de manera que el fluido se mueve en láminas paralelas sin entremezclarse. Las capas adyacentes del fluido se deslizan suavemente entre sí. Se dice que este flujo es aerodinámico. Ocurre a velocidades relativamente bajas o viscosidades altas como veremos [69].

Se llama flujo turbulento cuando se hace más irregular, caótico e impredecible, las partículas se mueven desordenadamente y las trayectorias de las partículas se encuentran formando pequeños remolinos aperiódicos. Aparece a velocidades altas o cuando aparecen obstáculos abruptos en el movimiento del fluido [69].

#### 4.2.1 Número de Reynolds

Cuando la velocidad de un fluido que se mueve en un tubo sobrepasa un determinado valor crítico (que depende del fluido y del diámetro del tubo) la naturaleza del flujo se hace muy compleja:

- En la capa cerca de las paredes del tubo, capa límite, el flujo sigue siendo laminar, de hecho, la velocidad del flujo en la capa límite es cero en las paredes y aumenta hacia el centro del tubo teniendo un perfil parabólico.
- Más allá de la capa límite, el movimiento es muy irregular, originándose corrientes circulares locales aleatorias denominadas vórtices que producen un aumento de la resistencia al movimiento. En estas circunstancias el régimen de flujo se llama turbulento [70].

Los experimentos muestran que el que régimen de flujo sea laminar o turbulento depende de la combinación de cuatro factores combinados en el Número de Reynolds

$$Re = \frac{\rho v D}{\eta} \quad (4.8)$$

donde  $\rho$  es la densidad del fluido,  $v$  su velocidad media,  $\eta$  la viscosidad y  $D$  el diámetro del tubo [70].

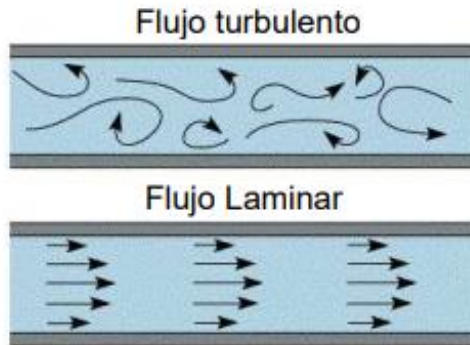


Fig. 4.1 Ilustración del flujo laminar y turbulento [69].

El número de Reynolds es una cantidad sin dimensiones y tiene el mismo valor numérico en cualquier sistema coherente de unidades. Diversos experimentos han demostrado que para  $N_R \lesssim 2000$  el régimen es laminar mientras que para  $N_R \gtrsim 3000$  el régimen es turbulento. En la zona entre 2000 y 3000 el régimen es inestable y puede cambiar de laminar a turbulento o viceversa [69].

### 4.3 Microfluídica

La microfluídica se ocupa de la tecnología y los sistemas que se utilizan para procesar o manipular pequeñas cantidades de líquidos (de  $10^{-9}$  a  $10^{-18}$  litros), utilizando canales con dimensiones de diez a varios cientos de micrómetros. Los microfluídos aprovechan el pequeño tamaño de los canales y el flujo laminar de fluidos en los microcanales. Ofrece nuevas capacidades fundamentalmente nuevas para controlar las concentraciones de moléculas en el espacio y el tiempo [71,72].

La historia de la microfluídica se remonta a la década de 1950, principalmente en la fabricación de impresoras de inyección de tinta. El mecanismo detrás de estas impresoras se basa en microfluídos; Se trata de tubos muy pequeños que llevan la tinta para imprimir. En la década de 1970, se realizó un cromatógrafo de gases miniaturizado en una oblea de silicio. A finales de la década de 1980, también se

presentaron las primeras micro-válvulas y micro-bombas basadas en micro-maquinado de silicio. En los años siguientes se han presentado varios sistemas de análisis basados en silicio. Todos estos ejemplos representan sistemas microfluídicos, ya que permiten el control preciso de la disminución de los volúmenes de fluido por un lado y la miniaturización del tamaño de un sistema de manejo de fluido por otro lado [71]. Más tarde, los investigadores dedicaron mucho tiempo a desarrollar nuevos componentes microfluídicos para el transporte de fluidos, la dosificación de fluidos, la mezcla de fluidos, las válvulas o la concentración y separación de moléculas en cantidades miniaturizadas de fluidos en las últimas dos décadas. Hoy en día, muchos tipos diferentes de micro-bombas, mezcladores y microválvulas son conocidos y utilizados en aplicaciones de microfluídos [73].

Junto con los nuevos métodos de fabricación, la microfluídica ofrece una nueva visión de ciertas diferencias fundamentales entre las propiedades físicas de los fluidos que se mueven en grandes canales y los que viajan a través de canales de escala micrométrica [72].

### 4.3.1 Principios básicos de la microfluídica

#### 4.3.1.1 Flujo laminar

Se llama flujo laminar al movimiento de un fluido cuando éste es ordenado, estratificado y suave. En un flujo laminar el fluido se mueve en láminas paralelas sin entremezclarse y cada partícula de fluido sigue una trayectoria llamada línea de corriente.

El movimiento del fluido viscoso se describe mediante la ecuación de Navier-Stokes [74]:

$$\rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + (v \nabla) v \right) = f_{ext} - \nabla p + \mu \nabla^2 v \quad (4.9)$$

donde  $f_{ext}$  es una fuerza externa que actúa sobre el fluido,  $p$  es la presión del fluido y  $\nu$  es la viscosidad cinemática del fluido (es la oposición del fluido a dejarse cortar por las fuerzas de gravedad). De su forma adimensional sigue el número de Reynolds, definido en la Ec. (4.8). El número de Reynolds puede interpretarse como

la relación de la fuerza inercial a la fuerza viscosa, el término de inercia es asociado con la componente conectiva de la aceleración y dimensionalmente va como  $\rho v^2/L$  mientras que el término viscoso es el asociado a la parte viscosa y va dimensionalmente como  $\mu v/L^2$ , siendo  $L$  y  $v$  una longitud y una velocidad característica respectivamente,  $\mu$  es la viscosidad dinámica y  $\nu = \mu/\rho$

$$R_e = \frac{F_{inercial}}{F_{viscosa}} = \frac{\rho v^2/L}{\mu v/L^2} = \frac{\rho v L}{\mu} = \frac{v L}{\nu} \quad (4.10)$$

El flujo de fluido en un entorno de microescala tiene algunas ventajas en comparación con el entorno de macroescala. La principal ventaja es un flujo de Reynolds bajo, donde los números de Reynolds son típicamente  $< 10^2$ , ya que el número de Reynolds es proporcional con la dimensión del canal, que es pequeño en el caso de los microfluidos. El flujo de Reynolds bajo representa una situación en la que el flujo se considera esencialmente laminar. Por otro lado, el flujo de fluidos en los sistemas de macroescala es casi siempre turbulento. El flujo laminar hace que el transporte de fluido en los microcanales sea mucho más predictivo en comparación con los sistemas macroscópicos [75].

#### 4.3.1.2 Flujo impulsado por presión

El flujo impulsado por presión se encuentra comúnmente en los sistemas de fluidos, incluidos los dispositivos microfluidicos. En este tipo de flujo, el fluido se bombea a través del dispositivo mediante bombas de desplazamiento positivo. Una de las suposiciones básicas de la dinámica de fluidos para el flujo impulsado por presión es la denominada condición de límite antideslizante, lo que significa que la velocidad en las paredes debe ser cero. En este caso, la velocidad solo tiene componente en la dirección  $z$  y la ecuación de Navier-Stokes es,

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \nabla_{\perp}^2 v_z \quad (4.11)$$

La solución de esta ecuación es un perfil de velocidad parabólica dentro del canal, con la velocidad más alta a lo largo de la línea de corriente central [75];

$$u_z(r) = -\frac{1}{4\mu} \frac{\partial p}{\partial z} (h^2 - r^2) \quad (4.12)$$

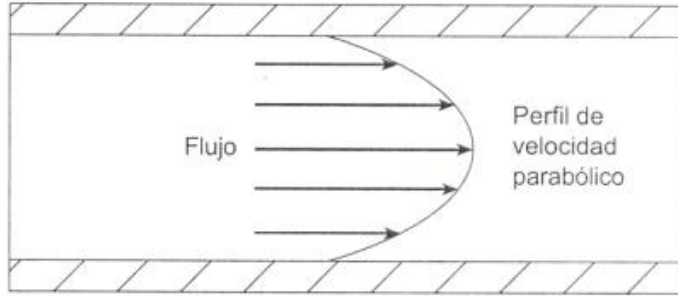


Fig. 4.2 Perfil de velocidad parabólica para flujo impulsado por presión <sup>[75]</sup>.

# CAPÍTULO

## 5. SIMULACIÓN

En el mundo de la investigación se ha hecho cada vez más indispensable el uso de programas de computadora para resolver ciertos problemas. Este trabajo se refiere en particular al software que utilizamos llamado COMSOL Multiphysics, que permite realizar múltiples simulaciones mediante el Método de Elemento Finito (FEM, por sus siglas en inglés Finite Element Method). Aquí se describe de una manera breve pero explícita el uso de este programa. Dentro de este capítulo se presenta de manera general, algunas de las características principales que definen al programa COMSOL Multiphysics, así como también los alcances que tiene y los problemas que nos permite resolver mediante sus diferentes tipos de estudio <sup>[76,77]</sup>.

### 5.1 COMSOL

COMSOL Multiphysics, es un software para el modelado de sistemas físicos. Este software facilita los pasos en el proceso de modelado, mediante una interfaz que permite obtener una solución a través de la combinación de distintos fenómenos físicos (de ahí proviene el nombre Multiphysics). El proceso que se lleva a cabo para realizar un modelado con ayuda de COMSOL Multiphysics se define a través de los siguientes pasos: i) la creación de una geometría, ii) la creación de una malla, iii) la especificación de una física(s), iv) la elección del tipo de solución y v) la visualización de los resultados. Este software muestra una desventaja que se considera de las más importantes, el tiempo que tarda el usuario en obtener un resultado certero puede ser prolongado. Esta desventaja se presenta a menudo en usuarios que apenas están aprendiendo a manejar el software y depende de varios factores; del diseño de la geometría ya que puede resultar complicado, si la geometría tiene un diseño complicado la generación de la malla puede requerir de mucho tiempo y, además, se debe tener conocimiento previo acerca del estudio que desea realizar, para incorporar todos los parámetros necesarios antes de finalizar el modelado del

problema, de lo contrario, no podrá obtener un resultado instantáneo y convincente [78].

## 5.2 Características

El software se caracteriza por estar dividido en módulos, cada módulo incluye una extensa gama de físicas para realizar simulaciones multifísicas. COMSOL Multiphysics brinda al usuario una interfaz de fácil manejo y comprensión, aparte de acoplar sus físicas, también puede importar y exportar elementos indispensables en la simulación (geometrías, ecuaciones y parámetros) a través de sus módulos. Las físicas que se encuentran en los Módulos de COMSOL Multiphysics tienen integradas EDP (Ecuaciones diferenciales parciales) y son predeterminadas por el programa. El software considera diferentes soluciones para resolver estas EDP y para facilitar su elección, durante el proceso de modelado el programa solo muestra aquellos estudios que pueden resolver las ecuaciones diferenciales parciales de la física seleccionada por el usuario. En seguida se presentan los tipos de estudio que se encuentran en el software [78].

## 5.3 Tipos de Estudio

COMSOL Multiphysics tiene 4 tipos de estudio básicos:

- Estacionario
- Dependiente Del Tiempo, Tiempo Discreto y Dependiente del tiempo modal.
- Valores y frecuencias propias.
- Dominio de la Frecuencia y Dominio de la Frecuencia Modal.

Los diferentes estudios incluyen a uno o varios tipos de solución. Aquí se hace hincapié de manera universal, en los estudios básicos.

Estacionario (Stationary): Este estudio se utiliza para problemas donde se espera una solución estacionaria, este tipo de estudio aparte de resolver problemas estacionarios sirve para resolver modelos no lineales.

Dependiente del Tiempo (Time dependent): Este tipo de estudio tiene procedimientos con solución dependiente del tiempo o la solución de optimización,

la segunda solución es aquella que permite ajustar propiedades avanzadas, en parámetros o valores que estén predeterminados por el programa pero que necesiten alguna variación para mejorar el estudio. En general este tipo de solución necesita un intervalo de tiempo determinado por el usuario para poder generar la respuesta.

Tiempo Discreto (Time Discrete): Usualmente este estudio se usa para resolver problemas de dinámica de fluidos usando un método de proyección.

Dependiente del tiempo modal (Time-Dependent Modal): Genera ecuaciones para el análisis Modal en el dominio de la frecuencia.

Frecuencia propia (Eigenfrequency): Se usa este estudio cuando se requiere resolver un problema de valores propios para un conjunto de frecuencias propias. Este tipo de estudio tiene una solución de valores propios.

Valor propio (Eigenvalue): Como su nombre lo determina el tipo de solución que tiene es la de valores propios. Por lo tanto, genera ecuaciones formuladas por valores y funciones propios.

Dominio de la Frecuencia (Frequency Domain): Corresponde a una frecuencia de barrido en las que se generan ecuaciones estacionarias.

Dominio de la Frecuencia Modal (Frequency Domain Modal): Este estudio se relaciona con un análisis modal para el dominio de la frecuencia, en sistemas con frecuencias basado en cargas.

## **5.4 Módulos de COMSOL Multiphysics**

Los Módulos creados en este programa, se definen en base al tipo de análisis que se pretenda realizar (Eléctrico, Mecánico, Fluidos, Químicos o de Usos Múltiples). Algunos de ellos contienen un cúmulo de físicas para realizar el análisis, otros módulos permiten importar geometrías de otros programas y otros permiten modificar parámetros que están definidos por el programa (como ecuaciones, rangos de valores o valores en propiedades de un material). Por mencionar algunos:

- AC/DC Module.



- Acoustics Module.
- Batteries & Fuel Cells Module.
- CFD (Computational Fluid Dynamics) Module.
- Chemical Reaction Engineering Module.
- Electrodeposition Module.
- Heat Transfer Module.
- LiveLink for MATLAB Module.
- LiveLink for AutoCAD Module.
- LiveLink for Inventor Module.
- LiveLink for SolidWorks Module.
- MEMS Module.
- Microfluidics Module.
- Optimization Module.
- Particle Tracing Module.
- Plasma Module.
- RF Module.
- Structural Mechanics Module.
- Subsurface Flow Module.

En este apartado, solo se describen los modulos que se van a utilizar para la realización de esta tesis.

#### 5.4.1 Acoustic Module (Módulo de Acústica)

El módulo de acústica se ha diseñado específicamente para aquellos que trabajan con dispositivos que producen, miden o utilizan ondas acústicas. Sus modos de aplicación fáciles de usar proporcionan todas las herramientas necesarias para modelar propagación de ondas acústicas en sólidos y fluidos estacionarios, así como aeroacústica en campos móviles. Cada física viene con una variedad de estudios disponibles y con las dimensiones correspondientes para aplicar en el modelo, además, presenta una lista de físicas que se pueden acoplar con otros módulos para realizar un análisis multifísico.

Las interfaces acústicas se utilizan para calcular la propagación de campos acústicos en diversas condiciones, tanto en el dominio de la frecuencia como en el dominio del tiempo. Dependiendo de la interfaz física, las variables dependientes van desde la presión acústica escalar a las variaciones acústicas en la presión, la velocidad y la temperatura a los rayos acústicos. Existen interfaces físicas para resolver la acústica clásica en condiciones de fondo inactivas, para resolver la aeroacústica cuando hay un flujo de fondo, así como las aplicaciones de ultrasonido y acústica de la sala. La propagación de ondas acústicas en materiales porosos está cubierta por varias interfaces físicas [79].

#### 5.4.2 Microfluidics Module (Modulo de microfluidos)

Este módulo proporciona herramientas fáciles de utilizar para el estudio de dispositivos microfluídicos y flujos de gas de baja presión. Entre las principales aplicaciones se incluyen simulaciones de dispositivos lab-on a chip, microfluídica digital, dispositivos electrocinéticos y magnetocinéticos, inyectores de tinta, y sistemas de vacío.

Además de interfaces mejoradas para flujo de una fase, los usuarios de este módulo de microfluídica encontrarán interfaces dedicadas para flujo bifásico utilizando los métodos de superficies de nivel (level set), campo de fase y mallas móviles. Cada una de estas interfaces incluye fuerzas de tensión superficial, fuerzas de capilaridad y efectos de Marangoni.

Las interfaces de Flujo de Fluido se utilizan para simular los campos de flujo y presión de líquidos y gases. Las interfaces físicas cubren el flujo monofásico, el flujo multifase, el flujo de película delgada, el flujo de medios porosos y el flujo en tuberías [80].

### 5.5 Procedimientos básicos del modelado

En esta sección se definen las partes del programa que se utilizan para realizar el modelado, tratando de explicar el procedimiento que se lleva a cabo para realizar el análisis en COMSOL Multiphysics, este se divide en tres etapas importantes que

son: descripción del modelo, proceso de simulación y la visualización de resultados. Cada una de ellas tiene una función diferente y en esta parte del trabajo se trata de explicar su finalidad [78].

### 5.5.1 Descripción del modelo

En esta etapa del procedimiento básico del modelado se agregan las siguientes características que definen la geometría:

- Dimensión de la geometría: Aquí se define la dimensión del espacio para nuestra geometría: 1D, 2D o 3D.
- Parámetros, funciones y variables: Estas tienen como finalidad definir las características que tendrá el modelo, así como también condiciones que tendrán parte durante el análisis.
- Diseño de la geometría: El diseño se establece a partir de todas aquellas magnitudes que delimitaran a nuestra geometría en una forma específica, asimismo, se realizan en la etapa algunas operaciones que modifican la forma.

### 5.5.2 Proceso de simulación

Durante esta etapa se anexan las propiedades que terminaran por definir el modelo, dentro de ellas se encuentra; el material, el potencial y la temperatura, también se adicionan condiciones de frontera, físicas, tipos de solución y la definición de la malla [78].

- Especificaciones del modelo: Estas definiciones consisten en especificar el tipo de material que se agregará a la geometría con sus respectivos coeficientes, además, se formarán condicionantes en el modelo para especificar el potencial, la temperatura y algunas restricciones para el análisis.
- Agregar Físicas al modelo: Comprende una serie de pasos para seleccionar las físicas que se integrarán en el análisis, cada una de las físicas contiene apartados para modificar sus coeficientes. Al inicio del proceso se eligió la física, pero en esta etapa se termina por definir sus características.

- **Seleccionar el tipo de estudio:** El tipo de estudio se elige de igual manera que la física, al inicio del programa, las opciones que se muestran dependen de la física que se elija para el análisis.
- **Mallado:** La generación de la malla se lleva a cabo con la selección del tamaño y del tipo de esta. De igual manera que en la primera etapa, se presentan las carpetas relacionadas con este proceso.

### 5.5.3 Visualización de los resultados

En esta etapa final se muestran los resultados de la simulación, por lo tanto, aparece una imagen mostrando la solución del modelo. En esta etapa se muestran ciertas subcarpetas que auxilian al usuario a interpretar los resultados desde diferentes representaciones (esquemas o ilustraciones), es decir, mostrando una gráfica, una figura con alguna leyenda o simplemente una tabla con los valores correspondientes a los resultados deseados <sup>[78]</sup>.

- **Resultados de la simulación.** Los resultados que se muestran en el último paso de la etapa de proceso de simulación contienen las características predeterminadas por el programa y por lo tanto se tienen que realizar algunas modificaciones antes de visualizar la solución esperada.
- **Análisis de resultados.** Existen diversas formas de representar la solución, la selección de esto depende de la forma en que se le facilite más al usuario la interpretación de esta.

# CAPÍTULO

## 6. RESULTADOS Y DESARROLLO EXPERIMENTAL

En este capítulo se muestran las gráficas que se obtuvieron al realizar las simulaciones en el software COMSOL, en el cual se analizó la propagación de una onda acústica confinada en paredes (cavidad elíptica). Esto con la finalidad de optimizar el diseño del dispositivo microfluídico. Se implementó el uso de un cono a la salida de la cavidad porque proporciona mayor estabilidad y aumenta la velocidad del jet. Además, se presenta imágenes de los chorros obtenidos por el dispositivo.

### 6.1 Optimización y simulación de la onda dentro de la cavidad

Para realizar esta sección se utilizó el módulo de acústica del software COMSOL mencionado en el capítulo anterior, en este seleccionamos el apartado de interacción con estructuras y dentro de este el de interacción con un piezoeléctrico, transitoria. Esta opción que se eligió es multifísica porque combina las interfaces de presión acústica, transitoria y dispositivos piezoeléctricos para conectar las variaciones de presión acústica de los fluidos a la deformación estructural en sólidos y dominios de piezoeléctricos sólidos, también mejorar las capas de adaptación de impedancia.

La ecuación de onda de presión se resuelve en el dominio de fluidos y las ecuaciones dinámicas estructurales en el sólido junto con las relaciones constitutivas requeridas para modelar piezoeléctricos. Tanto los efectos piezoeléctricos directos como los inversos se pueden modelar, y el acoplamiento piezoeléctrico se puede formular utilizando las formas de carga de tensión o carga de estrés.

En las interfases constitutivas de la física: La interfaz Acústica de presión, Transitoria, calcula las variaciones de presión cuando se modela la propagación de

ondas acústicas en fluidos en condiciones de fondo inactivas. La interfaz resuelve la ecuación de onda escalar y es adecuada para el análisis dependiente del tiempo con campos y fuentes arbitrarios dependientes del tiempo. Las condiciones de dominio también incluyen campos acústicos incidentes de fondo. Las fuentes definidas por el usuario se pueden agregar, por ejemplo, para incluir ciertos efectos no lineales, como la dependencia de la presión cuadrada de las variaciones de densidad.

La interfaz multifísica de los dispositivos piezoeléctricos combina la mecánica sólida y la electrostática junto con las relaciones constitutivas requeridas para modelarlos. Tanto el efecto piezoeléctrico directo como el inverso se pueden modelar y el acoplamiento se puede formular utilizando formas de carga de tensión o carga de estrés [78].

¿Qué es el efecto piezoeléctrico?

El efecto piezoeléctrico se refiere a un cambio en la polarización eléctrica que se produce en ciertos materiales cuando se someten a esfuerzos mecánicos. Este cambio en la polarización dependiente del estrés se manifiesta como una diferencia de potencial medible en todo el material. Conocido como el efecto piezoeléctrico directo, este fenómeno es observable en muchos materiales cristalinos disponibles de forma natural, incluidos el cuarzo, la sal de Rochelle e incluso el hueso humano. Los materiales diseñados, como el niobato de litio y el titanato de circonato de plomo (PZT), exhiben un efecto piezoeléctrico más pronunciado [81].

Una característica importante a tener en cuenta sobre este fenómeno es que el proceso es reversible. El efecto piezoeléctrico inverso se refiere a una deformación de estos materiales como resultado de la aplicación de un campo eléctrico. La deformación podría provocar tensiones o esfuerzos de tracción o compresión en el material dependiendo de la dirección del campo eléctrico, la dirección de polarización preferida en el material y cómo se conecta el material a otras estructuras adyacentes [81].

Los transductores acústicos utilizan materiales piezoeléctricos para generar ondas de sonido. Cuando se somete a un campo eléctrico que varía de manera armónica, un material piezoeléctrico vibrante crea una compresión y rarefacción alternativas en los medios fluidos circundantes, lo que resulta en la producción de sonido. Este principio se utiliza en altavoces miniatura en dispositivos electrónicos portátiles, dispositivos de ultrasonido médico y transductores de sonar entre otros. Un transductor piezoeléctrico funciona a través de tres fenómenos acoplados [78]:

- Se aplica una caída de voltaje sobre el dispositivo (induciendo corrientes eléctricas)
- La corriente alterna tensiona (es decir, excita) el material piezoeléctrico, que comienza a vibrar
- Las vibraciones generan ondas sonoras que se propagan hacia el exterior.

#### Implementación física

El modelo utiliza la Interfaz Acústica-Piezoeléctrica, Interfaz multifísica transitoria que comprende tres interfaces físicas fundamentales; Acústica de presión, mecánica de sólidos y electrostática. El primero resuelve la ecuación de onda en los medios fluidos que rodean el transductor. Los dos últimos se utilizan para modelar el efecto piezoeléctrico [82]. La ecuación de onda que describe la distribución de la presión acústica es:

$$\nabla \cdot \left( -\frac{1}{\rho_0} (\nabla p) \right) - \frac{1}{\rho_0 c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (6.1)$$

El dominio piezoeléctrico está hecho del material PZT-5H que es un material común en los transductores piezoeléctricos. El material piezoeléctrico se modela resolviendo las interfaces de mecánica de sólidos y electrostática que se acoplan a través de las ecuaciones constitutivas lineales que relacionan las tensiones y deformaciones con el desplazamiento eléctrico y el campo eléctrico. Estas interfaces físicas resuelven el equilibrio de las fuerzas del cuerpo y la densidad de carga del volumen, respectivamente, como se muestra en la Ec. 6.2 y la Ec. 6.3.

$$\nabla \cdot \sigma = 0 \quad (6.2)$$

$$\nabla \cdot D = 0 \quad (6.3)$$

Es preciso recordar que en el presente trabajo se retomó la idea de analizar una cavidad de geometría elíptica, esto debido a las propiedades de la elipse en óptica geométrica, donde se menciona que un espejo elíptico refleja todos los rayos emitidos por uno de sus focos ( $f_1$ ) y los focaliza en el otro foco ( $f_2$ ), este principio también se puede aplicar a ondas acústicas por eso se eligió esta geometría, además de los resultados obtenidos en el trabajos previos [40].

Posteriormente se modeló la cavidad con la geometría antes mencionada en el software y en la parte inferior que corresponde a un foco de esta elipse, se colocó un piezoeléctrico esto con la finalidad de generar una onda acústica la cual se propagó a través de la cavidad, imitando a una onda de choque que se genera por el colapso de una burbuja, como se muestra en la Fig. 6.1 donde  $f_1$  y  $f_2$  son los focos de la elipse que están a una distancia de 10.4 mm.

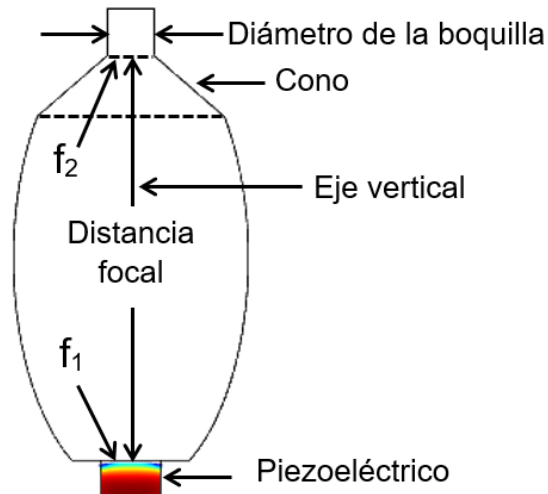


Fig. 6.1 Cavidad que se diseñó en COMSOL.

El primer parámetro que se analizó fue el colocar un cono a la salida del dispositivo ya que en algunos artículos mencionan que el uso de un cono mejora la calidad del chorro [83]. En la gráfica de la Fig. 6.2 se observa como varia la presión con forme al tamaño del cono, para esto se hicieron diferentes mediciones con diferentes alturas



de cono para la misma distancia focal y estas son 0, 5, 10, 12.5, 15, 17.5, 20, 25 % a un tiempo de  $8.6 \mu s$  aproximadamente que es el tiempo que le toma a la onda llegar al foco de la cavidad, siendo que con una altura 15% para el tamaño del cono en la cavidad es donde se tiene una mayor presión, como se ve en la gráfica de la Fig. 6.2 por lo que se acordó que este es el indicado, para calcular la presión normalizada se midió la presión en el  $f_2$  y se dividió entre la presión que se genera en  $f_1$ .

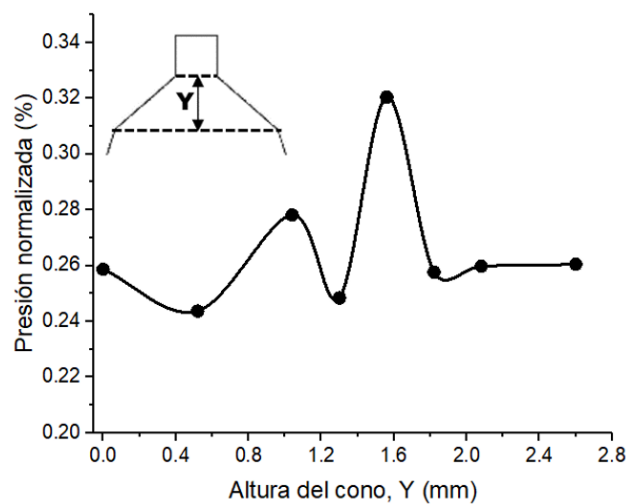


Fig. 6.2 Dependencia de la presión con respecto a la altura del cono a un tiempo de  $8.6 \mu s$ .

El siguiente parámetro que se examinó fue el tamaño de la cavidad, para esto se escaló la cavidad teniendo como límite que la base no fuera menor a un 1 mm debido a que en los estudios anteriores se han reportados burbujas de hasta 0.5 mm de radio <sup>[43]</sup>. Una vez establecido esto se hicieron cinco modelos más pequeños (con una distancia entre focos de 8.66, 6.928, 6.06, 5.2 3.46 mm), los cuales comparamos con el que ya teníamos (distancia entre focos de 10.4 mm). La Fig. 6.3 a) muestra una curva la cual aumenta conforme la cavidad decrece y en la Fig. 6.3 b) se observa el comportamiento de la presión a lo largo del eje vertical, sin embargo, la máxima eficiencia se logra a una separación entre focos de 5.2 mm y no como se pensaría que los mejores resultados se obtendrían con la menor (3.46

mm), esto nos permite observar que cuando más pequeño es el dispositivo mayor presión concentra a la salida, debido a que el recorrido de la onda de choque es menor por lo tanto las pérdidas son menores, siendo el tamaño mínimo (5.2 mm) para que la onda de presión generada con un piezoelectrico de  $500 \mu\text{m}$  de diámetro.

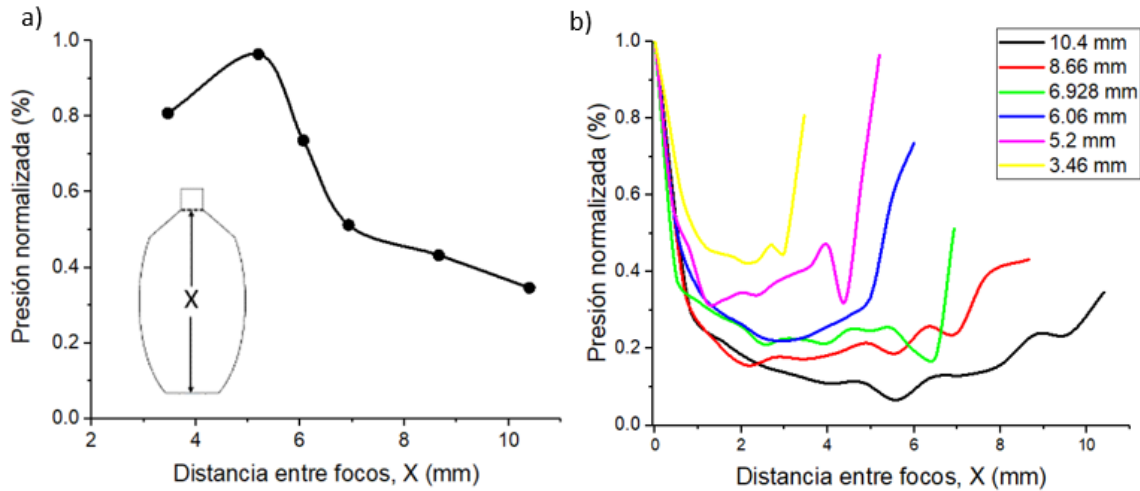


Fig. 6.3 Respuesta de la presión de acuerdo a la distancia entre focos.

El ultimo parámetro que se estudió fue el diámetro de la boquilla, que es el tamaño de la salida del cono, para esto se utilizó la cavidad con una distancia focal de 5.2 mm que como se observó anteriormente es la de mejores resultados, para esto se realizaron varias simulaciones con diferentes tamaños de diámetros, los cuales se analizaron con tamaños de 100 a 1000  $\mu\text{m}$  en intervalos de 100  $\mu\text{m}$ . En la gráfica de la Fig. 6.4 se observa que en los diámetros de mayor tamaño la presión es menor y cuanto más pequeño se va haciendo sea el diámetro de la boquilla mayor es la presión que se obtiene en él.

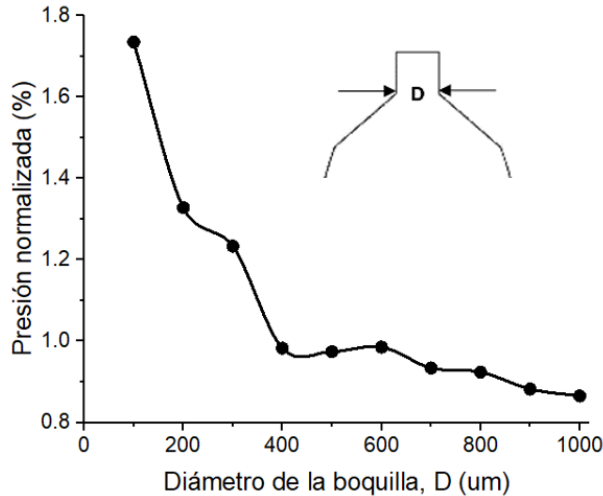
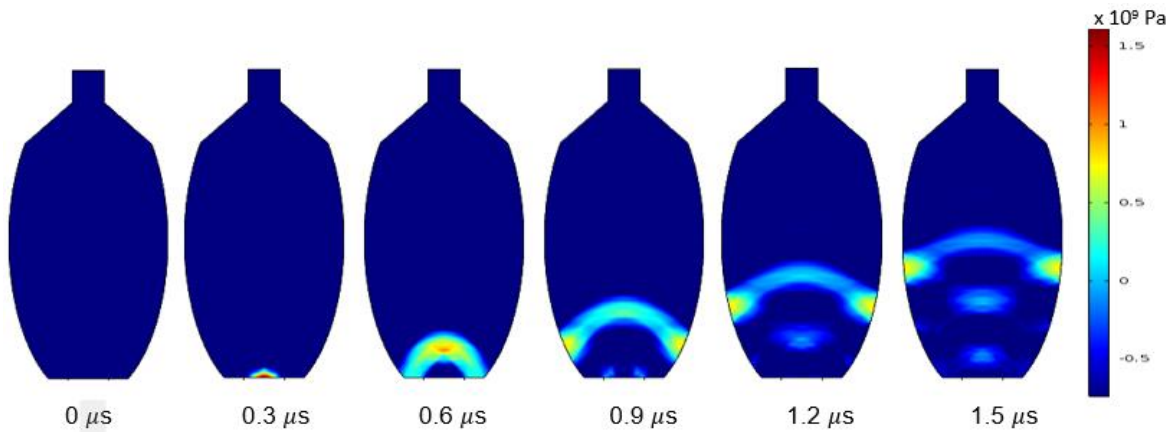


Fig. 6.4 Dependencia de la presión a diferentes diámetros de la boquilla.

Finalmente se muestran cómo se propaga la onda de choque dentro de la cavidad, en las imágenes de la Fig. 6.5 se muestra los resultados de la simulación conforme va pasando el tiempo de 0 a 3  $\mu s$  en intervalos de 0.3  $\mu s$ . En el tiempo de 0.3  $\mu s$  se observa como se genera la onda de presión en el centro de la base de la cavidad con una presión muy alta, pero conforme la onda se empieza a desplazar dentro de la cavidad esta se atenúa, en el tiempo 1.8  $\mu s$  es en donde las pérdidas comienzan a ser mayores, en tiempo 2.4  $\mu s$  se observa como la onda se empieza a deformar esto es debido a que llega a la zona del cono, posteriormente, en el tiempo 2.85  $\mu s$  se observa cómo se concentra una gran cantidad de presión casi de la misma magnitud con la que salió en un principio, esta presión se genera un poco antes de llegar a al segundo foco de la cavidad, sin embargo al llegar al canal pierde presión.



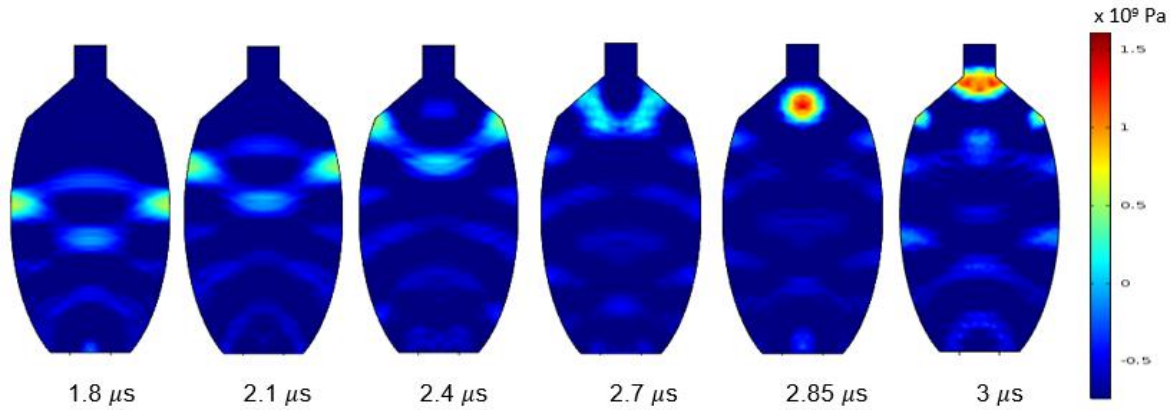


Fig. 6.5 Imágenes del desplazamiento de la onda de choque a través de la cavidad tomadas a diferentes tiempos de 0 a 3  $\mu$ s.

## 6.2 Comparación de impedancias acústicas

Una vez optimizado la cavidad con respecto a los parámetros ya mencionados, el siguiente paso fue ver como afectaba el tipo de material con el que estuviera fabricada esta, para este caso se simuló utilizando tres diferentes materiales los

cuales fueron resina poliacrítica ( $Z_{rpol} = 2.71 \times 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ ), vidrio y aluminio (ver tabla 3.1). El primer material que se analizó fue la resina poliacrítica ya que es la sustancia que ocupa la impresora 3D para fabricar los dispositivos. En las siguientes gráficas se muestra el comportamiento de la onda acústica dentro de la cavidad. En la Fig. 6.6 a) la gráfica muestra el comportamiento de la onda de presión en la base de la cavidad (línea punteada) que es donde se genera y las ondas que se generan un poco antes de llegar al segundo foco ( $f_2$ ), esto debido a que en esta zona se genera la mayor presión, a partir de estas mediciones se puede observar que la resina causa muchas pérdidas mientras que el vidrio y el aluminio tienen menos, así mismo la onda acústica se confina en el centro de la boquilla del vidrio y aluminio a diferencia de la resina que parece no confinar la onda. En la Fig. 6.6 b) los resultados mostrados se tomaron de hacer mediciones de la onda a lo largo del eje vertical de la cavidad, en esta gráfica se muestra que conforme avanza la onda de presión la intensidad disminuye, pero en cuanto esta se acerca a la boquilla empieza a incrementarse nuevamente encontrando su punto máximo muy cerca de

la salida, en esta gráfica se observa que con vidrio y aluminio se tienen menores pérdidas mientras que la resina poliacrílica genera muchas pérdidas.

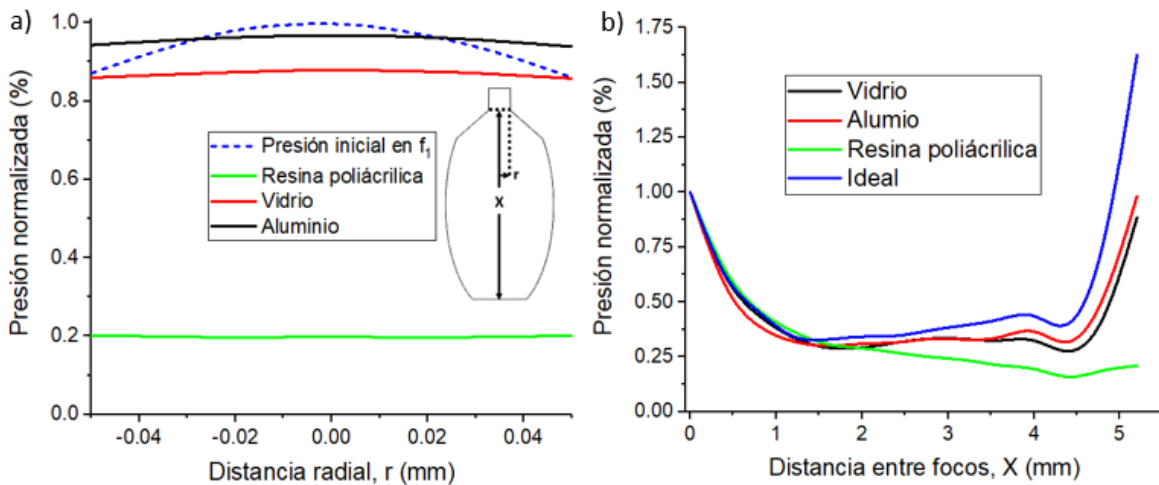


Fig. 6.6 Mediciones de presión para la cavidad con diferentes impedancias acústicas (aluminio, vidrio y resina poliacrílica) en el a) foco de salida y b) sobre el eje vertical de la cavidad.

Finalmente, en la siguiente tabla se muestran los parámetros para tener la mayor eficiencia, lo cual nos dará como resultado una cavidad en la que se recupere la mayor cantidad de presión de la onda generada por el colapso de la burbuja, esto permitirá crear chorros de alta velocidad.

Tabla 6.1 Parámetro ideales

Parámetro	Altura del cono, Y	Distancia entre focos, X (mm)	Diámetro de la boquilla, D (um)	Material
Cavidad	15 %	5.2	100	Aluminio

### 6.3 Diseño de la cavidad

A partir de los resultados obtenidos en este capítulo se sugiere una cavidad con las características de diseño que se resumen en la tabla 6.2, esto permitiría enfocar una onda acústica con la suficiente energía para expeler un chorro líquido de alta velocidad a través de la boquilla del dispositivo.

Tabla 6.2 Características de la cavidad.

Característica	Dimensiones
Distancia entre $f_1$ y $f_2$ (focos de la elipse)	10.4 mm
Ángulo que se forma de la boquilla	49°
Altura de la boquilla	1.86 mm
Diámetro de la apertura salida	700 $\mu\text{m}$

La Fig. 6.7 muestra el diseño en CAD 3D desde una perspectiva lateral de la cavidad con las características antes mencionadas, es posible apreciar que la geometría elíptica es truncada antes del foco de la elipse para acoplar una boquilla cónica a la salida del dispositivo, además se incorporó un canal en un extremo de la cavidad para acoplar un tubo capilar y a su vez una jeringa conectada a él, lo que permite rellenarla con el líquido absorbente. El diseño de la Fig. 6.7 fue impreso en una impresora 3D (Objet500 Connex3 de Stratasys, con tecnología PolyJet) con material polimérico como se aprecia en la Fig. 6.7. Dicho dispositivo fue posicionado sobre un portaobjetos de vidrio y empleado en el arreglo experimental que se describe más adelante.

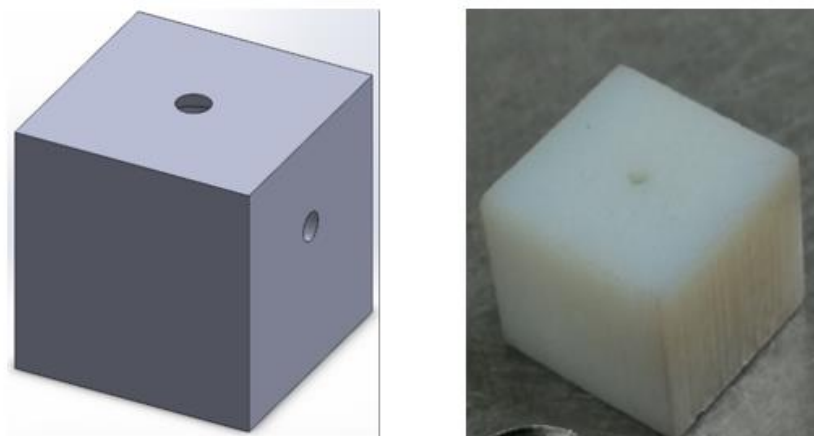


Fig. 6.7 Diseño en CAD 3D de la cavidad y cavidad impresa.

## 6.4 Simulación y mejoramiento del chorro generado por la cavidad para su posterior uso en inyecciones sin aguja

En este apartado se describe brevemente el proceso de cómo se llevó a cabo la simulación del chorro, para ello se utilizó el módulo de microfluidos, luego se escoge la opción de flujo multifásico y seleccionamos el que dice flujo laminar bifásico, seleccionamos esta opción porque se usa para buscar la interfaz entre dos fluidos inmiscibles. En donde el flujo es laminar; es decir, el número de Reynolds es bajo a moderado. Los fluidos pueden ser incompresibles o compresibles.

La interfaz física resuelve las ecuaciones de Navier-Stokes para la conservación del impulso y una ecuación de continuidad para la conservación de la masa. La posición de la interfaz se rastrea mediante la resolución de una ecuación de transporte con la función de ajuste de nivel <sup>[84]</sup>.

Método de ajuste de nivel

La interfaz de flujo laminar de dos fases utiliza un método de conjunto de niveles conservador y reinicializado para describir y conveccionar la interfaz fluida. El contorno 0.5 de la función de ajuste de nivel  $\phi$  define la interfaz. La interfaz se mueve con la velocidad del fluido  $u$ . La siguiente ecuación describe la convección de la función de conjunto de niveles reinicializados <sup>[84]</sup>:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + u \cdot \nabla \phi + \gamma \left[ \left( \nabla \cdot \left( \phi(1 - \phi) \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|} \right) \right) - \varepsilon \nabla \cdot \nabla \phi \right] = 0 \quad (6.4)$$

donde el grosor de la capa de transición es proporcional a  $\varepsilon$  y el parámetro  $\gamma$  determina la cantidad de reinicialización. Un valor adecuado para  $\gamma$  es la magnitud máxima que ocurre en el campo de velocidad. Además de definir la interfaz de fluido, la función de ajuste de nivel se utiliza para suavizar los saltos de densidad y viscosidad mediante de la interfaz a través de las definiciones <sup>[84]</sup>:

$$\rho = \rho_{air} + (\rho_{liquid} - \rho_{air})\phi \quad (6.5)$$

$$\mu = \mu_{air} + (\mu_{liquid} - \mu_{air})\phi \quad (6.6)$$

## Transporte de masa y momento

Las ecuaciones incompresibles de Navier-Stokes, incluida la tensión superficial, describen el transporte de masa y de momento. Tanto el líquido como el aire pueden considerarse incompresibles siempre que la velocidad del fluido sea pequeña en comparación con la velocidad del sonido <sup>[84]</sup>. Las ecuaciones de Navier-Stokes son

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u \right) - \nabla \cdot (\mu(\nabla u + \nabla u^T)) + \nabla p = F_{st} \quad (6.7)$$

$$(\nabla \cdot u) = 0 \quad (6.8)$$

Aquí,  $\rho$  denota densidad ( $\text{kg/m}^3$ ),  $\mu$  equivale a la viscosidad dinámica ( $\text{N}\cdot\text{s/m}^2$ ),  $u$  representa la velocidad ( $\text{m/s}$ ),  $p$  denota presión ( $\text{Pa}$ ) y  $F_{st}$  es la fuerza de tensión superficial <sup>[84]</sup>. La fuerza de tensión superficial se calcula como

$$F_{st} = \sigma \delta \kappa n \quad (6.9)$$

donde  $n$  es la interfaz normal,  $\sigma$  es el coeficiente de tensión superficial ( $\text{N/m}$ ),  $\kappa = -\nabla \cdot \vec{n}$  es la curvatura, y  $\delta$  es igual a una función delta de Dirac que no es cero solo en la interfaz del fluido <sup>[84]</sup>. Lo normal a la interfaz es

$$\vec{n} = \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|} \quad (6.10)$$

mientras que la función delta es aproximada por <sup>[84]</sup>

$$\delta = 6|\phi(1 - \phi)||\nabla \phi| \quad (6.11)$$

Con el uso de este módulo se estudió los efectos que tiene en el chorro en función de la longitud del canal y el diámetro de este. El primer parámetro que se analizó fue el diámetro del canal, para esto se hicieron varias simulaciones en donde solo se cambiaron los valores de 150 a 500  $\mu\text{m}$  cada 50  $\mu\text{m}$ . Como se observa en la gráfica de la Fig. 6.8, cuando menor sea este, mayor es la velocidad con la que sale el chorro, esto es debido a que entre menor sea el diámetro del canal mayor será la presión que se acumule, como se observó en las simulaciones realizadas en la parte de la dependencia de la presión con respecto al diámetro de la boquilla, como lo reportado en artículos donde mencionan que la velocidad del chorro depende de la



presión [33, 85]. Además, se observó en las simulaciones que entre mayor era la velocidad de los chorros más inestables eran estos. Las mediciones que fueron tomadas hasta un segundo, debido a que la velocidad obtenida con los diámetros pequeños es alta y los chorros tienden a romperse. El software tiene problemas al simular ya que entra en conflicto con la ecuación de Navier-Stokes para flujo laminar.

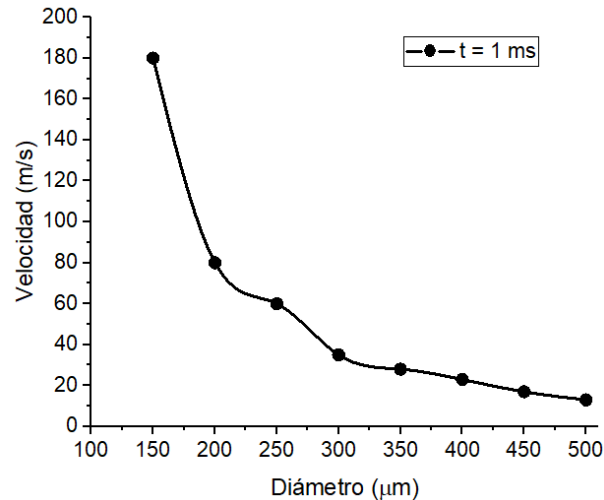


Fig. 6.8 Relación de la velocidad con respecto al diámetro del canal tomadas a 1 ms a partir de la salida del chorro del canal.

La siguiente condición fue tomar en cuenta la longitud del canal, esto debido a que en la teoría hay una relación de la longitud del canal con el diámetro de este. Para esto utilizamos el diámetro de 500 μm, debido a problemas con las resoluciones de impresión, no se pueden hacer canales más pequeños. La Fig. 6.9 muestra la estabilidad del chorro conforme a la longitud del canal, para esto se hicieron simulaciones con longitudes de 0 a 2 mm cada 250 μm, en base a estos resultados podemos decir que la longitud del canal debe ser mayor al diámetro de este para que el chorro sea estable, con esto se logra una mayor longitud en el chorro a costa de una pequeña disminución en la velocidad del chorro.

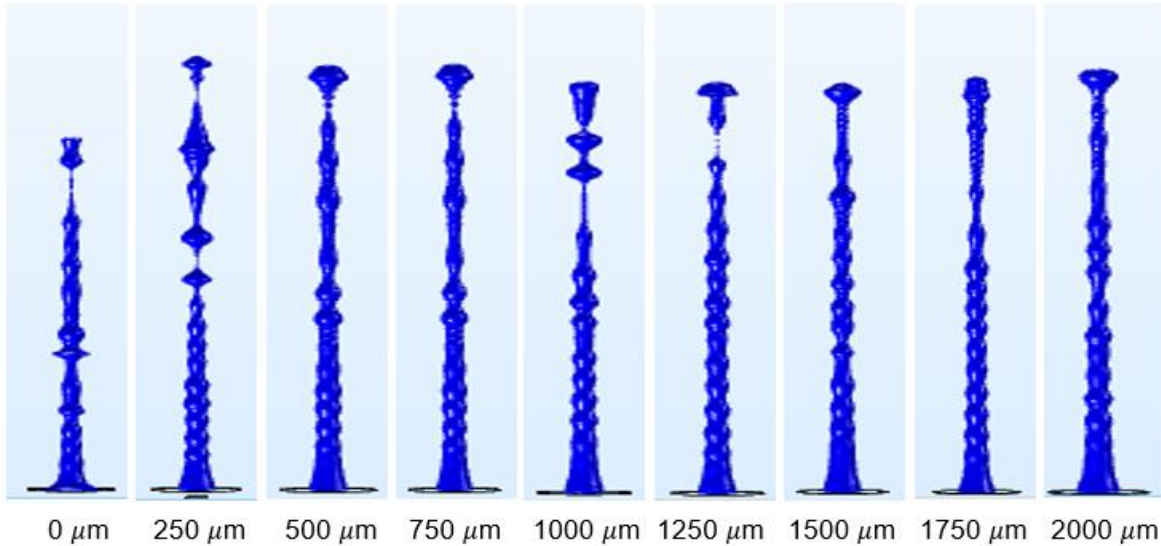


Fig. 6.9 Simulaciones de del chorro a diferentes longitudes del canal.

## 6.5 Desarrollo experimental

El análisis a nivel simulación desarrollado anteriormente consistió en la optimización del diseño de la cavidad para generar chorros líquidos de alta velocidad mediante el enfocamiento de la onda acústica, concentrando la mayor cantidad de energía mecánica a la salida de la cavidad elíptica. En este sentido, parámetros del diseño de la cavidad como sus dimensiones, la forma de la boquilla y material del que está hecha son solo algunos de los parámetros que fueron de notable interés para la posterior fabricación del dispositivo. En la presente sección se detalla la implementación del dispositivo microfluídico, así como el arreglo experimental que permite generar chorros líquidos mediante el fenómeno de termocavitación.

### 6.5.1 Arreglo experimental

En la Fig. 6.10 se observa el arreglo experimental para la generación de chorros líquidos mediante termocavitación. Por un lado, se observa el dispositivo donde se genera la burbuja de cavitación y asimismo el arreglo óptico para producir termocavitación en la cavidad. El arreglo consiste en un láser infrarrojo de onda continua que opera a longitud de onda de 1064 nm el cual es direccionado con espejos planos hacia un objetivo de microscopio 10X para enfocar el haz láser hacia la cavidad. El dispositivo fabricado fue colocado a su vez sobre una base de

traslación que permitió posicionarlo en dirección x, y y z con respecto al haz láser enfocado. La cavidad fue rellena con un líquido altamente absorbente (13 mg de Nitrato de Cobre por 10 ml de agua, el coeficiente de absorción es de  $\sim 135 \text{ cm}^{-1}$ ) mediante una jeringa conectada a un extremo del dispositivo. El haz láser enfocado en la parte inferior de la cavidad calienta rápidamente el líquido, dicho supercalentamiento (el agua alcanza los  $300 \text{ }^\circ\text{C}$ ) ocasiona que la solución sufra una transición de fase de líquido a vapor generando una burbuja de cavitación, la cual eventualmente colapsa y da origen a una intensa onda de choque que es confinada por las paredes del dispositivo. La mayor parte de la energía mecánica debido a la onda de choque se acentúa fuertemente a la salida del dispositivo por la geometría elíptica de la cavidad produciendo la expulsión de un chorro líquido que forma una columna vertical. Una cámara ultra rápida (Phantom v311) fue usada para capturar la dinámica del chorro. Mediante el procesamiento de las imágenes capturadas se calculó la velocidad del chorro líquido.

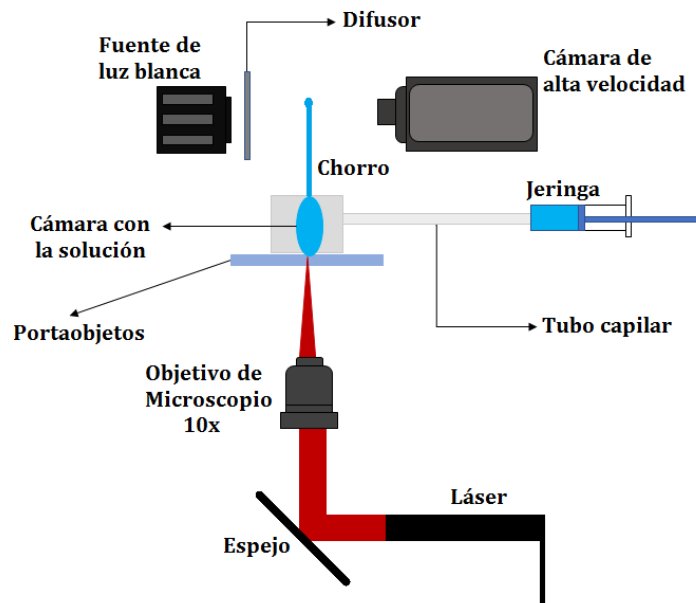


Fig. 6.10 Arreglo experimental para la generación de chorros líquidos.

## 6.6 Chorros obtenidos con la cavidad impresa

En este apartado se muestran los chorros que se obtuvieron en el laboratorio con una cavidad que tiene una distancia focal de 10.4 mm, la que en su implementación ya tenía un cono a la salida, con esta se obtuvieron chorros con una velocidad aproximada de 30 m/s y una longitud de un poco más de 7 cm, con una potencia de 1.2 W a una distancia  $z = 9$  mm. En la Fig. 6.11 donde se muestra la evolución temporal del chorro que fue expulsado de la cavidad diseñada, en los que se puede observar en los primeros microsegundos como sale una punta delgada, la cual viene seguida de un cilindro de mayor volumen, hasta llegar al tiempo 2.8 ms que es cuando se rompe.

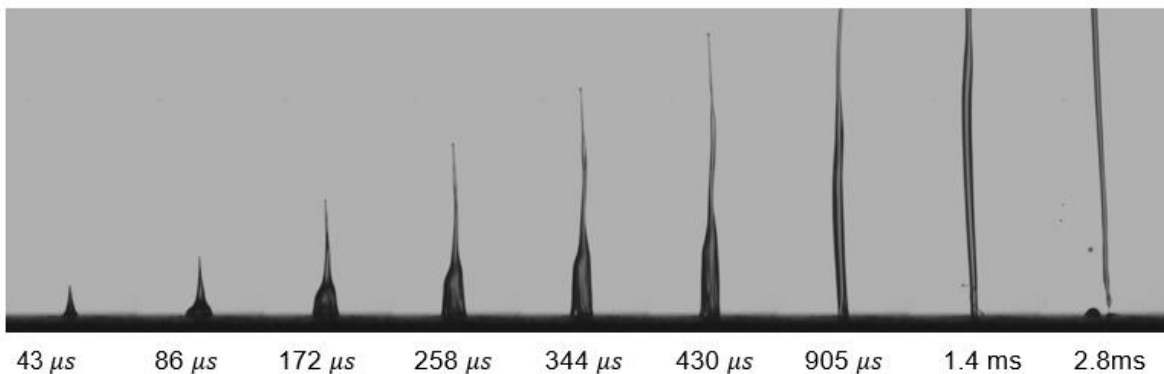


Fig. 6.11 Evolución temporal del chorro expulsado del dispositivo que tiene una separación de focos de 10.4 mm.

Estos experimentos a menudo tienen una limitación fundamental asociada a la inestabilidad de Rayleigh-Plateau. El límite de inestabilidad dicta la relación entre la longitud  $L$  de la columna del líquido y su radio  $R$ , como  $\Lambda = L/2R$ . En condiciones de ingravidez, una columna líquida se vuelve inestable y se rompe en una o más gotas cuando su longitud excede su circunferencia (es decir  $\Lambda > \pi$ ). En presencia de gravedad, la ruptura de las columnas líquidas se produce para valores más pequeños de  $\Lambda$ . a partir de estos resultados se muestra una mayor extensión de los chorros, los cuales superan ampliamente el límite de estabilidad de Rayleigh-Plateau, como se han mostrado en resultados antes reportados [84,85].

# CAPÍTULO

## 7. CONCLUSIONES

En este trabajo de tesis, se muestra que el uso del programa COMSOL fue de gran ayuda para la optimización de la cavidad, ya que, con el uso del módulo de acústica se pudo simular el comportamiento de una onda que viaja a través de la cavidad, permitiendo concentrar la mayor presión a la salida de esta.

Con la fabricación de estas cavidades se pudo llevar al laboratorio y probar los efectos de concentrar una mayor energía a la salida, lo cual resultó en un incremento en la longitud de los chorros, ya que se han logrado registrar chorros de una extensión mayor a 7 cm a velocidades de aproximadamente 30 m/s.

Mediante el empleo del módulo de microfluídica se puede tener una idea de los chorros que son generados por esta cavidad, así mismo se analizó la influencia que tiene el canal en los chorros, con lo que se podemos ver de estas simulaciones, es que, para tener un chorro que no se rompa fácilmente es necesario que la longitud del canal sea por lo menos tres veces mayor que el diámetro de este.

Se pretende seguir trabajando con el software de simulación para implementar todo en un solo programa, además, se intenta simular la entrada del chorro líquido en piel, para su posterior implementación y comprobar la simulación con lo experimental. Finalizando con pruebas de campo en personas y ver los resultados.

## BIBLIOGRAFIA

- [1] L. Da Vinci "The notebooks of Leonardo da Vinci and Transl", E MacCurdy (New York: George Brazillier) p 756. (1508).
- [2] J. Eggers and E. Villermaux, "Physics of liquid jets," Rep. Prog. Phys. 71, 036601, (2008).
- [3] E. Mariotte "Traité du Mouvement des Eaux et Des Autres Corps Fluides" (Paris: E Michallet) (1686).
- [4] S. A. Molina, *Influencia de parámetros de inyección y regulación de gases de escape*, (Editorial reverté, 2005)
- [5] H. Zhao, *Advanced Direct Injection Combustion Engine Technologies and Development*, Woo
- [6] K. Mollenhauer and H. Tschöke, "Handbook of Diesel Engines", (Springer, Berlin, Heidelberg), (2010).
- [7] J.W. Choi et al., *A Plastic Micro Injection Molding Technique Using Replaceable Mold-Disks for Disposable Microfluidic Systems and Biochips*, (Springer, Dordrecht), (2001).
- [8] Z. Fang, S. Xu, X. Wang, and S. Zhang, "Combination of flow-injection techniques with atomic spectrometry in agricultural and environmental analysis", *Analytica Chimica Acta*, 179, p 325-340, (1986).
- [9] L. G. James, *Principles of farm irrigation systems design*, (John Wiley and Sons Limited), 1988.
- [10] AM. Tillman, M. Svingby, H. Lundström, "Life cycle assessment of municipal wastewater systems", *H. Int. J. LCA*. (3), (1998).
- [11] G. D Martin, Hoats S. D. and Huntchings I. M. "Inkjet printing- the physics of manipulation liquid jets and drops", *J Phys: Conf Ser* 105:012001. (2008).
- [12] C. Berrospe-Rodríguez, C. Willem Visser, S. Schlautmann, D. Fernandez Rivas, and R. Ramos-García, "Toward jet injection by continuous-wave laser cavitation," *Journal of Biomedical Optics* 22(10), 105003, (2017).
- [13] F. L. Ribe, "Fusion reactor systems", *Rev. Mod. Phys.*, 47(1), (1975).
- [14] C.A. Sacchi. Laser-induced electric breakdown in water. *J. Opt. Soc. Am.* B8, 337-345 (1991).
- [15] P.A. Barnes, and K.E. Rieckhoff. Laser-induced underwater sparks. *Appl. Phys. Lett.* 13, 282-284 (1968).
- [16] Ki-Taek Byun, Ho-Young Kwak and Sarng Woo Karng. Bubble Evolution and Radiation Mechanism for Laser-Induced Collapsing Bubble in Water. *Jpn. J. Appl. Phys.* 43, 6364-6370 (2004).

- [17] <https://en.wikipedia.org/wiki/Cavitation>.
- [18] <http://wastewateralchemy.com/2017/07/17/que-es-la-cavitacion>.
- [19] A. J. Coleman, J. E. Saunders, L. A. Crum, and M. Dyson, "Acoustic cavitation generated by an extra corporeal shockwave lithotripter," *Ultrasound Med. Biol.* 13, 69, (1987).
- [20] S. J. Putterman, "Sonoluminescence: Sound into light," *Sci. Am.* 272(2), 46, (1995).
- [21] W. Lauterborn, *Cavitation and Inhomogeneities in Underwater Acoustics*, (Springer, Berlin, Heidelberg, 1980).
- [22] C. B. Bucknall, A. Karpodinis, and X. C. Zhang, "A model for particle cavitation in rubber-toughened plastics," *J. Mater. Sci.* 29, 3377, (1994).
- [23] A. Vogel and W. Lauterborn, "Acoustic transient generation by laser-produced cavitation bubbles near solid boundaries," *J. Acoust. Soc. Am.* 84(2), 719 (1988).
- [24] K.-T. Byun, H.-Y. Kwak, and S.W. Karng, "Bubble evolution and radiation mechanism for laser-induced collapsing bubble in water," *Jpn. J. Appl. Phys. Part 1* 43, 6364 (2004).
- [25] I. Akhatov, O. Lindau, A. Topolnikov, R. Mettin, N. Vakhitova, and W. Lauterborn, "Collapse and rebound of a laser-induced cavitation bubble," *Phys. Fluids* 13, 2805 (2001).
- [26] S. Mitragotri, "Current status and future prospects of needle-free liquid jet injectors", *Nat. Rev. Drug Discovery* 5, p. 543–548 (2006).
- [27] AD. Ravi, D. Sadhna, D. Nagpaal and L. Chawla, "Needle free injection technology: a complete insight". *Int. J. Pharm. Investig.* 5, 192–199. (2015).
- [28] M. Kendall, "Engineering of needle-free physical methods to target epidermal cells for DNA vaccination", *Vaccine* 24, p. 4651–4656. (2006).
- [29] A. Arora, MR. Prausnitz and S. Mitragotri, "Micro-scale devices for transdermal drug delivery", *Int. J. Pharm.* 364, p. 227–236. (2008).
- [30] TR. Kale and M. Momin, Needle free injection technology – an overview. *Innov. Pharm.* 5, 1–8, (2014).
- [31] EL. Giudice, Campbell JD. Needle-free vaccine delivery. *Adv. Drug Deliv. Rev.* 58, 68–89, (2006).
- [32] SUMAVEL™ DosePro™ (sumatriptan injection) Needle-Free Delivery System. 2009. See <http://www.zogenix.com/docs/pk/Sumavel-DosePro-Fact-Sheet.pdf>.

- [33] N. Kyriazis, P. Koukouvinis and M. Gavaises, “Numerical investigations on bubble-induced jetting and shock wave focusing application on a needle-free injection”, Proc. R. Soc. A 475: 20180548. (2019).
- [34] T. Han, J. Hah, S. Kim and JJ. Yoh, 2012, Light syringes based on the laser induced shock wave. In 28th Int. Symp. on ShockWaves, vol. 2, Manchester, UK, 18–22 July, pp. 819–825. Berlin, Germany: Springer.
- [35] Yoh JJ, Jang Hj, Park Ma, Han Th, Hah Jm. 2012 A laser syringe aimed at delivering drug into the outer layer of human skin. AIP Conf. Proc. 1464, 524–531.
- [36] Th. Han, JJ. Yoh, “A laser based reusable microjet injector for transdermal drug delivery”, J. Appl. Phys. 107, 103110, (2010).
- [37] AM. Loske, *Medical and biomedical applications of shock waves, Shock Wave and High Pressure Phenomena*, (Springer International Publishing, 2017).
- [38] S. F. Rastopov and A. T. Sukhodolsky, “Cluster nucleation in the process of CW laser induced thermocavitation,” Phys. Lett. A 149, 229 (1990).
- [39] M. Frenz, H. Pratisto, F. Konz, E. D. Jansen, A. J. Welch, and H. P. Weber, “Comparison of the effects of absorption coefficient and pulse duration of 2.12- $\mu\text{m}$  and 2.79- $\mu\text{m}$  radiation on laser ablation of tissue,” IEEE J. Quantum Electron. 32, 2025 (1996).
- [40] R. Zaca-Morán, “Diseño y fabricación de un dispositivo micro-fluídico para la generación de chorros líquidos mediante termocavitación”, (Julio 2018).
- [41] J. Ozoneck, *Application of Hydrodynamic Cavitation in Environmental Engineering*, (CRC Press, London, 2012).
- [42] Y. T. Shah, A. B. Pandit and V. S. Moholkar, *Sources and Types of Cavitation. In: Cavitation Reaction Engineering*, (Springer, Boston, MA, 1999).
- [43] J. P. Padilla-Martinez, C. Berrospe-Rodriguez, G. Aguilar, J. C. Ramirez-San-Juan,<sup>1</sup> and R. Ramos-Garcia, “Optic cavitation with CW lasers: A review”, Phys. Fluids, 26, 122007 (2014).
- [44] N. Korneev, P. Rodriguez-Montero, R. Ramos-Garcia y J. Ramirez-San-Juan, “Ultrasound induced by CW laser cavitation bubbles”, 2nd International Symposium on Laser-Ultrasonics-Science, Technology and Applications. Journal of Physics: Conference, 278, 012029 (2011).
- [45] A. Vogel y W. Lauterborn, “Acoustic transient generation by laser-produced cavitation bubbles near solid boundaries”, J. Acoust. Soc. Am., 82, 2 (1988).
- [46] <http://www.mm.mech.tohoku.ac.jp/menu4/peening/cavitation.html>.



- [47] Christopher E. Brennen. Cavitation and bubbles dynamics. Oxford University Press, (1995).
- [48] Jean-Pierre Frank and Jean-Marie Michel. Fundamentals of cavitation. Kluwer Academic Publishers, (2004), pp. 2-5.
- [49] A. Vogel and V. Venugopalan, "Mechanisms of Pulsed Laser Ablation of Biological Tissues", Chem. Rev., 103, (2003).
- [50] J. P. Padilla-Martinez, Thermocavitation: A novel optical cavitation method, (Abril 2013).
- [51] F. Caupin and E. Herbert, "Cavitation in water: a review", C. R. Physique 7 (2006).
- [52] P.G. Debenedetti, *Metastable Liquids*, Princeton Univ. Press, (Princeton, NJ, 1996).
- [53] V.P. Skripov, *Metastable Liquids*, Wiley, New York, (1974).
- [54] W. Doering, "Die Ueberhitzungsgrenze und Zereissfestigkeit von Fluessigkeiten", Zurnal Physical Chemistry B, 38, 371-376 (1938).
- [55] M. Volmer, Kinetic der Phasenbildung, translated by U.S. Department of Intelligence: refer to ATI 81935 from the Clearinghouse for Federal and Technical Information (1939).
- [56] J.B. Zeldovich, "On the theory of new phase formation: cavitation", Acta Physicochim URSS 18, 1-12 (1943).
- [57] M.S. Pettersen, S. Balibar, H.J. Maris, "Experimental investigation of cavitation in superfluid 4He", Phys. Rev. B 49 (1994) 12062-12070.
- [58] H. Kuttruff, Acoustics, (Taylor and Francis Group, 2007).
- [59] <https://www.physicsclassroom.com/class/sound/u1111c.cfm>.
- [60] R O. Cleveland and J. A. McAteer, The Physics of Shock Wave Lithotripsy, Cap. 38.
- [61] [http://ieeesmc.org/newsletters/back/2009\\_12/main\\_article3.html](http://ieeesmc.org/newsletters/back/2009_12/main_article3.html).
- [62] T. Dreyer, R.E. Riedlinger, E. Steiger, Experiments on the relation of shock wave parameters to stone disintegration, 16th International Congress on Acoustics 1998. Seattle, WA, USA: Acoustical Society of America.
- [63] O. Wess, Physics and technology of shock wave and pressure wave therapy, STORZ MEDICAL AG, Lohstampfestrasse 8, CH-8274 Tägerwilen, Switzerland.
- [64] <https://physics.info/shock/>.
- [65] <https://wiki.metropolia.fi/display/Physics/Shockwave>.

- [66] IEC61846, Ultrasonics - Pressure pulse lithotriptors - Characteristics of fields, T.-. Ultrasonics, Editor, (1998).
- [67] M. Delius, K. Draenert, Al. Diek, and Y. Draenert, "Biological effects of shock waves: in vivo effect of high energy pulses on rabbit bone", *Ultrasound Med. Biol.* 21: 1219, (1995).
- [68] A. M. Domingo, *Apuntes de mecánica de fluidos*, (Copyright (C) 1997-2011).
- [69] J. Torres, *Dinámica de fluidos*, <https://www.ugr.es/~jtorres/t7.pdf>.
- [70] O. Levenspiel, *Flujo de fluidos e intercambio de calor*, (Plenum, Press, New York, U.S.A., 1996).
- [71] V. Slapar, MICROFLUIDICS, University of Ljubljana Faculty of Mathematics and Physics Department of Physics, (January 2008).
- [72] G. M. Whitesides, "The origins and the future of microfluidics", *Nature* (volume 442, 2006).
- [73] S. Haeberle, R. Zengerle, Microfluidic platforms for lab-on-a-chip applications, [http://small.buffalo.edu/data/Review – MicrofluidicPlatformforLOC – LOC2007.pdf](http://small.buffalo.edu/data/Review%20-%20MicrofluidicPlatformforLOC%20-%20LOC2007.pdf); (January 2008).
- [74] L. D. Landau and E. M. Lifschitz, *Fluid mechanics*, 6, (2ed, 1987).
- [75] P. Y. (Peter) Huang, Electro-Osmotic Mixing in Microchannels, <http://microfluids.engin.brown.edu/BreuerPapers/Theses/HuangThesis.pdf>; (December, 2007)
- [76] [https://es.wikipedia.org/wiki/COMSOL\\_Multiphysics](https://es.wikipedia.org/wiki/COMSOL_Multiphysics).
- [77] <http://www.3dcadportal.com/comsol.html>.
- [78] A. M. GUTIÉRREZ, *Introducción al uso del software COMSOL Multiphysics*, Universidad Veracruzana, Facultad De Ingeniería Mecánica Eléctrica, Febrero 2013.
- [79] <https://www.addlink.es/productos/comsol-acoustics-module>.
- [80] <https://www.addlink.es/productos/comsol-microfluidics-module>.
- [81] <https://www.comsol.com/multiphysics/piezoelectric-effect>.
- [82] <https://www.comsol.com/blogs/fine-tuning-the-design-of-piezoelectric-transducers-with-simulation/>.
- [83] Hwi-chan Ham, Hun-jae Jang, and Jack J. Yoh, "A check valve-controlled laser-induced microjet for uniform transdermal drug delivery", *Transactions of the Korean Society of Mechanical Engineers*, B, 41, 2017, 463-468.
- [83] [https://www.comsol.com/model/download/533581/models.cfd.inkjet\\_nozzle\\_ls.pdf](https://www.comsol.com/model/download/533581/models.cfd.inkjet_nozzle_ls.pdf).

[84] J. P. Padilla-Martinez, J. C. Ramirez-San-Juan, N. Korneev, D. Banks, G. Aguilar, and R. Ramos-Garcia, "Breaking the rayleigh-plateau instability limit using thermocavitation within a droplet", *Atomization and Sprays*, 23 (6): 517–533 (2013).

[85] I. R. Peters, Y. Tagawa, N. Oudalov, C. Sun, A. Prosperetti, D. Lohse, & D. Van Der Meer, "Highly focused supersonic microjets: Numerical simulations". *Journal of Fluid Mechanics*, 719, 587–605 (2013).