



**I
N
A
O
E**

Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica

CAVITACIÓN INDUCIDA POR LÁSER DE EXCITACIÓN CONTINUA EN SOLUCIONES ALTAMENTE ABSORBENTES.

Por

M.C. Enrique Rodríguez Aoytes

Tesis sometida como requisito
parcial para obtener el grado de
Doctor en Ciencias en la especialidad
de Óptica en el Instituto Nacional de
Astrofísica, Óptica y Electrónica.

Supervisada por:

**Dr. Ruben Ramos García
Dr. Julio César Ramírez San Juan**

Tonanzintla, Puebla, Pue., México.
27 de Marzo de 2012

©INAOE 2011

All rights reserved.

The author hereby grants to INAOE permission
to reproduce and to distribute paper or electronic
copies of this thesis document in whole or in part.



Índice General

Índice General	i
Capítulo 1	1
Introducción	1
1.1 <i>Historia de la cavitación</i>	1
1.3 <i>Cavitación inducida por láser de onda continua.</i>	3
1.4 <i>Motivación</i>	4
1.5 <i>Objetivo de la tesis.</i>	5
Capítulo 2	7
Marco teórico	7
2.1 <i>Antecedentes</i>	7
2.2.1 Tipos de Nucleación	8
2.2 <i>Ecuación de Rayleigh-Plesset</i>	11
2.2.1 Burbuja en estado de equilibrio.	15
2.2.2 Crecimiento de la burbuja.	17
2.2.3 Colapso de una burbuja de vapor.	18
2.3 <i>Cavitación cercana a superficies sólidas.</i>	19
2.4 <i>Cavitación inducida por láser de excitación continua.</i>	22
Capítulo 3	29
Arreglo experimental	29
3.1 <i>Introducción</i>	29

3.2	<i>Elección de la solución altamente absorbente</i>	29
3.2.1	Medición del espectro de absorción.	30
3.2.2	Propiedades físico – químicas del Nitrato de Cobre	32
3.3	<i>Arreglo experimental para la generación y caracterización de una burbuja de termocavitación.</i>	33
3.3.1	Generación de burbujas múltiples y de una sola burbuja de cavitación.	36
3.4	<i>Medición del radio y tiempo de vida de una burbuja de cavitación.</i>	37
3.4.1	Vista superior de la burbuja.	37
Capítulo 4		49
Resultados		49
4.1	<i>Antecedentes</i>	49
4.2	<i>GENERACIÓN DE BURBUJAS MÚLTIPLES</i>	49
4.3	<i>GENERACIÓN DE UNA SOLA BURBUJA DE CAVITACIÓN</i>	53
4.3.1	FLUCTUACIÓN EN EL TIEMPO DE CAVITACIÓN	54
4.3.2	Cálculo de la distribución espacial y temporal de la temperatura dentro de la solución salina	57
4.3.4	ENERGÍA MÍNIMA REQUERIDA PARA GENERAR CAVITACIÓN EN SOLUCIÓN PRE-CALENTADA	65
4.3.5	VELOCIDAD DE LA ONDA DE CHOQUE	66
Capítulo 5		71
Conclusiones		71
ANEXO 1		77
CÁMARA HAMAMATSU C2830: FOTOGRAFÍA EN MODO STREAK.		77
ANEXO 2		79
SIMULACIÓN NUMÉRICA		79
Bibliografía		85
Índice de figuras		93
Índice de Tablas		95

Capítulo 1

Introducción

1.1 Historia de la cavitación

La cavitación es la formación, evolución y colapso de burbujas de vapor en un líquido. En cavitación, el colapso de la burbuja va acompañado por la emisión de una onda de choque [1]. Cuando el colapso de la burbuja ocurre en la cercanía de una superficie sólida, es posible que la onda de choque dañe al mismo. De hecho, esta fue la principal razón por la que cavitación fue ampliamente estudiada a principios del siglo pasado debido al daño que se producía en las turbinas de los barcos de vapor. Esto representó un problema grave para el Almirantazgo Británico y se instituyó una comisión especial para investigar la fuente de este daño mecánico. La comisión liderada por Sir Charles Parsons reportó que el daño era realizado principalmente por los golpes hidráulicos que las hélices sufrían por las burbujas que colapsaban y condujeron a la implementación de barcos propulsados por múltiples hélices [2].

En 1917, Lord Rayleigh [3] fue el primero en estudiar teóricamente el colapso de una burbuja esférica en un fluido infinito y desarrolló su investigación sobre el ahora conocido mecanismo de implosión de la cavitación, por el cual, presiones extremadamente altas son generadas durante los últimos momentos del colapso de la burbuja. Reynolds explicó que el sonido emitido por el agua a punto de hervir en una tetera, era debido al colapso parcial o

completo de las burbujas a medida que suben a través de agua más fría. Por otro lado, Sir C. Parsons ya había calculado la presión desarrollada cuando el colapso es contenido por impacto contra un obstáculo rígido concéntrico. Durante el colapso, Parsons consideró el fluido como incompresible, característica de los fluidos ideales que indica que el volumen no disminuirá al ser sometido a una presión determinada, esto es, que su densidad permanece constante en todo el volumen del fluido [3].

A partir de entonces, los estudios realizados se basan en la teoría de Rayleigh. Por ejemplo, Plesset en 1949 [4] incluyó la influencia de la viscosidad de fluidos y tensión superficial que derivaron en la famosa ecuación de Rayleigh-Plesset, que describe la dinámica de cavitación. Posteriores estudios incluyeron otros efectos, como por ejemplo Gilmore [5] consideró la influencia de la compresibilidad de un fluido por una burbuja colapsante. En este mismo año Plesset y Zwick [6] estudiaron el efecto termo-conductividad del fluido en el colapso de la burbuja. De hecho, mostraron que el tiempo requerido para el colapso de la burbuja es tan pequeño que la influencia de la conductividad térmica en el líquido es despreciable, y se conoce como proceso adiabático [6-7].

Sin embargo, dada la complejidad del problema, el estudio de la cavitación en la cercanía a superficies sólidas, que como se mencionó anteriormente tiene serias implicaciones en turbinas, no fue estudiado en detalle. Los primeros intentos fueron hechos por Kornfeld y Suvorov [8] quienes propusieron que el colapso de la burbuja es no-esférico y que va acompañada de la emisión de un chorro de agua dirigido hacia la superficie. Estos resultados fueron corroborados por Naude y Ellis [9] en un experimento que realizaron en 1961. Finalmente, en 1971 Plesset y Chapman [10] desarrollaron un modelo matemático que cuya solución numérica reproduce la dinámica reportada por Naude y Ellis. Posteriores estudios se enfocaron en estudiar en detalle la dinámica temporal de cavitación en la cercanía de superficies sólidas gracias a la fotografía ultra-rápida y experimentos de bombeo-prueba usando láseres de pulso cortos [11-12]

Es precisamente la proximidad entre la superficie sólida y la burbuja, la que dicta la simetría de esta última. En efecto, la relación entre la distancia de la superficie sólida al centro de la burbuja s y su radio máximo R_{max} es conocida como el parámetro γ ($=s/R_{max}$)

quedo firmemente establecida por Tomita y Shima [13]. Vogel y Lauterborn encontraron que la burbuja es simétricamente esférica si $\gamma \gg 1$, sin embargo para valores $\gamma \sim 1$ la burbuja crece cuasi esféricamente pero al momento del colapso tiende a alargarse en la parte opuesta de la superficie sólida y que avanza radialmente hacia el centro en una forma de anillo, que al momento del colapso, culmina en la creación de un chorro de agua dirigido hacia el substrato con velocidades de 130 a 170 m/s [10]. Por último para valores $\gamma < 1$ la burbuja crecerá semi-esféricamente y no se generará el chorro de agua como en el caso anterior. El presente trabajo estará enfocado en justamente en este último caso y por tal motivo no se estudiarán a profundidad los resultados en los otros dos casos.

El presente trabajo estará enfocado a cavitación óptica, ya que dicho mecanismo fue empleado para generar cavitación en nuestros experimentos. En esta tesis, proponemos un nuevo método de cavitación llamado termocavitación que requiere el uso de láseres de onda continua enfocados en soluciones altamente absorbentes

1.3 Cavitación inducida por láser de onda continúa.

A pesar del éxito que goza la cavitación inducida por láseres pulsados en aplicaciones médicas, especialmente en el área de la microcirugía oftálmica, existen una serie de problemas y desventajas que han limitado su uso:

- Sistemas complejos y costosos [14].
- Daños colaterales ocasionados por el calor inducido a tejidos adyacentes
- Daños colaterales mecánicos en tejido sano debido a emisión de ondas de choque en el momento del colapso [15].
- Daño colateral ocasionado por la transmisión de alta energía que traspasa el punto focal, por lo que se ha restringido su uso específicamente para cortar tejido de áreas no delicadas y sensitivas como la parte posterior del ojo [14].

Sin embargo, en 1986 los investigadores rusos S. F. Rastopov y A. T. Sukhodol'skii encontraron que al enfocar un láser de onda continua sobre una solución acuosa altamente absorbente se producía la emisión de ondas acústicas de forma periódica. Posteriores estudios demostraron que las ondas acústicas eran producidas por el colapso de burbujas de vapor de agua supercalentada [16]. El agua puede ser supercalentada a temperaturas por arriba de su punto de ebullición pero sin hervir, sin embargo alrededor de una temperatura crítica, llamada límite supercrítico, la probabilidad de transición de fase de líquido a vapor aumenta exponencialmente y eventualmente, una transición de fase explosiva ocurre. El vapor supercaliente se expande rápidamente convirtiendo su energía cinética a potencial y eventualmente, la burbuja colapsa y al momento del radio mínimo de la burbuja se emite una onda de choque. El proceso se repite periódicamente siempre que la radiación esté presente en el líquido [17]. Este mecanismo de cavitación se denominó *termocavitación*. La solución usada en los experimentos originales de Rastopov y Sukhodol'skii es binaria [18-19], esto es se basa en dos líquidos transparentes (por ejemplo agua y alcohol) con diferentes puntos de ebullición dopados con colorantes orgánicos diluidos en la solución.

1.4 Motivación

La motivación para realizar la presente investigación es revisar el trabajo de termocavitación iniciado por Rastopov y Sukhodol'skii en 1986 [14,18-20] y caracterizar por completo la dinámica de la burbuja ya que existen varias inconsistencias en los trabajos anteriores. Termocavitación es interesante por el bajo costo de generación lo que lo hace atractiva para múltiples aplicaciones. El trabajo de Rastopov y Sukhodol'skii pasó prácticamente desapercibido desde 1986 debido a que toda la investigación estaba concentrada en generar cavitación por otros métodos y al hecho de que se publicó en revistas soviéticas de acceso limitado. Las aplicaciones de la cavitación óptica son muy amplias e investigación otorgada por esta tesis será el uso de láser de excitación continua para la generación de termocavitación en soluciones no binarias a diferencia de los sistemas experimentados anteriormente, donde se debe trabajar con sistemas presurizados para evitar la volatilidad de la solución. Además, las ventajas estribarán no solo en los bajos costos del

láser y de la óptica a emplear, ni en el arreglo experimental con menor complejidad, lo fundamental será que la intensidad de las ondas de choque generadas mediante nuestro sistema es equiparable a la producida por otros medios como láser pulsado o ultrasonido.

1.5 Objetivo de la tesis.

El objetivo de la tesis es estudiar la cavitación en soluciones líquidas altamente absorbentes usando un láser de excitación continua y entender la física de la termocavitación. Así mismo, se buscaran aplicaciones prácticas.

Los objetivos particulares incluyen caracterizar la cavitación espacial y temporalmente de acuerdo a la potencia del láser, temperatura, coeficiente de absorción de la solución líquida y otros parámetros utilizados:

- Dinámica de la burbuja:
 - Radio
 - Tiempo de vida
 - Velocidad de las paredes de la burbuja
 - Medición del radio y amplitud de la burbuja mediante las imágenes tomadas con cámara ultra rápida
 - Temperatura máxima alcanzada mediante simulación matemática
- Onda de choque:
 - Presión generada por la onda de choque
 - Comportamiento de la onda de choque en relación a distancia de propagación

El presente trabajo de tesis estará organizado de la siguiente manera:

En el capítulo 2 se revisará la teoría existente sobre la cavitación: definiciones y conceptos específicos, mecanismos de cavitación, y enfoque directo en la cavitación inducida por láser pulsado y continuo. Se expondrán las investigaciones realizadas hasta ahora usando

láseres pulsados y el desarrollo de la cavitación usando láseres de excitación continua el cual se remonta solamente al realizado por Rastopov y Sukhodol'skii a finales de los 80's.

En el capítulo 3 se describirá el trabajo experimental, explicando la solución utilizada, los detalles del arreglo, el equipo empleado en la detección y procesamiento de las señales así como las conexiones realizadas entre los diferentes equipos para poder realizar las fotografías en modo *streak* y en modo *frame*.

En el capítulo 4 se analizarán los resultados obtenidos, partiendo de cavitación de múltiple burbuja, explicando los resultados de cavitación de una sola burbuja, la variación del tiempo de cavitación en función de la potencia del láser, las imágenes obtenidas en modo *frame* y en modo *streak*, interpretación de los resultados en la caracterización de las señales, el radio de la burbuja y amplitud de la onda de presión como función de la potencia del láser así como la amplitud de la onda de presión como función de la distancia propagada.

Adicionalmente se explicarán e interpretarán los resultados de las simulaciones numéricas: puntos como la ecuación de calor, las variables y ecuaciones relacionadas; diferencias al inducir cavitación mediante potencia umbral o al emplear la potencia máxima del láser infrarrojo, la variación de la temperatura máxima en función de z , donde z es la variación del foco con respecto a la interfaz líquido-vidrio; haciendo la comparación de las simulaciones con imágenes experimentales, la variación de la temperatura en función del tiempo, la variación de la densidad en función del tiempo y las conclusiones de las simulaciones numéricas.

Por último, en el capítulo 5 se analizarán las conclusiones de la tesis.

Capítulo 2

Marco teórico

Este capítulo se revisa brevemente la teoría de cavitación, se establecen algunas definiciones y conceptos para luego enfocar la investigación a la cavitación inducida por láser pulsado y posteriormente cavitación inducida por láser continuo.

2.1 Antecedentes

Desde los inicios de la cavitación, los investigadores se han dado a la tarea de entender su física y hacer predicciones. El avance más importante de la teoría de cavitación fue descrito por Rayleigh en 1917 quien resolvió el problema del colapso de una cavidad vacía dentro de una gran masa de líquido y colapso isotérmico de una burbuja [21]. Posteriormente Plesset, aplicó la ecuación de Rayleigh para el problema de las burbujas de cavitación que se desplazan [4]. Posteriores estudios han mejorado las teorías existentes agregando nuevos parámetros haciendo un modelo físico-matemático más realista [5-6,21-26].

Sin embargo, ninguno de los análisis teóricos pueden ser verificados experimentalmente ya que la generación de múltiples burbujas hizo imposible una caracterización completa de la cavitación. Además, interacción entre burbujas, la influencia del medio ambiente y obstáculos (como colapso en la cercanía de una interface sólida) provoca situaciones físicas muy complejas que dificultan el análisis de la dinámica de cavitación. Por lo cual fue

necesario generar y estudiar una sola burbuja (SB por sus siglas en inglés *single bubble*) en un entorno aislado. El primer estudio de SB fue propuesto por Gaitan en 1992 mediante el uso de trampas acústicas [27]. Gracias a estos experimentos la física de sonoluminiscencia de una sola burbuja (SBSL por sus siglas en inglés) pudo ser exitosamente estudiada y predicha por la ecuación de Rayleigh. La SBSL se genera cuando una burbuja de gas es atrapada en los antinodos de una cavidad acústica sometida a variaciones de presión periódica. Durante la etapa de expansión la burbuja crece pero durante la etapa de compresión la burbuja colapsa rápidamente hasta una burbuja de unas cuantas micras emitiendo pulsos de luz debido a la gran concentración de energía en cada colapso de la burbuja [27]-[24]. Experimentos han revelado hechos trascendentales acerca de SBSL tales como que el ancho del pulso de luz es tan pequeño como 50 ps dependiendo de la presión y de la concentración de gases en el líquido, y que las temperaturas alcanzadas en cada colapso alcanzan $10^4 - 10^5$ K [24,27-30].

Debido a la dificultad para medir la presión al interior así como en el exterior de la burbuja, la mayor parte de los investigadores asumieron valores constantes para simular la dinámica de la burbuja, por lo tanto los resultados que obtenían eran solamente explicaciones cualitativas de la cavitación. Ahora con los avances en dinámica de fluidos computacional (CFD por sus siglas en inglés), los campos de presión pueden ser calculados cuantitativamente [21]. Antes de discutir las ecuaciones que describen la dinámica de una sola burbuja revisemos algunos conceptos de cavitación.

2.2.1 Tipos de Nucleación

Uno de los factores que intervienen al generar cavitación en un líquido es la nucleación i.e. la generación de burbujas de vapor dentro del líquido. La nucleación puede ser homogénea o heterogénea.

La nucleación heterogénea se origina en impurezas o micro-huecos en la superficie del contenedor que actúan como sitios de nucleación. La razón por la cual el contacto del líquido con las superficies promueve la nucleación se debe al proceso de mojado de la superficie, lo cual consiste en la habilidad del líquido de mantenerse en contacto con una

superficie sólida resultante de interacciones intermoleculares cuando líquido y superficie son puestos en contacto 1x.

La enucleación homogénea ocurre sin necesidad de sitios de enucleación preferenciales, además de ocurrir de manera espontánea, sin embargo, depende de la temperatura del medio y su generación es debida a los movimientos térmicos dentro del líquido que eventualmente rompe los enlaces entre moléculas de agua formando huecos microscópicos los cuales constituyen sitios de enucleación 1x.

En un líquido, la tensión superficial S es la manifestación macroscópica de las fuerzas intermoleculares que tienden a mantener juntas las moléculas del líquido previniendo la formación de huecos dentro del líquido, en ocasiones, también se le refiere como densidad de energía de superficie [25]. La presión del líquido p exterior a la burbuja de radio R estará relacionada con la presión del interior p_B de la burbuja:

$$p_B - p = \Delta p_c = \frac{2S}{R} \quad (\text{Ecuación 2.1})$$

La presión crítica para formar una burbuja de radio crítico R_C en el líquido está dada por:

$$\Delta p_c = 2S/R_C \quad (\text{Ecuación 2.2})$$

la cual constituye una de las tres ecuaciones básicas de la teoría de nucleación homogénea.

La energía mínima necesaria que debe depositarse en el líquido para crear un núcleo o microburbuja de tamaño crítico R_C [25] está dada por

$$W_{CR_a} = 4\pi R_C^2 S \quad (\text{Ecuación 2.3}).$$

Pero adicionalmente el líquido debe ser desplazado hacia afuera de la burbuja en la etapa de crecimiento, y esto implica trabajo realizado sobre 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 Δp_c . El trabajo realizado es el volumen de la burbuja multiplicado por su diferencia de presión, lo cual dá:

$$W_{CR_b} = 4\pi R_C^3 \Delta p_C / 3 \quad (\text{Ecuación 2.4})$$

Por lo tanto la energía neta W_{CR} que debe ser depositada para formar la burbuja es [25]:

$$W_{CR} = 4\pi R_C^2 S - \frac{4}{3}\pi R_C^3 \Delta p_C = \frac{4}{3}\pi R_C^2 S \quad (\text{Ecuación 2.5})$$

Simplificando las Ecuaciones 2 y 5 eliminando R_C da por resultado la ecuación formulada por Gibbs en 1961 para la deposición crítica de energía:

$$W_{CR} = 16\pi S^3 / 3(\Delta p_C)^2 \quad (\text{Ecuación 2.6})$$

En un líquido completamente aislado de cualquier radiación externa, nucleación puede iniciarse debido a la probabilidad de que movimientos térmicos estocásticos de las moléculas del líquido produzcan una perturbación local de energía de magnitud W_{CR} , tal que rompan el líquido. Esta energía W_{CR} está relacionada con la energía cinética típica kT de las moléculas a la temperatura T , donde k es la constante de Boltzmann, y está definida en términos del número de Gibbs:

$$Gb = W_{CR} / kT \quad (\text{Ecuación 2.7})$$

A lo largo del tiempo se han propuesto un gran número de expresiones que relacionen la tasa de nucleación J , que se define como el número de eventos de nucleación que ocurren por unidad de volumen por unidad de tiempo, con el número Gibbs Gb [25], sin embargo todas las expresiones son de la forma:

$$J = J_0 e^{-Gb} = N \left(\frac{2S}{\pi m} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-Gb} \quad (\text{Ecuación 2.8})$$

donde N es la densidad del líquido denotado por *moléculas/m³* y m es la masa de una molécula. J_0 puede depender de la temperatura, sin embargo, tal efecto en la razón de nucleación J será despreciable en comparación con la variación exponencial de la ecuación 8 [25]. Por lo que la probabilidad de nucleación estará determinada primordialmente por el número de Gibbs.

2.2 Ecuación de Rayleigh-Plesset

Para simplificar el análisis de la evolución y colapso de una burbuja esférica supondremos que *i)* el medio es infinito y en reposo lejos de la burbuja; *ii)* está a temperatura y presión constante T_∞ y $p_\infty(t)$, respectivamente. Se supone que ambos parámetros son conocidos y controlados externamente y regulan la dinámica de la burbuja; *iii)* se supondrá además que el líquido es incompresible (ρ_L densidad del líquido constante) y la viscosidad dinámica también será constante e uniforme, *iv)* Finalmente se supondrá que el contenido de la burbuja es homogéneo a temperatura y presión uniforme pero dependiente del tiempo ($T_b(t)$ y $p_b(t)$, respectivamente).

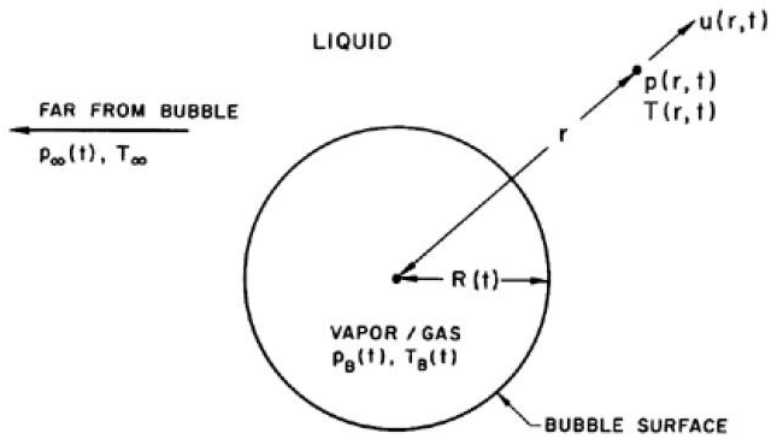


Fig. 2.1 Burbuja esférica en un medio infinito.

Bajo estas condiciones, la ecuación de Rayleigh-Plesset está dada por [25],

$$\frac{p_B(t) - p_\infty(t)}{\rho_L} = R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{4\nu_L}{R} \frac{dR}{dt} + \frac{2S}{\rho_L R} \quad (\text{Ecuación 2.9})$$

Si $p_\infty(t)$ y $p_b(t)$ son conocidas entonces, el radio de la burbuja $R(t)$ es calculada fácilmente. Sin embargo $p_b(t)$ no siempre es conocida y una ecuación para la presión interna debe de ser establecida.

$$\frac{p_V(T_\infty) - p_\infty(t)}{\rho_L} + \frac{p_{G_0}}{\rho_L} \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3k} = R\ddot{R} + \frac{3}{2}(\dot{R})^2 + \frac{4v_L\dot{R}}{R} + \frac{2S}{\rho_L R} \quad \text{Ecuación 2.12}$$

Donde los puntos indican derivadas temporales. Esta ecuación puede ser resuelta numéricamente si se conocen $p_\infty(t)$, T_∞ y las constantes del líquido y gas como su viscosidad y densidad. Además deben de especificarse las condiciones iniciales, como por ejemplo suponer que el radio inicial R_0 esta en equilibrio en $t=0$ en el fluido a la presión $p_\infty(0)$ por lo que la presión del gas está dada por

$$p_{G_0} = p_\infty(0) - p_V(T_\infty) + \frac{2S}{R_0} \quad \text{Ecuación 2.13}$$

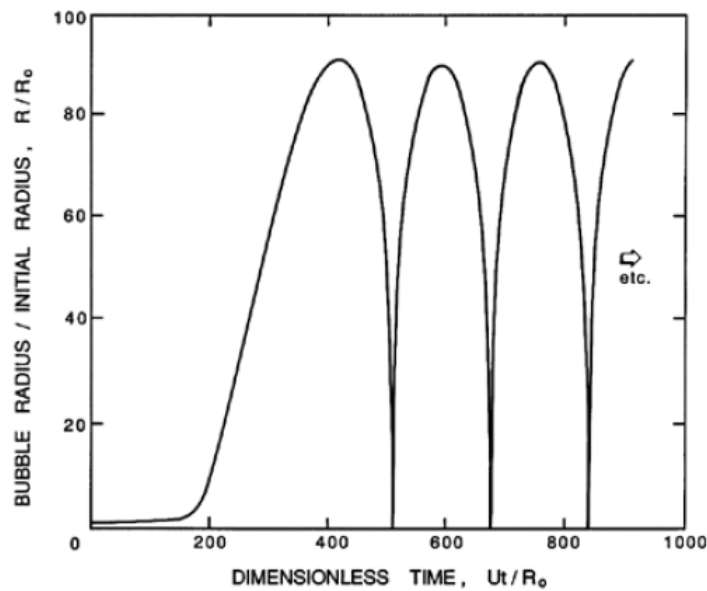


Fig. 2.2 Solución típica de la ecuación de Rayleigh-Plesset para una burbuja esférica de radio inicial R_0 con presión externa sinusoidal.

Usando estas condiciones, una solución típica a la ecuación de Rayleigh-Plesset se muestra en la Fig. 2.2. La presión externa $p_\infty(t)$ entra a una región de baja presión en $t=0$ y por lo

tanto la burbuja crece primero lentamente y después se acelera rápidamente. La presión externa consiste de un ciclo senoidal alcanzando su máximo en el tiempo adimensional $Ut/R_0=250$. Una vez que alcanza su radio máximo colapsa catastróficamente en $t=500$. Después la burbuja se expande y colapsa de manera periódica hasta el infinito. En presencia de efectos disipativos, como la viscosidad, los rebotes decrecerán en amplitud hasta que eventualmente desaparece, como lo describió Gaitan [27].

El colapso de la burbuja es particularmente importante debido a la emisión de ondas de choque (ondas de presión), chorros de agua dirigidos hacia la pared más cercana lo que se traduce en daños en materiales [2,8-13,18-19,31-33]. Generalmente, una burbuja de cavitación crece desde un núcleo muy pequeño hasta decenas o cientos de veces su tamaño original alcanzado un radio máximo R_M , con presión parcial de gas p_{GM} , la cual es muy pequeña comparada con la presión atmosférica. Por ejemplo, si la presión original en el núcleo es $\sim 1 \text{ bar}$, el valor de p_{GM} al momento del radio máximo es de $\sim 10^{-6} \text{ bar}$. Bajo estas condiciones la onda de presión generada en el colapso es de $\sim 10^{10} \text{ bar}$ y la temperatura máxima será $\sim 4 \times 10^4$ veces la temperatura ambiente. Sin embargo, puesto que en la ecuación de Rayleigh-Plesset no se han tomado en cuenta efectos disipativos, difusión de gases e incompresibilidad de agua, estos valores son en general uno o dos órdenes de magnitud menores que los predichos por la teoría simple. Sin embargo, estos resultados resaltan el hecho de que enfocamiento de energía y generación de ondas de presión son producidas durante el colapso de las burbujas.

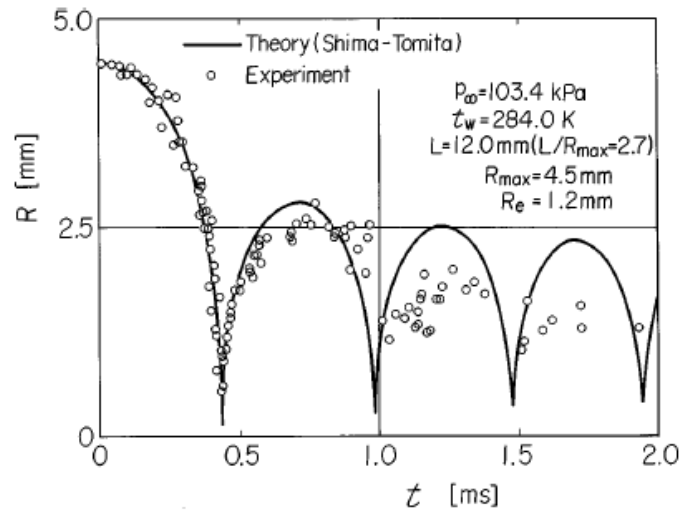


Fig. 2.3 Radio de la burbuja en el tiempo y la comparación con la teoría de Shima-Tomita y experimento. Tomado de Ref. [34].

La figura 2.3 muestra los efectos de amortiguamiento, donde se muestra que el radio de la burbuja decrece en el tiempo debido a la disipación de energía. La presión de la onda de choque al momento del primer colapso está dada por $P_p \sim 100(RM/r)p_\infty$, lo cual significa que a una distancia igual al radio de la burbuja la amplitud de la onda de choque será de 100 bar si $p \sim 1$ bar [35]. Esta expresión muestra que la amplitud de la onda de choque se comporta aproximadamente como una onda esférica, lo cual se cumple aun para burbujas colapsando cerca de una superficie.

2.2.1 Burbuja en estado de equilibrio.

De acuerdo a la ecuación de Rayleigh-Plesset y tomando en cuenta las consideraciones que se han realizado con anterioridad que son necesarias para simplificar el análisis, las condiciones de equilibrio pueden ser encontradas fácilmente igualando a cero todas las derivadas con respecto al tiempo y asumiendo presión en el líquido constante p_∞ ,

asumiendo la transformación térmica del gas como isotérmica $k=1$ ya que la temperatura puede ser considerada como constante, a la misma temperatura que la totalidad del líquido. Siendo así se tiene la siguiente condición de equilibrio:

$$p_{\infty} - p_v = p_{g0} \left[\frac{R_0}{R} \right]^3 - \frac{2S}{R} \quad (\text{Ecuación 2.14})$$

La Ecuación 2.14 expresa que la diferencia de presión entre la existente en el interior con la existente en el exterior de la burbuja es debida a la tensión superficial S . Resolviendo la ecuación con respecto de R , encontramos el radio de la burbuja en condición de equilibrio con una presión p_{∞} cualquiera. Es importante señalar que el equilibrio no siempre es estable y dependen de la presión y radio mínimos para tal punto, los cuales serán llamados críticos y se muestran en las Ecuaciones 2.15 y 2.16:

$$R_c = \sqrt{\frac{3p_{g0}R_0^3}{2S}} \quad (\text{Ecuación 2.15})$$

$$p_c = p_v - \frac{4S}{3R_c} \quad (\text{Ecuación 2.16})$$

El radio y la presión crítica dependen de la tensión superficial S y del conjunto de parámetros $p_{g0}R_0^3$. Como R_0^3 corresponde al volumen de la burbuja, entonces $p_{g0}R_0^3$ es proporcional a la masa de gas no condensable dentro de la burbuja.

Para este caso de condición en equilibrio que denota la Ecuación 2.17:

$$p_{\infty} = p_{g0} \left[\frac{R_0}{R} \right]^3 + p_v - \frac{2S}{R} \quad (\text{Ecuación 2.17})$$

se puede romper fácilmente por ejemplo cuando p_{∞} es ligeramente menor que los términos del lado derecho de la Ecuación 2.17, se observa claramente que la condición de equilibrio no se cumple y el desbalance debido a esta diferencia de presión es tal que el lado derecho de la Ecuación 2.17 se torna positivo, dando como resultado que la burbuja crecerá tal como se esperaría como consecuencia de una caída de presión.

De acuerdo a las Ecuaciones 2.15 y 2.16 tenemos que la presión crítica es más pequeña que la presión de vapor y la diferencia es debida a la tensión superficial. La diferencia $p_v - p_c$ es conocida como atraso de núcleo estático. Se ha visto anteriormente que el umbral de presión para obtener cavitación es la presión de vapor, aquí se mostrará que el umbral de presión para cavitación es realmente la presión crítica del núcleo la cual es mucho menor que la presión de vapor. El agua común tiene generalmente muchos centros de nucleación con un gran rango de diámetros, donde los puntos más débiles son los centros de nucleación de mayor tamaño ya que su presión crítica es mayor por lo tanto serán los que tengan mayor probabilidad de generar cavitación [36]. La presión crítica de los centros de nucleación de mayor tamaño es conocida como susceptibilidad de presión del líquido-muestra y es la presión crítica de cavitación. Si no se realiza algún procedimiento para remover los centros de nucleación grandes o en su defecto utilizar agua destilada, la susceptibilidad de presión permanecerá cercana a la presión de vapor y la suposición adecuada de un umbral de cavitación igualado a la presión de vapor del líquido.

2.2.2 Crecimiento de la burbuja.

Cuando la burbuja de cavitación ha crecido a un tamaño mucho mayor que el centro de nucleación original, el efecto de gas no-condensable, tensión superficial y la viscosidad se vuelven despreciables, siendo así, la ecuación de Rayleigh (Ecuación 22) simplificada es aplicable. Si la presión aplicada en el líquido p_∞ iguala la presión de vapor p_v entonces la burbuja estará en equilibrio. Si $p_v < p_\infty$ entonces la burbuja crecerá ya que $R > R_0$ y de acuerdo a la Ecuación 22, la tasa de crecimiento asintótica para radios grandes será:

$$\dot{R} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_v - p_\infty}{\rho}} \quad (\text{Ecuación 1})$$

La Ecuación 28 es válida anticipadamente ya que tan pronto la burbuja de cavitación es tres veces más grande que el núcleo inicial, la estimación del error de la interface de velocidad usando la Ecuación 28 en vez de la Ecuación 22 es menor al 2%. La Ecuación de Rayleigh es muy importante en cavitación ya que da una estimación del orden de magnitud de la tasa

de crecimiento de la burbuja de cavitación cuando ésta es sometida a una presión dada $p_\infty < p_v$.

2.2.3 Colapso de una burbuja de vapor.

Si la presión en el líquido es mayor que el vapor de presión, el radio de la burbuja decrecerá ($R < R_0$), y ésta será la etapa del colapso. De acuerdo a las condiciones establecidas en la sección 2.4.2, la velocidad de la interfaz durante el colapso está dada por:

$$\dot{R} \cong \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_\infty - p_v}{\rho} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - 1 \right]} \quad (\text{Ecuación 2})$$

Integrando la Ecuación 29 nos permite el cálculo del tiempo del colapso o tiempo de vida de la burbuja o el tiempo de Rayleigh, el cual es el tiempo necesario para que una burbuja desaparezca completamente hasta que $R=0$ y está dado por:

$$\tau_p = 0.915 R_0 \sqrt{\frac{\rho}{p_\infty - p_v}} \quad (\text{Ecuación 3})$$

Donde el subíndice p muestra que la escala de tiempo está directamente relacionada con la diferencia de presión $p_\infty - p_v$. Es crucial observar que en la cavitación durante la fase del colapso de una burbuja de vapor sin gas no-condensable dentro de ella, la velocidad de interfaz \dot{R} siempre va en incremento y tiende a infinito en el umbral del colapso, esto es cuando $R=0$. Este comportamiento es en realidad irreal pues algunas asunciones originales ya nos son físicamente válidas en la etapa del colapso. Este es el caso cuando asumimos que el líquido es incompresible, lo cual es claramente inaceptable cuando la velocidad de la interfaz se acerca a la velocidad del sonido. Este también es el caso para cuando se ignora el efecto de gas no-condensable ya que éstos son continuamente comprimidos y su presión incrementa drásticamente durante el colapso. Este es otro factor limitante que contribuye a una reducción de la velocidad de la interfaz durante la etapa final del colapso y posiblemente una inversión en el movimiento causando el rebote de la burbuja [36].

Una burbuja dentro de un líquido es un posible oscilador debido al comportamiento elástico del gas no-condensable contenido dentro de la burbuja y la inercia del líquido que la contiene. Entonces una frecuencia natural de resonancia es asociada a cualquier burbuja de cavitación dentro de un líquido. Aun así las pérdidas disipativas (debidas a la viscosidad o conducción de calor) tienden a amortiguar las oscilaciones de la burbuja. Con la ecuación de Rayleigh-Plesset se obtiene la predicción del comportamiento pulsante de una burbuja y en particular obtener la frecuencia de resonancia. Así bien, la dinámica de una burbuja de cavitación generada por campo acústico también es predicha por la Ecuación R-P sin embargo no ahondaremos más en este concepto por pertenecer al tema de la sonocavitación.

2.3 Cavitación cercana a superficies sólidas.

Una burbuja de cavitación cercana a una superficie sólida es objeto de investigación debido a su efecto dañino, cuando ocurre en la cercanía de turbinas, tuberías, bombas etc; o benéfico, como en el caso de piedras en el riñón. El estudio teórico del efecto de cavitación cercano a una pared solida ha sido clarificado por (Rattray 1951; Shima 1968; 1971; Chapman and Plesset 1972; Lauterborn and Bolle 1975; Nakajima and Shima 1977; Shima and Nakajima 1977; Shima and Sato 1979; Sato and Shima 1980; Shima and Sato 1980; Shima et al. 1981; Shima and Sato 1981; Shima and Sato 1984; Dezhunov et al. 1980; Kuvshinov et al. 1982). En las etapas cercanas al colapso de la burbuja, esta se deforma tomando una forma toroidal debido a la existencia de un chorro de agua dirigido hacia la pared a través de la burbuja (ver Fig. 2.3). Estudios teóricos y experimentales han demostrado que el chorro alcanza velocidades 50-76 m/s y presiones en la superficie de entre 100 a 3000 psi (6.89×10^5 a 2.07×10^7 Pa), sin embargo experimentos utilizando diferente técnica de medición registran velocidades hasta 180 m/s [2]. Note que el colapso de la burbuja ya no es esférico sino toroidal lo que da lugar a la emisión de ondas de menor amplitud, en parte debido a la formación de múltiples microburbujas como se muestra en la Fig. 2.4.

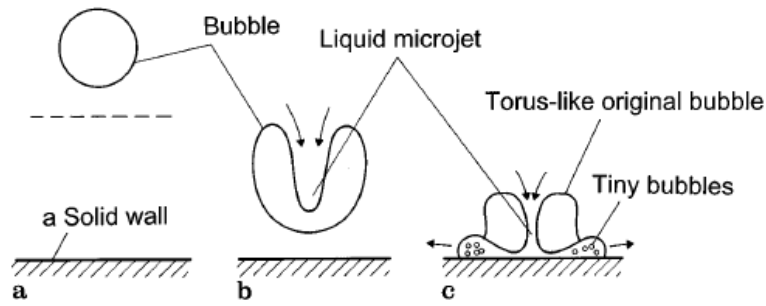


Fig. 2.4 Colapso de una burbuja en la cercanía de una pared sólida y la deformación de la burbuja por el chorro de agua.

La dinámica de la burbuja en presencia de pared sólida está determinada críticamente por la razón γ de la distancia inicial del centro de la burbuja a la pared L y el radio máximo de la burbuja generada R_{max} . Shima y Tomita fueron de los primeros en incluir tal efecto en su descripción teórica

$$R\ddot{R} \left(1 + \frac{R}{2L} - \frac{2\dot{R}}{C_\infty} \right) + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \left(1 + \frac{2R}{3L} - \frac{4\dot{R}}{3C_\infty} \right) + \frac{1}{\rho_l} \left(p_\infty - p_{r=R} - \frac{R\dot{p}_{r=R}}{C_\infty} \right) = 0,$$

donde,

$$p_{r=R} = p_0 \left(\frac{R_{max}}{R} \right)^{3K_{vg}} - \frac{2\sigma}{R}$$

$$\dot{p}_{r=R} = -3\gamma p_0 \frac{\dot{R}}{R} \left(\frac{R_{max}}{R} \right)^{3K_{vg}} + \frac{2\sigma}{R^2} \dot{R}$$

P_0 es la presión inicial dentro de la burbuja de radio R_{max} , $p_{r=R}$ es la presión del líquido en la pared sólida, C_∞ es la velocidad del sonido lejos de la burbuja y la pared, K_{vg} es la razón de las capacidades caloríficas específicas del vapor y los gases no condensables. La Fig. 2.5 muestra el resultado numérico obtenido de esta ecuación y los resultados experimentales de Lauterborn y Boile). La predicción teórica describe bastante bien el colapso de la burbuja. Nótese que el centro de gravedad de la esfera se mueve hacia la

pared conforme la burbuja colapso y la formación del chorro de agua, con la consecuente deformación de la burbuja.

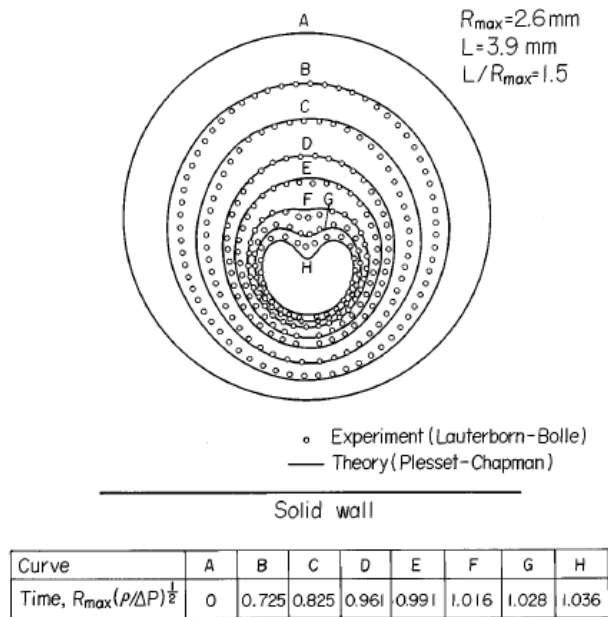


Figura 2.5 Evolución del colapso de una burbuja cercana a una barrera sólida [10].

La emisión de sonido es el principal mecanismo de amortiguación de hasta el 73% de la energía del colapso en una burbuja esférica debido al acústico transitorio generado. Sin embargo para burbujas no esféricas ($1.3 \geq \gamma \geq 0.6$) la emisión de sonido solamente contribuye hasta un 10% en la amortiguación o pérdida de energía durante el colapso. Esta emisión del acústico transitorio tiene la forma de un impulso exponencial cuyo tiempo de crecimiento es menor a 10 ns. La duración del pulso de presión se encuentra entre 20 a 30 ns [13].

2.4 Cavitación inducida por láser de excitación continua.

La cavitación inducida por láser puede ser generada por láser pulsado o por láser de excitación continua. Cuando la cavitación es generada por láser pulsado, el medio donde irrumpe el haz de fotones es ionizado, creándose un efecto de avalancha creciendo el coeficiente de absorción de forma no lineal tal que se crea un plasma y genera una onda de choque. Este proceso ha sido explicado en la sección 1.3, sin embargo cuando la cavitación es inducida mediante un láser de excitación continua, el mecanismo es totalmente diferente. En esta sección se explican los experimentos y teoría publicada sobre este tema.

Sin embargo, en la actualidad no existe investigación sobre cavitación inducida por láser continuo sino a excepción de algunos artículos publicados por Rastopov y Sukhodol'skii desde 1987 [17,38-39]. Su experimento consistió en un láser de argón enfocado en una solución binaria con alto coeficiente de absorción $\sim 100\text{cm}^{-1}$ a la longitud de onda radiada, la solución binaria usada fue una mezcla de etanol y rodamina en diferentes concentraciones disueltas en agua. Observaron que al enfocar el láser con una irradiancia de 10^4 W/cm^2 se generaba una transformación de calor en energía mecánica, se encontró que estas ondas de presión viajaban a una velocidad mayor que la del sonido en el medio. Ellos llamaron a este nuevo mecanismo *termocavitación*, el cual se debe a la irradiación constante de un láser continuo en un líquido con alto coeficiente de absorción. Al absorber la mayor parte de los fotones emitidos genera un calentamiento ultrarrápido, se sobrepasa la temperatura de ebullición hasta alcanzar la temperatura crítica de supercalentamiento donde el líquido cambia de fase explosivamente a vapor. Una vez que la burbuja colapsa el proceso se repite una y otra vez obteniendo frecuencia de repetición entre 20 a 1000 Hz [37].

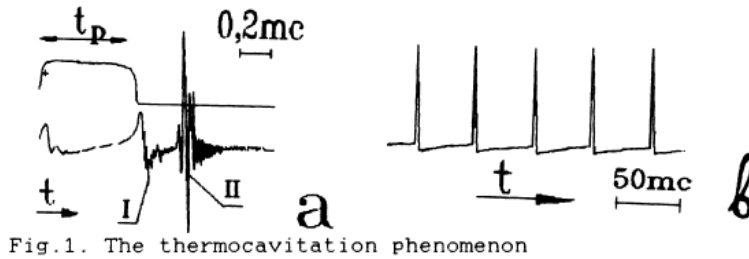


Figura 2.6 Imagen tomada del artículo [17]. En la parte superior izquierda de la figura se muestra la señal esparcida por la burbuja de cavitación t_p , y abajo la detectada por un hidrófono. A la derecha se muestra que termocavitación es un proceso cíclico.

Posteriormente en 1990 publicaron que existen dos mecanismos principales de nucleación correspondientes para transiciones de fase de primer orden (cavitación): la nucleación homogénea la cual es observada solamente en líquidos puros; y la segunda llamada nucleación heterogénea. En esta última se observan inhomogeneidades de la superficie calentada, partículas de impureza, etc., y su carácter depende de la dispersión de tamaños de dichas inhomogeneidades por lo cual observaron que el mecanismo concerniente a la termocavitación es la nucleación heterogénea [39]. Los detalles de los diferentes mecanismos de nucleación han sido explicados en la sección 2.2.1.

Al mismo tiempo, Rastopov et al describieron la termocavitación como el proceso inverso a la transformación de un proceso de trabajo mecánico en calor, esto es, la transformación de calor en energía mecánica al momento de colapsar una burbuja de vapor y generar una onda de choque [37]. Para la interpretación del proceso partieron de la base de un modelo de estructura disipativa al que llamaron *sistema cavitador*, y para su solución utilizaron un sistema de ecuaciones diferenciales no lineales que describen la dinámica de la transferencia y disipación de calor y la hidrodinámica de una burbuja cavitante. A continuación se muestran las ecuaciones diferenciales utilizadas en su análisis:

$$\dot{R} = u,$$

$$\dot{u} = \frac{p-p_0}{\rho R} - \frac{3u^2}{2R} - \frac{2\sigma}{\rho R^2},$$

$$\dot{T}_V = -c_2 \left(\lambda R_1^2 \frac{T_V - T_l}{\delta_1} + c_3 p R^2 u \right),$$

$$\dot{T}_1 = -c_1 \left(\frac{R_2^2}{\delta_2} (T_1 - T_0) + \frac{R_1^2}{\delta_1} (T_1 - T_V) - \frac{W}{4\pi\lambda} \right),$$

$$c_1 = \frac{4\pi\lambda}{\rho c v_2}, \quad c_2 = \frac{4\pi}{\rho c v_1}, \quad R_1 = \frac{3}{4\pi} \sqrt[3]{v_1 + \frac{4}{3}\pi R^3}, \quad R_2 = \frac{3}{4\pi} \sqrt[3]{v_0 + \frac{4}{3}\pi R^3},$$

$$v_2 = v_0 - v_1,$$

donde R es el radio de la burbuja, T_V es la temperatura del vapor dentro de la burbuja, T_1 es la temperatura de la región del volumen del líquido calentada V_0 ; V_1 es el volumen del estrato entre el vapor en la frontera de la burbuja y el líquido calentado con una temperatura T_V , introducido como parte de la dinámica de un proceso de líquido hirviendo, para permitir que la variación de la temperatura del líquido en la frontera de la burbuja sea igual a la temperatura del vapor dentro de ella. δ_1 y δ_2 son constantes que permiten la eficiencia de transferencia de calor según la ley de Newton, c_3 es una constante que relaciona el flujo de calor con evaporación; ρ, λ son la densidad, capacidad calorífica y coeficiente de conductividad térmica del líquido; σ es el coeficiente de tensión superficial; p_0 y T_0 son la presión y temperatura externas; y p es la presión de vapor en la burbuja, descrita por la ecuación de Clapeyron - Clausius para gases ideales.

En los resultados experimentales encontraron que para $R < R_{cr}$ (R_{cr} es el radio del núcleo crítico), la solución al sistema de ecuaciones proviene del análisis de la ecuación 4 cuya solución es:

$$T_l = T_0 + \frac{a}{b} (1 - \exp(-bt)),$$

donde: $a = \frac{W}{c\rho v_0}$, y $b = 3\lambda \left(c\rho\delta_2^3 \sqrt{\frac{3v_0}{4\pi}} \right)^{-1}$.

De esta última ecuación conociendo W, ρ y c del periodo de máxima repetición de cavitación, estimaron los valores de las constantes, $v_0 \approx 10^{-11} \text{ m}^3$ y $\delta_2 \approx 10^{-5} \text{ m}$.

Además, encontraron que para $R > R_{cr}$, (resuelto mediante el método Runge – Kutta por medio de un sistema de cómputo) el sistema cavitador se comporta como un ciclo térmico auto-organizado. En la figura 2.7 se muestra el diagrama para p_v del ciclo térmico.

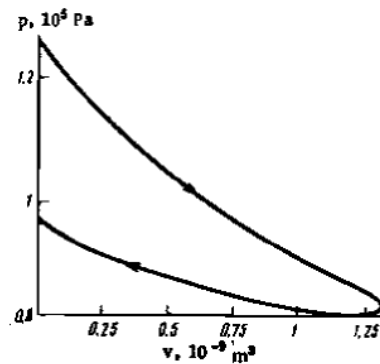


FIG. 3. p_v diagram obtained by solving the system of Eqs. (1)-(4) with $R = 1.3 \cdot 10^{-6} \text{ m}$, $v_0 = 5 \cdot 10^{-12} \text{ m}^3$, $\delta_1 = 5 \cdot 10^{-6} \text{ m}$, $T_{cr} = 359 \text{ K}$, $\delta_2 = 1 \cdot 10^{-5}$, and $v_1/v_2 = 0.1$ for ethyl alcohol.

Figura 2.7 Diagrama obtenido (pie de página)

En la figura 2.8 se muestra la variación de la energía cinética del sistema, donde se observa que un sistema cavitador consiste en un motor de calor el cual automáticamente transforma el calor almacenado en un líquido supercalentado a energía cinética de movimiento del líquido.

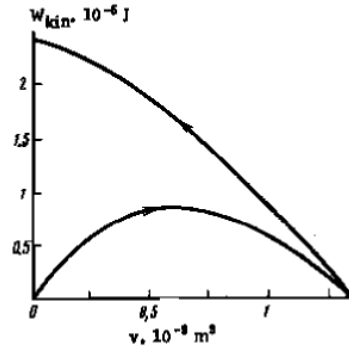


FIG. 4. Variation of the kinetic energy of a cavitator calculated for the parameters in Fig. 3.

Figura 2.8 Variación de la energía cinética de un sistema cavitador calculado con los parámetros de la figura 2.7.

En las conclusiones dadas en su modelo, Rastopov y Sukhodol'skii formularon 3 causas y condiciones por las cuales un ciclo térmico de cavitación es auto organizado:

1. En un sistema cavitador inducido por láser de excitación continua, el volumen del líquido donde la radiación óptica es enfocada y termalizada, sirve como *calentador*. El líquido restante tiene las funciones de *condensador*. En el proceso de crecimiento de la burbuja, la energía se transfiere desde el calentador hacia el condensador debido a que el tamaño de las burbujas son más grandes que el tamaño del calentador.
2. En cualquier proceso cíclico, es necesaria la realización de trabajo sobre el cuerpo en estudio en su fase de compresión, esto debido a que es necesaria la liberación de energía almacenada durante su etapa de expansión. En el sistema cavitador en cuestión, este proceso se realiza sin ayuda de dispositivos externos (es auto-organizable) ya que el trabajo de expansión va de un incremento de energía potencial, porque al final de la etapa de crecimiento de la burbuja, la presión en ésta decrece por debajo de la presión externa.
3. La naturaleza periódica del proceso de cavitación térmica se debe evidentemente a la dinámica de nucleación heterogénea y no está relacionada con la

retroalimentación de otros mecanismos; esto debido a que el coeficiente de absorción es constante durante la etapa de calentamiento del líquido.

De acuerdo a las conclusiones que se obtuvieron del modelo antes mencionado, se realizó un análisis de las mediciones mostradas en la Figura 2.6. A continuación se exponen algunas deducciones tomadas del análisis realizado en su estudio, sin embargo en el capítulo 4 de esta investigación se demostrará que en su análisis hubo errores así como equivocaciones en la interpretación de resultados. Este novedoso mecanismo de cavitación no tuvo impacto en la comunidad científica en parte por la publicación en revistas rusas de difícil acceso además por el auge en ese momento de cavitación inducido por láseres pulsados.

En el capítulo 4 se evidenciarán algunos errores en la interpretación de los resultados que tuvieron en aquel tiempo. Habiendo visto la teoría que está detrás de la cavitación, en el capítulo siguiente se muestran los detalles de la solución y el arreglo experimental utilizado.

Capítulo 3

Arreglo experimental

3.1 Introducción

En este capítulo se describe el arreglo experimental empleado en este trabajo para el estudio de termocavitación en solución salina de nitrato de cobre, inducida por láser de onda continua. Dentro de los elementos que se describen son: las propiedades ópticas de la solución salina, el sistema óptico para la generación de las burbujas de cavitación, y el sistema de detección y análisis para el estudio de las burbujas.

3.2 Elección de la solución altamente absorbente

De acuerdo con el mecanismo de termocavitación descrito en la sección 2.6 , una de las características necesarias de la solución, en la cual se desean generar burbujas de cavitación, es un alto coeficiente de absorción a la longitud de onda de iluminación, en nuestro caso particular $\lambda=975\text{nm}$. Se empleó esta longitud de onda ya que es el láser disponible en el laboratorio.

Para la elección de la solución líquida se probaron dos diferentes sales disueltas en agua, ambas teniendo como elemento químico principal el cobre debido a su alto coeficiente de absorción en el infrarrojo cercano. Las sales fueron las siguientes:

- 1) Nitrato de Cobre: $Cu(NO_3)_2$
- 2) Sulfato de Cobre: $CuSO_4$

Para cada una de las sales se preparó una solución saturada con la intención de comparar sus respectivos espectros de absorción. En el caso del $Cu(NO_3)_2$ se diluyeron 138.9 g de sal por cada 100 ml de agua desionizada, y en el caso del $CuSO_4$, 20 g de sal por cada 100 ml de agua desionizada.

3.2.1 Medición del espectro de absorción.

La medición experimental del espectro de absorción de ambas soluciones se realizó de la siguiente forma:

La solución se coloca entre dos portaobjetos separados por un espaciador de 100 μm de espesor. Esta muestra se ilumina con luz blanca proveniente de una lámpara de tungsteno modelo HL-2000. La luz transmitida se colecta con una lente y se enfoca sobre la entrada del espectrofotómetro (modelo USB4000 de Ocean Optics) para obtener los correspondientes espectros de absorción.

En la figura 3.1 se muestran los espectros de absorción para ambas soluciones salinas saturadas en el rango de los 500 a 1100 nm. Como se puede observar el coeficiente de absorción del $Cu(NO_3)_2$ a $\lambda=975$ nm es de 135cm^{-1} , y el del $CuSO_4$ es tan solo de 5.25cm^{-1} , es decir dos órdenes de magnitud más pequeño que el del $Cu(NO_3)_2$. Por otro lado, ambas soluciones salinas muestran un bajo coeficiente de absorción a $\lambda = 532$ nm. Este hecho es importante porque mientras el láser infrarrojo nos permite generar la termocavitación, un láser verde nos permitiría monitorear la dinámica de la burbuja como

se muestra en la sección 3.3. A partir de estos resultados podemos concluir que aun cuando en ambas soluciones podemos generar termocavitación, el alto coeficiente de absorción del $Cu(NO_3)_2$ facilitaría esta tarea. Por esta razón decidimos trabajar con esta última solución salina y los resultados experimentales que se muestran en este trabajo de tesis son en $Cu(NO_3)_2$.

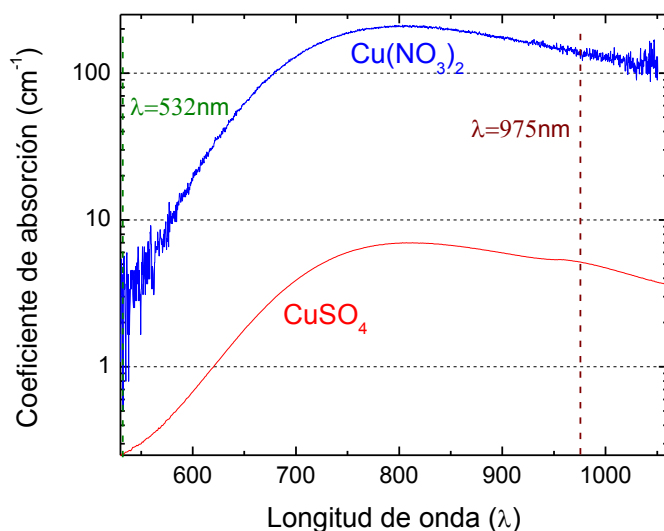


Figura 3. 1. Espectros de absorción de las soluciones saturadas con $Cu(NO_3)_2$ y $CuSO_4$.

Una vez seleccionado el nitrato de cobre se adquirieron los espectros de absorción para soluciones a diferente concentración de esta sal, en particular a 25, 50, 75 y 100% de saturación, con el objetivo de conocer el comportamiento del coeficiente de absorción como función de la concentración de sal. En la figura 3.2 se muestran dichos espectros de absorción, y como era de esperarse a menor concentración de sal, menor coeficiente de absorción (particularmente para el IR), y mayor distancia de penetración en la solución. Éste último hecho es particularmente interesante por las razones que se exponen en la sección de análisis y resultados.

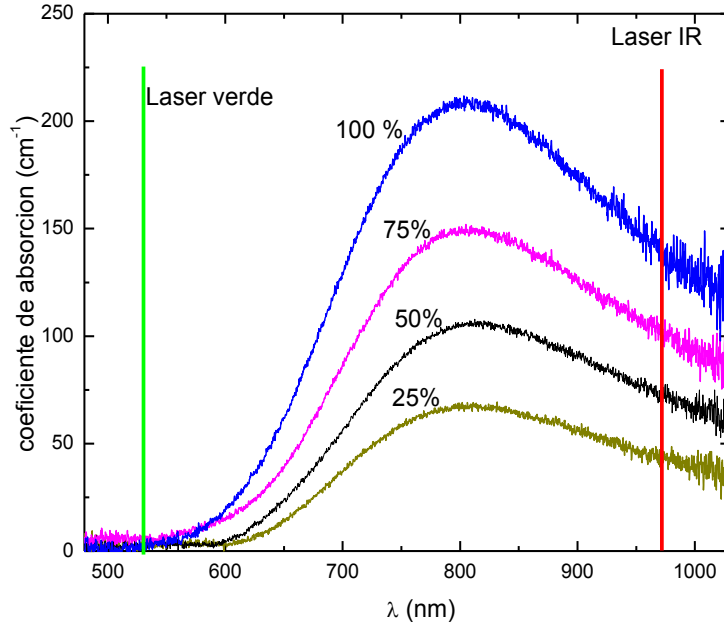


Figura 3. 2. Espectro de absorción del $Cu(NO_3)_2$ a diferentes concentraciones de sal. Nótese la diferencia de coeficiente de absorción entre el láser verde (532 nm) y el infrarrojo (975 nm).

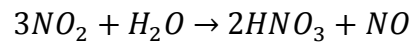
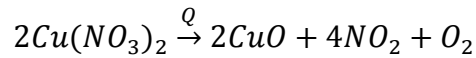
3.2.2 Propiedades físico – químicas del Nitrato de Cobre

El nitrato de cobre $Cu(NO_3)_2$ es un compuesto químico que en su forma anhidra es un sólido cristalino azul (Figura 3.3). Su masa molar es de 187.56 g/mol. Su densidad en forma anhidra es de 3.05 g/cm³ y de 2.32 g/cm³ disuelta en agua destilada [40].



Figura 3. 3 Sal de nitrato de cobre: $Cu(NO_3)_2$.

Cuando la sal se calienta, se produce óxido de cobre y vapores tales como oxígeno y óxido de nitrógeno, el cual al entrar en contacto con el agua se transforma en ácido nítrico y óxido de nitrógeno, de acuerdo con las siguientes reacciones químicas, donde al menos uno de los compuestos además de óxido de cobre es ácido nítrico según las siguientes reacciones [41]:



donde Q indica que se debe proporcionar calor al sistema. La generación de vapor de agua y los gases arriba mencionados al calentar la solución facilitan la formación de la burbuja.

3.3 Arreglo experimental para la generación y caracterización de una burbuja de termocavitación.

El arreglo experimental utilizado para generar termocavitación se puede observar en la Figura 3.4, el cual está formado por un diodo láser de excitación continua emitiendo a una longitud de onda de 975 nm controlado por un generador de pulsos con retraso programado (DG535). El láser es expandido, colimado y posteriormente enfocado mediante un objetivo de microscopio (10x) sobre una cubeta de cuarzo que contiene 2 ml de la solución salina. El foco del objetivo ($12\mu m$) se colocó inicialmente sobre la interface cuarzo-líquido (la razón se justifica en la sección de resultados) y posteriormente se varió alrededor de esta distancia para satisfacer las condiciones de ciertos experimentos que se explican más adelante.

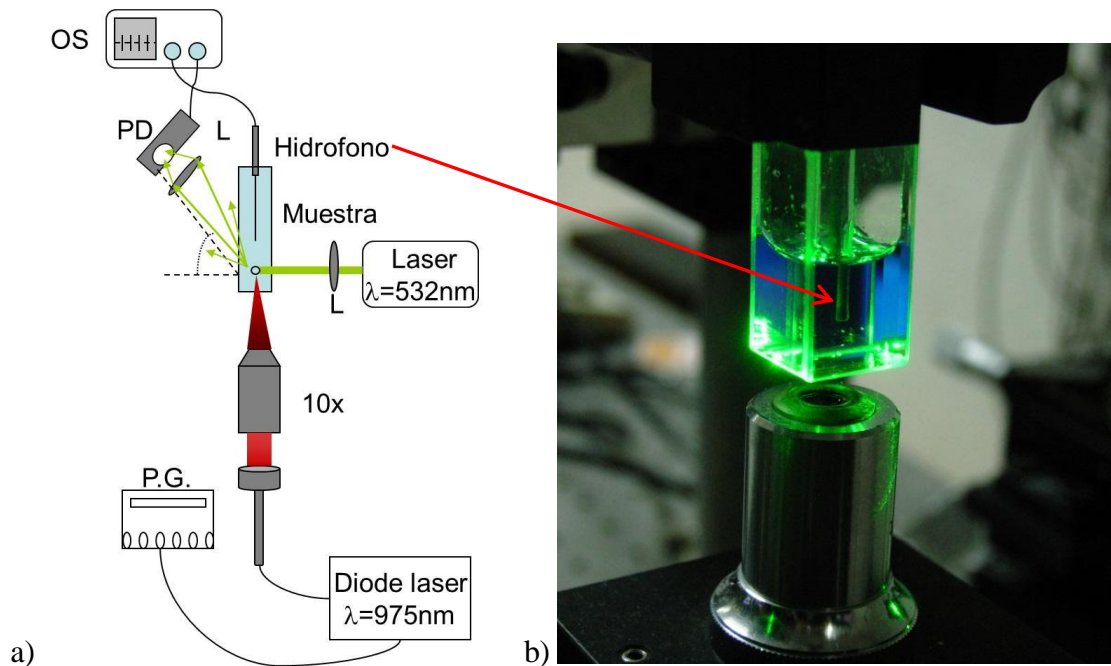


Figura 3. 4. a) Arreglo experimental empleado para la generación y caracterización de burbujas de termocavitación. b) Detalle fotográfico del hidrófono ubicado dentro de la solución salina. OS: osciloscopio, PD: fotodetector, PG: generador de pulsos, L: lente.

Como se mencionó anteriormente, el colapso de la burbuja de cavitación genera una onda de choque, cuya presión fue medida con un hidrófono calibrado (RP Acoustic Mod. RP 11s) colocado 4 mm arriba de la interface cuarzo - líquido [28]. En la figura 3.5 se muestra una señal típica proveniente del hidrófono tomada en el instante del colapso de una burbuja. Se muestran dos etapas de la onda de choque: expansión y compresión. Durante la primera etapa se alcanzan presiones típicas del orden de 1.5 MPa (alrededor de 15 presiones atmosféricas) y durante la etapa de compresión la presión es cercana a los 0.4 MPa.

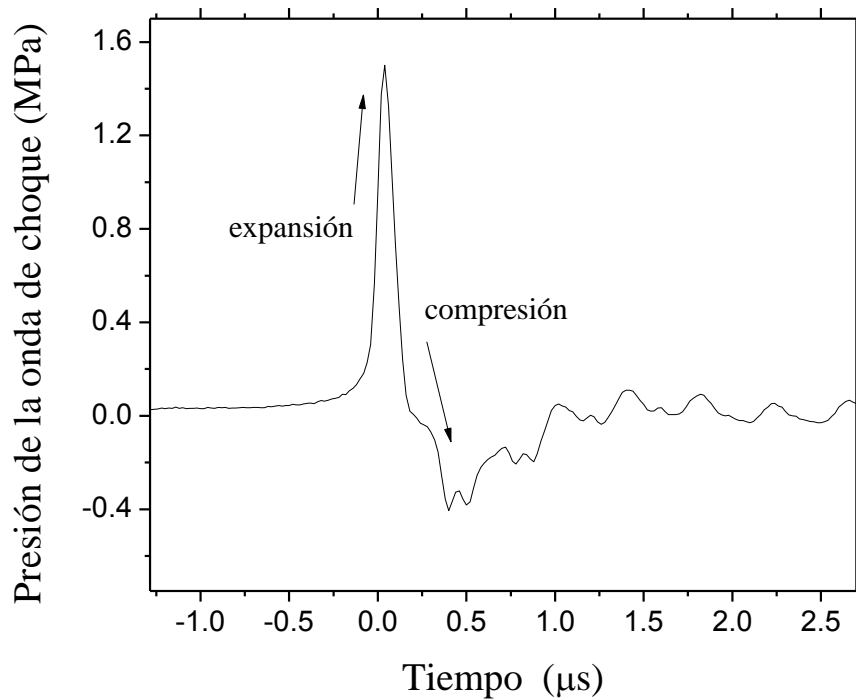


Figura 3.5 Señal típica proveniente del hidrófono (HP) donde se observa la onda de presión generada por el colapso de una burbuja de cavitación.

Con el objetivo de estudiar la dinámica de formación y colapso de la burbuja de cavitación, se hace pasar un haz de luz verde ($\lambda = 532nm$) a través de la región donde el láser infrarrojo está enfocado [27], la cual corresponde a la misma región donde la burbuja es generada. La burbuja esparcirá la luz verde la cual será colectada (a un ángulo de 60° respecto de la horizontal [27,30]) y enfocada sobre un fotodetector rápido (EOT modelo ET. 2030 con tiempo de respuesta de 0.3ns), tal como se muestra en el arreglo de la figura 3.4. Ambas señales del fotodetector e hidrófono son grabadas en un osciloscopio digital.

3.3.1 Generación de burbujas múltiples y de una sola burbuja de cavitación.

La cavitación, por su naturaleza física, es continua siempre que esté presente el láser enfocado sobre la muestra, por lo tanto, si deseamos controlar el número de eventos de cavitación en un cierto intervalo de tiempo, entonces podemos modular temporalmente el pulso del láser, así como también la potencia de este.

El láser IR se moduló temporalmente empleando el generador de pulsos con retardo programable el cual emplea una señal tipo TTL (5 volts).

Ahora bien, con el objetivo de estudiar la dinámica temporal de la termocavitación, decidimos generar una sola burbuja de cavitación y enfocarnos en su análisis. El procedimiento se describe en la Figura 3.6: para una potencia determinada, se comienza con un pulso de láser lo suficientemente largo como para generar un número contable de eventos de cavitación dentro de este intervalo de tiempo (Figura 3.6a), posteriormente el tiempo del pulso se va reduciendo hasta generar una sola burbuja en este intervalo (Figura 3.6b).

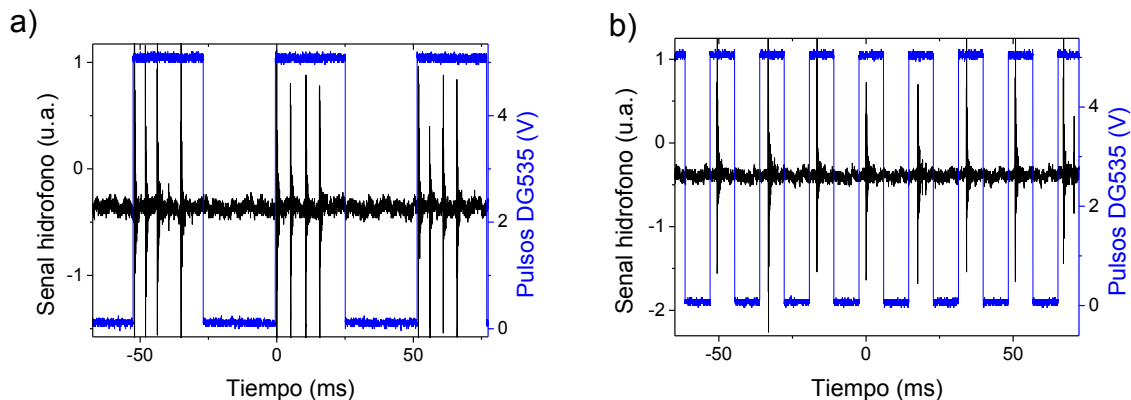


Figura 3.6. Proceso de modulación del láser para generación de una sola burbuja, se muestra el tiempo de encendido del láser IR (en azul) y la señal del hidrófono (en negro) como función del tiempo, cada pico de la señal del hidrófono indica un evento de cavitación. En *a*) se muestran 4 cavitaciones por pulso (25 ms) y en *b*) se ha reducido el tiempo de encendido del láser (8.9 ms) para generar una sola burbuja de cavitación para una potencia de 109 mW.

Una vez generada una sola burbuja, estamos en condiciones de estudiar la dinámica de su comportamiento con ayuda de una cámara ultrarrápida (Hamamatsu C2830), la cual opera tanto en modo *frame* (fotografía convencional) como en modo *streak* (fotografía *streak*) [42].

3.4 Medición del radio y tiempo de vida de una burbuja de cavitación.

Con la finalidad de observar el tamaño además del tiempo de vida de la burbuja de cavitación, se usó la cámara *streak*. La cámara fue colocada en dos posiciones diferentes para adquirir imágenes de las vistas inferior y lateral de la burbuja.

3.4.1 Vista superior de la burbuja.

Para la adquisición de fotografías de la burbuja desde una vista inferior, se colocó la cámara según se muestra en la figura 3.7.

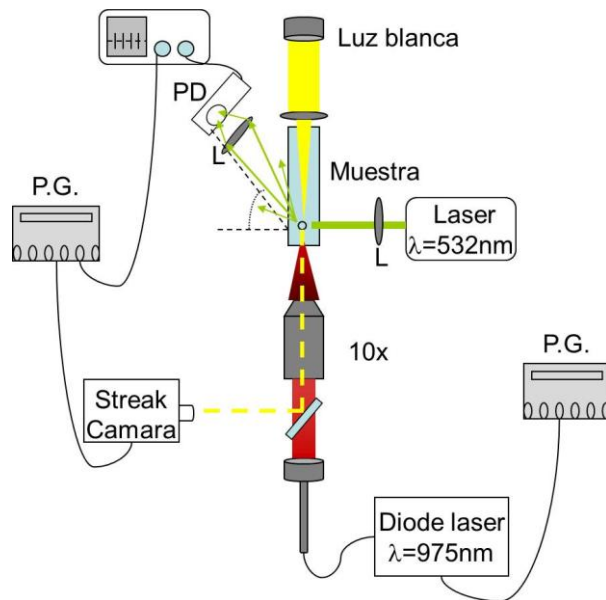


Figura 3.7 Posición de la cámara *streak* en el arreglo experimental para la toma de fotografías desde una vista inferior de la burbuja.

El objetivo de microscopio es empleado tanto para enfocar el láser infrarrojo como para proyectar la imagen de la burbuja hacia la cámara mediante la ayuda de un espejo dicróico, el cual permite la transmisión de la luz infrarroja y refleja el espectro visible proveniente de una lámpara de luz blanca colocada encima de la celda de cuarzo (en ausencia del hidrófono), la luz blanca permitirá obtener una vista inferior de la burbuja.

Para evitar que la luz infrarroja esparcida por la burbuja sature la cámara, se colocó un filtro IR a la entrada de ésta.

Imágenes en modo *frame*.

Para tomar las imágenes en modo *frame* el primer paso fue sincronizar el accionamiento de la cámara un instante después que la burbuja había sido generada. Una vez que la burbuja se genera y comienza su fase de crecimiento, dispersa la luz del láser verde que pasaba a

través de ella, esta luz dispersada es enfocada sobre el fotodetector (PD). La figura 3.8 muestra la señal del PD como función del tiempo (t), para un t cercano a cero, la señal es prácticamente cero (no hay burbuja, no hay luz dispersada), en el momento en que la burbuja se genera, la señal del PD comienza a crecer (debido al crecimiento de la burbuja) hasta alcanzar un valor máximo ($\sim 65\mu\text{s}$), a partir de ese momento la burbuja colapsa y la señal decae lentamente debido a la turbulencia en el fluido generada por el colapso de la burbuja.

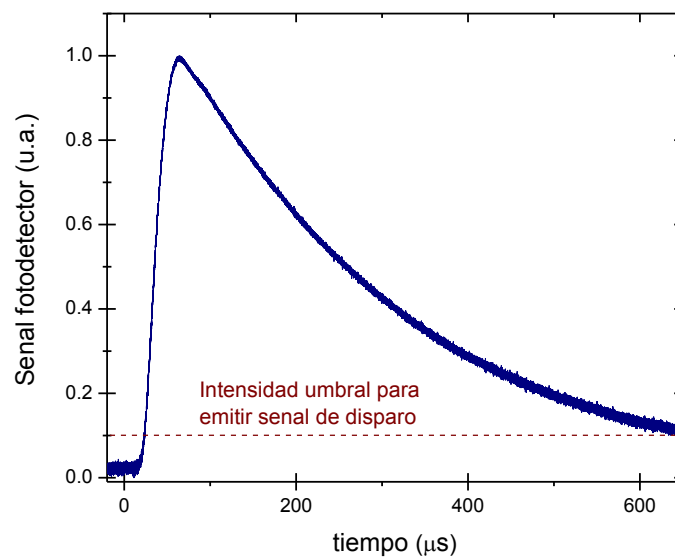


Figura 3.8. Nivel de intensidad proveniente del fotodetector que se toma como intensidad umbral para realizar el disparo de la cámara.

Durante la fase crecimiento de la burbuja, una vez que la señal del fotodetector sobrepasa un cierto nivel de umbral (10% de la señal máxima (ver línea punteada en la figura 3.8), el osciloscopio envía una señal de disparo (TTL) al generador de pulsos (DG) el cual a su vez activa la cámara durante un tiempo de exposición determinado por el ancho del pulso del DG. La figura 3.9 es un diagrama esquemático de este proceso de sincronización.

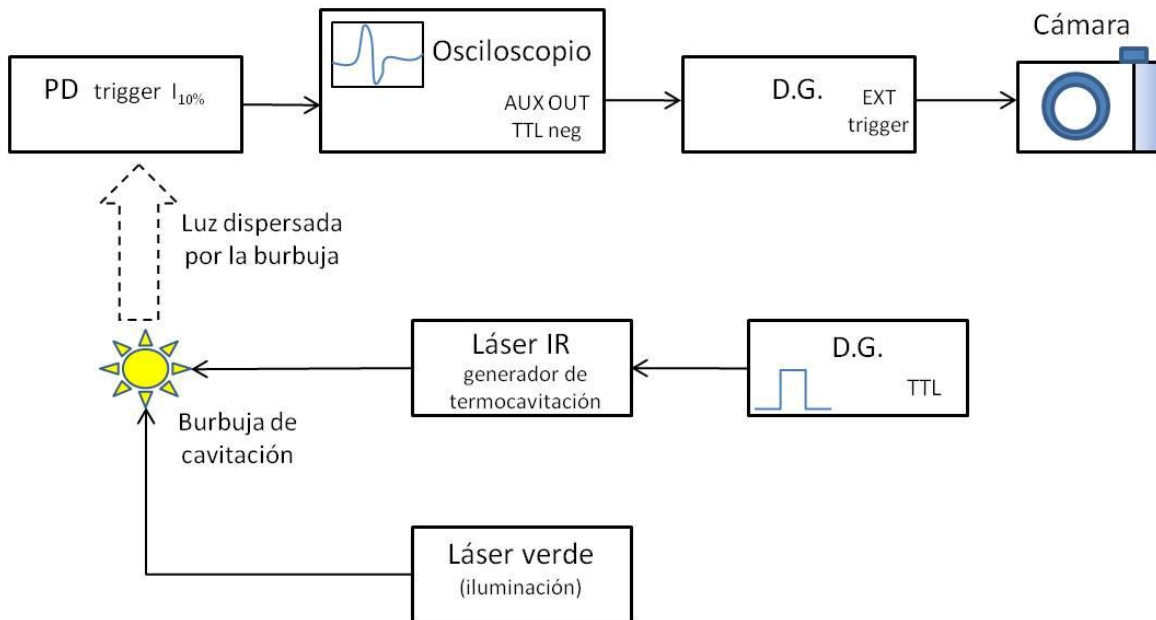


Figura 3.9. Diagrama esquemático empleado para la activación de la cámara a partir de la luz dispersada por la burbuja de cavitación.

Cabe mencionar que para la toma de las fotografías, se tomaron en cuenta los retardos mínimos correspondientes a cada equipo:

- 1) Retardo en osciloscopio: 50ns
- 2) Retardo en el generador de pulsos: 80ns
- 3) Retardo de la cámara : 200ns

Sin embargo debido a que el tiempo de vida de la burbuja es de varias decenas de microsegundos, estos retardos no afectan la caracterización de la dinámica de la burbuja. La figura 3.10 muestra una vista inferior de la burbuja de cavitación capturada por la cámara rápida empleando el sistema de sincronización descrito anteriormente.

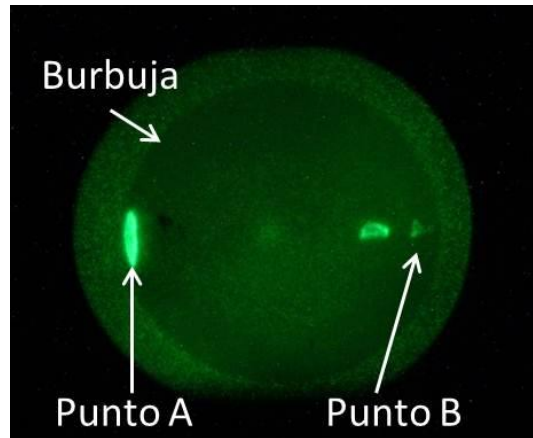


Figura 3. 10 Vista inferior de la burbuja de cavitación. Nótese los puntos de entrada (A) y de salida (B) del láser verde incidiendo en la burbuja.

En esta figura se pueden observar dos puntos con máxima intensidad: el punto A en la imagen se genera cuando el láser verde entra en la burbuja y el punto B cuando sale de ésta. Estos puntos brillantes (A y B) juegan un papel fundamental en el análisis de la burbuja, pues serán la referencia que nos permitirá medir su diámetro como función del tiempo en la fotografía en modo *streak* tal como se muestra en la sección siguiente.

Imágenes en modo *streak*.

Una vez realizado el procedimiento de centrado de la burbuja el siguiente paso fue cambiar la configuración de la cámara a modo *streak*. Para conocer acerca del funcionamiento del sistema *streak*, se recomienda la lectura del Apéndice A de este trabajo y de la referencia [42]. En breve, una fotografía *streak*, es una foto compuesta, formada a partir de extraer pequeñas secciones (por ejemplo de una rejilla muy delgada, ver figura 3.11) de fotos de un mismo evento, tomadas a diferentes tiempos y colocadas de manera descendente, de tal manera que el eje horizontal de la foto compuesta es un eje espacial y el eje vertical es temporal (ver figura 3.15).

En nuestro caso particular, el ancho de la rendija de la cámara *streak* fue de $100\ \mu\text{m}$ y se centró justamente en los spots brillantes A y B mencionados anteriormente, los cuales limitan el diámetro de la burbuja, tal y como se muestra en la Figura 3.10 y 3.11. El barrido temporal depende del tiempo de vida de la burbuja, pero en general es de algunas decenas de micro-segundos.

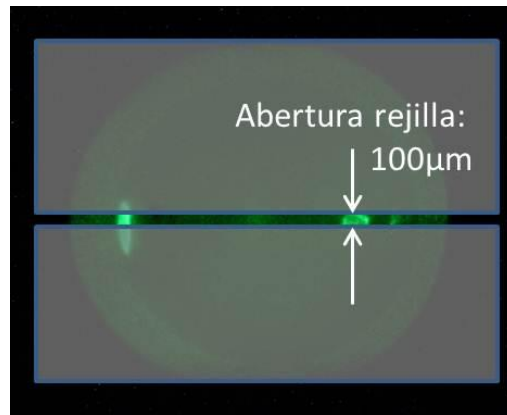


Figura 3. 11 Centrado de la burbuja y calibración de la abertura de la rejilla de entrada a la cámara a $100\ \mu\text{m}$.

La estrategia empleada para la toma de fotografías en modo *frame* fue útil para centrar la burbuja en el campo de visión de la cámara, sin embargo, tiene una deficiencia fundamental para los fines que nosotros perseguimos: el disparo de la cámara se da cuando la burbuja ya está en su etapa de crecimiento, por lo tanto esta estrategia no nos permitiría visualizar la etapa de formación de la burbuja. En la fotografía en modo *streak*, queremos capturar la dinámica de la burbuja, desde su formación hasta el colapso, por lo tanto, es necesario cambiar la estrategia de disparo de la cámara.

En la Figura 3.12 se representa una línea de tiempo que va desde el momento en que el láser infrarrojo es encendido ($t=0$) hasta el momento del colapso de la burbuja. El tiempo $t=t_c$ es el tiempo requerido por el láser IR para calentar la solución de temperatura ambiente hasta la temperatura crítica. A partir de este hecho, la formación de la burbuja puede suceder en cualquier momento, en el siguiente capítulo mostraremos que este tiempo es

aleatorio. El tiempo $t = t_c$ se calculó a partir de generar 200 burbujas de cavitación individuales, con ayuda del osciloscopio se midió el tiempo $t = t_{cn}$ (donde n representa el número de cavitación) para cada una de ellas, c es el valor promedio de los c_n 's. En $t = t_c$ se dispara la cámara en su modo *streak*, y si tenemos suerte, capturaremos en una sola toma la dinámica completa de la burbuja, desde la formación hasta su colapso.

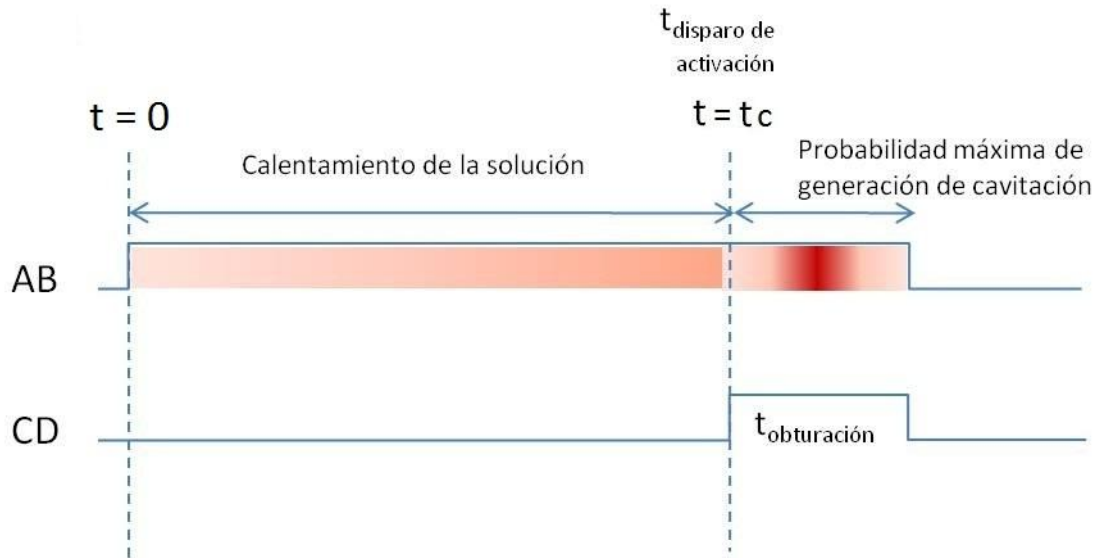


Figura 3. 12. Diagrama de las salidas del generador de pulsos con retardo programable DG535. La salida AB modula el encendido del láser infrarrojo. El retardo del tiempo en que se activa la salida CD así como su tiempo en nivel encendido 1-TTL, controla el disparo de la cámara así como el tiempo de obturación de la imagen *streak*.

En la figura 3.13 se muestra experimentalmente el tiempo de encendido del láser IR, así como también la señal del hidrófono. El tiempo de cavitación τ_c se define como el tiempo promedio que tarda en generarse una burbuja de cavitación desde que el láser de excitación es encendido.

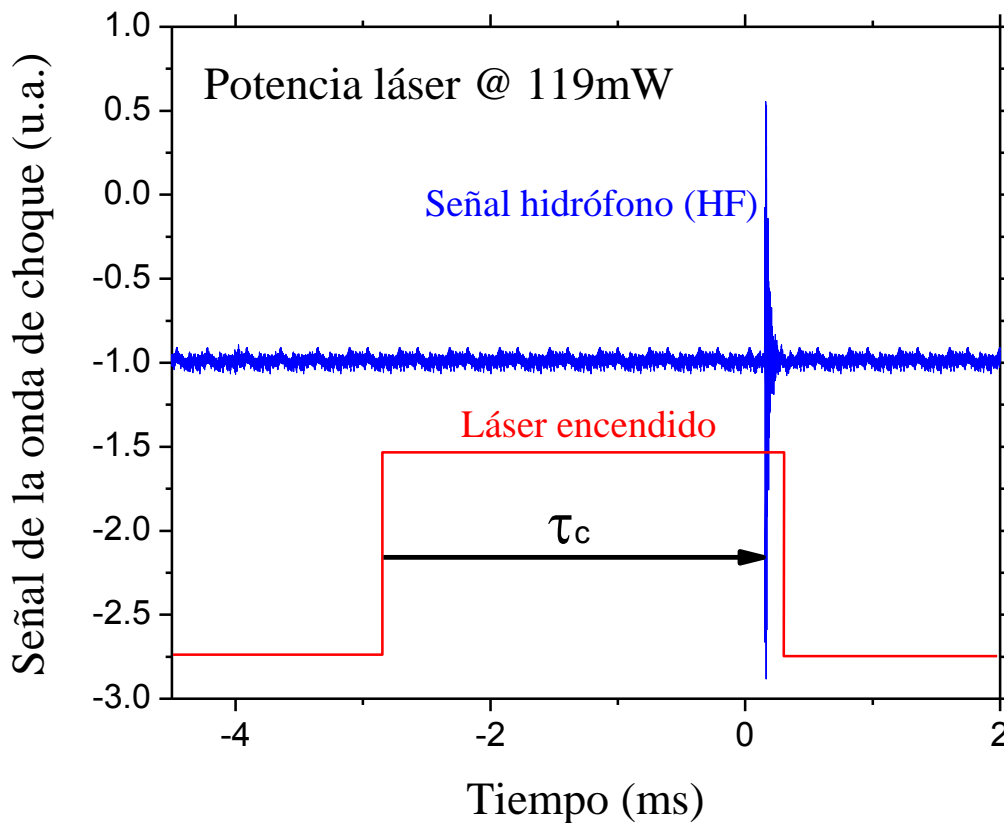


Figura 3.13. Imagen que muestra el procedimiento para obtener el tiempo de cavitación τ_c . En rojo se observa el tiempo de modulación del láser, en azul la señal proveniente del hidrófono que muestra el momento en que sucede la cavitación, y la flecha en color negro muestra el τ_c .

Como se mostrará en el capítulo siguiente, el tiempo de cavitación ($t = t_c$) y el tiempo de vida de la burbuja dependen de la intensidad del láser IR a la entrada de la solución. En la Figura 3.14 se muestra el diagrama a bloques utilizado para la toma de imágenes en este modo. El generador de pulsos DG controla tanto el tiempo de encendido del láser correspondiente a una sola cavitación ($t = t_c$ al cual de ahora en adelante nos referiremos como τ_c), como también el instante de disparo y tiempo de obturación de la cámara.

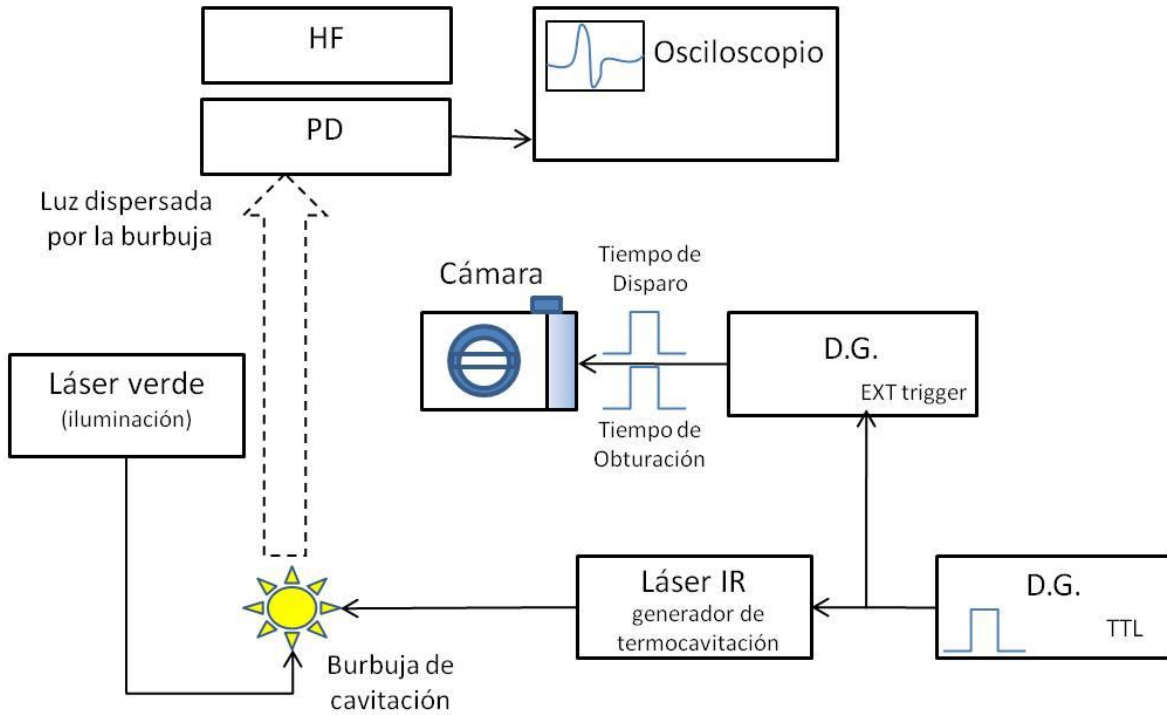


Figura 3. 14. Esquema del arreglo experimental para la obtención de imágenes *streak*.

En la figura 3.15 se muestra el resultado de la foto *streak*, las líneas curvas, indican la estela temporal de los spots A y B. Las líneas punteadas indican los radios de las burbujas (r_1 , r_2 ...) a sus correspondientes tiempos (t_1 , t_2 , ..). La magnitud de los radios se calcula a partir de un objeto de referencia de dimensiones conocidas y el tiempo de barrido (eje vertical de la foto) está determinado por el ancho del pulso de DG.

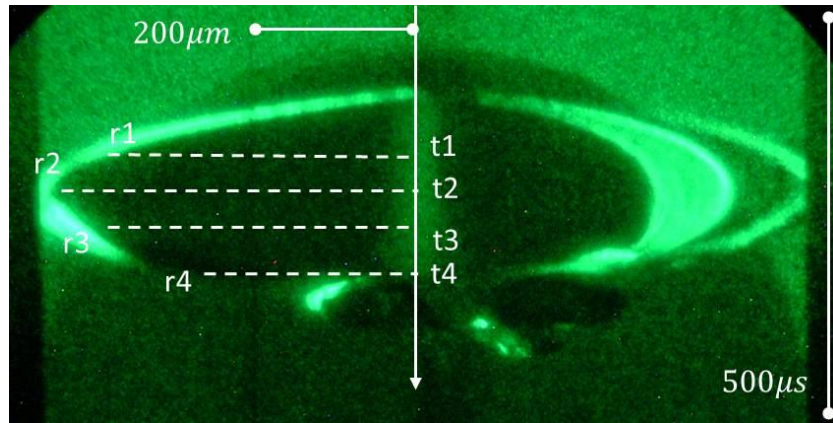


Figura 3. 15 Imagen tomada en modo *streak* donde se muestra la evolución del tamaño del radio r , así como de la evolución temporal de la burbuja t .

Arreglo experimental: Vista lateral de la burbuja.

El siguiente paso fue la toma de imágenes de la burbuja desde una vista lateral. Para realizarlo se colocó la cámara de acuerdo al arreglo mostrado en la figura 3.16.

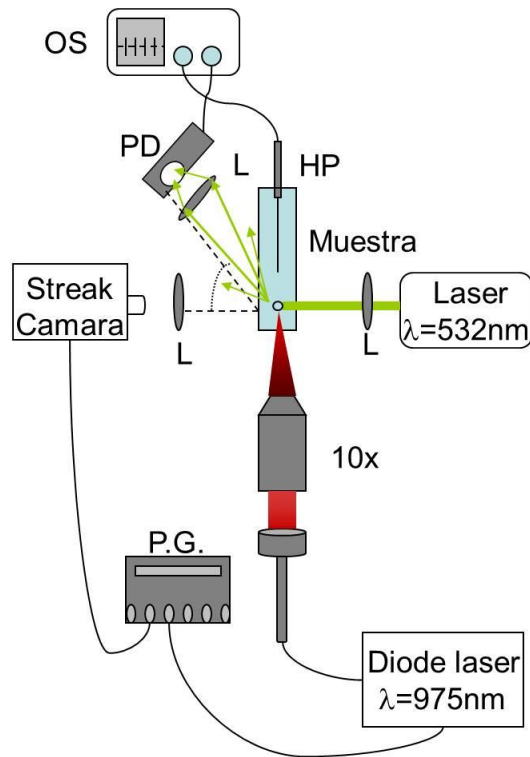


Figura 3. 16 Posición de la cámara en el arreglo experimental para la toma de fotografías de la burbuja desde una vista lateral.

La finalidad de las imágenes tomadas en vista lateral fueron dos: i) Verificar el tamaño de la burbuja mediante fotografía ultrarrápida (la referencia fue una fibra óptica de $250\mu\text{m}$ de ancho), y ii) verificar la simetría semi-esférica de la burbuja. En la imagen 3.17 se puede apreciar la imagen de una burbuja generada por termocavitación tomada desde una vista lateral.

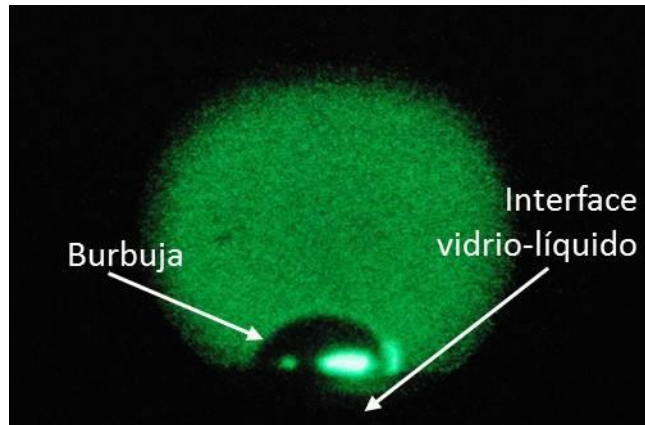


Figura 3. 17. Imagen lateral de una burbuja de cavitación tomada desde una vista lateral, se aprecia la forma semi-esférica por estar en contacto con la interface vidrio-líquido ($\gamma < 1$).

Una vez habiendo explicado los componentes y particularidades del arreglo experimental, a continuación se expone la discusión de los resultados tanto experimentales como resultados de las simulaciones numéricas.

Capítulo 4

Resultados

4.1 Antecedentes

En este capítulo se muestran los resultados experimentales obtenidos a lo largo de ésta tesis. La idea central de este capítulo es estudiar la dinámica de burbujas de termocavitación como función de diferentes variables ópticas. En la sección 4.2 se analiza el caso de generación de burbujas múltiples y en la sección 4.3 se analiza el caso para la generación de una sola burbuja. Algunos de los resultados experimentales mostrados son acompañados de simulaciones numéricas que nos permiten una mejor comprensión y análisis del mecanismo de termocavitación.

4.2 GENERACIÓN DE BURBUJAS MÚLTIPLES

La generación de burbujas de termocavitación es un proceso continuo siempre que el láser IR esté enfocado sobre la solución. El arreglo experimental utilizado se muestra en la figura 4.1, es importante señalar que para la generación de burbujas múltiples se utilizó un láser de onda continua Nd:YAG ($\lambda = 1,064$ nm marca ADLAS modelo DPY301II) debido a que nos proporciona una potencia mayor que el diodo láser empleado para la generación de una

sola burbuja, la desventaja de este láser es que no nos permite modularlo de acuerdo y generar una sola burbuja, lo cual sí podemos hacer con el diodo láser.

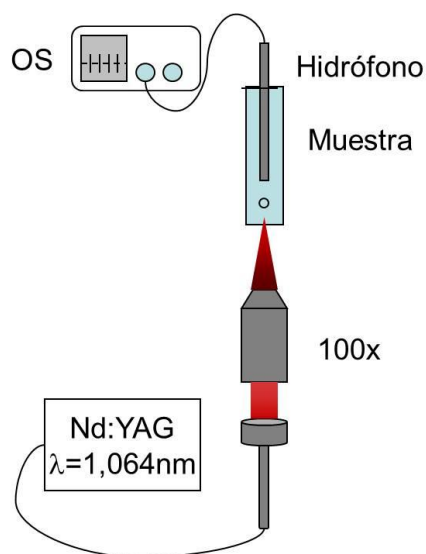


Figura 4.1 Arreglo experimental usado para la generación de múltiples burbujas, nótese que el láser IR está enfocado en la interface vidrio-solución.

Con el objetivo de estudiar la dependencia de la frecuencia de cavitación y de la amplitud de la onda de choque (generada por el colapso de la burbuja) como función de la potencia del láser IR incidente sobre la solución, ésta se varió desde 69 mW hasta 275 mW, rango limitado por el láser Nd:YAG disponible en el laboratorio. Como podemos observar en la figura 4.2, la frecuencia promedio de cavitación aumenta linealmente como función de la potencia del láser desde 2 Hz hasta 4 kHz para 275 mW [43]. En este caso hablamos de frecuencia promedio debido a que el mecanismo de termocavitación es cuasi-periódico como mostraremos un poco más adelante. Estos resultados difieren de los obtenidos por Rastopov et al [17] quienes reportan que el mecanismo es periódico con una frecuencia máxima de cavitación de 1 kHz para una potencia de 1 Watt. En la misma figura 4.2 se muestra que la amplitud de la onda de presión, generada por el colapso de la burbuja de cavitación, decrece exponencialmente al aumentar la potencia del láser. Este resultado difiere de experimentos de cavitación con láseres pulsados, en los cuales, a mayor energía

del pulso láser, mayor presión de la onda de choque [12-14,20-21,23-25,27,44-52]. Este es un resultado que en principio puede ser contradictorio, pues al depositar más energía al sistema es de esperarse que la amplitud de la onda de choque aumente con la potencia, sin embargo, veremos más adelante que esto es de esperarse en termocavitación. Las líneas continuas representan ajustes una recta (frecuencia de cavitación) y una función exponencial (amplitud de la onda de choque). Se puede ver que tales dependencias se ajustan bastante bien a los datos experimentales. Repetimos estos experimentos utilizando un objetivo 10x y el resultado fue un comportamiento similar, la única diferencia es que la frecuencia promedio máxima alcanzada es de 400 Hz, esto es, un orden de magnitud menor. Estos resultados sugieren que termocavitación es un proceso que depende de la intensidad del láser y no solo de la potencia del mismo.

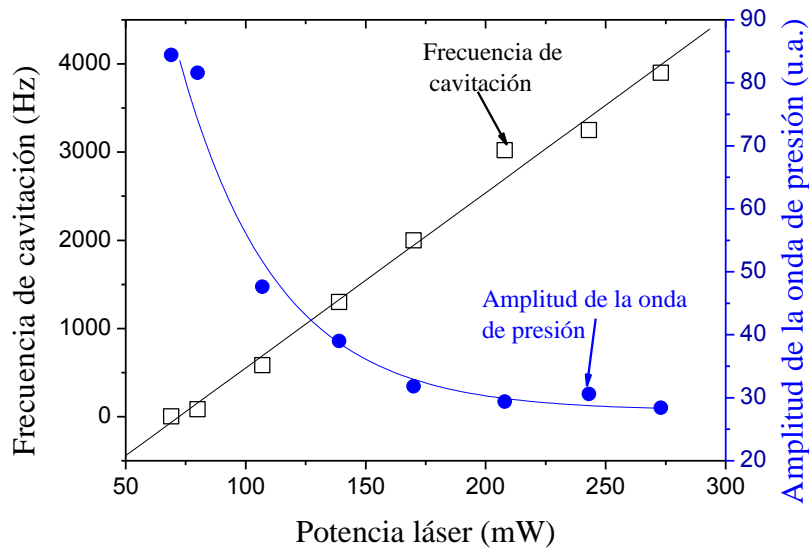


Figura 4.2 Comportamiento de la frecuencia promedio de cavitación y la amplitud de la onda de choque en función de la potencia del láser. Mediciones realizadas con objetivo de microscopio 100x. Las líneas representan ajustes a una dependencia lineal (frecuencia de cavitación) y decaimiento exponencial (amplitud de la onda de choque).

Para demostrar que termocavitación depende de la intensidad del láser cambiamos el tamaño del haz laser en la interface vidrio-agua cambiando la posición del foco respecto a la interface vidrio-agua y medimos de nuevo las mismas variables manteniendo la potencia fija a 275 mW. La figura 4.3a muestra la variación de la posición del foco sobre la muestra, cuando $z=0$ el foco del láser se encuentra sobre la interfaz vidrio-líquido. Distancias de z positivas, corresponden a posiciones del foco por encima de la interface (dentro del líquido) mientras que distancias de z negativas corresponden a posiciones del foco por debajo de la interface.

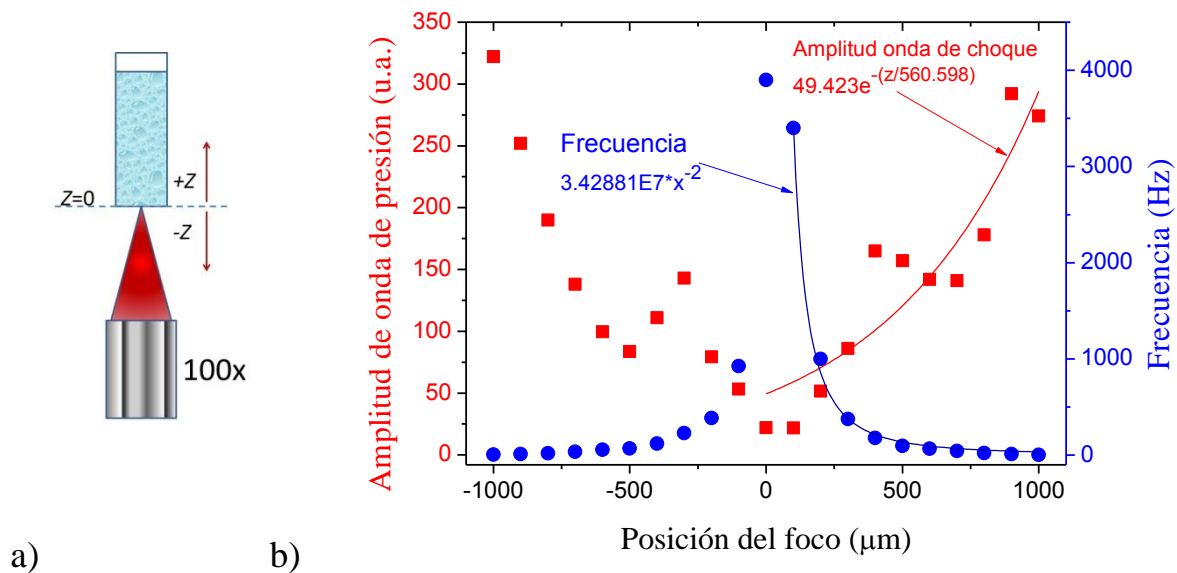


Figura 4.3 a) Variación de la posición del foco sobre la muestra, la posición $z = 0 \mu\text{m}$ corresponde a la interfaz vidrio-solución. b) Comportamiento de la amplitud de la onda de presión así como la variación de la frecuencia promedio. Las líneas continuas representan ajustes experimentales.

Puesto que la frecuencia de cavitación se escala linealmente con la intensidad ($I=P/A$, A es el área del haz y es una constante en la Fig. 4.2) y A esta dada por $A=\pi^2 w_0^2 [1+(z/z_0)^2]$ donde w_0 es el radio del haz y z_0 es la distancia de Rayleigh. Puede verse de la Fig.4.3 que esta expresión describe muy bien los resultados experimentales. Cuando $z=0$ corresponde a

la máxima intensidad del haz alcanzable y por lo tanto, la máxima frecuencia de cavitación (~ 4 KHz). De acuerdo a la Fig. 4.2 debe corresponder a la mínima amplitud de la onda de choque, como se comprueba en la Fig.4.3. Cuando $z \gg z_0$, la frecuencia de cavitación decae como $1/z^2$ como se muestra en la figura. Por otro lado, como veremos en más detalle en la siguiente sección, la amplitud de la onda de choque se escala con el tamaño de la burbuja y esta a su vez, depende del volumen de supercalentado disponible para evaporación [28]. Al cambiar la posición del foco, el área del haz se escala cuadráticamente con la distancia de propagación, por lo tanto la intensidad del haz decrece cuadráticamente con z , aumentando la amplitud de onda de choque, lo cual se muestra experimentalmente en la Fig. 4.3. En la misma figura se observa un comportamiento en forma de “W”, cuyo origen no es claro, sin embargo, experimentos bajo condiciones similares realizados por Korneev et al obtuvieron resultados similares [29].

Para explicar estos resultados, nos enfocaremos, por simplicidad, a la generación de una sola burbuja empleando el mecanismo descrito en la sección 3.3.1 y lo complementaremos con simulaciones numéricas desarrolladas en COMSOL *multiphysics*. Para más detalles del modelo usado ver Anexo 2.

4.3 GENERACIÓN DE UNA SOLA BURBUJA DE CAVITACIÓN

Para poder realizar una caracterización de la dinámica de las burbujas de cavitación, nos enfocamos en la generación de una sola burbuja. Para hacer, esto posible, es necesario modular el tiempo de encendido del láser tal como se explicó en la sección 3.3.1. Este tiempo de encendido es siempre mayor que el tiempo de cavitación. Recordemos que el tiempo de cavitación (τ_c) es el tiempo en que se genera una sola burbuja después de que se ha encendido el láser

4.3.1 FLUCTUACIÓN EN EL TIEMPO DE CAVITACIÓN

Cabe destacar que para una potencia fija del láser τ_c no es constante. Para medir experimentalmente el tiempo de cavitación τ_c , el láser infrarrojo se moduló temporalmente para generar 250 eventos de cavitación. Haciendo uso de la función de *persistencia* del osciloscopio (la cual va alojando en pantalla las señales que se van generando en el tiempo), fue posible determinar el tiempo de cavitación individual y las correspondientes fluctuaciones. En la Figura 4.4 se observan las señales típicas: *a)* del tiempo en que el láser IR permaneció encendido (en verde) *b)* señal del hidrófono HP (en amarillo), y *c)* la señal del fotodetector PD (en azul), cada línea delgada vertical del HP y PD corresponde a un evento de cavitación. La flecha azul oscuro indica el tiempo de cavitación promedio (τ_{cp}) y la flecha rosa indica el intervalo de tiempo dentro del cual podría ocurrir un evento de cavitación.

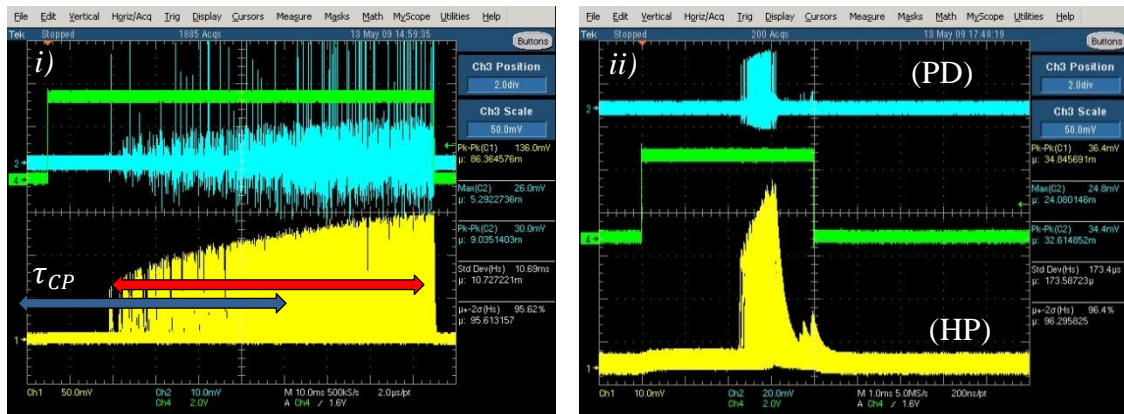


Figura 4.4 *i)* Imagen del osciloscopio donde se muestran las señales del tiempo de modulación del láser IR (pulso cuadrado), del fotodetector (primera línea), y la señal del hidrófono (última línea). La flecha azul oscuro indica el tiempo de cavitación promedio y la flecha roja indica el intervalo de fluctuación dentro del cual podría generarse la burbuja (*jitter*). *ii)* Imagen del osciloscopio donde se utiliza la máxima potencia del láser, en este caso el *jitter* es menor que a baja potencia.

En la figura 4.4 se observa la fluctuación en el tiempo de cavitación (*jitter*) en función de la potencia del láser IR utilizada. En la figura 4.4-*i* la potencia incidente para generar una sola

burbuja es de 67mW y el jitter es de 46ms , en comparación a la potencia máxima del láser (Fig. 4.4-ii) el jitter es de tan sólo 0.24ms . Esta variación temporal hace no solo incierto el instante de tiempo en el que se forma la burbuja, sino también el radio de ésta, este hecho se puede observar en la figura anterior como un incremento (cuasi-lineal) de la envolvente superior de la señal amarilla (HP). El jitter, como función de la potencia incidente, se grafica como barras de error en la figura 4.5-i, y de manera independiente en la figura 4.5-ii donde es notorio su decaimiento exponencial.

En la figura 4.5 se muestra el tiempo de cavitación promedio como función de la potencia del láser. Para la potencia umbral $\sim 67\text{ mW}$, τ_{cp} es 40 ms , pero para 119 mW , τ_{cp} es de solo 2.5 ms , es decir, mientras que la potencia se duplica, el τ_{cp} se redujo más de 16 veces!! La línea roja sugiere un decaimiento exponencial del τ_{cp} como función de la potencia (Fig. 4.5-i). En la misma figura se muestra que también el jitter decae de la misma manera (Fig. 4.5-ii).

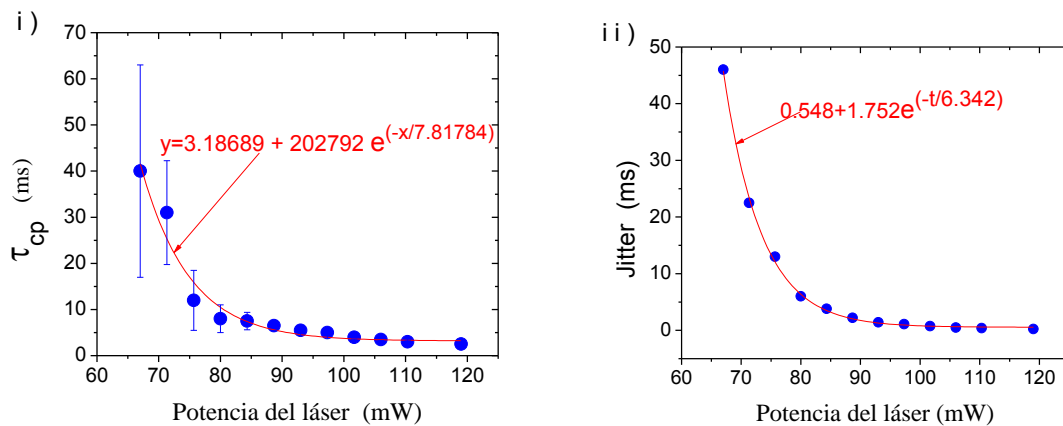


Figura 4.5-i Comportamiento del tiempo de cavitación promedio como función de la potencia del láser IR. Los círculos azules corresponden a los datos experimentales, la línea continua corresponde a un ajuste exponencial y las barras de error corresponden las fluctuaciones del tiempo de cavitación. En la figura 4.5-ii se muestra el decaimiento exponencial del jitter en función de la potencia del láser.

Durante el tiempo de cavitación se deposita continuamente energía al sistema, la energía promedio necesaria para generar una sola burbuja decae exponencialmente como función de la potencia, tal como se observa en la figura 4.6.

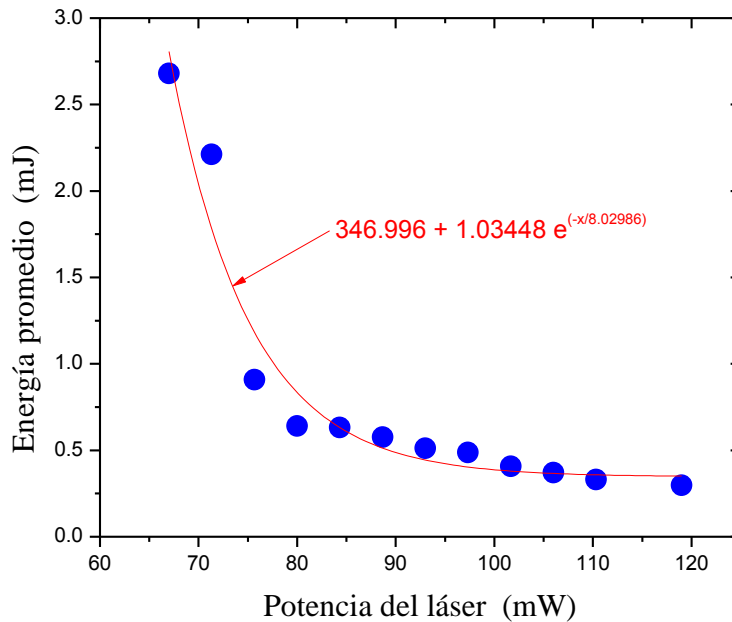


Figura 4.6 Energía promedio requerida para generar una sola burbuja de cavitación en función de la potencia del láser.

Para entender estos resultados necesitaremos estudiar teóricamente que pasa cuando un haz laser es enfocado en una solución absorbente y calculamos la distribución espacial y temporal de la temperatura dentro de la solución. Esto se lleva a cabo resolviendo la ecuación de transferencia de calor en 2-dimensiones. Dada la complejidad del problema usamos un software comercial, *Comsol Mutiphysics*, donde este problema es parte de sus librerías.

4.3.2 Cálculo de la distribución espacial y temporal de la temperatura dentro de la solución salina

En la Figura 4.7 se muestra un ejemplo de una distribución espacial de temperatura *típica* obtenida cuando el haz incide por la parte de abajo. En este caso particular usamos un haz de 119 mW de potencia y el foco del haz Gaussiano está posicionado en la interface vidrio-solución con el tiempo de cavitación (2.5 ms) obtenido de la Fig. 4.5. Cabe señalar que nuestras simulaciones no incluyen transiciones de fase ya que solo nos interesa describir que pasa con la distribución de temperatura y temperatura máxima. Note que debido al coeficiente de absorción prácticamente toda la luz es absorbida en la solución. El diámetro del haz en el foco es de $12\ \mu\text{m}$, pero debido a la difusión de calor, la región calentada por arriba del punto de ebullición es de $\sim 40 \times 100\ \mu\text{m}^2$.

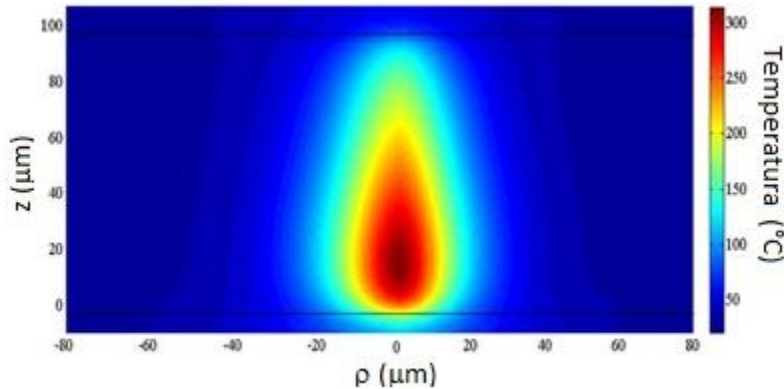


Figura 4.7. Distribución de temperatura dentro de la solución calculada numéricamente resolviendo la ecuación de transferencia de calor. Obsérvese que la máxima temperatura es de $\sim 300^{\circ}\text{C}$ y sucede a $\sim 17\ \mu\text{m}$ por encima de la interfaz vidrio-líquido.

Note que la temperatura máxima es $\sim 300^{\circ}\text{C}$ y se alcanza $\sim 17\ \mu\text{m}$ arriba de la interface vidrio líquido. En la Figura 4.8 se monitorea temporalmente la temperatura en este punto.

En $t = 1\text{ms}$, el láser es prendido y la temperatura empieza a crecer desde la temperatura ambiente hasta alcanzar una temperatura cercana a los $300\text{ }^\circ\text{C}$ 2.3 ms después. De acuerdo a nuestros resultados sabemos que para $t = \tau_{cp}$, la burbuja debe formarse. Este valor de la temperatura obtenido teórico coincide con reportes experimentales [16,53-57]. Esta temperatura es conocida en la literatura como la temperatura crítica (T_c) de supercalentamiento.

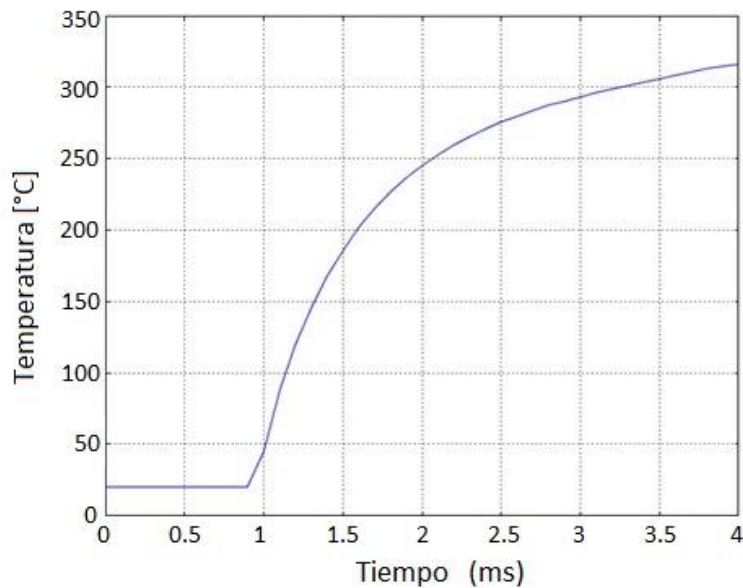


Figura 4.8 Simulación numérica de la variación de la temperatura con respecto al tiempo. Nótese que la solución alcanza su temperatura crítica de supercalentamiento.

Estos resultados significan que el agua puede ser calentada muy por encima de su punto de ebullición pero sin hervir. Cuando $T \sim T_c$, una transición de fase explosiva ocurre resultando en la formación de una burbuja de vapor. Esta simulación se repitió para diferentes potencias y el tiempo de “encendido” del láser fue el correspondiente τ_{cp} obtenido de la figura 4.5.

La figura 4.9 muestra la distribución de temperatura en la solución a la potencia umbral (67mW) y máxima disponible (119mW). Las figuras en los extremos son resultados experimentales y la figura central corresponde a la simulación. En la figura experimental, la región central oscura es la zona calentada por el láser. Lo primero que notamos es que a la

potencia umbral se obtiene un volumen caliente más grande que cuando usamos la máxima potencia disponible.

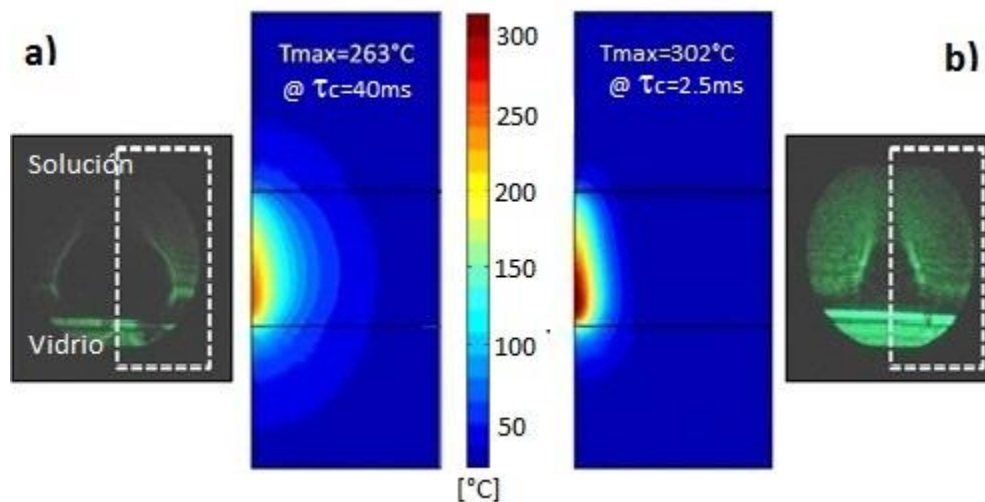


Figura 4.9 Simulaciones realizadas en *COMSOL Multiphysics* donde en *a)* corresponde al instante antes de colapsar la burbuja al usar potencia umbral, y en *b)* se muestra al hacer uso de la potencia máxima del láser.

Para entender este resultado recordemos que el tiempo de difusión de calor del agua es de ~ 1 ms [28] por lo que a baja potencia (i.e. 67 mW), la deposición de energía luminosa es lenta comparada con el tiempo de difusión de calor permitiendo que este se disipe y supercaliente un mayor volumen. Por otro lado para la potencia más alta, el tiempo de cavitación es comparable con el tiempo de difusión de calor, limitando el volumen supercalentado.

4.3.3 Dinámica de la burbuja

En la figura 4.10, se puede observar el radio de la burbuja como función del tiempo para las potencias umbral y máxima. En el primer caso se muestra que el tiempo de vida de la burbuja es de $87\mu s$, radio máximo de $325\mu m$ y la velocidad de la pared de la burbuja es de $\sim 15m/s$ en el crecimiento y de hasta $-70m/s$ al colapso. Esto significa la burbuja se acelera $\sim 10^6g!$. En la figura 4.10b se observa que al utilizar la potencia máxima los valores cambian drásticamente, pues el tiempo de vida se reduce a $65\mu s$, el radio de la burbuja llega solo a $\sim 200\mu m$ y las velocidades que alcanzan las paredes de la burbuja son de $\sim 12m/s$ en el crecimiento y en el colapso $-44m/s$. La Tabla 1 sintetiza estos resultados. Es de esperarse que al aumentar el radio de la burbuja, su tiempo de vida aumente.

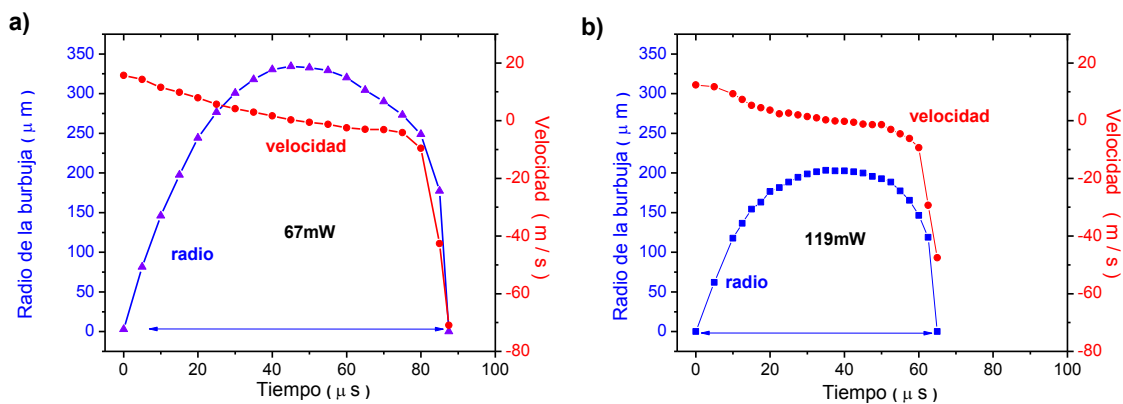


Figura 4.10 Comparación del radio, velocidad de las paredes y tiempos de vida característicos de la dinámica de la burbuja al usar a) potencia umbral y b) potencia máxima del láser.

Potencia	Tiempo de vida	Radio máximo	Velocidad máxima en crecimiento	Velocidad máxima en el colapso
Umbral: 67mW	87 μ s	325 μ m	14.3m/s	-70.9m/s
Máxima: 119mW	65 μ s	200 μ m	12.4m/s	-47.5m/s

Tabla 1 Valores característicos experimentales encontrados para potencia umbral y potencia máxima del láser IR incidentes sobre la muestra.

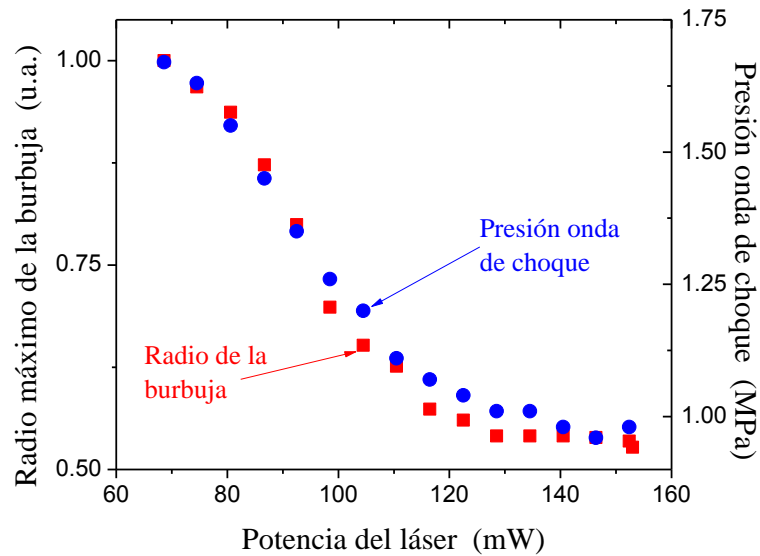


Figura 4.11 Comportamiento exponencial decreciente de la onda de choque así como del radio de la burbuja en función de la potencia del láser IR utilizada.

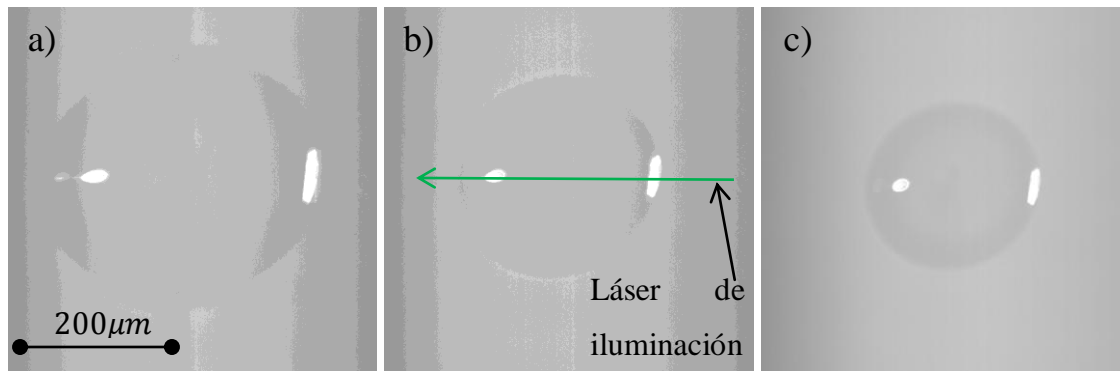


Figura 4.12 Vista superior de burbujas de cavitación para: *a)* 69 mW, *b)* 94 mW y *c)* 119 mW, nótese la diferencia en tamaño al variar la potencia, el tiempo de obturación fue de 10 μ s.

La figura 4.11 muestra la estrecha relación entre el tamaño de la burbuja y la amplitud de la onda de choque. De aquí podemos concluir que estos están relacionados linealmente, lo cual es de esperarse ya que la energía almacenada en la burbuja es proporcional al volumen de la misma de acuerdo a la Ec. 2.x. La figura 4.12 muestra imágenes de la burbuja visto perpendicularmente a la superficie del vidrio donde se comprueba una vez más que a mayor potencia el tamaño de la burbuja disminuye. En cavitación generada con láseres de pulsos cortos la tendencia es la opuesta, i.e a mayor energía del pulso más grande es la onda de choque investigación [12-14,20-21,23-25,27,44-52]. En el caso de cavitación con láseres pulsados el volumen del plasma (y por tanto el volumen de la burbuja) se escala con la energía del pulso mientras que en termocavitación el volumen de la burbuja está determinado por el tiempo de difusión del calor.

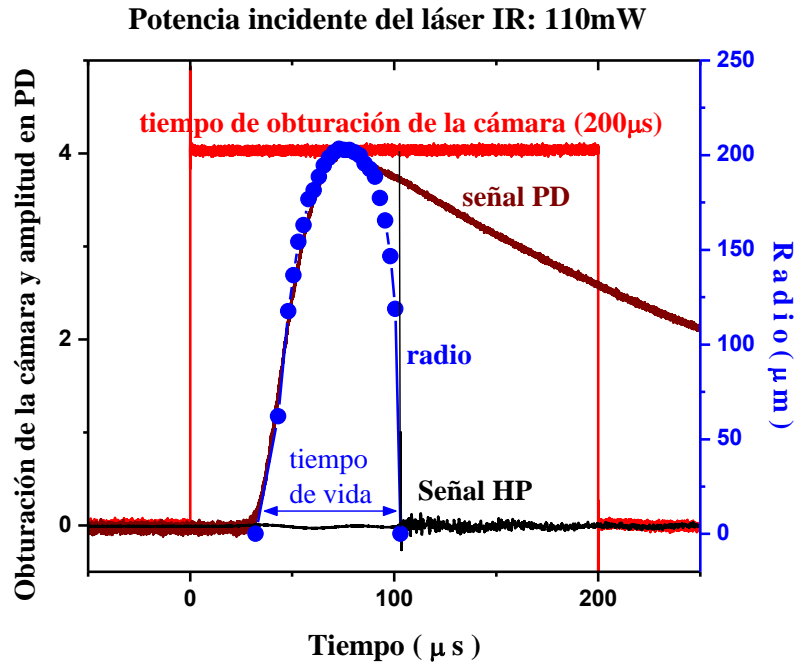


Figura 4.13 Gráfica que muestra las señales superpuestas del fotodetector, hidrófono y la información obtenida de la imagen *streak* de donde se obtiene el tiempo de vida de la burbuja.

Como ya hemos mencionado en las secciones anteriores, una de las características más importantes de la burbuja es justamente el momento de su colapso, no solo por las altas presiones que genera la onda de choque (para el caso de láseres pulsados pueden ser del orden de GPa!!), sino también por la dinámica del colapso mismo. Para poder registrar la dinámica del colapso, se requiere de cámaras de video capaces de capturar cientos de miles de cuadros por segundo, lamentablemente no contamos con dicho equipo, sin embargo pudimos capturar algunas fotografías del colapso empleando la cámara ultrarrápida Hamamatsu C2830. La figura 4.13 muestra la dinámica de una sola burbuja. El pulso cuadrado indica el tiempo de prendido del láser, el cual es cuidadosamente controlado tal que solo una cavitación ocurra. Los círculos indican el radio de la burbuja obtenida con la cámara *streak*, la señal marrón es el radio de la burbuja obtenida por esparcimiento de la luz mientras que la línea negra es la señal del hidrófono. Como se esperaba, la onda de choque es emitida al colapso de la burbuja. El pulso de presión es alrededor de ~ 1 MPa y

con un ancho de 100 nsecs. Puede verse que la señal del fotodetector y de la cámara *streak* coinciden bastante bien hasta que la burbuja alcanza su radio máximo. A partir de aquí, la señal del fotodetector decrece muy lentamente probablemente debido a que la luz esparcida por la zona caliente contribuye significativamente, opacando la señal de la burbuja.

En la figura 4.14 se puede ver una secuencia de imágenes (a, b y c) de la vista lateral del colapso de la burbuja en eventos independientes. Para fines de comparación también se muestra el resultado numérico de Plesset y Chapman [11] del colapso de una burbuja en cercanía de una superficie sólida. En la figura “A” es el la fase inicial de la burbuja y “J” es la etapa final o del colapso. Se puede ver la simetría semi-esférica de la burbuja, recordemos debido al alto coeficiente de absorción de la muestra (Fig.4.41a). En el colapso de la burbuja en cercanía de una superficie, se emplea un parámetro adimensional γ para indicar la cercanía de la burbuja a la superficie definido como $\gamma = h/R_{max}$, donde h es la distancia del substrato al centro de la burbuja de radio máximo R_{max} . En la Fig. 4.14a $\gamma = 0.5$. Burbujas esféricas se obtienen cuando $\gamma \gg 1$ [28].

Como ya hemos mencionado anteriormente, si $\gamma < 1$ entonces la burbuja colapsa en forma de un toroide, el cual es mostrado en la Figura 4.14b, y podría corresponder (por ejemplo) al estado “G” en la figura 4.14d. Finalmente, la Fig. 4.1c la burbuja se ha desintegrado pero en medio de una gran turbulencia.

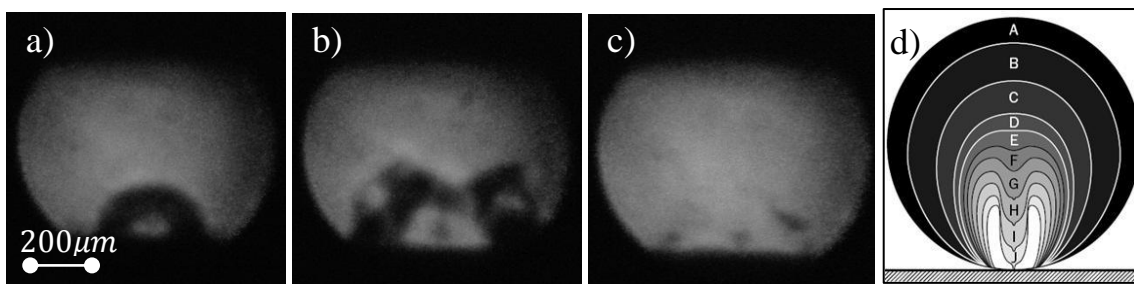


Figura 4.14 Vista lateral del colapso de la burbuja: en la etapa de decrecimiento (a), formación de la corona (b), disipación total de la burbuja (c) y esquema del colapso reportado en la Ref [10].

4.3.4 ENERGÍA MÍNIMA REQUERIDA PARA GENERAR CAVITACIÓN EN SOLUCIÓN PRE-CALENTADA

En los experimentos que se han mencionado hasta el momento, la temperatura inicial de la solución salina fue la temperatura ambiente (23°C), pero si incrementamos la temperatura ambiente, el tiempo en alcanzar la temperatura crítica de supercalentamiento disminuirá y por lo tanto la energía necesaria para cavitación. En este caso, el experimento se realizó bajo las mismas condiciones de concentración de sal (solución saturada), objetivo de microscopio 10x y haz enfocado en la interface vidrio-solución, en este caso se mantuvo constante el tiempo de iluminación (19 ms) y simplemente se varió la potencia del láser para generar una sola burbuja para tres temperaturas iniciales: 23, 46 y 68°C. La solución se precalentó de manera homogénea empleando un calentador termoeléctrico.

En la tabla 2, se muestran los resultados obtenidos, de esta tabla es claro que al incrementar la temperatura inicial de la solución, la energía necesaria para generar una sola burbuja de cavitación disminuyó de 2.66 (a 23°C) 2.03 mJ (a 68°C).

Temperatura inicial (°C)	Potencia (mW)	Energía (mJ)
26°C	140	2.66
46°C	117	2.22
68°C	107	2.03

Tabla 2. Valores de potencia y energía mínima necesaria para generar una sola burbuja de cavitación para tres temperaturas iniciales de la solución [58].

Estos resultados corroboran el origen térmico de la termocavitación. Desafortunadamente, para evitar un daño en el hidrófono debido a la temperatura, en estos experimentos no fue posible medir la onda de presión generada por las burbujas.

4.3.5 VELOCIDAD DE LA ONDA DE CHOQUE

Con el objeto de medir la velocidad de la onda de choque generada por el colapso de la burbuja, se empleó el arreglo de la figura 4.1, con la diferencia de que la posición del hidrófono fue variable. Como primer paso, el hidrófono fue colocado a la distancia de referencia $z=0$ (interface substrato-solución), posteriormente la distancia del hidrófono se varió a partir de $z = 2$ hasta 12 mm (en pasos de 1 mm) por encima de la región donde se genera la burbuja, tal como se observa en la Figura 4.15. Distancias menores a 2mm no fueron tomadas en cuenta ya que la respuesta del hidrófono en esta región no es lineal y además se corre el riesgo de dañarlo [28].

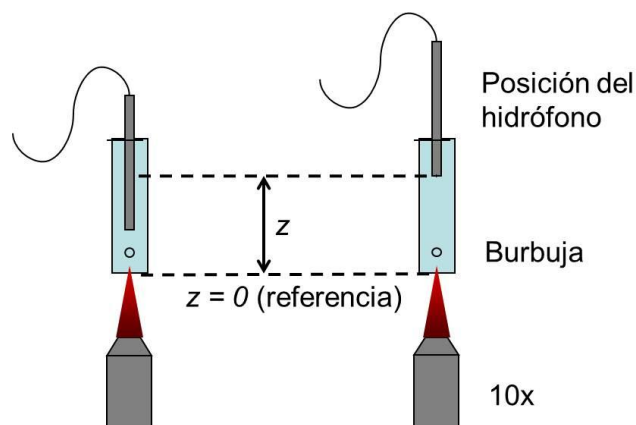


Figura 4.15 Esquema donde se muestra las posiciones del hidrófono (HP) para encontrar la variación de la intensidad de la onda de presión a través del líquido

En la Figura 4.16 se muestra la dependencia de la presión promedio de la onda de choque generada por una sola burbuja como función de la distancia z , de esta figura se puede

observar que la presión decae como z^{-1} (línea continua), tal como correspondería a la atenuación de una onda esférica.

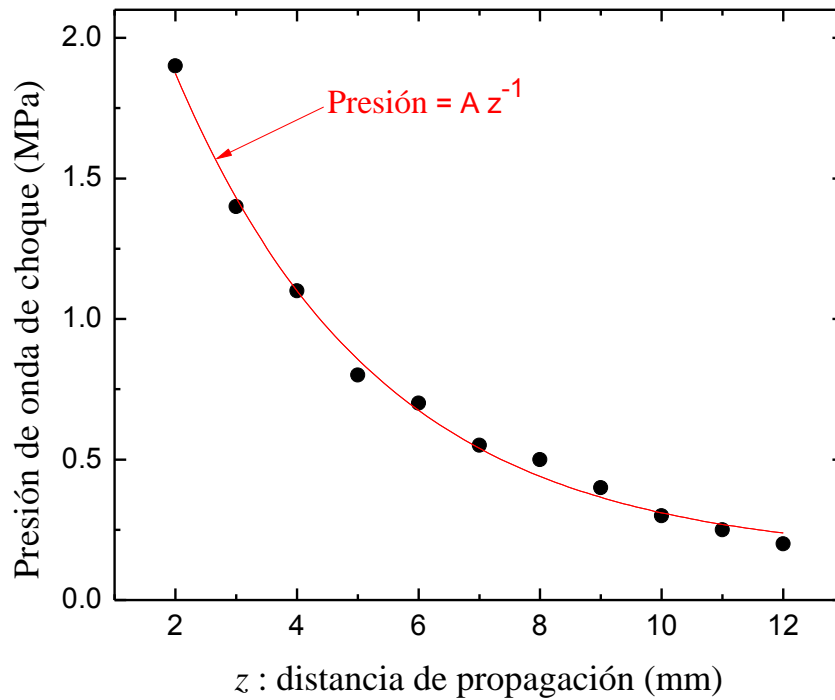


Figura 4.16 Variación de la intensidad de la onda de presión en función de la distancia propagada en el medio. Obsérvese que el ajuste a la función z^{-1} es óptimo como si la onda fuera emitida por una fuente esférica.

Para medir la velocidad de la onda de presión dentro de la solución salina, se midió la amplitud de la onda de presión a dos distancias r . La primera medición se realizó colocando el hidrófono a la *distancia de referencia* $z_1 = 2$ mm, y la segunda medición se realizó en $z_2 = 14$ mm, de esta manera conocemos la diferencia de distancia ($z_2 - z_1 = 10$ mm) recorrida por las ondas de choque. El retraso del temporal ($t_2 - t_1$) de las ondas de choque generado por

la diferencia en distancia ($z_2 - z_1 = 10 \text{ mm}$) se midió con la señal dispersada (laser verde en la Fig. 3.7) por la burbuja, tal como se observa en la Figura 4.17. Por lo tanto la velocidad de la onda de presión dentro de la solución para una potencia determinada es:

$$V = (z_2 - z_1) / (t_2 - t_1)$$

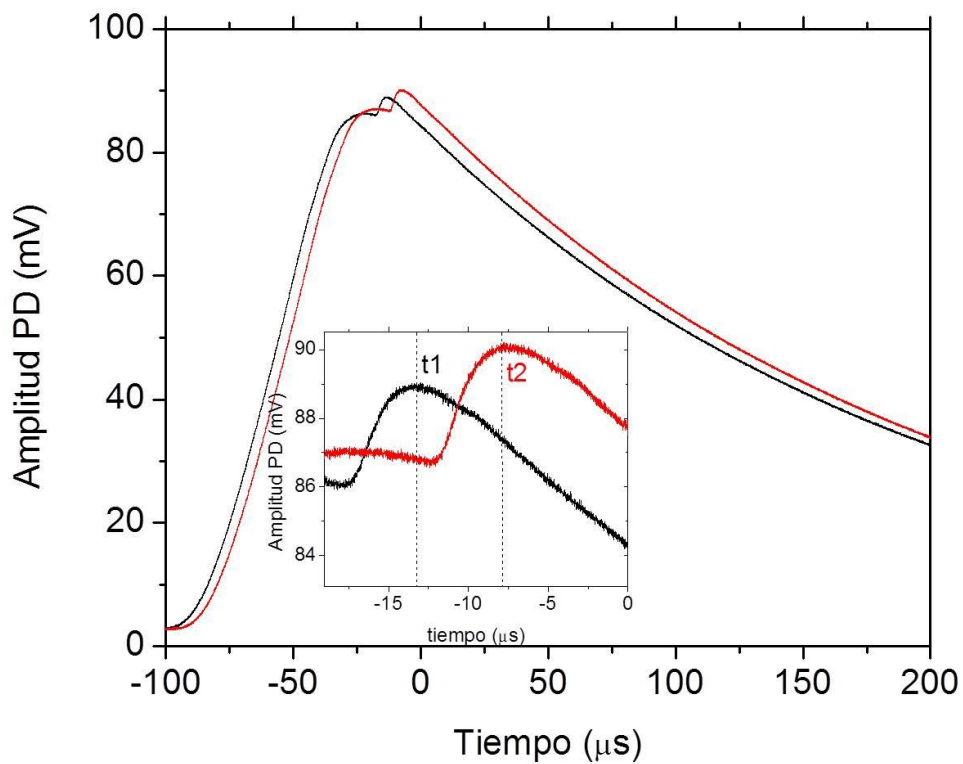


Figura 4.17 Señales generadas por el PD debido a la luz esparcida por la burbuja y el correspondiente retraso temporal entre ambas.

Esta velocidad se calculó para diferentes potencias, el resultado se muestra en la figura 4.18, aunque hay dispersión de en los datos, puede notarse que la velocidad promedio de la onda de choque ($\sim 1800 \text{ m/s}$) es siempre mayor que la velocidad del sonido en el agua (1500

m/s), lo cual es de esperarse ya que la densidad de la solución es mayor que la del agua pura.

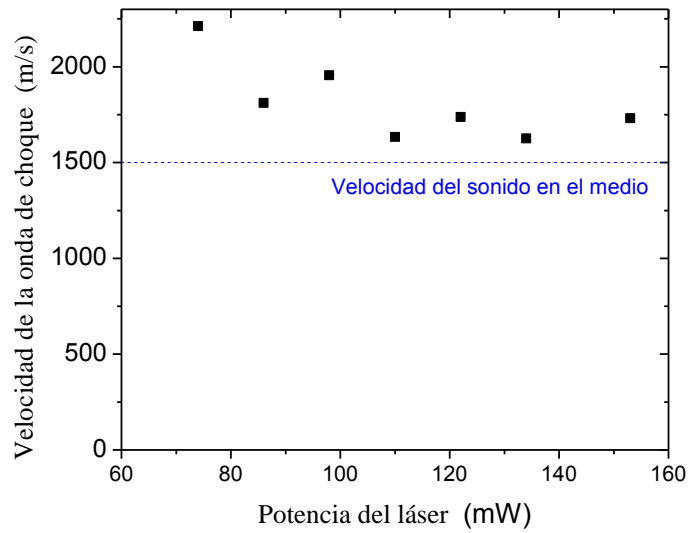


Figura 4.18 Velocidad de la onda de presión en función de la potencia del IR. En cualquier caso la velocidad siempre está por encima de la velocidad del sonido en agua (1,500m/s).

Capítulo 5

Conclusiones

Motivados por la importancia de las aplicaciones que han sido desarrolladas para la cavitación inducida por láser pulsado tanto en la industria como en el área médica, hemos realizado la caracterización de la generación de burbujas de cavitación inducida mediante un láser de excitación continua, proceso llamado termocavitación. Las ventajas del sistema propuesto son: menor complejidad del sistema y por ende un menor costo, además como parte fundamental para el desarrollo de aplicaciones, se obtienen amplitudes de la onda de choque comparables con las generadas por métodos como ultrasonido y láser pulsado.

Una de las partes medulares para generar termocavitación, es que la solución líquida sea altamente absorbente a la longitud de onda de iluminación. Así por ejemplo, soluciones dopadas con colorantes orgánicos e inorgánicos son candidatos como medio para generar termocavitación. Sin embargo los dopantes inorgánicos, como sales minerales, son más adecuadas ya que se degradan menos a altas temperaturas. Al analizar diferentes sales se optó por trabajar con nitrato de cobre $Cu(NO_3)_2$ ya que tiene un mayor coeficiente de absorción ($\alpha = 135cm^{-1}$) en la región de longitud de onda del IR-cercano.

Mediante el arreglo mostrado en la figura 4.1, se comprobó que debido al mecanismo de generación descrito en los capítulos anteriores, la termocavitación será generada siempre y cuando el láser de excitación esté enfocado en la solución por arriba de una intensidad umbral en la que solución alcance su temperatura crítica de supercalentamiento; bajo estas

condiciones el proceso se repetirá una y otra vez generando burbujas múltiples de cavitación. Se observó que la frecuencia promedio de cavitación aumenta linealmente como función de la potencia del láser IR desde 2 Hz (potencia umbral) hasta 4 kHz al utilizar la potencia máxima del láser (275mW) [43]. Sin embargo, el comportamiento de la intensidad de la onda de choque decrece exponencialmente al aumentar la potencia del láser, estos resultados son observados en la figura 4.2. Este resultado difiere al reportado en experimentos para generar cavitación con láseres pulsados.

Posteriormente se encontró el comportamiento de las variables anteriores (frecuencia promedio de cavitación e intensidad de la onda de choque) en función de la posición del foco del láser IR, encontrándose que la frecuencia de cavitación crecerá de según el ajuste: $3.428 \times 10^7 x^{-2}$ conforme el foco se aproxima a la interface vidrio-solución. La amplitud de la onda de choque aumenta exponencialmente conforme el foco se aleja de la interface vidrio-líquido, en la figura 4.3 se observa el resultado experimental encontrado.

Para poder explicar el comportamiento de la frecuencia y de la onda de choque en función de la potencia, fue necesario aislar los efectos de la generación de múltiples burbujas. La solución fue generar una sola burbuja mediante el método propuesto en la sección 3.3.1 modulando así el tiempo de encendido necesario del láser IR para obtener una sola burbuja de cavitación. Fue entonces posible la caracterización en función de las diferentes variables que intervienen en el proceso.

Se encontró que el tiempo necesario para generar una sola burbuja (bajo las mismas condiciones experimentales) no es constante, es decir una vez encendido el láser IR el tiempo que tarda en formarse la burbuja oscila aleatoriamente alrededor de un tiempo promedio que llamamos tiempo de cavitación promedio (τ_{cp}), este hecho se puede observar en la figura 4.4-i. El τ_{cp} tiene un comportamiento exponencialmente decreciente (Fig. 4.5-i) que varía desde ~40ms (a una potencia umbral de 67mW) hasta un tiempo mínimo de 2.5ms (al usar la potencia máxima del láser IR 119mW); y la variación temporal en la cual se genera la cavitación decae exponencialmente desde un máximo de ~46 ms (para potencia umbral de láser) hasta un mínimo de ~0.24 ms (potencia máxima) tal como se

muestra en la figura 4.5-ii. Por supuesto y de acuerdo a lo descrito en la sección 4.3.1, el comportamiento de la energía promedio para generar una sola burbuja de cavitación en función de la potencia del láser fue el esperado, siendo exponencialmente decreciente el cual se puede observar en la figura 4.6.

Para sustentar el argumento del comportamiento de las variables antes mencionadas, se realizó la simulación numérica resolviendo la ecuación de transferencia de calor mediante el software *COMSOL Multiphysics*. Se observó que la región que alcanza la máxima temperatura es $\sim 17 \mu m$ por encima de la interfaz vidrio-líquido según la figura 4.7. Esta máxima temperatura arrojada por la simulación numérica siempre fue mayor que la temperatura de ebullición del agua, dicha temperatura oscilará alrededor de los $\sim 300^\circ C$ que equivale a la temperatura crítica (T_c) de supercalentamiento del agua. Una vez que la solución llega a T_c la probabilidad de un cambio de fase explosivo aumenta exponencialmente.

A partir de resultados numéricos, se observó que la deposición de energía sobre la muestra incrementa con la intensidad del láser, por ejemplo, el tiempo que toma alcanzar T_c decrece con la potencia del láser tal como se ve en la Fig. 4.5-i. De acuerdo con este argumento, bajo iluminación continua a una intensidad $I \gg I_{th}$ la burbuja se genera y colapsa en un tiempo menor. Por lo tanto la frecuencia de cavitación será mayor a altas intensidades. En consecuencia las burbujas generadas con menor potencia producen radios mayores y por lo tanto ondas de choque de mayor magnitud. Este comportamiento se muestra en las figuras 4.10 y 4.11. Debido a que el tiempo de difusión térmica del agua está dado por $\tau_{dif} = \frac{d^2}{4D}$ donde d es la distancia a la cual se alcanza la temperatura máxima dentro del líquido ($20 \mu m$) y D es la difusividad térmica del agua ($1.43 \times 10^{-3} m^2/s$), entonces $\tau_{dif} \sim 0.7 ms$. Para potencia umbral, la deposición de fotones por unidad de tiempo será menor por lo que el $\tau_{dif} \ll \tau_{cav}$, por lo tanto habrá tiempo para transferirse calor a un volumen mayor de líquido. En este caso es probable que la temperatura en el líquido calentado sea menor a T_c ($\sim 200^\circ C$), sin embargo como la probabilidad de que ocurra nucleación aumenta

exponencialmente en función de la temperatura y el tiempo en que ocurra cavitación es aleatorio (*jitter*), como el volumen calentado es mayor entonces la probabilidad de generarse un evento de nucleación en cualquier parte de este volumen calentado aumentará exponencialmente.

La cantidad de energía potencial absorbida durante el crecimiento de la burbuja es proporcional a la intensidad de la onda de choque generada al momento del colapso, esta es la razón por la cual a menor potencia del láser se obtienen ondas de choque con mayor amplitud. Este comportamiento se muestra en la figura 4.11.

Se obtuvo la dinámica de la burbuja con la ayuda de la cámara *streak* en conjunción con el hidrófono y fotodetector, configurando el arreglo experimental de acuerdo a la figura 3.7. Con la información del análisis de la sección 4.3.2 y los datos arrojados por la cámara *streak*, se encontró que el tiempo de vida de la burbuja será menor al usar potencia máxima del láser IR que al usar potencias menores, el tiempo de vida varía desde $65\mu\text{s}$ (119 mW) hasta $87\mu\text{s}$ (67 mW). Además, se observa que las paredes de la burbuja durante el colapso pueden alcanzar hasta una velocidad de 70 m/s debido a que el tiempo de crecimiento (tiempo en que la burbuja absorbe energía potencial) siempre será mucho mayor que el tiempo que toma la burbuja colapsar (instante de tiempo en que la energía potencial se transforma en energía cinética) según se muestra en la figura 4.10. Estos resultados difieren de los obtenidos por Rastopov et al [17] quienes afirmaron que el tiempo de vida típico de una burbuja de termocavitación en condiciones similares oscilaba alrededor de $600\mu\text{s}$.

Debido a que la cavitación inducida por láser de excitación continua es un proceso térmico, se realizó el experimento descrito en la sección 4.3.4 empleando solución pre-calentada. Se observa que al precalentar la solución por encima de la temperatura ambiente, se aumentará la energía interna del líquido, reduciendo entonces la diferencia entre la temperatura del líquido y la T_C , reduciéndose la energía luminosa mínima necesaria para generar una burbuja de cavitación. El resultado se muestra en la Tabla 2 donde a mayor temperatura del líquido, menor será la potencia (y por consiguiente la energía) necesaria para generar cavitación.

Usando el esquema de la figura 4.15, se corroboró que la amplitud de la onda de presión conforme se propaga dentro del líquido, decae tal como corresponde a una onda esférica ($1/r$), en la figura 4.16 se muestra este resultado. Además haciendo uso del mismo esquema, se midió la velocidad de la onda de presión como función de la potencia del láser IR, verificando que en todos los casos, dicha velocidad fue mayor a la velocidad del sonido en el agua, en la figura 4.18 se demuestra el resultado obtenido.

Una de las perspectivas de este trabajo es demostrar mediante la caracterización de la termocavitación, que las ondas de choque generadas al momento del colapso de la burbuja son de intensidad equiparable a otros métodos tal como se mencionó anteriormente, donde una vez obtenido el comportamiento de este proceso se pueden cambiar algunos parámetros hasta llegar a las condiciones necesarias para casi cualquier tipo de aplicación tanto industrial como médica. Algunas de las aplicaciones realizadas en el INAOE tomando como base esta investigación, son la erosión y perforación de películas delgadas de materiales como el platino y aluminio, donde los orificios realizados llegaron a tener hasta un diámetro mínimo de $\sim 0.8\mu m$ [29].

ANEXO 1

CÁMARA HAMAMATSU C2830: FOTOGRAFÍA EN MODO STREAK.

El principio de operación de la cámara *streak* se puede observar en la Figura An1-1. Se capturan los cambios de intensidad de luz con respecto al tiempo de un espacio determinado, estos cambios de intensidad pasan a través de una abertura formando una imagen lineal en el fotocátodo del tubo fotomultiplicador localizado en el interior de la cámara. La luz incidente en el fotocátodo es convertida en un número de electrones proporcional a la intensidad de la luz, posteriormente estos electrones pasan a través de una cámara de electrodos aceleradores y luego a través de un sistema de barrido en vertical para finalmente ser bombardeados contra la pantalla de fósforo. Según la configuración de la cámara su resolución temporal mínima es 10ps.

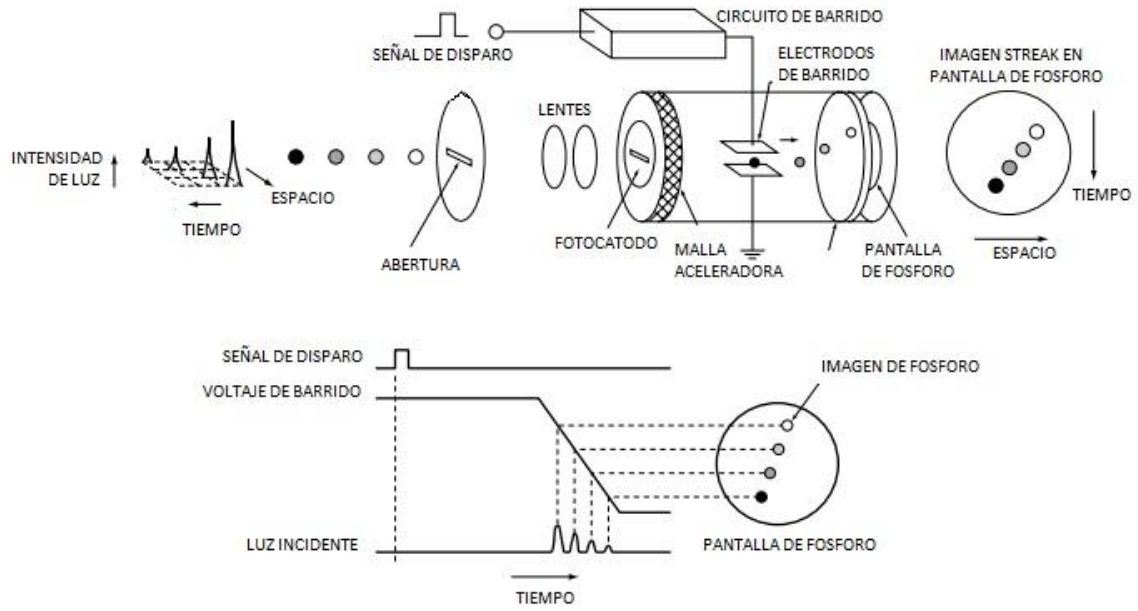


Figura An1-1. Principio de operación de cámara *streak*, imagen tomada del manual de la cámara Hamamatsu C2830.

ANEXO 2

SIMULACIÓN NUMÉRICA

Para tener una mejor comprensión de los resultados experimentales mostrados en el capítulo 4, se empleó el software de análisis de elemento finito *COMSOL Multiphysics* para modelar el calentamiento de la solución salina, generado por la absorción de un haz gaussiano IR incidente sobre la misma.

Para el cálculo de la distribución espacial y temporal de la temperatura (T), se resolvió la ecuación de transferencia de calor dependiente del tiempo (t):

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (-k \nabla T) = Q \quad \text{Ec. An2-1}$$

Donde ρ es la densidad, C_p es la capacidad calorífica, k es la conductividad térmica del material y Q es la fuente de calor.

Para optimizar los recursos computacionales (principalmente la memoria RAM) y reducir el tiempo de computo, se optó por simplificar la configuración experimental a simular, la cual básicamente consiste en dos porta-objetos separados por un espaciador de 100 μm de espesor (recordemos que la distancia de penetración del láser IR es de $\sim 70 \mu\text{m}$), dentro del cual se colocó una gota de la solución salina, tal como se muestra en la figura An2-1.

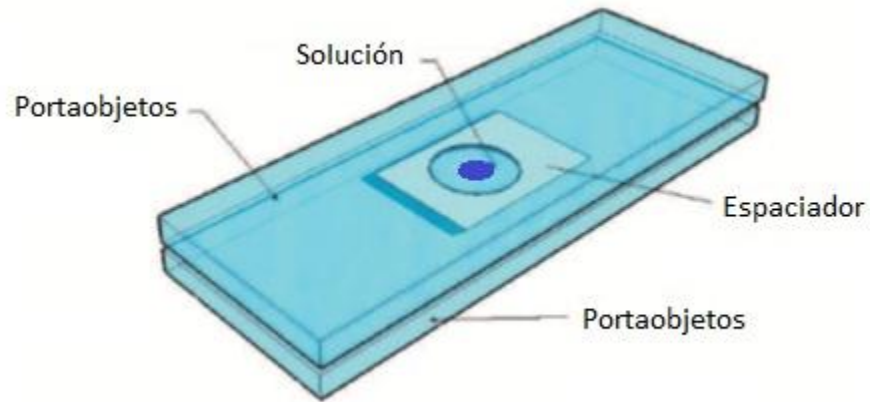


Figura An2-1 Configuración experimental empleada en la simulación numérica para el cálculo de la temperatura dentro de la solución.

Debido a la simetría cilíndrica del láser Gaussiano IR que incide sobre la muestra, se optó por resolver la Ec. An2-1 en su modo de *Simetría axial 2D*, lo cual en realidad corresponde a un objeto en 3D con simetría cilíndrica, dicho eje de simetría (eje z en la Fig. An2-2) coincide con el eje de propagación del haz Gaussiano. De tal manera que la “estructura” que se introduce en COMSOL y para la cual se resuelve la ecuación de calor se muestra en la Figura An2-2.

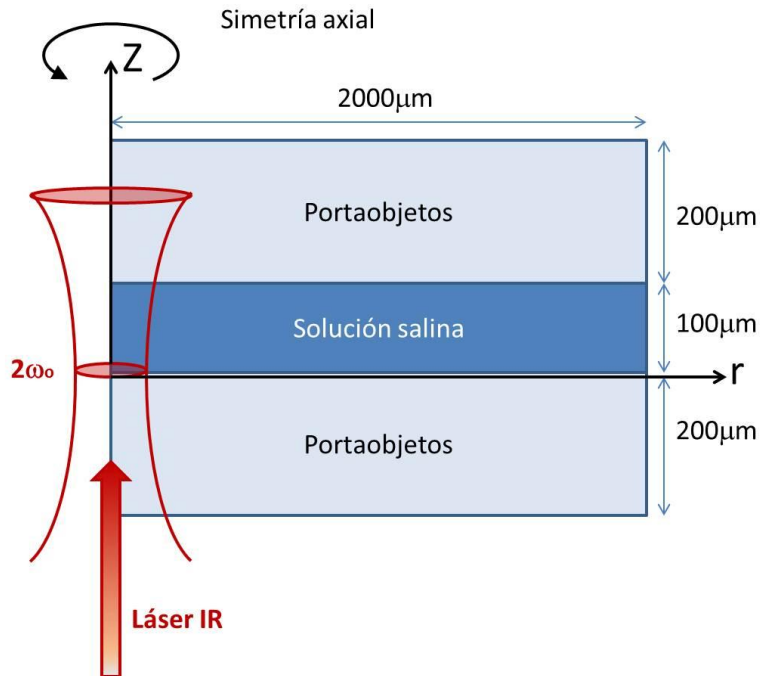


Figura An2-2 Esquema de los 3 subdominios modelados en *Comsol* así como las dimensiones de cada una de ellas.

En la Figura An2–2, se muestran los tres subdominios de interés, para las cuales se calcula la distribución espacial y temporal de la temperatura: los subdominios 1 y 3 corresponden a los portaobjetos (vidrio) y el subdominio 2 corresponde a la solución salina, el haz IR incide por debajo de la muestra.

Las propiedades térmicas (requeridas en la Ec. An2-1) para cada uno de los subdominios se listan en las tablas 4 y 5.

	Unidades	Vidrio, subdominios 1 y 3	$H_2O + Cu(NO_3)_2$, subdominio 2
Conductividad térmica (k)	$W/(m \cdot K)$	1.38	K
Densidad del líquido (ρ)	Kg/m^3	2203	ρ
Capacidad calorífica (C_p)	$J/(Kg \cdot K)$	703	C_p
Fuente de calor (Q)	W/m^3	0	$I \cdot \alpha$ $\alpha=[135cm^{-1}]$

Tabla A1. Valores correspondientes a los tres diferentes subdominios modelados en *COMSOL Multiphysics*, las propiedades del 1er y 3er subdominios son las del vidrio de silicio (portaobjetos), y el subdominio 2 corresponde a las propiedades de la solución saturada de nitrato de cobre.

En la tabla A1 los valores del subdominio 2 son ecuaciones dependientes de la temperatura (T) y están dados en la tabla 5. Estas ecuaciones son ajustes polinomiales y exponenciales a datos experimentales publicados en la Ref. [59], y cuyas graficas se muestran en la Figura An2-3 (para ρ y k) y en la Figura An2-4 (para C_p). Es importante mencionar que estos datos corresponden a las propiedades de agua destilada, y no a las propiedades de la solución salina ($H_2O + Cu(NO_3)_2$) empleada en nuestros experimentos, para la cual no encontramos información en la literatura. En el caso particular de la densidad de la solución, encontramos que esta es el doble que la del agua destilada, por esa razón su valor máximo es de 2000 Kg/m^3 (Figura An2-3).

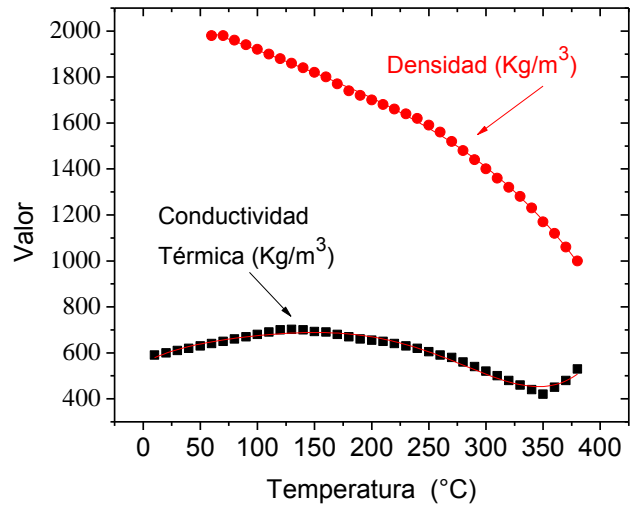


Figura An2-3 Comportamiento de la conductividad térmica (k) y densidad (ρ) con respecto a la temperatura para agua destilada.

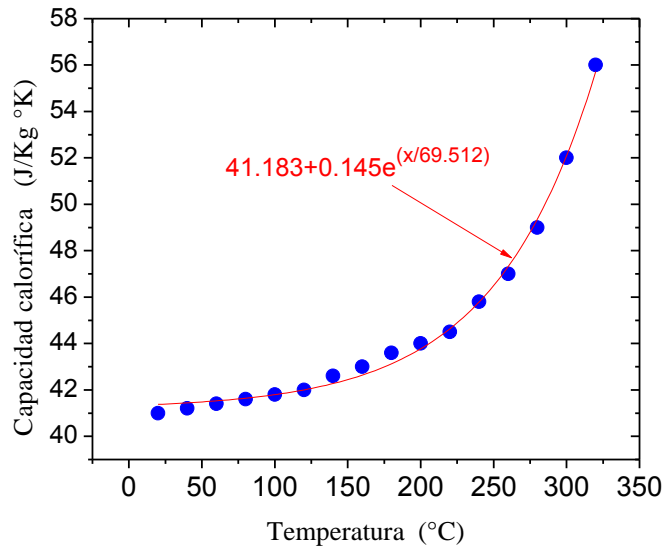


Figura An2-4 Comportamiento de la capacidad calorífica (C_p) con respecto a la temperatura para agua destilada.

Variable	Valor
$k \left[\frac{J}{Kg \cdot K} \right]$	$8.51X10^{-10}t^5 - 6.1X10^{-7}t^4 + 1.78X10^{-4}t^3 - 0.026t^2 + 2.61t + 555.27$
$\rho \left[\frac{Kg}{m^3} \right]$	$-3.94X10^{-8}t^4 + 1.27X10^{-5}t^3 - 0.0024t^2 - 1.66t + 2098.89$
$C_p \left[\frac{J}{Kg \cdot K} \right]$	$41.183 + 0.14e^{T/69.512}$
$I \left[\frac{W}{m^2} \right]$	$\frac{2P}{\pi \cdot w^2} \cdot \exp \left(\frac{-2r^2}{w^2} \right)$
$w[m]$	$w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0^2} \right)^2}$

Tabla A2. Fórmulas y valores correspondientes a la solución de nitrato de cobre [59] [60].

Como se mencionó anteriormente, la distribución de intensidad del láser IR es gaussiana y esta descrita por la función I (Tabla A2), donde P es la potencia del láser y w es el radio del haz a la distancia de propagación z [61].

Con los datos antes expuestos, se obtuvieron las distribuciones de temperatura mostradas en las figuras 4.7 y 4.9.

Bibliografía

- [1] F. Ronald Young. *Cavitation. Imperial College Press.* 1999.

- [2] J. R. Blake, and D. C. Gibson. Cavitation bubbles near boundaries. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 19:99-123, 1987.

- [3] L. Rayleigh. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *Philos. Mag.*, 34:94-98. 1917.

- [4] M.S. Plesset. The dynamics of cavitation bubbles. *Trans ASME J. Appl. Mech.* 16:277-282. 1949.

- [5] F.R. Gilmore. The growth and collapse of a spherical bubble in a viscous compressible liquid. *Technical Report California Institute of Technology*, Pasadena, CA. 1952.

- [6] M.S. Plesset, and S.A. Zwick. A nonsteady heat diffusion problem with spherical symmetry. *J. Appl. Physics.* 23:95-98. 1952.

- [7] S. H. Yang, S. Y Jaw, and K. C. Yeh. Single cavitation bubble generation and observation of the bubble collapse flow induced by a pressure wave. *Exp. Fluids*, 47:343-355. 2009.

- [8] M. Kornfeld, and L. Suvorov. On the destructive action of cavitation. *Journal of Applied Physics.* 15:495-506. 1944.

- [9] C.F. Naude, and A.T. Ellis. On the mechanism of cavitation damage by nonhemispherical cavities collapse in contact with a solid boundary. *Transactions of the ASME D. J. Basic. Eng.* 83:648-656. 1961.
- [10] M. S. Plesset, and R. B. Chapman. Collapse on an initially spherical vapor cavity in the neighborhood of a solid boundary. *Office of engineering and applied science, Aeronautics Library-CalTech*, Report No. 85-49, 1970.
- [11] T.B. Benjamin, and A.T. Ellis. The collapse of cavitation bubbles and the pressures thereby produced against solid boundaries. *Philos. Trans. Roy. Soc. Lond. Ser. A, Math. Phys. Sci.* 260:221-240. 1966.
- [12] A. Phillipp, and W. Lauterborn. Cavitation erosion by single laser-produced bubbles. *J. Fluid Mech.* 361_75-116. 1998.
- [13] A. Vogel, W. Lauterborn, and R. Timm. Optical and acoustics investigations of the dynamics of laser-produced cavitation bubbles near a solid boundary. *J. Fluid Mech.*, 206:299-338, 1989.
- [14] D. X. Hammer, R.J. Thomas, M. Frenz, E. D. Jansen, G. D. Noojin, S. J. Diggs, J. Noack, A. Vogel, and B. J. Rockwell. Shockwave and cavitation bubble measurements of ultrashort pulse laser-induced breakdown in water. *SPIE Proc*, 2681:437-448, 1996.
- [15] A. Vogel. Nonlinear absorption: intraocular microsurgery and laser lithotripsy. *Phys. Med. Biol.*, 42:895-912, 1997.
- [16] H. C. Park, K. T. Byun, and H. Y. Kwak. Explosive boiling of liquid droplets at their superheat limits. *Chem. Eng. Science*, 60:1809-1821, 2005.
- [17] S. F. Rastopov and A. T. Sukhodol'skii. Sound generation by thermocavitation induced CW-laser in solutions. *SPIE Proc.*, 1440:127-134, 1990.

- [18] L. Kessel, J. Nymand, M. Harbst, M. van der Poel, L. Eskildsen, and M. Larsen. Femtosecond laser-induced cavitations in the lens of the human eye. *SPIE-OSA Proc.*, 6632:66321H. 2007.
- [19] M. G. Kerr-Muir, and E. S. Sherrard. Damage to the corneal endothelium during Nd:YAG photodisruption. *Br. J. Ophthalmol.*, 69:77-85. 1985.
- [20] W. Lauterborn. Optic cavitation. *Journal de physique*, 40:273-278, 1979.
- [21] H. Alehossein, and Z. Qin. Numerical analysis of Rayleigh-Plesset equation for cavitating water jets. *Int. J. Numer. Meth. Engng*, 72:780-807. 2007.
- [22] S. Hilgenfeldt, M. P. Brenner, S. Grossman, and D. Lohse. Analysis of Rayleigh-Plesset dynamics for sonoluminescing bubbles. *J. Fluid Mech.*, 365:171-204. 1998.
- [23] M. S. Plesset, and A. Prosperetti. Bubble dynamics and cavitation. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 9:145-185. 1977.
- [24] C. D. Ohl, T. Kurz, R. Geisler, O. Lindau, and W. Lauterborn. Bubble dynamics, shock waves and sonoluminescence. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 356: 269-294. 1999.
- [25] C. E. Brennen. Cavitation and bubble dynamics. *Oxford University Press*. 1995.
- [26] T. G. Leighton. Derivation of the Rayleigh-Plesset equation in terms of volume. *ISVR Technical report No. 308*:1-26. 2007.
- [27] B. P. Barber, R. A. Hiller, R. Lofstedt, S. J. Putterman, and K. R. Weninger. Defining the unknowns of sonoluminescence. *Physics Reports*, 281:65-143. 1997.
- [28] J. C. Ramirez-San-Juan, E. Rodríguez-Aboytes, A. E. Martínez-Cantón, O. Baldovino-Pantaleón, A. Robledo-Martínez, N. Korneev, and R. Ramos-García. Time-resolved analysis of cavitation induced by CW lasers in absorbing liquids. *Optics Express*, 8:8735-8742. 2010.

- [29] N. Korneev, P. Rodríguez, R. Ramos-García, J.C. Ramírez-San-Juan and J.P. Padilla-Martínez. Ultrasound induced by CW laser cavitation bubbles. *Journal of Physics: Conference series*. 278:1-4. 2011.
- [30] B. P. Barber, and S. J. Putterman. Light scattering measurements of the repetitive supersonic implosion of a sonoluminescing bubble. *Phys. Rev. Lett.*, 69, 3839-3842. 1992.
- [31] O. Lindau, and W. Lauterborn. Investigation of the counterjet developed in a cavitation bubble that collapses near a rigid boundary. *CAV2001 Proc:Session A5*. 2001.
- [32] C. D. Ohl, M. Arora, R. Ikink, N. de Jong, M. Versluis, M. Delius, and D. Lohse. Sonoporation from jetting cavitation bubbles. *Biophysical Journal*, 91:4285-4295. 2006.
- [33] G. L. LeCarpentier, M. Motamedi, L. P. McMath, S. Rastegar, and A. J. Welch. *Continuous wave laser ablation of tissue: analysis of thermal and mechanical events*. *IEEE Proc.*, 40:188-200, 1993.
- [34] A. Shima, Studies on bubble dynamics. *Shock Waves*, 7:33-42. 1997.
- [35] R. Hickling y M.S. Plesset. Collapse and rebound of a spherical bubble in water. *Phys. Fluids*, 7, 7-14. 1964
- [36] J. P. Franc. The Rayleigh-Plesset equation: a simple and powerful tool to understand various aspects of cavitation. *Fluid dynamics of cavitation and cavitating turbopumps, CISM Courses and lectures*. 496:1-41. 2007.
- [37] S. F. Rastopov and A. T. Sukhodol'skii. Self-organization of the heat cycle due to thermal cavitation during continuous laser heating of a liquid. *Sov. Phys. Dokl.*, 32:671-673, 1987.
- [38] P.P. Pashinin, S. F. Rastopov, and A. T. Sukhodol'skii. Laser processing and cutting transparent materials. *Sov. J. Quantum Electron.*, 17:547-548, 1987.

- [39] S. F. Rastopov and A. T. Sukhodol'skii. Cluster nucleation in the process of CW laser induced thermocavitation. *Phys. Letters A*, 149:229-232, 1990.
- [40] Material Safety Data Sheet (MSDS) for cupric nitrate www.jtbaker.com/msds/
- [41] Peter Wipf (editor). Handbook of Reagents for Organic Synthesis: Reagents for high-throughput solid-phase and solution-phase organic synthesis. John Wiley & Sons Ltd. 2005.
- [42] Operation Manual. Streak Camera C2830. Hamamatsu, 1999.
- [43] J.C. Ramírez-San-Juan, E. Rodríguez-Aboytes, N. Korneev, O. Baldovino-Pantaleón, R. Chiu-Zárate, R. Domínguez-Cruz, and R. Ramos-García. Cavitation induced by continuous wave lasers. *SPIE Proc.*, 6644:66441M. 2007.
- [44] J. Noack, D. X. Hammer, G. D. Noojin, B. A. Rockwell, and A. Vogel. Influence of pulse duration on mechanical effects after laser-induced breakdown in water. *J. Applied Physics*. 83: 7488-7495, 1998.
- [45] S. N. Luo, D. C. Swift, T. E. Tierney IV, D. L. Paisley, G. A. Kyrala, R. P. Johnson, A. A. Hauer, O. Tschauner, and P. D. Asimow. Laser-induced shock waves in condensed matter: some techniques and applications. *High Pressure Research*, 24:409-422. 2004.
- [46] E. D. Jansen, T. Asshauer, M. Frenz, M. Motamedi, G. Delacrétaz, and A. Welch. Effect of pulse duration on bubble formation and laser-induced pressure waves during holmium laser ablation. *Lasers Surg. Med.*, 18:278-293.1996.
- [47] A. Vogel, K. Nahen, D. Theisen, and J. Noack. Plasma formation in water by picoseconds and nanosecond Nd:YAG laser pulses – Part I: Optical breakdown at threshold and superthreshold irradiance. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Elec.*, 2:847-850. 1996.

- [48] J. R. Blake, and P. Cerone. A note on the impulse due to a vapor bubble near a boundary. *J. Austral. Math. Soc. B*, 23:383-393. 1982.
- [49] J. R. Blake. The Kelvin impulse: application to cavitation bubble dynamics. *J. Austral. Math. Soc. B*, 30:127-146. 1988.
- [50] W. Lauterborn. High-speed photography of laser-induced breakdown in liquids. *Appl. Phys. Lett.*, 21:27-29, 1972.
- [51] L. D. Landau, and E. M. Lifshitz. Mecánica de fluidos, Curso de física teórica. *Ed. Reverté*. 1991.
- [52] I. Akhatov, N. Vakhitova, A. Topolnikov, K. Zakirov, B. Wolfrum, T. Kurz, O. Lindau, R. Mettin, and W. Lauterborn. Dynamics of laser-induced cavitation bubbles. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26:731-737. 2002.
- [53] T. Jarvis, M. Donohue and J. Katz. Bubble nucleation mechanisms of liquid droplets superheated in other liquids. *Journal of Colloid and Interface Science*. 50:359-368. 1975.
- [54] F. Caupin, and E. Herbert. Cavitation in water: a review. *C. R. Physique*. 7:1000-1017, 2006.
- [55] M. Shusser and D. Weihs. Explosive boiling of a liquid droplet. *International Journal of Multiphase Flow*. 25:1561-1573. 1999.
- [56] A. Takamizawa, S. Kajimoto, J. Hopley, K. Hatanaka, K. Ohta and H. Fukumura. Explosive boiling of water after pulsed IR laser heating. *Phys. Chem. Chem. Phys.*, 5:888-895. 2003.
- [57] M. Takahashi, E. Izawa, J. Etou and T. Ohtani. Kinetic Characteristic of Bubble Nucleation in Superheated Water using Fluid Inclusions. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 71:2174-2177. 2002.

[58] A.E. Martínez-Cantón, E. Rodríguez-Aboytes, J.C. Ramírez-San-Juan, O. Baldovino,-Pantaleón y R. Ramos-García. *CIO: VI Encuentro, Participación de la Mujer en la Ciencia*. Mayo, 2009.

[59]<http://www.criticalprocesses.com/Use%20of%20enthalpies%20to%20calculate%20energy%20needed.htm>

[60] W.M. Rohsenow, J.P.Hartnett and Y.I. Cho. *Handbook of Heat Transfer. Mc Graw-Hill Handbooks*. 3rd Edition. 1998.

[61] B. Saleh, M. C. Teich. *Fundamentals of Photonics. Wiley-Interscience*. 2007.

Índice de figuras

Figura 3. 1. Espectros de absorción de las soluciones saturadas con CuNO_3 y CuSO_4 .	31
Figura 3. 2. Espectro de absorción del $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2$ a diferentes concentraciones de sal. Nótese la diferencia de coeficiente de absorción entre el láser verde (532 nm) y el infrarrojo (975 nm).	32
Figura 3. 3 Sal de nitrato de cobre: $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2$.	32
Figura 3. 4. a) Arreglo experimental empleado para la generación y caracterización de burbujas de termocavitación. b) Detalle fotográfico del hidrófono ubicado dentro de la solución salina. OS: osciloscopio, PD: fotodetector, PG: generador de pulsos, L: lente.	34

Índice de Tablas

Tabla 1 Valores característicos experimentales encontrados para potencia umbral y potencia máxima del láser IR incidentes sobre la muestra.	61
---	----