



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO

---

---

FACULTAD DE CIENCIAS

Dinámica de burbujas de cavitación láser  
en campos acústicos

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Físico

PRESENTA:

Sebastián Dávila Lara

TUTOR

Dr. Pedro A. Quinto Su

Ciudad Universitaria, Cd. Mx., 2019





Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

1. Datos del Alumno

Dávila  
Lara  
Sebastián  
5529830865  
Universidad Nacional Autónoma de México  
Facultad de Ciencias  
Física  
414011575

2. Datos del tutor

Dr  
Pedro Antonio  
Quinto  
Su

3. Datos del sinodal 1

Fís  
Andrés Valentín  
Porta  
Contreras

4. Datos del sinodal 2

Dr  
Jesús  
Garduño  
Mejía

5. Datos del sinodal 3

Dr  
Omar Guillermo  
Morales  
Saavedra

6. Datos del sinodal 4

Dr  
Alejandro  
Vásquez  
Arzola

7. Datos del trabajo escrito

Dinámica de burbujas de cavitación láser en campos acústicos  
58 p  
2019

*A mi familia, fuente de inspiración y apoyo.*

# Reconocimientos

Este trabajo representa la conclusión de mi formación profesional en lo que fue un periodo de casi seis años, me gustaría agradecer a todas las personas que han sido parte de mi vida durante esta etapa, pues todos han contribuido, en alguna medida, a que pudiera completarla exitosamente.

Quisiera agradecer especialmente al Dr. Pedro Antonio Quinto Su, ya que este trabajo es sólo un pequeño reflejo de lo que he aprendido en estos últimos dos años trabajando con él en el Laboratorio de Óptica Aplicada del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM. No puedo medir la cantidad de aprendizaje que ahí he adquirido. Despertó en mí un gusto por la física experimental que estoy seguro utilizaré a lo largo de mi vida.

A mis padres, no sólo representan el pilar psicológico y económico que he tenido durante toda mi vida, son mis más grandes maestros en la mayor enseñanza que puede tener la vida, el amor que me han demostrado no tiene límites y a través de ustedes he podido conocerlo realmente.

A mis hermanos, gracias a ustedes llegué a esta gran universidad y a esta maravillosa carrera, siempre me han mostrado el camino y me han dado el ejemplo de cómo lograr cualquier cosa que se proponen.

Le doy mi más profundo agradecimiento a mis maestros y compañeros de la facultad. La exigencia, calidad y devoción en su enseñanza fue algo que jamás hubiera imaginado.

Muchas gracias a todos mis amigos, son ustedes los que llenan de alegría mi día a día.

Por último, me gustaría mencionar que el presente trabajo no hubiera sido posible sin el apoyo económico que me brindó el CONACYT a través del programa de becas de Apoyo a la Investigación, con número de registro 28127 y al Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT) de la DGAPA con número de registro IN107719.



## Resumen

En éste trabajo se investigan experimentalmente los cambios inducidos en la dinámica de una burbuja de cavitación láser al generarse en agua expuesta a campos acústicos. Para lograr una descripción completa del fenómeno el trabajo se divide en seis capítulos. Los primeros tres capítulos abordan temas conceptuales y teóricos, mientras que los últimos tres tratan del experimento realizado.

Durante el primer capítulo se habla de los experimentos y descubrimientos históricos más relevantes que motivaron y permitieron este estudio, el efecto piezoeléctrico, la sonoluminiscencia y la cavitación láser. El segundo capítulo contiene los conceptos fundamentales para el entendimiento del fenómeno: ¿Qué son las burbujas de cavitación?, una clasificación de las burbujas con base en sus mecanismos de generación y una explicación del método que se usa en éste trabajo, generación por pulsos láser. En el tercer capítulo se desarrollan las matemáticas necesarias para la descripción de éste fenómeno y se introducen los parámetros característicos, como son el radio máximo alcanzado por la burbuja, el tiempo de colapso de la misma y los cambios de presión debido a un campo acústico.

En cuanto a la parte experimental, se utilizó un láser con una longitud de onda de 1064 nm para generar una sola burbuja de cavitación. El láser se disparó con pulsos de 200 ps, se enfocó dentro de una cubeta de 3500  $\mu$ l (12.5 mm x 12.5 mm x 45.0 mm) y se grabó con una cámara de alta velocidad de hasta 500,000 cuadros por segundo. Para generar el campo acústico se montaron transductores piezoeléctricos en los costados de la cubeta. El arreglo experimental, junto con las características del equipo utilizado, se describe detalladamente en el cuarto capítulo. Los resultados se presentan en el quinto capítulo: se comparan los radios máximos alcanzados por burbujas generadas en campos acústicos de distintas amplitudes, los radios máximos alcanzados por burbujas generadas en distintas fases del campo acústico y se discuten las distintas posibilidades para provocar deformaciones en las burbujas remanentes. Las conclusiones se presentan en el último capítulo.





# Índice general

<b>Nomenclatura</b>	<b>2</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>4</b>
<b>2. Cavitación</b>	<b>10</b>
2.1. Cavitación láser . . . . .	11
<b>3. Dinámica de burbujas</b>	<b>14</b>
3.1. Análisis de Rayleigh de una cavidad . . . . .	17
3.1.1. Cavidad vacía . . . . .	17
3.1.2. Cavidad llena de gas . . . . .	18
3.2. Ecuación dinámica de una burbuja esférica . . . . .	19
3.2.1. Burbuja vacía . . . . .	19
3.2.2. Burbuja con Gas . . . . .	20
3.3. Extensiones de la ecuación de Rayleigh-Plesset . . . . .	21
3.4. Resonancia acústica . . . . .	23
<b>4. Desarrollo experimental</b>	<b>24</b>
4.1. Generación y detección de cavitación . . . . .	25
4.2. Campos Acústicos . . . . .	27
<b>5. Resultados y análisis</b>	<b>31</b>
5.1. Cavitación láser en campos acústicos . . . . .	37
5.1.1. Campos acústicos con la misma frecuencia que el primer ciclo de oscilación de la burbuja . . . . .	39
5.1.2. Campos acústicos en agua degasificada . . . . .	41
5.1.3. Campos con la frecuencia de resonancia del recipiente . . . . .	49
5.1.4. Campos acústicos generados por otras burbujas . . . . .	50
<b>6. Conclusiones</b>	<b>53</b>



# Nomenclatura

$\eta$	viscosidad
$\Gamma$	función gamma
$\gamma$	razón de calores específicos $C_p/C_v$
$\hat{n}$	vector normal a la interfaz
$\omega$	frecuencia angular del campo acústico
$\Phi$	potencial de velocidades
$\phi$	fase relativa del campo acústico con respecto al momento de generación de la burbuja
$\rho$	densidad del fluido
$\sigma$	tensión superficial
$\tau$	tiempo de colapso de Rayleigh
$\xi$	viscosidad dinámica
$c$	velocidad del sonido en agua
$E_k$	energía cinética
$f_\Gamma$	frecuencia de resonancia de la burbuja
$H$	entalpía
$I$	potencia
$P$	presión
$P_0$	presión ambiental
$P_A$	amplitud de presión acústica
$P_g$	presión del gas
$R$	radio de la burbuja

$R_0$	radio inicial de la burbuja
$R_b$	radio de Blake
$R_c$	radio crítico
$R_g$	constante de los gases ideales
$T$	tiempo total de primera oscilación de la burbuja
$u$	campo de velocidades
$V$	volumen
$W$	trabajo
$w$	radio del haz
$w_0$	cintura del haz
$z_R$	rango de Rayleigh
SBLC	burbuja de cavitación láser única
SL	sonoluminiscencia

# Capítulo 1

## Introducción

El misterio de por qué las hélices de los barcos de vapor tienden, en ciertas circunstancias, a perder fricción con el agua y por lo tanto disminuyen el rendimiento de los motores, desconcertó a los ingenieros y científicos del siglo XIX. En 1873 Reynolds realizó una serie de experimentos en la que concluyó que a una cierta profundidad el fenómeno dejaba de ocurrir, pero que una cantidad sustancial de aire se quedaba atrapada detrás de las hélices y esto disminuía considerablemente la capacidad de la hélice para abastecerse de agua. Fue hasta 1893 cuando Barnaby y Parsons investigaron el bajo rendimiento de un barco y encontraron que esto se debía a la formación de burbujas de vapor de agua y que el colapso de estas dañaba la superficie de las hélices, las llamaron burbujas de cavitación [1]. Tiempo después se comprendió que las burbujas se generaban debido a las variaciones locales en la velocidad del fluido, lo que provoca zonas con velocidades elevadas en las que la presión cae por debajo de la presión de vaporización.



Figura 1.1: Fotos en las que se muestra a) la generación de burbujas de cavitación en una hélice y b) el daño provocado por las burbujas sobre la hélice [2]

Muy pronto se descubrió que el fenómeno responsable de dañar las hélices también sucedía en fluidos que eran sometidos a campos ultrasónicos, pequeñas burbujas aparecían en distintas zonas del líquido. Los campos ultrasónicos se lograron producir gracias a que en 1880 los hermanos franceses Jacques y Pierre Curie descubrieron el efecto piezoeléctrico, esto es, la aparición de cargas superficiales en ciertos cristales, al someterlos a esfuerzos mecánicos. El siguiente año, Gabriel Lippmann mostró el efecto recíproco, cristales sometidos a un campo eléctrico presentan estrés mecánico. Posteriormente los hermanos Curie mostraron que al conectar a una corriente alterna, los cristales sufrían una expansión seguida de una contracción. Así, al utilizar una corriente alterna con frecuencias por encima del rango audible, fue posible la generación de ondas ultrasónicas [3]. Dichas ondas pueden utilizarse para generar un campo acústico, de presiones, que varía con el tiempo en forma sinusoidal, superimpuesta a la presión ambiental.

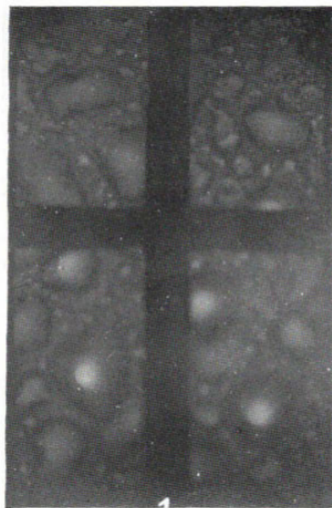


Figura 1.2: Primera fotografía de sonoluminiscencia tomada por Frenzel H. y Schultes H. [4]

Para 1929 Schmidt, Johnson y Olson descubrieron la formación de peróxido de hidrógeno  $H_2O_2$ , también conocido como agua oxigenada, en agua expuesta a ondas de ultrasonido. Ese mismo año, H. Beuthe se dio cuenta que la formación de  $H_2O_2$  ocurre regularmente cuando hay oxígeno o aire disuelto en el agua, pero que no sucede cuando el agua es desgasificada. En cuanto a la interpretación, Beuthe pensaba que el movimiento violento en la frontera de las burbujas producidas por el ultrasonido y el líquido era similar a la forma en que se genera electricidad estática. Lo que resultaba en la disociación de moléculas individuales de  $O_2$  que absorbía el agua para formar  $H_2O_2$ . Con base en este pensamiento, Reinhard Mecke le sugirió a H. Frenzel y a H. Schultes que buscaran la ocurrencia de luminiscencia, pues eso haría muy probable

la existencia de tales voltajes eléctricos y explicaría la formación de  $H_2O_2$  como un efecto secundario puro. Así, en 1934 Frenzel y Schultes consiguen detectar y fotografiar luminiscencia en agua expuesta a ondas de ultrasonido, de aproximadamente 500 kHz, utilizando un cuarzo vibrando en aceite y una placa fotográfica con un tiempo de exposición de 90 minutos (Figura 1.2), a éste fenómeno se le conoce como sonoluminiscencia (SL) [4]. Generalmente el brillo de la sonoluminiscencia es tan débil que se usan tubos fotomultiplicadores para detectarlo, esto llevó al descubrimiento de que la luz ocurre en destellos discretos y periódicos con el campo acústico [7]. Después de muchos años de investigación, se volvió claro para los investigadores que las burbujas de gas eran las responsables de la generación de luz en un fluido expuesto a ondas sonoras. Se comprendió que el campo acústico genera zonas de presión alternante dentro del fluido, lo que provoca oscilaciones en las burbujas de cavitación, las burbujas se expanden durante la parte negativa del ciclo de presión, después de lo cual comienzan a contraerse y es durante el proceso de colapso que emiten luz.

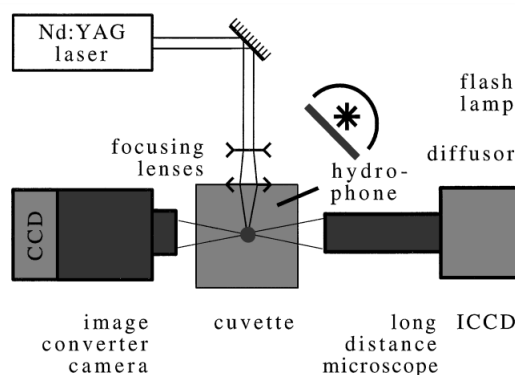


Figura 1.3: Arreglo experimental utilizado por Lindau y Lauterborn para la investigación de burbujas de cavitación láser [15]

Hasta hace poco los experimentos de cavitación involucraban “nubes” de burbujas generadas por varios tipos de transductores, lo que dificultaba la determinación de los parámetros relevantes a éste fenómeno. En 1975 W. Lauterborn y H. Bolle lograron generar una sola burbuja de cavitación láser (SBLC: Single Bubble Laser Cavitation) al enfocar pulsos de un láser de Ruby en una cubeta (85 mm x 85 mm x 75 mm) con agua bidestilada [14]. En su investigación, encontraron que para obtener una mayor esfericidad al producir cavitación con pulsos láser, es necesario que el enfoque del láser sea casi puntual. Para lograr ésto, es necesario utilizar una lente con una distancia focal muy pequeña (del orden de milímetros) y por eso el recipiente en el que se genera debe ser mucho menor que el utilizado para generar cavitación acústica (Figura 1.3). De acuerdo con sus investigaciones, las burbujas inducidas por láser colapsan violentamente, sin necesidad de un campo acústico, además se pueden ajustar los parámetros de generación para obtener una sola burbuja con simetría esférica [15].

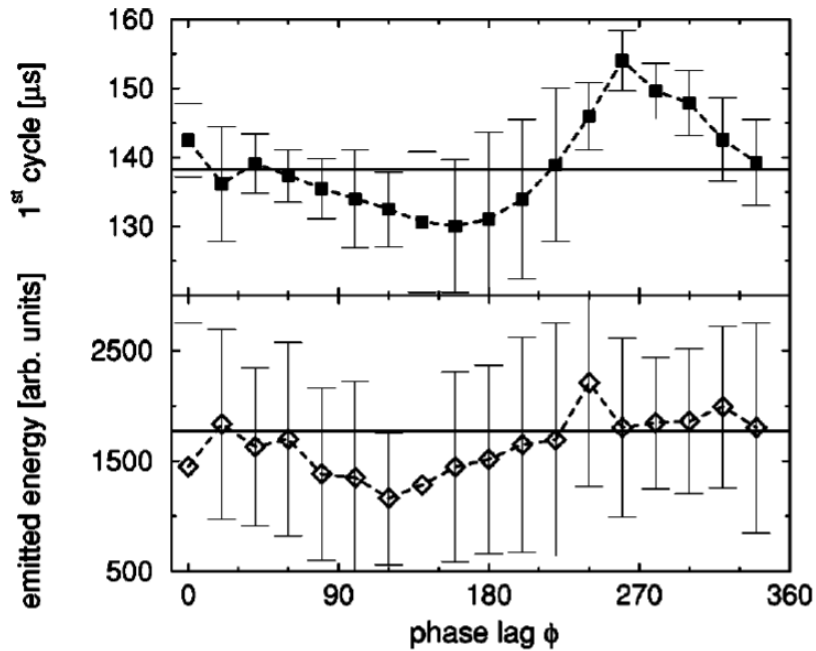


Figura 1.4: Gráficas obtenidas por Claus Ohl en las que se compara (a) la duración del primer ciclo de la burbuja generada y (b) la energía emitida promedio en el momento de colapso, para burbujas generadas en diferentes momentos del ciclo acústico [17]

Al generar burbujas de cavitación láser en campos acústicos, en el año 2000, Claus-Dieter Ohl logró incrementar y disminuir el tiempo que tarda la burbuja generada en completar la primera oscilación, así como la energía lumínica emitida al colapsar. Carl utilizó un campo con una frecuencia dos veces mayor que la frecuencia de oscilación de la SBLC, de tal manera que la expansión y contracción de la burbuja suceden todo en un tiempo igual a la mitad del ciclo acústico. Ohl encontró que tanto el tiempo de colapso, como la energía emitida dependen del desfase que se tiene entre el campo acústico y el momento de generación de la burbuja (Figura 1.4) [17]. Sin embargo, todas sus medidas se realizaron con un tubo fotomultiplicador y el tiempo de colapso se obtuvo como función del radio máximo, por lo que en su artículo sugiere que se tomen medidas simultaneas con una cámara de alta velocidad, con el objetivo de monitorear la forma de la burbuja al momento del colapso.



Desde el descubrimiento de la sonoluminiscencia se han realizado enormes esfuerzos para determinar el mecanismo responsable de la emisión de luz. Sin embargo, en los últimos 20 años la investigación experimental se ha enfocado en estudiar las propiedades de la luz emitida, el momento exacto de emisión de luz y las posibles temperaturas alcanzadas por el gas en el interior de la burbuja. En éste trabajo se utilizan técnicas de fotografía de alta velocidad para obtener medidas directas de la dinámica de las burbujas generadas en campos acústicos. Como las oscilaciones de las burbujas se producen en una escala de  $\mu\text{s}$ , la fotografía en cámara rápida parece ser un método ideal para obtener esta información. No obstante, para tomar videos con una resolución temporal de esta magnitud es necesario utilizar iluminación adicional, ya que el tiempo de exposición de la cámara se vuelve muy pequeño, y al hacer esto se pierde o contamina la información de la luz emitida por la burbuja, por lo que no se obtienen medidas de luminiscencia. Para lograr ésto, se combina el método utilizado por Lauterborn para generar una sola burbuja de cavitación con pulsos láser y el descrito por Ohl para intensificar el colapso de la burbuja en campos acústicos con armónicos de la frecuencia de colapso. Se utilizan campos acústicos con la misma frecuencia que la frecuencia de oscilación de la SBLC, pues esto permite generar incrementos mayores en la presión acústica al momento de la expansión y por lo tanto colapsos más violentos.



## Capítulo 2

# Cavitación

Se le llama cavitación a la formación y actividad de burbujas (cavidades) en un líquido. La formación puede deberse a la creación de una nueva cavidad o a la expansión de una preexistente. La expansión de las burbujas diminutas puede realizarse al incrementar la temperatura o al reducir la presión ambiental con métodos estáticos o dinámicos. Así, las burbujas se vuelven suficientemente grandes para apreciarlas a simple vista. Las burbujas pueden contener gases, vapor o una mezcla de ambos. [1].

Podemos distinguir cuatro tipos de cavitación de acuerdo a como se genera:

1. *Cavitación Hidrodinámica*. En un sistema que fluye, la velocidad del líquido varía localmente y en los puntos de mayor velocidad se crean regiones de baja presión, en las cuales se genera cavitación. De acuerdo a la actividad posterior a su creación, se pueden distinguir tres casos:
  - *Itinerante* ocurre cuando se forman cavidades en el líquido y viajan con él mientras se expanden y colapsan subsecuentemente.
  - *Fija* ocurre cuando una cavidad se forma unida a la frontera de un cuerpo inmerso o en el flujo del líquido de manera que se mantiene en la misma posición en un estado inestable.
  - *Vortex* ocurre cuando la burbuja se genera en el núcleo de vórtices formados en regiones con esfuerzos cortantes muy grandes, como en las puntas de las hélices.
2. *Cavitación Acústica* En un sistema que no fluye, la presión regional puede variarse al mandar ondas sonoras a través del líquido. Si la amplitud de la onda es suficiente para disminuir la presión (localmente) por debajo del punto de evaporación, cualquier burbuja diminuta que se encuentre en las partes negativas del ciclo acústico crecerá. Se puede generar cavitación estable que oscilará por algunos periodos ó itinerante que existe por menos de un ciclo. En general, el cambio en el radio de la burbuja no es proporcional a la presión del sonido. La alta compresibilidad del gas significa que se obtiene mucha de la energía potencial del campo acústico cuando la burbuja se expande y se convierte en energía

cinética al colapsar. Al concentrar la energía en volúmenes tan pequeños puede producir muy altas presiones y temperaturas capaces de erosionar sólidos, iniciar reacciones químicas y producir luminiscencia.

3. *Cavitación Óptica* se produce cuando pulsos laser se enfocan en un líquido, creando una ruptura en el líquido y la formación de burbujas.
4. *Cavitación por partículas* se debe al depósito de energía de partículas elementales en un fluido supercalentado, como en la cámara de burbujas. Estos fluidos alcanzan un estado metaestable con una temperatura mayor a la de ebullición, pero sin hervir. Cuando partículas cargadas atraviesan el líquido dejan un rastro de ionización, alrededor del cual el líquido se vaporiza. Dejando un rastro de pequeñas burbujas.

Lauterborn realizó un esquema de clasificación, al darse cuenta que la cavitación hidrodinámica y acústica eran debido a la tensión en el líquido, mientras que la cavitación óptica y de partículas se deben al depósito de energía [23]. Las condiciones que marcan los límites entre no tener cavitación y cavitación detectable no son siempre idénticos. En este trabajo nos enfocaremos en las burbujas de cavitación óptica, en particular en aquellas generadas al enfocar pulsos láser.

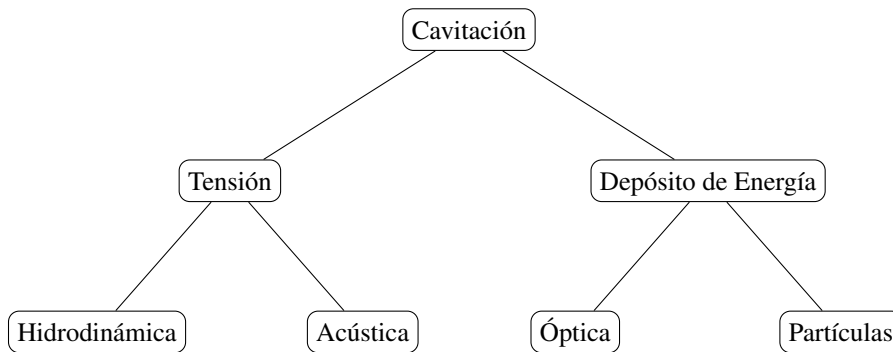


Figura 2.1: Diagrama de tipos de Cavitación de Lauterborn [23]

## 2.1. Cavitación láser

Se ha demostrado experimentalmente que al enfocar pulsos de radiación laser en un líquido transparente, se produce una ruptura eléctrica en el líquido (rompimiento óptico) que genera burbujas de cavitación [20]. Cuando un pulso láser, con una duración del orden de nanosegundos y una gran irradiancia, interactúa con el fluido, los electrones libres del fluido absorben la energía del pulso por medio de absorción no-lineal, un proceso conocido como absorción bremsstrahlung inverso. Los electrones alcanzan una energía mayor al potencial de ionización, por lo que al colisionar con las moléculas y átomos circundantes también los ionizan, creando una especie de avalancha

de ionización [19]. El plasma dentro de la cavidad contiene una mezcla de electrones, iones y radicales, éste plasma se vuelve opaco para la radiación láser, provocando un incremento en la absorción y por lo tanto un calentamiento del plasma a muy altas temperaturas, lo que a su vez provoca una expansión del plasma y un sonido audible característico [24]. La dinámica de la generación del plasma ocurre en una escala de nanosegundos, las medidas del comportamiento temporal de la luminiscencia del plasma indican que el plasma decae por radiación, expansión espacial y por calentamiento de la solución que lo rodea. La expansión del plasma genera una onda de presión que se propaga radialmente desde el punto de rompimiento. Inicialmente la onda exhibe un comportamiento no lineal y se propaga con una velocidad hipersónica, luego al expandirse pierde energía y entra al régimen lineal en el cual se propaga a la velocidad del sonido. El calentamiento de la solución induce un cambio de fase líquido-gas y provoca la formación de burbujas de cavitación. La burbuja se expande rápidamente por algunos microsegundos, se ralentiza al alcanzar su tamaño máximo y finalmente colapsa [16].

Es muy importante considerar que el “punto” de enfoque laser no es en realidad un punto y que existe una región en la cual el haz se mantendrá con un diámetro mínimo. Nos interesa saber por cuánta distancia se puede mantener un láser enfocado, antes de que se propague lejos de la región de enfoque.

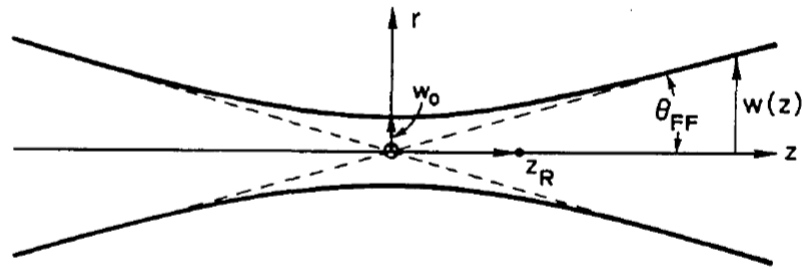


Figura 2.2: Geometría de un rayo esférico Gaussiano [18]

Un láser con modo transversal electromagnético fundamental ( $TEM_{00}$ ), es un haz Gaussiano esférico que tiene una cintura. En dicha región el frente de onda es plano y el diámetro del haz es mínimo. La distribución normalizada de potencia  $I$ , en coordenadas cilíndricas, está dada por

$$I(r, z) = (2/\pi w^2) \exp - 2(r/w)^2$$

donde  $w$  es el radio del haz hasta el punto en donde la intensidad es  $1/e^2$  de la intensidad sobre el eje (Figura 2.2), y queda determinado como

$$w(z) = w_0[1 + (z/z_R)^2]^{1/2}$$

con  $w_0$  el radio del haz en la cintura ( $z=0$ )

El rango de Rayleigh  $z_R$ , es la distancia que viaja el haz antes de que su diámetro se incremente en un factor de  $\sqrt{2}$ , es decir, antes de que el área transversal se duplique, y está dado por

$$z_R = (\pi w_0^2 / \lambda) \tag{2.1.0.1}$$

$\lambda$  la longitud de onda del láser.

La consecuencia más importante es que mientras el radio en la cintura  $w_0$  se vuelve más pequeño, el haz se expande más rápido debido a la difracción. Se mantiene enfocado por una distancia menor en el campo cercano y diverge en un ángulo mayor en el campo lejano. Así el rango de Rayleigh indica aproximadamente la línea que divide entre la región de Fresnel y de Fraunhofer [18].

## Capítulo 3

# Dinámica de burbujas

El problema básico en la dinámica de burbujas es determinar los campos de velocidad y presión en un medio de dos fluidos (agua y aire), además del movimiento de la frontera entre ellos. Sin embargo, la concentración de gas y vapor disueltos en el líquido, la viscosidad, compresibilidad, tensión superficial, difusión y la discontinuidad de temperatura en la frontera de los fluidos son factores que afectan el comportamiento del fenómeno [1]. Desde el punto de vista de la dinámica de fluidos clásica, una burbuja en un líquido es un problema de frontera-libre en el cual el comportamiento mecánico y térmico de los fluidos -líquido y gas- esta descrito por las ecuaciones usuales de conservación, acopladas a condiciones adecuadas para la interfaz gas-líquido [22].

De acuerdo con Walton y Reynolds [11], la tensión de rotura del agua a temperatura ambiente esta cerca de los  $10^8$  Pa, esto implica que la cavitación acústica requeriría de un campo de sonido con una amplitud de presión cercana a las 1000 atm, sin embargo, se observa cavitación con amplitudes de sólo 1 Pa. Esto sugiere la presencia de “nucleos” pre-existentes en el líquido. En el año 2009 un grupo de investigadores rusos publicó un artículo [12] en el cual se muestra la existencia de micro y nanoburbujas estables en agua bidestilada. Anteriormente se dudaba de la existencia de dichas burbujas, pues debido a la presión de Laplace (ec. 3.0.0.1), su existencia implicaría que las nanoburbujas tienen una presión muy elevada en su interior ( $\sim 140$  atm). Ahora se comprende que dichas burbujas son las responsables de los efectos hidrofóbicos que presentan algunos materiales [13].

El nucleo más simple de considerar dentro del fluido es una burbuja esférica, que contiene una mezcla de vapor y gases disueltos en el líquido. No obstante, hay cuatro situaciones que impiden la estabilidad de una burbuja dentro de un fluido:

1. Flotar debido a la fuerza de empuje que ejerce el fluido.
2. Disolverse debido la difusión de gases fuera de la burbuja.
3. Contraerse debido a la tensión superficial.
4. Crecer debido a un exceso de presión interna.

La ecuación de Young-Laplace es una ecuación diferencial no lineal que describe la diferencia de presión  $\Delta P$  en la interfaz de dos fluidos, tales como aire y agua, por efectos de la tensión superficial  $\sigma$ . Asumiendo que la interfaz es muy delgada, se tiene que

$$\Delta P = -\sigma \nabla \cdot \hat{n}$$

En donde  $\hat{n}$  es el vector unitario normal a la interfaz

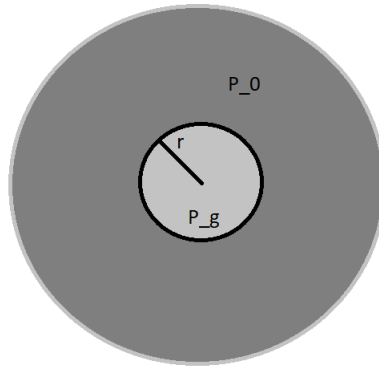


Figura 3.1: Equilibrio mecánico inestable para una burbuja de gas en un líquido

en coordenadas esféricas  $\hat{n} = -\hat{e}_r$ , por lo tanto la diferencia de presión está dada por

$$\Delta P = \sigma \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \hat{e}_r) = \frac{2\sigma}{r} \quad (3.0.0.1)$$

Y así tenemos que

$$P_g = P_0 + \frac{2\sigma}{R}$$

donde  $P_g$  es la presión del gas,  $P_0$  es la presión ambiental del líquido,  $\sigma$  es la tensión superficial y  $R$  el radio de la burbuja. Supongamos una burbuja con un radio crítico  $R_c$  para el cual se satisface esta diferencia de presiones. Dicho radio cumple que

$$R_c = \frac{2\sigma}{P_g - P_0}$$

Podemos ver que esta situación es inestable, ya que si  $R < R_c$  la tensión superficial predomina y la burbuja se contrae. En caso contrario si  $R > R_c$ , la presión del gas  $P_g$  predomina y la burbuja se expande indefinidamente.

Asumiendo que la burbuja se encuentra en el estado inestable descrito anteriormente, que flota y se disuelve lentamente, podemos preguntarnos cuál sería la presión acústica necesaria para generar el crecimiento de una burbuja de radio  $R_0$ . Siguiendo



el pensamiento de Neppiras y Noltingk [25], notamos que si la burbuja está en equilibrio, entonces la presión en su interior es  $P_0 + 2\sigma/R_0$ . Pero si el tamaño de la burbuja cambia debido a una disminución en la presión externa, digamos que por la aplicación de un campo acústico, podemos suponer que no hay variaciones en la presión del fluido alrededor de la burbuja debido a su crecimiento. Entonces, la presión sobre la superficie de la burbuja puede considerarse igual a la presión del líquido a una gran distancia ( $P = P_0 - P_A \sin \omega t$ , con  $\omega$  la frecuencia angular del campo acústico). Con estas condiciones y asumiendo una expansión isotérmica  $P_1 V_1 = P_2 V_2$ , tenemos que

$$\left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0}\right) \frac{4}{3} \pi R_0^3 = \left(P + \frac{2\sigma}{R}\right) \frac{4}{3} \pi R^3$$

de donde podemos despejar la presión  $P$  en cualquier momento, justo fuera de la burbuja

$$P = \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0}\right) \left(\frac{R_0}{R}\right)^3 - \frac{2\sigma}{R} \quad (3.0.0.2)$$

Para encontrar el valor mínimo en la presión exterior que puede forzar los cambios en el tamaño de la burbuja derivamos con respecto a  $R$  e igualamos a cero

$$0 = \frac{dP}{dR}$$

$$0 = -3 \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0}\right) \left(\frac{R_0^3}{R^4}\right) + \frac{2\sigma}{R^2}$$

al despejar el radio encontramos el radio crítico necesario para provocar la expansión explosiva de la burbuja, llamado el radio de Blake

$$R_b = \left(\frac{3(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0})R_0^3}{2\sigma}\right)^{1/2}$$

Si recordamos que la presión exterior esta dada por  $P_0 - P_A \sin \omega t$  y entonces el mínimo no puede ser menor a  $P_0 - P_A$ , la ecuación 3.0.0.2 se vuelve

$$P_0 - P_A = \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0}\right) \left(\frac{R_0}{R}\right)^3 - \frac{2\sigma}{R} \quad (3.0.0.3)$$

En esta última sustituimos  $R_b$  y despejamos  $P_A$  para finalmente encontrar la presión mínima  $P_b$  requerida para forzar oscilaciones en una burbuja con radio de equilibrio  $R_0 > R_b$ .

$$P_b = P_A = P_0 + \frac{8\sigma}{9} \left(\frac{3\sigma}{2[P_0 + (2\sigma/R_0)]R_b^3}\right)^{1/2}$$

que puede aproximarse como

$$P_b = P_0 + \frac{8\sigma}{9} \left(\frac{3\sigma}{2P_0 R_b^3}\right)^{1/2} \quad (3.0.0.4)$$

cuando  $2\sigma/R_0 \gg P_0$

Esta última ecuación permite obtener una aproximación de la presión generada por los campos acústicos utilizados en estos experimentos. Es importante advertir que  $R_b \propto R_0$  y  $P_b \propto 1/R_b^{3/2}$  por lo que si  $R_0$  aumenta,  $P_b$  disminuirá y el valor de  $P_b$  dependerá directamente del  $R_0$  considerado. Además debemos notar que la ecuación (3.0.0.4) ignora por completo los efectos de viscosidad e inerciales y por lo tanto aplica únicamente a procesos cuasiestáticos.

## 3.1. Análisis de Rayleigh de una cavidad

### 3.1.1. Cavidad vacía

En 1917 Rayleigh obtuvo una solución elegante para la velocidad en la pared de la burbuja y el tiempo de colapso  $\tau$ . Partiendo de la ecuación de continuidad para un flujo incompresible ( $\rho = \text{constante}$ )

$$\nabla \cdot u = 0$$

en coordenadas esféricas

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u_r) = 0$$

si  $R$  es el radio y  $\dot{R}$  la velocidad de la pared de la burbuja en un tiempo  $t$  y  $\dot{r}$  es la velocidad simultánea en otro punto a una distancia  $r$  del centro

$$r^2 \dot{r} = \text{constante} = R^2 \dot{R}$$

por lo que

$$\frac{\dot{r}}{\dot{R}} = \frac{R^2}{r^2}$$

Si  $\rho$  es la densidad del fluido, la energía cinética total del fluido esta dada por

$$E_k = \frac{1}{2} \rho \int_R^\infty 4\dot{r}^2 r^2 dr = 2\pi\rho\dot{R}^2 R^3$$

ya que el volumen total fuera de la esfera puede considerarse como la suma de áreas de superficie de cascarones concéntricos, desde  $R$  a  $\infty$ .

Si asumimos una compresión isobárica reversible, con un radio inicial  $R_0$  a una presión ambiental  $P_0$ . El trabajo realizado por la presión hidrostática es

$$W_{R_0 \rightarrow R} = - \int_{V_i}^{V_f} P dV = P_0 \Delta V = \frac{4}{3} \pi P_0 (R_0^3 - R^3)$$

Al igualar el trabajo a la energía cinética obtenemos

$$2\pi\rho\dot{R}^2 R^3 = \frac{4}{3} \pi P_0 (R_0^3 - R^3)$$

$$\dot{R}^2 = \frac{2P_0}{3\rho} \left( \frac{R_0^3}{R^3} - 1 \right) \quad (3.1.1.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dt} &= \sqrt{\frac{2P_0}{3\rho} \left( \frac{R_0^3}{R^3} - 1 \right)} \\ \Rightarrow \frac{dt}{dR} &= \sqrt{\frac{3\rho}{2P_0} \left( \frac{R^3}{R_0^3 - R^3} \right)} \end{aligned}$$

integrando de  $R$  a  $R_0$  obtenemos

$$t = \sqrt{\frac{3\rho}{2P_0}} \int_R^{R_0} \frac{R^{3/2} dR}{R_0^3 - R^3} = R_0 \sqrt{\frac{3\rho}{2P_0}} \int_\beta^1 \frac{\beta^{3/2} d\beta}{(1 - \beta^3)^{1/2}}$$

donde  $\beta = R/R_0$

La expresión anterior da el tiempo de colapso desde un radio inicial  $R_0$  hasta un radio  $R$ . Para encontrar el tiempo de colapso total escogemos como radio inicial al radio máximo  $R_{max}$  y al radio final como cero, por lo que  $\beta = 0$ . Si sustituimos  $\beta^3 = Z$  obtenemos

$$\int_\beta^1 \frac{\beta^{3/2} d\beta}{(1 - \beta^3)^{1/2}} = \frac{1}{3} \int_0^1 Z^{-1/6} (1 - Z)^{-1/2} dZ$$

que puede expresarse en términos de la función gamma como

$$\tau = R_0 \sqrt{\frac{\rho}{6P_0}} \frac{\Gamma(\frac{5}{6})\Gamma(\frac{1}{2})}{\Gamma(\frac{4}{3})}$$

$$\Gamma(z) = 2 \int_0^\infty e^{-t^2} t^{2z-1} dt, \quad \Re(z) > 0$$

y el tiempo de colapso queda dado por

$$\tau = 0.91 R_0 \sqrt{\frac{\rho}{P_0}} \quad (3.1.1.2)$$

también conocido como tiempo de colapso de Rayleigh.

Normalmente se supone una simetría en el tiempo de expansión y el tiempo de colapso, por lo que se aproxima al tiempo total de la primera oscilación de la burbuja como  $T \simeq 2\tau$ .

### 3.1.2. Cavity llena de gas

Podemos notar de la ecuación (3.1.1.1) que si  $R \rightarrow 0$  la velocidad en la pared de la burbuja  $\dot{R} \rightarrow \infty$ . Para evitar esto Rayleigh supuso una cavidad llena de gas que se comprime isotermicamente. Para el caso isotérmico, el trabajo externo realizado sobre el sistema es la suma del trabajo realizado al comprimir el gas y la energía cinética del fluido [26]

$$W_{R_0 \rightarrow R} = E_k + W_g$$

suponiendo un gas perfecto, con constante de gas  $R_g$

$$\begin{aligned} W_g &= - \int_{V_i}^{V_f} P dV = - \int_{V_i}^{V_f} \frac{R_g T}{V} dV = - \int_{R_i}^{R_f} \frac{R_g T}{(4/3)(\pi R^3)} 4\pi R^2 dR \\ &= - \int_{R_0}^R \frac{3TR_g}{R} dR = -3TR_g(\ln(R) - \ln(R_0)) = 3R_g T \ln\left(\frac{R_0}{R}\right) \end{aligned}$$

por lo que

$$W_g = 4\pi P_{0g} R_0^3 \ln\left(\frac{R_0}{R}\right)$$

donde  $P_{0g}$  es la presión inicial del gas y así

$$W_{R_0 \rightarrow R} = \frac{4\pi P_0}{3} (R_0^3 - R^3) = 4\pi P_{0g} R_0^3 \ln\left(\frac{R_0}{R}\right) + 2\pi \rho \dot{R}^2 R^3 \quad (3.1.2.1)$$

despejamos la velocidad  $\dot{R}$  e igualamos a cero para encontrar un mínimo

$$0 = \dot{R}^2 = \frac{2P_0}{3\rho R^3} (R_0^3 - R^3) - \frac{2P_{0g} R_0^3}{\rho R^3} \ln\left(\frac{R_0}{R}\right) \quad (3.1.2.2)$$

$$0 = P_0 \left( \frac{R_0^3}{R^3} - 1 \right) - 3P_{0g} \frac{R_0^3}{R^3} \ln\left(\frac{R_0}{R}\right)$$

$$0 = P_0 \left( 1 - \frac{R^3}{R_0^3} \right) + P_{0g} \ln\left(\frac{R}{R_0}\right)^3$$

que podemos reescribir como

$$0 = P_0(1 - Y) + P_{0g} \ln(Y)$$

$$\text{con } Y = \left(\frac{R}{R_0}\right)^3$$

Rayleigh notó que para cualquier valor positivo de  $P_{0g}$ , la velocidad  $\dot{R}$  llegará a cero antes de que la burbuja colapse por completo. De hecho, si  $P_{0g} > P_0$  el primer movimiento de la pared es hacia afuera. La frontera oscila entre dos posiciones, de las cuales una es la posición inicial  $R_0$  [26].

## 3.2. Ecuación dinámica de una burbuja esférica

### 3.2.1. Burbuja vacía

Considere una burbuja esférica de radio  $R$ , que se expande o se contrae, dentro de un fluido infinito. Sea  $\dot{R}$  la velocidad radial y llamemos  $\dot{r}$  a la velocidad en el líquido a una distancia  $r$ . De acuerdo al análisis de Rayleigh, para un líquido incompresible ( $\rho=\text{constante}$ )

$$\dot{r} = \frac{R^2 \dot{R}}{r^2}$$

Como la velocidad es puramente radial, el movimiento es irrotacional y el potencial de velocidades está dado por

$$\Phi = - \int_r^\infty \dot{r} dr = - \frac{R^2 \dot{R}}{r}$$

Ahora la ecuación de movimiento esta dada por la ecuación de Bernoulli

$$\frac{P - P_\infty}{\rho} = - \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{1}{2} u^2 = \frac{2R\dot{R}^2 + R^2\ddot{R}}{r} - \frac{1}{2} \frac{R^4 \dot{R}^2}{r^4}$$

Evaluando en  $r = R$  obtenemos

$$\frac{P_L - P_\infty}{\rho} = R\ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 \quad (3.2.1.1)$$

donde  $P_L = P(t)$  es la presión del líquido en la pared de la burbuja.

### 3.2.2. Burbuja con Gas

Consideramos ahora el caso de una burbuja llena de gas. El gas funcionara como una especie de "almohada" que absorberá la energía de la burbuja colapsante y eventualmente revertirá la dirección del movimiento radial. Si suponemos que el gas cumple con la ecuación de gas perfecto ( $PV = R_g T$ )

$$P_g \left( \frac{4\pi R^3}{3} \right) = R_g T$$

además suponemos cambios adiabáticos,  $P_g (4\pi R^3/3)^\gamma = \text{constante}$ , donde  $\gamma$  es la razón de los calores específicos del gas a presión y volumen constante ( $\gamma = C_P/C_V$ ). Supongamos que el contenido inicial del gas (en  $R = R_0$ ) da una presión constante de  $P_0 + 2\sigma/R_0$ . Si el gas cambia de  $R_0$  a  $R$ , la presión del gas se obtiene de

$$\left( P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left( \frac{4}{3} \pi R_0^3 \right)^\gamma = P_f \left( \frac{4}{3} \pi R^3 \right)^\gamma$$

y así

$$P_f = \left( P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left( \frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \quad (3.2.2.1)$$

La ecuación (3.2.1.1) se convierte en

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 = \frac{1}{\rho} \left[ \left( P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left( \frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} - P_\infty \right] \quad (3.2.2.2)$$

A la ecuación anterior se le conoce como la ecuación de Rayleigh-Plesset [25].

### 3.3. Extensiones de la ecuación de Rayleigh-Plesset

Hasta ahora no hemos considerado los efectos en la dinámica de una burbuja debido al campo de sonido. Cuando una burbuja de cavitación se genera en un campo acústico preexistente, la presión en el exterior de la burbuja tiene variaciones sinusoidales durante el crecimiento de la burbuja  $P_0(t) = P_0 - P_A(t)$ , donde las amplitudes  $P_0$  y  $P_A$  corresponden a la presión atmosférica y acústica respectivamente. La variación queda determinada por la componente del campo acústico  $P_A(t) = P_A \sin(\omega t)$ , donde  $\omega$  es la frecuencia angular del campo acústico. En 2002 Michael P. Brenner [28] encontró una manera de incluir estos efectos, asumiendo un fluido isotérmico y partiendo de las ecuaciones de Navier-Stokes para las ondas de sonido en un fluido

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right) + u \cdot \nabla u = -\nabla p + \eta \nabla^2 u + \xi \nabla \nabla \cdot u$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = 0$$

donde  $u$  es la velocidad del fluido,  $\eta$  la viscosidad y  $\xi$  la viscosidad dinámica.

Si consideramos que el campo de velocidades es puramente radial, entonces podemos escribir a la velocidad como un potencial  $u = \nabla \Phi$  y las dos ecuaciones anteriores se convierten en

$$\rho \left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)^2 \right) = -P \quad (3.3.0.1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial r} \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \nabla^2 \Phi = 0 \quad (3.3.0.2)$$

Al definir la entalpía como  $dH = dP/\rho$  y usando que  $dP = (dP/d\rho)d\rho = c^2 d\rho$  (con  $c$  la velocidad del sonido en el fluido), podemos combinar las dos ecuaciones anteriores en una sola

$$\nabla^2 \Phi = \left[ \frac{u}{c^2} \left( \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial H}{\partial r} \right) \right] + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} \quad (3.3.0.3)$$

A fin de resolver la ecuación 3.3.0.3 para la velocidad de la pared de la burbuja  $dR/dt$ , recordamos que cerca de la burbuja el potencial de velocidades obedece la ecuación de Laplace  $\nabla^2 \Phi = 0$ . La solución que satisface las condiciones de frontera  $\partial \Phi / \partial r = \dot{R}$  (en  $r = R$ ) es

$$\Phi = -\frac{\dot{R}R^2}{r} + A(t)$$

con  $A(t)$  una constante libre que queda determinada al igualar el campo de presiones al campo muy lejos de la burbuja  $\Phi = \Phi_\infty$ , lo cual implica que  $A(t) = \Phi_\infty$ . El campo de velocidades en el líquido alrededor de la burbuja queda entonces determinado como

$$u = \frac{\dot{R}R^2}{r}$$

Usamos esta expresión para resolver la dinámica de la pared de la burbuja. Para lograr esto, hacemos un balance de fuerzas en la superficie de la burbuja

$$\begin{aligned} p_g(t) + \Sigma_{rr}[r = R(t)] &= p_g(t) - P[R(t)] + 2\eta \frac{\partial u}{\partial r}(r = R) \\ &= p_g(t) - P[R(t)] - 4\eta \frac{\dot{R}}{R} = 2\frac{\sigma}{R} \end{aligned}$$

con  $\Sigma_{rr}$  la componente radial del tensor de deformaciones en el líquido y  $p_g$  la presión del gas, que se asume uniforme. Al evaluar esta expresión usando la ecuación 3.3.0.1 para la presión en el gas obtenemos la ecuación de Rayleigh-Plesset modificada

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = -\frac{1}{\rho} \left( p_g(t) - P_0 - P(t) - 4\eta \frac{\dot{R}}{R} - \frac{2\sigma}{R} \right) \quad (3.3.0.4)$$

donde  $\rho$  es la densidad del fluido

$\eta$  la viscosidad del fluido

$\sigma$  la tensión superficial

$P(t)$  es la presión inducida por el campo acústico y varía como  $P(t) = P_A \sin(\omega t)$ ,  $\omega$  es la frecuencia angular del campo y  $P_A$  su amplitud

$p_g$  es la presión del gas dentro de la burbuja

El término que contiene la viscosidad y la velocidad en la frontera se debe a la onda de choque generada con la expansión de la burbuja.

Se utilizará esta ecuación para simular la dinámica de la burbuja de cavitación láser en campos acústicos. Pero para poder resolver completamente esta ecuación es necesario saber como varía la presión del gas dentro de la burbuja. Si la burbuja crece a una velocidad menor que la del sonido, se puede considerar una presión uniforme dentro de la burbuja para cada instante. En este momento la presión del gas depende del volumen de la burbuja y de la transferencia de calor a través de la frontera  $h$  como [28]

$$p_g(t) = \left( P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \frac{(R_0 - h^3)^\gamma}{[R(t)^3 - h^3]^\gamma}$$

con  $\gamma = C_p/C_v$  la razón de los calores específicos a volumen y presión constante.

Además de la influencia que tiene el campo acústico al momento de generar la burbuja. suceden fenómenos muy interesantes cuando la frecuencia del campo coincide

con la frecuencia de resonancia de las burbujas remanentes, los cuales se mencionan en la siguiente sección.

### 3.4. Resonancia acústica

Para lograr comprender los efectos que puede tener un campo acústico en la dinámica de una burbuja, al excitarla con distintos armónicos de su frecuencia de resonancia, se explicarán los efectos que producen los campos acústicos en gotas levitadas en aire, pues las matemáticas que describen el problema son esencialmente las mismas, pero con las constantes características de los medios invertidas.

Cuando se tienen gotas de agua, atrapadas en un campo acústico en aire, hay un balance de fuerzas entre la presión ejercida por el campo acústico y la tensión superficial de la gota. Si la amplitud del campo varía de manera periódica, se puede generar una inestabilidad que resulta en la formación de gotas con forma de estrella (Figura 3.2). El número de picos puede controlarse al excitar la gota con los armónicos de su frecuencia de resonancia [31].

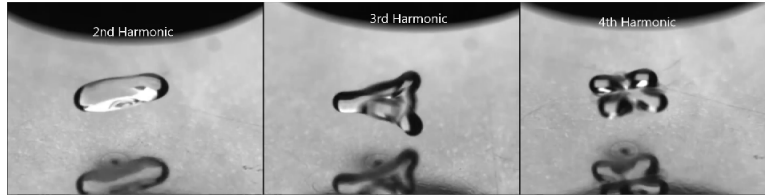


Figura 3.2: Gota estrella excitada a su frecuencia de resonancia en distintos armónicos. Fredericks, et al [31]

La frecuencia de resonancia  $f_{\Gamma}$  para una burbuja de radio  $R_0$  esta dada por

$$f_{\Gamma} = \frac{1}{2\pi R_0} \sqrt{\frac{3\gamma P_0}{\rho_0}} \quad (3.4.0.1)$$

donde  $\gamma$  es la razón de calores específicos del gas y  $P_0$  es la presión en el líquido. Para burbujas de aire en agua, ésto se reduce a

$$f_{\Gamma} \approx \frac{3}{R_0} \quad [1/s] \quad (3.4.0.2)$$



## Capítulo 4

# Desarrollo experimental

El objetivo de este experimento fue determinar cómo afecta un campo acústico a la dinámica de una burbuja de cavitación generada con pulsos láser. Para lograr esto, se enfocaron pulsos láser en agua bidestilada, a la que se aplica un campo de ondas sonoras. El arreglo experimental se muestra en la Figura 4.1, se puede observar el sistema láser encargado de generar los pulsos, el recipiente en donde se genera la burbuja de cavitación, los transductores que inducen los campos acústicos dentro del recipiente y el equipo utilizado para la generación, amplificación y detección de la señal enviada a los transductores.

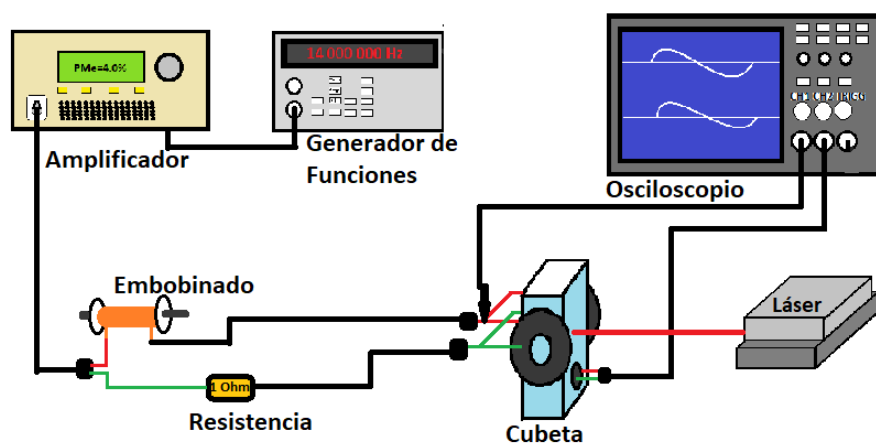


Figura 4.1: Montaje experimental para la generación de cavitación láser en campos acústicos

## 4.1. Generación y detección de cavitación

Se generó cavitación óptica al enfocar pulsos láser de 200 ps dentro de una cubeta de cuarzo de 3500  $\mu\text{l}$  (Thorlabs CV10Q3500F, 12.5 mm x 12.5 mm x 45.0 mm) con agua bidestilada.

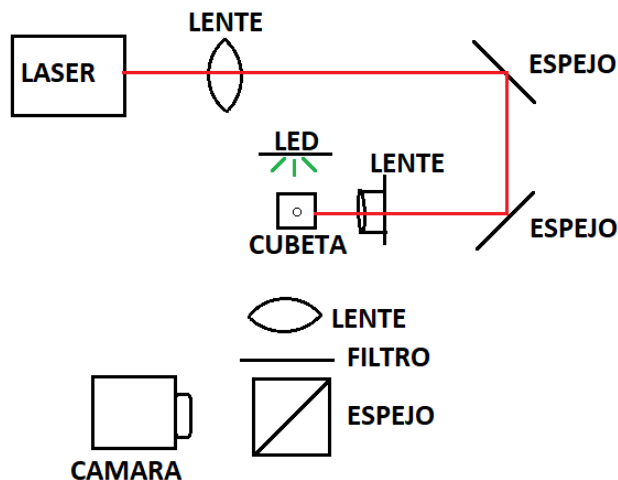


Figura 4.2: Montaje experimental para la generación de cavitación láser en una cubeta de cuarzo y su detección, vista superior

Para generar los pulsos láser se utilizó un sistema STA-01-MOPA (Master Oscillator Power Amplifier). El oscilador maestro (MO-Master Oscillator) consiste de un láser de estado sólido bombeado por un diodo (DPSS) de Nd:YAG, con Q-switching pasivo y es capaz de generar pulsos de 200 ps a una longitud de onda de 1064 nm, con energías de hasta 300  $\mu\text{J}$  y una frecuencia de repetición de hasta 1 kHz. Dentro de la caja maestra, el haz principal se amplifica con un amplificador óptico (PA-Power Amplifier) con un cristal de Nd:YVO<sub>4</sub>, la potencia de amplificación se puede aumentar porcentualmente, desde 20% hasta 50%. Como el haz que emite la consola láser es un haz divergente, se colimó usando una lente planoconvexa (Thorlabs LA1433-B) con distancia focal  $f = 150.0$  mm y recubrimiento antirreflejante para longitudes de onda de 650-1050 nm. Para colimar el rayo es necesario colocar la lente a una distancia igual a su distancia focal del punto en donde se generan los rayos. Ya que el punto en el que se genera el láser está dentro de la consola (cintura virtual), la distancia de la lente con respecto al láser se obtuvo usando las propiedades geométricas del haz. Se midió el diámetro del láser en tres distancias diferentes (4.9 cm, 42 cm, 117.3 cm), se encontró el incremento del diámetro en los dos intervalos y se obtuvo un promedio. Con esto se pudo determinar el “punto” en donde se genera el láser. Al colocar la lente a una distancia igual a 150.0 mm de dicho punto y ajustar hasta obtener un diámetro que no incrementa con la distancia, se determinó que, para obtener un haz colimado, la distan-

cia del láser al primer lente debía ser de 46.1 mm .

Se colocaron dos espejos con recubrimiento de plata (Thorlabs PF05-03-P01), con una reflectancia del 97% en longitudes de onda de 450 nm a 2  $\mu\text{m}$ , para desviar el haz hacia la cubeta con agua. Se midieron las energías de los pulsos pasando los espejos (Figura 4.3). Después del segundo espejo se colocó una lente esférica (Thorlabs C240TME) con una distancia focal  $f = 8.00$  mm, para enfocar el pulso láser dentro de la cubeta de cuarzo (Figura 4.2). Con este arreglo se logró generar cavitación láser en el centro de la cubeta.

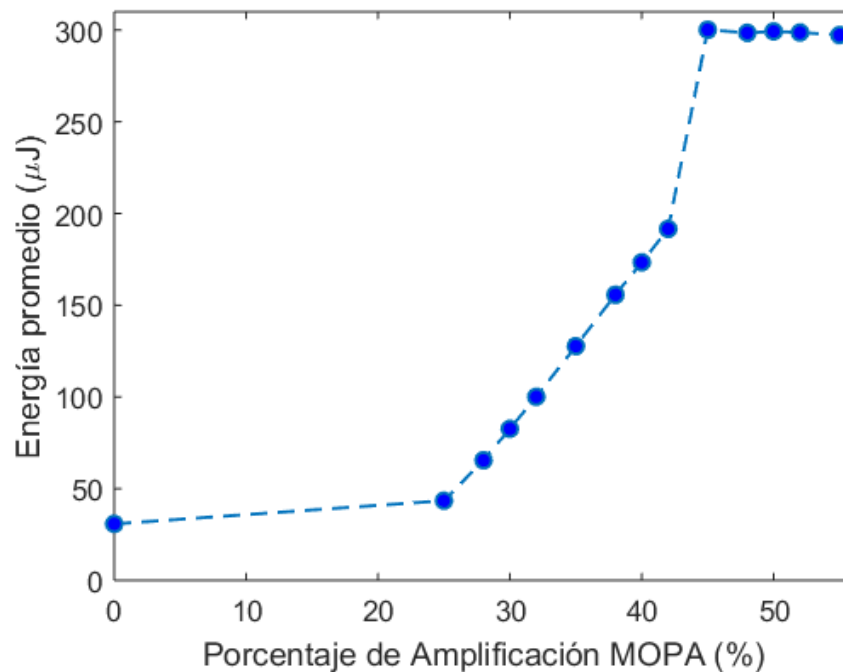


Figura 4.3: Energía promedio del pulso láser con respecto a la amplificación de la consola MOPA

Se utilizó un generador de pulsos Stanford Research Systems, Inc Modelo DG535 para generar una señal (trigger) que disparara el láser MOPA. El generador de pulsos tiene 4 canales (A,B,C,D) y un trigger interno que se puede sincronizar con cualquiera de los canales. Se utilizó el generador de pulsos en modo single shot y la diferencia de los canales A y B para especificar el tiempo del comienzo y el ancho del pulso enviado. Con esto se generó un pulso de 0.5  $\mu\text{s}$  y 2.0  $V_{pp}$  que sirve de trigger para el láser. En frente del láser se colocó un sensor de energía piroeléctrico (Thorlabs ESC111C) conectado a una consola digital (Thorlabs PM100D). Se disparó el láser 150 veces en distintos porcentajes de amplificación (PA) y se hizo estadística sobre las energías me-

didadas, con esto se obtuvo la energía promedio del pulso láser en cada porcentaje de amplificación (Figura 4.3).

Existe un retraso entre el momento en el que se envía el pulso a la consola MO-PA y el momento de emisión del láser, para encontrarlo se colocó un fotodetector en el camino óptico del laser. Al conectar el fotodetector y el generador de pulsos a un osciloscopio se encontró que la diferencia entre el inicio de la señal enviada por el generador de pulsos y la lectura del fotodetector era de  $126 \pm 1 \mu\text{s}$ .

Al tomar videos en cámara rápida, es necesario considerar la reducción en el tiempo de exposición de cada cuadro, ya que esto implica un incremento en la cantidad de luz requerida para obtener la misma exposición. Para lograr iluminar la imagen de la burbuja generada, fue necesario montar un LED detrás de la cubeta, de forma que se generara una imagen en dirección perpendicular al camino óptico del láser, en la cual se pudiera observar la sombra que proyecta la burbuja. Se utilizó una lente (Thorlabs AC254-050-A-ML) con distancia focal  $f = 50.0 \text{ mm}$  y un espejo con recubrimiento de plata para enfocar y desviar la imagen generada por la lente hacia el sensor de una cámara rápida (Photron FASTCAM SA1.1 modelo 675K-M1) capaz de grabar hasta 650,000 cuadros por segundo. Sobre la montura del espejo se colocó un filtro de paso de banda con rango de 315 nm a 710 nm (Thorlabs FGS900) para no dañar el sensor de la cámara con alguna reflexión del láser (Figura 4.2).

## 4.2. Campos Acústicos

Durante los experimentos realizados, se utilizaron dos frecuencias importantes. La frecuencia de oscilación del primer ciclo de la burbuja ( $\sim 14 \text{ kHz}$ ) y la frecuencia de resonancia del recipiente ( $\sim 60 \text{ kHz}$ ).

Para generar campos acústicos capaces de alterar la presión en la zona donde se generan las burbujas, dentro de la cubeta de cuarzo, se colocaron dos transductores piezoeléctricos sobre el recipiente. Se utilizó pegamento epóxico para colocar los dos transductores cilíndricos (emisores) a los costados, tratando de que quedaran justo a la mitad y paralelos entre sí. Los transductores tenían un radio externo de 24.0 mm, radio interno de 12.0 mm y un ancho de 8.0 mm, con una frecuencia de resonancia de  $60 \pm 3 \text{ kHz}$ . También se pegó un transductor pequeño, con forma de disco, a la parte inferior de la cubeta, este transductor serviría de micrófono, para registrar las señales dentro de la cubeta y tenía un radio de 7.0 mm y un ancho de 0.2 mm, con una frecuencia de resonancia de  $300 \pm 10 \text{ kHz}$ .

Se conectaron los emisores, usando cables BNC, a un generador de funciones Stanford Research Systems Model D5345 y a un osciloscopio de almacenamiento digital Tektronix TDS1012, con esto se pudo observar y analizar la señal enviada a los transductores. Al mismo tiempo se conectó el micrófono al segundo canal del osciloscopio para comparar la señal recibida con la enviada. Se encontraron las frecuencias de reso-

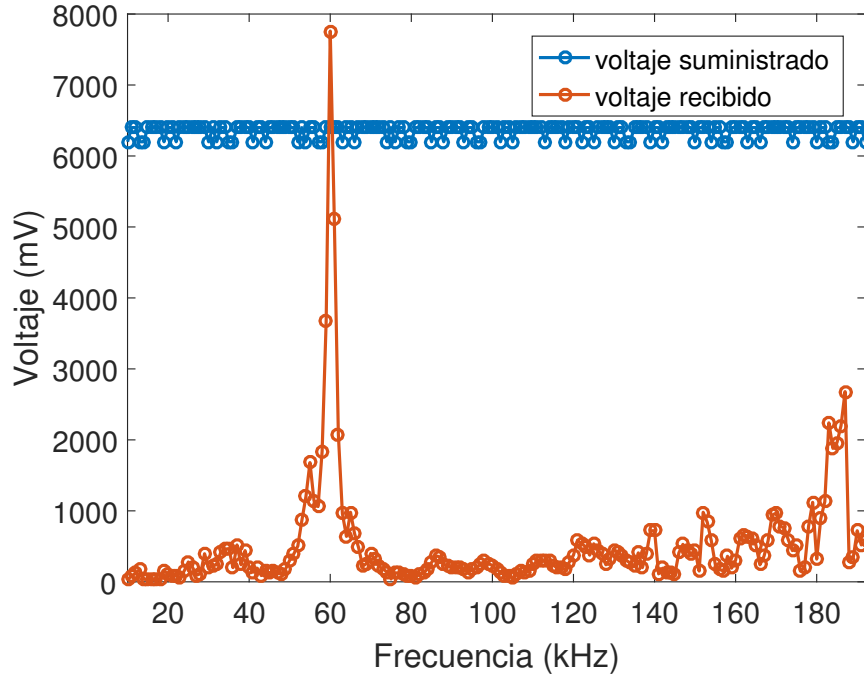


Figura 4.4: Gráfica comparativa entre el voltaje suministrado a los emisores y el voltaje registrado para el micrófono en una cubeta de cuarzo de  $3500\mu L$  con agua bidestilada

nancia para la cubeta de cuarzo con agua bidestilada (Figura 4.4). Para lograr esto, se utilizó el generador de funciones en modo continuo para enviar una señal desde 13 kHz a 192 kHz (cambiando cada 1 kHz), con 0.2 V de pico a pico y 0.1 V de offset. La amplitud de la señal se escogió de manera que no saturara al amplificador y el offset para obtener una señal totalmente positiva, ya que de otra manera se pueden dañar los transductores. La señal del generador de funciones se mandó a un amplificador de potencia (T&C Power Conversion Linear LF Amplifier AG1020), se utilizó una amplificación de 1W y de ahí se envió a los transductores emisores. Se conectó una sonda de voltaje, con atenuación de  $\times 10$ , en el CH1 del osciloscopio para medir la señal justo antes de ser enviada a los transductores emisores. Se usó esta señal como trigger del osciloscopio, lo que nos permitió comparar los voltajes de la señal enviada a los emisores y la recibida por el micrófono. Podemos notar que sólo hay una frecuencia de resonancia, 59900 Hz, ésta frecuencia se utilizó para generar campos capaces de provocar oscilaciones en la burbuja remanente.

Se investigó la dinámica de una burbuja de cavitación láser al generarla en un campo acústico, cuya frecuencia coincide con la frecuencia de oscilación de la burbuja ( $\sim 14$  kHz). Como el periodo de oscilación es mucho menor que la frecuencia de resonancia del recipiente y como la señal amplificada no es capaz de generar una señal

considerable en otra frecuencia que no fuera la de resonancia, se conectó un embobinado (con una barra de ferrita en el centro) y una resistencia ( $1\Omega$ ) al circuito eléctrico. Estos dos elementos junto con los transductores, crean un circuito LRC (los transductores toman el papel de la capacitancia) capaz de resonar electricamente y crear así una señal amplificada (Figura 4.5). La frecuencia de resonancia eléctrica se puede controlar al ajustar la barra de ferrita, esto permitió generar señales de hasta 3 Vpp en el micrófono, en frecuencias cercanas a la frecuencia de oscilación de la burbuja.

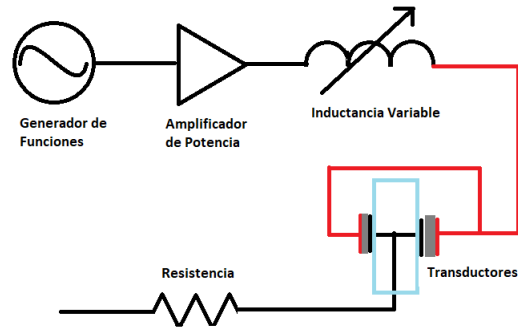


Figura 4.5: Circuito eléctrico utilizado para conseguir resonancia eléctrica en los transductores piezoeléctricos

Con el objetivo de verificar que la señal registrada por el micrófono tuviera la misma frecuencia que las señal enviada, se realizó un ajuste de mínimos cuadrados a los datos de las señales recibidas. Al confirmar que la señal enviada correspondía a la señal recibida, se comparó el voltaje suministrado por los transductores emisores con el recibido por el micrófono, es decir, se encontró el voltaje necesario para generar campos de distintas amplitudes. Los datos se muestran en la siguiente tabla.

% Amp	V emisores ( $V_{pp}$ )	V mic ( $V_{pp}$ )
1	284	1.12
3	310	1.22
5	332	1.32
8	376	1.68
10	404	1.84
15	474	2.2
20	508	2.52
25	n/a	3.00
30	n/a	3.56
35	n/a	4.00
40	n/a	4.48

Podemos notar que no hay un incremento lineal del voltaje registrado por el micrófono con respecto al voltaje suministrado, o con el porcentaje de amplificación. Sin

embargo, esto permite tener una aproximación del voltaje necesario para que los transductores generen los campos acústicos usados durante el experimento. Se utiliza la señal del micrófono para caracterizar los campos acústicos, pues esta es una medida directa del nivel de sonido dentro del recipiente.

## Capítulo 5

# Resultados y análisis

La generación de cavitación láser depende de la energía depositada por los pulsos en el fluido. Es por eso que se encontró el umbral de energía donde se genera cavitación para este arreglo experimental.

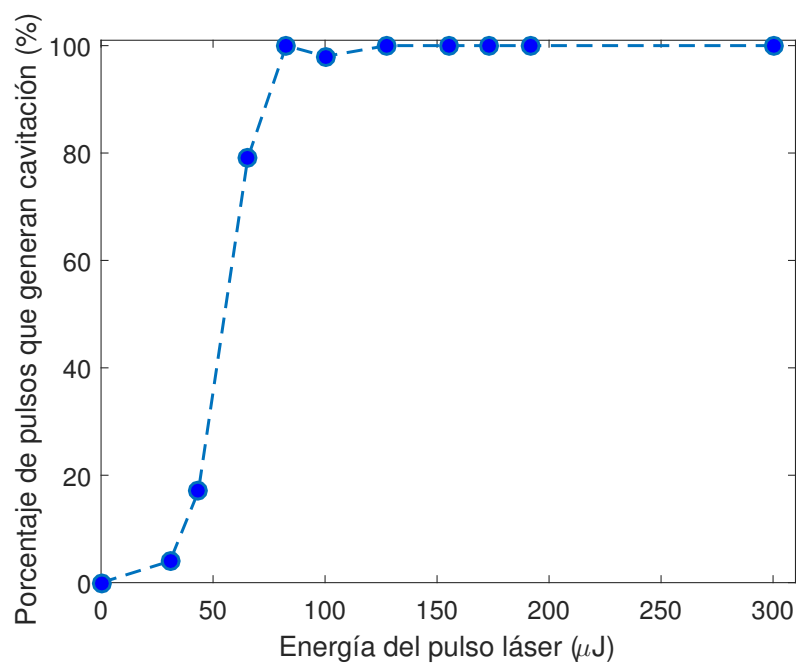


Figura 5.1: Umbral de energía para la generación de cavitación láser. Porcentaje de pulsos que generan burbujas vs energía del pulso láser



Se usó el generador de pulsos para disparar el láser a 0.5Hz (dos disparos por segundo), se utilizó la cámara CCD para grabar 50 disparos en distintas energías y se contaron las veces que se generaba el plasma (Figura 5.1). Podemos ver que para energías mayores a los 150  $\mu\text{J}$  por lo menos el 95 % de los disparos genera cavitación.

Se utilizó la cámara rápida a una velocidad de 500,000 cuadros por segundo para grabar el comportamiento dinámico de las burbujas generadas por pulsos con distintas energías. Se observó un incremento en el tamaño del plasma gererado, proporcional a la energía del pulso láser (Figura 5.2).

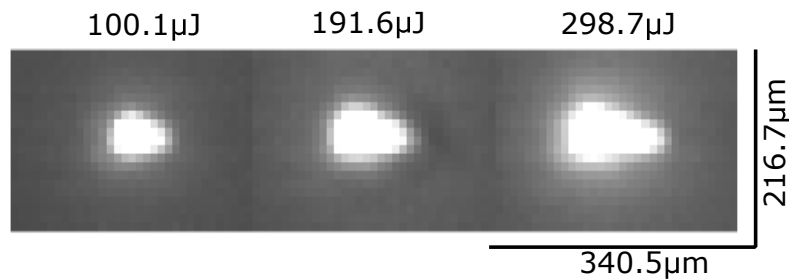


Figura 5.2: Plasma generado al enfocar pulsos láser con distintas energías

Para poder medir el tamaño de las burbujas se tomó una fotografía, en el mismo enfoque, de una aguja con  $0.8 \pm 0.05$  mm de diámetro y se obtuvo un factor de calibración. Se encontró que hay una relación de  $9.5 \mu\text{m}/\text{pixel}$ . Con esta información, se programó un algoritmo en Matlab que ajusta un círculo en cada cuadro del video y ,utilizando el factor encontrado anteriormente, determina los radios de la burbuja en cada cuadro. En la Figura 5.3 se muestran las gráficas obtenidas para los radios de las burbujas generadas por pulsos con distintas energías. Podemos ver que el tiempo de colapso y el radio máximo incrementan conforme aumenta la energía del pulso. Esto sucede ya que un volumen mayor del plasma significa un incremento en el radio inicial de la burbuja, lo que resulta en un radio máximo más elevado y de acuerdo con la ecuación (3.1.1.2) esto implica un incremento en el tiempo de colapso.

En las tablas siguientes se muestran los parámetros relevantes para las burbujas generadas con distintas energías: el radio máximo  $R_{max}$ , el tiempo de expansión en el que alcanza dicho radio  $t_{\uparrow}$ , el tiempo de colapso real  $t_{\downarrow}$ , el tiempo de colapso de Rayleigh teórico  $\tau$  y el tiempo total de la primera oscilación  $T$ . Además se muestran las razones  $R_{max}/t_{\uparrow}$ ,  $R_{max}/t_{\downarrow}$  y  $R_{max}/T$ , pues la ecuación (3.1.1.2) sugiere que éstas cantidades podrían mantenerse constantes. El error en los radios obtenidos es de  $\pm 6.4 \mu\text{m}$  y se calculó como la suma del error obtenido al encontrar el factor de calibración y el error al escoger distintos parámetros en el programa que ajusta el círculo a cada cuadro. El error en los tiempos queda determinado por la velocidad de grabado y es de  $\pm 1 \mu\text{s}$ .

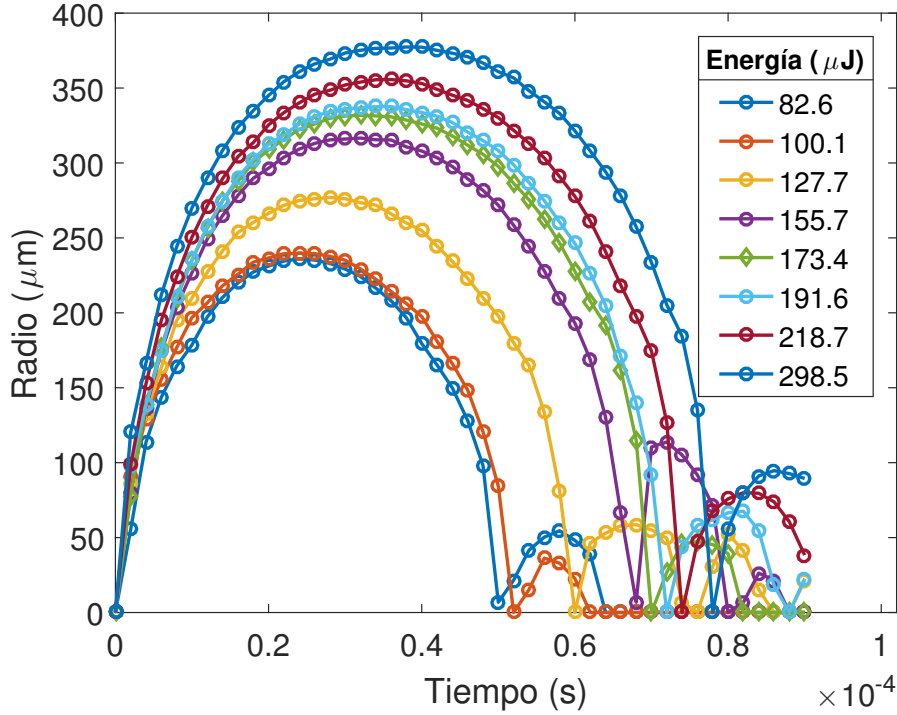


Figura 5.3: Dinámica de las burbujas de cavitación láser generadas por pulsos con distintas energías

Energía ( $\mu\text{J}$ )	$R_{max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$t_{\uparrow}$ ( $\mu\text{s}$ )	$t_{\downarrow}$ ( $\mu\text{s}$ )	$T$ ( $\mu\text{s}$ )	$\tau$ ( $\mu\text{s}$ )
82.6	236.0	24	26	50	21.3
100.1	239.7	24	28	52	21.7
127.7	277.0	28	32	60	25.0
155.7	316.6	32	36	68	28.6
173.4	331.9	32	38	70	30.0
191.6	337.6	34	38	72	30.5
218.7	355.7	36	38	74	32.2
298.5	377.4	38	40	78	34.1

Podemos notar que, en todos los casos, el tiempo de expansión es ligeramente menor que el tiempo de colapso. Además se puede ver que el tiempo de colapso real difiere hasta en un 22% del  $\tau$  teórico, esto se debe en parte a los valores utilizados para  $\rho$  y  $P_0$ , a las dimensiones del recipiente utilizado (no es un fluido infinito y es posible que se tengan efectos de pared) y a las simplificaciones del modelo de Rayleigh. Sin embargo, las razones  $R_{max}/t_{\uparrow}$ ,  $R_{max}/t_{\downarrow}$  y  $R_{max}/T$  permanecen casi constantes y pueden considerarse como parámetros característicos de cualquier burbuja de cavitación láser.

Energía ( $\mu\text{J}$ )	$R_{max}/t_{\uparrow}$ (m/s)	$R_{max}/t_{\downarrow}$ (m/s)	$R_{max}/T$ (m/s)
82.6	9.83	9.08	4.72
100.1	9.99	8.56	4.61
127.7	9.89	8.66	4.62
155.7	9.89	8.79	4.66
173.4	10.37	8.73	4.74
191.6	9.93	8.88	4.69
218.7	9.88	9.36	4.81
298.5	9.93	9.44	4.84
Promedio	9.97	8.94	4.71
Desv Est	0.17	0.32	0.08

Se decidió que se utilizarían pulsos láser con una energía promedio de  $173.4 \mu\text{J} \pm 196 \text{ nJ}$  para los experimentos subsecuentes, pues para esta energía se generaron el 100% de los disparos y el plasma mantiene una simetría esférica.

La figura 5.5 está compuesta de las imágenes capturadas en un video tomado a 250,000 cuadros por segundo. En ésta se puede observar la dinámica de una burbuja de cavitación láser en agua bidestilada, generada por un pulso con  $173.4 \mu\text{J} \pm 196 \text{ nJ}$  de energía. La serie muestra desde la generación del plasma, hasta el momento de colapso y la primera oscilación de las burbujas remanentes. Debido a la velocidad de la cámara (250 kfps) la separación entre cada cuadro es de  $4 \mu\text{s}$ . En la Figura 5.4 se graficó el radio de la burbuja en el tiempo y la velocidad de la pared de la misma. El error en el tiempo para esta velocidad de grabado es de  $2 \mu\text{s}$  y el error en los radios de  $\pm 4.1 \mu\text{m}$ .

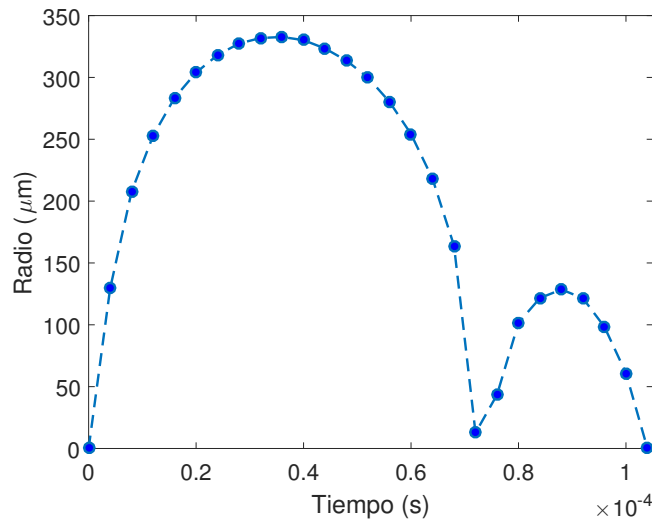


Figura 5.4: Radio vs tiempo para la dinámica de una burbuja de cavitación láser

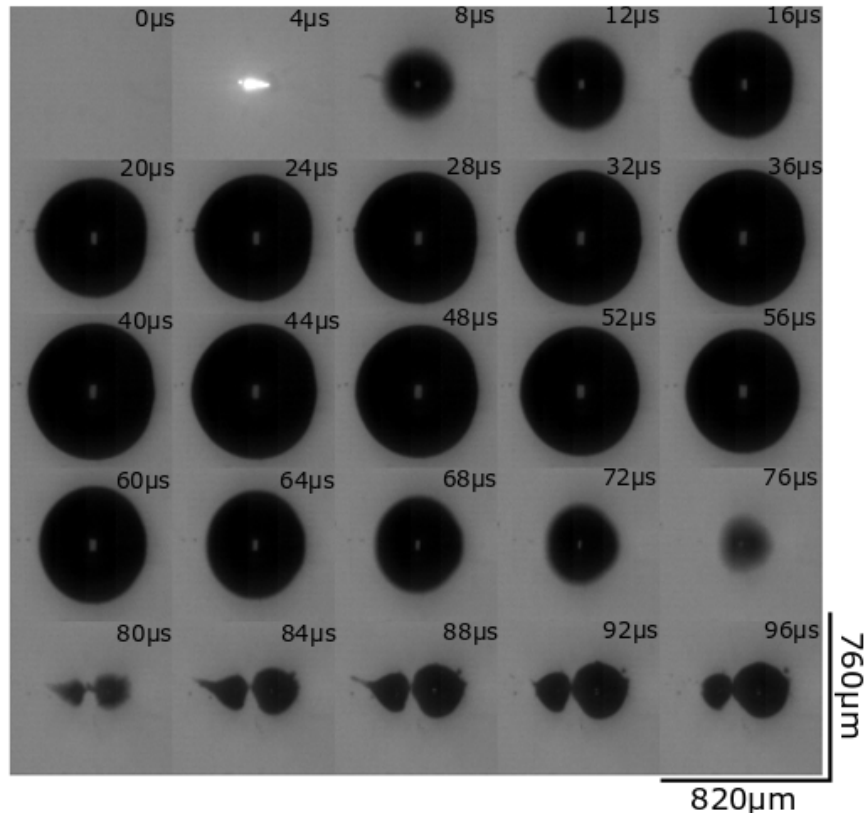


Figura 5.5: Serie de imágenes, tomada a 250,000 cuadros por segundo, en la cual se muestra la dinámica de una burbuja de cavitación láser (SBLC). Separación entre cada cuadro 4  $\mu\text{s}$

Para verificar la repetibilidad del fenómeno se grabaron 6 disparos con una amplificación láser del 40% ( $173.4 \mu\text{J} \pm 196 \text{ nJ}$ ) a 250,000 cuadros por segundo, la Figura 5.6 muestra las distintas gráficas obtenidas. En general, la dinámica es muy similar, la variación en el tiempo de emisión y la resolución temporal son tales que la velocidad inicial depende de cada caso. La velocidad inicial promedio es de  $38.3 \pm 19.8 \text{ m/s}$ . El radio máximo presenta un promedio de  $331.64 \pm 5.9 \mu\text{m}$  y al utilizar la ecuación para el tiempo de colapso de Rayleigh (3.1.1.2) se obtiene un  $\tau = 30.0 \pm 0.5 \mu\text{s}$ . Sin embargo el tiempo de colapso real  $t_{\downarrow}$  presenta un promedio de  $36.6 \pm 2 \mu\text{s}$ , 7  $\mu\text{s}$  mayor que el tiempo de colapso esperado, una diferencia del 18%. El tiempo de expansión  $t_{\uparrow}$  es de  $34.6 \pm 2 \mu\text{s}$ , por lo que el tiempo total de la primera oscilación es de  $T = 71.2 \pm 2 \mu\text{s}$ .

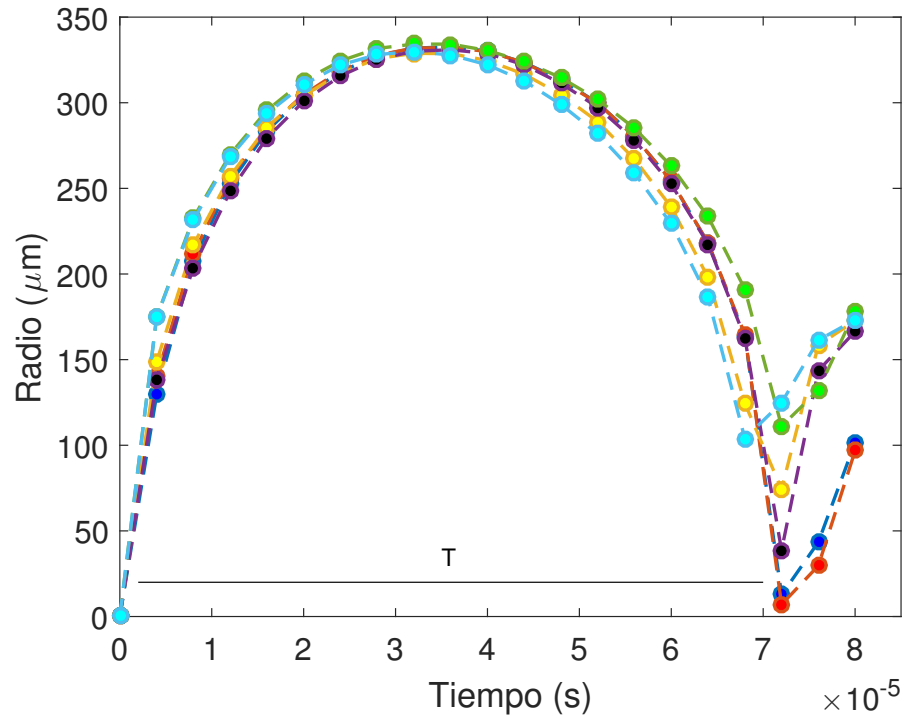


Figura 5.6: Repetibilidad en la dinámica de una burbuja de cavitación, generada con un pulso laser de 200 ps con una energía aproximada de  $173.4 \mu\text{J} \pm 196 \text{ nJ}$

Se utilizó el solucionador de ecuaciones diferenciales ode45 de Matlab para resolver la ecuación de Rayleigh-Plesset modificada (ecuación 3.3.0.4) con una velocidad inicial de 30 m/s y un radio inicial de 70  $\mu\text{m}$ . El programa ode45 obtiene la solución en un proceso iterativo. Empieza con un valor inicial, un intervalo de tiempo, integra la ecuación diferencial en el primer paso y obtiene información suficiente para integrar el siguiente. Se encontró un ajuste con una  $R^2=0.989$  (Figura 5.7).

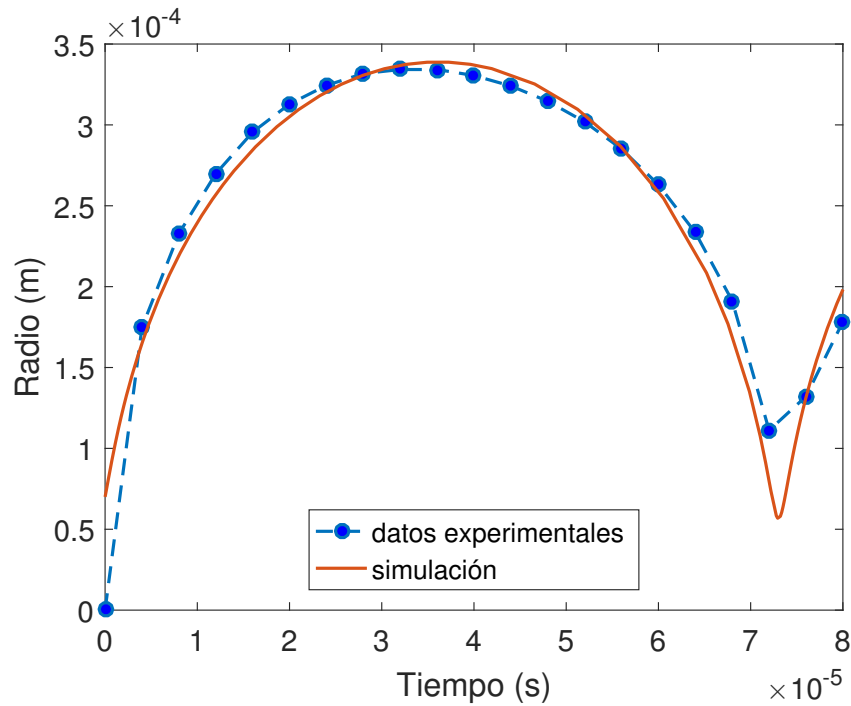


Figura 5.7: Comparación entre la dinámica de una burbuja de cavitación láser y la simulación de la ecuación de Rayleigh-Plesset modificada (ecuación 3.3.0.4), con  $R_0 = 70 \mu\text{m}$  y  $v_0 = 30 \text{ m/s}$

## 5.1. Cavitación láser en campos acústicos

Se colocó el fotodetector en el camino óptico del láser, detrás de la cubeta de cuarzo, en una posición tal que detecta el pulso láser después de que éste genera cavitación. La señal recibida por el fotodetector se utilizó como trigger del osciloscopio, así cada vez que se dispara el láser se activa el osciloscopio. Esto permitió comparar el momento de generación de la burbuja de cavitación con la señal recibida por el micrófono, es decir, con respecto al ciclo acústico (Figura 5.8). Se encontró la dinámica de la burbuja al producirla en diferentes momentos del ciclo acústico y en campos con distintas amplitudes.

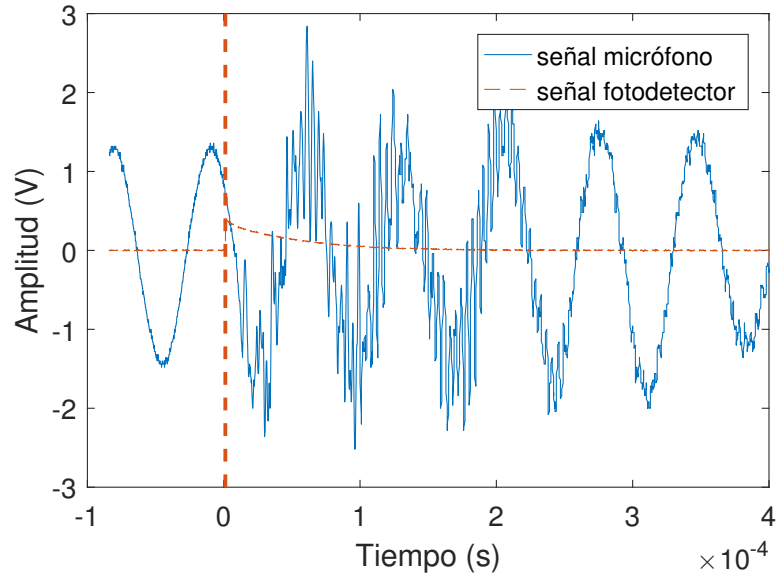


Figura 5.8: Comparación entre las señales recibidas por el fotodetector y por el micrófono

Se tomó como comienzo de un ciclo acústico, al punto más bajo en la señal registrada por el micrófono, pues éste representa el momento en que la presión acústica es mínima. La presión aumenta desde éste punto hasta que la fase del ciclo es igual a  $180^\circ$ , momento en que el campo acústico alcanza su máxima amplitud y por lo tanto la presión generada por el campo es también máxima. El punto medio del ciclo acústico, corresponde entonces a un punto de inflexión que divide al ciclo en dos, una parte en donde la presión acústica aumenta y otra en donde disminuye (Figura 5.9). Se midió la fase relativa  $\phi$  entre el pico generado por el pulso láser y el comienzo del ciclo acústico más cercano. Con esto, se obtuvo el desfase que hay entre el momento en que se genera la burbuja y el comienzo del ciclo acústico, esto es, la fase en la que se encuentra el campo de presiones en el momento en que se generan las burbujas.

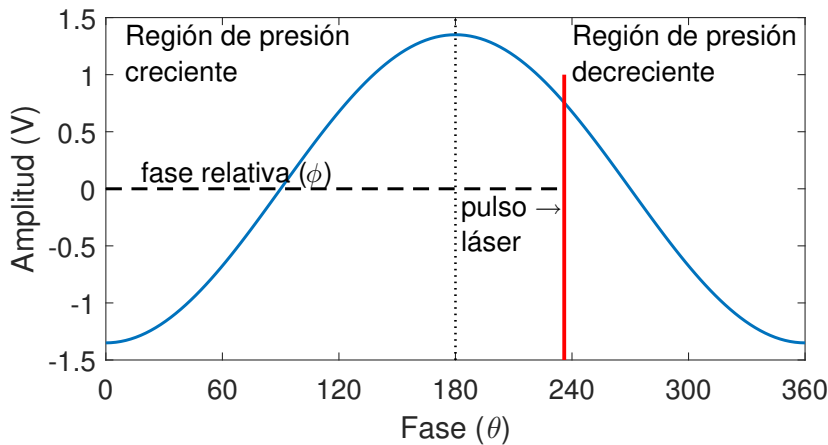


Figura 5.9: Ajuste de la señal recibida por el micrófono, en el que se muestra el comienzo de un ciclo acústico y la fase relativa del pulso láser con respecto al ciclo acústico

### 5.1.1. Campos acústicos con la misma frecuencia que el primer ciclo de oscilación de la burbuja

Como el tiempo que tarda la burbuja de cavitación láser en realizar la primera oscilación es de  $71 \pm 2 \mu\text{s}$ , lo cual corresponde a una frecuencia de oscilación de  $14.1 \pm 0.1 \text{ kHz}$ , se buscó una frecuencia acústica cercana en la cual se pudiera tener una señal amplificada. Se encontró que  $14 \text{ kHz}$  es la más cercana con una amplificación considerable. Se utilizó ésta frecuencia para generar campos acústicos de  $14 \text{ kHz}$  con distintas amplitudes.

Para un campo continuo, a una frecuencia promedio de  $14.00 \pm 0.02 \text{ kHz}$  y una amplitud promedio de  $0.74 \pm 0.03 V_{pp}$  se realizaron 26 disparos láser en distintos momentos del ciclo acústico. En algunos casos, se logró incrementar el radio máximo de la burbuja generada y en otros disminuirlo. Los disparos se realizaron con una separación de más de 5 minutos entre ellos, tiempo suficiente para que las burbujas remanentes flotararan o se disolvieran. Para comparar los radios máximos alcanzados cuando la burbuja se genera con los distintos desfases posibles, se dividió el ciclo acústico en intervalos de  $20^\circ$  y se encontró el promedio de los radios máximos alcanzados con desfases correspondientes a cada intervalo (Figuras 5.10 y 5.11). Los promedios se encuentran graficados en la mitad de cada intervalo ( $10^\circ, 30^\circ, 50^\circ, \dots, 350^\circ$ ) por lo que el error en el momento de generación de la burbuja con respecto al ciclo acústico es de  $10^\circ$ .

Se aumentó la amplificación de la señal hasta que en el micrófono se registró una amplitud de  $1.3 \pm 0.01 V_{pp}$ . Se generaron 13 burbujas en distintos momentos del ciclo acústico. Se encontró un incremento en los radios máximos de las burbujas generadas con fases relativas entre  $120^\circ$  y  $190^\circ$  de hasta  $14.8 \mu\text{m}$ , un  $4.5\%$  por encima del radio máximo promedio. Para burbujas generadas con fases relativas entre  $0^\circ$  y  $80^\circ$  se registró



una disminución de hasta  $21.3 \mu\text{m}$ ,  $6.4\%$  por debajo del promedio (Figura 5.11).

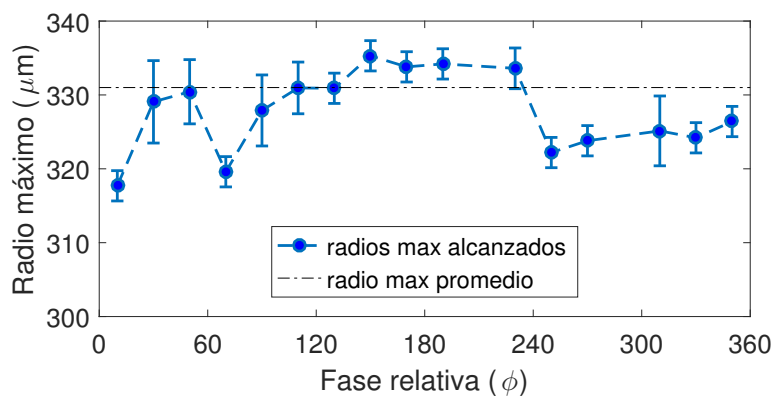


Figura 5.10: Radios máximos alcanzados por burbujas generadas en las distintas fases de un campo acústico de  $14.00 \pm 0.02 \text{ kHz}$  y amplitud de  $0.74 \pm 0.06 V_{pp}$ , medido con el micrófono

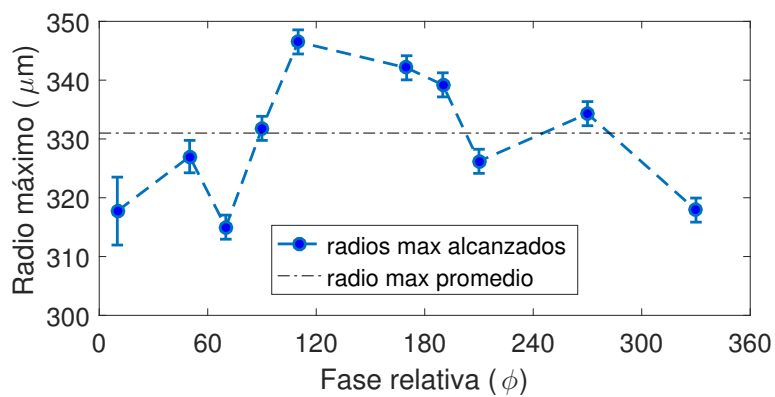


Figura 5.11: Radios máximos alcanzados por burbujas generadas en las distintas fases de un campo acústico de  $14.00 \pm 0.01 \text{ kHz}$  y amplitud de  $1.3 \pm 0.02 V_{pp}$ , medido con el micrófono

Para observar los cambios inducidos por el campo acústico en la dinámica de la burbuja, se realizó una gráfica en la que se compara la dinámica de dos burbujas generadas en distintas fases del campo. En la Figura 5.12 se tiene la dinámica de una burbuja cuyo radio máximo supera el promedio y una que no alcanza el radio máximo promedio. Se puede observar que la burbuja generada con  $16^\circ$  de fase relativa disminuye considerablemente su tiempo de expansión e incrementa su tiempo de colapso. La burbuja generada con una fase relativa de  $169^\circ$  mantiene la simetría entre el tiempo de expan-

sión y el tiempo de colapso, además de tener una expansión y un colapso más violentos.

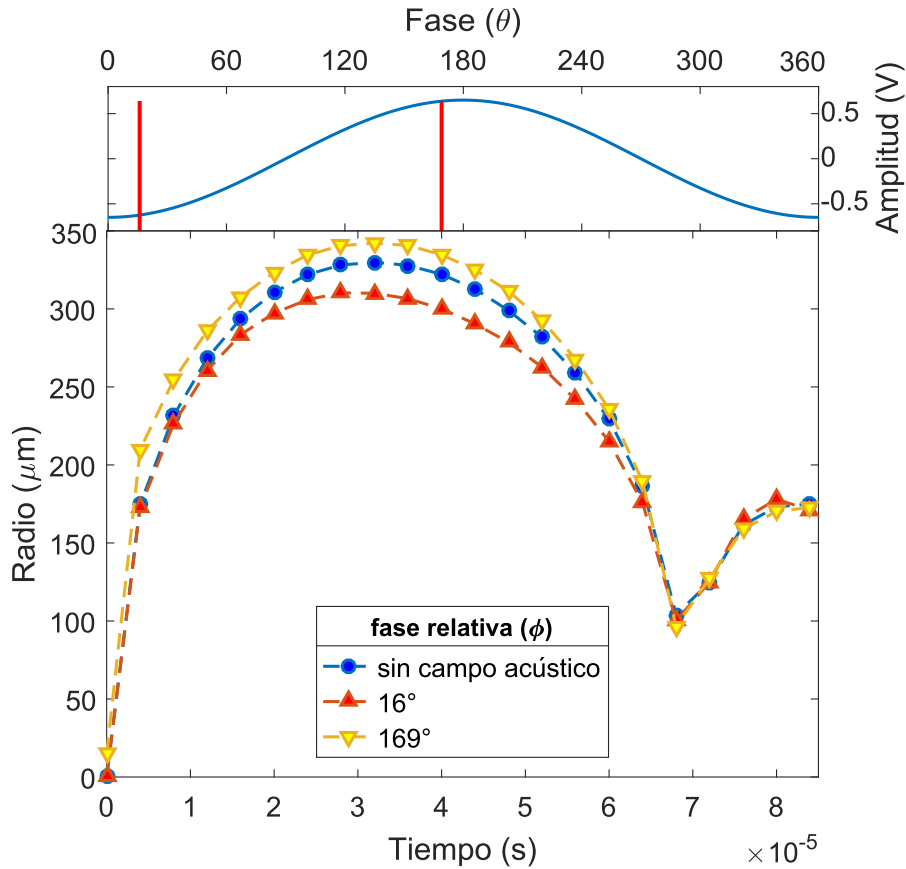


Figura 5.12: Comparación en la dinámica de las burbujas generadas en zonas donde la presión acústica aumenta durante su expansión y en zonas donde disminuye. Campo acústico de  $14.00 \pm 0.01$  kHz y amplitud de  $1.30 \pm 0.01 V_{pp}$ , medido con el micrófono

### 5.1.2. Campos acústicos en agua degasificada

Con la intención de remover todo tipo de burbujas diminutas que pudieran afectar la dinámica de la burbuja de cavitación, se utilizó una muestra con agua degasificada. Para lograr esto, se hirvió el agua en un matraz Erlenmeyer durante 15 minutos, utilizando una plancha eléctrica. Se tapó el frasco con un corcho y se dejó reposar hasta alcanzar temperatura ambiente ( $20^\circ\text{C}$  dentro del laboratorio). Mientras el agua se enfriaba, el tapón de corcho es succionado y se crea un vacío sobre el agua que previene al aire de disolverse nuevamente dentro del agua. Se utilizó un embudo de cuello largo para verter el agua dentro de la cubeta y evitar introducir aire en el agua nuevamente.

Se utilizó un campo acústico de  $14.00 \pm 0.06$  kHz y una amplitud promedio de  $2.70 \pm 0.01 V_{pp}$  dentro del agua desgasificada. Se realizaron 11 disparos en diferentes momentos del ciclo acústico. En este caso, los radios máximos incrementan hasta  $25.5 \mu\text{m}$ , un  $7.7\%$  por encima del promedio y disminuyen hasta  $25.7 \mu\text{m}$ , un  $7.8\%$  (Figura 5.13).

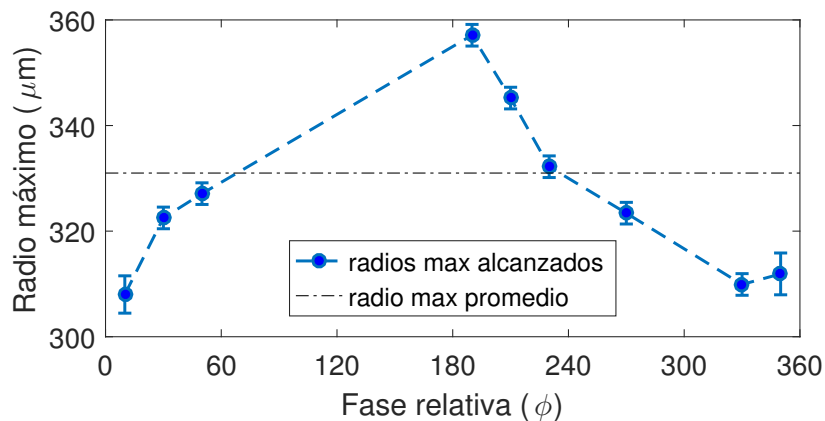


Figura 5.13: Radios máximos alcanzados por burbujas generadas en las distintas fases de un campo acústico de  $14.00 \pm 0.06$  kHz y amplitud de  $2.70 \pm 0.01 V_{pp}$ , en agua desgasificada

Podemos notar que en este caso el comportamiento de los radios máximos presenta una variación de tipo sinusoidal, la cual se explica de la siguiente manera. Las burbujas generadas cuando el ciclo acústico está cerca de su máximo de amplitud, creando regiones de presión elevada, alcanzan radios mayores, ya que la generación de la burbuja sucede en una zona cuya presión disminuye durante la expansión, permitiendo que la burbuja se expanda más de lo normal. De manera opuesta, las burbujas generadas cuando el ciclo acústico está cerca de su mínimo, creando regiones de baja presión que aumenta durante la expansión de la burbuja, reducen sus radios máximos. Las burbujas que se generan cerca de los nodos del ciclo acústico tienden a alcanzar radios máximos similares al promedio, pues durante la expansión, la presión pasa de estar disminuyendo a aumentando, o viceversa, antes de que la burbuja llegue a su máximo.

A continuación se presentan las gráficas obtenidas para burbujas generadas en distintas fases del campo acústico.

Se realizó una gráfica comparativa para una burbuja que se genera con una fase relativa cercana a los  $180^\circ$  y una con una fase relativa cercana a los  $0^\circ$  (Figura 5.14). Esta vez fue muy clara la diferencia en la dinámica de las burbujas y se logró distinguir dos comportamientos distintos para las burbujas generadas en un campo acústico cuya frecuencia empata la frecuencia de la primera oscilación de la SLCB. Para corroborar los cambios en la dinámica se graficaron los radios de las burbujas con fases relativas similares (Figura 5.15 y Figura 5.16).

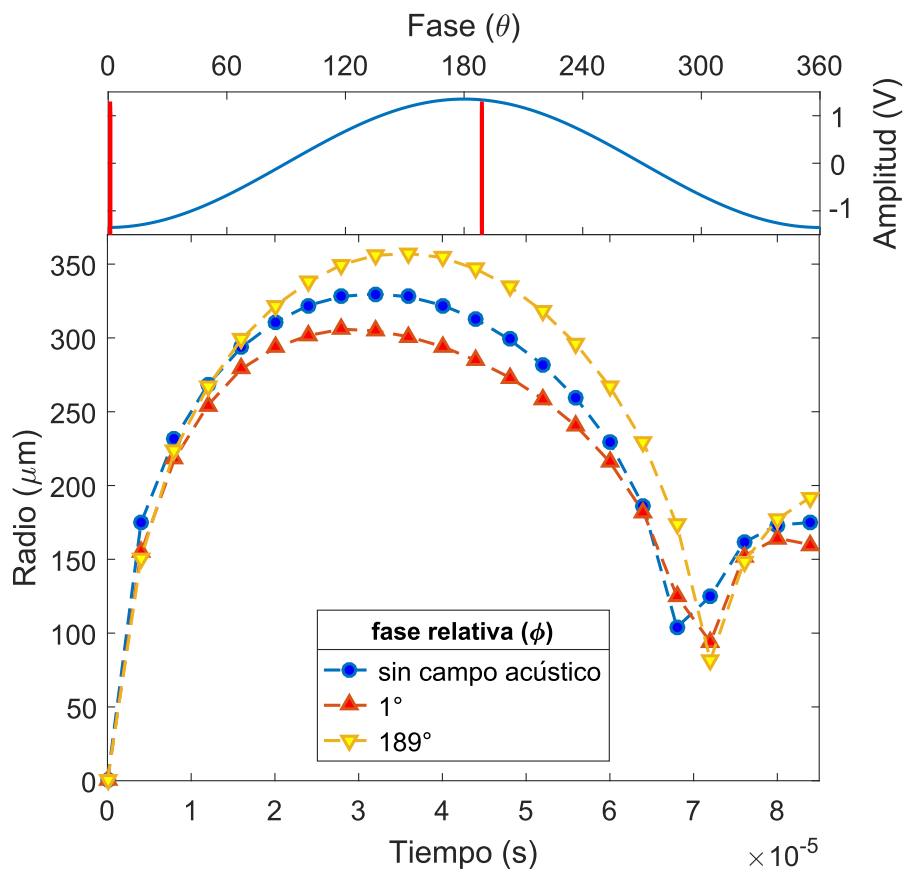


Figura 5.14: Comparación en la dinámica de las burbujas generadas en zonas donde la presión acústica aumenta durante su expansión y en zonas donde disminuye. En un campo acústico de  $14.00 \pm 0.06$  kHz y amplitud de  $2.70 \pm 0.01$   $V_{pp}$ , en agua desgasificada

Las burbujas generadas cuando el campo acústico se encuentra cerca de su máxima amplitud tardan el mismo tiempo en expandirse que en contraerse, por lo que el tiempo de colapso y de expansión se pueden obtener en función del radio máximo (Figura 5.15).

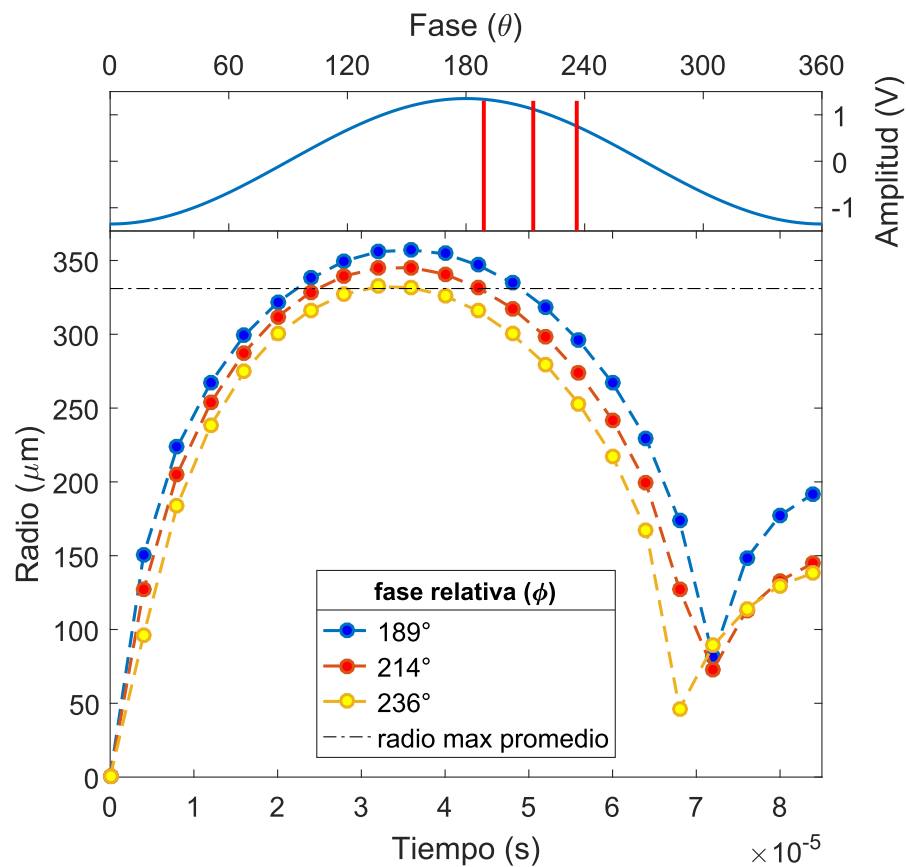


Figura 5.15: Dinámica de SLCB al ser generadas en un campo acústico, cuando la presión acústica se encuentra cerca de su amplitud máxima

Para las burbujas generadas cuando el campo acústico está cerca de su mínimo de amplitud, el tiempo de expansión se ve reducido considerablemente, mientras que el tiempo de colapso incrementa.

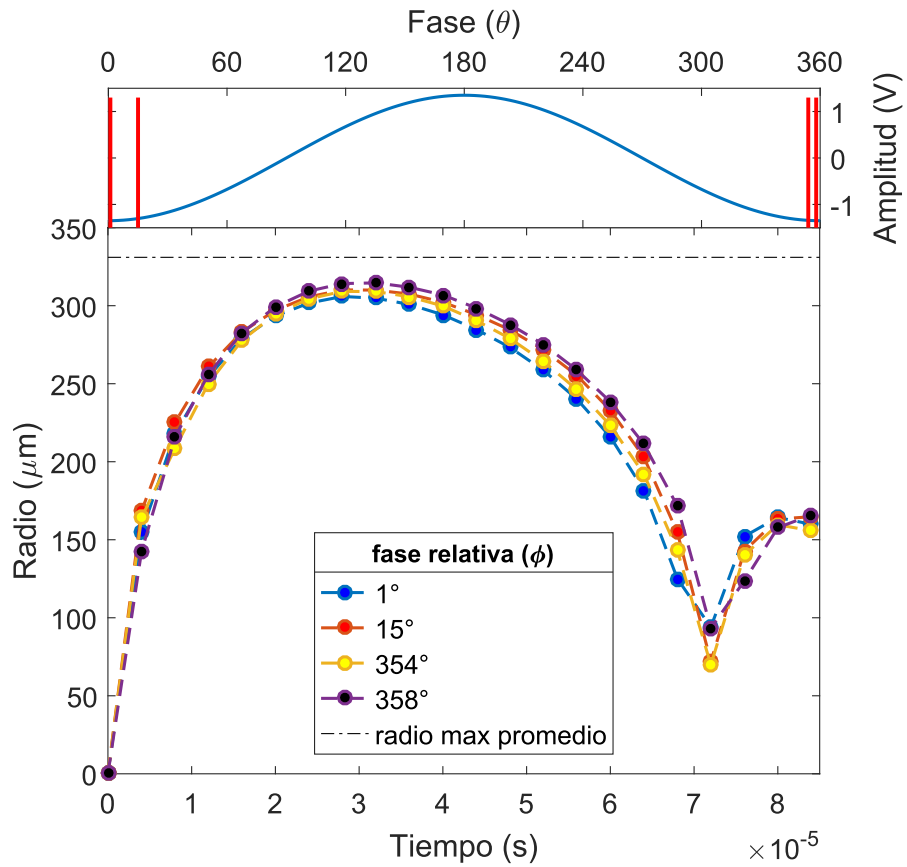


Figura 5.16: Dinámica de SLCB al ser generadas en un campo acústico, cuando la presión acústica se encuentra cerca de su amplitud mínima

Debido a la aleatoriedad en la fase de los disparos, podemos observar que en la gráfica 5.13 se pierde mucha información y no podemos asegurar con certeza en que fase relativa se logra el mayor incremento en el radio máximo, sin embargo, podemos notar que se logró capturar el intervalo en el que sucede la disminución máxima del radio alcanzado. Al incluir el campo acústico en la simulación de la ecuación de Rayleigh-Plesset modificada, con las mismas condiciones iniciales ( $v_0=30$  m/s,  $R_0=70$   $\mu\text{m}$ ), podemos encontrar el intervalo en el que sucede el mismo cambio teóricamente, y obtener cuál es la amplitud del campo necesaria para lograr una disminución de la misma magnitud. Al hacer esto obtenemos indirectamente la presión acústica en el punto en donde se generaba la burbuja.

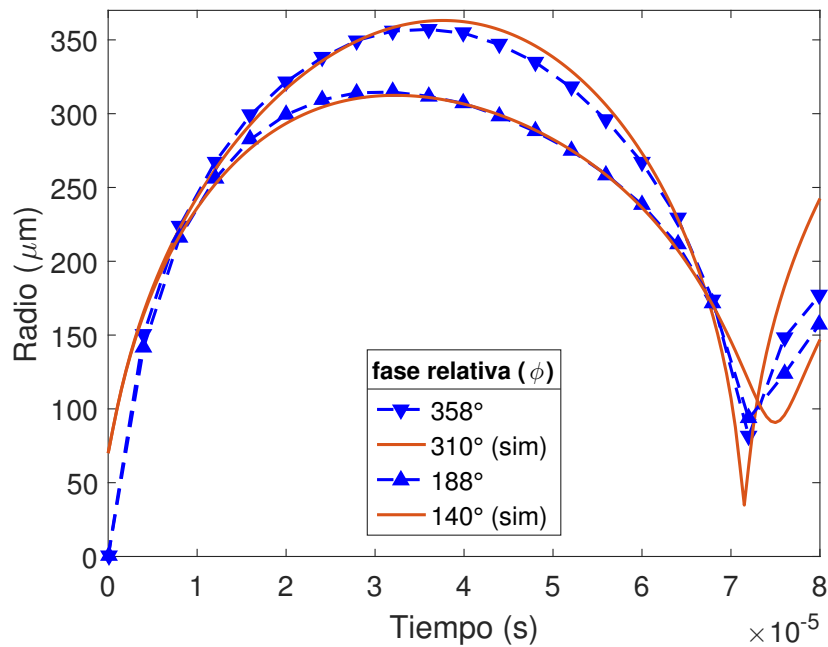


Figura 5.17: Ajuste de la simulación de la ecuación de Rayleigh-Plesset modificada a los datos experimentales. Parámetros de la simulación:  $v_0=30$  m/s,  $R_0=70$   $\mu\text{m}$   $P_A = 0.28$  atm y  $f = 14$  kHz

Al usar una presión acústica de 0.28 atm se logró ajustar la dinámica de las burbujas generadas con 358° y 188° de fase relativa con una  $R^2$  de 0.994 y 0.987 respectivamente (Figura 5.17), sin embargo se encontró que los datos experimentales tienen un desfase de aproximadamente 48°. Dicho desfase se debe a que las mediciones del ciclo acústico por el micrófono no son del punto en donde se genera la burbuja, sino de la pared del recipiente. Esto se hace evidente al analizar la señal registrada por el micrófono cuando se genera la burbuja sin campo acústico (Figura 5.18), pues se puede observar

que el micrófono registra el disparo láser  $8.8 \mu\text{s}$  después de que se genera la burbuja y si consideramos una frecuencia de  $14 \text{ kHz}$ , el retraso corresponde a un desfase de  $44^\circ$ .

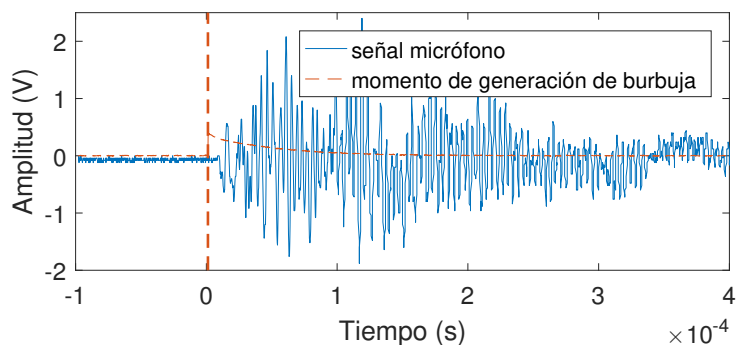


Figura 5.18: Señal registrada por el micrófono al generarse una burbuja de cavitación láser

Con esta información podemos ajustar los radios máximos obtenidos con respecto a la fase relativa (Figura 5.13), a los valores predichos por la ecuación de Rayleigh-Plesset modificada, obteniendo una  $R^2$  de  $0.857$  (Figura 5.19).

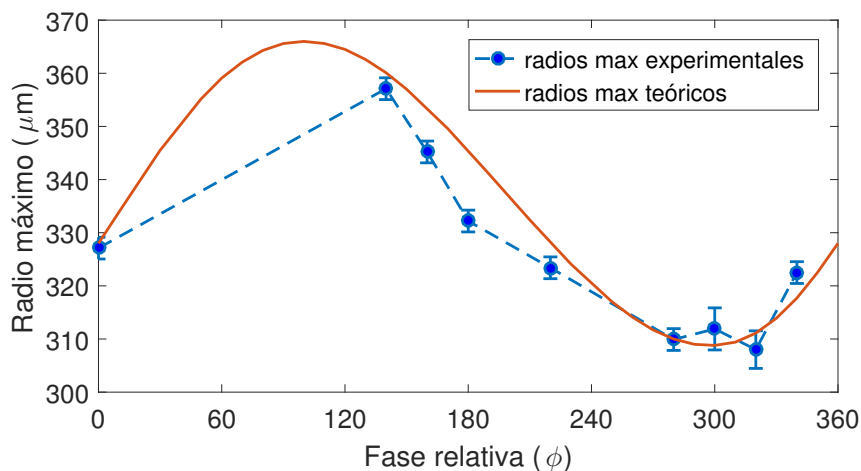


Figura 5.19: Ajuste de los radios máximos alcanzados por burbujas de cavitación láser generadas en un campo acústico de  $14.00 \pm 0.06 \text{ kHz}$  en agua desgasificada, con distintas fases relativas



Las oscilaciones provocadas en la burbuja remanente son un indicador de que el campo acústico dentro del agua tiene la misma frecuencia que la enviada. En la Figura 5.20 se muestran las oscilaciones que se provocaron en el agua degasificada. Se encontró que la burbuja remanente oscila con una frecuencia promedio de  $14.41 \pm 0.017$  kHz .

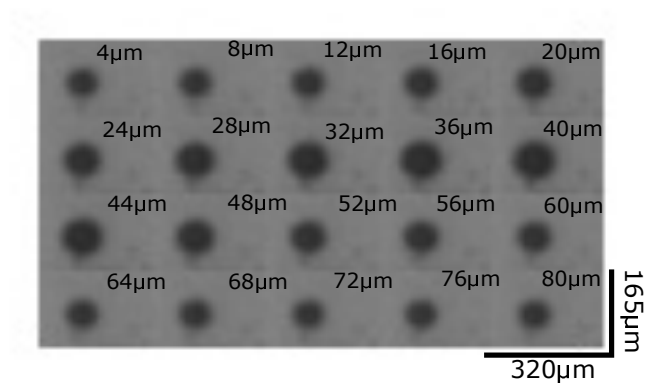


Figura 5.20: Serie de imágenes que muestra un ciclo de oscilación de la burbuja remanente en un campo acústico de 14 kHz con una amplitud de 2.70 Vpp

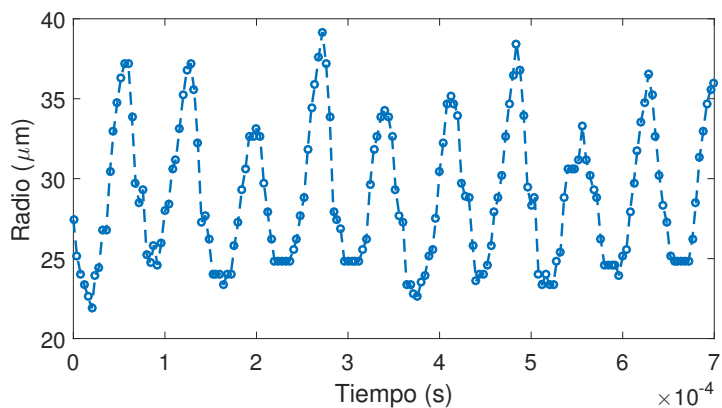


Figura 5.21: Radio vs tiempo, de una burbuja remanente expuesta a un campo de 14 kHz, con amplitud de 2.70 Vpp

### 5.1.3. Campos con la frecuencia de resonancia del recipiente

Se utilizó la frecuencia de resonancia de la cubeta (59.9kHz) para enviar una señal con una amplitud promedio de  $6.08 \pm 0.04 V_{pp}$  que hiciera resonar a la burbuja remanente generada por un pulso con una energía de  $173 \mu\text{J}$ . Se tomó video a 250,000 cuadros por segundo y se encontró que la burbuja remanente oscilaba con forma de estrella con dos picos, correspondiente al segundo armónico. La burbuja tiene un radio de  $24.63 \mu\text{m}$ , por lo que de acuerdo con la ecuación (3.4.0.2) tiene una frecuencia de resonancia cercana a los 121.8 kHz. La frecuencia de excitación corresponde entonces a la mitad de la frecuencia de resonancia. En la Figura 5.22 podemos corroborar que la burbuja oscila a una frecuencia cercana a los 60 kHz, pues tarda aproximadamente 4 cuadros en realizar una oscilación, lo que corresponde a una frecuencia de 62.5 kHz.

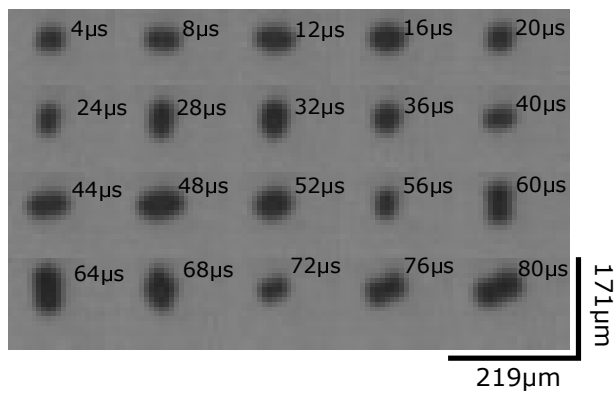


Figura 5.22: Serie de imágenes que muestra las oscilaciones de una burbuja remanente, generada por un pulso láser, en un campo acústico de 59.9 kHz con una amplitud promedio de  $6.08 V_{pp}$ . Separación entre cada cuadro  $4 \mu\text{s}$

#### 5.1.4. Campos acústicos generados por otras burbujas

Fue necesario comprobar que la frecuencia de disparo de los pulsos no fue un factor determinante en la generación de cavitación, es decir, que los restos de una burbuja generada previamente impidan la creación de una nueva y que esto haya podido modificar los resultados. Por esta razón se utilizó el generador de pulsos como trigger de la cámara rápida. Se tomaron videos a 54,000 cuadros por segundo de disparos consecutivos con 40% de amplificación MOPA (alrededor de los 173  $\mu\text{J}$ ), a una frecuencia de disparo de 100 Hz, 200 Hz, 500 Hz y 1000 Hz. En todas las frecuencias de disparo se encontró que por lo menos el 98% de los disparos se generaban, incluso se disparó el laser 200 veces a una velocidad de 1000 Hz y solamente falló un disparo. En la Figura 5.23 se muestra una serie de imágenes en la que se puede observar la generación de la primera y última burbuja de cavitación laser en una serie de 100 disparos a 1000 disparos por segundo. Podemos observar que la burbuja se genera sin importar el grado de contaminación por restos de burbujas anteriores o la cercanía de éstos.

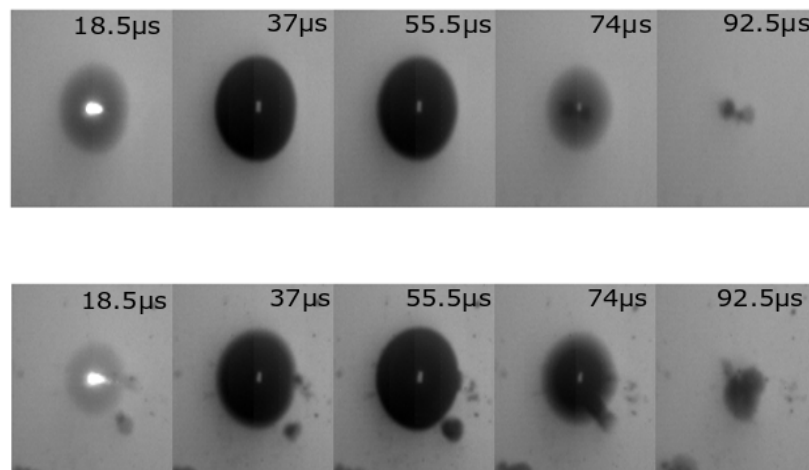


Figura 5.23: Generación de cavitación por el primer y último pulso de 100 enviados con una frecuencia de 1000Hz. Separación entre cada cuadro 18.5  $\mu\text{s}$

Los restos de burbujas generadas anteriormente sirven como trazadores para entender el movimiento del fluido alrededor de la burbuja y el campo de presión. La expansión de la burbuja de cavitación provoca un desplazamiento del fluido adyacente, dicho desplazamiento afecta a las demás burbujas, provocando la expansión de las mismas. De manera similar la contracción de la burbuja provoca un desplazamiento en dirección opuesta, atrayendo a las burbujas más cercanas con una fuerza mayor. Juntos, la expansión y contracción de la burbuja principal, generan un desplazamiento oscilatorio que se propaga como una onda sonora con una velocidad dada, es por eso que las burbujas circundantes se ven afectadas en tiempos posteriores. La oscilación de las burbujas remanentes provoca a su vez una serie de ondas, pero de menor amplitud. Como resultado de la interacción entre estas ondas, se crea un campo acústico y las burbujas remanentes pueden coalescer entre ellas o dividirse.

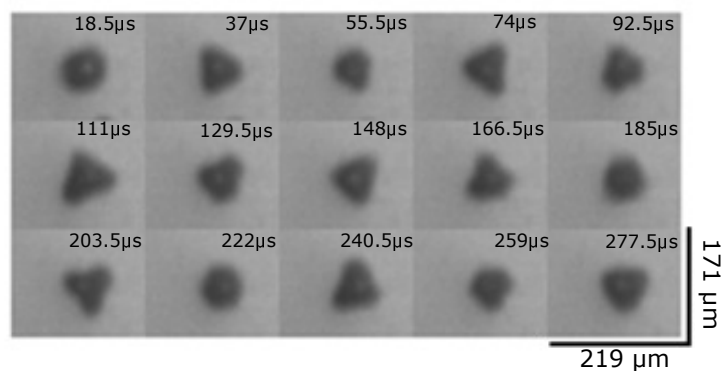


Figura 5.24: Burbuja remanente excitada al tercer armónico. Separación entre cada cuadro 18.5  $\mu$ s

En algunos casos, las oscilaciones de las burbujas generadas y las vibraciones que estas provocan son tales que inducen cambios de tamaño y forma en las burbujas remanentes. Las vibraciones de las burbujas remanentes interfieren entre ellas y si la frecuencia del campo resultante iguala a un armónico de la frecuencia de resonancia de alguna burbuja remanente, la burbuja oscilará periódicamente en forma de estrella, con el número de picos correspondiente al número de armónico en la frecuencia de resonancia [30]. Podemos ver en la Figura 5.24, cómo entre los disparos 13 y 14 de la serie de 100 disparos a 1000Hz, la interferencia es tal que se obtiene una burbuja resonando en su tercer armónico. La burbuja tiene un radio aproximado de 48.7  $\mu$ m, por lo que según la ecuación (3.4.0.2) tiene una frecuencia de resonancia de 61.6kHz. El punto más luminoso del centro se debe a una reflexión debido a la geometría de la burbuja y no debe confundirse con luminiscencia.

La simetría esférica en la propagación de las ondas generadas por la primera oscilación de la SBLC se manifiesta en la generación de jets sobre las burbujas más cercanas. Pues si asumimos que la velocidad de propagación de la perturbación es la misma en todas direcciones (simetría esférica), el primer punto que sentirá la perturbación en una burbuja remanente, será aquel que se encuentre en la dirección que une al centro de la burbuja remanente con el punto de enfoque láser. Podemos ver en la Figura 5.25 que esto sucede para los disparos 48 y 59 de la serie de 100 a 1000Hz, confirmando la simetría esférica de la perturbación.

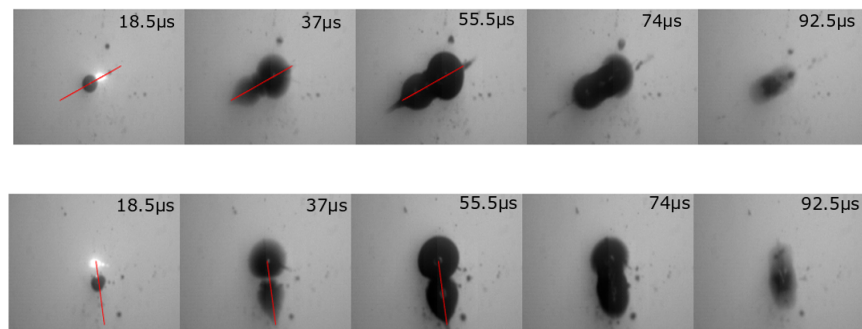


Figura 5.25: Jets generados en las burbujas remanentes. Pulsos 59 y 48, en una serie de 100 disparos, disparados cada 0.001 s

## Capítulo 6

# Conclusiones

En este trabajo se logró observar la dinámica de burbujas de cavitación láser en campos acústicos exitosamente. El arreglo experimental aquí propuesto permite observar y analizar el comportamiento de burbujas generadas con pulsos láser de 200 ps y con energías de hasta 300  $\mu\text{J}$ . Además, permite obtener medidas simultáneas del campo acústico y del momento de generación de las burbujas. Con esto, se encontró la relación que tiene la fase del campo acústico con el comportamiento de la burbuja generada.

Se confirmó la hipótesis plantada inicialmente. Se logró incrementar y disminuir el radio máximo alcanzado, al utilizar campos acústicos con la misma frecuencia que la frecuencia del primer ciclo de oscilación de la burbuja ( $14.1 \pm 0.1$  kHz). Se obtuvieron incrementos en el radio máximo de hasta 7.7%, al generar la burbuja cuando el campo acústico se encuentra cerca de su amplitud máxima, ó disminuir hasta en un 7.8% al generarla cerca del mínimo del ciclo acústico. Dichos incrementos modifican el tiempo de expansión y de colapso de la burbuja, por lo que el tiempo de colapso de Rayleigh deja de ser un parámetro acertado y por lo tanto no debe ser utilizado en presencia de campos acústicos. En este caso, es necesario utilizar la ecuación de Rayleigh-Plesset modificada, de acuerdo al análisis de Brenner [28]. Esta ecuación no sólo predice correctamente la dinámica de la burbuja, también permite obtener una medida indirecta de la presión ejercida por el campo acústico en el punto en donde se genera la burbuja de cavitación.

Se generaron campos acústicos amplificados, incluso en frecuencias distintas a la frecuencia de resonancia del recipiente, con presiones de hasta 0.28 atm. Esto se logró al construir un circuito que resonara eléctricamente con los transductores emisores. Con la combinación del circuito eléctrico y la resonancia geométrica del recipiente, se consiguió enviar señales de más de 500  $V_{pp}$  y generar campos con amplitudes de hasta 6.08  $V_{pp}$  en la señal del micrófono. Se utilizaron los campos acústicos generados para provocar oscilaciones en las burbujas remanentes con incrementos de más del 30%. Se observaron las oscilaciones inducidas por el campo acústico en las burbujas remanentes y se encontró que éstas pueden ser manipuladas al punto de generar burbujas estrella, al oscilar en armónicos de su frecuencia de resonancia. Además, se encontró que la

generación consecutiva de burbujas de cavitación laser, induce campos acústicos con amplitudes suficientes para provocar oscilaciones con forma de estrella en las burbujas remanentes. Este método, combinado con la geometría del recipiente, puede utilizarse para generar campos acústicos con simetría esférica, sin necesidad de usar transductores piezoeléctricos.

Hay algunos aspectos que se pueden mejorar en el experimento. Se pueden realizar más mediciones, tomando una mayor cantidad de videos, para obtener una mejor estadística del comportamiento. Se deben buscar recipientes con distintas geometrías que permitan generar una onda estacionaria en la frecuencia utilizada, sin embargo se deben tener en cuenta las dificultades que el rango de Rayleigh implica. También se podrían utilizar técnicas Schlieren para obtener una imagen del campo acústico dentro del recipiente.

Como trabajo futuro se propone investigar la dinámica de la burbuja en distintos múltiplos de la frecuencia de oscilación y encontrar la frecuencia que provoque mayores cambios. Finalmente se propone investigar la posibilidad de disminuir el daño ocasionado por las burbujas en distintas superficies, utilizando campos acústicos, pues esto supondría una solución a muchos de los problemas que involucran burbujas de cavitación.





# Bibliografía

- [1] Young F.R. (1999). Cavitation. Imperial College Press
- [2] Cavitation Propeller Damage. (2016) tomada de <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:CavitationPropellerDamage.JPG>
- [3] Waingankar N., Goldenberg E., Gilbert B. (2015). History of Ultrasound. Ultrasound of the Male Genitalia. Springer, New York, NY
- [4] Frenzel H., Schultes H. (1934). Luminescenz im ultraschallbeschickten Wasser. Zeitschrift für Physikalische Chemie, B27, 421-424.
- [5] Pierce G. W. (1929). Magnetostriction Oscillators. Proceedings of the IRE, 17(1), 42–88
- [6] Chambers L. A. (1937). The Emission of Visible Light from Cavitated Liquids. The Journal of Chemical Physics, 5(5), 290–292.
- [7] Günther P., Zeil W., Grisar U., Langmann W., Heim E. (1956). Über Sonoluminescenz. Z. Naturforschg. 11 a, 882—883.
- [8] Günther P., Heim E., Schmitt A., Zeil W. (1957). Versuche über Sonoluminescenz. Z. Naturforschg. 12 a, 521—522.
- [9] Negishi K. (1961). Experimental Studies on Sonoluminescence and Ultrasonic Cavitation. Journal of the Physical Society of Japan, 16(7), 1450–1465.
- [10] Finch R. D. (1963). Sonoluminescence. Ultrasonics, 1(2), 87–98.
- [11] Walton A. J., Reynolds G. T. (1984). Sonoluminescence. Advances in Physics, 33(6), 595–660.
- [12] Bunkin, N. F., Suyazov, N. V., Shkirin A.V., Ignat'ev, P. S., Indukaev, A. V. (2009). Cluster Structure of Stable Dissolved Gas Nanobubbles in Highly Purified Water, Journal of Experimental and Theoretical Physics, 108(5), 800-816
- [13] James W. G., Attard P., Attard T. (2001). Images of Nanobubbles on Hydrophobic Surfaces and Their Interactions, Physical Review Letters, vol. 87 num. 17

- [14] Lauterborn W., Bolle H. (1975). Experimental investigations of cavitation-bubble collapse in the neighbourhood of a solid boundary. *J. Fluid Mech.* vol. 72, 331-339
- [15] Lindau O., Lauterborn W. (1997). Luminiscence from Spherically and Aspherically Collapsing Laser Induced Bubbles. *Physical Review Letters*, vol. 80 num. 2
- [16] Fujimoto J. G., Lin W., et al. (1985) Time-Resolved Studies of Nd:YAG Laser-Induced Breakdown. *Invest Ophthalmol Vis Sci* 26:1771-1777
- [17] Ohl Clauss-Dieter. (2000) Luminiscence from acoustic-driven laser-induced cavitation bubbles. *Physical Review E*, Volume 61, num. 2
- [18] Siegman A. E. (1971) *An Introduction to Lasers and Masers*. McGraw Hill, New York, Chap. 8.
- [19] Kennedy P. K. (1995) A First-Order Model for Computation of Laser-Induced Breakdown Thresholds in Ocular and Aqueous Media: Part I- Theory. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol 31, No. 12
- [20] Sacchi C. A. (1991) Laser-induced electric breakdown in water. *Journal of the Optical Society of America B*, 8(2), 337
- [21] Young F.R. (2004). *Sonoluminescence*. CRC Press
- [22] Prosperetti A. (1999) Old-Fashioned Bubble Dynamics. In: Crum L.A., Mason T.J., Reisse J.L., Suslick K.S. (eds) *Sonochemistry and Sonoluminescence*. NATO ASI Series (Series C: Mathematical and Physical Sciences), vol 524. Springer, Dordrecht
- [23] Lauterborn W. (1980). *Cavitation and Inhomogeneities in Underwater Acoustics*. Springer Verlag
- [24] Belyaeva T. V., Golubnichii I., Dyadyushkin P. I., Lysikov Yu. I. (1982). *Laser Sonoluminescence in water under increased hydrostatic pressure*. Plenum Publishing Corporation
- [25] Neppiras E. A., Noltingk B. E. (1951). Cavitation Produced by Ultrasonics: theoretical Conditions for the onset of Cavitation. *Proceedings of the Physical Society*.
- [26] Lord Rayleigh O.M. F.R.S. (1917). On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *Philosophical Magazine*, 34:200.
- [27] Leighton T. (1994). *The Acoustic Bubble*. Harcourt Brace & Company.
- [28] Brenner Michael P. (2002). Single-bubble Sonoluminescence. *Reviews of Modern Physics*, vol 74.

- [29] Mitome H. (2001). Micro Buble and Sonoluminescence. The Japan Society of Applied Physics.
- [30] Brunet P., Snoeijer J.H. (2011). Star-drops formed by periodic excitation and on an air cushion. *Eur. Phys. J. Special Topics* 192, 207–226
- [31] Ran W., Fredericks S., Saylor J.R. (2013). Shape oscillation of a levitated drop in an acoustic field. [arXiv:1310.2967](https://arxiv.org/abs/1310.2967)