



**I  
N  
A  
O  
E**

**Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica  
y Electrónica.**

**“Generación de Chorros de Agua Mediante  
Termocavitación en Tubos Capilares”**

Por

Ing. Julián Ramírez Ramírez

Tesis sometida como requisito para obtener el grado de

**Maestro en Ciencias con Especialidad en Óptica**

Director de tesis:

**Dr Ruben Ramos García**

INAOE

Sta. Maria Tonantzintla, Puebla, México

Agosto, 2015

©INAOE 2015

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.







## Agradecimientos.

A mi familia que a pesar de no poder venir se que siempre están a mi lado apoyándome.

A mis amigos los “yolos” por su amistad y ayuda que me han brindado y por todos los momentos divertidos que pasamos.

Agradezco al Dr. Julio Cesar, Dr. Ulises y al Dr. Nikolai por su tiempo y su ayuda para la realizar este trabajo.

Un especial agradecimiento al Dr. Rubén Ramos García por su tiempo su paciencia y por los conocimientos trasmitidos.

# Índice.

## Índice

**¡Error! Marcador no definido.**

Agradecimientos .....	3
Índice.....	4
Índice de figuras.....	6
Capítulo 1 Introducción .....	9
1.1  Cavitación.....	9
1.2  Tipos de cavitación.....	10
1.2.1  Cavitación hidrodinámica.....	10
1.2.2  Cavitación acústica.....	11
1.2.3  Cavitación por partículas cargadas elementales.....	13
1.2.4  Cavitación óptica.....	13
1.3  Termocavitación.....	14
1.4  Aplicaciones de Cavitación.....	15
1.5  Inyección sin aguja.....	16
1.6  Objetivo.....	16
1.7  Descripción de la tesis.....	17
Referencias .....	18
Capitulo 2  Nucleación y cavitación.....	22
2.1.  Estado líquido .....	22
2.2.  Ebullición y Cavitación.....	23
2.3.  Centros de Nucleación.....	23

2.3.1.	Teoría clásica de nucleación.....	24
2.4.	Dinámica de la burbuja .....	27
2.4.1.	Ecuación Rayleigh-Plesset .....	28
2.5.	Cavitación cerca de una pared o substrato sólido. ....	33
2.6.	Crecimiento y colapso de la burbuja en un capilar. ....	36
2.6.1.	Modelo teórico. ....	36
2.7.	Chorros de líquido.....	40
Referencias	.....	41
Capitulo 3	Desarrollo experimental. ....	45
3.1.	Procedimiento para los experimentos.....	45
3.2.	Arreglo experimental para las burbujas.....	45
3.3.	Condiciones experimentales para analizar las burbujas.....	46
3.3.1.	Solución saturada de nitrato de cobre .....	46
3.3.2.	Equipo usado. ....	47
3.4.	Análisis de las burbujas. ....	47
3.5.	Arreglo experimental para los chorros líquidos. ....	49
3.6.	Condiciones experimentales para los chorros líquidos .....	50
3.6.1.	Surfactante y jabón.....	50
3.6.2.	Análisis de los chorros.....	51
Referencias	.....	52
4.	Resultados y discusiones.....	54
4.1.	Resultados. ....	54
4.2.	Discusiones. ....	<b>¡Error! Marcador no definido.</b>
Referencias	.....	65

## Índice de figuras.

*Figura 1.2 las figura a muestra la generación de burbujas por el movimiento de las hélices. La figura b muestra el daño producido por el colapso de las burbujas [7].* ..... 11

*Figura 1.3 Comportamiento del radio de la burbuja y la presión en el líquido.* ..... 12

*Figura 1.4 Arreglo experimental para la generación de una burbuja de cavitación mediante un láser cerca de un tejido biológico [13]* ..... 14

*Figura 1.5 Primer arreglo experimental para obtener burbujas de termocavitación reportado por Rastapov y Sukhodolsky [16.]*..... 15

*Figura 2.1 estados de fase del agua [1].* ..... 22

*Figura 2.2 muestra una burbuja de gas en la pared de un material sólido [2].* ..... 24

*Figura 2.3 Energía de nucleación como función del radio. Solo burbujas de radios mayores al crítico son estables y pueden crecer [1].*..... 26

*Figura 2.4 Representación de la burbuja en un líquido infinito.* ..... 28

*Figura 2.5 Diagrama de la porción de la superficie esférica de la burbuja* ..... 30

*Figura 2.6 Evolución del colapso de la burbuja y su velocidad [12]* ..... 31

*Figura 2.7 Muestra el colapso de una burbuja de cavitación y la onda de choque emitida, tomadas a 20.8 millones de FPS.*..... 32

*Figura 2.8 Muestra la comparación de la dependencia del radio de la burbuja en tiempo, obtenidos del experimento y comparados con los cálculos numéricos [13].* ..... 33

*Figura 2.9 Resultados numéricos obtenidos por Plasset y Chapman (1971), para el colapso de una burbuja cerca de un solido* ..... 34

*Figura 2.10 Muestra la evolución temporal de una burbuja de cavitación creada por termocavitación 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 [1].*..... 36

*Figura 2.11 Esquema para deducir el crecimiento de la burbuja [24].*..... 37

*Figura 2.12  $P_v$  y temperatura contra tiempo. Para el capilar de  $50\mu\text{m}$  (izquierda) y para el capilar de  $25\mu\text{m}$  (derecha). La graficas insertadas en cada figura muestra una escala vertical alargada [24].*..... 39

*Figura 2.13 Comparación del tamaño de la burbuja  $X(t)$  contra tiempo. a) Para el tubo de  $50\mu\text{m}$  de diámetro y b)  $24.9\mu\text{m}$ . La línea con símbolos muestra los datos experimentales; la línea punteada muestra con el decaimiento abrupto de presión y la línea solida muestra con el efecto térmico [24].*..... 39

*Figura 3.1 Muestra el arreglo experimental para el análisis de las burbujas de cavitación.* ..... 46

<i>Figura 3.2 Muestra el crecimiento de la burbuja y como se divide por un eje central. ....</i>	<i>48</i>
<i>Figura 3.3 Muestra el arreglo experimental para la generación de chorros líquidos. ....</i>	<i>49</i>
<i>Figura 3.4 Muestra la respuesta del laser usado. ....</i>	<i>50</i>
<i>Figura 4.1 Tamaño máximo para las burbujas tomando en cuenta que cada burbuja es seccionada en dos partes tomando como punto central x, que es donde surge la burbuja, de color rojo muestra los tamaños para la parte izquierda de la burbuja y de color negro muestra el crecimiento de la parte derecha de la burbuja. El eje x muestra la posición del foco z. ....</i>	<i>54</i>
<i>Figura 4.2 Tamaño y velocidad de la pared de las burbujas obtenidas para diferentes profundidades en el capilar (x). En color negro vemos el tamaño máximo de las burbujas contra la posición del foco z, de color azul se observa las velocidades contra la profundidad del foco z. ....</i>	<i>55</i>
<i>Figura 4.3 Muestra el crecimiento máximo de la burbuja contra la posición en la que se crea la burbuja. ....</i>	<i>56</i>
<i>Figura 4.4 Muestra la evolución de una burbuja de cavitación, la línea amarilla muestra el punto central, en la gráfica de color rojo se representa el crecimiento de la parte izquierda de la burbuja y de color negro el crecimiento de la parte derecha. ....</i>	<i>56</i>
<i>Figura 4.5 Muestra el comportamiento de la presión dentro de la burbuja para una <math>w=11 \times 10^{-5}</math> y <math>n=4.1</math>. ....</i>	<i>57</i>
<i>Figura 4.6 Comparación del crecimiento de la burbuja numérica (color negro) y experimentalmente (color rojo). ....</i>	<i>58</i>
<i>Figura 4.7 Muestra la velocidad promedio obtenida para las burbujas creadas con la misma distancia en z del foco y a una distancia de <math>x=4\text{cm}</math> de la salida del capilar, contra el amperaje usado en el láser. ....</i>	<i>59</i>
<i>Figura 4.8 Muestra la evolución de un chorro en un intervalo de <math>130\mu\text{s}</math> entre cuadro. Derecha un chorro sin perturbación y la izquierda muestra un chorro por el gas que sale de la burbuja. ....</i>	<i>59</i>
<i>Figura 4.9 Muestra la evolución del chorro para los dos capilares diferentes. De color negro para el capilar de <math>300\mu\text{m}</math> y de color roja el capilar de <math>500\mu\text{m}</math>. ....</i>	<i>61</i>
<i>Figura 4.10 Muestra la formación de los chorros usando surfactante, jabón y solo la solución. ....</i>	<i>62</i>
<i>Figura 4.11 Muestra la comparación del crecimiento del chorro con jabón, surfactante y solo la solución, a distintos parámetros. ....</i>	<i>62</i>



**INADE**

# Capítulo 1

# Introducción



# Capítulo 1 Introducción

## 1.1 Cavitación.

La cavitación es un fenómeno que su estudio fue motivado por el daño provocado en hélices de los barcos por la onda de choque generada por el colapso de las burbujas. Por tal motivo fue un fenómeno no deseado, que ahora se le han encontrado aplicaciones útiles. En el presente trabajo se estudia la cavitación para producir chorros de agua a alta velocidad para ser usados en aplicaciones médicas como es la inyección de medicamentos sin aguja.

La palabra cavitación derivada del latín “cavus” que significa hueco o vacío. Puede definirse como el estudio de la formación, crecimiento y colapso de una burbuja compuesta por gases o vapores en un fluido. En el momento del colapso de la burbuja, se produce una onda de choque con una presión muy grande [1]. La onda de choque lleva una gran cantidad de energía mecánica que puede causar un daño enorme en superficies cercanas como por ejemplo en las propelas de los barcos o en tuberías donde circula líquido a gran velocidad [2]. Gracias al efecto destructivo producido se comenzó a estudiar la cavitación.

El estudio de la cavitación viene desde 1754 con los trabajos de Euler, posteriormente, Barnaby en 1893 reportó la formación de burbujas por el lanzamiento de torpedos en el barco destructor “Daring” [3]. Pero no fue hasta 1954 que Reynolds, el primer científico en estudiar la cavitación experimentalmente y de manera sistemática, estudio el crecimiento y posterior colapso de cavidades de vapor formadas por un flujo de agua a través de tubos constreñidos [4].

El primer análisis teórico de cavitación se le atribuye a Rayleigh en 1917, quien resolvió el problema del colapso de una cavidad vacía rodeada por una masa de líquido.

Posteriormente, Naude y Ellis (1961) y Benjamin y Ellis (1966) mostraron que las burbujas de cavitación no colapsaban esféricamente cerca de una superficie sólida. Con esto concluían que las principales causas del daño ocasionado en las paredes de las propelas en los barcos, es atribuido al chorro líquido formado inmediatamente después del colapso de las burbujas. Posteriormente, Gipson (1968) mostró que la formación de los chorros, dirección e intensidad son funciones de la interacción de la burbuja y de la superficie sólida concluyendo así que esta interacción puede ser controlada. En 1983 Shima usó una cámara de alta velocidad logrando capturar el momento del colapso de la burbuja y demostrando que el daño producido en una superficie sólida era ocasionado por la onda de choque al colapso de la burbuja y no por el chorro formado [5].

Con este breve resumen sobre los primeros estudios de cavitación podemos ver que su estudio fue motivado para entender su efecto destructivo, sin embargo, actualmente se han estudiado nuevas aplicaciones para tal fenómeno en la industria y biomedicina como son aplicación en tratamientos estéticos y médicos como eliminación de grasa corporal y litotripsia [6], aplicación de pintura (Basaran 2002), combustión de gasolina (Goldshtein 1998), impresoras de inyección de tinta entre otras.

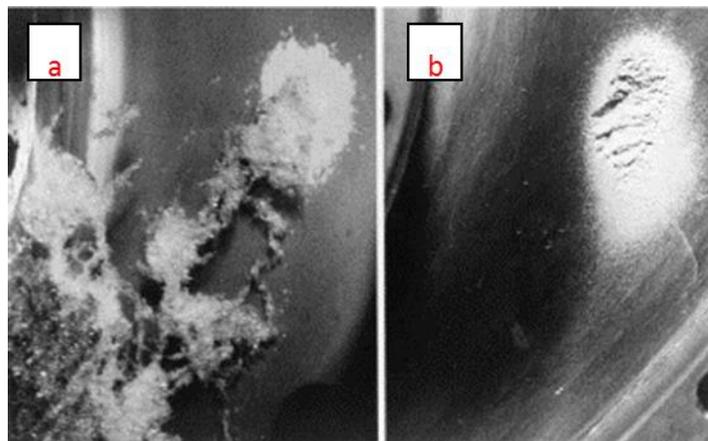
## 1.2 Tipos de cavitación.

Hoy en día existen muchos métodos para producir la cavitación, como son, el aplicar un campo de presión ultrasónico a un líquido provocando la disminución de presión en un punto determinado así logrando formar las cavidades, otro método es usando laser pulsado de alta potencia enfocado en una pequeña cantidad de volumen provocando la explosión de vapor que producirá las burbujas. A continuación se presentan los métodos más comunes para producir la cavitación.

### 1.2.1 Cavitación hidrodinámica.

Se sabe que cualquier líquido contiene burbujas de vapor, gas disuelto o impurezas, los cuales pueden servir como puntos de nucleación, i.e puntos donde la

burbuja comenzará a crecer. Si un líquido es circulado a alta velocidad, como pasa en las aspas de la propelas de los barco, se crearán zonas donde la presión en el líquido es más baja que la presión de vapor (que es la presión a la que el líquido y la burbuja están en equilibrio), ocasionando que la burbuja se expanda (ver figura 1.2a.) Posteriormente las corrientes de flujo en el líquido conducirán a la burbuja a zonas donde la presión es mayor provocando que la burbuja comience a reducir su tamaño cada vez más rápido impulsada por la presión en el exterior y la tensión superficial. En el punto final del colapso, la presión dentro de la burbuja es muy grande provocando la ruptura de la burbuja y originando una onda de choque de gran presión, la cual es responsable del daño en las propelas de los barcos (ver figura 1.1b)



*Figura 1.0.1 las figura a muestra la generación de burbujas por el movimiento de las hélices. La figura b muestra el daño producido por el colapso de las burbujas [7].*

### 1.2.2 Cavitación acústica.

Este tipo de cavitación es causada por una onda de presión de alta frecuencia (ultrasónicas) y alta amplitud, transmitida al interior de un líquido. Las ondas de presión son generadas comúnmente por un piezoeléctrico, i.e. un transductor que convierte la energía eléctrica en energía mecánica, en un resonador acústico. El piezoeléctrico produce ondas de presión de sonido en el resonador acústico lleno de agua [8]. Como punto de

nucleación se usa una burbuja de vapor previamente creada mediante calentamiento de un alambre por el que se hace pasar una corriente eléctrica. La variación de presión provocada por las ondas de sonido en el agua causa que la burbuja expanda cuando la presión es negativa y se contraiga cuando la presión es positiva hasta colapsar. Este fenómeno de crecimiento y colapso de la burbuja por las ondas acústicas es conocido como cavitación acústica.

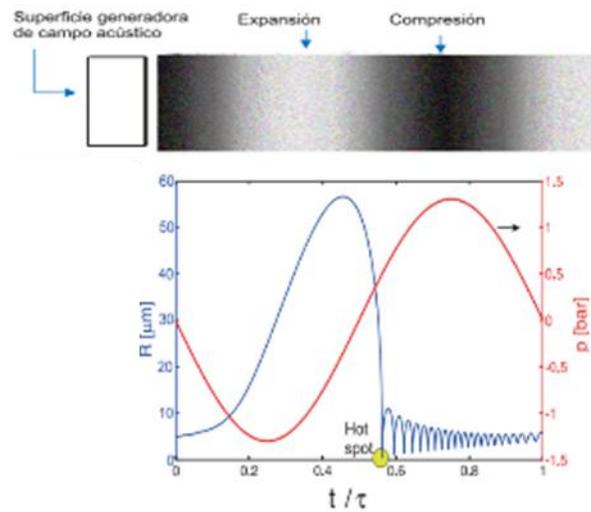


Figura 1.0.2 Comportamiento del radio de la burbuja (línea azul) y la presión en el líquido (línea roja) en la parte superior se ve un esquema de las zonas de presión en el líquido.

La figura 1.2 es un ejemplo del comportamiento del radio de la burbuja (línea azul) y el campo de presión suministrado (línea roja). La primera expansión del radio de la burbuja es causada por las fases negativas de la presión. Bajo ciertas condiciones es posible un colapso abrupto de la burbuja similar al descrito por Rayleigh [9]. También se pueden observar una serie de rebotes amortiguados asociados a la frecuencia Minnaert [10] de la burbuja. Esto se llama sonocavitación y es uno de los campos más interesantes de la cavitación ya que se pueden observar fenómenos como una alta concentración de energía y un repentino crecimiento de temperatura hasta de 20000°K generando la emisión de luz (sonoluminescence) y reacciones química (sonochemistry) [11].

### 1.2.3 Cavitación por partículas.

La cavitación generada por este método se produce cuando una partícula con alta energía es lanzada a través de un líquido la cual deja un rastro de ionización tras su paso. La ionización provoca que desencadena un calentamiento local muy rápido llegando a formar plasma y como consecuencia a la formación y crecimiento de las burbujas de cavitación. Un ejemplo de este método es la generación de burbujas al calentar un medio líquido con propiedades conductivas por un pulso corto de corriente eléctrica [12].

### 1.2.4 Cavitación óptica.

En cavitación óptica se usa un láser pulsado enfocado generalmente en un recipiente con agua donde se generaran las burbujas de cavitación. Al enfocar el láser de alta intensidad en el foco se produce absorción multifotónica que eventualmente produce un plasma (optical Breakdown). La absorción de la luz por el plasma disipa su energía en forma de calor, pudiendo obtener temperaturas de miles de grados Kelvin [13]. Podemos ver en la figura 1.4 un arreglo típico para la cavitación óptica, donde se utiliza el láser pulsado Nd:YAG con una longitud de onda de 1064nm para inducir la cavitación. La dinámica de las burbujas es grabada por dos cámaras para obtener imágenes desde la parte baja y un lado.

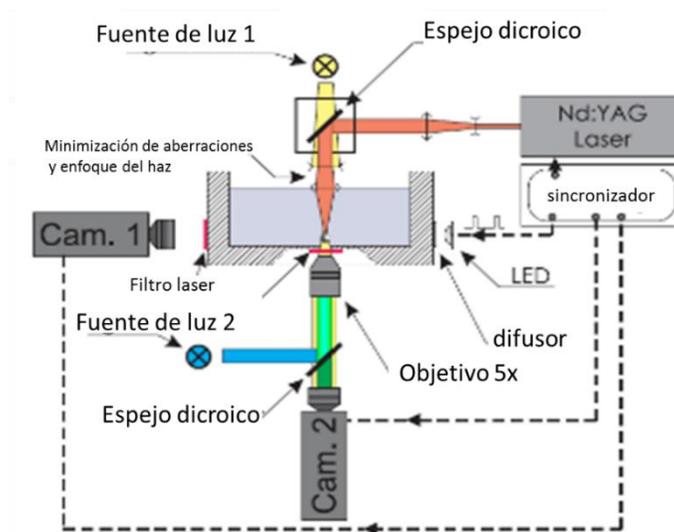


Figura 1.0.3 Arreglo experimental para la generación de una burbuja de cavitación mediante un láser cerca de un tejido biológico [14].

En el presente trabajo se utiliza un método diferente donde un láser de onda continua, que no posee la energía suficiente para producir la ionización es usado, es enfocado en un líquido altamente absorbente para producir la cavitación, a este método se le conoce como termocavitación.

### 1.3 Termocavitación.

El presente trabajo de tesis está enfocado en el método de termocavitación. Para poder producir las burbujas de cavitación, el láser debe ser enfocado en algún líquido altamente absorbente, provocando que el líquido se caliente a una temperatura muy alta en tiempo muy rápido sin que el líquido hierva debido a que la tensión superficial suprime la formación de burbujas. A este fenómeno se le conoce como supercalentamiento. El líquido puede ser supercalentado hasta al punto espinodal, i.e., la máxima temperatura a la que un líquido puede ser supercalentado. Alrededor de este punto ocurre una transición de fase explosiva de líquido a vapor (en el caso del agua es  $\sim 300^{\circ}\text{C}$ ), generando la burbuja de cavitación [15]. Usando este método se obtiene la cavitación de una forma más sencilla y económica comparada con los láseres pulsados.

El primer experimento de termocavitación fue por reportado Rastapov y Sukhodolsky en 1992 [16]. El experimento consiste enfocar un láser de Argón (potencia  $\sim 1\text{W}$ ) en un prisma y sobre él se coloca la solución altamente absorbente. En este caso se usó una solución de alcohol y colorantes absorbentes logrando obtener un coeficiente de  $100\text{cm}^{-1}$  para una longitud de onda de  $514\text{nm}$ . Para poder medir la evolución de la burbuja se usó un láser He-Ne enfocado en la zona de calentamiento y reflejado por una de las caras del prisma como se puede apreciar en la figura 1.5. La luz reflejada es captada por un fotodiodo logrando así tener una medición del tamaño de la burbuja. Otro parámetro que fue medido es la presión acústica producida por el colapso de la burbuja mediante un hidrófono [17]. Después de este experimento la termocavitación fue prácticamente olvidada y no aparecieron más trabajos hasta 2010 con Ramirez san Juan [18], quien usó un láser de onda continua enfocado en una solución de nitrato de cobre para producir la cavitación.

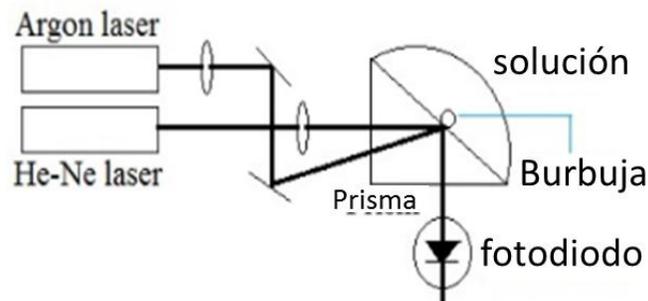


Figura 1.0.4 Primer arreglo experimental para obtener burbujas de termocavitación reportado por Rastapov y Sukhodolsky [16.].

#### 1.4 Aplicaciones de Cavitación.

Originalmente, la cavitación comenzó a estudiarse debido a que era un fenómeno que causaba un gran daño a las propelas de los barcos y tuberías, sin embargo en las últimas tres décadas se han estudiado diversas aplicaciones con múltiples beneficios. Algunas de estas aplicaciones son: impresiones de inyección de tinta [19], combustión de gasolina [20], bombeo basado en el crecimiento secuencial de burbujas de vapor a lo largo de un pequeño canal [21], daño controlado en superficies el cual es capaz de quitar partículas de

la superficie, por lo tanto actúa como limpiador local [22]. Aplicaciones en medicina donde el ultrasonido se ha utilizado como cauterizador de hemorragias o destruir tumores en necrosis en sitios específicos del cuerpo humano [23], también la cavitación se usa para remover cálculos renales, donde las ondas de choque generadas destruyen el cálculo renal en trozos más pequeños para poder ser expulsado por el cuerpo [24]. Pero una de las aplicaciones de más interés para nosotros es aplicación de cavitación para inyección libre de aguja.

### 1.5 Inyección sin aguja.

El desarrollo de un sistema de inyección de medicamento sin aguja es un parte importante en la sociedad, impulsada por la prevención de enfermedades por agujas contaminadas, inyecciones dolorosas y fobia a las agujas.

La formación de agujeros en la piel es el primer paso para la inyección de medicamento sin aguja, para lograrlo hay diferentes métodos usados, la cavitación es uno de los métodos usados, gracias al daño que provoca al crear una burbuja de cavitación cerca de una pared sólida, si la cavitación es generada cerca de la piel produce los agujeros en ella [24], que podrían ser usado con el fin de inyectar el medicamento. Otro método y el más usado es la creación de un chorro de líquido a alta velocidad. Diferentes dispositivos para crear los chorros se han diseñado, algunos ejemplos son: el uso de piezoeléctricos [25], pistolas de aire o gas [26], o dispositivos mecánicos [27] y la formación de chorros líquidos por cavitación en un tubo capilar [28]. Se sabe que la cavitación es capaz de crear chorros de alta velocidad, por tal motivo el propósito del presente trabajo es crear otro método para inyección de medicamento sin aguja.

### 1.6 Objetivo.

El objetivo del presente trabajo es realizar un estudio de la formación de burbujas en un capilar mediante termocavitación y así encontrar los parámetros adecuados para

formación de chorros líquidos con mejor geometría y velocidad, Se opta por el uso de termocavitación ya que es un método más económico y sencillo, que los usados anteriormente. Posteriormente los datos recabados podrán ser usados para el diseño de un dispositivo de inyección sin aguja portátil y de bajo costo.

### 1.7 Descripción de la tesis.

En Capítulo 2 se presenta la teoría de nucleación homogénea, así como la teoría sobre la dinámica de la burbuja, se muestran ejemplos de la ecuación de Rayleigh-Plesset comparando con datos experimentales, también se presenta la teoría sobre el crecimiento de la burbuja dentro de un capilar y el chorro que produce.

El capítulo 3 describe el arreglo experimental para la creación de burbujas de cavitación y se describe el material usado, así como los parámetros que se usaron para el estudio de la burbuja de cavitación, de igual forma se describe el arreglo usado para la generación de los chorros de cavitación y los parámetros usados en él.

El capítulo 4 presenta los resultados obtenidos para las burbujas de cavitación y los chorros obtenidos.

## Referencias

- [1] A. a. L. PHILIPP, «Cavitation erosion by single laser-produced bubbles,» *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 361, pp. 75-116, 1998.
- [2] P. S. a. A. B. Pandit, « Modeling Hydrodynamic Cavitation,» vol. 22, nº 1017–1027, 1999.
- [3] E.-A. Weitendorf, «on the history of propeller cavitation and cavitation tunnels,» 2001.
- [4] J. R. Blake, «cavitation bubbles near boundaries,» 1987.
- [5] e. a. A. SHIMA, «Mechanism of impact pressure generation from spark-generated bubble collapse near a wall,» vol. 21, nº 1, 1983.
- [6] L. Azar, «Cavitation in ultrasonic cleaning and cell disruption,» nº 14-17, 2009.
- [7] C. Brennen, « Cavitation and bubble dynamics,» 2013.
- [8] S. J. Putterman, «Sonoluminescence: sound into light.,» *Scientific American*, pp. 32-37, 1995.
- [9] M. S. Plesset, «Bubbles dynamics and cavitation,» nº 9:145-8, 1977.
- [10] M. M. Sc.D., «On musical air-bubbles and the sounds of running water,» vol. 16, nº 235-248, 1933.
- [11] M. Ashokkumar, «The characterization of acoustic cavitation bubbles – An overview,» vol. 18, nº 4, 2011.
- [12] Z. Yin, «Bubble growth on an impulsively powered microheater,» vol. 47, nº 5, 2004.
- [13] E.-A. Brujan, «stress wave emission and cavitation bubble dynamics by nanosecond

- optical breakdown in a tissue phantom,» vol. 558, 2006.
- [14] e. a. Rory Dijkink, «Controlled cavitation-cell interaction: trans-membrane transport and viability studies,» vol. 53, 2008.
- [15] J. P. B.-R. C. A. G. R.-S.-J. J. C. & R.-G. R. Padilla-Martinez, «cavitation with CW lasers: A review.,» vol. 26, nº 12, 2014.
- [16] S. R. a. A. Sukhodolsky, «Sound generation by thermocavitation induced CW-laser in solutions,» vol. 1440, nº 127, 1990.
- [17] A. S. S.F. Rastopov, «Cluster nucleation in the process of CW laser induced thermocavitation,» vol. 149, nº 4, 1990.
- [18] R.-S. J. J.C., «Time-Resolved Analysis Of Cavitation Induced By Cw Lasers In Absorbing Liquids,» vol. 18, nº 8735, 2010.
- [19] A. Asai, « Application of the nucleation theory to the design of bubble jet printers.,» *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 28, nº 5, p. 909, 1989.
- [20] V. Goldshtein, I. Goldfard y I. Schrieber, «Oscillations in a combustible gas bubble,» *Comb Theory Modelling*, vol. 2, pp. 1-17, 1998.
- [21] H. Yuan y A. Prosperetti, «The pumping effect of growing and collapsing bubbles in a tube,» *J. Micromech. Microeng*, vol. 9, pp. 402-413, 1999.
- [22] C. Ohl, M. Arora, R. Dijkink y V. Janve, «Surface cleaning from laser-induced cavitation bubbles,» *Applied physics letters*, vol. 89, nº 7, 2006.
- [23] M. Bailey, V. Khokhlova, O. Sapozhnikov, S. Kargl y L. Crum, «Physical Mechanisms of the Therapeutic Effect of Ultrasound (A Review),» *Acoustical Physics*, vol. 49, nº 49, pp. 437-464, 2003.
- [24] S. Yoshizawa, T. Ikeda y A. Ito, «High intensity focused ultrasound lithotripsy with

- cavitating microbubbles,» *Medical & Biological Engineering & Computing*, vol. 47, nº 8, pp. 851-860, 2009.
- [25] J. Padilla-Martinez, D. Banks, J. Ramirez-san-Juan y R. Ramos-Garcia, «Towards the enhancement of transdermal drug delivery through thermocavitation,» *Photon Lasers Med*, vol. 3, pp. 183-193, 2012.
- [26] J. Stachowiak, T. Li, M. Von Muhlen y L. Jalilian, «Piezoelectric control of needle-free transdermal drug delivery,» *Elsevier Journal of Controlled Release*, vol. 124, pp. 88-97, 2007.
- [27] N. Quinlan, M. Kendall y B. Bellhouse, «Investigations of gas and particle dynamics in first generation needle-free drug delivery devices,» *Shock Waves, springer*, vol. 10, pp. 395-404, 2001.
- [28] C. Sun, E. Can y A. Prosperetti, «Growth and collapse of a vapor bubble in a microtube : the role of thermal effects,» *J. Fluid*, 2009.



**I  
N  
A  
O  
E**

# Capítulo 2 Nucleación y cavitación



## Capítulo 2 Nucleación y cavitación

### 2.1. Estado líquido

Para poder entender la formación de burbujas de vapor es necesario enfocarse principalmente en dos estados de agregación, los cuales son el líquido y gaseoso. En su estudio se puede analizar el típico diagrama de fase del agua (ver figura 2.1) donde se muestra la gráfica de presión vs temperatura para un volumen específico. Algunos puntos importantes se indican con letras y que son explicados a continuación. El punto A representa donde los tres estados (sólido, líquido y gaseoso) coexisten al mismo tiempo.

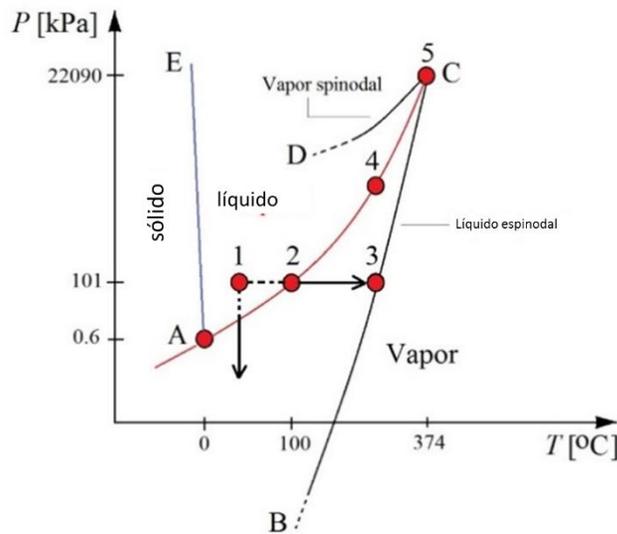


Figura 2.1 Estados de fase del agua [1].

La línea AC se le conoce como línea binodal, es la que divide la fase líquida de la fase gaseosa. El segmento BCD es nombrado línea espínodal, esta se divide en dos segmentos el CD que se conoce como línea de vapor espínodal, que representa el límite metaestable al cual el vapor puede ser subenfriado. La línea BC es llamada línea líquido espínodal y representa el límite del líquido metaestable el cual se puede supercalentar. Claramente las dos líneas espínodales terminan en el punto crítico C. Donde no hay distinción termodinámica entre las dos fases.

Hay otros puntos de interés en la gráfica, tal como el punto 1, que representa las condiciones ambientales de temperatura y presión ( $T=25^{\circ}\text{C}$  y  $P=101\text{ kPa}$ ). Partiendo de este

punto, si la temperatura se incrementa se alcanza el punto 2 que son las condiciones de ebullición a presión atmosférica ( $T=100^{\circ}\text{C}$ ,  $P=101\text{ KPa}$ ), al seguir con el aumento de temperatura se alcanza el punto 3 localizado en la línea espinodal a la presión atmosférica ( $T=305^{\circ}\text{C}$ ,  $P=101\text{ KPa}$ ). Este punto es de gran importancia para entender la termocavitación, la cual es un nuevo tipo de cavitación. La cavitación típica (cavitación hidráulica o acústica) se obtiene de la disminución de la presión a temperatura constante. Termocavitación se produce por el calentamiento muy rápido hasta el punto espinodal de una pequeña cantidad del volumen del líquido sin ebullición y donde la tensión superficial del líquido suprime la formación de burbujas. Para la formación y crecimiento de burbujas de cavitación, el líquido necesita calentarse lo suficiente para que la presión de vapor supere la presión atmosférica.

## 2.2. Ebullición y Cavitación.

Estos dos fenómenos se caracterizan por el cambio de fase de líquido a vapor pero que siguen procesos termodinámicos diferentes. El primer fenómeno, un líquido a temperatura constante sujeto a una caída de presión por debajo de la presión de saturación de vapor, produce la ruptura en el líquido i.e. cavitación. Mientras que, si un líquido sujeto a una presión constante es llevado a una temperatura mayor que a la temperatura de saturación se le denomina ebullición. Se puede dar el caso en que la temperatura se aumenta por encima del punto de ebullición sin producirse el cambio de fase. A este aumento de temperatura se le conoce como supercalentamiento y al punto en el que el cambio de transición líquido-vapor ocurre se le denomina punto crítico de supercalentamiento o espinodal.

## 2.3. Centros de Nucleación.

Los centros de nucleación son regiones donde es más probable que se formen las burbujas. Existen dos modelos de nucleación, por movimiento térmico dentro de un líquido, donde huecos microscópicos pueden ser el núcleo necesario para la ruptura y crecimiento de las microscópicas burbujas. Este tipo de modelo se le conoce como

nucleación homogénea. El segundo modelo se produce cuando entre los límites una superficie sólida y el líquido o bien partículas suspendidas en el líquido, contienen pequeños paquetes de gas en las superficies como lo muestra la figura 2.2. Cuando la ruptura ocurre en tales sitios es llamada nucleación heterogénea [2]. En el presente trabajo se estudia la teoría de nucleación homogénea.

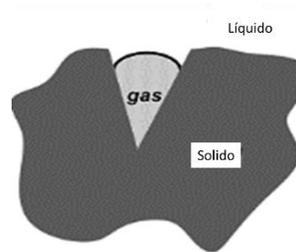


Figura 2.2 burbuja de gas en la pared de un material sólido [2].

### 2.3.1. Teoría clásica de nucleación

Esta teoría clásica de nucleación (TCN) ha sido estudiada en varios artículos [3] [4] [5]. La teoría asume que un núcleo es espontáneamente generado como resultado de las fluctuaciones de densidad en un líquido en fase metaestable, en forma de pequeñas burbujas de radio  $R$ . En un líquido puro la tensión superficial es la manifestación macroscópica de la fuerza intermolecular que tiende a mantener las moléculas unidas y previene la formación de largos huecos. Matemáticamente hablando se puede ver que la presión del líquido o presión exterior en la burbuja ( $P$ ), para una burbuja de radio  $R$ , está relacionada con la presión interior  $P_B$  por:

$$P_B - P = \frac{2S}{R} \quad (2.1)$$

Donde  $S$  es la tensión superficial. Si la temperatura  $T$  es uniforme y la burbuja contiene sólo vapor, entonces la presión interior  $P_B$  será igual a la presión de saturación  $P_{sat}(T)$ , sin embargo la presión exterior,  $P = P_{sat} - \frac{2S}{R}$  debería ser menor que la  $P_{sat}$ , afín de producir las condiciones de equilibrio. Consecuentemente si la presión exterior se

mantiene constantemente con un valor ligeramente menor que  $P_{sat} - \frac{2S}{R}$ , la burbuja crecerá, R aumenta, llegando a ocurrir la ruptura de la burbuja por el incremento de presión. Por tal motivo el tamaño máximo de la burbuja es  $R_c$  (Radio crítico). Por lo que la resistencia a la tracción del líquido [6],  $\Delta p_c$  está dada por

$$\Delta p_c = \frac{2S}{R_c} \quad (2.2)$$

Ahora de acuerdo con la TCN para obtener una expresión que describa los incrementos de energía aplicados en el líquido para la creación de un núcleo o una microburbuja de tamaño crítico  $R_c$ . Se puede asumir que el núcleo crítico se encuentra en equilibrio térmico después de su creación. La energía requerida debe ser analizada en dos partes. La primera es la energía gastada en la superficie de la burbuja. Por la definición de tensión superficial la cantidad de energía gastada  $W$  es la tensión superficial  $S$  por unidad de área entonces  $W = 4\pi R_c^2 S$ . Para la segunda parte se debe tomar en cuenta que para el crecimiento de la burbuja el líquido alrededor de la burbuja es desplazado, para esto se toma la diferencia de presión dentro y fuera de la burbuja que fue definida como  $\Delta p_c$ . Entonces el trabajo realizado para desplazar el líquido, es  $\Delta p_c$  por el volumen de la burbuja, por lo que la energía total gastada  $W_{Rc}$  será:

$$W_{Rc} = 4\pi R_c^2 S - \frac{4}{3} \pi R_c^3 \Delta p_c = \frac{4}{3} \pi R_c^2 S \quad (2.3)$$

En la figura 2.3 podemos ver las variaciones en la energía  $W$  cuando se incrementa el tamaño del radio  $R$ . De acuerdo con la TCN la energía necesaria para formar un núcleo de radio  $R$  es la suma de la contribución de la superficie y la contribución de la masa desplazada.

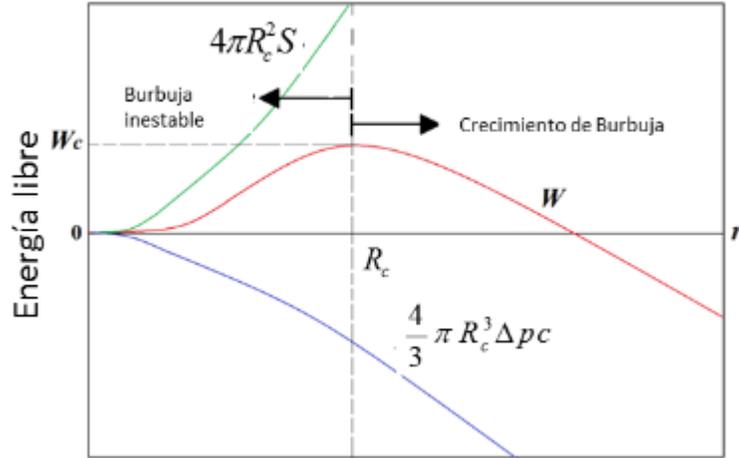


Figura 2.3 Energía de nucleación como función del radio. Solo burbujas de radios mayores al crítico son estables y pueden crecer [1].

Podemos expresar la ecuación 2.3 usando la ecuación 2.2 como

$$W_{R_c} = \frac{16\pi S^3}{3(\Delta p_c)^2} \quad (2.4)$$

El primero en formular esta expresión fue Gibbs [7]. La mayoría de las teorías homogéneas de nucleación relacionan la energía gastada  $W_{R_c}$  y la energía cinética de las moléculas  $kT$  ( $k$  es la constante de Boltzmann) mediante el número de Gibbs,

$$Gb = \frac{W_{R_c}}{kT} \quad (2.5)$$

La teoría clásica de nucleación también constituye la velocidad de nucleación  $J$ , que define el número de burbujas formadas en un sistema homogéneo por unidad de tiempo y volumen, asociado con el número de Gibbs se expresa como:

$$J = N \left( \frac{2S}{\pi m} \right)^2 \exp \left[ - \frac{16\pi S^3}{3(\Delta P_c)^2 kT} \right] \quad (2.6)$$

$$J = J_0 \exp[-Gb] \quad (2.7)$$

Donde  $J_0$  es un factor de proporcionalidad [8],  $N$  es el número de densidad del líquido (moléculas/m<sup>3</sup>) y  $m$  es la masa de la molécula. Esto si  $W_{Rc}$  es comparable a las fluctuaciones térmicas. Estas tres ecuaciones (2.2), (2.4) y (2.6) predicen el límite del supercalentamiento para más detalles ver referencia [9] donde muestra que la probabilidad de cavitación alcanza ½ cuando

$$\frac{Wc}{kT} = \ln \left( \frac{\Gamma_0 V \tau}{\ln 2} \right) \quad (2.8)$$

Donde  $V$  y  $\tau$  son el volumen y la duración del experimento, respectivamente.  $\Gamma_0$  Es un factor cinético y puede estimarse como el producto de la frecuencia termal  $kT/h$ , donde  $h$  es la constante de Boltzmann, y la densidad de los puntos de nucleación  $1/R_c^3$ . Podemos obtener que para un volumen  $V = (10\mu\text{m})^3$  y  $\tau = 1\text{s}$ , la temperatura de cavitación es  $T_{\text{cav}} = 306^\circ\text{C}$  a presión atmosférica. Para esa temperatura la presión de saturación es 9.3MPa. Esto significa que la temperatura de cavitación es predicha por la TCN.

En resumen termocavitación se produce por el calentamiento del líquido hasta su espinodal donde una transición de fase explosiva de líquido a vapor ocurre. El vapor supercalentado alcanza presiones muy altas en muy corto tiempo (~microsegundos) por lo que la burbuja de vapor se expande violentamente. La dinámica de la burbuja es descrita muy bien por la ecuación de Rayleigh-Plesset, la cual veremos a continuación.

## 2.4. Dinámica de la burbuja

Anteriormente se consideró la formación inicial de la burbuja de cavitación, el siguiente paso a tomar en cuenta es la dinámica del crecimiento y colapso de la burbuja. Este problema fue abordado desde 1917 por Lord Rayleigh quien estudió el colapso de una cavidad en un líquido. Desde entonces ha habido un gran refinamiento de los modelos para la dinámica de la burbuja en el líquido [10] [11]. A continuación se analizara el comportamiento de una burbuja en un medio infinito de líquido con una temperatura uniforme.

### 2.4.1. Ecuación Rayleigh-Plesset

Se considera el caso de una burbuja esférica de radio  $R(t)$ , donde  $t$  es tiempo, contenida en un líquido infinito donde la presión y la temperatura lejos de la burbuja son  $P_\infty$  y  $T_\infty$  respectivamente. Se asume que la temperatura  $T_\infty$  es constante por lo que los gradientes de temperatura son eliminados a priori y el calentamiento uniforme del líquido así como la fuente de calentamiento o de radiación no es considerada. Por otro lado, la presión  $P_\infty$  es conocida y puede ser controlada, la cual regula el crecimiento y colapso de la burbuja. Otros parámetros a considerar son la densidad del líquido  $\rho_l$ , que se asume como constante, así como la viscosidad  $\mu_l$  que será constante y uniforme. Por último el contenido de la burbuja se considera que es homogéneo y la temperatura  $T_B(t)$  y presión  $p_B(t)$  dentro de la burbuja siempre son uniformes.

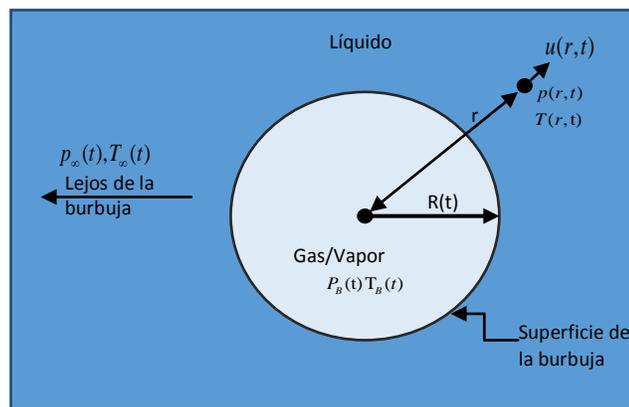


Figura 2.4 Representación de la burbuja en un líquido infinito.

Para obtener una ecuación que describa el radio de la burbuja  $R(t)$  se analiza la burbuja en un medio líquido como muestra la figura 2.4. Donde la posición radial en el líquido se denota por la distancia  $r$  desde el centro de la burbuja; la presión  $P(r,t)$ , la

velocidad radial  $u(r,t)$  hacia fuera de la burbuja y la temperatura  $T(r,t)$ . Tomando en cuenta estos parámetros, la conservación de masa requiere:

$$u(r,t) = \frac{F(t)}{r^2} \quad (2.9)$$

Donde  $F(t)$  está relacionada a  $R(t)$  por una condición de frontera cinemática en la superficie de la burbuja. En el caso ideal donde la masa se transporta a través de la interfaz,  $u(r,t) = dR/dt$  por lo tanto

$$F(t) = R^2 \frac{dR}{dt} \quad (2.10)$$

Ahora asumiendo que es un líquido Newtoniano, la ecuación de Navier-Stokes para el movimiento en dirección  $r$  es

$$-\frac{1}{\rho_l} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} - \nu_l \left[ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{2u}{r^2} \right] \quad (2.11)$$

Al sustituir  $u(r,t) = \frac{F(t)}{r^2}$  tenemos

$$-\frac{1}{\rho_l} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \frac{dF}{dt} - \frac{2F^2}{r^5} \quad (2.12)$$

Se puede notar que el término de viscosidad desaparece y el término de viscosidad que aparece en la ecuación de Rayleigh-Plesset viene dado por las condiciones de frontera. Para esto ahora la ecuación (2.12) puede ser integrada dando

$$\frac{p - p_\infty}{\rho_l} = \frac{1}{r} \frac{dF}{dt} - \frac{F^2}{2r^4} \quad (2.13)$$

luego de aplicar las condiciones de frontera  $p \rightarrow p_\infty$  y  $r \rightarrow \infty$ .

Para completar el análisis se debe considerar una condición de frontera. Para este propósito consideremos una lámina infinita en la superficie de la burbuja como muestra la

figura 2.5. La fuerza neta en esta lamina delgada hacia el exterior en la dirección radial por unidad de área está dada por

$$(\sigma_{rr})_{r=R} + p_B - \frac{2s}{R} \quad (2.14)$$

O, ya que  $\sigma_{rr} = -p + 2\mu_l \frac{\partial u}{\partial r}$  la fuerza por unidad de área es

$$p_B - (p)_{r=R} - \frac{4\mu_l}{R} \frac{dR}{dt} - \frac{2S}{R} \quad (2.15)$$

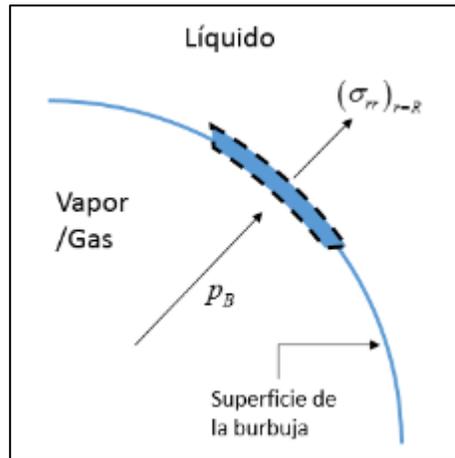


Figura 2.5 Diagrama de la porción de la superficie esférica de la burbuja

En ausencia de masa transportada cruzando el límite (evaporización o condensación) esta fuerza deberá ser cero y al sustituir el valor  $(p)_{r=R}$  en la ecuación (2.13) y con  $F = R^2 \frac{dR}{dt}$  da lugar a la ecuación generalizada Rayleigh-Plesset para la dinámica de la burbuja.

$$\frac{p_B(t) - p_\infty(t)}{\rho_l} = R \frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{4\nu_l}{R} \frac{dR}{dt} + \frac{2S}{\rho_l R} \quad (2.16)$$

Donde  $v_l = \frac{\mu_l}{\rho_l}$ . Ahora dada  $p_\infty(t)$  y a partir de la Ec. (2.16) se puede encontrar la solución para  $R(t)$  si  $p_B(t)$  es conocida, en ausencia de términos de tensión superficial y viscosidad.

Si ahora para una burbuja, en la cual no se considera la viscosidad del líquido ( $\mu=0$ ) y el efecto de la tensión es despreciable ( $S=0$ ), entonces la ecuación de Rayleigh-Plesset queda como  $p_B(t) - p_\infty(t) = R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left( \frac{dR}{dt} \right)^2$ . Este es el término de presión el cual nos determina el colapso de la burbuja y puede ser integrado para obtener:

$$\frac{dR}{dt} = - \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_\infty - p_B}{\rho_l} \left[ \frac{R_0^3}{R^3} - 1 \right]} \quad (2.17)$$

La ecuación 2.17, representa la velocidad durante el colapso de la burbuja, para lo cual se requiere que la presión externa sea mayor que la presión dentro de la burbuja ( $p_\infty > p_B$ ), la interfaz de velocidad sea negativa y el radio de la burbuja ( $R < R_0$ ) en cualquier tiempo. La figura 2.6 muestra la evolución del radio de la burbuja  $R(t)$  y la velocidad  $|\dot{R}(t)|$ , se puede ver claramente como el crecimiento de la velocidad es exponencial mientras la burbuja colapsa.

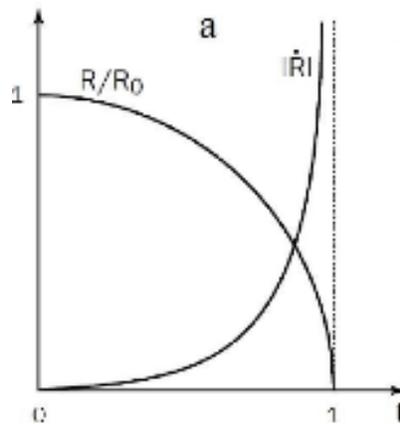
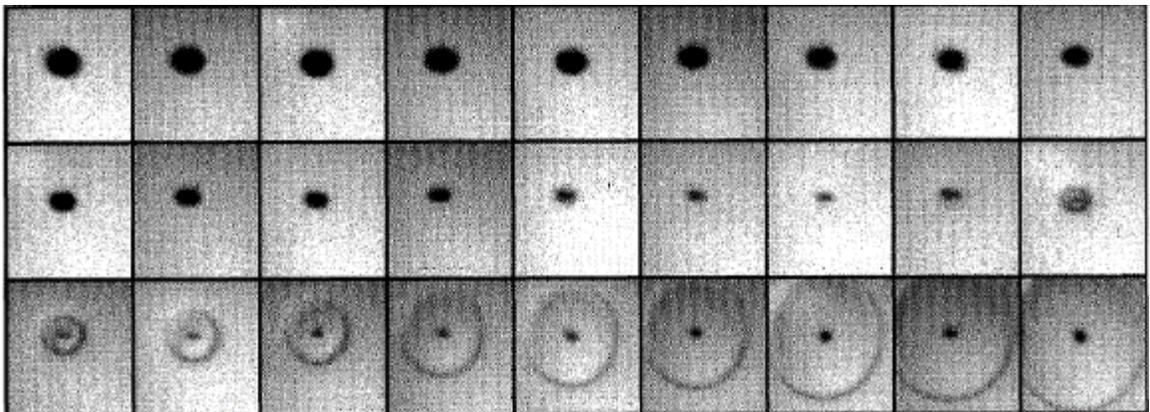


Figura 2.6 Evolución del colapso de la burbuja y su velocidad [12]

Para estudiar la cavitación de una sola burbuja se puede realizar el experimento con cavitación óptica, ya que este método genera una burbuja de cavitación en un líquido transparente. Para el experimento se usa un láser pulsado enfocado en el líquido y para observar la burbuja y la onda de choque se usa una cámara de alta velocidad.

Casi cualquier láser pulsado puede generar la cavitación, sí el pulso tiene una duración de pocos nano segundo o menos y la energía por pulso sea de algunos mili joule. El láser deberá ser enfocado minimizando aberraciones, produciendo en el punto focal una región de muy alta intensidad de luz. El láser pulsado provocará un calentamiento de impurezas y/o un rompimiento dieléctrico con ionización de avalancha y creara spots de plasma. El plasma crea la burbuja de cavitación. El crecimiento colapso y la onda de choque emitida, son tan rápidos que es necesario una cámara de alta velocidad para poder grabarlos. En la figura 2.7 se puede ver un ejemplo de cavitación creada con un láser pulsado ND:YAG, con un pulso de 100fs de duración.



*Figura 2.7 Muestra el colapso de una burbuja de cavitación y la onda de choque emitida, tomadas a 20.8 millones de FPS.*

En la figura 2.7 la dinámica de la burbuja se comenzó a grabar desde que alcanza su radio máximo, De aquí la burbuja comienza a reducir su tamaño cada vez de forma más rápida, impulsada por la presión externa que la lleva a un colapso con fuerte compresión de los contenidos dentro de la burbuja, en la fase final, la presión dentro de la burbuja es

muy grande actuando como resorte deteniendo el movimiento hacia dentro y llevada de nuevo a expansión, a este fenómeno se le conoce como rebote.

LA figura 2.8 muestra la comparación de la dependencia del radio de la burbuja en tiempo, obtenidos del experimento y comparados con los cálculos numéricos basados en la ecuación Rayleigh-Plesset. Tomando en cuenta los parámetros de radio inicial, presión acústica y viscosidad, que son escogidos para cumplir el mejor ajuste. Se puede observar el comportamiento luego del primer colapso de la burbuja una serie de rebotes cada vez de menor tamaño, esto es entendible ya que la energía del primer colapso se transforma en energía mecánica, provocando que los rebotes tengan una menor amplitud. Podemos observar como los datos experimentales coinciden con los datos numéricos.

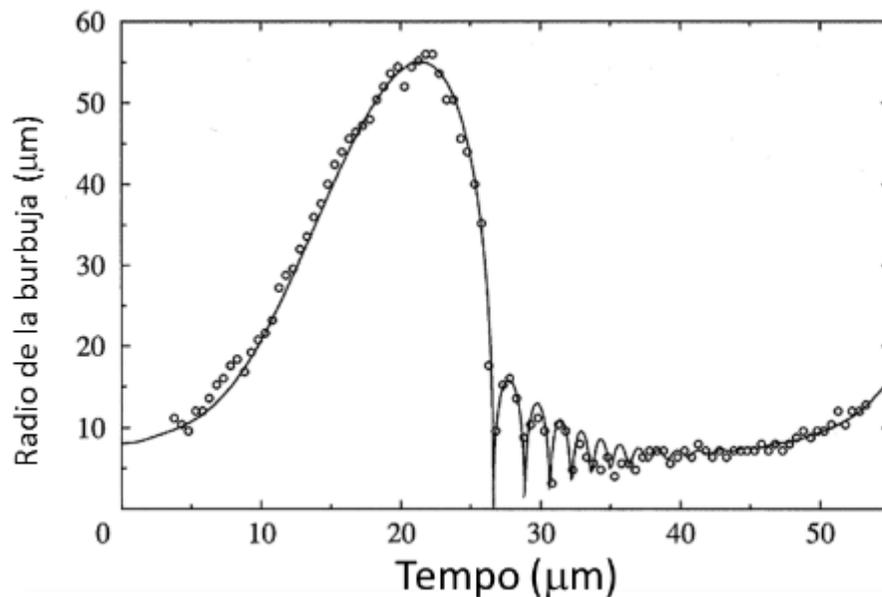


Figura 2.8 Muestra la comparación de la dependencia del radio de la burbuja en tiempo, obtenidos del experimento y comparados con los cálculos numéricos [13].

## 2.5. Cavitación cerca de una pared o substrato sólido.

Como fue mencionado anteriormente, el estudio de la cavitación fue motivado por los daños causados en las propelas de los barcos. Con el fin de descubrir el mecanismo de

erosión por cavitación, en las últimas tres décadas se ha estudiado la dinámica de la burbuja cerca de una pared sólida, usando fotografía de alta velocidad y sensores acústicos [14] [15].

Se cree que dos efectos característicos en la cavitación son los responsables del daño producido, estos son:

- La emisión de la onda de choque que ocurre en el momento del colapso de la burbuja de cavitación.
- La generación de un chorro de alta velocidad directamente hacia la pared sólida o sustrato.

En esta sección se presentan resultados teóricos y prácticos para explicar los 2 efectos característicos de la cavitación cerca de una pared sólida.

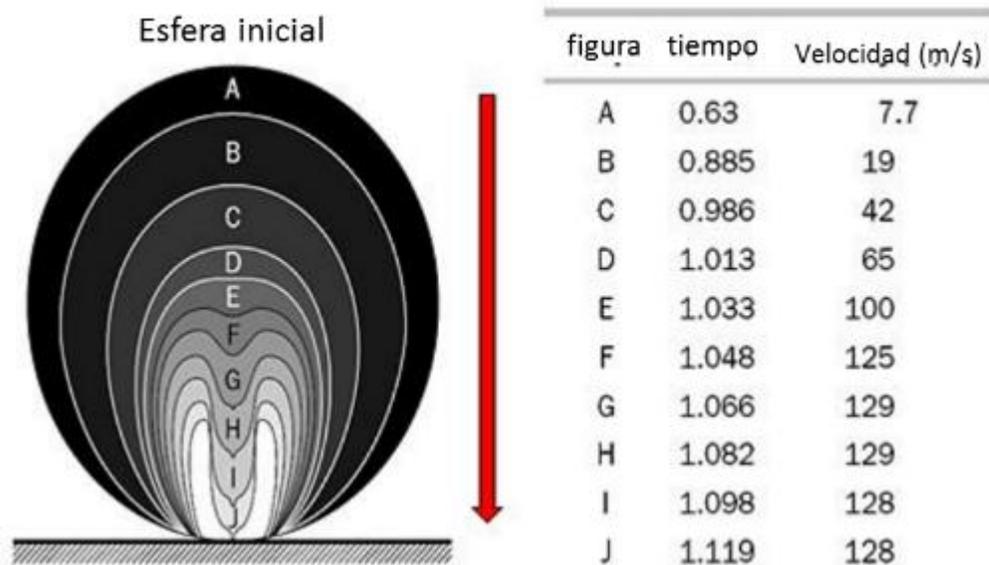


Figura 2.9 Resultados numéricos obtenidos por Plasset y Chapman (1971), para el colapso de una burbuja cerca de un solido [16].

En la figura 2.9 podemos ver una simulación numérica de una burbuja esférica en contacto con una superficie sólida. En el momento de la máxima expansión de la burbuja, la presión interna es mucho más baja que la presión en el exterior, por lo que el colapso

comienza con la forma de un toroide. Esta forma es causada por el impulso Kelvin [17] (el cual corresponde a la inercia de la burbuja de cavitación) que nos lleva a la generación del chorro dirigido hacia la pared sólida. En la simulación podemos observar la velocidad de los chorros a diferentes tiempos, estas velocidades fueron calculadas por Plesset y Chapman [16]. Ellos observaron que las velocidades tan grandes como 128 m/s coinciden con los resultados experimentales.

La figura 2.10 muestra la evolución temporal de una sola burbuja de cavitación creada por termocavitación [1], Una característica distintiva de la termocavitación es que la burbuja esta siempre en contacto con la superficie solida o sustrato tomando una forma semiesférica, sin importar si la posición del punto focal está dentro o fuera de la solución (ver figura 2.10a-b). Cambiando la posición del punto focal cambia el volumen a calentar de la solución, así como también el tamaño de la burbuja y la amplitud de la onda emitida [18]. A diferencia de las burbujas creadas con láseres pulsados en líquidos transparentes, que la burbuja se crea en el punto focal de láser. La figura 2.10a 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  $R \sim 1\text{mm}$  alcanzado en un tiempo de  $81\mu\text{s}$ . Justo en el momento del colapso se produce una onda de choque como se demuestra en la referencia [19]. La onda de emisión se puede ver en la figura 2.10c. La velocidad de la onda en la solución es de  $\sim 1800\text{m/s}$ . Luego de la onda de choque es posible observar un rebote con duración de  $81\mu\text{s}$  y su radio es 5 veces menor al radio máximo  $R$ . Lo cual es entendible ya que después del colapso la mayor parte de la energía cinética es gastada en el primer colapso en forma de energía mecánica (onda de choque). En la figura 2.8 también se puede observar que los datos del experimento coinciden con los datos numéricos resueltos con la ecuación de Rayleigh-Plesset.

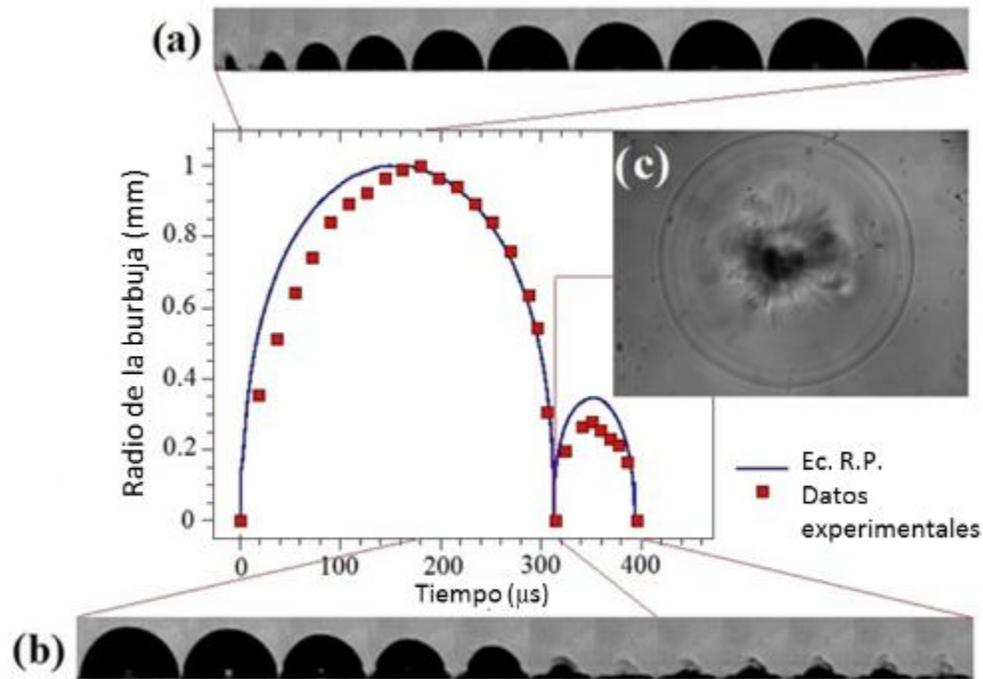


Figura 2.10 Muestra la evolución temporal de una burbuja de cavitación creada por termocavitación se puede ver a) la expansión de la burbuja, b) colapso y rebote de la burbuja y c) la emisión de la onda de choque vista desde arriba [1].

## 2.6. Crecimiento y colapso de la burbuja en un capilar.

Los primeros estudios del crecimiento y colapso de una burbuja dentro de una geometría confinada, como es un micro tubo, fueron motivados por la aplicación en impresión de inyección de tinta [20]. Desde entonces se han estudiado nuevas aplicaciones esto gracias a sus propiedades de rápido crecimiento y colapso de la burbuja, un ejemplo de aplicación se da al usar la propiedad de rápido estado de transición de la burbuja de vapor en un tubo pues se ha demostrado que se produce un efecto de bombeo [21] [22].

### 2.6.1. Modelo teórico.

Considerando un tubo de diámetro  $D$  y de una longitud  $L$  que se encuentra lleno de líquido y ambos extremos del tubo se encuentran cubiertos por una gota del mismo líquido, expuestas a la atmosfera. La burbuja se crea en el centro del tubo. Se puede

aproximar el comportamiento de la evolución del crecimiento de la burbuja en una sola dimensión, por lo que se muestra en la Figura 2.11 el modelo unidimensional para el comportamiento de la burbuja. La línea  $x=0$  muestra el centro del tubo y donde se genera la burbuja. Ya que el crecimiento de la burbuja en el punto central tiene un comportamiento simétrico, sólo se tomará la mitad derecha para su análisis. Para el movimiento de la parte derecha de la interfaz vapor-líquido localizada en  $X(t)$ . Conociendo la presión en los extremos del tubo ( $p_\infty$ ) como constante, la ecuación para el movimiento del líquido es aproximadamente [23]:

$$\ell_L \rho_L \frac{d^2 X}{dt^2} = p_v(t) - p_\infty - \square \frac{dX}{dt} \quad (2.18)$$

Donde  $\ell_L$  es la longitud de la columna de líquido, en este caso es constante e igual a la mitad de la longitud total del tubo ( $L$ );  $p_v(t)$  es la presión de vapor dentro de la burbuja y  $\square$  es el efecto de la viscosidad, el cual está definido por  $\square = 32\mu\ell_L / D^2$  [24]. Donde  $\mu$  es la viscosidad del líquido.

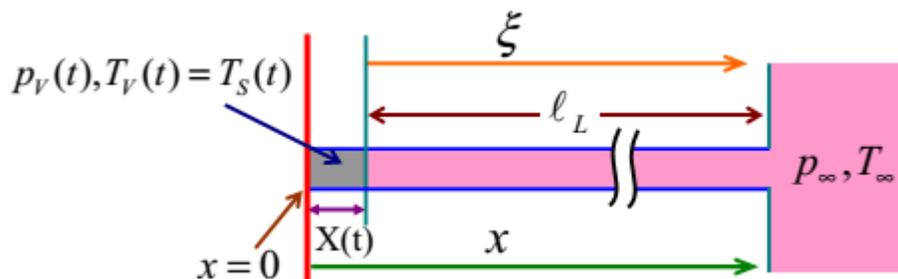


Figura 2.11 Esquema para deducir el crecimiento de la burbuja [24].

Un punto importante a tratar es la presión dentro de la burbuja, que se dará por un incremento de presión  $p_v$  que dependerá de la temperatura  $T_s(t)$ . Lo cual puede ser calculado de la ecuación (2.18) con las medidas de velocidad y aceleración de la interfaz

de la burbuja. Si se asume que el vapor es saturado, se puede calcular la temperatura  $T_s(t)$  para  $p_v$  usando la relación

$$p_v = p_{v0} \exp \left[ \frac{H_{Latent}}{R} \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_s} \right) \right] \quad (2.19)$$

Deducida de la ecuación Clausius-Clapeyron asumiendo una constante de calor latente  $H_{Latent}$ , en la ecuación 2.19  $R$  es la constante universal de gas dividida entre la masa molar de vapor.

En el trabajo Chao Sun y Prosperetti [24] la dinámica de la burbuja fue modelada. La presión dentro de la burbuja es uno de los parámetros más importantes para poder realizar el modelo. La presión inicial fue tomada igual a la presión externa (sin perturbaciones de temperatura), excepto en un corto intervalo  $0 \leq t < \Delta t$  durante el cual la presión está dada por  $p_0 + \Delta p$ . En este modelo se tienen dos variables, el aumento de presión  $\Delta p$  y el tiempo que tarda este aumento de presión  $\Delta t$ . Para este modelo ellos tomaron  $p_v(t) = p_0 + \Delta p = 10^6$  Pa y para  $\Delta t$  se tomó el dato de los resultados experimentales, tomando el tiempo que tardaba la burbuja en llegar al punto máximo.  $\Delta t = 22 \mu s$  para un tubo de  $50 \mu m$  de diámetro y  $\Delta t = 25 \mu s$  para un diámetro de  $24.9 \mu m$ . Posterior al tiempo la presión se toma  $p_v(t) = 3.2 \times 10^3$  Pa. Al tomar en cuenta la presión de esta manera se tiene un error, puesto que el decaimiento de presión es abrupto y esto experimentalmente no es verdad. Para poder corregir este modelo se resolvió la ecuación (2.19). En la figura 2.12 se pueden ver los resultados que obtuvieron para la presión y temperatura en la burbuja.

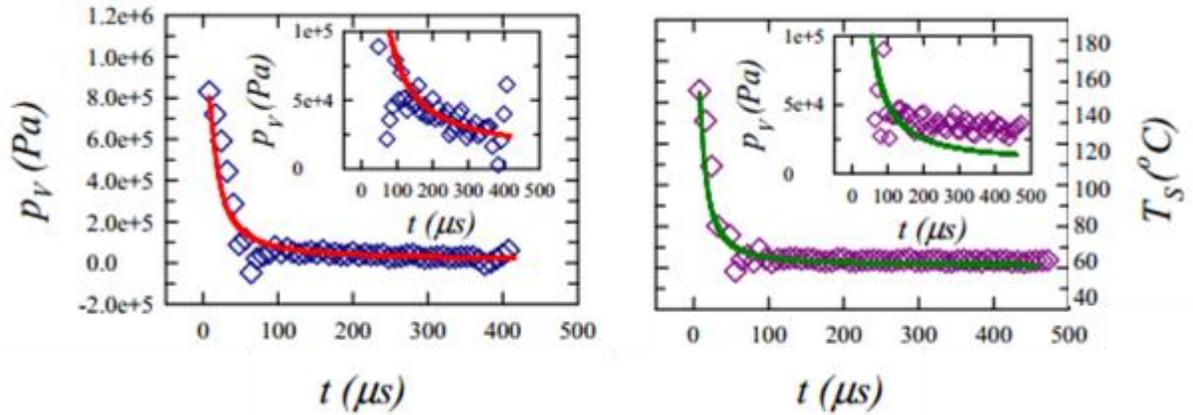


Figura 2.12  $P_v$  y temperatura contra tiempo. Para el capilar de  $50\mu\text{m}$  (izquierda) y para el capilar de  $25\mu\text{m}$  (derecha). La graficas insertadas en cada figura muestra una escala vertical alargada [24].

Tomando en cuenta la presión calculada se mejoró el modelo. La figura 2.13 presenta los resultados para el modelo con el abrupto cambio de presión y con presión calculada así comparado con los datos experimentales.

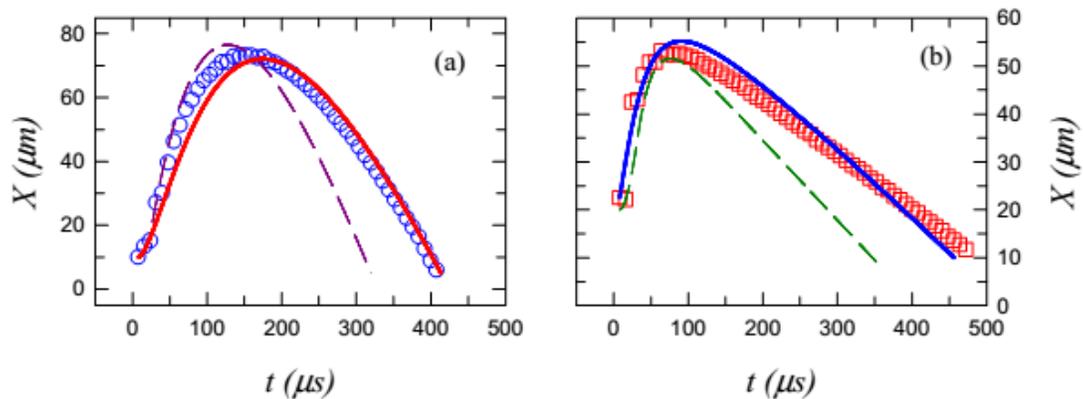


Figura 2.13 Comparación del tamaño de la burbuja  $X(t)$  contra tiempo. a) Para el tubo de  $50\mu\text{m}$  de diámetro y b)  $24.9\mu\text{m}$ . La línea con símbolos muestra los datos experimentales; la línea punteada muestra con el decaimiento abrupto de presión y la línea sólida muestra con el efecto térmico [24].

## 2.7. Chorros de líquido.

Debido a la formación de la burbuja en el capilar la fuerza de presión dentro de la burbuja empuja la columna líquida que la rodea formando un chorro de líquido a la salida del capilar. La geometría y estabilidad de las columnas líquidas formadas en el experimento son de gran importancia para muchos procesos que abarcan escalas macroscópicas hasta manométricas, como son pintura rociada [25], combustión de gasolina [26], impresoras de inyección de tinta [20], inyección sin aguja [27], entre otros.

La dinámica del chorro está asociada a una limitación fundamental conocida como la inestabilidad Rayleigh-Plateau, la cual dicta la relación entre la longitud  $L$  de la columna líquida y su radio principal  $R$  como  $\Lambda = L/2R$ , en condiciones de poca gravedad, una columna líquida cilíndrica comienza a ser inestable y romperse en gotas cuando la longitud  $L$  excede esta circunferencia (i.e.  $\Lambda > \pi$ ). En presencia de la gravedad, la ruptura de la columna de líquido ocurre para valores más pequeños de  $\Lambda$  [28].

## Referencias

- [1] J. Padilla-Martinez y C. Berrospe-Rodriguez, «Optic cavitation with CW lasers: A review,» vol. 26, nº 122007, 2014.
- [2] E. Brujan, Cavitation in Non-Newtonian Fluids, Springer, 2011.
- [3] P. Debenedetti, Metastable Liquids, Princeton Univ.Press, 1996.
- [4] W. Gibbs, The Scientific Papers Vol1, Dover Publ. Inc., 1961.
- [5] F. Caupin y E. Herbert, «Cavitation in water: a review,» vol. 7, nº 1000-1017, 2006.
- [6] J. Humphrey, «Introduction to the physics of nucleation,» Elsevier, vol. 7, pp. 946-958, 2006.
- [7] D. W. Oxtoby, «Homogeneous nucleation: theory and experiment,» vol. 4, nº 7627-7650, 1992.
- [8] Y. Viisanen, R. Strey y H. Reiss, «Homogeneous nucleation rates for water,» vol. 99, nº 4680, 1993.
- [9] M. Pettersen, S. Balibar y H. Maris, «Experimental investigation of cavitation in superfluid 4He,» vol. 49, nº 12062-12070, 1994.
- [10] C. E. Brennen, Cavitation and bubbles dynamics, Oxford University, 1995.
- [11] T. Leighton, «Derivation of the Rayleigh-Plesset Equation in Terms of Volume,» nº 308, 2007.
- [12] F. Jean-Pierre y M. Jean-Marie, Fundamentals of cavitation, Kluwer Academic Publishers, 2004, p. 39.
- [13] C.-D. Ohl, T. Kurz, R. Geisler, O. Lindau y W. Lauterborn, «Bubble Dynamics, Shock

- Waves and Sonoluminescence,» *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, vol. 357, nº 1751, pp. 269-294, 1999.
- [14] B. T. B. y E. A. T., «The collapse of cavitation bubbles and,» *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, Mathematical and Physical Sciences*, vol. 260, pp. 221-240, 1966.
- [15] J. Ramirez-San-Juan, E. Rodriguez-Aboytes, y R. Ramos-Garcia, «Time-resolved analysis of cavitation induced by CW lasers in absorbing liquids,» *OPTICS EXPRESS*, vol. 18, nº 9, 2010.
- [16] M. Plesset y R. Chapman, «Collapse of an initially spherical vapour cavity in the neighbourhood of a solid boundary,» *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 47, pp. 283-290, 1971.
- [17] J. Blake, «The Kelvin impulse: application to cavitation bubble dynamics,» *The Journal of the Australian Mathematical Society. Series B. Applied Mathematics*, vol. 30, nº 02, pp. 127-146, 2009.
- [18] 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*, vol. 278, nº 012029, 2011.
- [19] A. Vogel y W. Lauterborn, «Acoustic transient generation by laser-produced cavitation bubbles near solid boundaries,» *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 82, nº 2, 1988.
- [20] G. Martin y I. Hutchings, «Inkjet printing- the physics of manipulating liquid jets and drops,» *J. Phys*, vol. 105, nº 012001, 2008.
- [21] H. Yuan y A. Prosperetti, «The pumping effect of growing and collapsing bubbles in a tube,» *J. Micromech. Microeng*, vol. 9, pp. 402-413, 1999.

- [22] Y. Zhizhong y A. Prosperetti, «A microfluidic ‘blinking bubble’ pump,» *J. Micromech. Microeng*, vol. 15, pp. 643-651, 2005.
- [23] Z. Yin y A. Prosperetti, «Bubble growth on an impulsively,» *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 47, p. 1053, 2004.
- [24] C. Sun, E. Can y A. Prosperetti, «Growth and collapse of a vapor bubble in a microtube : the role of thermal effects,» *J. Fluid*, 2009.
- [25] O. Basaran, «Small-scale free surface flows with breakup: Droplet formation and emerging applications,» *AIChE J.* , vol. 2, pp. 1842-1848, 2002.
- [26] V. Goldshtein, I. Goldfard y I. Schrieber, «Oscillations in a combustible gas bubble,» *Comb Theory Modelling*, vol. 2, pp. 1-17, 1998.
- [27] T. Yoshiyuki, O. Nikolai y S. Chao , «Needle-free injection into skin and soft matter with highly focused micro jets,» *Fluid Dynamics* , 2012.
- [28] J. Padilla-Martinez , J. Ramirez-San-Juan, N. Korneev y R. Ramos-Garcia, «BREAKING THE RAYLEIGH-PLATEAU INSTABILITY LIMIT USING THERMOCAVITATION WITHIN A DROPLET,» *Atomization and Sprays*, vol. 23, pp. 487-503, 2013.



**I  
N  
A  
D  
E**

# Capítulo 3

## Desarrollo experimental



## Capítulo 3 Desarrollo experimental.

### 3.1. Procedimiento para los experimentos

En el presente trabajo se realizaron dos experimentos. En el primer experimento se buscaron los parámetros experimentales que permitieran generar una burbuja con el tamaño y presión necesarios para producir chorros de alta velocidad. En base a estos resultados, se montó el segundo arreglo experimental para optimizar la velocidad de los chorros. Mediante este arreglo, también se buscó reducir la fricción entre el tubo y el líquido mediante el uso de surfactante y jabón [1]. A su vez se observa la formación de un menisco en la salida del capilar, el cual provoca el enfocamiento del chorro y con esto un aumento en la velocidad del chorro.

### 3.2. Arreglo experimental para la generación de burbujas.

En este arreglo experimental se utiliza un láser de fibra con una longitud de onda  $\lambda=975\text{nm}$ , colimado y enfocado con un objetivo de 10X en un capilar de  $700\mu\text{m}$  de diámetro interno y 1 mm de diámetro externo. El tubo se llena de una solución saturada de nitrato de cobre ( $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2$ ) [2], con un coeficiente de absorción de  $\alpha=135\text{cm}^{-1}$  (longitud de penetración de la luz  $\sim 75\mu\text{m}$ ). La solución es introducida en el capilar por uno de sus extremos con una jeringa dejando el otro extremo libre como muestra en la figura 3.1. Para poder observar la formación de la burbuja de cavitación se usa una cámara de alta velocidad cámara “phantom v7.3 vision research” ( $\sim 81632$  cuadros por segundo FPS).

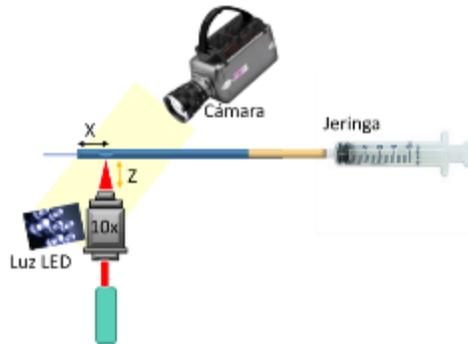


Figura 3.1 Muestra el arreglo experimental para el análisis de las burbujas de cavitación.

Para la captura y el análisis de los videos, se usa el software “Phantom Camara Control Aplicacion”, el cual permite disparar la cámara y ajustar los parámetros de grabación (la velocidad de captura, el tamaño de imagen, etc.) Permite además realizar mediciones de distancia, lo cual fue usado para determinar la velocidad de los chorros conociendo los tiempos de captura de las imágenes.

### 3.3. Condiciones experimentales para analizar las burbujas.

En esta sección se describen los parámetros de los elementos utilizados en el arreglo experimental.

#### 3.3.1. Solución saturada de nitrato de cobre

Para la preparación de la solución se requiere colocar en un vaso de precipitados 4.89 g nitrato de cobre ( $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2$ ) [2] y 5 ml de agua destilada. Para diluir la solución se coloca el vaso en una base con agitador magnético por 5 minutos o hasta que el nitrato se diluya por completo. Finalmente la solución se filtra para eliminar residuos y se coloca en un tubo de ensayo para su uso.

El coeficiente de absorción de la solución para una longitud de onda de  $\lambda=975\text{nm}$  es de  $\alpha=135\text{ cm}^{-1}$ . La densidad de la solución es aproximadamente 2 veces la del agua ( $\rho_{\text{sol}} \approx 2\rho_{\text{agua}}$ ). La viscosidad fue medida con un viscosímetro Mod. Canon FESNKE

obteniendo  $\mu_{sol} \approx 5\mu_{agua}$ ; finalmente la tensión superficial fue calculada como  $\sigma \approx 0.088$  N/m, la cual es muy similar a la tensión superficial del agua ( $\sigma_{agua} \approx 0.072$  N/m).

### 3.3.2. Equipo usado.

En el arreglo experimental se usa un láser de fibra óptica con una longitud de onda de  $\lambda=975$ nm colimado y enfocado con un objetivo de 10x con punto focal en 200mm. La cintura del haz es de  $26.4 \mu\text{m}$  en el foco del objetivo. El láser se enfoca en un capilar de  $700 \mu\text{m}$  de diámetro interno y 1mm de diámetro externo, y con longitud total de 4.5cm. Este capilar es llenado con la solución de nitrato de cobre. La evolución temporal de la burbuja es grabada con una cámara de alta velocidad “phantom v7.3 vision research” a una velocidad de 81632 FPS.

### 3.4. Análisis de las burbujas.

Se comienza por alinear el arreglo experimental de tal manera que la cintura del haz esté enfocada en la interfaz liquido-vidrio del capilar, siendo esta la posición inicial de referencia  $z=0$ . El objetivo de microscopio se monta en una base de translación, permitiendo controlar manualmente la posición del foco ( $z<0$  o  $z>0$ ) y la distancia  $x$  donde se enfoca referente a la salida del capilar (ver figura 3.2). Gracias a que el coeficiente de absorción de la solución ( $135\text{cm}^{-1}$ ) es muy alto, la luz del láser es altamente absorbida cerca de la interfaz liquido-vidrio ( $\approx 75\mu\text{m}$ ), por lo que la solución se calienta hasta el punto espinodal ( $\approx 270\text{-}300 \text{ }^\circ\text{C}$ ) [3] [4] donde la fase explosiva de líquido-agua ocurre generando la expansión de la burbuja.

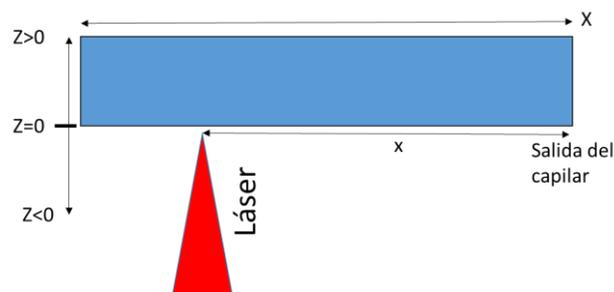
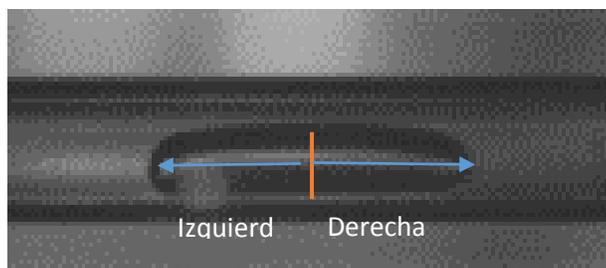


Figura 3.2 Posición de referencia del spot del láser.

En el experimento se buscan los parámetros óptimos para la creación del chorro más rápido y con mejor forma, para esto se analiza la dinámica de formación de la burbuja y la velocidad del chorro generado para diferentes posiciones  $x$  en el capilar, tomando como referencia la salida libre del mismo. Para controlar el volumen de solución a calentar se varia la distancia  $z$ , lo que implica un cambio en el tamaño en spot del láser, en la interfaz liquido-vidrio. Para  $z=0$  donde el punto focal se encuentra en la interfaz liquido-vidrio el spot tiene un tamaño de  $w_0= 26.4\mu\text{m}$ . Para  $z\neq 0$  entonces el tamaño del spot se calcula con la expresión  $w(z)=w_0[1+(z/z_R)^2]^{1/2}$  obteniendo  $w(z=0.25\text{mm})=29.4\mu\text{m}$ ,  $w(0.5\text{mm})= 58.7\mu\text{m}$  y finalmente  $w(0.75\text{mm})= 88\mu\text{m}$ . Se seleccionan estos puntos ya que producen las burbujas de máximo tamaño que la cámara podía grabar completamente. También se varia la distancia respecto a la salida del capilar donde se producirá la burbuja, tomando mediciones a  $x=0.5\text{cm}$ ,  $x=1\text{cm}$ ,  $x=1.5\text{cm}$  y  $x=2\text{cm}$ .

Para su análisis se puede observar el crecimiento de la burbuja cuadro por cuadro. Se toma el punto donde se genera la burbuja como punto inicial de referencia, por lo que al expandirse la burbuja se tienen dos direcciones de crecimiento: hacia la salida libre del capilar (derecha) y hacia la parte unida a la jeringa (izquierda). Debido a las presiones diferentes en los extremos, el crecimiento de la burbuja no será simétrico. La figura 3.2 muestra el crecimiento de una burbuja y la dirección de medición. Se mide la posición de ambas paredes cuadro por cuadro para obtener una gráfica de la posición de la pared de la burbuja vs tiempo.



*Figura 3.3 Muestra el crecimiento de la burbuja y como se divide por un eje central.*

De igual forma se estudió la dinámica de los chorros generados bajo los mismos parámetros de las burbujas midiendo la velocidad, longitud y se calculó una aproximación del volumen de líquido expulsado por la expansión de la burbuja.

### 3.5. Arreglo experimental para los chorros líquidos.

Para la formación de los chorros se usó un arreglo experimental semejante, pero ahora se usó un láser de diodo con longitud de onda  $\lambda=975\text{nm}$  con una potencia de hasta 1.8 W. El objetivo se cambió por una lente de distancia focal de 10cm debido a que buscamos optimizar el volumen calentado y se podía alcanzar intensidades más grandes. Al láser se le puede variar la potencia usada. Para este experimento se tienen dos capilares de diferentes diámetros, ambos con una longitud L de 10cm. Uno de ellos tiene un diámetro interno de  $500\mu\text{m}$  y diámetro externo de  $650\mu\text{m}$ , mientras que el otro tiene un diámetro interno de  $300\mu\text{m}$  y un diámetro externo de  $500\mu\text{m}$ . Al igual que en el primer experimento un extremo del capilar se une a una jeringa con la cual se le introduce la solución de nitrato de cobre.

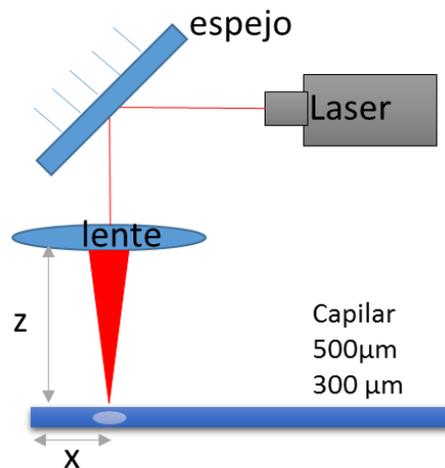


Figura 3.4 Muestra el arreglo experimental para la generación de chorros líquidos.

### 3.6. Condiciones experimentales para los chorros líquidos

La corriente del láser se puede variar y por lo tanto la potencia de salida. La Figura 3.4 muestra la curva de calibración donde la máxima potencia es 1.8 W obtenida a una corriente de  $\sim 3$  A. Al igual que el experimento anterior la cintura se encuentra entre la interfaz líquido vidrio, para su análisis se grabó el proceso con la cámara de alta velocidad.

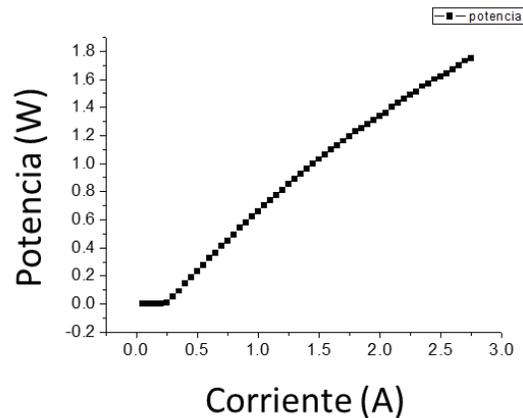


Figura 3.5 Muestra la respuesta del láser usado.

#### 3.6.1. Surfactante y jabón.

Con este experimento se buscó obtener la mejor forma y la velocidad mayor del chorro líquido, por lo que se optó por usar un surfactante que es capaz de reducir la fricción entre el líquido y el vidrio, así como también se produce un menisco entre el líquido que provoca que el chorro se enfoque a la salida logrando salir a una velocidad mucho más alta que sin menisco [5].

El surfactante es un elemento que actúa como detergente, emulsionante o humectante y que permite reducir la adhesión, y por lo tanto, reducir la fricción que existe en el fluido y el substrato. Los surfactantes se componen de partes hidrófobas (que rechazan el agua) y partes hidrófilas (que son solubles en agua). En este trabajo se usó el surfactante hexadecyltrimethylammonium chloride. Se preparó una solución con 4mg por 10ml de agua. Por otra parte también se optó por hacer la prueba con jabón, en este caso

“Salvo”, para lavar trastes. En este caso se preparó una solución con una gota de jabón en 10 ml de la solución de nitrato de cobre.

### 3.6.2. Análisis de los chorros

En este experimento la lente se montó en una base de traslación permitiendo controlar la posición del foco a lo largo del capilar.  $x=0$  significa que el foco está en la salida libre del capilar mientras que  $x>0$  indican enfocamiento alejado de la salida libre. En los puntos  $x=0.5\text{cm}$  y  $x=1\text{cm}$  se obtuvieron las mejores velocidades en el experimento de la burbuja. También se hicieron experimentos para  $x=4\text{cm}$ , obteniéndose el chorro muy largo y más estable, aunque de menor velocidad. Otro parámetro a variar es el volumen de líquido a calentar, para esto se montó el capilar en una base de traslación, con lo cual se podía controlar la posición del spot enfocado, tomando como referencia  $z=0$  en la interfaz vidrio líquido y para  $z>0$  con el spot enfocado dentro del líquido y  $z<0$  con el spot fuera del él. En este experimento se tomó  $z=-300\mu\text{m}$ ,  $z=0\mu\text{m}$ ,  $z=200\mu\text{m}$ ,  $z=400\mu\text{m}$  y  $z=800\mu\text{m}$ . Un parámetro más a medir, que en el caso anterior no se tomó en cuenta, fue variar la potencia de  $0.491\text{W}$  a  $1.4\text{W}$ . Para su análisis se midió la velocidad de cada chorro, así como su diámetro y longitud.

## Referencias

- [1] Y. Tagawa, N. Oudalov, C. Sun y A. Prosperetti, «Highly focused supersonic microjets,» *Physical review*, vol. 2, nº 031002, 2012.
- [2] J. Ramirez-San Juan, E. Rodriguez-Aboytes, A. Martinez-Canton y R. Ramos-Garcia, «Time-Resolved Analysis Of Cavitation Induced By Cw Lasers In Absorbing Liquids,» *Opt. Express*, vol. 18, pp. 8735-8743, 2010.
- [3] V. Skripov y P. Pavlov, «Explosive boiling of liquids and fluctuation nucleus,» *USSR*, vol. 8, p. 782.787, 1970.
- [4] P. Kafalas y A. Ferdinand Jr, «Fog droplet vaporization and fragmentation by a,» *Appl. Opt.*, vol. 12, pp. 29-33, 1973.
- [5] Y. Tagawa, N. Oudalov, C. Sun y A. Prosperetti, «Highly Focused Supersonic Microjets,» *Physical Review x*, vol. 2, 2012.



**IN  
DA  
DE**

# Capítulo 4 Resultados.



## 4. Resultados.

### 4.1. Resultados.

Como ya fue explicado anteriormente se tomaron videos de la formación de burbujas para diferentes valores de  $x$  y diferentes posiciones del foco  $z$ . Se encontró que el tamaño de la burbuja aumenta conforme se aumenta la posición del foco  $z$ , como se puede ver en la figura 4.1. Esto se entiende fácilmente porque al aumentar  $z$  el tamaño del volumen supercalentado (debido al aumento del tamaño del spot) aumenta también como se demostró en la Referencia [1]. Esto se traduce en burbujas más grandes y por lo tanto más energéticas.

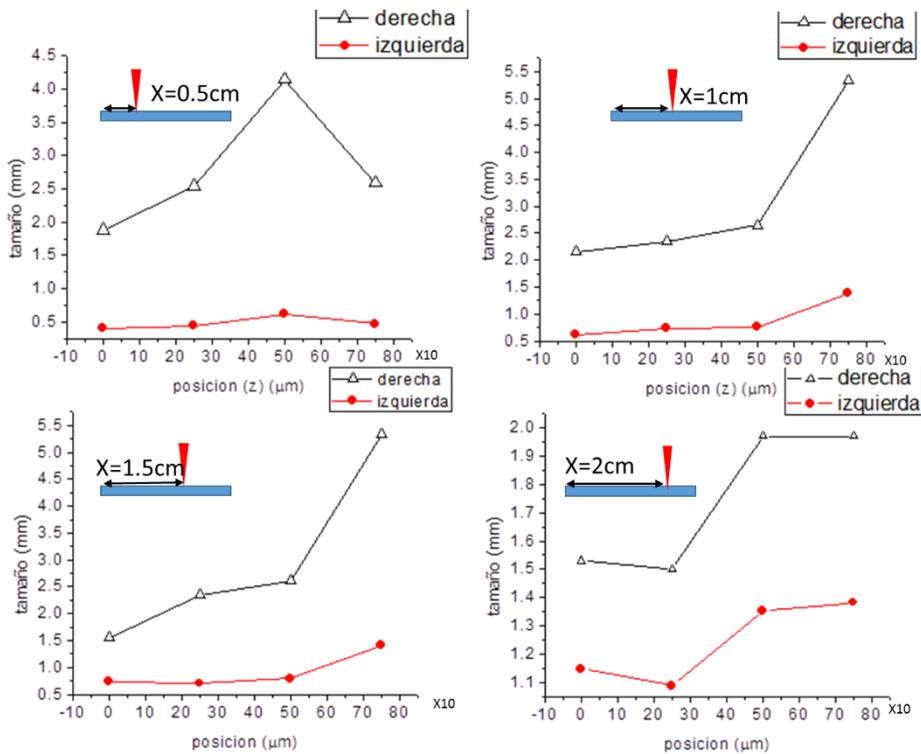


Figura 0.1 Tamaño máximo para las burbujas tomando en cuenta que cada burbuja es seccionada en dos partes tomando como punto central  $x$ , que es donde surge la burbuja, de color rojo muestra los tamaños para la parte izquierda de la burbuja y de color negro muestra el crecimiento de la parte derecha de la burbuja. El eje  $x$  muestra la posición del foco  $z$ .

Cabe destacar que para  $x=0.5\text{cm}$  la burbuja esta tan cerca de la salida que para cierto valores de  $z$ , la burbuja sale del capilar, como se mostrará más tarde. Otro parámetro que

se estudió es el crecimiento total de la burbuja y la velocidad del chorro de agua como resultado de la expansión de la burbuja que se muestra en la figura 4.2. Se puede observar que al igual que el tamaño de la burbuja, la velocidad del chorro de salida crece conforme el volumen supercalentado aumenta (y por lo tanto tamaño de burbuja). Entonces con un tamaño mayor de burbuja y cercano a la salida del capilar se obtiene las mayores velocidades.

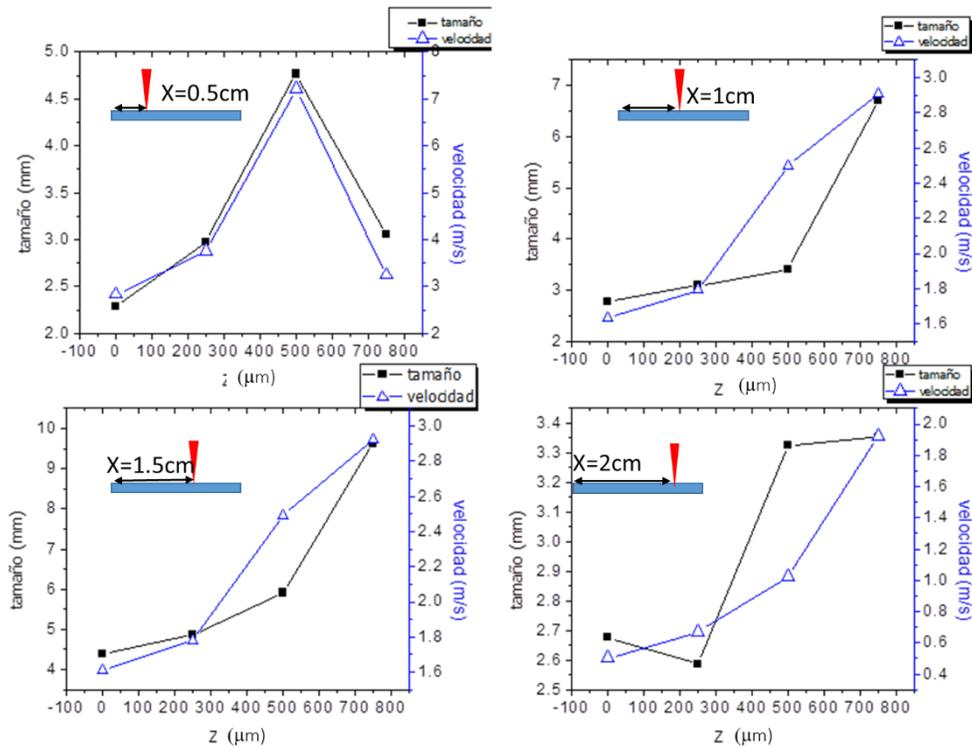


Figura 0.2 Tamaño máximo de burbuja y velocidad del chorro generado, obtenidas para diferentes profundidades en el capilar ( $x$ ). En color negro vemos el tamaño máximo de las burbujas contra la posición del foco  $z$ , de color azul se observa las velocidades del chorro contra la profundidad del foco  $z$ .

De las figuras anteriores y de los videos se observa que la burbuja no crece simétricamente a partir del punto donde se enfoca el láser. En el lado abierto del capilar la expansión de la burbuja, ocasiona que el líquido sea expulsado y por lo tanto la burbuja crece más, mientras que del lado cerrado su crecimiento es mucho más pequeño. Sin embargo, conforme la burbuja es creada más adentro del capilar, su crecimiento se vuelve

más simétrico (ver figura 4.3.), logrando recrear el experimento reportado en la literatura [2]

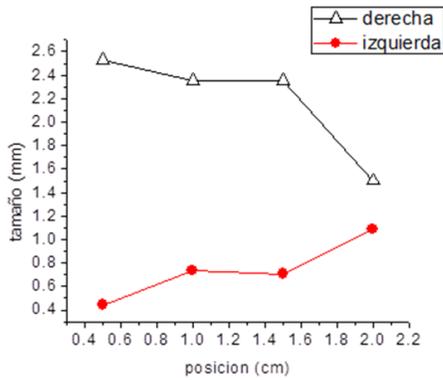


Figura 0.3 Muestra el crecimiento máximo de la burbuja contra la posición en la que se crea la burbuja para una posición del foco  $z=250\mu\text{m}$ .

En la figura 4.4 se puede ver la evolución temporal de una burbuja de cavitación creada en la posición  $x=0.5\text{cm}$  y con una profundidad del foco de  $z=0$ . La burbuja alcanzó un tamaño máximo de  $2.28\text{mm}$  y tiempo de vida de  $t=1.3\text{ms}$ .

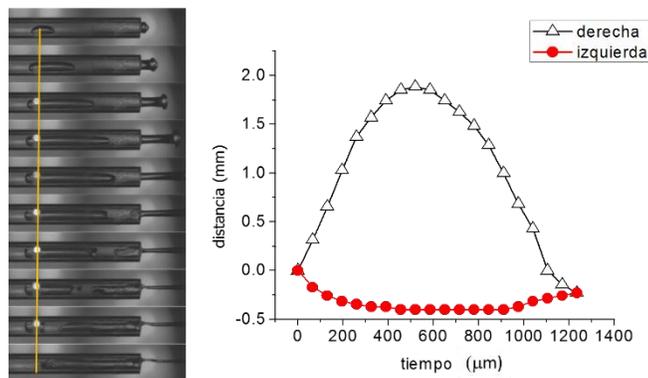


Figura 0.4 Muestra la evolución de una burbuja de cavitación, la línea amarilla muestra el punto central, en la gráfica de color rojo se representa el crecimiento de la parte izquierda de la burbuja y de color negro el crecimiento de la parte derecha.

Para comparar los resultados se resolvió numéricamente la ecuación (2.18) que describe la dinámica de la pared de la burbuja. Para el diámetro interno del capilar se tomó  $d=700\mu\text{m}$ . La longitud total del capilar es de  $L=4.5\text{ cm}$ ,  $x=0.5\text{cm}$ , la viscosidad del líquido es 5 veces la del agua  $\mu=5\times(0.001)\text{ Pa}\cdot\text{s}$  y la densidad es 2 veces la densidad del agua  $\rho=2\times 999.87\text{ Kg/m}^3$ . Para la  $P_v(t)$  se tomó la presión inicial más un incremento de presión de una súper Gaussiana obteniendo  $P_v(t) = P_0 + \Delta P e^{-(t/w)^n}$  que nos da el comportamiento del pulso de presión para la creación de la burbuja. En reportes previos se usaron pulsos cuadrados de presión [2], sin embargo este tipo de pulsos no existen en situaciones reales. Nuestra propuesta es más cercana a la realidad. Para esto se calculó la presión  $P_v(t)$ , de la ecuación (2.18) usando los datos experimentales de velocidad y aceleración obteniendo el máximo para el valor  $\Delta P$ , la gráfica de la figura 4.5 muestra el pulso usado para la simulación.

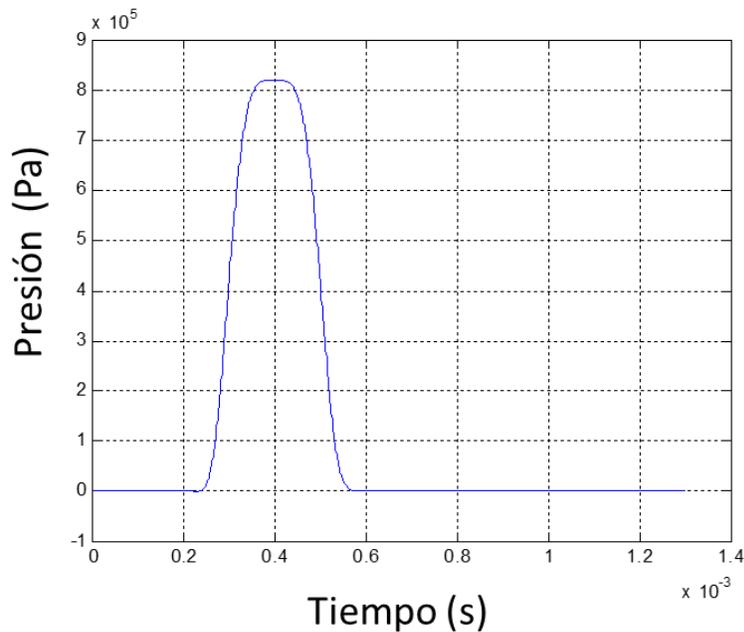


Figura 0.5 Muestra el comportamiento de la presión dentro de la burbuja para una  $w=11\times 10^{-5}$  y  $n=4.1$ .

En la figura 4.6 se muestra una comparación entre el experimento y la teoría usando este impulso de presión, mostrando una gran coincidencia. Hay que mencionar, sin embargo, que la teoría predice una amplitud menor del tamaño de la burbuja. Por lo que este modelo, solo nos describe cualitativamente los experimentos pero nos indica que el proceso físico de la dinámica de la burbuja es el correcto.

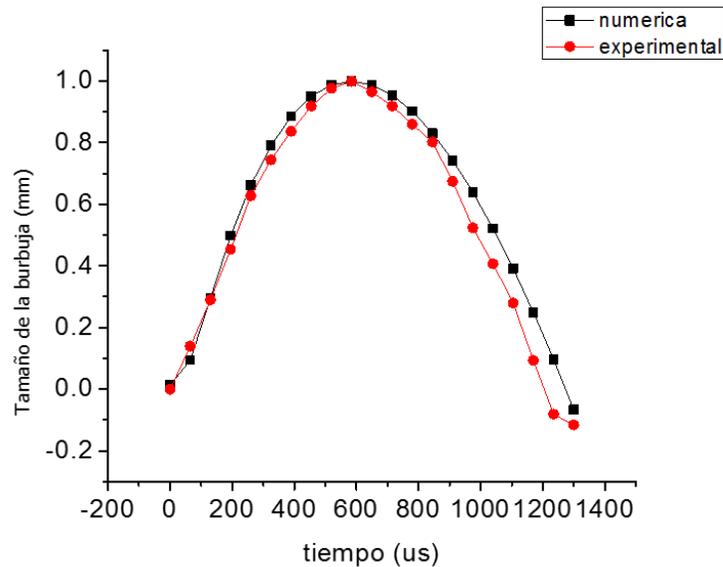


Figura 0.6 Comparación del crecimiento de la burbuja numérica (color negro) y experimentalmente (color rojo).

Con los datos recabados de las pruebas para las burbujas se encontró que el punto más cercano a la salida del capilar produjo el chorro de mayor velocidad y la burbuja más grande se produce con  $z$  mayor a cero. El siguiente paso es analizar los chorros de agua para esto se montó el segundo arreglo (ver figura 3.3) y se usaron los dos capilares con diámetros de  $300\ \mu\text{m}$  y  $500\ \mu\text{m}$  buscando obtener el chorro con mayor velocidad como se demostró en la referencia [2].

Se realizaron los experimentos para el capilar con diámetro interno de  $300\ \mu\text{m}$  en las posiciones  $x=0.5\text{cm}$ ,  $x=1\text{cm}$  y  $x=4\text{cm}$  respecto a la salida del capilar también se obtuvieron datos variando la potencia del láser. En la figura 4.7 se muestran los resultados para  $x=4\text{cm}$  al variar la potencia. Se encontró que para menor potencia mayor es la

velocidad de salida. Esto en función de tamaño de la burbuja se puede ver como para una burbuja de mayor tamaño mayor es la velocidad promedio, en función de la corriente usada, con la que sale el chorro como lo muestra la figura 4.7

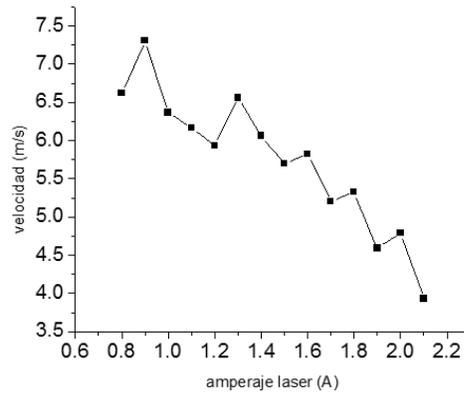


Figura 0.7 Muestra la velocidad promedio obtenida para las burbujas creadas con la misma distancia en z del foco y a una distancia de  $x=4\text{cm}$  de la salida del capilar, contra el amperaje usado en el láser.

Al tomar los datos de las velocidades de los chorros se obtuvieron las mejores velocidades a potencias menores. Aunque por otro lado, sí la burbuja formada dentro del capilar es muy grande, especialmente para  $x=0.5\text{cm}$ , el vapor dentro de la burbuja es expulsado con mucha fuerza, descomponiendo el chorro como muestra la figura 4.8

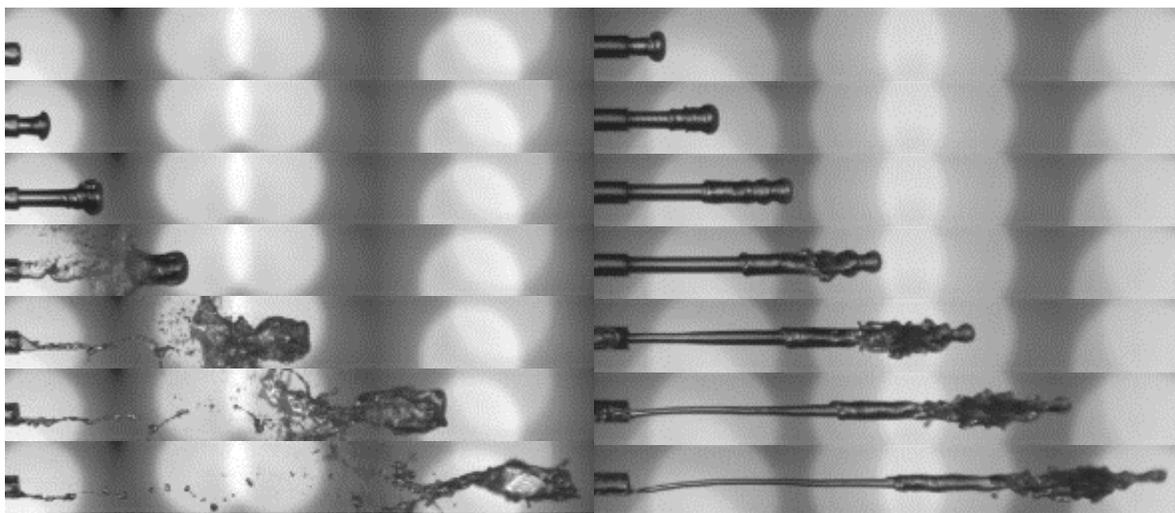


Figura 0.8 Muestra la evolución de un chorro en un intervalo de  $130\mu\text{s}$  entre cuadro. Derecha un chorro sin perturbación y la izquierda muestra un chorro por el gas que sale de la burbuja.

El impulso adicional al chorro de agua (Figura 4.8) proporcionado por el vapor que escapa, genera los chorros más rápidos con velocidades de hasta 25 m/s. Sin embargo, el impulso puede ser tan fuerte que provoca que el chorro se rompa en varias gotas, por lo que este tipo de chorro no podría romper fácilmente el estratum corneum de la piel y por lo tanto no sería eficiente en inyecciones sin aguja pero si para la generación de spray.

Por tal motivo de los datos recabados se escogieron los mejores parámetros para poder obtener un chorro con mejor geometría y mayor velocidad. Esto se produjo con los parámetros mostrados en las tablas 4.1.

*Tabla 0.1 Muestra los parámetros con los que se obtuvo las mejores velocidades del chorro y con una buena geometría para el tubo de 300 $\mu$ m.*

<b>Corriente</b>	<b>Velocidades a z=400<math>\mu</math>m y x=0.5cm</b>	<b>Velocidades a z=600<math>\mu</math>m y x=0.5cm</b>
<b>2A</b>	13.08 m/s	13.05 m/s
<b>2.1A</b>	13.93 m/s	11.19 m/s

<b>Corriente</b>	<b>Velocidades a z=0<math>\mu</math>m y x=1cm</b>	<b>Velocidades a z=200<math>\mu</math>m y x=1cm</b>
<b>1.6A</b>	13.45 m/s	14.03 m/s
<b>1.8A</b>	11.94 m/s	13.93 m/s

<b>Corriente</b>	<b>Velocidades a z=3<math>\mu</math>m y x=4cm</b>
<b>0.8A</b>	8.05 m/s
<b>0.9A</b>	7.58 m/s

Para x=4cm se garantiza que el vapor no escapa lográndose obtener los chorros más largos y de mejor geometría sin embargo la velocidad es la más lenta.

Podemos ver la evolución de los chorros bajo los mismos parámetros con los dos capilares de diámetro diferente

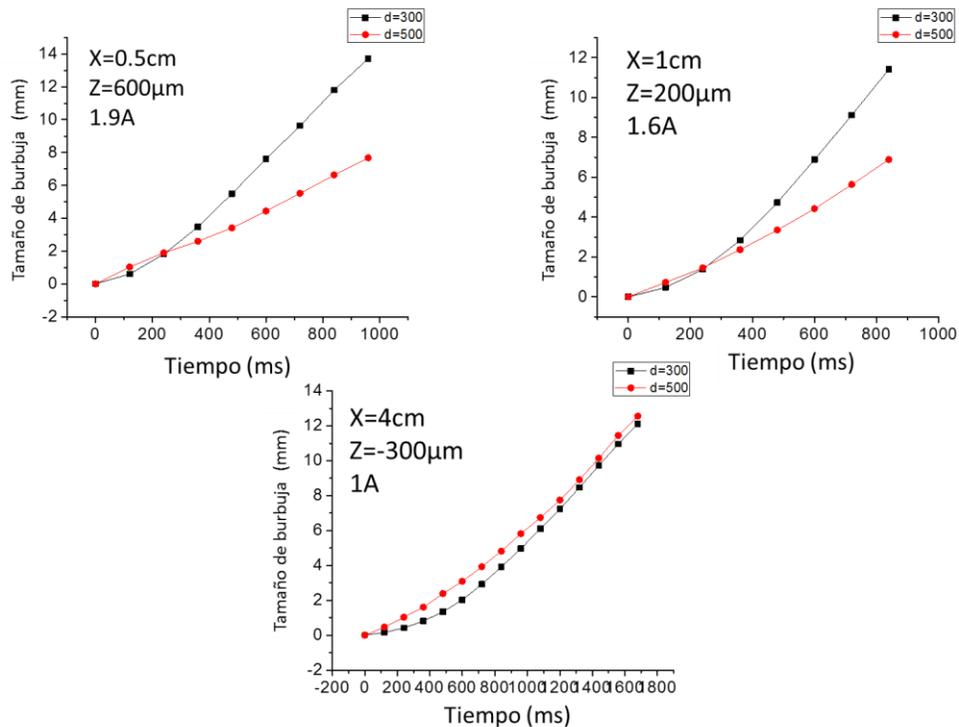


Figura 0.9 Muestra la evolución del chorro para los dos capilares diferentes. De color negro para el capilar de  $300\mu\text{m}$  y de color rojo el capilar de  $500\mu\text{m}$ .

surfactante y jabón. El efecto del surfactante es cambiar la adherencia entre la solución y las paredes del contenedor, lo que se traduce también en un cambio en el menisco en la salida del capilar. Prosperetti demostraron que el cambio de concavidad de convexo a cóncavo produce un enfocamiento del chorro aumentando su velocidad considerablemente y con mejor geometría [3]. La figura 4.11 muestra el efecto del surfactante, jabón y vidrio solo en la forma del chorro. Si no hay surfactante la adhesión entre el vidrio y agua provoca que el líquido se acumule tomando una forma esférica que actúa como un tapón para el chorro. Mientras que con surfactante y jabón este tapón prácticamente desaparece y por lo tanto esperaríamos chorros de mayor velocidad.

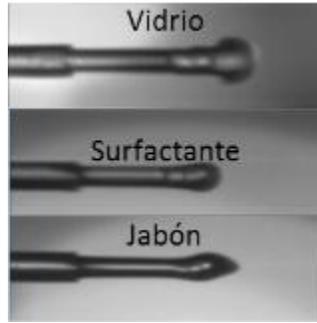


Figura 0.10 Muestra la formación de los chorros usando surfactante, jabón y sólo la solución.

En la mayoría de las pruebas para las distancias  $X=0.5\text{cm}$  y  $X=1\text{cm}$ . El surfactante y jabón mejoró la geometría del chorro pero en ninguna de las pruebas aumento la velocidad, por el contrario disminuyo ligeramente. Esto podría deberse a que solo la salida del capilar se sumergió en surfactante o jabón. Probablemente si todo el capilar se somete a este proceso la velocidad aumentaría.

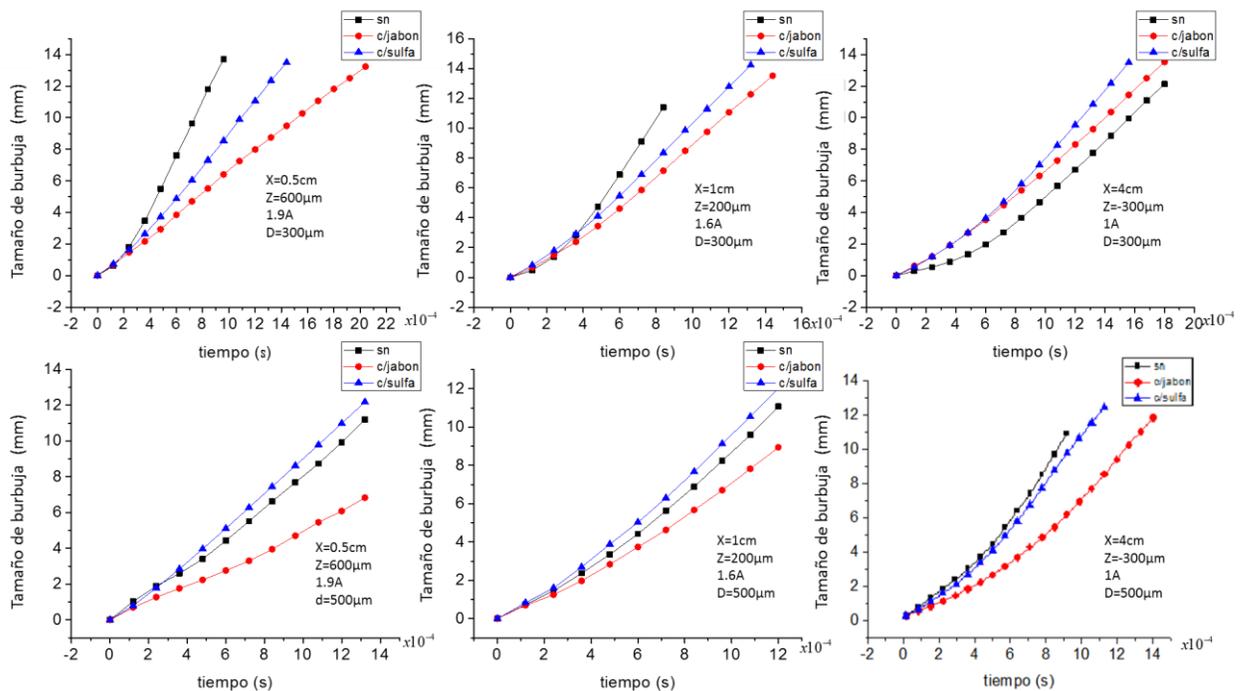


Figura 0.11 Muestra la comparación del crecimiento del chorro con jabón, surfactante y solo la solución, a distintos parámetros.

La siguiente tabla muestra las velocidades promedio para cada una de los datos reportados arriba.

*Tabla 0.2 Se presentan las velocidades promedio para las pruebas con jabón, surfactante y la solución sola.*

<b>Prueba</b>	<b>Vidrio</b>	<b>jabón</b>	<b>surfactante</b>
D=300µm,X=0.5cm z=600µm,1.9 A	15.04 m/s	6.62 m/s	9.65 m/s
D=500µm,X=0.5cm z=600µm,1.9 A	8.56 m/s	5.46 m/s	9.39 m/s
D=300µm,X=1cm, z=200µm,1.6 A	14.03 m/s	9.72 m/s	11.07 m/s
D=500µm,X=1cm, z=200µm,1.6 A	9.3 m/s	8.0 m/s	10.15 m/s
D=300µm,X=4cm z=-300µm,1 A	8.05 m/s	9.13 m/s	9.39 m/s
D=300µm,X=4cm z=-300µm,1 A	7.3 m/s	5.07 m/s	6.84 m/s

Cabe mencionar que el uso del surfactante y jabón, en las pruebas realizadas para la distancia de X=4cm mejoró la velocidad promedio de los chorros así como su geometría.

De los resultados obtenidos se puede notar que la termocavitación, a diferencia de otros trabajos reportados [3-4] donde se usa un láser pulsado (Nd:YAG) con pulsos de 6ns para la creación de chorros en un capilar, presenta la ventaja de usar láseres de onda continua como elemento generador de cavitación, lo cual reduce en gran cantidad el costo de estas fuentes. Inclusive, se pueden usar diodos láser, que presentan los costos más bajos en el mercado, y a su vez dado que estos diodos son compactos es posible realizar un diseño portátil y fácil de usar para la generación de chorros, y así poder tener un dispositivo capaz de inyectar drogas sin aguja.

En el trabajo se presentaron las velocidades de los chorros para capilares de diámetros de  $500\mu\text{m}$  y  $300\mu\text{m}$  logrando obtener velocidades de  $11\text{m/s}$  y  $15\text{m/s}$  respectivamente, Con el capilar de  $300\mu\text{m}$  se logra alcanzar una velocidad adecuada para lograr superar la resistencia a la ruptura típica de la piel ( $\sim 20\text{MPa}$ ) esto es una velocidad mínima de  $13\text{m/s}$  [5]. Comparando las velocidades con el trabajo de Prosperetti [3], en el que se obtuvieron velocidades supersónicas para un capilar con diámetro de  $50\mu\text{m}$  la velocidad máxima fue de  $850\text{ m/s}$ . y en el trabajo de la referencia [4] con un capilar de diámetro interno de  $20\mu\text{m}$  logrando alcanzar velocidades máximas de  $110\text{m/s}$ . En el presente trabajo se obtuvieron velocidades menores pero a diferencia de los anteriores trabajos, el capilar usado tiene un mayor diámetro interno lo cual produce chorros de menor velocidad, es posible aumentar la velocidad de los chorros al reducir el diámetro de los capilares como se puede notar en los trabajos mencionados, y así lograr alcanzar las velocidades mayores. Aun así se logró obtener velocidades óptimas para lograr romper el “stratum corneum”. Por tal motivo la termocavitación puede ser un buen método para la generación de chorros de alta velocidad y lograr diseñar un dispositivo portátil y de bajo costo para la inyección sin aguja.

## Referencias

- [1] J. Ramirez-San-Juan, E. Rodriguez-Aboytes, y R. Ramos-Garcia, «Time-resolved analysis of cavitation induced by CW lasers in absorbing liquids,» *OPTICS EXPRESS*, vol. 18, nº 9, 2010.
- [2] C. Sun, E. Can y A. Prosperetti, «Growth and collapse of a vapor bubble in a microtube : the role of thermal effects,» *J. Fluid*, 2009.
- [3] T. Yoshiyuki, C. Sun y A. Prosperetti, «Highy Focused Supersonic Microjets,» *American Physical Society*, 2012.
- [4] R. Dijkink, «Confined cavitation: an experimental study,» *University of Twente..*



**INADE**

# Capítulo 5

## Conclusiones



## Capítulo 5 Conclusiones.

En el presente trabajo se observó que es posible crear los chorros líquidos en un capilar usando termocavitación con un arreglo experimental relativamente económico y sencillo a diferencia de otros métodos usados.

Se observó el comportamiento de la burbuja y se encontró que para generar un chorro líquido de mayor velocidad, la burbuja de cavitación debe ser formada cerca a la salida del capilar y que más alejado de la salida se genera un chorro con mejor geometría y tamaño pero de menor velocidad.

Se obtuvieron chorros con velocidades promedio de 25m/s pero debido a que para estos chorros la burbuja generada fue demasiado grande que salía del capilar destruyendo los chorros, no pueden ser usados para el propósito del trabajo que es la inyección sin aguja, por otro lado se alcanzaron velocidad de 15.5 m/s con una geometría buena que logra atravesar la piel.

Para mejorar la geometría del chorro líquido se usó el surfactante y el jabón, que aunque produjo una reducción de velocidad en las distancias de  $x=0.5\text{cm}$  y  $x=1\text{cm}$  para la distancia de 4cm si aumento. Además mejoro mucho la geometría del chorro, reduciendo la acumulación de líquido que se produce en la punta de este.

### Trabajos a futuro

Hablando de trabajos a futuro se está realizando el análisis de las burbujas en el capilar con un láser que no tiene un perfil gaussiano, sino rectangular con lo que se busca aumentar el volumen del líquido a calentar y aumentar la velocidad de los chorros.

Se ha logrado alcanzar chorros con velocidades de 100m/s usado la termocavitación en dispositivos microfluidicos de  $100\mu\text{m}$ , por lo que se puede lograr diseñar un dispositivo compacto y económico para la inyección sin aguja.