



BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Doctorado en Física Aplicada

*“Estudio teórico-experimental de ondas de choque generadas por
termocavitación y algunas aplicaciones”*

TESIS PROFESIONAL

PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Doctor en Ciencias en Física Aplicada

PRESENTA

M.C. Rafael Zaca Morán

ASESOR

Dr. Juan Pablo Padilla Martínez

Dr. Juan Castillo Mixcóatl

Puebla, Pue. Julio 2022

Dedicatoria

A mi querida esposa Claudia, por su amor y su apoyo a todas las decisiones que he tomado.

A mis padres, a quien les debo lo que soy como persona y que me han impulsado durante toda mi vida.

A mis hermanos y demás familia, que siempre me han acompañado.

A la familia de mi esposa, por su cariño y apoyo que me expresan.

Agradecimientos

Agradezco inmensamente a mis asesores, al Dr. Juan Castillo Mixcóatl y Dr. J. Pablo Padilla Martínez por la ayuda brindada para la culminación de esta tesis.

A mi hermano Placido Z. M. por su confianza brindada y apoyo permanente.

A la Dra. Georgina Beltrán Pérez, Dra. Tatiana Prutskij y al Dr. Severino Muñoz Aguirre, por dar seguimiento a mi trabajo en las distintas etapas del doctorado, junto con ellos al complemento de mi jurado evaluador, el Dr. Rubén Ramos García, Dr. Julio Cesar Ramírez San Juan y al Dr. Marcó Antonio Betanzos Torres, por sus contribuciones al mejoramiento de este proyecto.

A la Facultad de Ciencias Física Matemáticas (FCFM) y a mis profesores de paso en esta institución. Al Cuerpo Académico de Optoelectrónica y Fotónica (CAOyF), al Departamento de Fisicoquímica de Materiales del IFUAP, por uso de equipo y laboratorio. En especial a la M.C. Teresa Pinto Rafael María y al técnico Nicolas Morales, por su apoyo en el manejo de este.

A todos mis amigos y compañeros que he conocido en el transcurso de mi estancia en la facultad.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por el apoyo económico a lo largo del periodo de doctorado con número de beca 614959.

Un agradecimiento especial a la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla que un día me abrió sus puertas.

Resumen

El fenómeno de *termocavitación* se define como la formación, crecimiento y colapso de una burbuja de vapor en el interior de un líquido altamente absorbente a la longitud de onda de operación. Este fenómeno se genera comúnmente empleando láseres de onda continua (CW). El colapso de una burbuja de termocavitación genera una intensa onda acústica denominada onda de choque, la cual alcanza algunos megapascales de presión. En este trabajo de tesis se presenta el estudio teórico-experimental de la propagación de dichas ondas de presión dentro de una cavidad elíptica truncada y se proponen algunas aplicaciones factibles usando la dinámica de crecimiento de la burbuja y/o la onda acústica emitida.

Como primer reto de esta tesis, se implementaron simulaciones numéricas utilizando el método de diferencias finitas en el dominio del tiempo (FDTD por sus siglas en inglés) para estudiar la propagación de una onda acústica dentro de una cavidad elíptica truncada. Basado en los resultados de las simulaciones, se diseñó y fabricó un dispositivo fluídico utilizando una impresora 3D de alta resolución. Para crear el fenómeno de termocavitación se empleó un láser de onda continua a una longitud de onda de 1064 nm, cuyo haz fue enfocado con un objetivo de microscopio 10X dentro de la cavidad elíptica truncada, la cual contenía nitrato de cobre en una razón de 13.78g por 10 ml de agua. La burbuja creada se expande y colapsa rápidamente, emitiendo una onda acústica en el foco inferior de la cavidad, la cual se propaga y es altamente enfocada en el foco superior. La onda acústica funciona como mecanismo físico para la generación del chorro líquido, debido a la transferencia de impulso, consecuencia de la geometría de la cavidad. La dinámica de los chorros fue analizada con una cámara rápida (Mod. V7.3 de la marca Phantom). A partir de estos análisis, se encontró que los chorros alcanzan velocidades de hasta 20 m/s con longitudes de 14 mm. A su vez se hizo una comparación cualitativa entre la amplitud de la onda simulada y la amplitud de la onda detectada con un hidrófono acústico en distintos puntos de la cavidad.

Como segundo reto, se propuso al fenómeno de termocavitación como un mecanismo novedoso para la generación de pulsos láser, basado en cambios de reflectividad en el tiempo, es decir, controlar las pérdidas ópticas en el interior de una cavidad láser utilizando la reflectividad variable que proporciona la dinámica de crecimiento de una burbuja de termocavitación, por lo cual, la duración de los pulsos está determinada por la vida útil de la burbuja. Para este experimento la punta de una fibra óptica monomodo fue sumergida en la solución de trabajo (nitrato de cobre contenido en una cubeta de vidrio), muy cerca de la región donde se genera la burbuja de termocavitación. Una vez que se crea la burbuja, comienza a expandirse rápidamente y la luz láser que alcanza la punta de la fibra se refleja en la interfase vapor-solución y se transmite de regreso a la fibra. La luz reflejada se acopló a la cavidad láser en configuración anillo, donde el elemento de ganancia es una fibra dopada con erbio. Los pulsos láser obtenidos a la salida de la cavidad alcanzan frecuencias de repetición desde 118 Hz hasta 2 kHz en una longitud de onda de 1560 nm, con un ancho de pulso que va de los 64 hasta los 57 μ s. Se encontró también que la frecuencia de repetición se puede controlar ajustando la potencia del láser que induce las burbujas de termocavitación.

Como último reto, se desarrolló un prototipo micro-fluídico para expulsar y depositar micro-gotas sobre sustratos de vidrio, el cual puede ser utilizado como un sistema de impresión de inyección de tinta (inkjet printing, por sus siglas en inglés). El principio físico para la generación de gotas es la transferencia de impulso debido al fenómeno de termocavitación. Nuevamente, se utilizó una cámara rápida para estudiar la dinámica de las gotas, como lo es la velocidad, que alcanza valores de 2.3 hasta los 10.7 m/s y el diámetro de la gota depositada, con valores de 354 hasta 410 μ m. Los parámetros físicos en el ámbito de la imprimibilidad sugieren que este sistema tiene la capacidad de generar gotas, así como gotas satélites que acompañan a la gota principal, como lo muestran los resultados. Lo anterior, debido a efectos de inestabilidad provocados por la tobera de salida empleada en este dispositivo; sin embargo, los efectos de dispersión son mínimos o inclusive despreciables.

Tabla de contenido

<i>Resumen</i>	5
<i>Objetivos</i>	15
<i>Estructura de la tesis</i>	17
<i>Capítulo I</i>	18
<i>Introducción</i>	18
1.1 Termocavitación	18
1.2 Dinámica de la burbuja de termocavitación.....	20
1.3 Ondas acústicas	23
1.4 Aplicaciones de la termocavitación.....	27
Referencias	33
<i>Capítulo II</i>	35
<i>Estudio teórico y experimental de ondas acústicas generadas por termocavitación y su aplicación en la generación de chorros líquidos</i>	35
2.1 Introducción.....	35
2.2 Modelo numérico.....	39
2.2.1 Propagación de ondas acústicas	39
2.2.2 Configuración de la cavidad.....	41
2.3 Desarrollo experimental.....	42
2.4 Resultados	44
2.4.1 Onda acústica	44
2.4.2 Generación de chorros líquidos	49
2.5 Discusión y conclusiones.....	50
Referencias	52
<i>Capítulo III</i>	54
<i>Termocavitación: un mecanismo novedoso para generación de pulsos láser</i>	54
3.1 Introducción.....	54

3.2	Diseño experimental	57
3.2.1	Termocavitación.....	57
3.2.2	Generación de pulsos láser	58
3.3	Resultados	60
3.4	Discusión de resultados.....	63
3.5	Conclusiones:	65
	Referencias	67
<i>Capítulo IV.....</i>		<i>70</i>
<i>Termocavitación: una técnica alternativa para la impresión de micro-gotas.....</i>		<i>70</i>
4.1	Introducción.....	70
4.1.1	Métodos de impresión	72
4.2	Diseño experimental	79
4.3	Resultados	80
4.4	Discusión de resultados.....	85
4.5	Conclusiones	90
	Referencias	91
<i>Capítulo V.....</i>		<i>94</i>
<i>Conclusiones generales.....</i>		<i>94</i>
<i>Producción académica</i>		<i>96</i>

Tabla de Figuras

Fig. 1. 1. Evolución temporal de una burbuja de termocavitación. a) crecimiento, b) colapso y c) emisión de la onda de choque [6].....	20
Fig. 1. 2. a) Frecuencia y amplitud de la onda acústica, generados con un láser de onda continua. Haz láser enfocado b) dentro (Z^+) y c) fuera (Z^-) de la solución de trabajo [6].....	21
Fig. 1. 3. Amplitud del pico de presión y radio de la burbuja en función de la potencia del haz láser [5].	22
Fig. 1. 4. Cuasi-onda que se aleja del centro acústico manteniendo aproximadamente la forma de onda espacial, pero reduciendo su amplitud [7].	25
Fig. 1. 5. Representación esquemática de la forma de una onda de presión [9].	26
Fig. 1. 6. Representación esquemática de la forma de una onda de choque [9].....	26
Fig. 1. 7. Imagen de una película delgada de titanio que muestra el micro-agujero producido por el colapso de una burbuja de termocavitación [14].....	28
Fig. 1. 8. Líneas producidas en la superficie del estrato córneo por termocavitación a) esquema y b) piel porcina [15].	29
Fig. 1. 9. a) Pulsos registrados con un osciloscopio, b) diseño experimental [4,16].	30
Fig. 1. 10. Geometría de micro-bomba diseñada en base a dos válvulas Tesla [17].	30
Fig. 1. 11. Configuración experimental para la generación, expulsión y pruebas de penetración de chorros líquidos por termocavitación [22].	31
Fig. 2. 1. Esquema del diseño experimental, 1-haz láser, 2-lente, 3-BK7, 4-ablación, 5-placa de aluminio, 6-farmaco, 7-placa perforada y 8-placa o blanco a depositar [12].	36
Fig. 2. 2. Mecanismo del sistema de inyección de microjet ensamblado [5].	37
Fig. 2. 3. Configuración experimental para generación de burbujas y chorro de líquido. La onda optoacústica enfocada se genera mediante la excitación pulsada del transmisor optoacústico (CNT) [15].	38

Fig. 2. 4. Cavity elíptica truncada con una excentricidad de $\epsilon = 0.863$, (b) Impresión 3D.	42
Fig. 2. 5. a) Configuración experimental para la generación de chorros líquidos y b) imagen representativa del hidrófono de aguja dentro de la cavidad elíptica truncada.	44
Fig. 2. 6. I) Secuencia de imágenes de la propagación de la onda acústica simulada, II) Amplitud de la onda acústica medidas con el hidrófono comercial, III) Comportamiento de la onda simulada captadas con el hidrófono virtual a distintas alturas de la cavidad.....	46
Fig. 2. 7. Presión del perfil en los focos f_1 y f_2 . Para cavidades (a) $L = 14$ mm y (b) $L \sim 3.5$ mm. Para materiales de alta impedancia y cavidades cortas es mejor enfocar las ondas de presión.	47
Fig. 2. 8. Formación y evolución típica de un chorro líquido, tomada con una cámara rápida (19047 fps), logrando una velocidad de 20 m/s en cavidad grande ($L = 14$ mm). ..	49
Fig. 2. 9. Simulación de la propagación de una onda acústica en el interior: (a) cavidad cilíndrica y (b) cavidad elíptica después de $7.5 \mu\text{s}$ de generarse la onda. (c) Presión de perfil medida en la parte superior de ambas cavidades.	50
Fig. 3. 1. Tipos de láseres de fibra óptica pulsados.....	56
Fig. 3. 2. a) Configuración experimental utilizada para la generación de burbujas de termocavitación dentro de una cubeta de vidrio y b) luz reflejada en la punta de la fibra óptica debido a la superficie de la burbuja.	58
Fig. 3. 3. Esquema del láser EDF basado en termocavitación. El mecanismo de generación de pulsos está controlado por la reflectividad variable en el tiempo de la interfase vapor-solución.....	59
Fig. 3. 4. Pulsos obtenidos a la salida de la cavidad láser, variando la potencia láser para inducir burbujas termocavitación. a) 97.1 mW, b) 111.1 mW, c) 203.4 mW, d) 337.7 mW y e) 395 mW.....	61
Fig. 3. 5. a) Frecuencia de repetición y ancho de pulso en función de la potencia del láser para inducir la termocavitación y b) espectro de los pulsos extraídos a la salida de la cavidad láser.....	62

Fig. 3. 6. a) Frecuencia de repetición (círculos azules) y ancho de pulso (cuadrados negros) versus la potencia de bombeo y b) espectro de salida de los pulsos extraídos del láser de anillo EDF.	63
Fig. 4. 1. Impresión de inyección de tinta de productos farmacéuticos en la superficie de un sustrato [8].....	72
Fig. 4. 2. Esquema de una impresora de chorro continuo. La tinta del suministro se bombea al generador de gotas y se descompone en gotas a través de un generador ultrasónico. Las gotas son cargadas por los electrodos de carga y son desviadas electrostáticamente por placas deflectoras de alto voltaje [18].....	73
Fig. 4. 3. Esquema simple de los componentes necesarios para construir una impresora EHD. [19].	74
Fig. 4. 4. Clasificación de las tecnologías de impresión [20].	75
Fig. 4. 5. Clasificación de cabezales de impresión de inyección de tinta piezoeléctricos. a) modo de compresión, b) modo de empuje, c) modo de corte, d) modo de flexión [20]	75
Fig. 4. 6. Tres tipos de cabezales de impresión de inyección de tinta térmica, a) tirador de techo, b) tirador lateral, c) calentador suspendido [20].	76
Fig. 4. 7. Sistema de impresión por chorro de aerosol con a) atomizador ultrasónico y b) atomizador neumático [20].....	77
Fig. 4. 8. Sistema de impresión asistido por láser [20].	77
Fig. 4. 9. Representación esquemática del sistema de impresión de ondas acústicas superficiales [20].....	78
Fig. 4. 10. Imagen estroboscópica que muestra la ruptura de un chorro continuo [1].....	79
Fig. 4. 11. a) Montaje experimental para generar gotas, d) distancia focal del láser para valores de Z positivos.	80
Fig. 4. 12. Dinámica en el tiempo de gotas generadas por el fenómeno de termocavitación en función a la distancia de enfocamiento del haz dentro de la solución (parámetro Z).	82
Fig. 4. 13. Gotas depositadas en el sustrato de vidrio.....	83

Fig. 4. 14. Diámetro promedio de las gotas mostradas en Fig. 4. 13 (5 eventos de termocavitación) en función de la distancia de enfocamiento del haz láser (Z).....	83
Fig. 4. 15. Se muestra la variación de la velocidad en función de la distancia de enfocamiento (Z).....	84
Fig. 4. 16. Expulsión de gotas/chorros líquidos generadas por termocavitación.	84
Fig. 4. 17. Mapa de imprimibilidad para la solución de nitrato de cobre a diferentes distancias de enfocamiento dentro de la solución, en función del número de Re y We	88
Fig. 4. 18. Mapa de imprimibilidad.	89
Fig. 4. 19. Esquema que representa los tipos de interacción de una gota que impacta sobre un sólido.	89

Objetivos

Objetivo general

Estudiar teóricamente la propagación de ondas de presión en el interior de una cavidad elíptica truncada, vía la resolución numérica de las ecuaciones de ondas acústicas mediante el método FDTD y comparar estos resultados con sus equivalentes experimentales. Derivado de estos resultados, se espera implementar un mecanismo de conmutación para el desarrollo de un láser pulsado de fibra óptica, así como un mecanismo para la deposición de micro-gotas líquidas sobre sustratos de vidrio (inkjet printing, IJP, por sus siglas en inglés).

Objetivos particulares:

Para lograr el objetivo general de este trabajo se proponen los siguientes objetivos específicos.

1. Desarrollar programas para hallar la resolución numérica de las ecuaciones de propagación de ondas acústicas de primer orden, a través del método de diferencias finitas en el dominio del tiempo.
2. Estudiar experimentalmente la propagación de las ondas acústicas producidas por termocavitación, en el interior de una cavidad elíptica truncada y, posteriormente ser comparadas con sus contrapartes simuladas.
3. Diseñar y fabricar un dispositivo micro-fluídico tomando en cuenta los resultados obtenidos de la simulación.
4. Desarrollar e implementar un láser pulsado de fibra óptica en configuración de anillo, donde la dinámica de crecimiento de las burbujas de termocavitación actúa como un elemento conmutador.
5. Caracterizar experimentalmente la frecuencia de generación y amplitud de la señal óptica a la salida de la cavidad láser.
6. Implementar las modificaciones necesarias al dispositivo desarrollado en el punto 3, para implementar un nuevo mecanismo de impresión de gotas.

7. Caracterizar el sistema de expulsión de gotas, velocidad y diámetro en función de la potencia láser que induce la generación de burbujas de termocavitación.
8. Realizar deposiciones matriciales, que estén en función al diámetro de la burbuja de termocavitación (potencia láser o distancia de enfocamiento) o la distancia entre la cavidad y sustrato a depositar.

Estructura de la tesis

En este trabajo de tesis se presenta el estudio teórico-experimental de la propagación de ondas acústicas generadas por una burbuja de termocavitación, dentro de una cavidad elíptica truncada. A partir de estos resultados se proponen dos potenciales aplicaciones, que se discuten de la siguiente forma:

En el **Capítulo I** se describe el fenómeno de termocavitación, desde las condiciones de su generación hasta la dinámica de crecimiento de las burbujas de vapor. Se definen también las principales diferencias entre una onda acústica y una onda de choque. Finalmente se mencionan algunas aplicaciones reportadas en la literatura con el fenómeno de termocavitación.

En el **Capítulo II**, se presentan simulaciones numéricas basadas en el método FDTD para estudiar la propagación y la reflexión de una onda acústica dentro de una cavidad elíptica truncada, se describe también su contraparte experimental. Basado en los resultados de las simulaciones, se diseñó y fabricó el dispositivo fluido utilizando una impresora 3D de alta resolución y se reporta la expulsión de chorros líquidos.

En el **Capítulo III**, se reporta los resultados obtenidos de la implementación del fenómeno de termocavitación como un mecanismo novedoso para la generación de pulsos láser. Particularmente, se detalla la dinámica de crecimiento de una burbuja de termocavitación funcionando como un conmutador óptico en un láser de fibra óptica de cavidad de anillo. Se aborda también la dinámica de la luz láser transmitida a través de la fibra óptica.

En el **Capítulo IV** se muestra una técnica alternativa para la expulsión de gotas por el fenómeno de termocavitación que puede emplearse como un sistema de impresión de inyección de tinta. Con la ayuda de una cámara rápida se estudia la formación y la velocidad de las micro-gotas líquidas expulsadas. Se presentan los mapas de imprimibilidad, que toman en cuenta los parámetros físicos de la solución para sugerir si se encuentra en la región de impresión óptima.

Capítulo I

Introducción

1.1 Termocavitación

Para inducir burbujas de vapor por el método de termocavitación se emplea un láser de onda continua (CW) de mediana potencia, que, al ser enfocado dentro de una solución altamente absorbente a la longitud de onda de operación, presenta un proceso de absorción lineal [1]. Las soluciones típicas de trabajo suelen ser: nitrato de cobre ($\text{Cu}(\text{NO}_3)_2$), rodamina B ($\text{C}_{28}\text{H}_{31}\text{ClN}_2\text{O}_3$), tinte rojo (rojo 81, $\text{C}_{112}\text{H}_{125}\text{MoN}_8\text{O}_{23}\text{PW}$), extracto de Hibiscus Sabdariffa (flor de Jamaica), entre otras [2-4]. En todos los casos la luz láser es fuertemente absorbida por la solución en una región cercana a la interfase, debido al alto coeficiente de absorción que pueden presentar; para el nitrato de cobre el proceso de absorción se lleva a cabo en las primeras 100 μm .

Para comprender el concepto físico de formación de pequeñas burbujas de vapor es primordial enfocarse en dos estados de agregación, líquido y gaseoso, en los estados de fase del agua. Existen distintas condiciones termodinámicas para que un líquido pase a su forma gaseosa; la primera, si el líquido se encuentra a temperatura constante y se sujeta a una caída de presión abrupta, llevándolo por debajo de su presión de saturación, provocando la ruptura del líquido, es decir, se genera cavitación [1]. La segunda, si el líquido está sujeto a una presión constante y su temperatura se eleva a una temperatura mayor a la de saturación, a este proceso se le denomina *ebullición*. También llegan a existir los casos donde la temperatura es mucho mayor a la temperatura de ebullición, sin producir el cambio de fase. A este punto crítico se le conoce como supercalentamiento, donde el líquido puede ser calentado hasta alcanzar su punto espinodal, como ejemplo, el punto espinodal del agua tiene un valor de 374 °C [5].

Para el caso particular de la formación de las burbujas de termocavitación, la variable en función es alteración de la temperatura en la solución de trabajo, esto debido al alto coeficiente de absorción y la intensidad del láser enfocado dentro de la solución, creando así un gradiente de temperatura que sobrecalienta un pequeño volumen del líquido en un tiempo muy corto ($\sim 100 \mu\text{s}$), sin pasar por el proceso de ebullición [5]. El caso particular del nitrato de cobre disuelto en agua tridestilada alcanza su límite espinodal a $T= 305 \text{ }^\circ\text{C}$, $P=101 \text{ kPa}$, dando como resultado una transición de fase explosiva de líquido a vapor generando una burbuja de rápida expansión. Este tipo de burbujas suelen llevar a cabo su formación en la parte superior de una celda de vidrio, es decir, en las proximidades de la interfase vidrio-solución, debido al coeficiente de absorción de la solución [1].

Para una burbuja de vapor esférica en expansión de radio $R(t)$, se toman las siguientes consideraciones: dicha burbuja está contenida en un líquido infinito donde la presión y la temperatura lejos de la burbuja son P_∞ y T_∞ , respectivamente. Además, se asume que la temperatura T_∞ es constante, entonces el calentamiento del líquido es uniforme. Por otro lado, si la presión interior de la burbuja P_B es conocida y la fuente de calentamiento o de radiación puede ser controlada, se puede regular el crecimiento. Esto ocurre debido a que la solución está lo suficientemente caliente y la tensión superficial del líquido suprime la formación de burbujas, es decir, la presión de vapor del líquido (P_B) no excede la presión ambiental (P_S); por tanto, el radio máximo de la burbuja de termocavitación será, cuando la presión de vapor es igual a la presión ambiental, [1,5]. Ahora bien, una vez que la burbuja haya alcanzado su radio máximo (una región más fría), se presentará el proceso de colapso en un tiempo muy corto (algunos microsegundos) e inmediatamente iniciará la generación de una onda de choque acústica. Después de este proceso la temperatura local vuelve a su valor inicial y bajo la radiación constante del láser CW, el proceso se repite, lo que resulta en un tren de ráfagas casi periódicas. En este trabajo se busca obtener una onda de choque con la máxima energía posible, donde la dinámica de la onda está estrechamente ligada al tamaño de la burbuja.

1.2 Dinámica de la burbuja de termocavitación

Como fue mencionado, el fenómeno termocavitación es un proceso cuasi-periódico bajo iluminación de un láser de CW, cuya frecuencia de generación depende linealmente de la intensidad del haz, la distancia de enfocamiento y el coeficiente de absorción, parámetros que se reflejan en el tiempo de calentamiento de la solución. De acuerdo con lo reportado por Ramírez-San-Juan et al. [5], las dimensiones del volumen calentado con este fenómeno son del orden de μm^3 y altas velocidades de calentamiento ($\sim 105\text{ }^\circ\text{C/s}$), datos obtenidos a través de una simulación numérica, a partir de la ecuación de transferencia de calor, donde menciona que la solución de trabajo se puede calentar en un rango de $270\text{-}300\text{ }^\circ\text{C}$ con una potencia láser de 69 mW , en un tiempo de 40 ms [5].

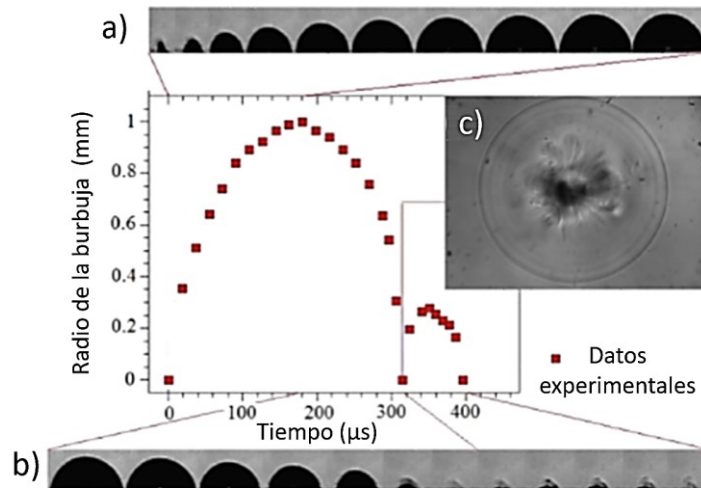


Fig. 1. 1. Evolución temporal de una burbuja de termocavitación. a) crecimiento, b) colapso y c) emisión de la onda de choque [6].

La evolución temporal de una burbuja típica de termocavitación se muestra en la Fig. 1. 1, reportada por Padilla-Martínez et al. [6], donde se observa la dinámica de crecimiento en función del tiempo (ver Fig. 1. 1 (a, b)), el radio máximo alcanzado por la burbuja de termocavitación es de aproximadamente 1 mm en un tiempo de $300\text{ }\mu\text{s}$ (Fig. 1. 1 (a)), que está sujeta a las condiciones experimentales en este trabajo. Posteriormente, en la Fig. 1. 1 (b) se presenta el colapso de la burbuja seguido de

varios rebotes. Finalmente, en la Fig. 1. 1 (c) se muestra la onda de presión u onda de choque emitida, cuya amplitud suele alcanzar algunos megapascales (~ 2 MPa) en este tipo de cavitación [5]. Una de las características que se reporta sobre este fenómeno, es que la burbuja de vapor se encuentra siempre en contacto con el sustrato, adquiriendo una forma semiesférica, independientemente de la distancia de enfocamiento del haz dentro de la solución [3].

En la Fig. 1. 2 Padilla-Martínez et al. [3], muestran que la frecuencia y la amplitud de la onda acústica cambian en función de la posición del foco del haz dentro de la solución, es decir, al cambiar el volumen de agua calentado, desplazando la posición del foco del láser dentro de la solución. Cabe mencionar que en la Fig. 1. 2 (a) se muestran distancias de enfocamiento negativas, esto debido al perfil del haz enfocado (objetivo de microscopio o lente), el cual es simétrico en el punto focal, donde el ángulo de divergencia se aproxima al límite asintótico, es decir, si se fija la distancia $Z=100 \mu\text{m}$ (distancia de enfocamiento del haz dentro de la solución) a partir de la base del contenedor (ver Fig. 1. 2 (b)), la amplitud y la frecuencia se comportaron similarmente como si el haz estuviera enfocado en $Z= -100 \mu\text{m}$ (ver Fig. 1. 2 (c)), considerando la interfaz vidrio-solución como $Z=0$. Cabe resaltar que la distancia focal Z solo es un parámetro que nos ayuda a comprender como cambió el volumen de la solución calentada, es decir, el área donde se lleva a cabo el proceso de absorción, como lo muestran los recuadros negros en la Fig. 1. 2 (a-b).

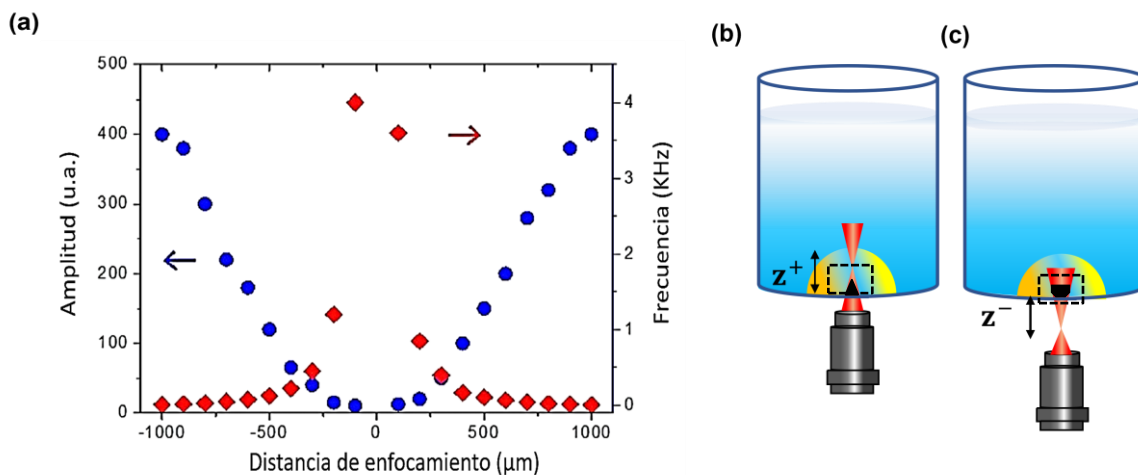


Fig. 1. 2. a) Frecuencia y amplitud de la onda acústica, generados con un láser de onda continua. Haz láser enfocado b) dentro (Z^+) y c) fuera (Z^-) de la solución de trabajo [6].

En este trabajo [5], los autores mencionan que la frecuencia y amplitud fueron medidos con un hidrófono comercial y la señal se muestra en la pantalla de un osciloscopio digital, mencionando que la amplitud de la onda acústica es mayor cuando el haz se enfoca por encima o por debajo de la interfase vidrio-solución, sin embargo, la frecuencia de cavitación es bastante pequeña. Por lo contrario, si el haz es enfocado cerca de la interfase vidrio-solución, la frecuencia es alta (~ 4 kHz) comparada al caso anterior; en cambio, la onda acústica es de menor amplitud.

Entre otras características reportadas sobre del fenómeno de termocavitación, se encuentra el crecimiento de la burbuja en función de la potencia de láser [2]. La Fig. 1. 3 muestra el promedio de la presión y el radio de la burbuja (en un promedio de 100 colapsos) en función de la potencia del haz. En esta figura se puede observar que entre mayor sea la potencia del haz láser menor será el tamaño de la burbuja y, por consiguiente, la amplitud de la onda de acústica, indicando una estrecha relación entre el radio de la burbuja de termocavitación y la amplitud de la onda de presión [5].

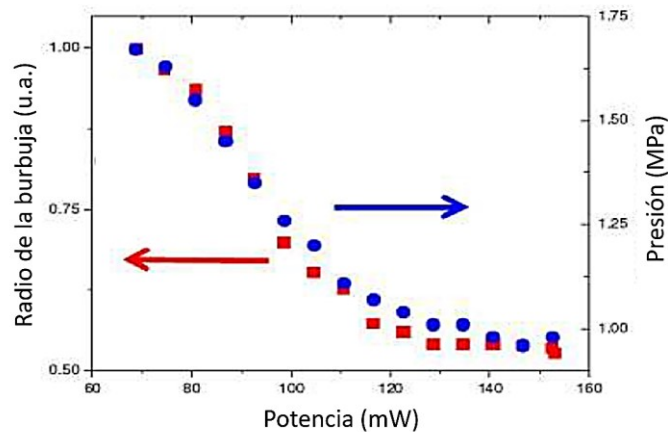


Fig. 1. 3. Amplitud del pico de presión y radio de la burbuja en función de la potencia del haz láser [5].

Con este método se puede generar burbujas de cavitación de una manera mucho más económica, comparando con el método que utiliza láseres pulsados. No obstante, las burbujas de termocavitación siempre están en contacto con la superficie

y la amplitud de la onda acústica u onda de presión es mucho menor, donde su amplitud decae como $1/R$ [5].

1.3 Ondas acústicas

La *acústica* es la ciencia que estudia los diversos aspectos relativos al sonido, particularmente los fenómenos de generación y propagación en diversos medios. Las ondas sonoras se originan en la interacción entre la elasticidad (compresibilidad) y la inercia (segunda ley de Newton) de un medio, es decir, alternancia de compresiones y expansiones adiabáticas del medio [7]. Las ondas de sonido son ondas longitudinales, esto significa que las oscilaciones tienen lugar en la misma dirección en que se propagan. Si se propaga en un medio elástico y continuo genera una variación local de presión o densidad, propagándose de forma periódica o cuasiperiódica, asociada a la energía potencial de la fuente. La rapidez de una onda acústica depende de la elasticidad del medio y de la inercia de sus partículas, los materiales más densos permiten mayor rapidez, mientras que los materiales menos densos retardan el movimiento ondulatorio [8]. En la Tabla 1.1 se indica la velocidad del sonido en varios medios para ondas planas, en el caso de la velocidad del sonido en la solución de trabajo (nitrato de cobre) es de ~ 1800 m/s [7].

Tabla 1.1 Velocidad del sonido en varios medios [7].

Medio	Velocidad [m/s]
Aire 0 °C	332
Aire 20 °C	344
Hidrógeno	1294
Agua a 20 °C	1482
Alcohol etílico a 20 °C	1170
Vapor a 100 °C	405
Acero	5200
Vidrio	5000
Nitrato de cobre (disuelto en agua)	1800

Un caso muy importante de propagación de ondas tridimensionales es el de las ondas acústicas con simetría esférica. Muchos problemas complejos pueden resolverse apelando a fuentes puntuales, que producen ondas acústicas esféricas. Suponiendo, que r es la distancia al centro de la onda acústica, y que por simplicidad se genera en el origen de coordenadas, la forma espacial de la onda se mantiene, pero su amplitud decrece con la distancia de propagación como un factor de $1/r$ como lo muestra la Fig. 1. 4. Debido a la presencia de r en el denominador, idealmente se alcanzarían amplitudes infinitas en el centro acústico ($r = 0$) [5,7]. En la práctica, r está limitado, ya sea por el tamaño finito de la fuente que genera este tipo de ondas o porque en general sólo se está interesado en el comportamiento a cierta distancia de la fuente [7]. Es claro que a medida que la onda se expande la energía debe repartirse en áreas cada vez mayores y por lo tanto la intensidad disminuye, disminuyendo también su potencial uso. *Si hubiese una forma de concentrar*

nuevamente esta energía en algún punto de interés, en principio, sería posible utilizar toda la energía contenida en esta onda acústica en alguna aplicación en particular.

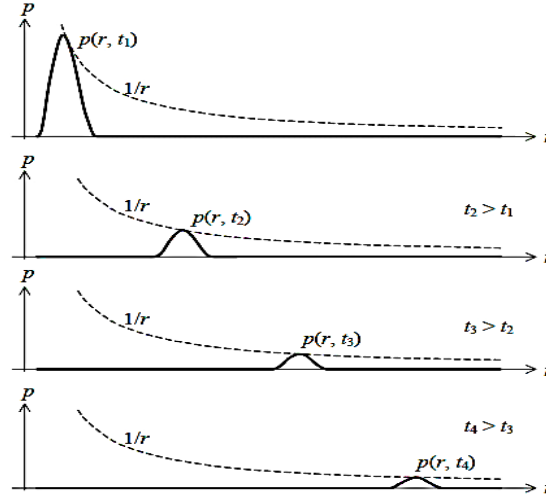


Fig. 1. 4. Cuasi-onda que se aleja del centro acústico manteniendo aproximadamente la forma de onda espacial, pero reduciendo su amplitud [7].

Regularmente se cree que una onda acústica o de choque es una envolvente de sucesiones de cresta y valles, pero esto no es en absoluto cierto, realmente se presentan innumerables casos en el que un solo pulso aislado de perturbación viaja de un punto a otro a través de un medio. Los parámetros más importantes para caracterizar a una onda de presión son: *i*) la presión de pico-positiva (p^+), *ii*) la presión de pico-negativa (p^-), *iii*) el tiempo de subida (t_r), *iv*) la duración del pulso (t_{FWHMp^+}), así como la presión instantánea (p), la cual se define como la presión generada menos la presión ambiental en un punto particular [8]; la presión de pico-positivo (p^+) es el valor máximo de presión en cualquier punto de un campo de presión. Análogamente, la presión de pico-negativa (p^-) es el máximo del módulo de la elongación y la duración o ancho del pulso positivo (t_{FWHMp^+}), se define como el tiempo entre los puntos en los cuales la presión es el 50% de la presión positiva p^+ , como lo muestra la Fig. 1. 5. El tiempo de subida (t_r) se define como el tiempo necesario para que la presión positiva p^+ aumente del 10% al 90%. Los valores de p^+ , p^- , t_{FWHMp^+} y t_r dependen de varios factores, como el método de generación de la onda acústica, el mecanismo de enfocamiento y la energía inicial de la onda [9].

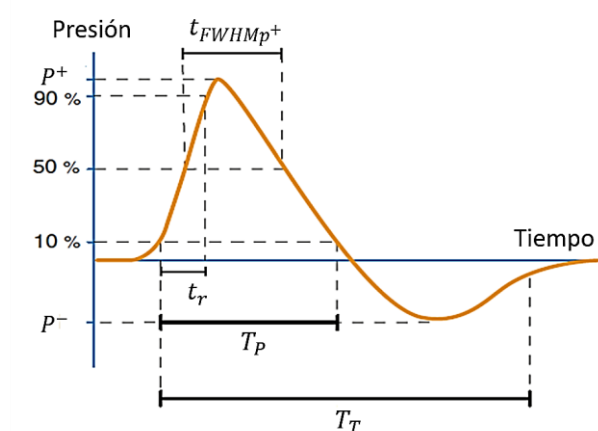


Fig. 1. 5. Representación esquemática de la forma de una onda de presión [9].

Dependiendo de la amplitud o presión del pulso se habla de ondas acústicas (lineales) o de ondas de choque (no lineales). Estas últimas se caracterizan por tener un tiempo de subida (t_r) extremadamente rápidos y presiones de hasta GPa; por ejemplo, el tiempo de subida para una onda de choque de 50 MPa de amplitud generada en el agua, es de 100 ps [10]. En casos similares a este tipo de ondas de choque, el salto de presión positiva agudo es lo que debería llamarse frente de choque, ya que el pico negativo (p^-) no es tan abrupto como el pico positivo (p^+) y no tiene un gran impacto (Ver Fig. 1. 6).

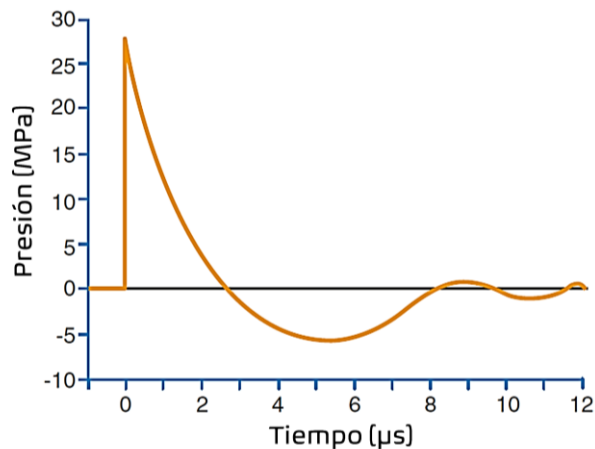


Fig. 1. 6. Representación esquemática de la forma de una onda de choque [9].

Las ondas de choque son ondas acústicas que viajan a mayor velocidad que el sonido ordinario y se caracterizan por ser explosivas, llegando a alcanzar una presión de MPa o inclusive GPa. Solo por mencionar, la cavitación óptica es uno de los

fenómenos físicos capaces de alcanzar presiones tan altas. Por otra parte, una onda de presión es emitida por el colapso de una burbuja de termocavitación y alcanza aproximadamente los 2 MPa y puede considerarse que se ubica entre los límites de una onda acústica y onda de choque [5].

La propagación de una onda acuática u onda de choque se rige por una serie de leyes en física que ayudan a determinar su comportamiento. La dinámica de su viaje depende de su paso de un medio a otro, en donde las propiedades acústicas del medio determinan la magnitud de los efectos de reflexión, difracción y refracción [8]. Se ha estudiado que la dinámica de la propagación se puede estudiar bajo el régimen de la acústica geométrica, donde las ondas de presión se tratan de manera similar a rayos de luz en óptica; sin embargo, esta teoría simplificada es válida sólo bajo ciertas circunstancias.

Como se mencionó anteriormente, existe la hipótesis de poder concentrar toda la energía emitida inicialmente en un punto en particular, si existiera las condiciones necesarias para llegar a esta situación física. Este tipo de ondas acústicas desempeñan un papel importante en varios campos de la ciencia, como lo es la fisicoquímica, la aerodinámica, dinámica de gases, ingeniería en materiales, la ciencia espacial, medicina, entre otros [9-11]. La onda acústica emitida por la burbuja de termocavitación, tiene potenciales aplicaciones en el campo de la medicina, como un mecanismo de expulsión de chorros líquidos a alta velocidad o como mecanismo de limpieza en dientes, entre otras. A continuación, se describen de manera más concreta algunas de sus aplicaciones.

1.4 Aplicaciones de la termocavitación

El fenómeno de termocavitación fue reportado por primera vez por Rastopov en el año 1990 [12], desde entonces y hasta la fecha, es fuente de numerosos trabajos científicos y con ello se han llevado a cabo distintas aplicaciones. En los siguientes trabajos [1,5,6], se describen aspectos importantes como la teoría de nucleación, el gradiente de temperatura que alcanza la solución de trabajo bajo la radiación láser,

la dinámica de crecimiento de la burbuja de termocavitación, así como la generación o expulsión de chorros y gotas líquidas. La primera aplicación directa de este fenómeno ocurre cuando Ramírez-San-Juan et al. 2010, reporta la formación de micro agujeros en películas delgadas de titanio e indio (ver Fig. 1. 7), los autores mencionan la creación de micro-agujeros realizados a partir del colapso de una burbuja de termocavitación, donde los huecos se pueden emplear como fuentes de luz micrométricas para su uso en interferómetros de difracción puntual o filtros espaciales [13,14].

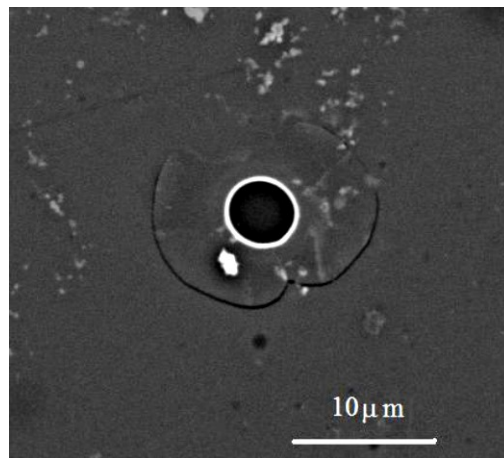


Fig. 1. 7. Imagen de una película delgada de titanio que muestra el micro-agujero producido por el colapso de una burbuja de termocavitación [14].

En el 2012 Padilla-Martínez et al., muestran un mecanismo para producir daño en tejido biológico (ver Fig. 1. 8). Mencionando que la termocavitación puede usarse como un método alternativo y novedoso para perforar selectivamente el estrato córneo y así mejorar la administración transdérmica de fármacos, cuyos experimentos fueron realizados en piel porcina y gel de agar a diferentes concentraciones [15]. El autor menciona que el daño observado en el gel de agar y la piel porcina parece ser congruente con la relación entre la potencia del láser, el punto focal, la frecuencia de cavitación.

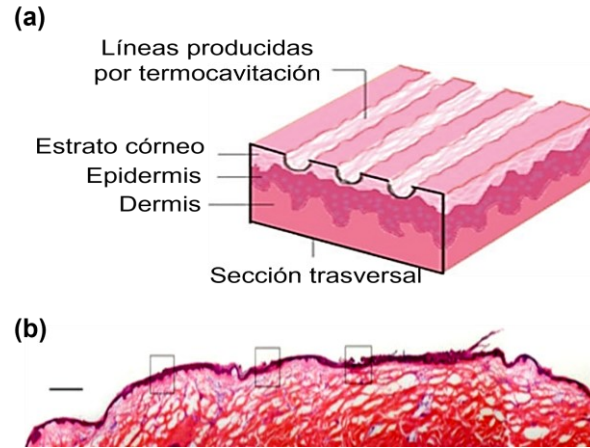


Fig. 1. 8. Líneas producidas en la superficie del estrato córneo por termocavitación a) esquema y b) piel porcina [15].

Años después Roger Chiu et al., en 2017 generan pulsos extra-cavitarios (fuera de la cavidad) por termocavitación en una solución a base extracto de Hibiscus sabdariffa (una antocianina natural) contenida en una celda de vidrio [4]. El autor de este trabajo demuestra que la solución actúa como un obturador óptico disparado por termocavitación. En este trabajo, la celda fue colocada entre dos lentes de 5 cm de distancia focal. La lente (L1) enfoca el haz de entrada sobre la muestra y la lente (L2) vuelve a colimar el haz de salida. Para controlar la frecuencia de repetición del pulso, la celda se colocó en una etapa de traslación micrométrica. Los pulsos de salida se midieron con un fotodetector y se registraron con un osciloscopio, bajo ciertas condiciones experimentales, les fue posible alcanzar frecuencias de pulso de 12 a 333 Hz y anchos de pulso alrededor de 0.56 ms, como lo muestra la Fig. 1. 9 [4,16].

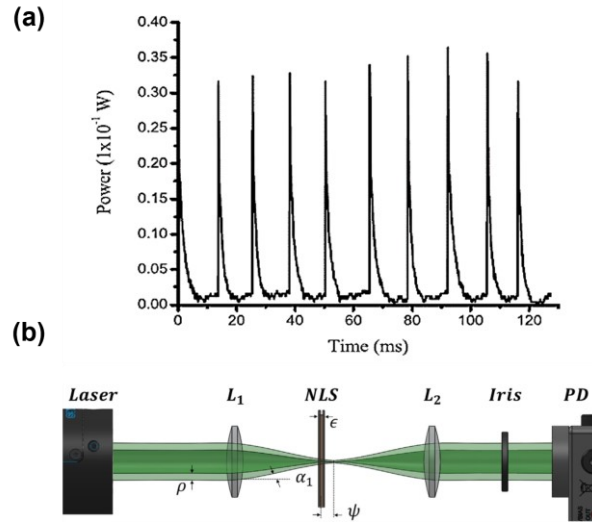


Fig. 1. 9. a) Pulsos registrados con un osciloscopio, b) diseño experimental [4,16].

Una posible aplicación más del fenómeno de termocavitación se puede dar en la construcción de micro-bombas como lo señala García-Morales et al., 2020 (Ver Fig. 1. 10) [17]. En este trabajo, se reporta solo el modelo matemático de una micro-bomba basada en termocavitación de válvula Tesla, el cual consiste en la solución transitoria de las ecuaciones de conservación de masa y momento para un fluido newtoniano incompresible de propiedad constante dentro de diferentes configuraciones de geometría de válvula Tesla. Los autores demostraron que la geometría basada en válvulas Tesla para micro-bombas es versátil dependiendo de su aplicación final, por tanto, la micro-bomba podría usarse en una amplia variedad de aplicaciones [17].

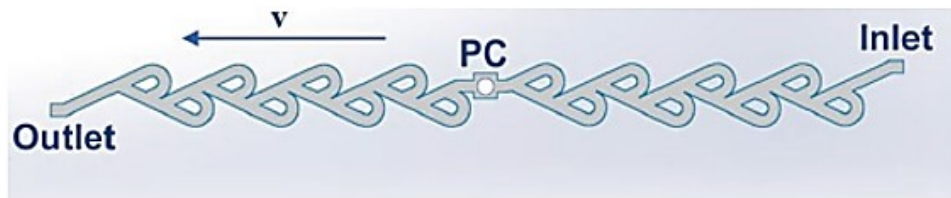


Fig. 1. 10. Geometría de micro-bomba diseñada en base a dos válvulas Tesla [17].

Tal vez, hoy en día, la aplicación más reportada y analizada es la generación de chorros líquidos como un mecanismo alternativo para la administración de fármacos libre de agujas, como lo describe Berrospe-Rodríguez et al., 2016 [18]. En

este trabajo, se menciona que la generación y expulsión de chorros líquidos por el fenómeno de termocavitación suele llevarse a cabo debido a la expansión y colapso de una burbuja de vapor. La eficiencia del chorro se ve influenciada por la configuración geométrica del dispositivo micro-fluídico que contenga la solución de trabajo [19-22]. Algunos trabajos inclusive reportan ya pruebas de penetración realizadas en pieles de animal y modelos de piel a base de agarosa, gel de agar e hidrogel como lo muestra la Fig. 1. 11, en algunos trabajos se menciona más a detalle la generación de chorros líquidos por este fenómeno.

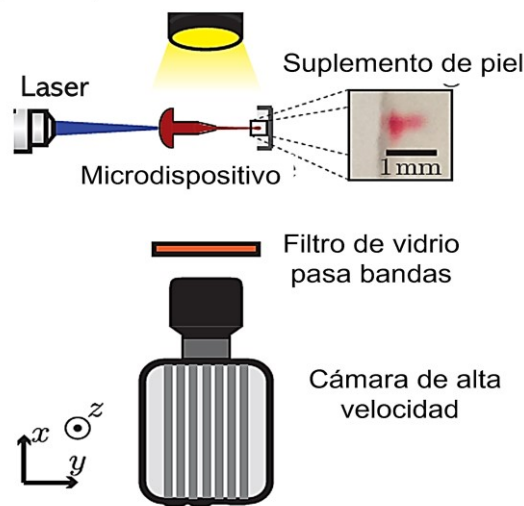


Fig. 1. 11. Configuración experimental para la generación, expulsión y pruebas de penetración de chorros líquidos por termocavitación [22].

El mecanismo físico de generación de los chorros líquidos está basado principalmente en la rápida expansión de la burbuja; sin embargo, también se podría hacer uso de la transformación de la energía mecánica de la onda acústica o una combinación de ambas. Cada caso puede presentar ventajas según la aplicación, por ejemplo, si se utiliza la generación de chorros líquidos como mecanismos de inyección de fármacos, se tendrá que estudiar los efectos del sobrecalentamiento de la solución, ya que la solución a inyectar son patógenos y una alta temperatura podría ser perjudicial. Hasta donde sabemos aún no ha sido demostrada esta aplicación experimental utilizando el fenómeno de termocavitación. Esto debido principalmente a las condiciones experimentales, específicamente, las dimensiones de la cavidad y la

necesidad de separar la solución de trabajo de la solución a expulsar (fármaco o medicamento).

En este trabajo de tesis se presenta el estudio teórico y experimental de las ondas acústicas generadas por el colapso de una burbuja de termocavitación, para aprovechar la energía mecánica de dicha onda y actúe como pistón para la expulsión de chorros líquidos, solucionando de esta manera varios aspectos problemáticos que se tienen en el ámbito de la inyección de fármacos libres de aguja. Por otra parte, se describen dos potenciales aplicaciones de este fenómeno. El primero, la implementación del fenómeno de termocavitación como un mecanismo novedoso de conmutación para láseres pulsados de fibra óptica y el segundo, un mecanismo alternativo para la expulsión de chorros o micro-gotas y su uso en la impresión o deposición en sustratos de vidrio (inkjet printing).

Referencias

- [1] J. P. Padilla-Martínez, “Thermocavitation: A novel optical cavitation method,” (2013).
- [2] L. Oyarte Gálvez, A. Fraters, H. L. Offerhaus, M. Versluis, I. W. Hunter, and R. D. Fernández “Microfluidics control the ballistic energy of thermocavitation liquid jets for needle-free injections,” *Journal of Applied Physics*, 127(10), 104901(2020).
- [3] K. Cu, R. Bansal, S. Mitragotri, and D. F. Rivas, “Delivery Strategies for Skin: Comparison of Nanoliter Jets, Needles and Topical Solutions,” *Ann Biomed Eng.* 48(7), 2028-2039 (2020).
- [4] R. Chiu, M. Mora-González, E. Villafaña-Rauda, F. Casillas-Rodríguez, J. Castañeda-Contreras, V. Marañón-Ruiz and V. M. Castaño, “Optical effects of thermocavitation in natural plant extracts,” *Optik* 134, 216-218 (2017).
- [5] J.C. Ramírez-San-Juan, E. Rodríguez-Aboytes, A. E. Martínez-Canton, O. Baldovino-Pantaleón, A. Robledo-Martínez, N. Korneev, and R. Ramos-García, “Time-Resolved Analysis of Cavitation Induced by CW Lasers In Absorbing Liquids,” *Optics Express* 18 (9), 8735 (2010).
- [6] J. P. Padilla-Martínez, C. Berrospe-Rodríguez, G. Aguilar, J. C. Ramírez-San-Juan, and R. Ramos-García, “Optic cavitation with CW lasers: A review,” *Physics of Fluids*, 26(12), 122007 (2014).
- [7] Miyara Federico. *Introducción a la Acústica.*, UNR Rosario (Arg.), (2003).
- [8] Paul E Tippens, *Física: conceptos y aplicaciones.* McGraw-Hill Interamericana, (2007).
- [9] Achim M. Loske. *Medical and biomedical applications of shock waves*, (2017).
- [10] A. P Sarvazyan, M. W. Urban, and J. F. Greenleaf, “Acoustic waves in medical imaging and diagnostics,” *Ultrasound in medicine & biology* 39(7), 1133-1146 (2013).
- [11] R. O. Cleveland, J. A. McAteer, “The Physics of shock wave Lithotripsy,” *Smith’s textbook on endourology* 1, 529-558 (2007).
- [12] S. F. Rastopov, & A. T. Sukhodol'sky, “Cluster nucleation in the process of CW laser induced thermocavitation,” *Physics Letters A* 149(4), 229-232 (1990).
- [13] J. C. Ramírez-San-Juan, et al. “Thermocavitation and its application for fabrication of micron-sized holes on metallic and dielectric thin films,” In *Optical Trapping and Optical Micromanipulation* 7762, 77621 (2010).
- [14] J. C. Ramírez-San-Juan, J.P. Padilla-Martínez, P. Zaca-Moran, and R. Ramos-García. “Micro-hole drilling in thin films with cw low power lasers,” *Optical Materials Express* 1(4), 598-604 (2011).

- [15] J. P. Padilla-Martínez, D. Banks, J. C. Ramírez-San-Juan, R. Ramos-García, F. Sun, and G. Aguilar, “Towards the enhancement of transdermal drug delivery through thermocavitation,” *Photonics & Lasers in Medicine* 1(3), 183-193 (2012).
- [16] S. M. Afanador-Delgado, R. Sevilla-Escoboza, V. F. Marañón-Ruíz and R. Chiu, “Influence of the anthocyanin concentration in ethanolic extracts of *Hibiscus Sabdariffa* on thermocavitation: An analysis of the pulse frequency and amplitude,” *Optics & Laser Technology* 132, 106468 (2020).
- [17] N. G. García-Morales et al., “Numerical modeling of a micropump without mobile parts actuated by thermocavitation bubbles,” *Microsystem Technologies* 27(3), 801-812 (2021).
- [18] C. Berrospe-Rodríguez, C. W. Visser, S. Schlautmann, R. Ramos-García and D. Fernandez Rivas, “Continuous-wave laser generated jets for needle free applications,” *Biomicrofluidics* 10(1), 014104 (2016).
- [19] C. Berrospe-RodríguezVisser, et al., “Toward jet injection by continuous-wave laser cavitation,” *Journal of biomedical optics* 22(10), 105003 (2017).
- [20] L. O. Gálvez, M. Brió Pérez and D. Fernández Rivas, “High speed imaging of solid needle and liquid micro-jet injections,” *Journal of applied physics* 125(14), 144504 (2019).
- [21] K. Cu, R. Bansal, S. Mitragotri, and D. F. Rivas, “Delivery strategies for skin: Comparison of nanoliter jets, needles and topical solutions,” *Annals of biomedical engineering* 48(7), 2028-2039 (2020).
- [22] L. Oyarte Gálvez, et al. “Microfluidics control the ballistic energy of thermocavitation liquid jets for needle-free injections.” *Journal of Applied Physics* 127(10), 104901 (2020).

Capítulo II

Estudio teórico y experimental de ondas acústicas generadas por termocavitación y su aplicación en la generación de chorros líquidos

Simulaciones numéricas utilizando el método de FDTD fueron empleadas para estudiar la propagación de una onda acústica dentro de una cavidad elíptica truncada. Basado en las simulaciones, se fabricó un dispositivo fluídico utilizando una impresora 3D de alta resolución, utilizada para enfocar una onda acústica de manera más eficiente y expulsar un chorro líquido. El dispositivo consta de una cámara de forma elipsoidal truncada llena de una solución altamente absorbente a la longitud de onda operación (1064 nm) para crear una burbuja de vapor utilizando un láser de onda continua. La expansión y el rápido colapso de la burbuja, emite una onda acústica que se propaga dentro de la cavidad, la cual se midió usando un hidrófono de aguja. El colapso de la burbuja se produce en uno de los focos de la cavidad y se enfoca en el otro, expulsando un chorro de líquido al exterior. El mecanismo físico de la generación del chorro de líquido es la transferencia de impulso de la onda acústica, que es enfocada debido a la geometría de la cavidad. Este mecanismo es diferente a los métodos que utilizan láseres pulsados para el mismo propósito. La velocidad máxima de los micro-chorros líquidos generados fue de aproximadamente ~ 20 m/s.

2.1 Introducción

La generación de micro-chorros líquidos es de gran relevancia en muchas tecnologías como la impresión por chorro de tinta [1], el recubrimiento [2], el enfriamiento microelectrónico [3], la administración de fármacos [4-9], la microcirugía [10], la neurocirugía [11], entre otros. Los mecanismos más habituales para expulsar un chorro líquido a través de un orificio, boquilla o microcanal, hacen uso de un pistón, un transductor piezoeléctrico, gas comprimido o la energía mecánica

almacenada en resortes [4]. Sin embargo, estos métodos mecánicos o electromecánicos no son la única forma de generar chorros de líquido; otras técnicas implican el uso de pulsos de láser cortos [5,7] o láseres de onda continua [8,9] para crear burbujas de cavitación dentro de películas delgadas de un líquido, gotas, tubos capilares o dispositivos micro-fluídicos. Este trabajo centra su atención en la generación de chorros líquidos mediante termocavitación.

En 2009, Viren Menezes et. al. [12], informaron de la generación de micro-chorros líquidos mediante el uso de una onda de choque inducida por láser. En este trabajo, el líquido se encuentra entre un papel de aluminio grueso y una placa base con una perforación de 100 μm de diámetro, como lo muestra la Fig. 2. 1. La lámina de aluminio se irradia mediante un pulso láser corto para lanzar una onda de choque a través de ella, la cual se propaga a través del líquido intercalado y expulsa un micro-chorro a través de la perforación de la placa base.

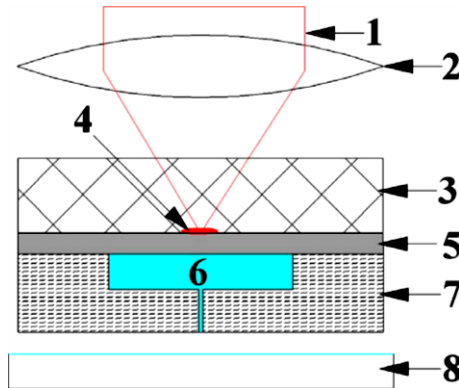


Fig. 2. 1. Esquema del diseño experimental, 1-haz láser, 2-lente, 3-BK7, 4-ablación, 5-placa de aluminio, 6-fármaco, 7-placa perforada y 8-placa o blanco a depositar [12].

En 2012, Mi-ae Park et. al. [5] informó de la generación de micro-chorros de alta velocidad (~ 45 m/s) utilizando un dispositivo micro-fluídico para la administración transdérmica de fármacos. El dispositivo consta de una cámara llena de agua, donde se enfoca un láser pulsado para inducir la cavitación óptica (ver Fig. 2. 2). La cámara, donde tiene lugar la cavitación, está separada del líquido para ser expulsado por una membrana elástica. La rápida expansión de la burbuja de cavitación y, principalmente, la onda de choque provoca la deformación de la membrana expulsando un chorro de líquido a través de un microcanal.

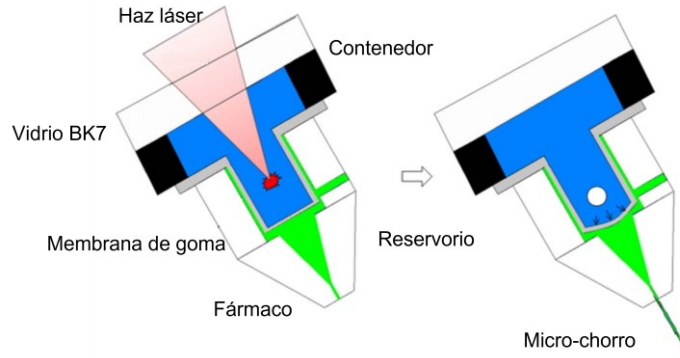


Fig. 2. 2. Mecanismo del sistema de inyección de microjet ensamblado [5].

En otro trabajo se presentan columnas de líquido que se formaron utilizando ondas acústicas que se propagan a lo largo de la superficie de un sustrato hasta que se refractan dentro de una gota de agua hemisférica, la cual fue colocada en la superficie de un sustrato [13,14]. Taehwa Lee [15], reportó que se generan microchorros líquidos en una gota hemisférica al enfocar ondas acústicas en la interfase aire-agua, como lo muestra la Fig. 2. 3. El mecanismo físico para generar estos microchorros fue empleando un transmisor optoacústico que contiene una lente recubierta de nanotubos de carbono, donde la luz de un láser pulsado impacta a la lente, provocando movimientos mecánicos que dan paso a la formación de ondas de sonido de gran amplitud. Recientemente, nuestro grupo de investigación informó sobre la generación de columnas líquidas (velocidad de ~ 3 m/s) impulsadas por una onda acústica emitida después del colapso de una burbuja de vapor, comúnmente denominadas burbujas de termocavitación [16-17]. La formación del chorro líquido y el ángulo de expulsión se explicaron mediante el uso de un modelo de trazado de rayos simple, para la propagación del frente de onda de presión, que describe la zona focal de la onda acústica en la interfase líquido-aire. Aquí, el enfoque inducido por la forma hemisférica de la gota ocurre solo después del tercer rebote. Sin embargo, el enfoque fue suficiente para producir un chorro de agua, a pesar de que las pérdidas totales en la reflexión son grandes (65%).

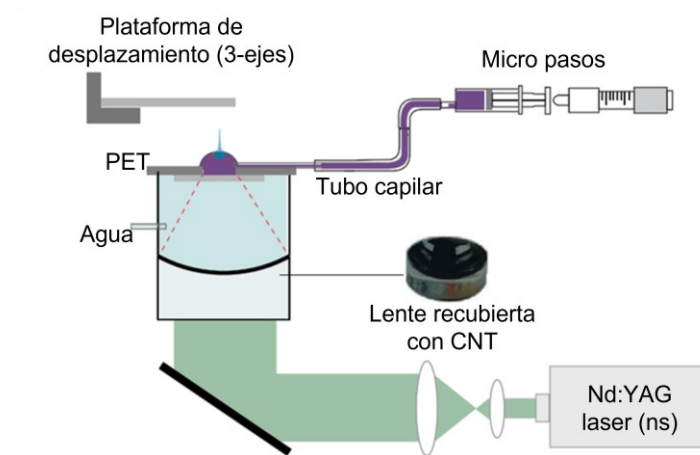


Fig. 2. 3. Configuración experimental para generación de burbujas y chorro de líquido. La onda optoacústica enfocada se genera mediante la excitación pulsada del transmisor optoacústico (CNT) [15].

En este primer objetivo de la tesis, se utilizaron simulaciones numéricas basadas en el método FDTD [18-20] para estudiar la propagación y la reflexión de una onda acústica dentro de una cavidad elipsoidal truncada. Es importante mencionar que las ondas simuladas fueron consideradas como ondas acústicas (lineales) y no como ondas de choque (no lineales). Las ondas de choque son ondas acústicas caracterizadas por amplitudes de alta presión, que se propagan en un medio a velocidades superiores a la velocidad del sonido en ese medio. Por lo general, se producen con láseres de pulso corto, donde la absorción de luz no lineal y/o la ionización en cascada producen una burbuja de plasma en expansión supersónica y caliente que, al colapsar, genera ondas de choque de varios GPa de amplitud de presión. [21-23]. En este experimento, las burbujas de termocavitación se generaron al enfocar un láser de onda continua en una solución altamente absorbente. Aquí, no se crea plasma debido a la intensidad relativamente baja del láser y el mecanismo físico es la creación de una región sobrecalentada (~ 300 °C) en el punto focal, seguida de una transición explosiva de fase líquido-vapor, produciendo una rápida expansión de una burbuja de vapor, que colapsa emitiendo una onda acústica de unos pocos MPa que viaja a la velocidad del sonido [24].

Finalmente, los resultados obtenidos por la simulación se utilizaron para fabricar un dispositivo fluido con la capacidad de enfocar a la onda acústica de manera más eficiente y que actúe como un mecanismo expulsión de chorros líquidos.

La velocidad máxima obtenida por el dispositivo fue de ~ 20 m/s. El mecanismo físico que se presenta en este trabajo, para la generación de chorros líquidos, es diferente a los métodos mecánicos o electromecánicos y ofrece una opción más económica en comparación con los métodos que utilizan un láser pulsado para el mismo propósito.

2.2 Modelo numérico

2.2.1 Propagación de ondas acústicas

En este trabajo se utilizó el método FDTD para simular la propagación de una onda acústica a través de una solución. Este método se basa en la aproximación de diferencias finitas de las operaciones diferenciales, tanto en el espacio como en el tiempo. Se usó una onda de Ricker como perfil de la onda acústica. La onda de Ricker es obtenida al resolver la ecuación diferencial de Stokes y ha sido ampliamente utilizada en simulaciones FDTD, por ejemplo, es aplicable a la propagación de ondas sísmicas a través de medios viscoelásticos homogéneos [25]. Este pulso no tiene componente DC y su contenido espectral se puede cambiar con un solo parámetro. Por tanto, la fuente acústica se puede considerar como una fuente puntual espacial y temporal dada por:

$$f(t) = (1 - 2\{\pi f_p [t - t_r]\}^2) e^{-\{\pi f_p [t - t_r]\}^2}, \quad (2.1)$$

donde f_p es la “frecuencia pico” (la frecuencia con máxima energía en su espectro) y t_r es un retardo temporal. En este caso, la propagación de una onda acústica se puede describir mediante dos ecuaciones diferenciales de primer orden, donde la derivada temporal de una variable (presión o velocidad) está relacionada con la derivada espacial de la otra. Estas relaciones se muestran en (2. 2) y (2. 3) [18]:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\rho c_a^2 \nabla \cdot \vec{V}, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla P. \quad (2.3)$$

Donde P es la presión, ρ es la densidad, c_a es la velocidad de la onda acústica, que puede definirse en términos de una velocidad del sonido de fondo c_0 y una velocidad relativa del sonido c_r ($c_a = c_0 c_r$), \vec{V} es el campo de velocidad vectorial. Dada la simetría del problema, es decir, la propagación de una onda acústica en una cavidad elíptica simétrica, el problema tridimensional se puede simplificar a un caso bidimensional, en cuyo caso las Ecs. (2. 2) y (2. 3) se pueden reescribir como:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\rho c_a^2 \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right), \quad (2. 4)$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}, \quad (2. 5)$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z}. \quad (2. 6)$$

donde $v_{x,y}$ son las componentes de \vec{V} . Para resolver las ecuaciones ((2. 4)(2. 6)) mediante el algoritmo FDTD, el campo de presión y los componentes de la velocidad se discretizan, de modo que $\Delta x = \Delta y = \delta$ y Δt son los incrementos en el espacio y el tiempo, respectivamente. Si las derivadas de las Ecs. ((2. 4)(2. 6)) y las funciones continuas se reemplazan por la aproximación de las diferencias finitas y las versiones discretizadas, respectivamente y despejando el término índice temporal más alto, llegamos a las *ecuaciones de actualización*¹:

$$P^q[m, n] = P^{q-1}[m, n] - \rho[m, n] c_a^2 \frac{\Delta t}{\delta} \left(v_x^{q-\frac{1}{2}}[m, n] - v_x^{q-\frac{1}{2}}[m-1, n] + v_y^{q-\frac{1}{2}}[m, n] - v_y^{q-\frac{1}{2}}[m, n-1] \right), \quad (2. 7)$$

$$v_x^{q+\frac{1}{2}}[m, n] = v_x^{q-\frac{1}{2}}[m, n] - \frac{2s_c}{(\rho[m, n] + \rho[m+1, n])c_0} (P^q[m+1, n] - P^q[m, n]), \quad (2. 8)$$

¹ Una descripción más detallada de esta metodología puede ser consultada en la tesis escrita por R. Zaca-Morán “Diseño y fabricación de un dispositivo microfluídico para la generación de chorros líquidos mediante termocavitación.” 2018.

$$v_y^{q+\frac{1}{2}}[m, n] = v_y^{q-\frac{1}{2}}[m, n] - \frac{2s_c}{(\rho[m, n] + \rho[m, n+1])c_0} (P^q[m, n+1] - P^q[m, n]). \quad (2.9)$$

Donde m y n son los índices espaciales, q el índice temporal y c_0 es la velocidad del sonido de fondo. Aquí, $s_c = c_a \Delta t / \sqrt{\Delta x \Delta y}$ es el número de Courant, término que determina la validez y estabilidad de la simulación numérica del método [19]. Usando las Ecs. (2.7)-(2.9) fue posible simular la onda acústica. En este caso usamos una cuadrícula de espacio mucho mayor a la región de interés para simular un espacio infinito y evitar con esto el borde de la cuadrícula de simulación.

2.2.2 Configuración de la cavidad

La Fig. 2.4 muestra la configuración propuesta para estudiar la propagación y los reflejos de una onda acústica dentro de la cavidad. Aquí, f_1 y f_2 son los focos de la cavidad elíptica truncada, Z_0 y Z_1 representan las impedancias del líquido y las paredes de cavidad, respectivamente. Según las ecuaciones de Fresnel, la fracción de la onda incidente que se refleja está dada por $R = [(Z_0 - Z_1)/(Z_0 + Z_1)]^2$, es decir, si $Z_0 = Z_1$ no hay reflexión y existe una completa transmisión. Para otro ángulo de incidencia, la reflectividad aumenta según las ecuaciones de Fresnel, incluso logrando una reflexión casi total en ángulos grandes [26]. Por lo tanto, si queremos el mayor reflejo de la onda acústica dentro de la cavidad, Z_1 debe ser mucho mayor que Z_0 . En nuestra simulación, elegimos $Z_1/Z_0 \approx 10$ para minimizar las pérdidas de Fresnel, pero en cavidades reales este valor puede ser menor, como se mostrará más adelante. La fuente acústica se generó en el punto focal inferior de la cavidad (f_1), porque el colapso de la burbuja de termocavitación siempre ocurre en la interfase sustrato-líquido [17]. La burbuja que colapsa es tan pequeña que la onda de presión toma un frente de fase semiesférico. La amplitud de la onda acústica se midió en diferentes posiciones dentro de la cavidad colocando un hidrófono virtual (signo + a lo largo de la línea que une los dos focos) con el propósito de observar su evolución.

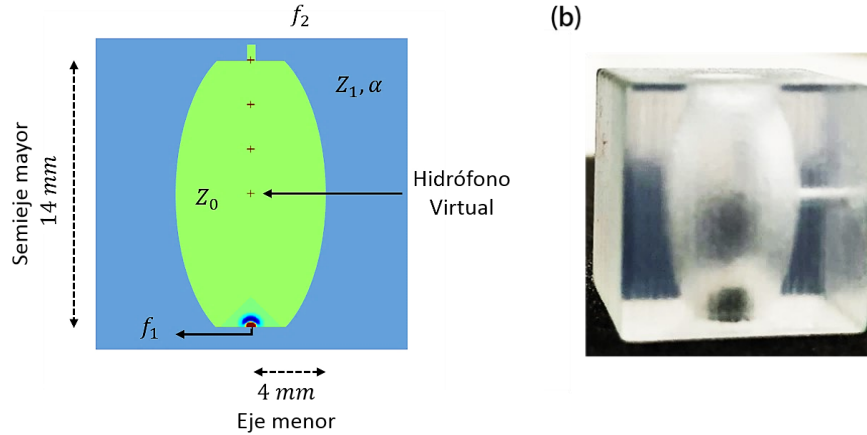


Fig. 2. 4. Cavity elíptica truncada con una excentricidad de $\epsilon= 0.863$, (b) Impresión 3D.

A continuación, se describe el arreglo experimental para comparar los resultados con la simulación halladas en esta sección.

2.3 Desarrollo experimental

Para el caso del estudio teórico-experimental se tiene como hipótesis, que la amplitud de la onda de choque producida después del colapso de la burbuja de termocavitación es tan grande, que podría ser utilizado como un mecanismo de accionamiento para expulsar un chorro líquido, si ésta se lograra concentrar en alguna región de la cavidad. Para comprobar lo anterior, se fabricó una cavidad elíptica truncada con la ayuda de una impresora 3D. Donde las dimensiones y la configuración se obtuvieron a partir de los resultados de la simulación en Matlab.

El diseño del dispositivo fluidoico se realizó en SolidWorks y fue fabricado con un polímero transparente (VeroYellow, RGD836) usando una impresora 3D (Stratasys, Object 500-Connex 3). La velocidad del sonido en este material es de 2311 m/s y una densidad de 1180 kg/m³, dando una impedancia de $\sim 2.727 \times 10^6$ kg/sm² mientras que la impedancia de la solución saturada de nitrato de cobre es de $\sim 1.8 \times 10^6$ kg/sm², por lo que la reflectividad del sonido en incidencia normal es ~ 4 %, sin embargo, el ángulo de incidencia de la onda de presión en las paredes de la cavidad no es perpendicular, lo que dará paso a una reflectividad grande. El dispositivo consiste en una cavidad elíptica truncada, como se ve en la Fig. 2. 4 (a).

Un extremo de la cavidad está sellado con un portaobjetos de microscopio de vidrio y el otro extremo, desde donde se expulsa el chorro de líquido, está abierto (3 mm de diámetro). Se utiliza un microcanal lateral (1 mm de diámetro) en el centro de la cavidad para rellenarlo con la solución de trabajo mediante una jeringa, como se ve en la Fig. 2. 4 (b). La solución de trabajo es una solución saturada de nitrato de cobre (13.78 g por 10 ml de agua) con un alto coeficiente de absorción ($\alpha = 120 \text{ cm}^{-1}$) en $\lambda = 1064 \text{ nm}$.

Un láser CW ($\lambda = 1064 \text{ nm}$) se enfocó desde abajo en la superficie interna del portaobjetos de microscopio de vidrio, utilizando un objetivo de microscopio (10X) en una configuración de microscopio invertido, como se ve en la Fig. 2. 5 (a). Esta posición se identifica como el nivel de referencia $z = 0$. Dado que el objetivo del microscopio está montado en una plataforma de traslación, la posición del punto focal se puede controlar manualmente ya sea dentro de la cavidad ($z > 0$) o fuera de la cavidad ($z < 0$), como se ve en la Fig. 2. 5 (b). Esto permite controlar el tamaño del punto del haz en la superficie interna del vidrio, que es un parámetro importante en la termocavitación ya que determina la amplitud de la onda de presión: cuanto mayor es el volumen calentado, mayor es la onda de presión [16,17,24]. Un hidrófono de aguja (RP Acoustics Mod. RP 10S, 1 mm de diámetro y sensibilidad de 20 mV/MPa) fue colocado en diferentes posiciones dentro de la cavidad, para medir la amplitud de la onda acústica producida por el colapso de la burbuja. El hidrófono está conectado a un osciloscopio digital de grabación y el láser se conecta a un generador de funciones para producir un solo evento de cavitación, es decir, solo una onda acústica. Para registrar la formación y evolución del chorro de líquido, iluminamos el dispositivo micro-fluídico perpendicular al rayo láser utilizando una fuente de luz blanca para obtener una imagen del chorro líquido en la cámara Phantom Mod.V7.3. Las imágenes adquiridas se analizaron para obtener la forma y la velocidad del micro-chorro líquido.

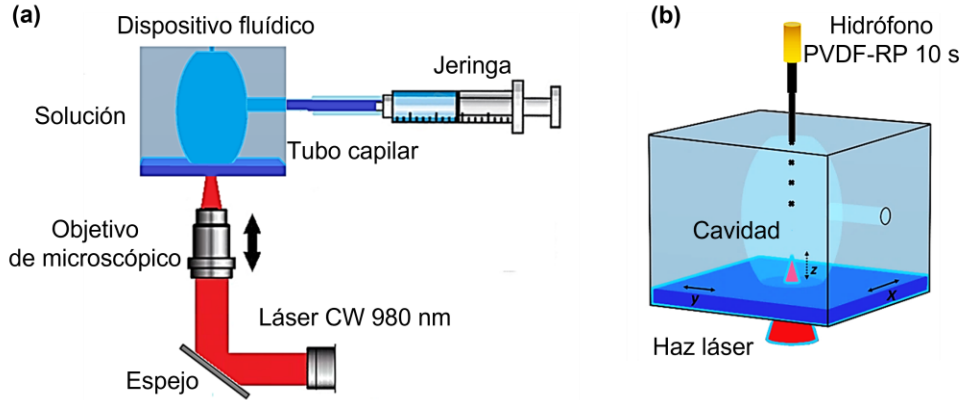


Fig. 2. 5. a) Configuración experimental para la generación de chorros líquidos y b) imagen representativa del hidrófono de aguja dentro de la cavidad elíptica truncada.

2.4 Resultados

La simulación de la propagación de la onda de choque en el interior de cada cavidad fue realizada mediante el método FDTD con una malla numérica de 300 x 300 píxeles. A continuación, se presentan los resultados obtenidos tanto de la simulación, así como los obtenidos experimentalmente con el hidrófono comercial.

2.4.1 Onda acústica

La columna izquierda de la Fig. 2. 6 representa la generación y propagación confinada de la onda acústica dentro de la cavidad elíptica truncada (esta propagación es solo de f_1 a f_2). La columna de imágenes de la Fig. 2. 6 (II) representa la amplitud simulada de la onda acústica medida en diferentes posiciones dentro de la cavidad y las imágenes de la Fig. 2. 6 (III) representan la amplitud medida experimentalmente de la onda de presión. La onda de presión se generó en el foco inferior y se propaga dentro de la cavidad. Como se mencionó anteriormente, en el experimento solo se indujo una sola burbuja de termocavitación, que se expande y colapsa rápidamente. En el punto de implosión se emite una onda acústica, que se propaga a través de la solución a una velocidad de ~ 1800 m/s [24].

En las columnas central y derecha, la etiqueta "A" representa un frente de onda que se propaga libremente hacia la parte superior de la cavidad y, la etiqueta "a" representa el frente de onda reflejado en la pared de la cavidad inferior. Debe tenerse en cuenta que la onda se concentra mucho en el foco superior de la cavidad, como se esperaba. El hidrófono se colocó en diferentes posiciones dentro de la cavidad (6.5, 9, 11.5 y 14 mm) por encima de la interfase vidrio-solución, tanto en la simulación y el experimento

Una vez que se genera la onda, la primera detección por el hidrófono (punto "A" y "a") es cuando la onda viaja hacia el foco superior de la cavidad. Más tarde, la onda se refleja en la interfase superior hacia el foco inferior (segunda detección, punto "B"). Finalmente, la onda se refleja nuevamente por la interfase inferior hacia el foco superior (tercera detección, punto "C"). En la Fig. 2. 7, es posible observar que la amplitud de la presión negativa máxima en (A) disminuye, porque la energía de la onda disminuye a medida que se propaga en la solución; mientras que la amplitud de la presión negativa máxima en (a) aumenta, porque la energía de la onda acústica se enfoca en una zona pequeña. En los gráficos experimentales, el tiempo promedio desde la primera hasta la tercera detección (A a C) es de $\sim 15.8 \mu\text{s}$, lo que indica que la onda acústica recorrió una distancia de $\sim 28.4 \text{ mm}$, es decir, el doble del semieje del eje elíptico truncado cavidad (14 mm).

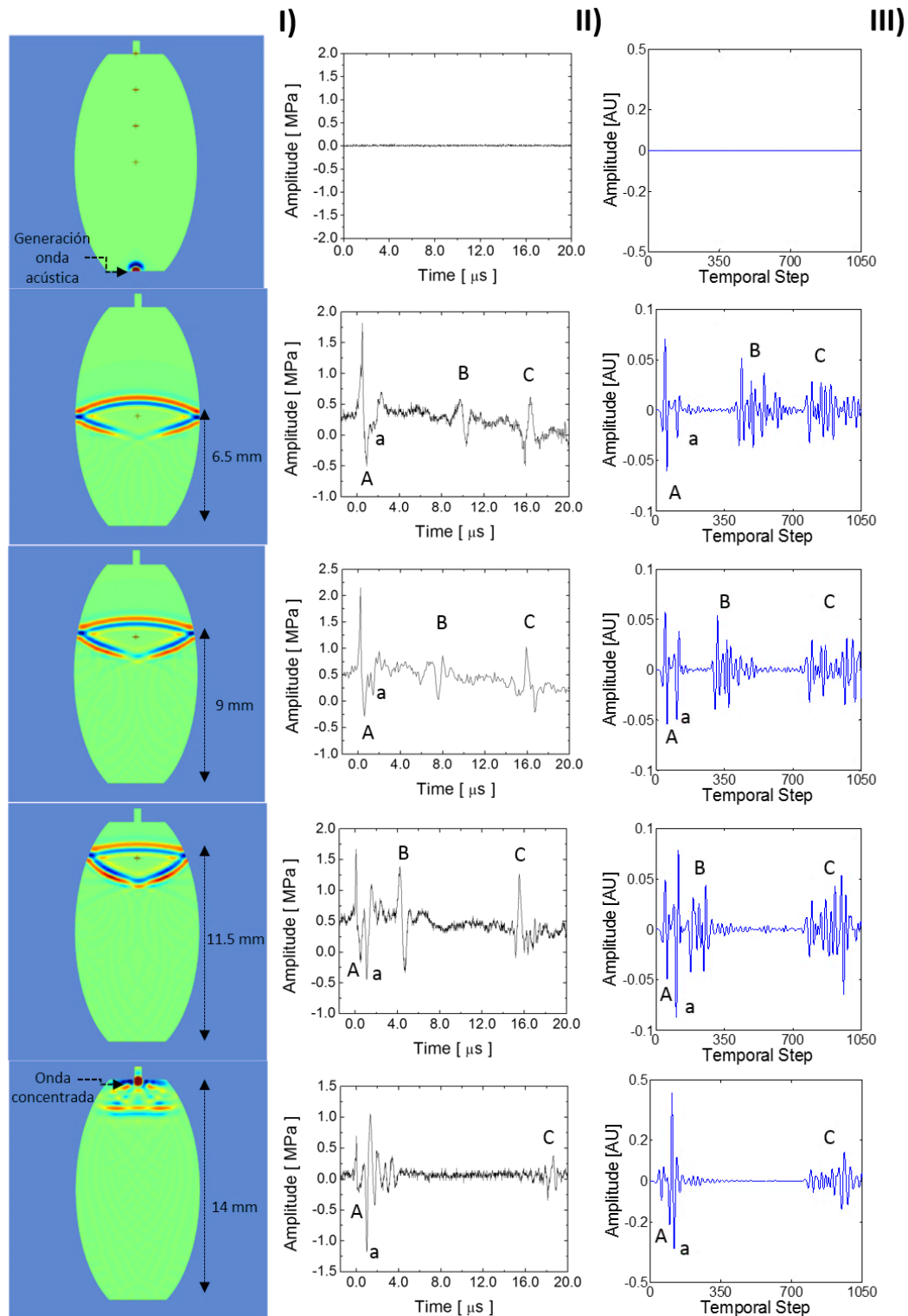


Fig. 2. 6. I) Secuencia de imágenes de la propagación de la onda acústica simulada, II) Amplitud de la onda acústica medidas con el hidrófono comercial, III) Comportamiento de la onda simulada captadas con el hidrófono virtual a distintas alturas de la cavidad.

Tanto en la simulación como en el experimento, es posible observar que cuando el hidrófono se coloca cada vez más cerca del foco superior (f_2), la segunda detección de la onda (B) se acerca cada vez más a la primera detección (A) y desaparece cuando el hidrófono se coloca exactamente en f_2 . Además, en los resultados numéricos es posible observar que cuando se coloca el hidrófono exactamente en el foco superior (f_2), se obtiene la máxima concentración acústica, es decir, la amplitud máxima de la onda es mucho mayor; sin embargo, esta diferencia no se observa en los resultados experimentales. Esto puede atribuirse a dos factores: *i*) quizás la aguja del hidrófono no se colocó exactamente en el foco acústico f_2 y, *ii*) la formación de una burbuja de termocavitación no es instantánea, es decir, la termocavitación puede ocurrir en un tiempo de incubación que varía de ~ 15 ms a 62 ms dependiendo de la potencia del láser. Estas variaciones en el tiempo provocan la generación de burbujas de vapor de menor o mayor tamaño y, en consecuencia, ondas acústicas de menor o mayor amplitud. Si queremos un comportamiento cuasi periódico es necesario aumentar la potencia del láser; sin embargo, la amplitud de la onda acústica disminuye, como se informó en [24]. A pesar de lo anterior, se puede ver en la Fig. 2. 6 que cuando el hidrófono se coloca en el foco superior (f_2), el perfil de la onda acústica simulada coincide cualitativamente con el perfil de la onda acústica captada experimentalmente.

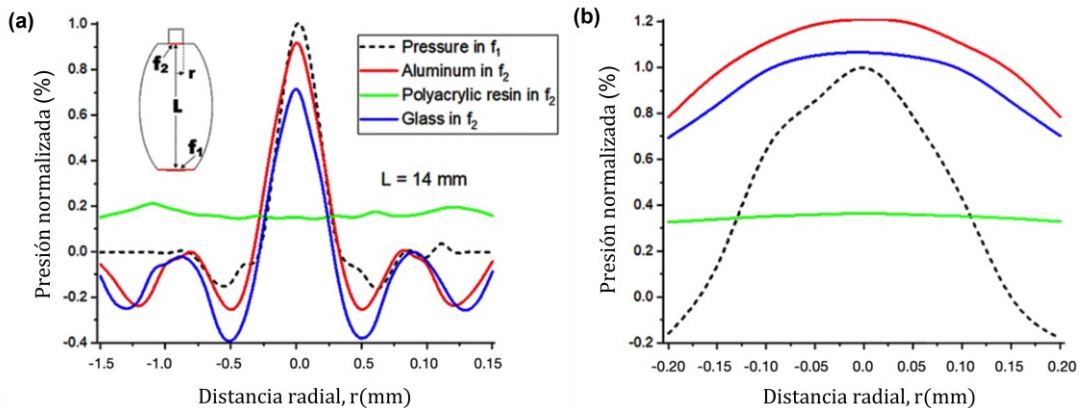


Fig. 2. 7. Presión del perfil en los focos f_1 y f_2 . Para cavidades (a) $L = 14$ mm y (b) $L \sim 3.5$ mm. Para materiales de alta impedancia y cavidades cortas es mejor enfocar las ondas de presión.

La Fig. 2. 7 muestra el pulso de perfil de presión transversal en el foco de origen (f_1) y la línea continua representa el perfil de pulso de presión cerca del foco f_2 para dos cavidades con diferente longitud ($L = 3.5$ y 14 mm) y diferentes aberturas (0.4 mm y 3 mm), respectivamente. La cavidad tiene muchas pérdidas y solo una pequeña fracción de presión alcanza el segundo foco. Por el contrario, si la impedancia acústica de la cavidad aumenta 10 veces (usando vidrio o aluminio, ver Tabla 2.1), entonces se recupera casi el 90 % de la presión máxima, lo cual es bastante bueno para una cavidad elíptica truncada. Para cavidades más pequeñas ($L \sim 3.5$ mm), la presión puede incluso exceder localmente la presión en f_1 , sin embargo, la resina poliacrílica sigue siendo una mala elección de material. La fabricación de esas cavidades se encuentra más allá de nuestras capacidades, sin embargo, la cavidad con pérdidas aún se puede usar para producir chorros de líquido de alta velocidad, como se mostrará a continuación.

Tabla 2.1 Parámetros de material.²

Material	Densidad [kg/m ³]	Velocidad del sonido [m/s]	Impedancia acústica [kg/m ² s]
Agua	1000	1480	1.48×10^6
Resina polimérica	1175	2311	$\sim 2.71 \times 10^6$
Vidrio	2500	5660	$\sim 1.41 \times 10^7$
Aluminio	2700	6350	$\sim 1.71 \times 10^7$

² Los resultados de la Fig. 2.4-5 así como de la Tabla 2.1 se obtuvieron en colaboración con el departamento de óptica del INAOE.

2.4.2 Generación de chorros líquidos

La presión en f_2 , ejerce una fuerza en la interfase líquido-aire que genera un chorro líquido, como se ve en la Fig. 2. 8, teniendo en cuenta que el chorro es muy largo y estable ($L \sim 16$ mm de largo y diámetro promedio $D \sim 0.2$ mm), se tiene una relación $L/D \sim 80$, que rompe la inestabilidad de Rayleigh-Plateau [16].

El recuadro de la Fig. 2. 8 muestra que el chorro alcanza una velocidad de ~ 20 m/s, que es casi 7 veces mayor que la obtenida en las cavidades hemisféricas (~ 3 m/s) [16,17], confirmando que la cavidad elíptica realmente funciona incluso si las pérdidas son grandes. La velocidad de chorro obtenida es suficiente para romper el estrato córneo, pero una optimización sistemática de la velocidad del chorro requeriría reducir la apertura del canal (3 mm de diámetro) a 100-500 μm , para aumentar aún más la velocidad del chorro, aumentando a un factor de 6-30 veces. En principio, se pueden alcanzar fácilmente velocidades ≥ 100 m/s. Además, la fabricación de la cavidad con alta impedancia acústica aumentaría la onda de presión como se muestra en la Fig. 2. 8.

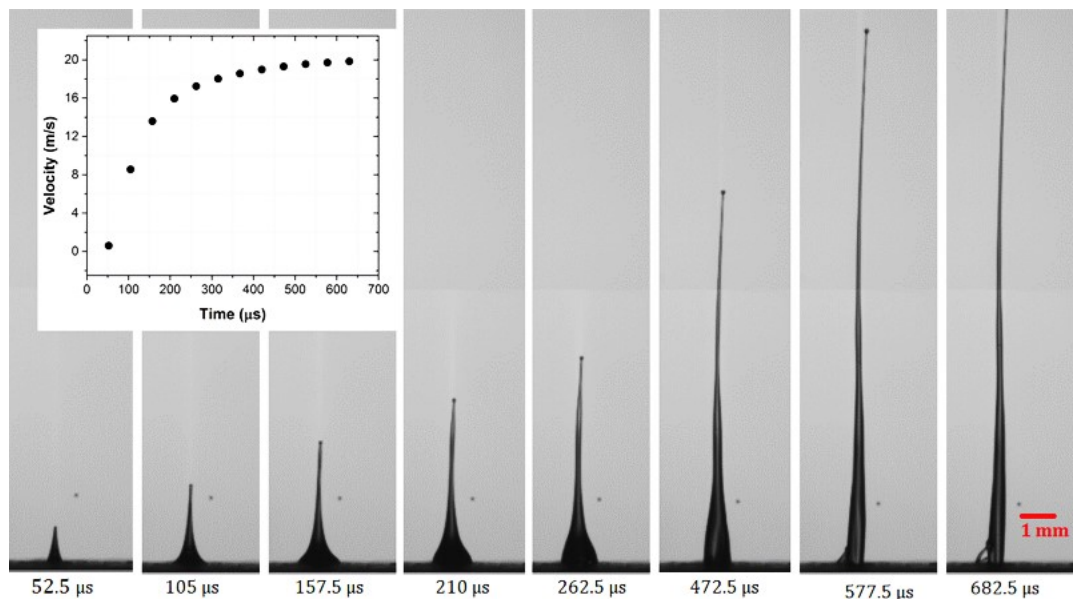


Fig. 2. 8. Formación y evolución típica de un chorro líquido, tomada con una cámara rápida (19047 fps), logrando una velocidad de 20 m/s en cavidad grande ($L = 14$ mm).

2.5 Discusión y conclusiones

Previamente fue descrita la propagación de una onda acústica en el interior de una gota hemisférica de $5 \mu\text{l}$ de $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2$ para la generación de chorros líquidos producidos por el colapso de una burbuja de termocavitación [16,17], la gota fue depositada sobre un portaobjetos de vidrio (sin tratar y con 1 mm de espesor) y fue confinada dentro de un anillo plástico con un diámetro interno de 5 mm y 100 μm de espesor. Sin embargo, en estos trabajos [16,17] no se diseñaron y fabricaron dispositivos fluidicos y se estudió la propagación de ondas acústicas mediante un modelo simple basado en el trazado de rayos. Aunque la cavidad hemisférica es capaz de concentrar la energía acústica, esta concentración se logra después de tener al menos tres reflejos acústicos dentro de la cavidad. Este no es el mejor escenario, ya que las pérdidas totales por reflexión alcanzan el 65% y el punto focal es amplio, por lo que la fuerza ejercida sobre la interfase líquido-aire no es óptima. De esta forma, si uno está interesado en obtener la mayor cantidad de energía acústica, debe utilizar una cavidad que concentre esta energía en un menor número de reflejos.

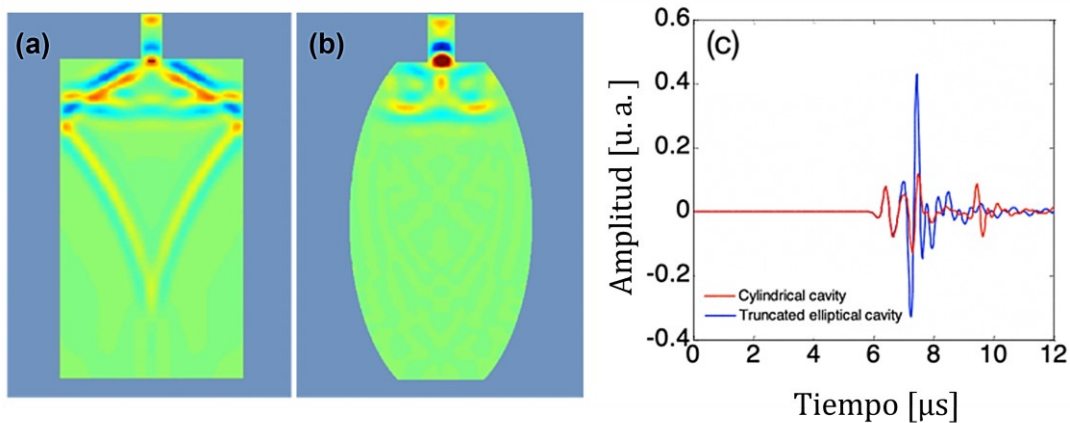


Fig. 2. 9. Simulación de la propagación de una onda acústica en el interior: (a) cavidad cilíndrica y (b) cavidad elíptica después de $7.5 \mu\text{s}$ de generarse la onda. (c) Presión de perfil medida en la parte superior de ambas cavidades.

Además de la cavidad elíptica, también simulamos la propagación de una onda acústica dentro de una cavidad cilíndrica, como se muestra en la Fig. 2. 9. Aquí, el ancho (8 mm) y la longitud (14 mm) de la cavidad cilíndrica es igual a la longitud

del eje menor y mayor de la cavidad elíptica, la onda acústica se generó en la interfase inferior sólido-líquido en ambas configuraciones. La Fig. 2. 9 (a), muestra la onda acústica 7.5 μ s después de que se ha generado y la Fig. 2. 9 (c) muestran la amplitud de la onda acústica detectada en la parte superior de ambas cavidades. En la Fig. 2. 9 (c), es posible observar que en la cavidad elíptica la amplitud de la presión positiva máxima es ~ 5 veces mayor que en la cavidad cilíndrica. Esta comparación es extremadamente útil porque muestra que las ondas acústicas enfocadas contribuyen al chorro de líquido con mayor velocidad de expulsión.

Como conclusión adicional, se generaron chorros de líquido usando un láser CW enfocado en una solución altamente absorbente con la ventaja adicional de una configuración experimental muy simple y económica en relación con otros métodos que usan láseres pulsados para el mismo propósito. Además, el mecanismo físico de la formación de burbujas es diferente al mecanismo de creación que utiliza un láser pulsado. Los modelos numéricos que simulan la propagación y el enfoque de las ondas acústicas han sido valiosos para explicar el mecanismo físico para expulsar chorros de líquido y, por lo tanto, para diseñar y fabricar un dispositivo fluídico que enfoca la onda acústica de manera más eficiente. En un trabajo anterior, se informó que una vez que se genera la burbuja de termocavitación, esta crece regularmente sin ninguna modificación significativa en su forma de semiesférica, y alcanza su radio máximo $R_{max} \sim 1$ mm en 180 ms [24]. La velocidad máxima de los micro-chorros líquidos generados fue de aproximadamente 20 m/s, que es casi 7 veces mayor que la obtenida en las cavidades hemisféricas (3 m/s). Sin embargo, la velocidad del chorro puede aumentarse significativamente disminuyendo la apertura del canal (3 mm de diámetro) a 100-500 μ m y ajustando el tamaño de la burbuja de termocavitación, que depende de la potencia del láser y la posición de enfoque del rayo. Se puede encontrar una aplicación potencial de los chorros de líquido producidos con este dispositivo para la impresión por inyección de tinta, el recubrimiento y quizás la más atractiva para la administración transdérmica de medicamentos.

Referencias

- [1] G. D. Martin, S. D. Hoath, and I. M. Hutchings, “Inkjet printing—the physics of manipulating liquid jets and drops,” *J. Phys. Conf. Ser.* 105, 012001 (2008).
- [2] O. A. Basaran, “Small-scale free surface flows with breakup: droplet formation and emerging applications,” *AIChE J.* 48(9), 1842–1848 (2002).
- [3] J. H. Lienhard V, Liquid jet impingement, in *Annual Review of Heat Transfer*, C. L. Tien, ed. (Begell House, 1995), Vol. 6, Chap. 4. 4. B. Chavan, A. Doshi, Y. Malode, and B. Misal, “Review on needle free drug delivery systems,” *IJPRR* 2(9), 30–36 (2013).
- [4] B. Chavan, A. Doshi, Y. Malode, and B. Misal, “Review on needle free drug delivery systems,” *IJPRR* 2(9), 30–36 (2013).
- [5] M.-a. Park, H.-j. Jang, F. V. Sirotkin, and J. J. Yoh, “Er: YAG laser pulse for small-dose splashback-free microjet transdermal drug delivery,” *Opt. Lett.* 37(18), 3894–3896 (2012).
- [6] H. J. Jang, E. Hur, Y. Kim, S. H. Lee, N. G. Kang, and J. J. Yoh, “Laser-induced microjet injection into preablated skin for more effective transdermal drug delivery,” *J. Biomed. Opt.* 19(11), 118002 (2014).
- [7] Y. Tagawa, N. Oudalov, A. El Ghalbzouri, C. Sun, and D. Lohse, “Needle-free injection into skin and soft matter with highly focused micro-chorros,” *Lab Chip.* 13(7), 1357–1363 (2013).
- [8] C. Berrospe-Rodríguez, C. Willem Visser, S. Schlautmann, R. Ramos-García, and D. Fernandez Rivas, “Continuouswave laser generated jets for needle free applications,” *Biomicrofluidics* 10(1), 014104 (2016).
- [9] C. Berrospe-Rodríguez, C. Willem Visser, S. Schlautmann, D. Fernandez Rivas, and R. Ramos-García, “Toward jet injection by continuous-wave laser cavitation,” *J. Biomed. Opt.* 22(10), 1 (2017).
- [10] T. Lü, W. Zhang, F. Chen, and Z. Liu, “Microliquid jet induced by tunable holmium laser: a potential microsurgery scalpel,” *Microfluid. Nanofluid.* 20(1), 10 (2016).
- [11] A. Nakagawa, T. Kumabe, Y. Ogawa, T. Hirano, T. Kawaguchi, K. Ohtani, T. Nakano, C. Sato, M. Yamada, T. Washio, and T. Arafune, “Pulsed laser-induced liquid jet: evolution from shock/bubble interaction to neurosurgical application,” *Shock Waves* 27(1), 1–14 (2017).
- [12] V. Menezes, S. Kumar, and K. Takayama, “Shock wave driven liquid micro-chorros for drug delivery,” *J. Appl. Phys.* 106(8), 086102 (2009).
- [13] M. K. Tan, J. R. Friend, and L. Y. Yeo, “Interfacial jetting Phenomena Induced by Focused Surface Vibrations,” *Phys. Rev. Lett.* 103(2), 024501 (2009).

- [14] N. Bertin, R. Wunenburger, E. Brasselet, and J. P. Delville, “Liquid column sustainment driven by acoustic wave guiding,” *Phys. Rev. Lett.* 105(16), 164501 (2010).
- [15] T. Lee, H. W. Baac, J. G. Ok, H. S. Youn, and L. Jay Guo, “Nozzle-free liquid microjetting via homogeneous bubble nucleation,” *Phys. Rev. Appl.* 3(4), 044007 (2015).
- [16] J. P. Padilla-Martínez, J. C. Ramírez-San-Juan, N. Korneev, D. Banks, G. Aguilar, and R. Ramos-García, “Breaking the Rayleigh-Plateau instability limit using thermocavitation within a droplet,” *Atomization Sprays* 23(6), 487–503 (2013).
- [17] J. P. Padilla-Martínez, J. C. Ramírez-San-Juan, C. Berrospe-Rodríguez, N. Korneev, G. Aguilar, P. Zaca-Moran, and R. Ramos-García, “Controllable direction of liquid jets generated by thermocavitation within a droplet,” *Appl. Opt.* 56(25), 7167–7173 (2017).
- [18] D. M. Sullivan, *Electromagnetic Simulation Using the FDTD Method* (John Wiley & Sons, 2013).
- [19] J. B. Schneider, “Understanding the Finite-Difference Time-Domain Method,” *School of electrical engineering and computer science Washington State University* 28 (2010).
- [20] I. M. Hallaj and R. O. Cleveland, “FDTD simulation of finite-amplitude pressure and temperature fields for biomedical ultrasound,” *J. Acoust. Soc. Am.* 105(5), L7–L12 (1999).
- [21] I. I. Glass, “Some aspects of shock-waves research,” *AIAA J.* 25(2), 214–229 (1987).
- [22] K. Takayama, H. Esashi, and N. Sanada, “Propagation and focusing of spherical shock waves produced by underwater microexplosions, Sock Tubes and Waves,” *Proc. 14th Int. Symp. Shock Tubes and Waves*, 553–562 (1983).
- [23] E. V. Stupochenko, S. A. Losev, and A. L. Osipov, *Experimental study of shock-wave structure. In: relaxation in shock waves, applied physics and engineering, International Series*, (Springer, Berlin, Heidelberg 1967) Vol. 1.
- [24] J. P. Padilla-Martínez, C. Berrospe-Rodríguez, G. Aguilar, J. C. Ramírez-San-Juan, and R. Ramos-García, “Optic cavitation with CW lasers: A review,” *Phys. Fluids* 26(12), 122007 (2014).
- [25] Y. Wang, “Frequencies of the Ricker wavelet,” *Geophysics* 80(2), A31–A37 (2015).
- [26] J. Mei and Y. Wu, “Controllable transmission and total reflection through and impedance-matched acoustic metasurface,” *New J. Phys.* 16(12), 123007 (2014).

Capítulo III

Termocavitación: un mecanismo novedoso para generación de pulsos láser

En este capítulo, se presenta un mecanismo novedoso para la generación de pulsos láser basado en el fenómeno de termocavitación, un tipo de cavitación óptica inducida por un rayo láser CW enfocado en una solución altamente absorbente. Como resultado, se crea una región sobrecalentada seguida de una transición de fase explosiva y, en consecuencia, la formación de una burbuja de vapor de rápida expansión, que colapsa emitiendo una onda acústica. En este trabajo, se generaron burbujas de termocavitación dentro de una cubeta de vidrio llena de nitrato de cobre disuelto en agua, en donde se colocó la punta de una fibra óptica muy cerca de la región de generación. Una vez que se crea la burbuja, comienza a expandirse rápidamente y modifica la cercanía de la punta de la fibra sumergida. De esta manera la luz láser que viaja dentro de la fibra y que alcanza la punta percibe un cambio de índice de refracción en la interfase núcleo de la fibra-medio absorbente, lo que genera un cambio en la reflexión en esta interfase. La luz reflejada se acopló a un láser de fibra óptica dopado con erbio, dando como resultado la emisión de pulsos que dependen de la frecuencia de formación de las burbujas de termocavitación. Los pulsos láser se extrajeron de la cavidad y fueron medidos mediante un fotodetector rápido, obteniendo una frecuencia de repetición de pulso de 118 Hz a 2 kHz en 1560 nm, con un ancho de pulso de 64 a 57 μ s. La frecuencia de repetición se puede controlar ajustando la potencia del láser para inducir la termocavitación. Hasta donde sabemos, este mecanismo de generación de pulsos láser es nuevo y no ha sido reportado en la literatura.

3.1 Introducción

Un láser de fibra óptica es un sistema óptico en el que el medio de ganancia activo es una fibra óptica dopada con elementos de tierras raras como erbio, iterbio, neodimio, disprosio, praseodimio, tulio u holmio [1]. Los láseres de fibra poseen varias

ventajas sobre otros láseres tales como estabilidad mecánica, son compactos, flexibles y livianos. Operan en modo de onda continua (CW) o pulsado. Actualmente, la investigación sobre el desarrollo de láseres de fibra pulsada es de gran interés por sus aplicaciones en campos como la medicina [2], la reflectometría óptica en el dominio del tiempo [3], las instrumentaciones ópticas [4], la teledetección [5], los materiales procesamiento [6], comunicaciones ópticas, entre otros.

Los láseres de fibra óptica pulsados pueden agruparse en activos, pasivos, de conmutación Q-switched o mode-locked [7,8]. El método activo se basa en el uso de un modulador accionado por un generador eléctrico externo como moduladores electroópticos (EOM) [9] y moduladores acústico-ópticos (AOM) [10]. El EOM se basa en el efecto Pockels, es decir, en la modulación del índice de refracción con un campo aplicado externamente; mientras que el AOM modula el índice de refracción a través de ondas acústicas a medida que se propaga por el medio. En el régimen de láseres pulsados en fibra, la conmutación de ganancia es una técnica alternativa para generar un tren de pulsos de alta frecuencia de repetición con una duración de pulso de nanosegundos además de la conmutación del factor Q y la modulación externa de un láser CW [11]. Además, las fuentes MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) se pueden implementar con éxito en el desarrollo de láseres pulsados de fibra, donde se requiere una alta potencia de salida [12]. Una fuente MOPA típica consta de varios amplificadores de fibra conectados para formar una cascada (dos a cuatros), en la que cada etapa posterior entrega potencias de salida crecientes [12].

El método pasivo se realiza utilizando un elemento absorbente saturable colocado dentro de la cavidad que incluye nanopartículas de oro [13], plata [14], zinc [15], sulfuro de plomo [16], grafeno [17], óxido de telurio [18], entre otros. Se han utilizado capas delgadas de nanotubos de carbono, en particular nanotubos de pared simple, para láseres del tipo mode-locked [19]. Las nanopartículas y nanotubos mencionados anteriormente tienen un principio físico similar, el cual fue descrito por Gires y Combaud en 1965 [20], quienes reportaron por primera vez el fenómeno de saturación como un proceso que involucra dos niveles de energía. Particularmente, para el bloqueo de modo pasivo, el resonador láser puede contener un absorbedor saturable como un SESAM (espejo absorbente saturable de semiconductores, por sus

siglas en inglés) [21], también es adecuado para conmutación del factor Q pasiva a energías de pulso más bajas. Otros absorbentes saturables de semiconductores para bloqueo de modo o conmutación del factor Q se basan en puntos cuánticos, por ejemplo, se informó de un láser de fibra de conmutación del factor Q que utilizaba sulfuro de cadmio de puntos cuánticos como absorbente saturable en un láser de fibra dopado con erbio [22]. Finalmente, también existen algunos tipos de absorbentes saturables artificiales, que son dispositivos que exhiben pérdidas ópticas decrecientes para intensidades más altas. Los dispositivos suelen ser un mecanismo con la capacidad de rotar la polarización no lineal o un espejo de bucle amplificador no lineal (NALM por sus siglas en inglés) [23], que se utilizan a menudo para el bloqueo de modo pasivo. En la Fig. 3. 1 se muestra un diagrama acerca de cómo están constituidos los láseres pulsados de fibra óptica con mayor reporte en la literatura.

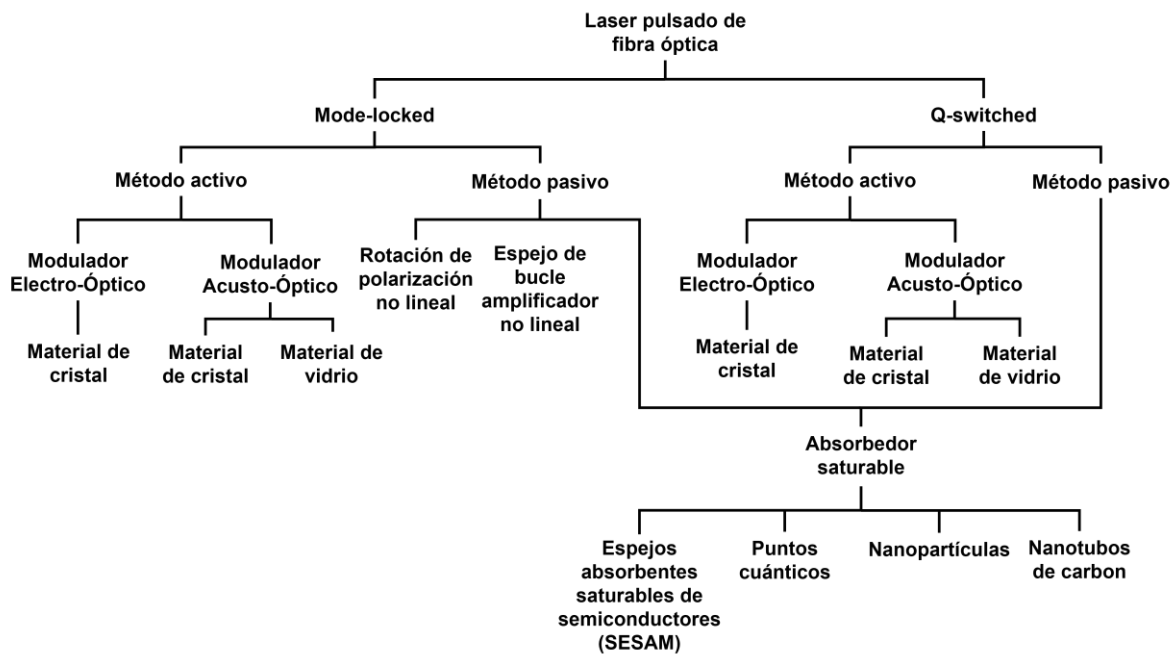


Fig. 3. 1. Tipos de láseres de fibra óptica pulsados.

Independientemente del mecanismo de generación de pulsos, lo que se está controlando son las pérdidas dentro de la cavidad. Aquí proponemos una técnica novedosa para controlar las pérdidas utilizando una reflectividad variable provocada por una burbuja de termocavitación. Se ha demostrado que la termocavitación es un evento cuasi-periódico con una frecuencia de repetición que depende de la intensidad

en el punto focal. Recientemente se informó la generación de pulsos de luz ya que la transmisión a través de una celda que contiene un tinte orgánico fue controlada por la generación de burbujas. La duración de tales pulsos está básicamente controlada por la vida útil de la burbuja [24]. Aquí se va más allá utilizando las burbujas como espejos dinámicos con reflectividad variable para producir pulsos láser de microsegundos de duración.

3.2 Diseño experimental

3.2.1 Termocavitación

Se crearon burbujas de termocavitación enfocando un láser infrarrojo cercano de CW ($\lambda = 980$ nm) en la superficie de una cubeta de vidrio usando un objetivo de microscopio ($f = 8$ mm), como se muestra en la Fig. 3. 2 (a). La cubeta se llenó con una solución saturada de nitrato de cobre disuelto en agua (13.78 g de $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2$ por 10 ml de agua), que es altamente absorbente a la longitud de onda del láser ($\alpha = 135$ cm^{-1} en $\lambda = 975$ nm). La luz absorbida calienta la solución hasta su límite crítico, es decir, la temperatura a la que se produce una transición explosiva de fase líquido-gas. En el caso del agua, el límite crítico es $T_{\text{CR}} \sim 270\text{-}300$ ° C [25,26]. Alrededor de T_{CR} , el agua sobrecalentada se convierte explosivamente en vapor produciendo una burbuja de rápida expansión, que finalmente colapsa emitiendo una onda acústica. Debido a la fuerte absorción de la luz láser por la solución, la burbuja siempre se adhiere a la superficie del vidrio adoptando una forma semiesférica [26]. En este trabajo, se mostró que la intensidad del haz dentro de la cubeta de vidrio determina el tamaño de la burbuja y, en consecuencia, la frecuencia y amplitud de la onda acústica [26]. En este trabajo, la posición de enfoque se fijó a 30 μm por encima de la interfase de la solución de vidrio y la única forma de controlar la frecuencia y amplitud de la onda acústica fue variando la potencia del láser. En [26] se puede encontrar una caracterización experimental completa del fenómeno de termocavitación.

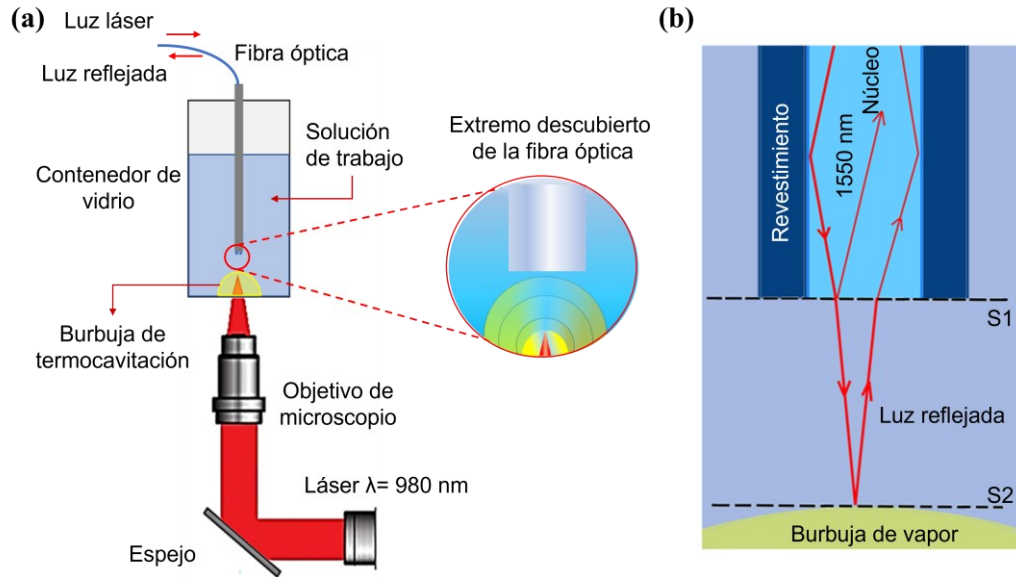


Fig. 3. 2. a) Configuración experimental utilizada para la generación de burbujas de termocavitación dentro de una cubeta de vidrio y b) luz reflejada en la punta de la fibra óptica debido a la superficie de la burbuja.

La punta de una fibra óptica monomodo ($125/8 \mu\text{m}$, radio de la cubierta/radio del núcleo) fue sumergida en la solución de trabajo, muy cerca de la región donde se genera la burbuja de termocavitación (1 mm por encima de la interfase solución-vidrio). Una vez que se crea la burbuja de termocavitación, comienza a expandirse rápidamente y la luz láser entrante transmitida a través de la fibra óptica se refleja en la interfase vapor-solución (superficie S2) y se transmite de regreso a la fibra, como se muestra en la Fig. 3. 2 (b). El radio máximo de burbuja para esta configuración fue de aproximadamente 0.5 mm, por lo que la interfase vapor-agua nunca toca el extremo de la fibra. Finalmente, la luz reflejada de la fibra óptica se acopló a un láser de anillo simple con fibra dopada con erbio (como se explica a continuación). Es importante mencionar que la fibra óptica sumergida en el medio absorbente se colocó dentro de una aguja para evitar movimientos por el colapso de las burbujas.

3.2.2 Generación de pulsos láser

La configuración experimental para generar pulsos láser se muestra en la Fig. 3. 3. El láser de fibra óptica consiste en una cavidad de anillo simple, en la que se

utilizaron 12 m de fibra dopada con erbio (EDF, por sus siglas en inglés) como medio de ganancia. La EDF tiene un diámetro de revestimiento de 125 μm , una apertura numérica entre 0.21-0.24 y una absorción del núcleo a 980 nm de 11 a 13 dB/m (M12-980-125, Thorlabs). La EDF fue bombeada por un diodo láser de 980 nm a través de un multiplexor por división de longitud de onda (WDM, por sus siglas en inglés), obteniendo una emisión a 1550 nm, que pasa por un aislador (ISO) para brindar un funcionamiento unidireccional y evitar la reflexión hacia atrás. El ISO está conectado a un controlador de polarización (PC) para optimizar la cavidad de anillo. Posteriormente, el PC es conectado a un circulador de fibra óptica (FOC) de 3 puertos, la cual constituye la parte principal de la cavidad de anillo. La luz láser entrante se transmite del puerto 1 al puerto 2; la punta del extremo del puerto 2 se cortó y empalmó con la fibra óptica como se muestra en la Fig. 3. 3. Una vez que se crea la burbuja de termocavitación, una fracción de la luz láser reflejada en la interfase solución-vapor se transmite de regreso al puerto 2 y pasa a través del puerto 3 con una pérdida mínima. Finalmente, el pulso láser se extrae de la cavidad de anillo mediante un acoplador óptico (OC) 90:10, que devuelve el 90% de la energía de la luz oscilante a la EDF. El pulso de láser es recolectado por un fotodetector rápido (PD) y medido como voltaje en un osciloscopio.

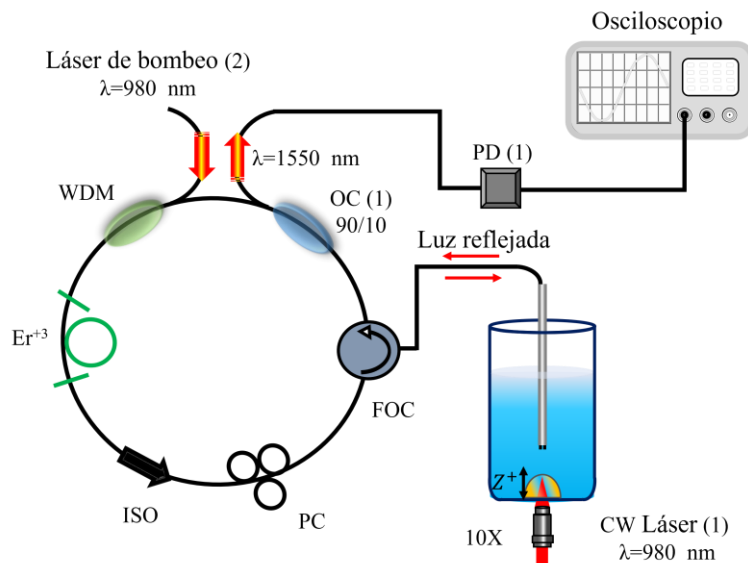


Fig. 3. 3. Esquema del láser EDF basado en termocavitación. El mecanismo de generación de pulsos está controlado por la reflectividad variable en el tiempo de la interfase vapor-solución.

3.3 Resultados

En la cavidad de anillo, el diodo láser de bombeo se fijó a una potencia de 235 mW y se midieron las características temporales de los pulsos de salida en función de la potencia del láser CW que induce a la generación de burbujas de termocavitación, este intervalo fue de 75 mW hasta la potencia máxima del láser que es 400 mW. En un trabajo anterior y en condiciones experimentales similares, se reportó una burbuja de termocavitación con un radio máximo de $\sim 470 \mu\text{m}$ y un tiempo de vida útil $\sim 150 \mu\text{s}$ [26]. Teniendo en cuenta lo anterior, podemos suponer que la burbuja de vapor generada en este experimento nunca toca la punta de la fibra óptica.

La Fig. 3. 4 muestra las trazas del osciloscopio de la salida del láser para cuatro potencias diferentes 75, 175, 282 y 400 mW. En esta figura es posible observar que la amplitud de los pulsos láser extraídos de la cavidad de anillo permanece constante, pero la frecuencia de generación aumenta a medida que aumenta la potencia del láser. La última se debe a que en termocavitación el volumen de agua sobrecalentada es mayor para menor potencia debido a la difusión del calor. El volumen calentado determina el volumen de agua disponible para la vaporización y, en consecuencia, se producen burbujas más grandes, pero a baja frecuencia [26]. Por el contrario, una mayor potencia significa un volumen sobrecalentado más pequeño y, por tanto, burbujas más pequeñas, pero a frecuencias de generación más altas. Este comportamiento de los pulsos de luz concuerda bien con la dinámica de la burbuja de termocavitación descrita en [26].

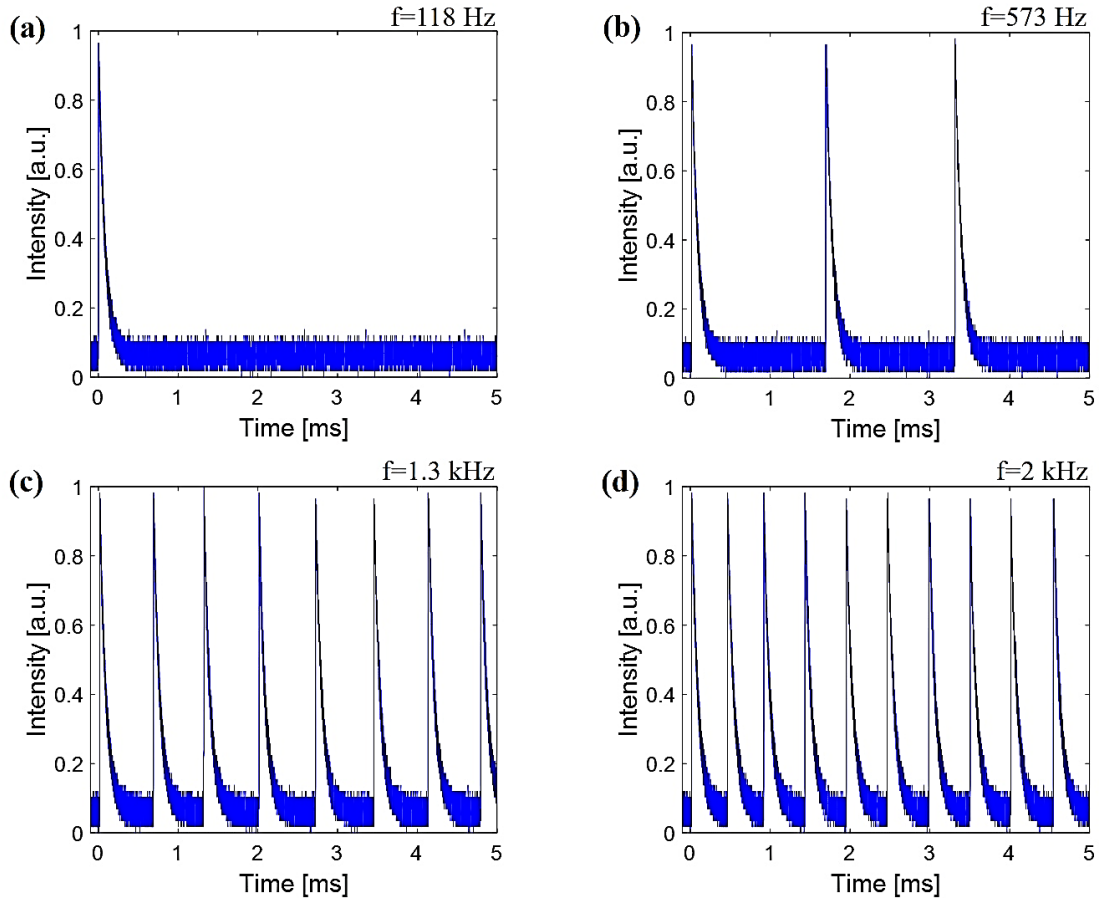


Fig. 3. 4. Pulsos obtenidos a la salida de la cavidad láser, variando la potencia láser para inducir burbujas termocavitación. a) 97.1 mW, b) 111.1 mW, c) 203.4 mW, d) 337.7 mW y e) 395 mW.

La Fig. 3. 5 (a) muestra la frecuencia de repetición y la amplitud de los pulsos extraídos del láser de anillo con EDF en función de la potencia del láser de onda continua (CW). En esta figura se puede observar que la frecuencia de repetición de los pulsos aumenta con la potencia desde 118 Hz hasta 2 kHz y el ancho de pulso disminuye moderadamente de 64 a 57 μ s. Es importante mencionar que la frecuencia máxima de repetición está limitada por la potencia del láser, en principio podría llegar a varias decenas de kHz. La Fig. 3. 5 (b) representa el espectro de salida de láser para los cuatro pulsos de salida mostrados en la Fig. 3. 5 (a). Estos se obtuvieron con un analizador de espectro óptico (MS9740A, Anritsu). En esta figura podemos ver que el ancho del espectro disminuye (7.54, 5.03, 3.27 y 3.02 nm) a medida que aumenta la potencia del láser (75, 175, 282 y 400 mW), obteniendo un pico central

en 1560 nm. El ancho del espectro fue medido como el ancho a la mitad del máximo (FWHM).

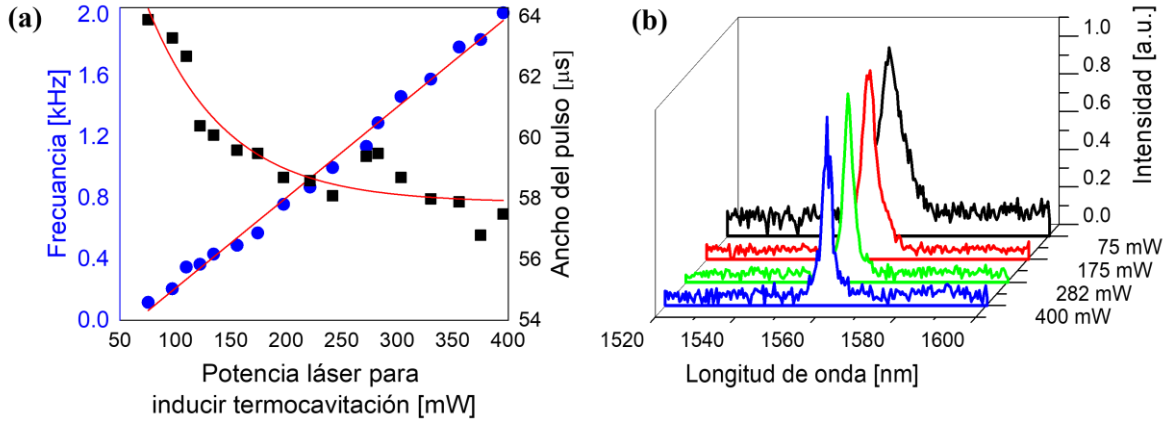


Fig. 3. 5. a) Frecuencia de repetición y ancho de pulso en función de la potencia del láser para inducir la termocavitación y b) espectro de los pulsos extraídos a la salida de la cavidad láser.

Para observar la variación de las características temporales de los pulsos de salida cuando se varió la potencia de bombeo en la cavidad de anillo, la potencia del láser de generación de burbujas se fijó en 272 mW. En este caso, el ancho del pulso disminuye moderadamente con el láser de bombeo, pero la frecuencia de repetición se mantuvo casi constante (~ 1.2 kHz) como se esperaba, ya que la absorción de luz a 1550 nm por la solución es insignificante y también su contribución al proceso de termocavitación. Es decir, la frecuencia de repetición es independiente del láser de bombeo, como se muestra en la Fig. 3. 6 (a). La Fig. 3. 6 (b) representa el espectro de salida de láser para cuatro pulsos, obtenido para una potencia de bombeo de 106, 131, 199 y 235 mW. En esta figura se puede observar que el ancho del espectro se mantiene casi constante alrededor de 3.4 nm, obteniendo nuevamente un pico central en 1560 nm.

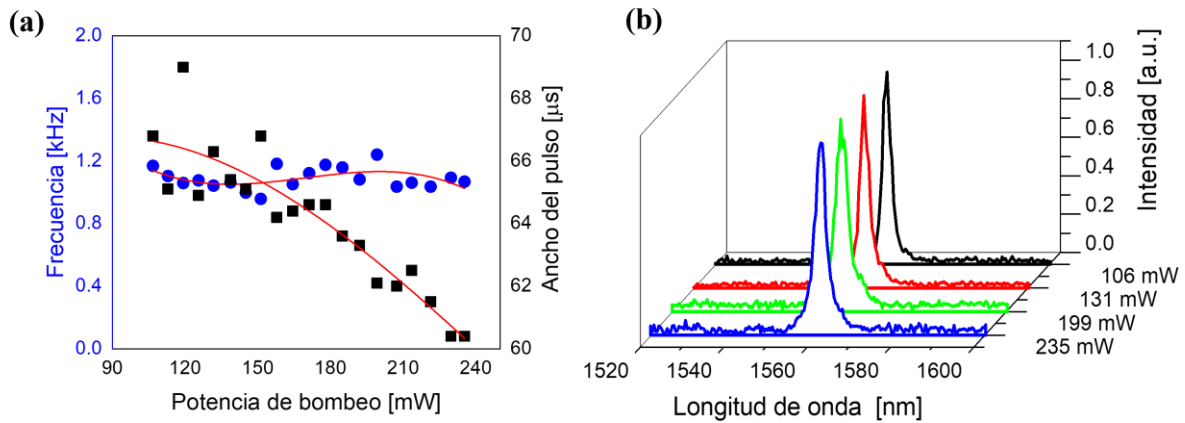


Fig. 3. 6. a) Frecuencia de repetición (círculos azules) y ancho de pulso (cuadrados negros) versus la potencia de bombeo y b) espectro de salida de los pulsos extraídos del láser de anillo EDF.

3.4 Discusión de resultados

El principio físico de conmutación (Q-switching activo) en el láser de fibra óptica propuesto se basa en el cambio de la reflexión de la luz que viaja hacia la cavidad de anillo. La luz reflejada puede ser causada por dos vías diferentes: *i*) el crecimiento y colapso de la burbuja de vapor y *ii*) la onda de presión acústica emitida inmediatamente después del colapso de las burbujas. La fibra óptica sumergida en la solución puede comportarse como un hidrófono de fibra óptica, cuyo principio físico está basado en el cambio de reflectividad de la luz en el extremo final de la fibra, cuando una onda acústica incide en la punta de la fibra [27-29]. La onda acústica cambia la densidad de la solución, que a su vez modula el índice de refracción. Un cambio de presión positiva corresponde a una compresión del líquido, provocando un aumento de su índice de refracción, mientras que un cambio de presión negativa está relacionado con la rarefacción del líquido, provocando una disminución de su índice de refracción. Por lo tanto, este cambio de índice de refracción modula la intensidad de la luz reflejada en la interfase vidrio-solución (superficie S1) y se transmite de regreso a la fibra.

El cambio del índice de refracción de la fibra de vidrio puede despreciarse debido a su baja compresibilidad. Con estos supuestos, el coeficiente de reflexión R se puede calcular a partir de los índices de refracción de la solución n_s y el núcleo de la fibra n_f utilizando las ecuaciones de Fresnel [27]. Se puede lograr una buena aproximación si se considera la incidencia de luz normal en el extremo de la fibra:

$$R = \left[\frac{n_f - n_c}{n_f + n_c} \right]^2. \quad (3.1)$$

Cuando la onda acústica pasa por la punta de la fibra (interfase vidrio-solución), n_s se modula en el tiempo,

$$n_s = n_s^0 + \delta P(t) \quad (3.2)$$

donde n_s^0 es el índice de refracción de la solución estática en ausencia de onda acústica, δ es la variación del índice de refracción debido a la onda acústica y P es la presión [27].

En este experimento, el índice de refracción del núcleo de la fibra es $n_f = 1.4682$ (Corning SMF-28) y el índice de refracción de la solución de trabajo es $n_s^0 = 1.4168$, el cual fue medido con un refractómetro de Abbe (NAR-1T-Solid, ATAGO). De acuerdo con la referencia [27], las variaciones en el índice de refracción debidas a las variaciones de presión de una onda acústica están dadas por $\delta \approx \frac{\partial n_s}{\partial P} \approx 1.4 \times 10^{-4} \text{MPa}^{-1}$.

La amplitud de la onda acústica emitida por el colapso de una burbuja de termocavitación es $\sim 1 \text{MPa}$ [25], obteniendo una variación del índice de refracción de $\delta P(t) = 1.4 \times 10^{-4}$ y consecuentemente $n_s = 1.4169$, es decir, el cambio en el índice de refracción de la solución de trabajo se modifica hasta el cuarto punto decimal, por lo que la reflectividad de la luz es insignificante. H.S. Yadav et al., midieron el índice de refracción del agua bajo altas presiones dinámicas mediante un método de refracción geométrica [30]. De acuerdo con este estudio, para obtener una variación del índice de refracción del agua de 1.33 a 1.41 es necesaria una onda de presión de aproximadamente 10 kBar (1GPa); sin embargo, estas presiones solo se obtienen para las ondas de choque emitidas por el colapso de las burbujas de cavitación inducidas por láseres de pulso corto [31].

Ahora, si calculamos la reflectividad de la luz en la superficie S1 y S2 (ver Fig. 3. 2 (b)) en ausencia de una onda acústica obtenemos un valor de $R_{S1} = 0.00031$, lo que indica que solo el 0.03% de la luz se refleja en la interfase vidrio-solución y $R_{S2} = 0.0297$ (considerando el índice de refracción de la burbuja de vapor como $n_{vapor} = 1.0003$), lo que indica que aproximadamente el 3.0% de la luz se refleja en la interfase vapor-solución. Por tanto, la cavidad se completa con la interfase vapor-solución. Normalmente, la vida útil de la burbuja se sitúa entre 100 y 300 μs , según el tamaño de la burbuja (controlado con el láser CW). Por tanto, el espejo dura un tiempo aún más corto ya que la luz reflejada hacia la cavidad desde burbujas más pequeñas es menor dada su curvatura. Por encima de cierto diámetro de burbuja, la interfase vapor-solución es prácticamente plana y la reflectividad constante. Con esta información en la mano, es posible considerar que el principio físico de conmutación de los pulsos láser se debe al cambio del coeficiente de reflexión óptica en la interfase vapor-solución, cuando la burbuja de termocavitación crece y colapsa, y no por la onda acústica.

3.5 Conclusiones:

En este capítulo de la tesis, se presentó un mecanismo novedoso para la generación de pulsos láser basado en el fenómeno de la termocavitación. Aquí, se indujeron burbujas de vapor usando un láser CW a 980 nm enfocado en una solución saturada de nitrato de cobre disuelto en agua. Cada pulso láser corresponde a un único evento de termocavitación, obteniendo una frecuencia de repetición de pulso de 118 Hz a 2 kHz a 1560 nm, con un ancho de pulso que varía de 64 a 57 μs . La frecuencia de repetición se puede controlar ajustando la potencia del láser para inducir burbujas de termocavitación y está limitada por la potencia del dispositivo (400 mW); sin embargo, podría alcanzar varias decenas de kHz. Si bien la frecuencia de repetición máxima obtenida en este trabajo es menor a la reportada por láseres de fibra Q-Switched y Mode-Lock (hasta MHz), el mecanismo físico de generación de pulsos es totalmente diferente a ellos y se basa en el cambio del coeficiente de reflexión óptica en la interfase vapor-solución, cuando se crea una burbuja de

termocavitación. Este tipo de láser de fibra pulsada, hasta donde sabemos, no se ha reportado en la literatura.

Referencias

- [1] S. Addanki, I. S. Amiri, and P. Yupapin, “Review of optical fibers-introduction and applications in fiber lasers,” *Results Phys.* 10, 743–750 (2018).
- [2] T. J. Allen, M. Berendt, D. Lin, S. U. Alam, N. T. Huynh, E. Zhang, D. J. Richardson, and P. C. Beard, “High pulse energy fiber laser as an excitation source for photoacoustic tomography,” *Opt. Express* 28(23), 34255–34265 (2020).
- [3] D. J. Passos, S. O. Silva, J. A. Fernandes, M. B. Marques, and O. Frazão, “Fiber cavity ring-down using an optical time-domain reflectometer,” *Photonic Sens.* 4(4), 295–299 (2014).
- [4] W. Pan, J. Zhou, L. Zhang, and Y. Feng, “Raman dissipative soliton fiber laser mode locked by a nonlinear optical loop mirror,” *Opt. Express* 27(13), 17905–17911 (2019).
- [5] A. L. Khalaf, T. S. Hasan, H. A. Abdulbari, W. A. Kadhim, and M. H. Yaacob, “CNT-Based Tapered Optical Fiber for Ethanol Remote Sensing Over 3-kilometer Optical fiber,” *J. Mater. Res. Technol.* 12, 1738–1746 (2021).
- [6] Y. Takubo, S. Ikoma, K. Uchiyama, H. Kusaka, Y. Umeda, and M. Kashiwagi, “Dynamic analysis of materials processing with 5-kW single-mode fiber laser,” *Proc. SPIE* 10897, 37 (2019).
- [7] R. I. Álvarez-Tamayo, M. Durán-Sánchez, O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, and M. Espinosa-Martínez, “Active Q-switched fiber lasers with single and dual-wavelength operation,” *Fiber Laser*, Mukul Chandra Paul, (InTech, 2016).
- [8] T. Ennejah and R. Attia, “Mode locked fiber lasers, in *Current Developments in Optical Fiber Technology*,” (InTech, 2013), Chap 15.
- [9] A. F. El-Sherif and T. A. King, “High-energy, high-brightness Q-switched Tm³⁺-doped fiber laser using an electro-optic modulator,” *Opt. Commun.* 218(4-6), 337–344 (2003).
- [10] Y. O. Barmenkov, A. V. Kir’yanov, J. L. Cruz, and M. V. Andres, “Pulsed regimes of Erbium-doped fiber laser Q-switched using acousto-optical modulator,” *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* 20(5), 337 (2014).
- [11] V. Agrež and R. Petkovšek, “Highly adaptable gain-switched fiber laser with improved efficiency,” *Opt. Express* 27(9), 12100–12109 (2019).
- [12] G. Sobon, P. Kaczmarek, A. Antonczak, J. Sotor, A. Waz, and K. M. Abramski, “Pulsed dual-stage fiber MOPA source operating at 1550 nm with arbitrarily shaped output pulses,” *Appl. Phys. B* 105(4), 721–727 (2011).

- [13] M. T. Ahmad, A. R. Muhammad, R. Zakaria, H. R. A. Rahim, K. S. Hamdan, H. H. M. Yusof, H. Arof, and S. W. Harun, “Gold nanoparticle based saturable absorber for Q-switching in 1.5 μm laser application,” *laser Phys.* 27(11), 115101 (2017).
- [14] D. A. Glubokov, V. V. Sychev, A. S. Mikhailov, A. E. Korolkov, D. A. Chubich, B. I. Shapiro, and A. G. Vitukhnovskii, “Saturable absorber based on silver nanoparticles for passively mode-locked lasers,” *Quantum Electron.* 44(4), 314–316 (2014).
- [15] P. Zaca-Morán, J. G. Ortega-Mendoza, G. J. Lozano-Perera, L. C. Gómez-Pavón, G. F. Pérez-Sánchez, J. P. Padilla-Martínez, and C. Felipe, “Passively Q-switched erbium-doped fiber laser based on Zn nanoparticles as a saturable absorber,” *laser Phys.* 27(10), 105101 (2017).
- [16] X. Liu, X. Li, Y. Tang, and S. Zhang, “PbS nanoparticles saturable absorber for ultrafast pulse generation in 2- μm fiber laser,” *Opt. Lett.* 45(1), 161–164 (2020).
- [17] A. V. Pushkin, E. A. Migal, S. Tokita, Y. V. Korostelin, and F. V. Potemkin, “Femtosecond graphene mode-locked Fe: ZnSe laser at 4.4 μm ,” *Opt. Lett.* 45(3), 738–741 (2020).
- [18] H. Hassan, M. A. Munshid, and A. J. Abdulhadi, “L-band dual wavelength passively Q-switched erbium-doped fiber laser based on tellurium oxide nanoparticle saturable absorber,” *Laser Phys.* 30(2), 025101 (2020).
- [19] H. Jeong and D. I. I. Yeom, “Passively Q-switched Erbium doped all-fiber laser with high pulse energy based on evanescent field interaction with single-walled carbon nanotube saturable absorber,” *Curr. Opt. Photonics* 1(3), 203–206 (2017).
- [20] F. Gires and F. Combaud, “Saturation de l’absorption optique de certaines solutions de phtalocyanines,” *J. Phys.* 26(6), 325–330 (1965).
- [21] W. Yang, J. Hou, B. Zhang, R. Song, and Z. Liu, “Semiconductor saturable absorber mirror passively Q-switched fiber laser near 2 μm ,” *Appl. Opt.* 51(23), 5664–5667 (2012).
- [22] N. M. Radzi, A. A. Latif, M. F. Ismail, J. Y. C. Liew, E. Wang, H. K. Lee, N. Tamcheck, N. A. Awang, F. Ahmad, M. K. Halimah, and H. Ahmad, “Q-switched fiber laser based on CdS quantum dots as a saturable absorber,” *Results Phys.* 16, 103123 (2020).
- [23] A. Kokhanovskiy, S. Kobtsev, A. Ivanenko, and S. Smirnov, “Properties of artificial saturable absorbers based on NALM with two pumped active fibers,” *Laser Phys. Lett.* 15(12), 125101 (2018).
- [24] R. Chiu, M. Mora-González, E. Villafaña-Rauda, F. Casillas-Rodríguez, J. Castañeda-Contreras, V. Marañón-Ruíz, and V. M. Castaño, “Optical effects of thermocavitation in natural plant extracts,” *Optik* 134, 216–218 (2017).
- [25] J. C. Ramírez-San Juan, E. Rodríguez-Aboytes, A. E. Martínez-Canton, O. Baldovino-Pantaleon, A. Robledo-Martínez, N. Korneev, and R. Ramos-García, “Time-resolved analysis of cavitation induced by CW lasers in absorbing liquids,” *Opt. Express* 18(9), 8735–8742 (2010).

- [26] J. P. Padilla-Martínez, C. Berrospe-Rodríguez, G. Aguilar, J. C. Ramírez-San-Juan, and R. Ramos-García, “Optic cavitation with CW lasers: A review,” *Phys. Fluids* 26(12), 122007 (2014).
- [27] A. Arvengas, K. Davitt, and F. Caupin, “Fiber optic probe hydrophone for the study of acoustic cavitation in water,” *Rev. Sci. Instrum.* 82(3), 034904 (2011).
- [28] G. Kang, S. Chan Cho, A. J. Coleman, and M. Joo Choi, “Characterization of the shock pulse-induced cavitation bubble activities recorded by an optical fiber hydrophone,” *J. Acoust. Soc. Am.* 135(3), 1139–1148 (2014).
- [29] F. Ueberle and A. Jamshidi-Rad, “Pressure pulse measurements using optical hydrophone principles,” *J. Phys.: Conf. Ser.* 279(1), 012003 (2011).
- [30] H. S. Yadav, D. S. Murty, S. N. Verma, K. H. C. Sinha, B. M. Gupta, and D. Chand, “Measurement of refractive index of water under high dynamic pressures,” *J. Appl. Phys.* 44(5), 2197–2200 (1973).
- [31] L. Martí-López, R. Ocaña, J. A. Porro, M. Morales, and J. L. Ocaña, “Optical observation of shock waves and cavitation bubbles in high intensity laser-induced shock processes,” *Appl. Opt.* 48(19), 3671–3680 (2009).

Capítulo IV

Termocavitación: una técnica alternativa para la impresión de micro-gotas

Una de las aplicaciones tecnológicas con mayor aplicación en procesos industriales es la generación de chorros líquidos como una técnica de impresión por inyección de tinta. En este trabajo se desarrolla una nueva técnica para la generación de un chorro líquido a la salida del inyector, con una velocidad cuasi uniforme, hasta su proceso de ruptura en gotas. El principio físico para la generación de gotas líquidas es la transferencia de impulso debido al fenómeno de termocavitación. Se ha utilizado una cámara rápida para estudiar la dinámica de las gotas (velocidad y tamaño) y sus parámetros físicos requeridos en el ámbito de la imprimibilidad, como lo es, el número de Reynolds, el número de Weber y el número de Ohnesorge, con el propósito de ser ubicados en el mapa de imprimibilidad, todos estos valores están en función del tamaño de la burbuja de termocavitación. La ubicación de los resultados en el mapa de imprimibilidad sugiere que las gotas generadas con esta técnica son aptas para el proceso de impresión, con una potencial aplicación en la deposición de películas delgadas.

4.1 Introducción

La propiedad mecánica que distingue a los líquidos de los sólidos es la facilidad que tienen para deformarse. Cuando se le aplica una fuerza pequeña a un trozo de sólido elástico, éste tiende a deformarse proporcionalmente a la fuerza aplicada. Por el contrario, si a un fluido se le aplica una fuerza (presión), éste mantendrá su densidad prácticamente sin cambio alguno, es decir, es incompresible [1]. Ahora bien, si se pasa al escenario donde un chorro líquido es generado a la salida de una tobera generalmente circular y con una velocidad considerable, se tendrá que estudiar su formación, evolución y su ruptura en gotas. Para poder conocer su dinámica, generalmente se observan las propiedades del líquido, densidad (ρ), la viscosidad(μ)

y tensión superficial (γ). El primer análisis llevado a cabo para tratar de explicar el fenómeno de formación y ruptura en gotas de un chorro líquido fue presentado por T. Young en 1804 [2], en su trabajo titulado “An essay on the cohesion of fluids”, donde llevó a cabo la observación de pequeñas gotas de aceite que se forman sobre el agua. Años después Laplace y Gauss, hacen una primera formulación del fenómeno de tensión superficial. Pero no fue hasta cuando J. Plateau [3], demostró la relación de la inestabilidad del chorro y la tensión superficial, que dio lugar a su ruptura en gotas. Años más tarde L. Rayleigh en 1878 [4], estudió al chorro líquido como una columna líquida infinita, perturbada en toda su extensión. Gracias a este análisis, fue capaz de establecer una serie de predicciones teóricas sobre la evolución del chorro líquido y la perturbación aplicada al mismo [5]. En la última década, una de las aplicaciones más progresivas en la microfluídica y en la industria es la generación de chorros líquidos como un sistema de impresión. Esta técnica se basa en la ruptura controlada de un chorro, que se caracteriza por sus posibles ventajas de alta generación de gotas, pequeños volúmenes y su gran reproducibilidad. Esta técnica de generación de gotas controladas es mejor conocida como método de inyección de tinta (inkjet printing, IJP, por sus siglas en inglés).

En los últimos años el método IJP se ha convertido en una tecnología clave para muchas aplicaciones, no solo en el área de impresión de papel, sino en varios campos de la ciencia; por ejemplo, en el área de la farmacéutica [6-8], en la medicina como un método de impresión de micro-matrices de proteínas [9]. Un esquema más general de la bio-impresión de bio-tintas de compuestos de materiales biológicos y células vivas, se puede encontrar en [10,11], haciendo énfasis que el primer escrito se enfoca en el fenómeno de sedimentación celular por la bio-impresión. Por otra parte, la deposición de gotas también se ha utilizado como técnica para la generación de estructuras de carbono nanoporosas (micro supercondensadores) [12], en la electrónica flexible o impresa [13-15], en dispositivos microfluídicos [16], sensores [17], entre otros. Actualmente se puede encontrar en la literatura varias técnicas de desarrollo de IJP, cada una con sus ventajas o restricciones, las cuales se muestran a continuación.

4.1.1 Métodos de impresión

El principal desafío en la impresión de inyección de tinta de alta resolución es generar gotas pequeñas y estables, que sequen en píxeles uniformes para evitar la fusión de píxeles. Actualmente, existen varios métodos para controlar la generación y el posicionamiento de pequeñas gotas, que a su vez se dividen en dos modos distintos para conseguir la IJP, modo continuo (CIJ, por sus siglas en inglés) e impresión de inyección de tinta por impulso, o mejor conocido como gota por demanda (DoD, por sus siglas en inglés).

En la técnica DoD, la tinta retenida en el inyector es estimulada por un pulso de presión. Dicho pulso fuerza la formación de gotas en el orificio del inyector, que son proyectadas para conseguir la impresión [11]. Las gotas de tinta se expulsan por sistemas térmicos, electrostáticos, piezoeléctricos y microelectro-mecánicos. El bajo caudal de gotas producidas es la principal desventaja del método DoD frente a otras técnicas de impresión por inyección de tinta (ver Fig. 4. 1). En DoD, regularmente cuando se expulsa una gota de tinta de baja viscosidad, se tiende a ver pequeñas gotas, llamadas "gotas satélites" o "gotas secundarias" [8].

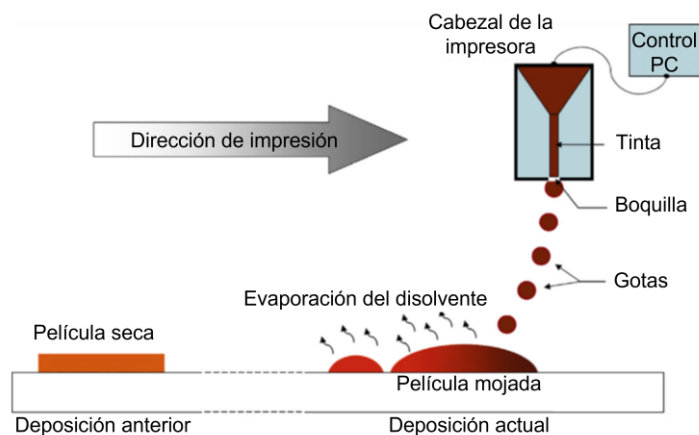


Fig. 4. 1. Impresión de inyección de tinta de productos farmacéuticos en la superficie de un sustrato [8].

La impresión en 2D de la CIJ, se basa en la generación de un chorro continuo de tinta y su estimulación con un pulso o señal tras su salida del inyector; para obtener una ruptura en gotas de éste, la estimulación necesaria se consigue

típicamente por vibraciones ultrasónicas, generalmente producidas por un transductor piezoeléctrico, como lo muestra la Fig. 4. 2 [18]. Este método permite conseguir una producción de gotas más rápida que la obtenida por medio de la técnica DoD, y facilita además la visualización y control de la presión. No obstante, para explotar al máximo las ventajas de esta técnica, es necesario analizar en detalle qué características debe tener la señal empleada en la estimulación del chorro para conseguir la forma de ruptura deseada, siendo el factor más complicado en esta técnica [5]. Una de las grandes desventajas de este método en la obstrucción de la tobera por el uso constante.

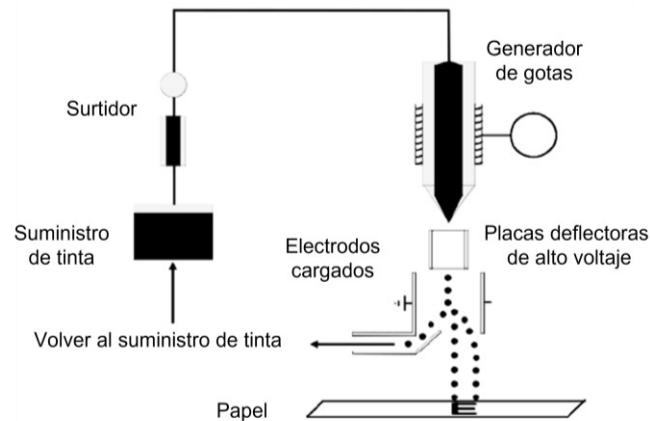


Fig. 4. 2. Esquema de una impresora de chorro continuo. La tinta del suministro se bombea al generador de gotas y se descompone en gotas a través de un generador ultrasónico. Las gotas son cargadas por los electrodos de carga y son desviadas electrostáticamente por placas deflectoras de alto voltaje [18].

En la impresión en 3D por la CIJ, para tener inyección de tinta continua en forma de una columna líquida constante, se emplea una bomba o pistón para desplazar la solución líquida del inyector [6,7,10]. Por ejemplo, en la electrohidrodinámica (EHD), un esquema simple de la configuración requerida para realizar la impresión EHD se muestra en la Fig. 4. 3. Un capilar conductor está conectado a una bomba de jeringa o suministro de aire para suministrar la tinta. La fuente de alto voltaje proporciona la fuerza eléctrica requerida para inducir la impresión. Una base de traslación controlable contiene el sustrato sobre el que se está imprimiendo y que a su vez controla la forma del patrón de deposición [19]. Este

método, por lo general, se aplica como una técnica de impresión 3D en la fabricación de objetos capa por capa, utilizando un diseño digital previo [7].

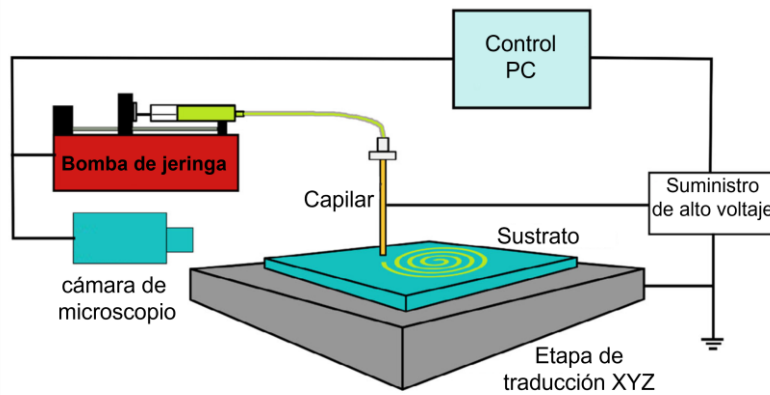


Fig. 4. 3. Esquema simple de los componentes necesarios para construir una impresora EHD. [19].

Un esquema más general de cómo están clasificadas las tecnologías de generación de micro-gotas líquidas por la técnica de IJP, se muestra en el esquema de la Fig. 4. 4, el cual fue reportado por M. Ali Shah et al. [20], donde se observan los distintos métodos, que incluyen la impresión con aguja, la impresión por inyección de tinta piezoeléctrica (PIP, por sus siglas en inglés), inyección térmica (TIJ, por sus siglas en inglés), la impresión por inyección electrohidrodinámica, que previamente se ha dado un ejemplo (EHD), la impresión por láser, la impresión por inyección de aerosol (AJP, por sus siglas en inglés), impresión por ondas acústicas superficiales (SAW, por sus siglas en inglés), impresión acustoforética y la impresión por impacto de caída, entre otros [20].

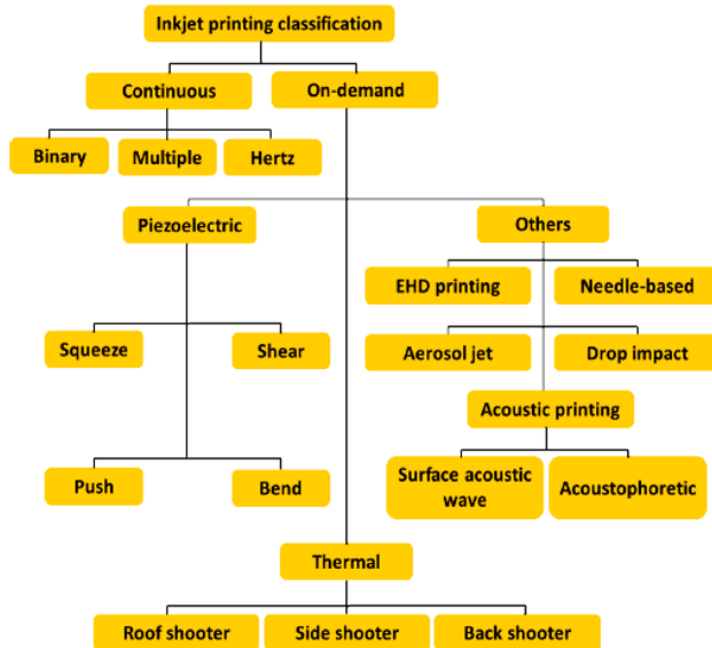


Fig. 4. 4. Clasificación de las tecnologías de impresión [20].

Para el caso de la PIP, la forma del transductor piezoeléctrico cambia bajo un voltaje aplicado [12]. Esto genera un pulso de presión en la cámara de tinta, lo que resulta en la expulsión de gotas de tinta desde la boquilla conectada con la cámara (Ver Fig. 4. 5). M. Ali Shah [20], menciona que, para los métodos de impresión piezoeléctrica, basados en agujas o boquillas son propensos a obstruirse cuando se intenta extender su uso.

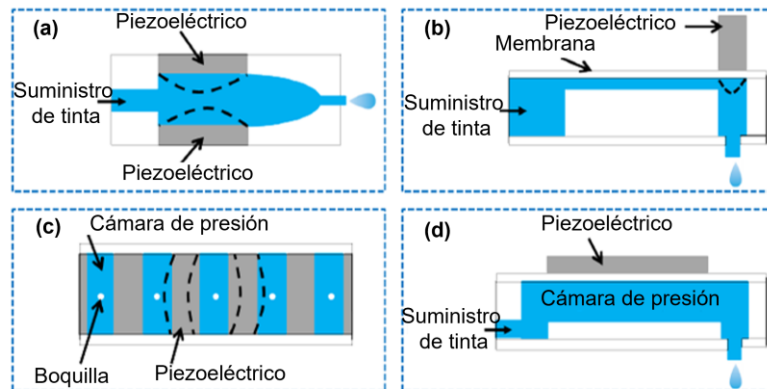


Fig. 4. 5. Clasificación de cabezales de impresión de inyección de tinta piezoeléctricos. a) modo de compresión, b) modo de empuje, c) modo de corte, d) modo de flexión [20]

Para el caso de la TIJ se pueden tener mecanismos de expulsión superiores laterales o suspendidos (Ver Fig. 4. 6) [20]. En la primera configuración, el calentador, que funciona como mecanismo de expulsión, se coloca detrás de la boquilla; en la segunda configuración, se coloca junto a la boquilla; y en la tercera configuración, el calentador está suspendido dentro de la cámara de tinta. El principal problema con el cabezal de impresión TIJ es su vida útil corta, debido a la electromigración del calentador, el daño por cavitación de burbujas y las grietas inducidas por el estrés térmico. Otro problema es la acumulación de residuos, un fenómeno en el que las partículas de tinta se depositan en la superficie del calentador durante el funcionamiento del TIJ, lo que afecta la formación de burbujas y la eyección de gotas [20].

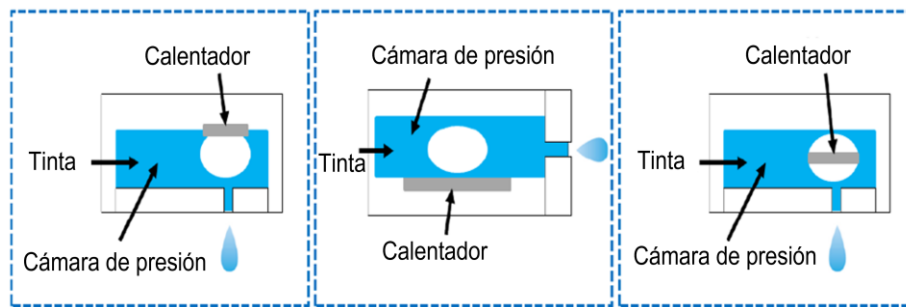


Fig. 4. 6. Tres tipos de cabezales de impresión de inyección de tinta térmica, a) tirador de techo, b) tirador lateral, c) calentador suspendido [20].

La AJP es una técnica basada en gotas de alta resolución aplicada para imprimir materiales con viscosidades altas. La AJP funciona según el principio de atomización de la tinta por ultrasonidos o mecanismo neumático (Ver Fig. 4. 7), lo que da como resultado la formación de aerosoles (suspensión de partículas líquidas en un gas portador) [20]. En ocasiones se agrega gas envolvente en el cabezal de deposición para mejorar aún más el rendimiento. El atomizador neumático, comparado con el atomizador ultrasónico produce un aerosol uniforme; sin embargo, solo puede imprimir tintas de muy alta viscosidad.

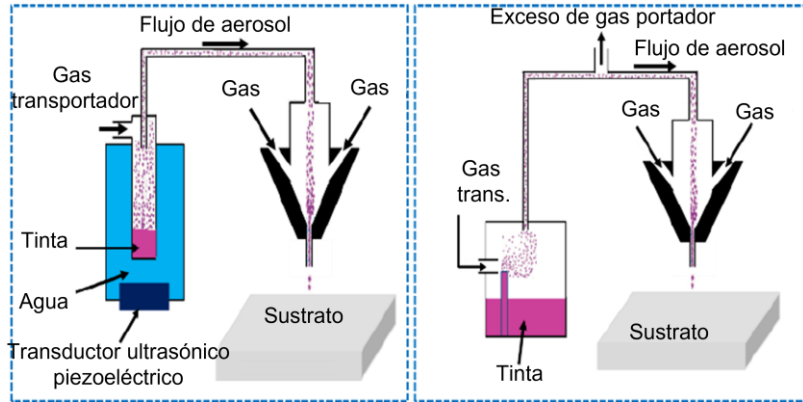


Fig. 4. 7. Sistema de impresión por chorro de aerosol con a) atomizador ultrasónico y b) atomizador neumático [20].

El sistema de impresión asistido por láser está compuesto por un rayo láser y un tipo especial de sustrato llamado sustrato donante, cuya parte superior está cubierta con una capa absorbente y la parte inferior con una capa adhesiva de tinta, como se muestra en Fig. 4. 8. La energía del rayo láser calienta la capa de tinta y genera así cavitación, lo que impulsa la gota hacia el sustrato colector. La impresión asistida por láser es una técnica sin boquilla y, por tanto, no se obstruye, sin embargo, el problema común en estos sistemas es la degradación de la capa absorbente.

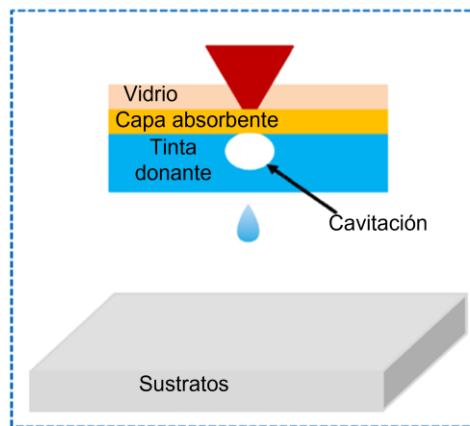


Fig. 4. 8. Sistema de impresión asistido por láser [20].

En la impresión SAW, las ondas acústicas se generan en la superficie del líquido para impulsar la gota. Por lo general, en un jet impulsado por SAW, los transductores interdigitales están impresos en un sustrato piezoeléctrico. El sustrato

se contrae y expande aplicando energía de radiofrecuencia, generando ondas de presión de frecuencias más altas. La gota es expulsada por la fuerza de radiación acústica generada por la SAW [20]. En la Fig. 4. 9 se ilustra un esquema del chorro propulsado por SAW con un par de electrodos transductores interdigitales. Debido a que la técnica de impresión impulsada por SAW no tiene boquillas, no tiene los inconvenientes relacionados con la obstrucción de las técnicas de impresión basadas en boquillas. Esto es especialmente ventajoso para la impresión con tintas biológicas. Sin embargo, la mayoría de los dispositivos de impresión controlados por SAW, no permiten el ajuste flexible del tamaño de la gota [20].

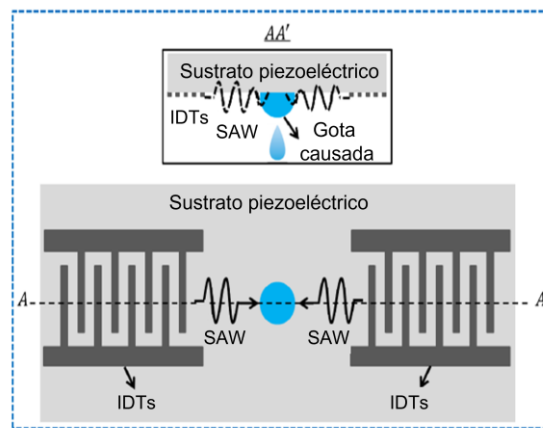


Fig. 4. 9. Representación esquemática del sistema de impresión de ondas acústicas superficiales [20].

Hasta el momento se han mencionado algunos de los métodos más reportados en el ámbito de la impresión de tinta, pero las aplicaciones físicas de impresión requieren también que se cumplan ciertos criterios de rendimiento. Por ejemplo, se requiere que las gotas resultantes tengan una cierta velocidad, típicamente de varios m/s. Una limitada cantidad de perturbaciones a la hora de viajar de un punto a otro, como lo es la distancia entre el cabezal de impresión y el sustrato. También se requiere que el sistema sea capaz de modular el tamaño de la gota expulsada, la cual se encuentra ligada directamente al volumen. Así mismo se busca evitar la formación de colas o gotas satélite, estos son altamente indeseables para la calidad de la impresión y finalmente, rectitud del chorro inicial, debido a que las gotas deben depositarse en línea recta hacia el sustrato [21]. Estos criterios de rendimiento están

ligados directamente a las propiedades reológicas de las soluciones, que, a su vez, se relacionan con los números adimensionales en el mapa de imprimibilidad, así como a los valores mínimos necesarios para lograr su expulsión o eyección,

En este último capítulo de tesis, se propone estudiar la generación de microgotas mediante el fenómeno de termocavitación, como una potencial aplicación en el campo del recubrimiento de películas delgadas. Las actuales técnicas de recubrimiento involucran control del espesor, la morfología y tamaño de partícula o tamaño de gotas depositadas, condiciones que se pueden cubrir por el método de termocavitación, satisfaciendo la capacidad de cubrir áreas determinadas, teniendo un control del diámetro o volumen de gotas, similar a lo que se muestra en la Fig. 4.10 [6].

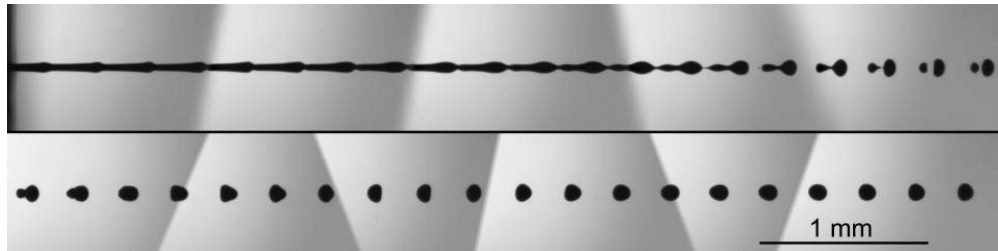


Fig. 4.10. Imagen estroboscópica que muestra la ruptura de un chorro continuo [1].

4.2 Diseño experimental

Un haz láser de onda continua ($\lambda = 980 \text{ nm}$) fue colimado y enfocado con un objetivo de microscopio ($f=8 \text{ mm}$) en el interior de la solución de nitrato de cobre ($13,78 \text{ g de Cu (NO}_3)_2$ por 10 ml de agua) contenida en el dispositivo micro-fluídico como se observa en la Fig. 4.11 (a). La configuración de la cavidad y las dimensiones fueron previamente reportados en [22], con la diferencia de que, en la parte superior no se utilizó una tobera, la cual fue sustituida por una membrana plástica (cinta adherible), con un orificio de $250 \mu\text{m}$ de diámetro. La luz absorbida calienta la solución de $\text{Cu (NO}_3)_2$ hasta su límite crítico ($\sim 300^\circ\text{C}$), donde la solución sobrecalentada pasa a su estado gaseoso rápidamente, produciendo una burbuja en expansión, que finalmente colapsa emitiendo una onda acústica. Tanto el crecimiento de la burbuja como la onda acústica juegan un papel importante en la expulsión de

gotas líquidas, a modo que el control de generación y diámetro de las gotas están sujetas a la frecuencia de formación y al tamaño de las burbujas de termocavitación. Los parámetros de la gota líquida son controlados mediante la distancia de enfocamiento dentro de la solución (distancia Z). Donde $Z=0$ se describe como el haz enfocado justo en la interfase vidrio-solución y dado que el objetivo del microscopio está montado en una plataforma de traslación, la posición del punto focal se puede controlar manualmente, ya sea dentro de la cavidad ($z>0$) como lo muestra la Fig. 4. 11 (b) o fuera de la cavidad ($z <0$)). Para registrar la formación, evolución e impacto de las gotas líquidas expulsadas, se utilizó una fuente de luz blanca para proyectar su sombra en una cámara de video de alta velocidad (Phantom VEO 710L), capturando 75,000 imágenes por segundo a una resolución de 192 x 312 píxeles (Ver Fig. 4. 11). Todos los videos obtenidos fueron analizados en el software "Phantom Camara Control Application".

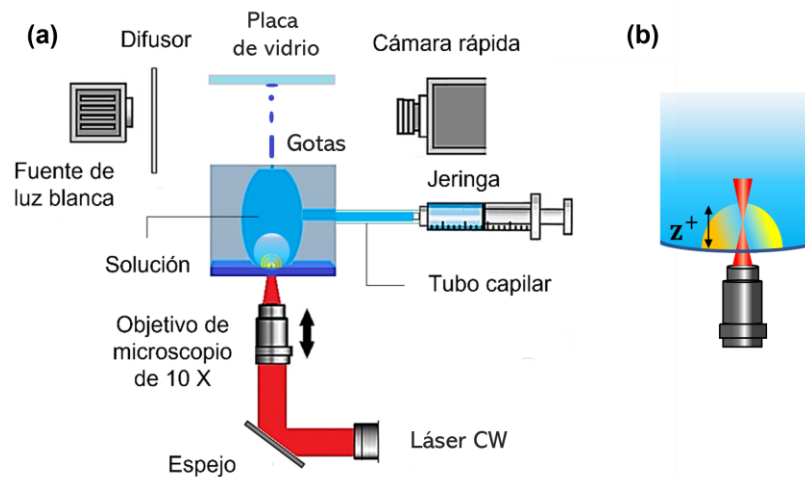


Fig. 4. 11. a) Montaje experimental para generar gotas, d) distancia focal del láser para valores de Z positivos.

4.3 Resultados

En este capítulo, se llevaron a cabo pruebas de expulsión de gotas líquidas por el fenómeno de termocavitación. La solución de trabajo fue irradiada a una potencia constante de 398 mW y se varió la distancia de enfocamiento del haz dentro de la

solución (Z , ver Fig. 4. 11 (b)), con valores que van desde 177 hasta 254 μm . Con la ayuda de la cámara rápida se logró capturar el viaje de las gotas hasta su impacto sobre un sustrato de vidrio, cuya distancia de separación entre la tobera y el sustrato fue de 5 mm, como se muestra la Fig. 4. 12. La Fig. 4. 12 (a) corresponde a $Z=177 \mu\text{m}$, el tiempo de viaje de la gota es $\sim 3192 \mu\text{s}$ tiempo que recorre la distancia de ~ 5 mm hasta su impacto. En esta misma figura, se puede apreciar la generación de una gota satélite. En la Fig. 4. 12 (b), es posible observar que el tamaño de la gota expulsada es mayor y que el tiempo de viaje que tarda en recorrer la gota hasta el instante del impacto se reduce a $1596 \mu\text{s}$. Para el caso donde $Z=228 \mu\text{m}$ (ver Fig. 4. 12 (c)), se muestra la aparición de más gotas satélites desde la parte inferior hasta la parte superior, provocadas por el aumento de la velocidad, a la gota de mayor diámetro (primera gota) le tomó un tiempo de viaje de $998 \mu\text{s}$ hasta impactar sobre el sustrato, donde inclusive se aprecia principios de salpicadura, desde el instante $t=998$ hasta $t=1197 \mu\text{s}$, como lo muestra el recuadro azul, caso contrario a la Fig. 4. 12 (a, b). En la Fig. 4. 12 (d), es posible observar la transición de gotas a semi chorros líquidos, con una mayor presencia de salpicaduras y una reducción de tiempo considerable hasta su impacto con el sustrato ($798 \mu\text{s}$). A partir de estos resultados se puede concluir que hay un rango dinámico en el parámetro Z , que permite la generación de gotas líquidas, una vez rebasado este rango se generarán chorros líquidos.

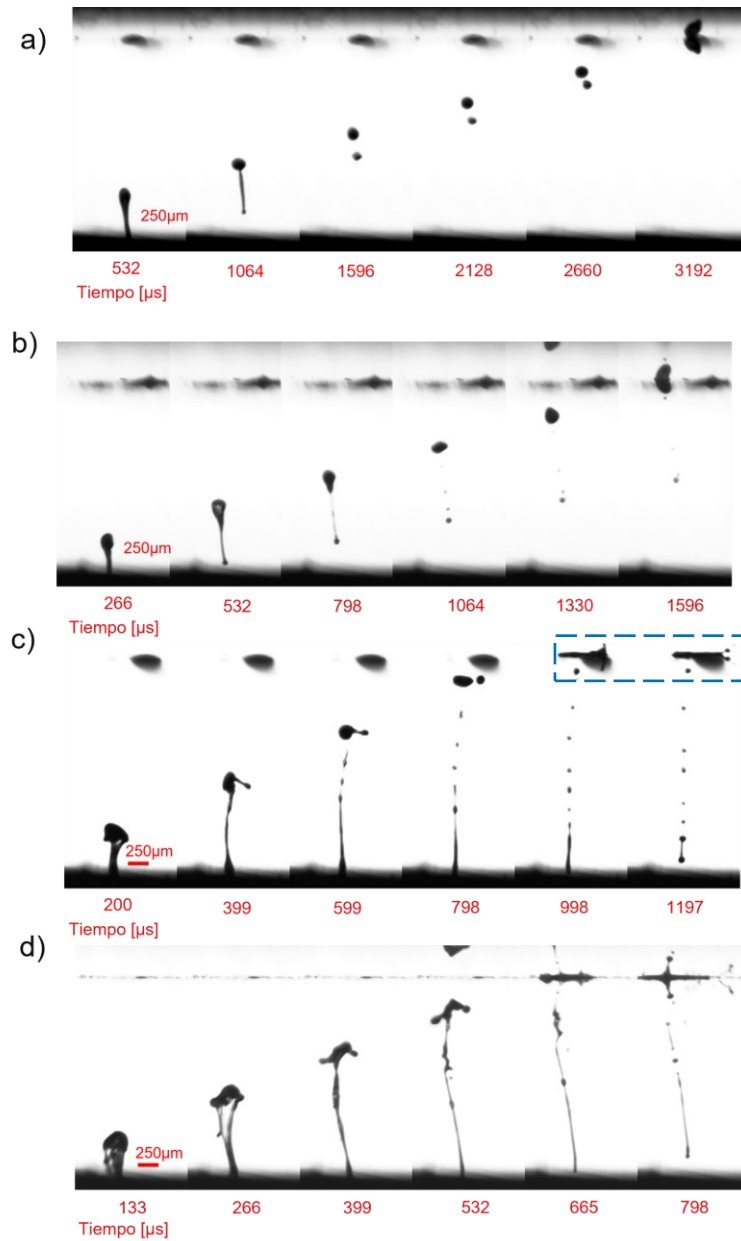


Fig. 4. 12. Dinámica en el tiempo de gotas generadas por el fenómeno de termocavitación en función a la distancia de enfocamiento del haz dentro de la solución (parámetro Z).

En la Fig. 4. 13 se muestran una matriz de gotas depositadas sobre el sustrato de vidrio, colocado a una distancia de ~ 5 mm de la salida de la cavidad. Cada gota mostrada en la imagen representa un evento de termocavitación, el cual se generó con una potencia constante de 398 mW. Las imágenes de las gotas fueron adquiridas con un microscopio óptico. En este trabajo el parámetro variable para controlar el diámetro de la gota fue la distancia Z , tomando valores de 178, 203, 229 y 254 μm ,

donde el diámetro promedio de 5 gotas es 352.7 ± 6.5 (Fig. 4. 14 (a)), 378.2 ± 26.1 (Fig. 4. 14 (b)), 402.4 ± 14.6 (Fig. 4. 14 (c)) y $402.4 \pm 16.4 \mu\text{m}$ (Fig. 4. 14 (d)) respectivamente, estos valores se muestran en la gráfica de la Fig. 4. 14.

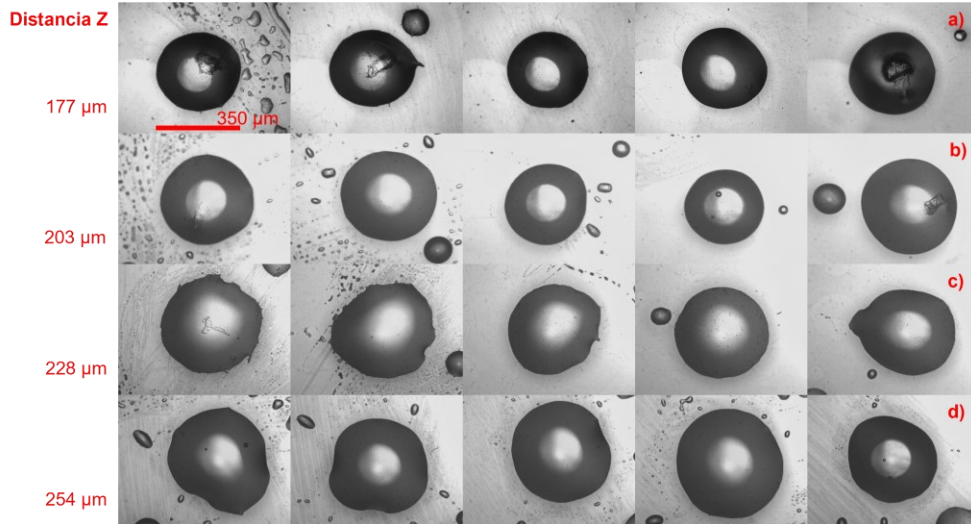


Fig. 4. 13. Gotas depositadas en el sustrato de vidrio.

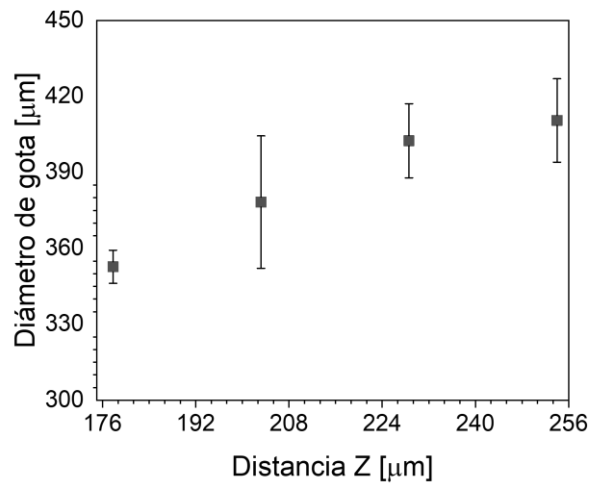


Fig. 4. 14. Diámetro promedio de las gotas mostradas en Fig. 4. 13 (5 eventos de termocavitación) en función de la distancia de enfocamiento del haz láser (Z).

En la Fig. 4. 15 se muestra cómo cambia la velocidad promedio en función del valor de Z. Se observa, que la velocidad va en aumento conforme se cambia el valor de Z, este comportamiento se atribuye a la generación de burbujas de termocavitación cada vez más grandes. En la Fig. 4. 15 se muestran dos velocidades, la velocidad inicial (v_i) que es justo a la salida de la cavidad, cuando aún se considera

una columna líquida y la velocidad final (v_f), un instante antes del impacto de la gota con el sustrato de vidrio. La Fig. 4. 16 muestra una secuencia de imágenes, donde se observa cómo es la relación entre la solución expulsada y el parámetro Z, de tal forma que, a partir de estas observaciones se puede mencionar que hay un rango de trabajo si se quiere expulsar gotas antes de la aparición de chorros líquidos, teniendo como límite la distancia $Z=256 \mu\text{m}$.

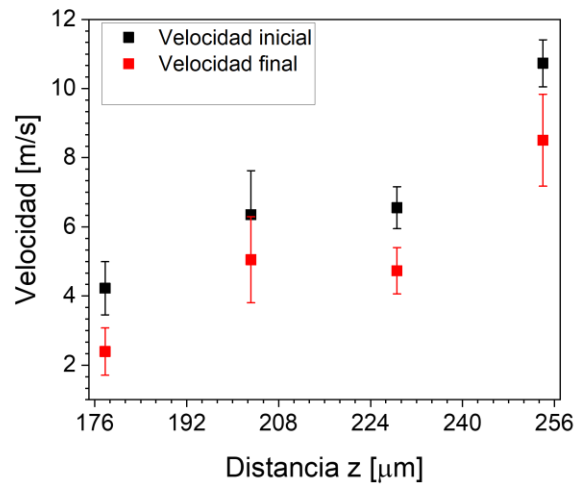
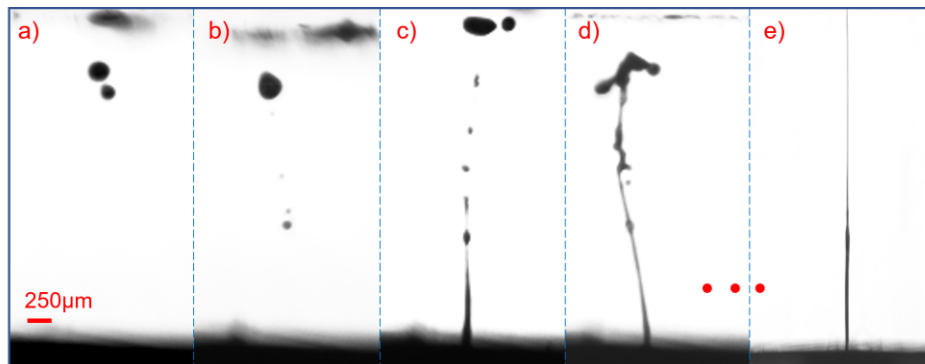


Fig. 4. 15. Se muestra la variación de la velocidad en función de la distancia de enfocamiento (Z).



V_i [m/s]	4.22	6.35	6.55	10.73	...	83.3
Z [μm]	177	203	228	254	...	480

Fig. 4. 16. Expulsión de gotas/chorros líquidos generadas por termocavitación.

Los resultados muestran que con el dispositivo micro-fluídico implementado se pueden llegar a generar gotas y chorros líquidos, tan solo cambiando el tamaño de la burbuja de termocavitación, que se logra de dos maneras distintas, la primera es

variando la potencia láser y la segunda es cambiando la distancia de enfocamiento dentro de la solución, la cual fue el parámetro a variar en este trabajo. La eficiencia de las gotas expulsadas se hace a través de su ubicación en los mapas de imprimibilidad, que se muestran más adelante.

4.4 Discusión de resultados

La formación de gotas es la resultante de una columna líquida fracturada debido a las inestabilidades (ver Fig. 4. 12 (a)), las cuales pueden ser provocadas por las fluctuaciones en la boquilla, los cambios de velocidad del chorro o las vibraciones en el sistema. Las fluctuaciones que conducen a la ruptura se les conoce como inestabilidades de Rayleigh-Plateu ($\Lambda = L/2r$) [23,24], donde se presenta la relación directa entre la longitud del chorro líquido (L) y su radio (r), describiendo que, una columna líquida se fragmentará en gotas cuando L exceda la siguiente condición $\Lambda > \pi$, condición que evidentemente todas las columnas líquidas generadas en este trabajo cumplen. En la parte superior de la Fig. 4. 12 (a) se observa la generación de una columna líquida en cuasi-equilibrio, sujeta a la tensión superficial, las fuerzas gravitatorias, capilares y de inercia, en un cierto punto, el equilibrio se rompe ($t=532 \mu s$) y uno de sus extremos comienza a acelerarse y se separa de la región principal, formando un cuello o un ligamento líquido, a medida que la gota primaria se separa de la boquilla, la longitud del cuello aumenta mientras que su anchura se reduce. Después del desprendimiento de la gota principal, el ligamento retrocede y se mueve hacia arriba separando en dos gotas ($t=1064 \mu s$), a la gota de menor tamaño se le conoce como gota satélite ($t=1596 \mu s$), las cuales son provocadas por el crecimiento de las inestabilidades. Un parámetro que sugiere que se tendrá la presencia de gotas satélites es el número de Weber, donde los números de Weber pequeños o velocidades bajas, provoca un adelgazamiento considerable en la columna hasta su ruptura en pequeñas gotas [22,26].

El número de Weber conforma uno de los parámetros para cuantificar la calidad de la imprimibilidad a la hora de expulsar o eyectar una gota, determinando

la eficiencia del mecanismo o método aplicado [27,28]. Para calcular el número de Weber se presenta la siguiente ecuación:

$$We = \frac{\text{Furza de inercia}}{\text{fuerza de tensión superficial}} = \frac{v^2 \rho D}{\gamma}, \quad (4.1)$$

donde v , D , ρ y γ , son la velocidad, el diámetro del eyector, la densidad y tensión superficial, respectivamente, el número de Weber depende de la relación entre las fuerzas inerciales y las fuerzas de tensión superficial [27]. B. Derby [28], menciona que se requiere una velocidad mínima para eyectar una gota, y que está dada en función del número de Weber, $We = v_{min} \left(\frac{4D}{\lambda} \right)^{1/2} \geq 4$.

Otro número adimensional que se aplica para determinar la imprimibilidad es el número de Reynolds [24], que representa la relación entre las fuerzas inerciales y viscosas en un fluido en movimiento, el cual se define por:

$$Re = \frac{\text{Furza de inercia}}{\text{furza de viscosidad}} = \frac{\rho DV}{\mu}, \quad (4.2)$$

donde μ es la viscosidad de la solución. El número de Re es una medida de la importancia relativa entre las fuerzas de inercia y las fuerzas viscosas. Si $Re \ll 1$, el término convectivo puede despreciarse frente al viscoso y lo contrario, si $Re \gg 1$ el término viscoso es despreciable frente al de inercia, teniendo lo que se denomina un flujo ideal. La influencia de la velocidad en estos dos grupos adimensionales se puede eliminar formando un grupo adicional, el número Ohnesorge (Oh) definido por [24]:

$$Oh = \sqrt{We}/Re, \quad (4.3)$$

El número de Ohnesorge en realidad describe la compatibilidad (capacidad de impresión de la tinta) entre la tinta elegida para el proceso de impresión. Si el chorro está dominado por una tinta de alta viscosidad, se extrae un valor grande de (Oh >1), lo que evitará la separación de una gota; mientras que si Oh es demasiado bajo se puede observar un chorro inestable (Oh < 0.1), dando paso a la formación de gotas satélites [31]. En algunos trabajos reportan el inverso de Oh, con el símbolo Z_{Oh} , con el propósito de generar mapas de imprimibilidad [24], mencionando que la impresión

por chorro de tinta es posible en un intervalo límite de $1 < Z_{Oh} < 40$, pero con una región optimizada de $1 < Z_{Oh} < 10$, donde $Z_{Oh} = 1/Oh$ [29-31].

Se utilizó la velocidad final o velocidad de impacto reportado en la Tabla 4. 1 para calcular los valores adimensionales de Reynolds (Re), Weber (We) y Ohnersorge (Oh), las propiedades reológicas de la solución de trabajo, es la viscosidad, que es aproximadamente 5 veces la viscosidad del agua ($\mu = 5\mu_{agua}$), la densidad, que es el doble de la densidad del agua $\rho = 2\rho_{agua}$ y la tensión superficial que toma un valor de $\gamma = 0.088$ N/m con base a lo reportado en [23].

Tabla 4. 1 Números adimensionales.

Distancia Z [μm]	Velocidad inicial [m/s]	Velocidad final [m/s]	Número Weber	Número de Reynolds	Número de Ohnesorge
177	4.22	2.39	32.44	238.14	0.023
203	6.35	5.04	144.4	502.38	0.023
228	6.55	4.72	126.7	470.59	0.023
254	10.73	8.50	409.9	846.4	0.023

La velocidad de las gotas no es necesariamente la misma que la velocidad promedio de la “tinta” que sale de la boquilla. Si bien la tensión capilar está ralentizando las gotas, el desequilibrio entre la advección de la masa y la advección del impulso puede hacer que la velocidad de la gota sea mayor que la velocidad promedio del chorro. Pero para la precisión de impresión, la velocidad de la gota es más importante que la velocidad de la boquilla [24]. Siendo ésta la que se utiliza en Re, We y Oh para su graficado, la cual se muestra en la Fig. 4. 17-19, donde la Fig. 4. 17 y la Fig. 4. 18 son dos mapas para visualizar la región óptima de impresión utilizando Re vs Oh o We.

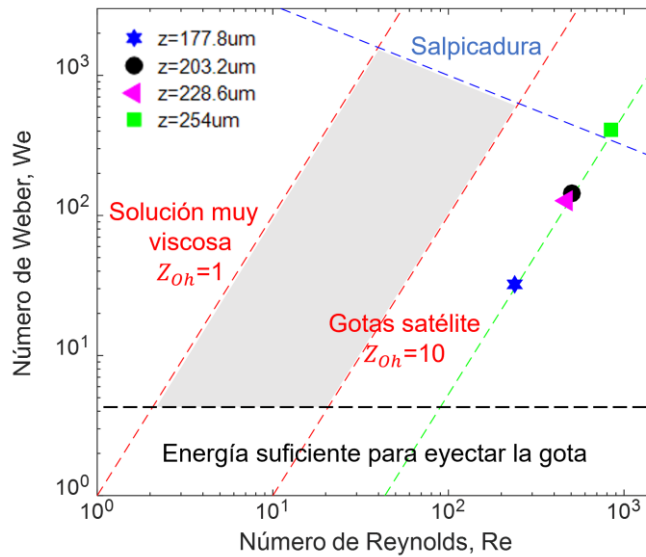


Fig. 4. 17. Mapa de imprimibilidad para la solución de nitrato de cobre a diferentes distancias de enfocamiento dentro de la solución, en función del número de Re y We.

Los límites trazados con las líneas punteadas (rojas, negra y azul) en el mapa de la Fig. 4. 17, se refieren a los criterios físicos propuestos por B. Derby [28]. Como se observa en la Fig. 4. 17, la solución de trabajo usada se posiciona en la región de generación de gotas satélite y en la región de salpicadura ($Z_{oh}=43$, línea punteada verde), lo cual indica que si sus propiedades reológicas cumplen con los criterios mencionados para asegurar que la fuerza inercial puede superar tanto la viscosidad como la tensión superficial del fluido en la boquilla del inyector. Pero si se quiere estar en la región de imprimibilidad, se tendrá que cambiar el diámetro del canal de expulsión a uno de menor valor o aumentar la viscosidad de la solución considerablemente. Pero si se ve de manera práctica, con este método de impresión se sería capaz de imprimir soluciones muy viscosas como glicerina, que, despejando el valor de la velocidad de la ecuación de $We=4$ (Ec. (4.1)), se requiere alcanzar una velocidad mínima de 27.46 m/s, que con este método no se tendría problema en alcanzar.

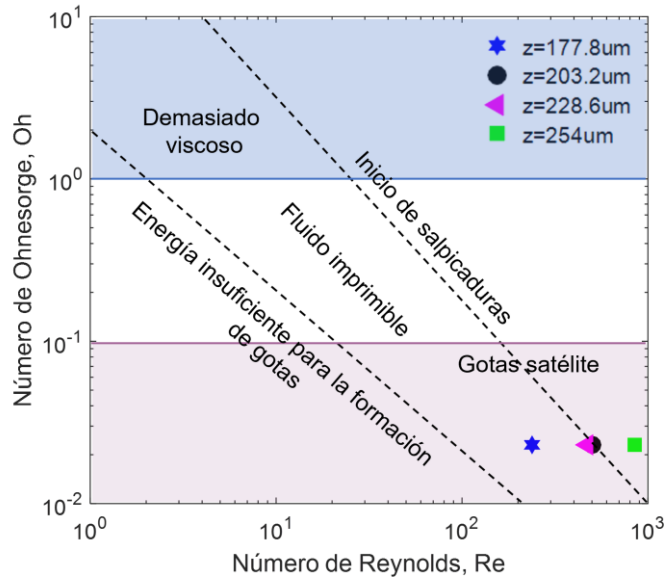


Fig. 4. 18. Mapa de imprimibilidad.

Estos rangos del número de Ohnesorge brindan algunos límites a la capacidad de impresión del líquido, pero también se deben considerar otros factores: el chorro debe poseer suficiente energía cinética para ser expulsado por la boquilla (lo que lleva a la línea diagonal sólida en la Fig. 4. 18 correspondiente a $Re = (2/Oh)$), y también es deseable evitar salpicaduras de la gota al impactar con el sustrato (lo que conduce a la línea diagonal discontinua para la cual $(OhRe^{\frac{5}{4}} = 50)$).

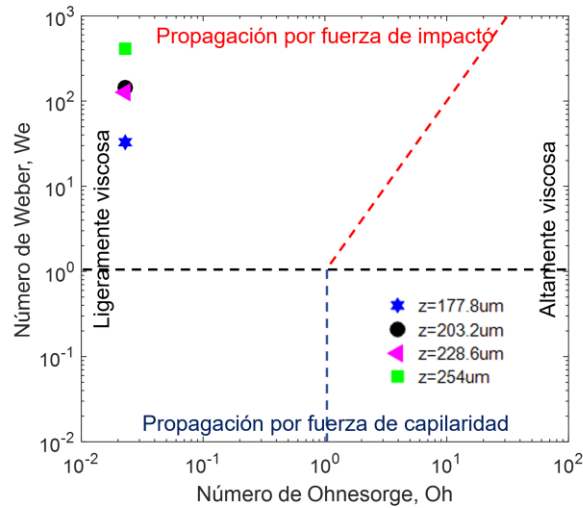


Fig. 4. 19. Esquema que representa los tipos de interacción de una gota que impacta sobre un sólido.

En el esquema de la Fig. 4. 19 se muestran los límites marcados por las líneas punteadas que corresponden a los criterios sugeridos por S. Schiaffino [32], los cuales acotan las regiones que representan los procesos físicos que influyen en el comportamiento de una gota eyectada al impactar con la superficie del sustrato donde ha sido depositada. La solución de trabajo empleada en esta tesis se ubica en la región superior/izquierda (Región I), esto indica que la gota de tinta se propaga sobre la superficie debido a su velocidad de impacto y que la fuerza que se opone a su dispersión se debe sólo a su misma inercia.

4.5 Conclusiones

Se desarrolló un dispositivo micro-fluídico capaz de eyectar gotas líquidas por el método IJP vía DoD, el cual permite controlar el diámetro y velocidad de las gotas expulsadas. Esta propuesta, abre una ventana a la deposición o inyección de soluciones muy viscosas, considerándolo un método viable para la bioimpresión, la impresión de circuitos electrónicos, en la deposición de nanomateriales, entre otros. El principio físico para la generación de gotas está basado en el fenómeno de termocavitación, donde se inducen burbujas de vapor usando un láser CW a 980 nm enfocado en una solución saturada de nitrato de cobre disuelto en agua. El tiempo por evento de termocavitación es $\sim 300 \mu\text{s}$, este valor determina la frecuencia de generación de gotas. La potencia del láser se mantuvo constante, lo que se varió fue la distancia de enfocamiento del haz dentro de la solución, lo cual permitió controlar el diámetro de las gotas (354 hasta 410 μm) y su velocidad (2.3 hasta 10.7 m/s). Como se mencionó anteriormente, si la solución es muy viscosa, el incremento de la velocidad no sería problema con este método de IJP. Los mapas de imprimibilidad sugieren que en este sistema se generarán gotas satélites y se tendrán efectos de salpicaduras (velocidades $> 8.5\text{m/s}$), debido a la poca viscosidad de la solución empleada y a las inestabilidades provocadas por la tobera.

Referencias

- [1] R. Fernández Feria and J. Ortega Casanova, “Mecánica de fluidos,” U. Málaga, 2014.
- [2] T. Young, “III An essay on the cohesion of fluids,” *Philosophical transactions of the royal society of London* 95, 65-87 (1805).
- [3] J. Plateau, "Experimental and theoretical research on the figures of equilibrium of a liquid mass withdrawn from the action of gravity," *Ann. Rep. Smithsonian Institution* 14(90), 1-22 (1857).
- [4] L. Rayleigh, “On the instability of jets,” *Proceedings of the London mathematical society* 1(1), 4-13 (1878).
- [5] D. Fernández García, “Simulación de pulsos gaussianos de velocidad a la salida de un chorro líquido,” U. Sevilla, 2018.
- [6] S. Mohapatra, R. K. Kar, P. K. Biswal and S. Bindhani, “Approaches of 3D printing in current drug delivery,” *Sensors International* 3, 100146 (2022).
- [7] A. Zamboulis, G. Michailidou, I. Koumentakou and D. N. Bikiaris, “Polysaccharide 3D printing for drug delivery applications,” *Pharmaceutics* 14(1), 145 (2022).
- [8] W. H. Chou, A. Gamboa and J. Q. Morales, “Inkjet printing of small molecules, biologics, and nanoparticles,” *International Journal of Pharmaceutics* 600, 120462 (2021).
- [9] J. A. Barron, H. D. Young, D. D. Dlott, M. M. Darfler, D. B. Krizman and B. R. Ringeisen, “Printing of protein microarrays via a capillary-free fluid jetting mechanism,” *Proteomics* 5(16), 4138-4144 (2005).
- [10] H. Xu, J. Liu, Z. Zhang, and C. Xu, “Cell sedimentation during 3D bioprinting: A mini review,” *Bio-Design and Manufacturing*, 1-10 (2022).
- [11] P. Kumar, S. Ebbens, and X. Zhao, “Inkjet printing of mammalian cells—Theory and applications,” *Bioprinting* 23, e00157 (2021).
- [12] Y. Bräuniger, S. Lochmann, J. Grothe, M. Hantusch and S. Kaskel, “Piezoelectric inkjet printing of nano porous carbons for micro-supercapacitor devices,” *ACS Applied Energy Materials* 4(2), 1560-1567 (2021).
- [13] T. Carey, S. Cacovich, G. Divitini, J. Ren, A. Mansouri, J. M. Kim, C. Wang, C. Ducati, R. Sordan, and F. Torrisi, “Fully inkjet-printed two-dimensional material field-effect heterojunctions for wearable and textile electronics,” *Nature Commun.* 8(1), 1-11 (2017).
- [14] Ha, M. et al. “Aerosol jet printed, low voltage, electrolyte gated carbon nanotube ring oscillators with sub-5 μ s stage delays,” *Nano Lett.* 13 (3), 954–960 (2013).

- [15] A. Mette, P.L. Richter, M. Hörteis and S.W. Glunz, “Metal aerosol jet printing for solar cell metallization,” *Prog. Photovoltaics Res. Appl.* 15 (7), 621–627 (2007).
- [16] P. Cooley, D. Wallace, and B. Antohe, “Applications of ink-jet printing technology to BioMEMS and microfluidic systems,” *JALA J. Assoc. Lab. Autom.* 7(5), 33-39 (2002).
- [17] T. Wang, C. C. Cook, S. Serban, T. Ali, G. Drago, B. Derby, “Fabrication of glucose biosensors by inkjet printing,” In *Proceedings of the Printing for Fabrication* 28, 83–84 (2016).
- [18] T. Y. Ansell, “Current status of liquid metal printing,” *J. manuf. mater. process.* 5(2), 31 (2021).
- [19] N. Mkhize and H. Bhaskaran, “Electrohydrodynamic Jet Printing: Introductory Concepts and Considerations,” *Small Science* 2(2), 2100073 (2022).
- [20] M. A. Shah, D. G. Lee, B. Y. Lee, and S. Hur, “Classifications and Applications of Inkjet Printing Technology: A Review” *IEEE Access*, (2021).
- [21] Wijshoff, H. “Structure- and fluid-dynamics in piezo inkjet printheads” (2008).
- [22] R. Zaca-Morán et al. “Theoretical and experimental study of acoustic waves generated by thermocavitation and its application in the generation of liquid jets.” *Opt. Express* 28(4), 4928-4937 (2020).
- [23] J. P. Padilla-Martínez, J. C. Ramírez-San-Juan, N. Korneev, D. Banks, G. Aguilar, and R. Ramos-García, “Breaking the Rayleigh-Plateau instability limit using thermocavitation within a droplet,” *Atomization Sprays* 23(6), 487–503 (2013).
- [24] Stephen D. Hoath, “Fundamentals of inkjet printing; the science of inkjet and droplets,” John Wiley and Sons, 2016.
- [25] P. K. Notz, A. U. Chen, and O. A. Basaran, “Satellite drops: Unexpected dynamics and change of scaling during pinch-off,” *Phys. Fluids* 13(3), 549-552 (2001).
- [26] Allouah Kadjo, “Numerical study of drop formation from dripping to jetting,” 2011.
- [27] S. Chung, K. Cho, and T. Lee* “Recent Progress in Inkjet-Printed Thin-Film Transistors,” *Adv. Sci.* 6, 1801445 (2019).
- [28] B. Derby, “Inkjet printing of functional and structural materials: fluid property requirements, feature stability, and resolution,” *Annual Review of Materials Research* 40, 395-414 (2010).
- [29] R. E. Saunders and B. Derby, “Inkjet printing biomaterials for tissue engineering: bioprinting,” *International Materials Reviews* 59(8), 430-448 (2014).
- [30] S. I. Garduño-Vértiz, J. Fajardo-Cornejo, V. Rodríguez-Lugo, and M. Estrada del Cueto, “Study on printing parameters to improve the drop-on-demand inkjet of ZnO and Al: ZnO,” *Pädi Boletín Científico De Ciencias Básicas E Ingenierías Del ICBI* 9(2), 72-81 (2021).

- [31] S. E. Evans, T. Harrington, M. C. R. Rivero, E. Rognin, T. Tuladhar and R. Daly, “2D and 3D Inkjet Printing of Biopharmaceuticals - A Review of Trends and Future Perspectives in Research and Manufacturing,” *International Journal of Pharmaceutics* 599, 120443 (2021).
- [32] S. Schiaffino and A. A. Sonin, “Molten droplet deposition and solidification at low Weber number,” *Physics of Fluids* 9(11), 3172–3187 (1997).

Capítulo V

Conclusiones generales

En esta tesis, se dio paso al estudio de la propagación de ondas de presión, vía la solución numérica de las ecuaciones de ondas acústicas mediante el método FDTD. Derivado de estos resultados se diseñó y fabricó un dispositivo fluídico (cavidad elíptica truncada) con una impresora 3D. La cavidad microfluídica desarrollada en este trabajo, dio un paso importante a la solución de problemas previos en la literatura, resolviendo las dimensiones y configuración favorable para poder aprovechar la energía mecánica de la dinámica de crecimiento de la burbuja de termocavitación, como la energía de la onda acústica de una manera más eficiente y que actúen como un mecanismo para expulsar un chorro líquido. El chorro líquido generado alcanza una velocidad de ~ 20 m/s, que es casi 7 veces mayor que lo reportados con cavidades hemisféricas (~ 3 m/s), pero una optimización sistemática de la velocidad del chorro requeriría reducir la apertura del canal (3 mm de diámetro) a 100-500 μm , para aumentar aún más la velocidad del chorro, que, en principio, se puede alcanzar fácilmente velocidades ≥ 100 m/s. Como ventaja adicional la configuración experimental es muy simple y económica en relación con otros métodos que usan láseres pulsados para el mismo propósito.

A su vez se generó nuevo conocimiento en el área de láseres de fibra óptica, aportando un nuevo mecanismo de conmutación (Q-switching activo) basado en el cambio de la reflexión de la luz que viaja hacia la cavidad de anillo provocado por una burbuja de termocavitación, la cual es un evento cuasi-periódico con una frecuencia de repetición que depende de la intensidad en el punto focal. En el sistema propuesto se utiliza a la burbuja como espejo dinámico con reflectividad variable para producir pulsos láser de microsegundos de duración. Cada pulso láser corresponde a un único evento de termocavitación, obteniendo una frecuencia de repetición de 118 Hz a 2 kHz en 1560 nm, con un ancho de pulso que varía de 64 a 57 μs . La frecuencia de repetición se puede controlar ajustando la potencia del láser

para inducir burbujas de termocavitación. Hasta donde sabemos, este mecanismo de generación de pulsos láser es nuevo y no ha sido reportado en la literatura.

Otro aspecto importante que se resuelve a partir de estos resultados es que, con la configuración planteada se permite en un futuro separar la solución de trabajo de la solución a expulsar, tan solo con la ayuda de una membrana elástica. Este dispositivo micro-fluídico abre la posibilidad de funcionar como un mecanismo de inyección de tinta DoD (Inkjet printing), sin importar qué solución sea expulsada, sea fármacos, bio-tintas, soluciones para películas delgadas, u otros. Este mecanismo permite controlar el diámetro y la velocidad de las gotas, inclusive para soluciones muy viscosas. En este trabajo, la potencia láser se mantuvo constante y se varió la distancia de enfocamiento del haz dentro de la solución, lo que permitió controlar el diámetro de las gotas (354 hasta 410 μm) y su velocidad (2.3 hasta 10.7 m/s). Una potencial e inmediata aplicación a este sistema sería, el recubrimiento de películas delgadas en sensores de gases (QCM).

Producción académica

A partir de los resultados encontrados en este trabajo de tesis se obtuvo la publicación de dos artículos científicos;

- R. Zaca-Morán, J. Castillo-Mixcóatl, N. E. Sierra-González, J.M. Pérez-Corte, P. Zaca-Morán, J.C. Ramírez-San-Juan, R. Ramos-García, and J. P. Padilla-Martínez, “*Theoretical and experimental study of acoustic waves generated by thermocavitation and its application in the generation of liquid jets,*” *Optics Express* 28 (4), 4928-4937 (2020), <https://doi.org/10.1364/OE.375900>

En este trabajo, se hace uso del método de FDTD para estudiar la propagación de una onda acústica dentro de una cavidad elíptica truncada. Con los resultados obtenidos por la simulación se utilizaron para diseñar y fabricar un dispositivo fluídico que enfoca la onda acústica de manera más eficiente y así poder expulsar chorros líquidos. La velocidad máxima obtenida por el dispositivo fue de ~ 20 m/s. El mecanismo físico que se describe en este trabajo para la generación de chorros líquidos es diferente a los métodos reportados.

- R. Zaca-Morán, C. Amaxal-Cuatetl, P. Zaca-Morán, J. Castillo-Mixcóatl, R. Ramos-García, and J.P. Padilla-Martínez, “*Thermocavitation: A mechanism to pulse fiber lasers,*” *Optics Express* 29 (15), 23439-23446 (2021). <https://doi.org/10.1364/OE.430319>

En este artículo, se presenta un mecanismo novedoso para la generación de pulsos láser basado en el fenómeno de termocavitación, un tipo de cavitación óptica inducida por un rayo láser CW enfocado en una solución altamente absorbente. Cada pulso láser obtenido a la salida de la cavidad corresponde a un único evento de termocavitación, obteniendo una frecuencia de repetición de pulso de 118 Hz a 2 kHz a 1560 nm, con un ancho de pulso que varía de 64 a 57 μ s. Se demostró que la frecuencia de repetición se puede controlar ajustando la potencia del láser para inducir burbujas de termocavitación.