

UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE TULANCINGO

MAESTRÍA EN COMPUTACIÓN ÓPTICA



CAVITACIÓN ÓPTICA PARA LA GENERACIÓN DE
MICROJETS

TESIS

PRESENTADA COMO REQUISITO PARA OBTENER EL TÍTULO DE
MAESTRO EN CIENCIAS

PRESENTA

ING. ARTURO GUZMÁN BARRAZA

DIRECTOR DE TESIS:

DR. JOSÉ GABRIEL ORTEGA MENDOZA

CODIRECTOR DE TESIS:

DR. NOEL IVÁN TOTO ARELLANO

Tulancingo, Hidalgo, México

Septiembre de 2019

DEDICATORIAS

A mi madre Reyna, quien siempre ha sido el motor de mi vida, la compañera fiel e incomparable en mi proceso de crecimiento y de formación académica.

A mi padre Santos, quien ha sido indispensable en mi vida como figura paterna, y ha sido el soporte económico hasta mi juventud.

A mis hermanos, quienes me han demostrado lo valiosa que es la vida.

A mi sobrino Eithan quien me demuestra lo invaluable de la formación en la niñez.

A mis compañeros de la Maestría y amigos del Doctorado.

AGRADECIMIENTOS

Al Dr. José Gabriel Ortega Mendoza por su confianza, continua enseñanza, y apoyo para la realización de este trabajo.

Al Dr. Noel Ivan Toto Arellano por su valioso aporte en la revisión de este trabajo de tesis, así como sugerencias y colaboraciones realizadas.

A los miembros del jurado: Dra. Margarita Cunill Rodríguez, a la Dra. Carina Toxqui Quitl, quienes prestaron especial dedicación en la revisión de este trabajo de tesis.

Al Dr. Cesar Joel Camacho Bello coordinador de la Maestría en Computación Óptica.

A mis profesores de materias, Dr. José Gabriel, Dr. César Joel, Dr. José Alberto, Dr. Alfonso, Dra. Margarita y Dra. Carina, por su enseñanza, cordialidad y calidez humana.

Al Dr. Rubén Ramos García por las facilidades prestadas en la adquisición de videos de la implosión de las burbujas mediante la cámara ultrarrápida

A la Universidad Politécnica de Tulancingo por recibirme en sus instalaciones.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por la beca brindada.

A todos ustedes mi más sincero agradecimiento.

RESUMEN

El presente trabajo de tesis tiene como principal objetivo la generación e implosión de microburbujas para la creación de microjets (de líquido) mediante el uso de láser de onda continua en soluciones no absorbentes. Comúnmente al proceso de creación e implosión de una burbuja se le conoce como cavitación, existen cuatro tipos diferentes de generar cavitación, estos son: vía hidrodinámica, partículas, acústica y óptica.

En este trabajo de tesis nos enfocamos a la generación de microburbujas mediante la cavitación óptica usando un láser de onda continua, a este tipo de generación se le denomina termocavitación. Para la generación de microburbujas utilizamos un láser de onda continua en $\lambda = 450 \text{ nm}$ con salida a fibra óptica, la cual es sumergida en alcohol etílico 96. El gradiente de temperatura necesario para que el alcohol etílico 96 cambie de transición de líquido-gas se da por medio del calentamiento de micropartículas adheridas a la punta de la fibra óptica. A esta técnica de adhesión de nanopartículas se le conoce como fotodeposición. Así mismo, derivado de nuestros experimentos generamos micropatrones de nanopartículas adheridas a la punta de una fibra óptica con respecto de diferentes modos de propagación en una fibra óptica. Además los resultados experimentales de cavitación muestran que es posible generar burbujas con tamaños de 1 mm de diámetro para una potencia de 67 mW , también se realizó el seguimiento de un microchorro (microjet) de líquido el cual surge una vez que la microburbuja colapsa, derivado del rastreo de este microchorro líquido se encontró que la velocidad de desplazamiento es de 3 m/s . Adicionalmente medimos la frecuencia de cavitación alcanzando más de 5 kHz para una potencia de 252 mW (potencia máxima de operación del láser empleado).

ABSTRACT

The main objective of this thesis is the generation and implosion of microbubbles for the creation of microjets (of liquid) using continuous-wave lasers into non-absorbent solutions. Commonly to the process of creation and implosion of a bubble is known as cavitation, there are four different types of cavitation, these are hydrodynamic, particle, acoustic and optical.

In this thesis, we focus on the generation of microbubbles through optical cavitation using a continuous-wave laser, this type of generation is called thermocavitation. For generating of microbubbles, we use a continuous-wave laser in $\lambda 450 \text{ nm}$ with optical fiber output, which is submerged in ethyl alcohol 96. The temperature gradient necessary for the ethyl alcohol 96 to pass from liquid-gas transition occurs through the heating of microparticles adhered to the tip of the optical fiber using a technique known as photodeposition. Besides derived from our experiments we generate nanoparticle micropatterns attached to an optical fiber tip concerning different modes of propagation in an optical fiber. Also, the experimental results of cavitation show that it is possible to generate bubbles with sizes of 1 mm in diameter for a power of 67 mW . A liquid microjet was also monitored, which arises once the microbubble collapses, derived from the tracking of this liquid jet was found that the speed of displacement is 3 m/s . Additionally, we measure the cavitation frequency reaching more than 5 kHz for a power of 252 mW (maximum power of operation of this laser).

ÍNDICE GENERAL

DEDICATORIA	iii
AGRADECIMIENTOS	v
RESUMEN	vii
ABSTRACT	ix
ÍNDICE GENERAL	xi
ÍNDICE DE TABLAS	xv
ÍNDICE DE FIGURAS	xvii
1 INTRODUCCIÓN	1
1.1 Cavitación	1
1.2 Tipos de cavitación	3
1.3 Termocavitación	6
1.4 Cavitación mediante láseres de onda continua en soluciones altamente absorbentes	7
1.5 Generación de termocavitación mediante fibra óptica	9
1.6 Planteamiento del problema	10
1.7 Objetivo general	11
1.8 Objetivos particulares	11
1.9 Justificación	11
1.10 Propuesta de solución	12
1.11 Estructura de la tesis	12

REFERENCIAS 13

2 PROPAGACIÓN DE LA LUZ EN UNA FIBRA ÓPTICA Y FOTODEPOSICIÓN DE NANOPARTÍCULAS SOBRE SU PUNTA 17

2.1	Introducción	17
2.2	¿Qué es una fibra óptica y cómo funciona?	18
2.2.1	¿Cómo está estructurada una fibra óptica?	18
2.2.2	¿Cómo se propaga la luz en una fibra óptica?	18
2.3	Técnica de fotodeposición	27
2.4	Desarrollo experimental	29
2.4.1	Propagación de diferentes modos $LP_{l,m}$ en una fibra óptica	29
2.4.1.1	Materiales y método	29
2.4.2	Fotodeposición de partículas respecto a los modos de propagación en una fibra óptica	30
2.4.2.1	Materiales y método	31
2.4.3	Fotodeposición de nanopartículas de plata y partículas de nitrato de cobre	32
2.4.3.1	Materiales y método	32
2.5	Resultados	32
2.5.1	Fotodeposición de nanopartículas de plata ($AgNPs$) respecto del modo de propagación en una fibra óptica	33
2.5.2	Fotodeposición de nanopartículas de plata ($AgNPs$) y nitrato de cobre ($Cu(NO_3)_2$)	36
2.6	Conclusiones parciales	38

REFERENCIAS 39

3 CAVITACIÓN Y GENERACIÓN DE MICROJETS POR LA IMPLOSIÓN DE MICROBURBUJAS 43

3.1	Introducción	43
3.2	Teoría de la nucleación y dinámica de las burbujas de cavitación	44
3.2.1	Teoría clásica de la nucleación	45
3.2.2	Dinámica de la burbuja	48
3.2.3	Colapso de una burbuja	51

3.2.4	Cavitación mediante láser de onda continua	52
3.3	Punto espínodal del etanol	56
3.4	Técnica de Schlieren	58
3.5	Desarrollo experimental	61
3.5.1	Arreglo experimental para la generación y visualización de microburbujas de cavitación y microjets	61
3.5.1.1	Materiales y método	61
3.5.1.2	Materiales y método	64
3.6	Resultados	65
3.6.1	Generación fototérmica de una o varias burbujas	65
3.6.1.1	Generación de burbujas mediante modulación de láser . . .	67
3.6.1.2	Generación de burbujas de termocavitación con láser de fibra óptica en modo continuo	68
3.6.1.3	Crecimiento de una burbuja de termocavitación	71
3.6.1.4	Frecuencia de cavitación mediante una cámara ultrarrápida	73
3.6.2	Seguimiento de la velocidad de un microjet producido por una burbuja	74
3.6.3	Rebote	75
3.7	Conclusiones parciales	77
REFERENCIAS		79
4 CONCLUSIONES GENERALES Y PRODUCTOS DERIVADOS DEL TRABAJO DE TESIS		85
4.1	Conclusiones generales	85
4.2	Productos derivados del trabajo de tesis	87
4.2.1	Producción científica	87
4.2.2	Participaciones en congresos	87
ANEXOS		89

ÍNDICE DE TABLAS

2.1	Fotografías de los modos obtenidos, el fondo es negro debido a la ausencia de iluminación.	34
2.2	Simulación de diferentes modos utilizando la ecuación 2.20. Figuras tomadas de [17].	34
2.3	Fotodeposición de <i>AgNPs</i> con respecto al modo encontrado (ver Tabla 2.1). En todos los casos se consideró retirar la fibra óptica de la solución coloidal cuando la pérdida de la potencia estaba alrededor de 1.2 <i>dB</i>	35
2.4	Fotodeposición de <i>AuNPs</i> , <i>ZnNPs</i> y <i>SWCNTs</i> con respecto al modo $TM_{0,1}$, al igual que en la Tabla 2.1 se consideró retirar la fibra óptica de la solución coloidal cuando la pérdida de la potencia estaba alrededor de 1.2 <i>dB</i>	35
2.5	Fotodeposición de <i>AgNPs</i> y $Cu(NO_3)_2$ para siete puntas de fibra óptica con características diferentes en cuanto a tipo de partículas adheridas, pérdida de potencia provocada por las partículas y número de películas fotodepositadas.	36
3.1	Secuencia de generación de dos burbujas en alcohol etílico 96 haciendo uso de la técnica Schlieren, el tiempo de generación está sobre 500 <i>ms</i> y el retraso del pulso también se encuentra entre 500 <i>ms</i> (lo cual puede notarse entre los tiempos $t = 0$ <i>m</i> y $t = 532$ <i>ms</i> para la primer burbuja y entre $t = 935$ <i>ms</i> y $t = 1473$ <i>ms</i> para la segunda burbuja).	68
3.2	Crecimiento de una burbuja de cavitación la cual fue generada con una potencia de 67 <i>mW</i> y una pérdida de potencia de 6 <i>dB</i> provocada por la fotodeposición de <i>AgNPs</i> + $Cu(NO_3)_2$ (etiquetada como FO 4) en la punta de la fibra óptica.	72
3.3	Seguimiento de la velocidad de un microjet, el cual se aproximada a 3 <i>m/s</i> , este microjet es resultado de la burbuja mostrada en la Tabla 3.2.	75

3.4 Visualización de un posible rebote, el cual se produce después de la implosión de la burbuja. En los incisos se muestra: (a) decaimiento de la burbuja, (b) colapso de la burbuja y surgimiento de un jet, (c) primer desplazamiento de líquido generado por la implosión de la burbuja, (d) nacimiento del rebote, (e) decaimiento del rebote y (f) implosión del rebote y unión de los dos desplazamientos de líquido. 76

ÍNDICE DE FIGURAS

1.1	Representación esquemática del tratamiento del cáncer mediante cavitación. Figura tomada de [4].	2
1.2	Superficie de una hélice de un barco dañada por cavitación. Imagen tomada de: https://www.britannica.com/science/cavitation/media/100722/147890	3
1.3	Esquema propuesto por Lauterbom en el cual se hace la clasificación de los cuatro tipos de cavitación. Esquema tomado de [20].	4
1.4	Esquema sobre los cuatro tipos de cavitación y algunas de sus aplicaciones. Esquema tomado de [3].	5
1.5	Diagrama de fase del agua, para la presión en función de la temperatura para un volumen dado. Diagrama tomado de [29].	7
1.6	Arreglo experimental usado para la generación y análisis de burbujas. Figura tomada de [11].	8
1.7	Arreglo experimental para la generación de burbujas mediante fibra óptica. Figura tomada de [32].	10
2.1	Esquema básico de la estructura de una fibra óptica. El cilindro central es conocido como núcleo, el cual está rodeado por un revestimiento sólido dieléctrico (cladding) que reduce el esparcimiento de la luz resultante de las discontinuidades dieléctricas en la superficie del núcleo y agrega resistencia mecánica a la fibra. Por último se encuentra el recubrimiento este aísla o amortigua mecánicamente a la fibra de pequeñas irregularidades geométricas y añade mayor resistencia mecánica. Figura tomada de [4].	18
2.2	Representación esquemática de los fenómenos de reflexión y refracción en dos medios con índices de refracción diferentes. Esquema tomado de [3].	19

2.3	Representación esquemática del ángulo crítico y la reflexión total interna para una interfaz vidrio-aire. Esquema tomado de [3].	20
2.4	Representación de la propagación de rayos sesgados en una fibra óptica los cuales se refractan fuera del núcleo y se pierden en el revestimiento. Esquema tomado de [3].	21
2.5	Esquema de la propagación de rayos meridionales en una fibra óptica, donde n representa el índice de refracción del medio, n_1 representa el índice de refracción del núcleo y n_2 representa el índice de refracción del cladding. Esquema tomado de [3].	22
2.6	Representación esquemática de una onda de luz que se propaga a lo largo de una guía de onda de fibra. Los cambios de fase ocurren a medida que la onda viaja a través del medio, como en los puntos de reflexión. Esquema tomado de [3].	23
2.7	Distribución de campo eléctrico para varios ordenes bajos de modos guiados en una guía de onda simétrica. Esquema tomado de [3].	24
2.8	Esquema representativo de un sistema de coordenadas cilíndricas para analizar la propagación de ondas electromagnéticas en una fibra óptica. Esquema tomado de [3].	26
2.9	Esquema básico de la técnica de fotodeposición de partículas metálicas en la punta de una fibra óptica. La fotodeposición se puede realizar en fibras monomodo (como en esta figura) o en fibras multimodo en donde el diámetro del núcleo es más grande. Figura tomada de [13].	28
2.10	Arreglo experimental para la generación de diferentes modos $LP_{l,m}$, y proyección del modo encontrado, el cual está encerrado entre líneas punteadas.	30
2.11	Arreglo experimental para obtención la fotodeposición de partículas de plata en la cara de la fibra óptica con respecto al modo de propagación encontrado.	31
2.12	Arreglo experimental para la fotodeposición de nanopartículas de plata y partículas de nitrato de cobre sobre la punta de una fibra óptica multimodo con diámetro de núcleo de $105 \mu m$	32
2.13	Gráfica de potencia en función de la corriente del láser para una punta de fibra óptica sin partículas y para siete puntas de fibra óptica (FO 1 a FO 7), las cuales tienen adheridas nanopartículas de plata y/o nitrato de cobre en su punta, las pérdidas de potencia se pueden observar en la Tabla 2.5.	37

3.1	Representación esquemática de la ley de Young-Laplace.	46
3.2	Colapso de burbuja de cavitación cerca de una superficie rígida y producción de un chorro de líquido (microjet). Figura tomada de [16].	52
3.3	Datos experimentales obtenidos por Rastopov y Sukhodolsky [25]. De sus resultados se pueden concluir dos cosas: 1) el radio de la burbuja permanece constante durante mucho tiempo antes de colapsar y 2) la amplitud de la onda de choque del primer rebote es mayor que el primer colapso de la burbuja [16]. Figura tomada de [25].	54
3.4	Diagrama de fase para etanol. Diagrama modificado, tomado de [29].	56
3.5	Prototipo propuesto por Toepler en el siglo XIX. Figura tomada de [37].	59
3.6	Diagrama de un sistema de Schlieren simple en el cual los rayos de luz se propagan en la dirección z	60
3.7	Arreglo experimental para la generación de burbujas y su implosión mediante el uso de un láser con salida a fibra óptica y la utilización de la técnica Schlieren para observar los cambios de índice de refracción producidos.	63
3.8	Arreglo experimental de la implementación de un osciloscopio, un micrófono y un circuito amplificador para medir la amplitud de la onda acústica producida por la implosión de las burbujas.	63
3.9	Arreglo experimental para la visualización de la generación de una burbuja, rastreo de máximo tamaño y seguimiento del jet de líquido mediante una cámara ultrarrápida.	65
3.10	Espectros de absorción para dos diferentes tipos de soluciones coloidales, nótese que en $\lambda = 450 \text{ nm}$ la solución con $AgNPs$ presenta una mayor absorción de la energía de los fotones en esta longitud de onda.	66
3.11	Representación esquemática de los parámetros dados al generador de funciones.	67
3.12	Gráficas de frecuencia de implosión de las burbujas en función de la potencia del láser para siete puntas de fibra óptica, las pérdidas de potencia son producidas por la adhesión de partículas de plata y/o nitrato de cobre, las pérdidas de potencia se relacionan con la Tabla 2.5.	69
3.13	Gráfica de amplitud de la onda acústica para las siete puntas de fibra óptica utilizadas. Derivado del análisis de las siete puntas se puede decir que la punta FO 4 presenta el mejor resultado en cuanto a amplitud de la onda acústica derivado de la implosión de las burbujas.	70

3.14	Gráficas de frecuencia de cavitación y amplitud de la onda acústica en función de la potencia del láser para una pérdida de potencia en la punta de la fibra óptica de 6 dB, la pérdida es causada debido a la fotodeposición de $AgNPs + Cu(NO_3)_2$ (FO 4). Adicionalmente las líneas de color verde y rojo representan un ajuste exponencial para las dos gráficas.	71
3.15	Gráfica de frecuencia de implosión de las burbujas en función de la potencia, en la cual se encierran los datos medidos con el osciloscopio y la cámara ultrarrápida. Los puntos de color rojo simbolizan la pérdida de la potencia en la punta de la fibra óptica de 6 dB, esta pérdida fue provocada por la adhesión de $AgNPs + Cu(NO_3)_2$ (punta FO 4).	73
4.1	Diagrama de conexión para el circuito amplificador.	93
4.2	Imagen del circuito implementado	93

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

La ciencia no tiene patria.

-Louis Pasteur.

1.1 Cavitación

Al proceso de ruptura de un líquido por disminución de la presión a una temperatura casi constante del líquido se le conoce como cavitación [1]. La palabra cavitación derivada del latín “cavus” significa hueco o vacío. Puede definirse como el estudio de la formación, crecimiento y colapso de una burbuja [2]. La caída de la presión del líquido produce a menudo una burbuja de gas o vapor, la cual puede interactuar por un tiempo en el líquido donde está contenida. En muchas investigaciones [1–16] se ha estudiado el colapso de las burbujas generadas y los efectos que éstas producen en diferentes materiales, debido a que este fenómeno es un proceso violento que crea ondas de choque de gran amplitud y magnitud (en comparación con el tamaño de la burbuja).

Así mismo la cavitación puede ser útil en aplicaciones médicas como la inyección de medicamentos sin aguja [2, 3, 16]. En los motores de cohetes propulsados por líquido, las burbujas representan un peligro para la estabilidad del sistema de propulsión [4]. En las válvulas artificiales para corazón la cavitación puede causar la ruptura de los glóbulos rojos, debido al diseño de la válvula en la cual pequeños pasajes estrechos generan una disminución de la presión del flujo sanguíneo lo que provoca cavitación [4]. Las burbujas de cavitación se utilizan en una notable gama de procedimientos quirúrgicos y médicos, por ejemplo

para emulsionar tejido (más comúnmente en cirugía de cataratas o en procedimientos de litotricia para la reducción de cálculos renales y biliares) o para manipular el ADN en células individuales [4]. Al crear burbujas de cavitación de manera no invasiva, depositando y enfocando la energía, se pueden generar diminutas incisiones o atacar células cancerígenas [4] como se ilustra en la Figura 1.1. También se han realizado estudios en donde la cavitación ayuda a la limpieza de aguas residuales y la eliminación de contaminantes farmacéuticos en agua [17], adicionalmente existen trabajos que relacionan la cavitación con el proceso de inyección de tinta [18, 19].

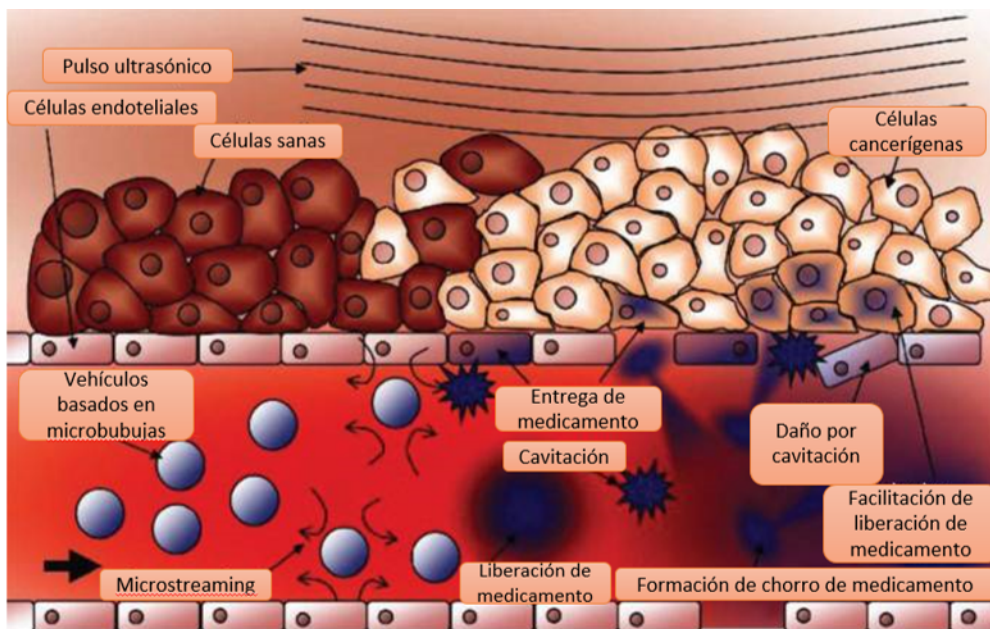


Figura 1.1: Representación esquemática del tratamiento del cáncer mediante cavitación. Figura tomada de [4].

El estudio de la cavitación puede atribuirse a Euler en su libro “teoría de las máquinas hidráulicas” (1754), quien supuso que este fenómeno podría ser un problema. Por su parte, Reynolds (1873) llevó a cabo un estudio sobre la cavitación en constricciones tubulares. Por otro lado, en 1894 Parsons realizó un trabajo en el área marítima al estudiar la cavitación en las hélices de los barcos, lo cual posiblemente fue el medio para el uso de las técnicas utilizadas en la investigación moderna. En la Figura 1.2 se observa el daño que se produce debido a la cavitación en las propelas de los barcos. No obstante el primer análisis teórico sobre cavitación se le atribuye a Rayleigh, quien en 1917 resolvió el problema del colapso de una cavidad vacía rodeada por una masa de líquido [5]. La dinámica de la cavitación

fue observada y reportada por primera vez por Philipp and Lauterborn en 1998. Ellos utilizaron una cámara ultrarápida para monitorear el proceso de generación-implosión de la burbuja e investigaron la erosión provocada por las mismas [6]. Consecutivamente muchos investigadores observaron y reportaron la cavitación, hoy en día se busca mejorar el proceso de producir cavitación de manera controlada y obtener información sobre la onda de choque que ésta genera.

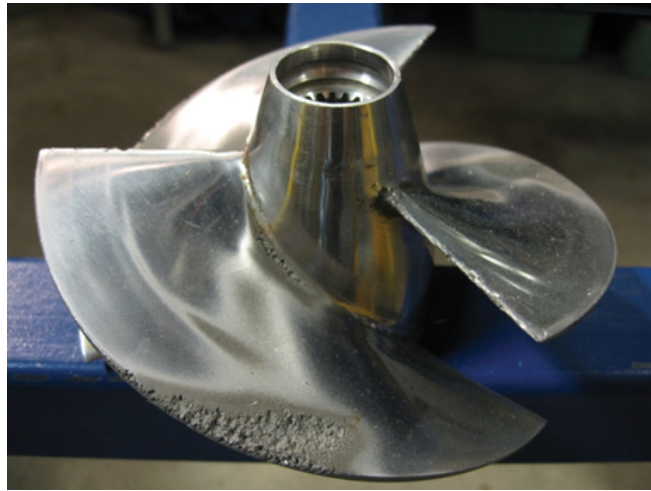


Figura 1.2: Superficie de una hélice de un barco dañada por cavitación. Imagen tomada de: <https://www.britannica.com/science/cavitation/media/100722/147890>.

1.2 Tipos de cavitación

El método de generación es por lo general el principal criterio para distinguir entre los distintos tipos de cavitación. Y. T. Shah et al. (1999) [7] proponen cuatro tipos de cavitación y resumen las causas que generan estos tipos de acuerdo a lo siguiente:

- Cavitación hidrodinámica: se produce por la variación de la presión en un líquido que fluye, causado por la velocidad en un sistema.
- Cavitación acústica: es el resultado de la variación de presión en un líquido cuando ondas ultrasónicas pasan a través de él.
- Cavitación óptica: es el resultado de la ruptura de un líquido debido a la alta intensidad de la luz.

- Cavitación de partículas: es producida por cualquier tipo de partícula elemental (por ejemplo, un protón) rompiendo un líquido, como en una cámara de burbujas.

En dependencia del tipo de cavitación se dice que las cavitaciones hidrodinámicas y acústicas son derivadas de la tensión en un líquido. Por otra parte las cavitaciones ópticas y de partículas son el resultado de la deposición local de energía [7]. En la Figura 1.3 se muestra el esquema propuesto por Lauterborn (1980) [20].

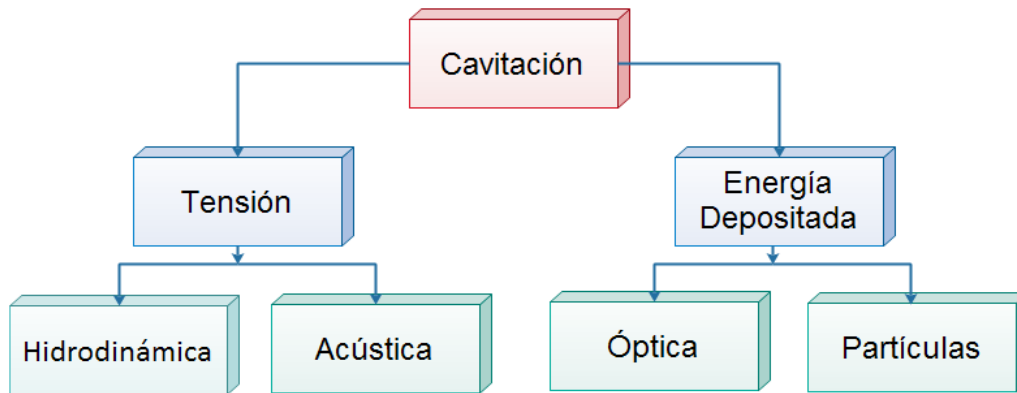


Figura 1.3: Esquema propuesto por Lauterborn en el cual se hace la clasificación de los cuatro tipos de cavitación. Esquema tomado de [20].

La Figura 1.4 muestra el esquema propuesto por Berrospe et al. (2017) [3], en el cual se relacionan los cuatro tipos de cavitación y algunas de sus aplicaciones, las cuales pueden ser empleadas en múltiples áreas de la ciencia, la industria, bioingeniería, medicina, entre otras. Por ejemplo, las ondas de choque producidas por la cavitación hidrodinámica rompen moléculas u organismos vivos, separando los compuestos requeridos, este tipo de cavitación se puede utilizar en la síntesis de biodiesel, la emulsificación, el tratamiento y separación de sustancias en aguas residuales, la desinfección microbiana entre otras [21].

La cavitación acústica tiene la capacidad de centrar energía local con presiones de amplitud de varios GPa , este tipo de cavitación es usualmente utilizado para retirar lentes ópticas naturales en cirugía ocular [8], para tratamientos dentales (eliminar caries) [22], fragmentación de cálculos renales [23] y la destrucción de grasa corporal para la pérdida de peso [24, 25].

En el caso, de la cavitación óptica esta puede ser empleada en la medicina para penetrar el estrato córneo [9] y administrar fármacos, la eliminación de capas finas de materiales [26], limpieza de superficies delicadas [27], aplicación de medicamentos sin aguja y el uso en herramientas microfluídicas [3]. Para el caso específico de generación de cavitación vía láser Berrospe et al. añaden dentro del esquema la generación de cavitación óptica mediante el uso de láseres de onda continua y de onda pulsada.

Por último, la cavitación de partículas se utiliza para la optimización de la dureza de caucho para epoxis con gran fuerza de adhesión [28].

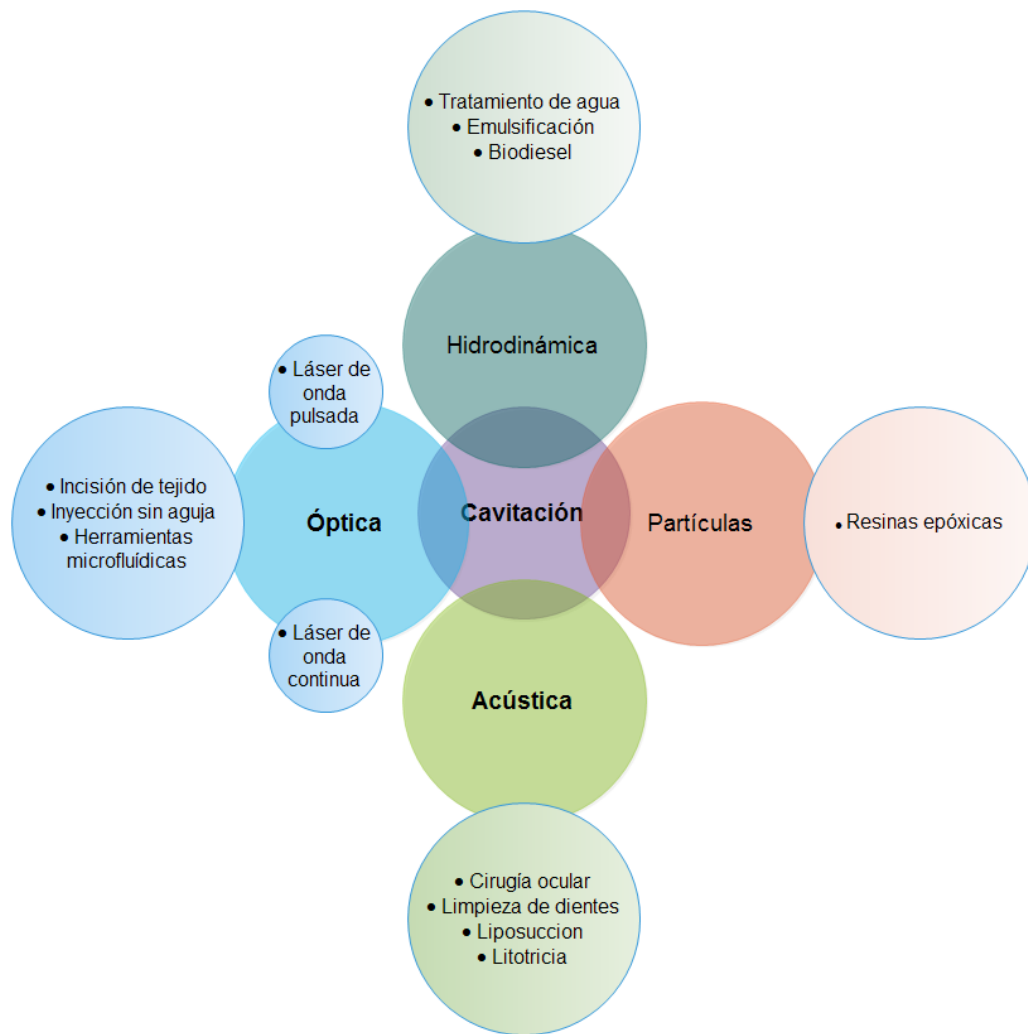


Figura 1.4: Esquema sobre los cuatro tipos de cavitación y algunas de sus aplicaciones. Esquema tomado de [3].

1.3 Termocavitación

El descubrimiento de la termocavitación (cavitación vía láser de onda continua) se atribuye a Rastopov y Sukhodolsky quienes realizaron experimentos para investigar el proceso de termocavitación en soluciones líquidas (etanol y agua) inducido por la radiación láser y la influencia de la solución empleada en la producción de la termocavitación sobre la magnitud de la señal acústica producida, la cual fue medida con un hidrófono [10].

El modelo de cavitación de Rastopov y Sukhodolsky se basa en el sobrecalentamiento de un volumen en un punto focal el cual se aproxima a los 300 °C, desencadenando el cambio de fase líquido-vapor. El vapor producido incrementa de volumen rápidamente generando una burbuja de vapor [11]. En la Figura 1.5 se muestra el diagrama de fase del agua tomado por Padilla-Martinez et al., para explicar las transiciones del agua y comprender el fenómeno de termocavitación, ellos tomaron letras para indicar el estado del agua en diferentes condiciones. El punto A representa los estados sólido, líquido y vapor. La línea AC representa el estado líquido-vapor saturado o binodal. La curva BCD representa la línea espinodal en el límite de estabilidad intrínseca entre líquido-vapor. La línea CD se conoce como línea espinodal de vapor y es el límite en el cual se puede subenfriar el vapor metaestable. La línea BC se denomina línea espinodal líquida y representa el límite en el cual los líquidos metaestables se pueden sobrecalentar. Al punto C se le conoce como punto crítico en el cual se puede distinguir las fases líquido y vapor [11].

De acuerdo con Padilla-Martínez et al. el agua tiene un punto crítico a una temperatura de 374.14 °C a una presión de 22.09 MPa. Adicionalmente, en la Figura 1.5 se etiquetan tres puntos. El punto 1 representa las condiciones ambientales del agua a una temperatura de 25 grados y una presión de 101 kPa. El punto 2 denota el líquido saturado a una presión atmosférica, en este punto ocurre el proceso de ebullición (temperatura de 100 °C y presión de 101 kPa). El punto 3 se ubica sobre la línea espinodal a presión ambiente (temperatura de 305 °C y presión de 101 kPa), éste punto se conoce como punto espinodal y es de especial interés para comprender el fenómeno de termocavitación. Normalmente se piensa que el proceso de cavitación se da cuando se reduce la presión de un líquido a una temperatura constante (en los casos de la cavitación hidráulica y acústica esto si ocurre), pero en el caso de la cavitación óptica el calentamiento del líquido por encima de la temperatura de

ebullición sin que el líquido hierva también conduce a la cavitación. Esto ocurre porque aunque el agua (o un líquido) está demasiado caliente como para hervir, la tensión superficial del líquido suprime la formación de burbujas. Entonces para que se formen las burbujas es necesario que la temperatura del líquido sea lo suficientemente alta para que de esta manera la presión de vapor del líquido supere la presión de vapor de la presión ambiente [11]. Entonces el sobrecalentamiento de un líquido está determinado por el punto espinodal, es en éste punto en el cual ocurre la formación de burbujas, su crecimiento y posible implosión.

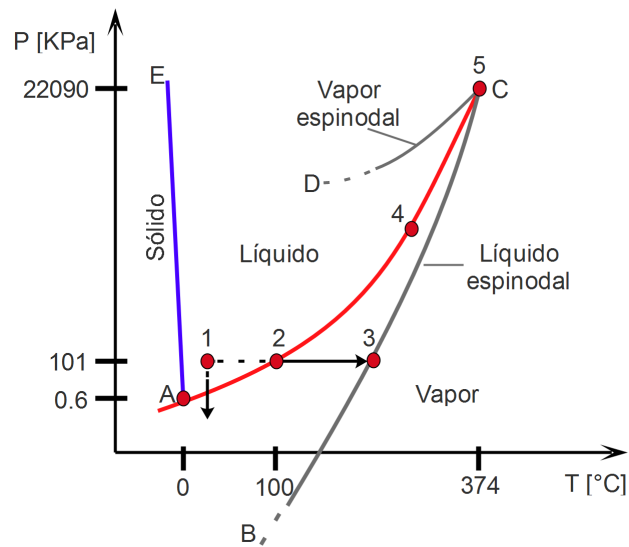


Figura 1.5: Diagrama de fase del agua, para la presión en función de la temperatura para un volumen dado. Diagrama tomado de [29].

1.4 Cavitación mediante láseres de onda continua en soluciones altamente absorbentes

El método más común para generar cavitación óptica hace uso de láseres de pulsos cortos en medios líquidos altamente absorbentes [11]. La cavitación inducida por este tipo de láseres en una solución como el agua resulta en la ruptura dieléctrica o la rápida evaporación debida a la absorción de la radiación de la luz incidente [12]. Sin embargo, diversos estudios han demostrado que es posible generar cavitación óptica mediante el uso de láseres de onda continua utilizando bajas potencias de incidencia del haz láser en soluciones altamente absorbentes (como en la Figura 1.6) [11, 12], a este método se le conoce como

termocavitación [11]. A pesar de esto, la limitante de la producción de cavitación óptica mediante láseres de onda continua trae consigo el hacer incidir el haz sobre las soluciones altamente absorbentes en las longitudes de onda utilizadas.

El proceso que sigue una burbuja cuando se crea es la expansión, una vez expandida alcanzan un radio máximo y luego colapsan produciendo una onda de choque. Se ha observado la cavitación inducida mediante el uso de láseres de pulso corto (de nanosegundos a femtosegundos) [11]. El colapso de las burbujas es muy violento que puede ser escuchado sin ningún dispositivo que amplifique el sonido [12]. En algunos estudios se menciona que la frecuencia de formación de las burbujas depende de la intensidad con la que se irradia la concentración líquida, y se reporta que la frecuencia de cavitación alcanza los 4 kHz para una potencia de 200 mW [12]. Además se ha reportado que las ondas de choque que se producen con la formación de las burbujas llegan a tener energías entre los $50\text{ }\mu\text{J}$ y 10 mJ , esta energía es a menudo utilizada para cirugía láser intraocular [13].

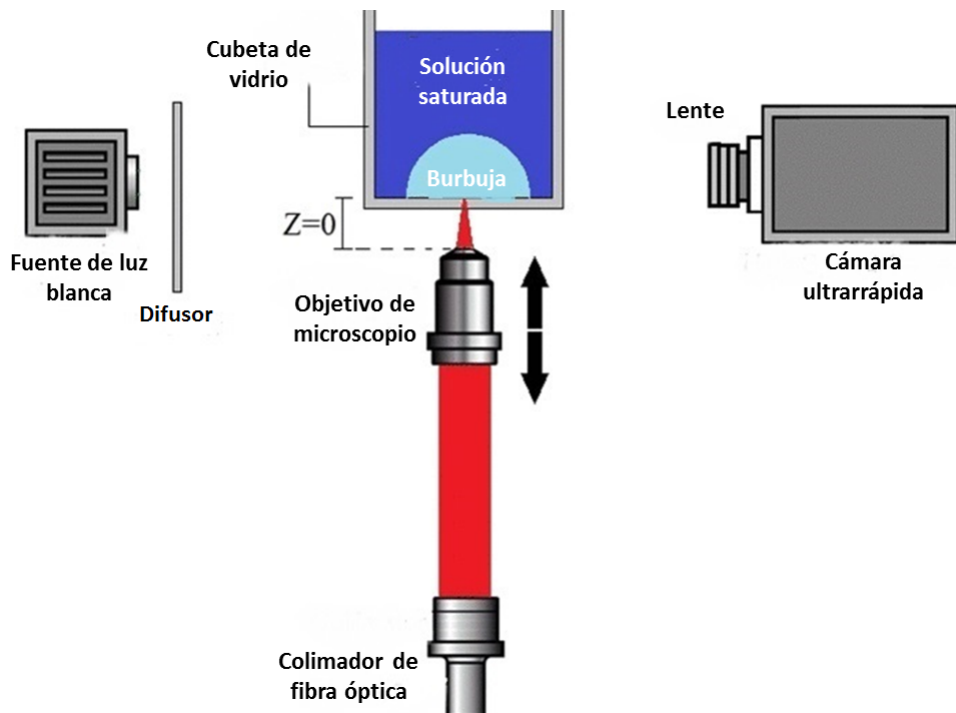


Figura 1.6: Arreglo experimental usado para la generación y análisis de burbujas. Figura tomada de [11].

1.5 Generación de termocavitación mediante fibra óptica

Como se mencionó anteriormente, la termocavitación nació hace aproximadamente 32 años con los experimentos de Rastopov y Sukhodolsky pero fue olvidada por algunas décadas. Hasta que en 2010, Ramírez-San-Juan et al. propusieron un método de termocavitación haciendo uso de un láser de onda continua ($\lambda = 975 \text{ nm}$) enfocado en una solución de nitrato de cobre y presentó la dinámica temporal de la burbuja de cavitación [14]. Partiendo de este punto, en la actualidad el modelo de Ramírez-San-Juan ha sido mejorado y aplicado para generar microchorros (microjets). Los microjets o jets son perturbaciones de líquido que se desplaza una vez que la burbuja colapsa y en la actualidad se hace uso de éstos en la permeación del estrato corneo [15] y la inyección de medicamentos sin aguja [3, 16]. Sin embargo, aún con las mejoras realizadas por diferentes autores la limitante de la generación de la termocavitación sigue siendo el uso de elementos ópticos relativamente caros. Entre los que destaca el uso de objetivos de microscopio y además de soluciones altamente absorbentes.

Se ha reportado la producción de burbujas mediante el uso de fibras ópticas acopladas a láseres pulsados emitiendo en un rango de longitud de onda en el infrarrojo, que se encuentra entre $780 - 3000 \text{ nm}$ [30]. Para esta longitud de onda el agua absorbe de manera correcta la energía de los fotones emitidos por el láser. Por ende han sido utilizados para generar burbujas con tamaños entre 3 mm (para una fibra de $480 \text{ }\mu\text{m}$ de núcleo) [31]. En este caso de Dyer et al. [31] utilizaron un láser pulsado emitiendo en $\lambda \sim 2.6 - 2.9 \text{ }\mu\text{m}$, acoplado a una fibra óptica, la cual fue puesta sobre una solución salina.

También se ha estudiado la generación de burbujas mediante el uso de láser de onda continua, tal es el caso de Taylor et al. [32], quienes utilizaron un láser de onda continua ($\lambda = 1.32 \text{ }\mu\text{m}$) acoplado a un extremo de una fibra óptica. En el extremo final la punta de la fibra óptica fue grabada químicamente (denominada metalizada). Ésta sirvió como microcalentador de agua para la generación de burbujas en el rango de 40 y $400 \text{ }\mu\text{m}$ y microjets. El esquema experimental que reporta Taylor et al. [32] se muestra en la Figura 1.7. En ambos trabajos (Dyer et al. y Taylor et al.) se analizó el tamaño de las burbujas en un cierto tiempo, y se comentó que derivado del decaimiento e implosión de la burbuja ocurría la emisión de ondas de choque.

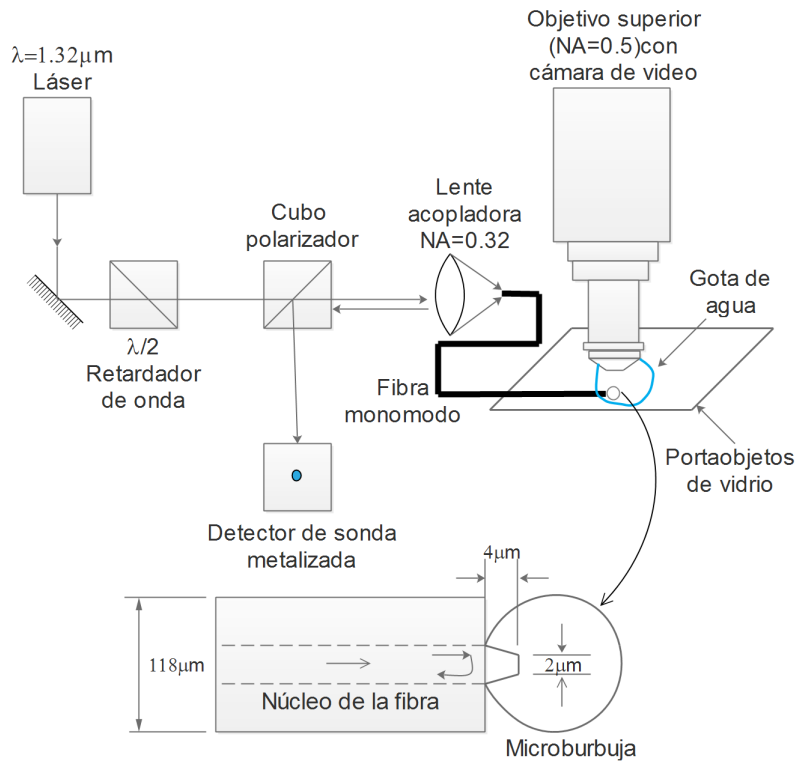


Figura 1.7: Arreglo experimental para la generación de burbujas mediante fibra óptica. Figura tomada de [32].

Como puede observarse en la Figura 1.7 producir burbujas con este arreglo es un poco complicado aunado al proceso de grabado químico en la punta de la fibra óptica. Es por ello que, en este trabajo mostraremos un método empleado para producir termocavitación con el uso de fibras ópticas que es más efectivo y menos complicado que los trabajos reportados por Taylor et al. [32] y por Ramírez-San-Juan [14].

1.6 Planteamiento del problema

Actualmente la cavitación óptica es generada mediante el uso de láseres de onda continua en longitudes de onda en las cuales los líquidos empleados son altamente absorbentes. La manipulación, el mezclado (con otros líquidos) y los vapores despedidos por estas soluciones pueden llegar a ser tóxicos [33]. En los casos donde se utilizan láseres en longitudes de onda en el infrarrojo se debe de tomar en cuenta protección especial como gafas (para rastrear

el láser). Adicionalmente para enfocar el láser es necesario utilizar sistemas ópticos como objetivos de microscopio y/o lentes.

1.7 Objetivo general

Generación de microjets mediante cavitación óptica en soluciones no absorbentes usando un láser en modo continuo.

1.8 Objetivos particulares

- Revisar bibliografía referente al fenómeno de cavitación óptica, ondas de choque y daños producidos por el impacto de microjets en superficies sólidas.
- Implementación de un sistema para la generación de microburbujas, así como su implosión mediante el uso de un láser de onda continua con salida a fibra óptica.
- Obtención de parámetros adecuados para la generación de cavitación óptica de manera controlada.
- Caracterización de los microjets producidos por la implosión de microburbujas.

1.9 Justificación

La producción de burbujas a través de láseres de onda continua es un tema que ha sido estudiado [2, 3, 6, 9–12, 14–16, 26]. Sin embargo la generación de burbujas a través de fibras ópticas es un tema que ha sido poco explorado. La propuesta es generar burbujas mediante un sistema diferente a los ya reportados, sin hacer uso de grandes potencias, de líquidos altamente absorbentes (en la longitud de onda empleada), y de la incidencia del láser sobre las soluciones (al emplear una fibra óptica). Esto conllevaría a la producción de manera más fácil, controlada y más eficiente, la cual podría ser aplicada en áreas como la medicina para estudiar los efectos destructivos de las ondas de choque y los microchorros en sistemas biológicos de materia blanda e imitadores (phantoms).

1.10 Propuesta de solución

Para solucionar el problema del estudio y control de la cavitación se pretende utilizar sistemas ópticos y mecánicos para observar la generación e implosión de burbujas en medios acuosos sin absorción (de la longitud de onda empleada), a través de técnicas simples como la fotodeposición de partículas metálicas en la punta de una fibra óptica y el uso de un láser de onda continua en $\lambda = 450 \text{ nm}$.

1.11 Estructura de la tesis

- En el capítulo 1 se presenta una visión general sobre la historia del estudio de la cavitación y se mencionan los diferentes métodos de generación de cavitación, y se hace énfasis en la cavitación óptica.
- En el capítulo 2 se analizan los fundamentos teóricos de la propagación de la luz en una fibra óptica, además se aborda el tema de fotodeposición de partículas en la punta de una fibra óptica. Para finalizar se mostrarán los resultados obtenidos de la inmovilización de nanopartículas en la punta de una fibra óptica.
- El capítulo 3 se aborda el tema de cavitación y generación de microjets por la implosión de microburbujas, en donde se estudian las bases de la nucleación, la dinámica de una burbuja y el colapso de la misma. También se analiza el punto espinodal para etanol y se muestran los fundamentos teóricos de la técnica de Shlieren. En el desarrollo experimental se muestran los esquemas para la generación y visualización de la cavitación y los microjets. Por último, en los resultados experimentales se exponen parámetros como: la frecuencia de implosión de las burbujas, la amplitud de la onda acústica producida por la implosión de las burbujas, además se muestra el tamaño máximo para una burbuja, y se realiza el seguimiento de un microjet causado por la implosión de una burbuja.
- En el capítulo 4 se darán a conocer las conclusiones generales derivadas de las observaciones y el análisis de los resultados obtenidos. Además se expondrán los trabajos derivados de la tesis y trabajos a futuro.

REFERENCIAS

- [1] Brennen C. (1995). “Cavitation and Bubble Dynamics”. Cambridge: Cambridge University Press. cap.1, p.7
- [2] Ramírez-Ramírez J. (2015). “Generación de Chorros de Agua Mediante Termocavitación en Tubos Capilares” (Tesis de Maestría). INAOE. Tonantzintla, Puebla, México.
- [3] Berrospe-Rodríguez C. (2017). “Towards needle-free injection by thermocavitation in microfluidic devices” (Tesis Doctoral). INAOE, Tonantzintla, Puebla, México.
- [4] Brennen C. “Cavitation in medicine”. *Interface focus*. vol. 5(5), pp. 20150022-12. (2015)
- [5] Arndt R. E. “Recent Advances in Cavitation Research”. Editor(s): VEN TE CHOW, *Advances in Hydroscience*. Elsevier. vol. 12, pp. 1-78. (1981)
- [6] Philipp A, Lauterborn W. “Cavitation erosion by single laser-produced bubbles”. *Journal of Fluid Mechanics*. vol. 361, pp. 75-116. (1998)
- [7] Shah Y. T, Pandit A. B, Moholkar V. S. (1999). “Sources and Types of Cavitation. In: *Cavitation Reaction Engineering*”. The Plenum Chemical Engineering Series. Springer, Boston, MA. cap.1, pp. 1-14
- [8] Vogel A, Hentschel W, Holzfuss J, Lauterborn W. “Cavitation bubble dynamics and acoustic transient generation in ocular surgery with pulsed neodymium: Yag lasers”. *Ophthalmology*. vol. 93, pp. 1259-1269. (1986)
- [9] Padilla-Martínez J. P, Banks D, Ramírez-San-Juan J. C, Ramos-García R, Sun F, Aguilar G. “Towards the enhancement of transdermal drug delivery through thermocavitation”. *Photonics and Lasers in Medicine*. vol. 1, pp. 183-193. (2012)

-
- [10] *Rastopov S. F, Sukhodolsky A.T. "Sound generation by thermocavitation induced cw laser in solutions". Proceedings of the SPIE. Optical Radiation Interaction with Matter. vol.1440, pp. 127-134. (1991)*
- [11] *Padilla-Martínez J. P, Berrospe-Rodríguez C, Aguilar G, Ramírez-San-Juan J. C, Ramos-García R. "Optic cavitation with CW lasers: A review". Physics of Fluids. vol. 26, pp. 122007-12. (2014)*
- [12] *Ramírez-San-Juan J. C, Rodríguez-Aboytes E, Korneev N, Baldovinos-Pantaleón O, Chiu-Zarate R, Gutiérrez-Juárez G, Domínguez-Cruz R, Ramos-García R. "Cavitation induced by continuous wave lasers". Proceedings of the SPIE. vol.6644, pp. 66441M-5. (2007)*
- [13] *Vogel A, Busch S, Parlitz U. "Shock wave emission and cavitation bubble generation by picosecond and nanosecond optical breakdown in water". The Journal of the Acoustical Society of America. vol. 100, pp. 148-165. (1996)*
- [14] *Ramírez-San-Juan J. C, Rodríguez-Aboytes E, Martínez-Canton A. E, Baldovino-Pantaleón O, Robledo-Martínez A, Korneev N, Ramos-García R. "Time-resolved analysis of cavitation induced by CW lasers in absorbing liquids". Optics Express. vol. 18, pp. 8735-8742. (2010)*
- [15] *Padilla-Martínez J. P, Ramírez-San-Juan J. C, Ramos-García R, Sun F, Aguilar G. "Thermocavitation as a tool for stratum corneum permeation". Proceedings of the SPIE. vol. 8011, pp. 80112Z-9 (2011)*
- [16] *Berrospe-Rodríguez C, Willem-Visser C, Schlautmann S, Ramos-García R, Fernandez-Rivas D. "Continuous-wave laser generated jets for needle free Applications". Biomicrofluidics. vol. 10, pp. 014104-9. (2016)*
- [17] *Dular M, Griessler-Bulc T, Gutierrez-Aguirre I, Heath E, Kosjek T, Krivograd Klemenčič A, Oder M, Petkovšek M, Rački N, Ravnikar M, Šarc A, Širok B, Zupanc M, Žitnik M, Kompare B. "Use of hydrodynamic cavitation in (waste)water treatment". Ultrasonics Sonochemistry. vol 29, pp. 577-588. (2016)*
- [18] *Asai A. "Application of the nucleation theory to the design of bubble jet printers". Japanese Journal of Applied Physics. vol. 28, pp. 909-915. (1989)*

REFERENCIAS

- [19] Hongwei Z, Gué A. M. “Simulation Bubble Nucleation and Bubble Growth of a ThermalBubble Microejector”. Excerpt from the Proceedings of the COMSOL. Conference Milan. pp.7. (2009)
- [20] Lauterborn W. (1979). “Cavitation and coherent optics” in: *Cavitation and Inhomogeneities in Underwater Acoustics*. Springer-Verlag, New York. parte 1, pp. 3-12
- [21] Ji J, Wang J, Li Y, Yu Y, Xu Z. “Preparation of biodiesel with the help of ultrasonic and hydrodynamic cavitation”. *Ultrasonics*. vol. 44, pp. 411-414. (2006)
- [22] Ahmad M, Ford T. P, Crum L, Walton A. “Ultrasonic debridement of root canals: acoustic cavitation and its relevance”. *Journal of Endodontics*. vol. 14, pp. 486-493. (1988)
- [23] Ikeda T, Yoshizawa S, Tosaki M, Kanek Y, Takagi S, Matsumoto Y. “Renal Stone Comminution Utilizing Cloud Cavitation Erosion (1st Report, The Control of Cloud Cavitation)”. *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers Series B*. vol. 7, pp. 904-911. (2003)
- [24] Friedman Z, Maor D, Vitek S. “Systems and methods for ultrasound assisted lipolysis”. *US Patent 6,645,162*. (2003)
- [25] Tosaya C, Blumenfeld L, Sliwa J. “Ultrasonic apparatus and method for treating obesity or fat deposits or for delivering cosmetic or other bodily therapy”. *US Patent App. 11/262,452*. (2005)
- [26] Song W, Hong M, Lukyanchuk B, Chong T. “Laser induced cavitation bubbles for cleaning of solid surfaces”. *Journal of applied physics*. vol. 95, pp. 2952-2956. (2004)
- [27] Ohl C. D, Arora M, Dijkink R, Janve V, Lohse D. “Surface cleaning from laser induced cavitation bubbles”. *Applied physics letters*. vol. 89, pp. 074102-3. (2006)
- [28] Bagheri R, Pearson R. A. “Role of particle cavitation in rubber-toughened epoxies: Ii. interparticle distance”. *Polymer*. vol. 41, pp. 269-276. (2000)
- [29] Vogel A, Venugopalan V. “Mechanisms of Pulsed Laser Ablation of Biological Tissues”. *Chemical Reviews*. vol. 103, pp. 577-644. (2003)

-
- [30] Hecht, E. (2000). “Óptica”. Addison Wesley Iberoamericana, Madrid. p. 74
- [31] Dyer P. E, Khosroshahi M. E, Tuft S. J. “Studies of Laser-Induced Cavitation and Tissue Ablation in Saline using a Fibre-Delivered Pulsed HF Laser”. *Applied Physics B*. vol. 56, pp. 84-93. (1993)
- [32] Taylor S, Hnatovsky R. “Growth and decay dynamics of a stable microbubble produced at the end of a near-field scanning optical microscopy fiber probe”. *Journal of Applied Physics*. vol. 95, pp. 8444-8449. (2004)
- [33] Toxicology Data Network. (2001). “Copper(II) Nitrate”. <https://toxnet.nlm.nih.gov/cgi-bin/sis/search/a?dbs+hsdb:@term+@DOCNO+264>

CAPÍTULO 2

PROPAGACIÓN DE LA LUZ EN UNA FIBRA ÓPTICA Y FOTODEPOSICIÓN DE NANOPARTÍCULAS SOBRE SU PUNTA

En algún lugar algo increíble está
esperando a ser descubierto.

-Carl Sagan.

2.1 Introducción

En este capítulo se abordarán algunos de los fundamentos teóricos relevantes empleados en este trabajo. Comenzaremos por analizar la propagación de la luz en una guía de onda (fibra óptica). Seguiremos con la técnica de fotodeposición de partículas en la punta de una fibra óptica. Posteriormente mostraremos el método empleado para fotodepositar nanopartículas correspondientes a los modos de propagación en una fibra óptica y por último expondremos los resultados obtenidos experimentalmente.

2.2 ¿Qué es una fibra óptica y cómo funciona?

Los avances en tecnologías de comunicación han revolucionado las telecomunicaciones mundiales [1]. Las fibras ópticas en la actualidad son el principal medio de transporte y la tecnología asociada a la transmisión de datos como pulsos de luz en redes de telecomunicaciones. Las fibras ópticas llevan mucha más información que un cable de cobre convencional [2]. Estas tienen la capacidad de ser inmunes a interferencias electromagnéticas y permiten la transmisión de señales de alta velocidad en distancias transcontinentales [1]. Para comprender más sobre una fibra óptica respondamos algunas preguntas como: ¿Cómo está estructurada una fibra óptica?, y ¿Cómo se propaga la luz en una fibra óptica?.

2.2.1 ¿Cómo está estructurada una fibra óptica?

Una fibra óptica es un cilindro de vidrio flexible, la cual se compone de: núcleo, revestimiento y recubrimiento, confina la energía electromagnética en forma de luz dentro de sus superficies y guía la luz en dirección al eje de propagación [3]. El núcleo puede estar hecho de sílice o de cuarzo fundido dopado con algún otro material. Por otra parte el revestimiento (cladding) esta hecho de sílice puro y el recubrimiento esta hecho de algún polímero [4, 5]. La Figura 2.1 muestra el esquema básico de la estructura de una fibra óptica.

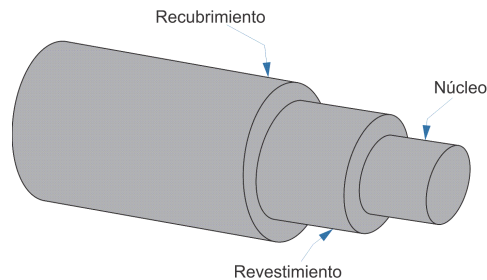


Figura 2.1: Esquema básico de la estructura de una fibra óptica. El cilindro central es conocido como núcleo, el cual está rodeado por un revestimiento sólido dieléctrico (cladding) que reduce el esparcimiento de la luz resultante de las discontinuidades dieléctricas en la superficie del núcleo y agrega resistencia mecánica a la fibra. Por último se encuentra el recubrimiento este aísla o amortigua mecánicamente a la fibra de pequeñas irregularidades geométricas y añade mayor resistencia mecánica. Figura tomada de [4].

2.2.2 ¿Cómo se propaga la luz en una fibra óptica?

Para comprender como se propaga la luz dentro de una fibra óptica tomemos dos métodos para explicarlo. El primero se basa en el uso de aproximaciones geométricas u óptica de

CAPÍTULO 2. PROPAGACIÓN DE LA LUZ EN UNA FIBRA ÓPTICA Y FOTODEPOSICIÓN DE NANOPARTÍCULAS SOBRE SU PUNTA

rayos a través de principios básicos como la reflexión y la refracción de la luz. El segundo método hace un tratado de la luz como una onda electromagnética la cual se propaga a través de la guía de onda o fibra óptica. Para comprender el mecanismo de propagación de la luz en una fibra óptica es necesario resolver las ecuaciones de Maxwell sujetas a condiciones de contorno en coordenadas cilíndricas [3].

En el primer método la reflexión y refracción pueden ser interpretados de manera simple considerando el comportamiento de los rayos de luz asociados con ondas planas viajando dentro de un material dieléctrico. Cuando los rayos de luz se encuentran con una frontera entre dos medios, parte de los rayos se reflejan (dentro del primer medio) y parte de ellos son refractados a medida que entran al segundo medio [3]. La Figura 2.2 muestra los dos fenómenos para un rayo de luz, el rayo refractado en la interfaz es resultado de la diferencia de la velocidad de la luz en los materiales los cuales tienen índices de refracción distintos (n representará el índice de refracción) y donde $n_1 > n_2$. La relación en la interfaz es conocida como la ley de Snell y está dada por,

$$n_1 \text{sen} \phi_1 = n_2 \text{sen} \phi_2, \quad (2.1)$$

o su equivalente como:

$$n_1 \cos \theta_1 = n_2 \cos \theta_2, \quad (2.2)$$

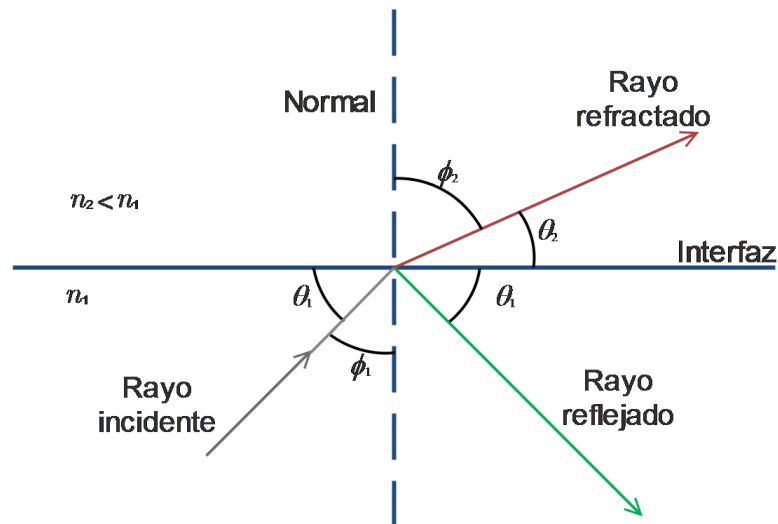


Figura 2.2: Representación esquemática de los fenómenos de reflexión y refracción en dos medios con índices de refracción diferentes. Esquema tomado de [3].

De acuerdo con la ley de reflexión, el ángulo θ_1 en el que el rayo incide en la interfaz es exactamente igual al ángulo que forma el rayo reflejado con la misma interfaz. Cuando la luz que viaja en cierto medio se refleja en un material ópticamente más denso (uno con un índice de refracción más alto), el proceso se denomina “reflexión externa”. Por el contrario, la reflexión de la luz en un material ópticamente menos denso (como la luz que viaja en el vidrio y se refleja en una interfaz de vidrio-aire) se llama “reflexión interna” [3, 6]. A medida que el ángulo θ_1 sea más pequeño, el ángulo de refracción θ_2 se acercará a cero. Más allá de este punto, no es posible la refracción, con lo cual la reflexión interna será total (comúnmente conocida como reflexión total interna) [3].

Las condiciones requeridas para la reflexión total interna se pueden determinar utilizando la ley de Snell (ecuación 2.2). Consideremos la Figura 2.3, en la que se muestra una superficie de vidrio (con índice de refracción n_1) en el aire (con un índice de refracción n_2). Un rayo de luz se dobla hacia la superficie del vidrio, cuando sale del vidrio de acuerdo con la ley de Snell, si el ángulo de incidencia θ_1 disminuye, eventualmente se alcanzará un punto donde el rayo de luz en el aire es paralelo a la superficie del vidrio. Este punto se conoce como ángulo crítico θ_c . Cuando el ángulo incidente θ_1 es menor que el ángulo crítico, se cumple la condición para la reflexión total interna; es decir, la luz se reflejará totalmente en el vidrio sin que la ésta escape [3].

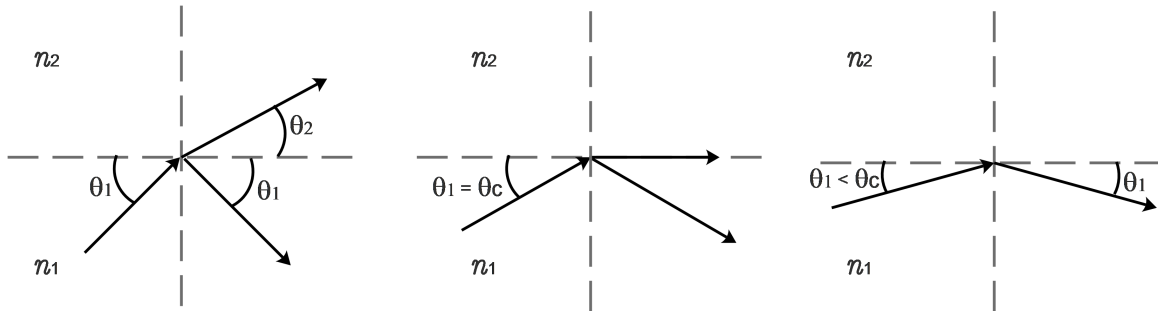


Figura 2.3: Representación esquemática del ángulo crítico y la reflexión total interna para una interfaz vidrio-aire. Esquema tomado de [3].

Ahora, considerando la interfaz que se muestra en la Figura 2.3, cuando el rayo de luz en el aire es paralelo a la superficie del vidrio, entonces $\theta_2 = 0$, de modo que $\cos\theta_2 = 1$. El ángulo crítico en el vidrio es entonces:

$$\theta_c = \arccos \frac{n_2}{n_1} \quad (2.3)$$

CAPÍTULO 2. PROPAGACIÓN DE LA LUZ EN UNA FIBRA ÓPTICA Y FOTODEPOSICIÓN DE NANOPARTÍCULAS SOBRE SU PUNTA

Por otra parte la representación de la propagación de rayos ópticos se hace considerando dos tipos de rayos que pueden propagarse en una guía de onda (como lo es una fibra óptica), estos son; rayos meridionales y rayos oblicuos. En el análisis de los dos tipos de rayos se considera únicamente un rayo, el cual representa un modo. Cada modo que se propaga en la fibra óptica es un patrón de líneas de campo eléctrico (E) y magnético (H) que se repite a lo largo de la fibra en intervalos iguales de longitud de onda. Los rayos meridionales se limitan a los planos meridianos de la fibra, que son los planos que contienen el eje de simetría de la fibra (el eje central, el cual se representa como una línea punteada en la Figura 2.5). Por otro lado los rayos oblicuos no se limitan a un solo plano, sino que tienden a seguir un camino de tipo helicoidal a lo largo de la fibra como se muestra en la Figura 2.4. Aunque los rayos oblicuos constituyen una parte importante del número total de rayos guiados dentro de la fibra óptica, su análisis no es necesario para obtener una imagen general de los rayos que se propagan dentro de ésta.

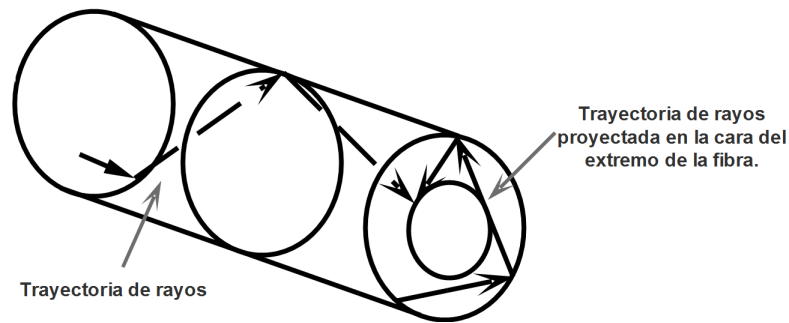


Figura 2.4: Representación de la propagación de rayos sesgados en una fibra óptica los cuales se refractan fuera del núcleo y se pierden en el revestimiento. Esquema tomado de [3].

El rayo meridional se muestra en la Figura 2.5 para una fibra óptica de índice escalonado (las fibras ópticas con índice escalonado son aquellas en las cuales el índice de refracción del núcleo es constante y su valor es mayor al del cladding). El rayo de luz ingresa al núcleo de la fibra desde un medio de índice de refracción n en un ángulo θ_0 con respecto al eje de la fibra e incide en la interfaz núcleo-cladding con un ángulo ϕ . Si éste incide en la interfaz núcleo-cladding en un ángulo tal que sufra reflexión total interna, el rayo meridional seguirá un camino en zigzag a lo largo del núcleo de la fibra, pasando a través del eje después de cada reflexión. Según la ley de Snell, el ángulo mínimo ϕ_{min} que admite la reflexión total interna para el rayo meridional está dado por:

$$\sin\phi_{min} = \frac{n_2}{n_1} \quad (2.4)$$

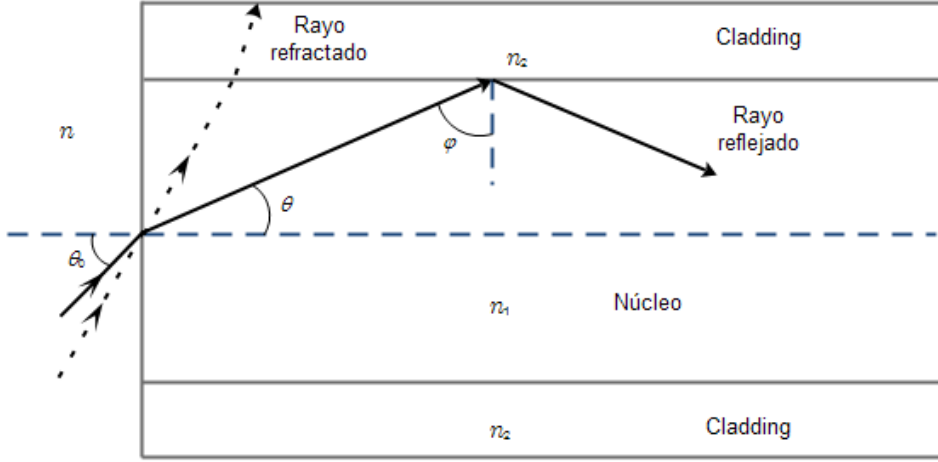


Figura 2.5: Esquema de la propagación de rayos meridionales en una fibra óptica, donde n representa el índice de refracción del medio, n_1 representa el índice de refracción del núcleo y n_2 representa el índice de refracción del cladding. Esquema tomado de [3].

Los rayos que inciden en la interfaz núcleo-cladding en ángulos inferiores a ϕ_{min} se refractan fuera del núcleo y se pierden en el cladding. La condición de la ecuación 2.4 puede relacionarse con el ángulo de entrada máximo $\theta_{0,max}$ a través de la relación:

$$n \sin \theta_{0,max} = n_1 \sin \theta_c = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (2.5)$$

donde θ_c es el ángulo crítico. Por lo tanto, los rayos que tienen ángulos de entrada θ_0 menores que $\theta_{0,max}$ sufrirán una reflexión total interna en la interfaz núcleo-cladding. La ecuación 2.5 también define la apertura numérica NA de una fibra de índice escalonado para rayos meridionales, y está definida como:

$$NA = n \sin \theta_{0,max} = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (2.6)$$

Dado que la apertura numérica está relacionada con el ángulo de máxima aceptación, se usa comúnmente para describir la aceptación de la luz o la capacidad de recolección de una fibra y para calcular las eficiencias de acoplamiento de potencia óptica de fuente a fibra.

Por otro lado, la teoría de rayos ópticos considera que cualquier rayo con un ángulo menor al ángulo crítico se pueda propagar en una fibra óptica. Sin embargo, en el segundo método (luz como onda electromagnética plana) cuando se considera la fase asociada a la onda plana, se observa que solo se pueden alcanzar ciertos ángulos con los cuales se puede

dar la propagación de la onda electromagnética en la fibra óptica. Para poder visualizar ésto, consideremos un rayo de luz incidente en el núcleo de la fibra óptica (Figura 2.6), a medida que la onda viaja sufre un cambio de fase (δ) dado por:

$$\delta = k_1 s = n_1 k s = \frac{n_1 2\pi s}{\lambda} \quad (2.7)$$

dónde:

- $k_1 = \frac{2\pi}{\lambda}$: Constante de propagación en el medio con índice de refracción n_1 .
- $k = \frac{k_1}{n_1}$: Constante de propagación en el espacio libre.
- s : Distancia recorrida a lo largo del rayo por la onda.

La onda asociada con un rayo propagándose a través de la guía de onda se muestra en la Figura 2.6, la fase de la onda reflejada dos veces debe ser la misma que la de la onda incidente.

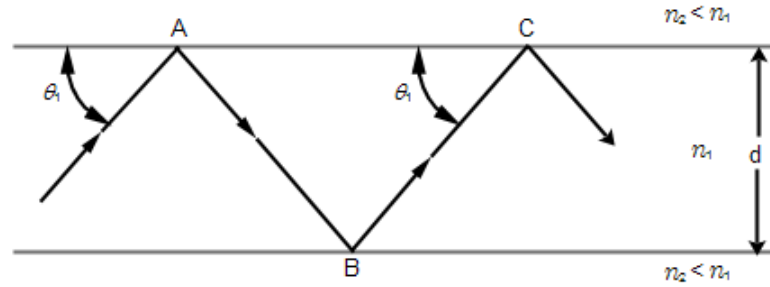


Figura 2.6: Representación esquemática de una onda de luz que se propaga a lo largo de una guía de onda de fibra. Los cambios de fase ocurren a medida que la onda viaja a través del medio, como en los puntos de reflexión. Esquema tomado de [3].

Analizando la Figura 2.6, el cambio de fase que resulta cuando la onda cruza la guía de onda y se refleja dos veces debe de ser un múltiplo de 2π . El cambio de fase entre las distancias ABC es:

$$\delta_{AC} = n_1 k \left(\frac{2d}{\text{sen}\theta_1} \right) \quad (2.8)$$

Y la fase cambia con cada reflexión como [3]:

$$\delta_1 = 2\arctan \left(\frac{n^2 \cos^2 \theta_1 - 1}{n \text{sen}\theta_1} \right)^{1/2} \quad (2.9)$$

donde $n = n_1/n_2$.

Para comprender con más detalle el mecanismo de propagación de la potencia óptica en una fibra óptica es necesario resolver las ecuaciones de Maxwell en coordenadas cilíndricas. En la Figura 2.7 se representa una guía de onda compuesta por una capa dieléctrica con índice de refracción n_1 entre un material dieléctrico con índice de refracción $n_2 < n_1$, el cual se conoce como cladding. Esta representación de una guía de onda puede servir como modelo para entender la propagación de ondas en fibra óptica.

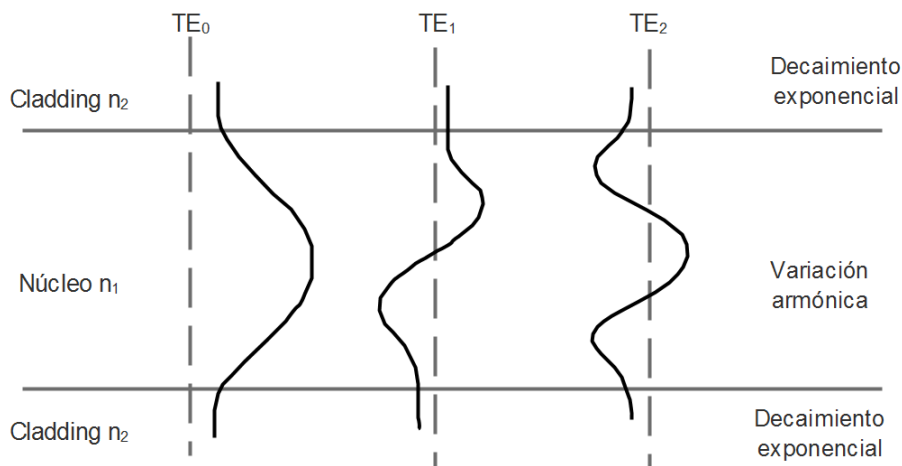


Figura 2.7: Distribución de campo eléctrico para varios ordenes bajos de modos guiados en una guía de onda simétrica. Esquema tomado de [3].

Al resolver las ecuaciones de Maxwell se debe de admitir que un número finito de modos no son confinados en el núcleo, ni son guiados a través de la fibra óptica, pero aún con esta consideración la solución es válida para el valor límite del problema (núcleo-cladding). Como se mencionó, para analizar la propagación de ondas en una fibra óptica se consideran las ecuaciones de Maxwell, las cuales relacionan a los campos eléctrico y magnético entre sí. Si suponemos que la fibra óptica es un medio lineal, isótropo, sin corrientes, ni cargas libres, podemos obtener una ecuación para \mathbf{E} (ecuación 2.10) y \mathbf{H} (ecuación 2.11) considerando la propagación de ondas electromagnéticas en una guía de onda cilíndrica (Figura 2.8). Lo cual se lleva a cabo proponiendo un sistema coordenado cilíndrico r, ϕ, z , (que son las coordenadas radial, angular y de propagación respectivamente) debido a la simetría de la guía y se asume que las ondas viajan en la dirección z . La onda electromagnética que se propaga por z tiene una dependencia funcional y se puede denotar como [3, 7]:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0(r, \phi) \exp[j(\omega t - \beta z)], \quad (2.10)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0(r, \phi) \exp[j(\omega t - \beta z)]. \quad (2.11)$$

donde ω es la frecuencia angular, β es la constante de propagación axial en la dirección z , y \mathbf{E}_0 , \mathbf{H}_0 representan la magnitud y dirección del campo eléctrico y magnético respectivamente [4]. Estas ecuaciones son armónicas en el tiempo (t).

Cuando las ecuaciones 2.10 y 2.11 se sustituyen en las ecuaciones del rotacional de Maxwell ($\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ y $\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$) se puede obtener dos expresiones correspondientes a la ecuación de onda en coordenadas cilíndricas, las cuales se expresan como [3, 4, 7]:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + q^2 E_z = 0, \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} + q^2 H_z = 0, \quad (2.13)$$

donde $q^2 = k^2 - \beta^2$ con $k = \omega^2 \varepsilon \mu$, aquí k representa el vector de onda de la luz que se propaga en un medio con permitividad ε y permeabilidad μ . La solución de las ecuaciones 2.12 y 2.13 está dada por el método de separación de variables. La solución para E_z toma entonces la forma:

$$E_z = A F_1(r) F_2(\phi) F_3(z) F_4(t). \quad (2.14)$$

Entonces tomando los factores en dependencia del tiempo (t) y propagación (z), F_3 y F_4 tienen por solución:

$$F_3(z) F_4(t) = \exp[-j(\beta z - \omega t)]. \quad (2.15)$$

Y para F_2 :

$$F_2(\phi) = \exp(j\nu\theta). \quad (2.16)$$

La constante ν puede ser positiva o negativa pero siempre un entero ya que debe ser periódica en ϕ con un periodo de 2π [3]. Por último, el término $F_1(r)$ queda como:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \left(q^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right) \right] F_1 = 0. \quad (2.17)$$

La cual tiene la forma de la conocida ecuación diferencial de Bessel, se asume que en una fibra óptica los modos guiados en el núcleo tienen una solución de primer tipo de la función de Bessel $J_\nu(ur)$ (con $u^2 = k_1^2 - \beta^2$, en este caso $k_1 = 2\pi n_1/\lambda$), mientras que los modos confinados en el revestimiento llevan implícita una solución de segundo tipo de la función

de Bessel $K_\nu(wr)$ (con $w^2 = \beta^2 - k_2^2$ y $k_2 = 2\pi n_2/\lambda$) [7]. Una solución idéntica puede ser propuesta para H_z .

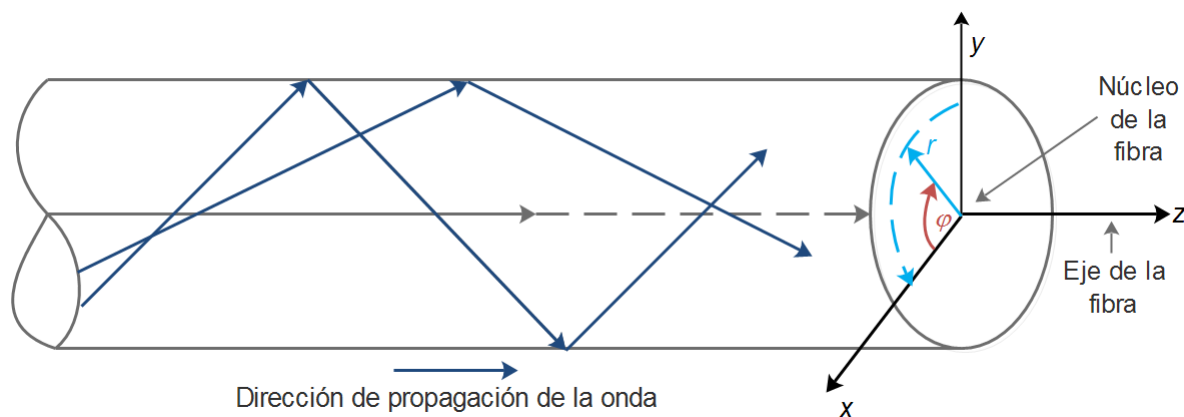


Figura 2.8: Esquema representativo de un sistema de coordenadas cilíndricas para analizar la propagación de ondas electromagnéticas en una fibra óptica. Esquema tomado de [3].

En una guía de onda como lo es una fibra óptica se satisface la aproximación paraxial donde la diferencia entre los índices de refracción del núcleo y el revestimiento (cladding) es muy pequeño, entonces se puede decir que la fibra guía la luz muy débilmente [3]. Cuando se resuelve la aproximación para la ecuación de onda (ecuación 2.12) se toman en cuenta los denominados modos transversales e híbridos ($TE_{l,m}$, $TM_{l,m}$, $HE_{l,m}$, $EH_{l,m}$) y sus respectivas soluciones mediante funciones de Bessel. Finalmente, se puede lograr conjuntar las soluciones en una sola tal como [3, 4, 7]:

$$\frac{uJ_{j-1}(ua)}{J_j(ua)} = \frac{wK_{j-1}(ua)}{K_j(ua)} \quad (2.18)$$

Donde j está relacionada con el orden de la función de Bessel (l), y en general tiene las siguientes relaciones para los distintos tipos de modos:

$$j = \begin{cases} 1 & \text{para modos } TE \text{ y } TM \\ l + 1 & \text{para modos } EH \\ l - 1 & \text{para modos } HE \end{cases} \quad (2.19)$$

Los diferentes tipos de modos se enlistan a continuación:

- Modos del revestimiento o modos refractados, son modos no confinados en el núcleo.
- Modos de fuga (leaky modes), son confinados parcialmente en el núcleo pero se atenúan a distancias cortas.

- Modos transversales eléctricos ($TE_{l,m}$) y transversales magnéticos ($TM_{l,m}$), resultan del desacoplamiento entre las componentes E_z y H_z .
- Modos híbridos ($HE_{l,m}$), resultan cuando E_z y H_z son distintos de cero.

Por otra parte, existe un conjunto de modos que surge a partir de la combinación de diferentes modos degenerados, estos se conocen como modos $LP_{l,m}$ (linealmente polarizados), y en general tienen las siguientes relaciones [3]:

1. Cada modo $LP_{0,m}$ se deriva de un modo $HE_{1,m}$.
2. Cada modo $LP_{1,m}$ se obtiene de los modos $TE_{0,m}$, $TM_{0,m}$, y $HE_{2,m}$.
3. Cada modo $LP_{l,m}$ ($l \geq 2$) se obtiene de un modo $HE_{l+1,m}$ y $EH_{l-1,m}$.

La distribución de la intensidad de los modos $LP_{l,m}$ en el núcleo de la fibra óptica está dada por la unión de las soluciones de las ecuaciones 2.16 y 2.17 y se puede expresar como [8]:

$$I_{l,m}(r, \phi) = I_0 J_l^2 \left(\frac{m(ur)}{a} \right) \cos^2(l\phi) \quad (2.20)$$

donde I_0 representa el pico máximo de intensidad, r y ϕ son variables radiales y angulares transversales al núcleo de la fibra, l es el orden de la función de Bessel, m indica el número de máximos en el patrón de intensidad que ocurren en una línea radial entre cero e infinito y a representa el diámetro del núcleo de la fibra óptica [4].

Como se mencionó en esta sección, el estudio de la propagación de la luz a través de una fibra óptica involucra hacer uso de la teoría electromagnética, y más precisamente de las ecuaciones de Maxwell y las soluciones de éstas. La comprensión de la propagación de la luz marca una pauta en este trabajo ya que se hace uso de este conocimiento y de la aplicación del mismo a través de la mezcla de técnicas como la fotodeposición de partículas, en la cual el principal objetivo es inmovilizar partículas en la punta de una fibra óptica (ya sea conforme al modo fundamental y/o modos de órdenes altos). En la siguiente sección se hablará más acerca del tema de fotodeposición, algunas de sus ventajas y aplicaciones.

2.3 Técnica de fotodeposición

Existen diferentes tipos de técnicas que pueden ser empleadas para adherir nanopartículas en la punta de una fibra óptica (más precisamente en el núcleo). Algunas de las cuales son:

la litografía por haz de electrones [9,10], la deposición fotoquímica [11,12] y la fotodeposición a través de láser [13–17]. De estas técnicas, la de fotodeposición es más novedosa y destaca por su fácil implementación al hacer uso de tres elementos; un láser, una fibra óptica y una solución de nanopartículas metálicas suspendidas en alcohol [13,15] (solución coloidal). En este trabajo utilizamos esta técnica para fotodepositar nanopartículas de plata en el núcleo de una fibra óptica monomodo con respecto de los modos de propagación, el diámetro de la fibra óptica es aproximadamente de $10\ \mu\text{m}$, los resultados se expondrán más adelante. El principal objetivo de la fotodeposición es inmovilizar nanopartículas metálicas en el núcleo de una fibra óptica. En esta técnica están implícitas fuerzas como la termoforética, gradiente además de la fuerza de Stokes.

Se ha demostrado que mediante la implementación de esta técnica es posible obtener sensores de fibra óptica [15], generación de burbujas y su manipulación [16], obtención de micropatrones de nanopartículas correspondientes a diferentes modos de propagación [17] y cavitación óptica (como se verá más adelante en este trabajo). La Figura 2.9 muestra un esquema sobre la técnica de fotodeposición, en la cual un haz de luz láser viaja a través de una fibra óptica la cual es sumergida en una solución coloidal.

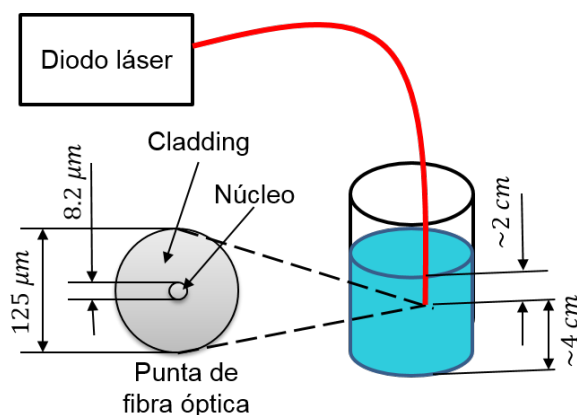


Figura 2.9: Esquema básico de la técnica de fotodeposición de partículas metálicas en la punta de una fibra óptica. La fotodeposición se puede realizar en fibras monomodo (como en esta figura) o en fibras multimodo en donde el diámetro del núcleo es más grande. Figura tomada de [13].

2.4 Desarrollo experimental

En esta sección se describe el desarrollo experimental empleado para la generación de diferentes modos de propagación en la fibra óptica, y el método de fotodeposición empleado.

2.4.1 Propagación de diferentes modos $LP_{l,m}$ en una fibra óptica

En una fibra óptica la radiación electromagnética se propaga de diferente manera de acuerdo al ángulo de incidencia del láser, esta variación trae consigo diferentes distribuciones de patrones (y de intensidad) los cuales se definieron como modos. A continuación se enlistan los materiales y se describe el método propuesto para la obtención de diferentes modos $LP_{l,m}$.

2.4.1.1 Materiales y método

Para llevar a cabo el experimento se utilizaron diferentes dispositivos ópticos y mecánicos, los cuales se enlistan a continuación:

- CPU (DELL, OptiPlex 755).
- Láser modelo Explorer 532 nm -200E, marca Spectra Physics.
- Etapa de rotación y etapa de traslación lineal (XYZ) modelo 426A, marca Newport.
- Lente esférica (distancia focal de 0.5 cm).
- Fibra óptica monomodo con longitud de corte entre 870 - 970 nm (diámetro núcleo 10 μm y diámetro de cladding 125 μm).
- Controlador de polarización manual para fibra óptica, modelo FPC030, marca THORLABS.
- Pantalla (pedazo de hoja blanca).
- Abrazadera para fibra óptica.

En la Figura 2.10 se muestra el arreglo experimental empleado para la obtención de los modos ($LP_{0,1}, LP_{1,1}, LP_{2,1}$ y $TM_{0,1}$). Un láser ($\lambda = 532 \text{ nm}$) incide sobre una lente esférica montada en una etapa de rotación (la cual cambia el ángulo de entrada de luz a la punta de la fibra), cerca del punto focal de la lente, una de las puntas de fibra óptica es manipulada a

través de una etapa de traslación lineal de tres ejes (XYZ) con tornillos micrométricos, para encontrar la irradiancia máxima de salida y el modo de propagación deseado, a continuación la fibra óptica se lleva a un dispositivo mecánico (controlador de polarización) que varía la polarización de la luz retorciendo y flexionando la fibra óptica, por otra parte el extremo final de la fibra óptica es cortado y colocado en una abrazadera para fibra óptica, finalmente el modo de propagación se visualiza sobre una pantalla a una distancia aproximada de 20 cm .

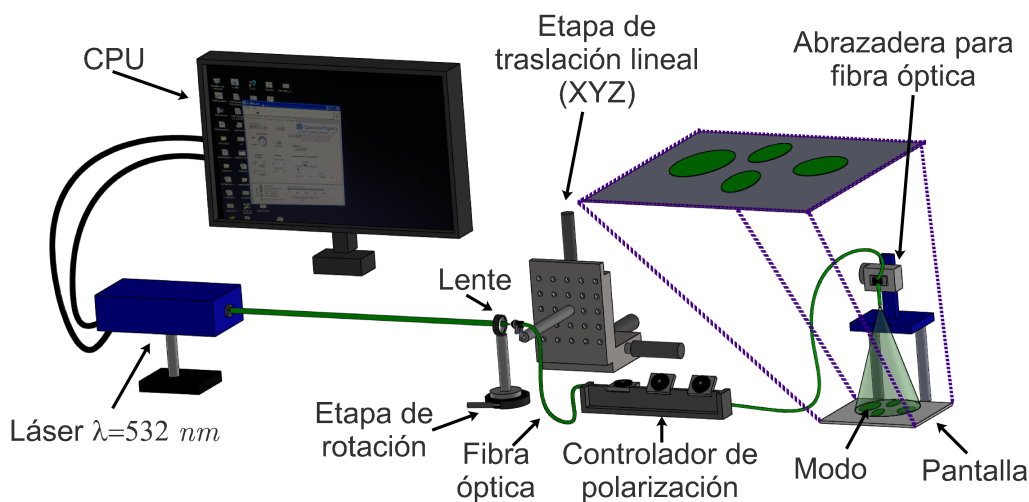


Figura 2.10: Arreglo experimental para la generación de diferentes modos $LP_{l,m}$, y proyección del modo encontrado, el cual está encerrado entre líneas punteadas.

Cabe mencionar que a pesar de que la fibra óptica utilizada no está en el rango de trabajo del láser, es decir tiene una longitud de corte diferente la cual está entre 870-970 nm , esta se comporta como fibra óptica multimodo debido a las propiedades de fabricación. Con lo cual es posible obtener el modo fundamental ($LP_{0,1}$) y además ordenes l,m más altos de modos.

2.4.2 Fotodeposición de partículas respecto a los modos de propagación en una fibra óptica

El proceso de fotodeposición de partículas en la punta de la fibra óptica con respecto al modo de propagación se muestra en la Figura 2.11. La cual es la continuación del esquema experimental mostrado en la Figura 2.10. Es decir, al obtener el modo deseado, la punta de la fibra óptica se coloca dentro de la solución coloidal, debido a los fenómenos explicados en

CAPÍTULO 2. PROPAGACIÓN DE LA LUZ EN UNA FIBRA ÓPTICA Y FOTODEPOSICIÓN DE NANOPARTÍCULAS SOBRE SU PUNTA

la sección 2.3, las partículas se adhieren a la cara de la fibra óptica. En la siguiente sección se enlistan los materiales y el método empleado para lograr la fotodeposición.

2.4.2.1 Materiales y método

- Sistema mecánico para subir o bajar la punta de la fibra óptica
- Solución coloidal compuesta por Etanol y nanopartículas de plata (*AgNPs*)
- Medidor de potencia, marca Newport, modelo 2935T-C.
- Sensor marca Newport, modelo 918-SL.

En la Figura 2.11 un sistema mecánico baja o sube la punta de la fibra óptica. A continuación, un sensor (acoplado a un medidor de potencia) es colocado para medir la potencia inicial de la radiación láser que tiene cada uno de los modos. Después la fibra óptica es sumergida sobre una solución coloidal (contenida en una celda de cuarzo) la cual está compuesta de partículas de plata (cuyos tamaños son menores a 100 nm) suspendidas en etanol (esta solución fue preparada siguiendo el método descrito en [18]). El sensor se alinea debajo de la celda de cuarzo para monitorear la pérdida de la potencia debido a la absorción de los fotones que salen de cada modo y así obtener la adhesión de las nanopartículas de plata en la cara de la fibra óptica.

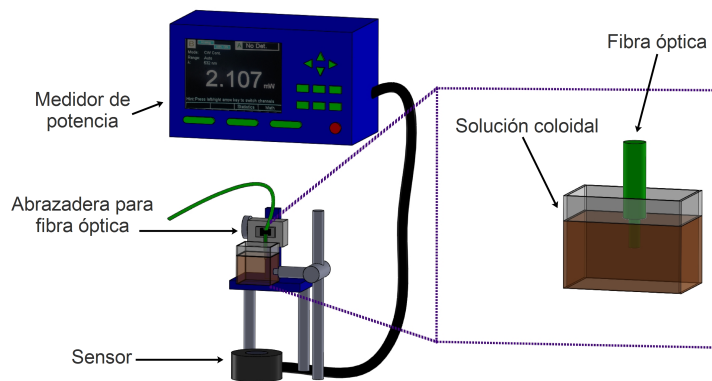


Figura 2.11: Arreglo experimental para obtención la fotodeposición de partículas de plata en la cara de la fibra óptica con respecto al modo de propagación encontrado.

El tiempo de fotodeposición no se consideró en el experimento debido a que la distribución de la irradiancia en los modos obtenidos es diferente uno de otro.

2.4.3 Fotodeposición de nanopartículas de plata y partículas de nitrato de cobre

2.4.3.1 Materiales y método

- Láser con salida a fibra óptica (diámetro 125 μm , diámetro de núcleo 105 μm , $\lambda = 450$ nm) modelo BWF1-445-450, marca BWTEK.
- Soluciones coloidales de nanopartículas de plata y partículas de nitrato de cobre.

El desarrollo experimental para la fotodeposición de nanopartículas de plata y partículas de nitrato de cobre se realizó mediante el arreglo experimental que se muestra en la Figura 2.12. En esta Figura un láser de onda continua con salida a fibra óptica multimodo (con diámetro de núcleo de 105 μm) que emite en una longitud de onda $\lambda = 450$ nm fue empleado para inmovilizar dos tipos de nanopartículas en la punta de la fibra óptica, las cuales son: nanopartículas de plata (*AgNPs*) y partículas de nitrato de cobre ($Cu(NO_3)_2$). Estos dos tipos de partículas fueron preparados siguiendo el método descrito en [18]. Para la fotodeposición de los dos tipos de partículas se consideró que la potencia umbral fuera de 67 mW. En la sección de resultados se mostrarán las relaciones derivadas de este experimento.

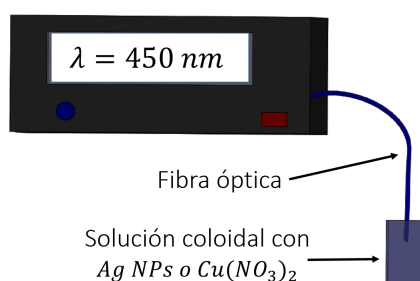


Figura 2.12: Arreglo experimental para la fotodeposición de nanopartículas de plata y partículas de nitrato de cobre sobre la punta de una fibra óptica multimodo con diámetro de núcleo de 105 μm .

2.5 Resultados

En esta sección se muestran los resultados obtenidos a partir de la técnica de fotodeposición de nanopartículas de plata y la combinación de diferentes modos de propagación en fibra óptica.

2.5.1 Fotodeposición de nanopartículas de plata ($AgNPs$) respecto del modo de propagación en una fibra óptica

Actualmente el desarrollo de aplicaciones que emplea fibras ópticas ha adquirido un papel importante debido a las características con las que éstas cuentan. Algunos de los usos que se han implementado se basan en la utilización de los modos de propagación de la luz en las fibras ópticas. Y se ha demostrado que mediante estos es posible realizar el sensado de temperatura, tensión, índice de refracción, composición química, torsión entre otras [19, 20]. También se ha demostrado que es posible manipular rotacionalmente células biológicas vivas en una trampa de fibra óptica de doble haz (utilizando modos de propagación $LP_{l,m}$) [21]. Adicionalmente como se describió en la sección 2.3, es posible depositar nanopartículas metálicas en la cara de una fibra óptica monomodo y poder implementar sensores tipo Raman [22]. En este epígrafe se muestran los resultados obtenidos utilizando los métodos descritos en las secciones 2.4.1 y 2.4.2, como un solo arreglo experimental.

Como se comentó anteriormente, la obtención de diferentes modos ($LP_{l,m}$) tiene como principio la variación del ángulo de entrada a la fibra óptica a través de las etapas de rotación y traslación lineal, la flexión y torsión de la misma con la ayuda del controlador de polarización. En la Tabla 2.1 se muestran cuatro diferentes modos ($LP_{0,1}$, $LP_{1,1}$, $LP_{2,1}$ y $TM_{0,1}$), los cuales fueron obtenidos mediante el esquema propuesto en la Figura 2.10. Como se observa en dicha figura el modo es observado y fotografiado a una distancia aproximada de 20 cm. Las imágenes fueron adquiridas con la cámara de un celular de 8 Mpx (marca iPhone 5), utilizando la función de enfoque automático. Como puede observarse las intensidades y la distribución de la luz varían de acuerdo al modo requerido. Una simulación del patrón de intensidades se muestra en la Tabla 2.2, para realizar la simulación se utilizó el software MATLAB R2016b (el código para la simulación de los cuatro modos encontrados se muestra en la sección de ANEXOS A). En esta simulación se puede notar que la máxima irradiancia (en color roji-negro) se encuentra en el centro de cada uno de los tres primeros modos simulados ($LP_{0,1}$, $LP_{1,1}$, $LP_{2,1}$), y en el cuarto modo ($TM_{0,1}$) se observa que el máximo de la irradiancia toma una forma de “dona” (por ende las partículas quedan inmovilizadas en dichas zonas).

CAPÍTULO 2. PROPAGACIÓN DE LA LUZ EN UNA FIBRA ÓPTICA Y FOTODEPOSICIÓN DE NANOPARTÍCULAS SOBRE SU PUNTA

Una vez obtenidos los modos se procedió a realizar la fotodeposición de nanopartículas de plata con el método descrito en la sección 3.3. La Tabla 2.3 muestra los resultados obtenidos de las fotodeposiciones realizadas. Como se puede ver, las partículas se encuentran adheridas a la cara de una punta de la fibra óptica, esto debido a los fenómenos explicados en la sección 2.3. Las imágenes que se muestran (Tabla 2.3) fueron tomadas con un microscopio óptico con objetivos 10x (para la cara de la fibra óptica) y 80x (para el núcleo de la fibra óptica) y una cámara de 3Mpx. Para obtener las diferentes fotodeposiciones fue necesario monitorear la pérdida de la potencia. Es decir, medir la potencia de entrada ($P_{entrada}$) antes de sumergir la fibra (alrededor de 2 mW) y la potencia de salida (P_{salida}) cuando la fibra óptica estaba dentro de la solución coloidal. Dicha pérdida se puede calcular mediante la expresión:

$$dB = 10 \log_{10}(P_{salida}/P_{entrada}) \quad (2.21)$$

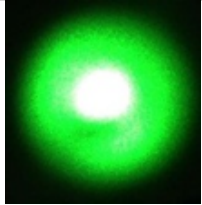
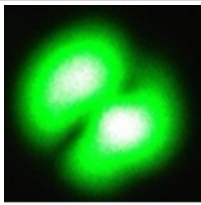
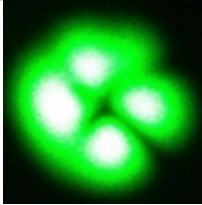
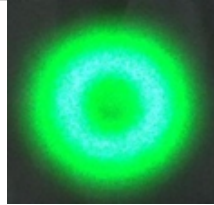
$LP_{l,m}$	Orden del modo			
	$LP_{0,1}$	$LP_{1,1}$	$LP_{2,1}$	$TM_{0,1}$
Fotografía				

Tabla 2.1: Fotografías de los modos obtenidos, el fondo es negro debido a la ausencia de iluminación.

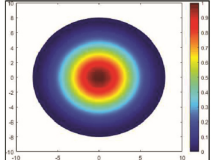
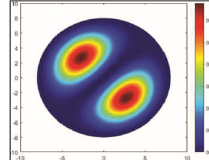
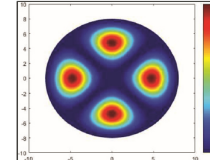
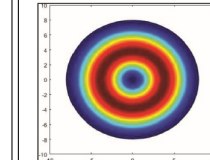
$LP_{l,m}$	Orden del modo			
	$LP_{0,1}$	$LP_{1,1}$	$LP_{2,1}$	$TM_{0,1}$
Simulación $I_{lm}(r, \phi)$				

Tabla 2.2: Simulación de diferentes modos utilizando la ecuación 2.20. Figuras tomadas de [17].

CAPÍTULO 2. PROPAGACIÓN DE LA LUZ EN UNA FIBRA ÓPTICA Y FOTODEPOSICIÓN DE NANOPARTÍCULAS SOBRE SU PUNTA

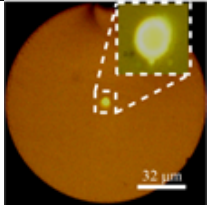
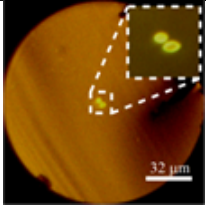
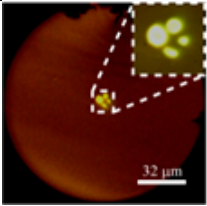
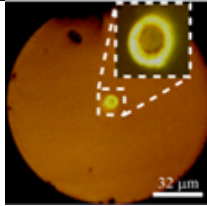
$LP_{l,m}$	Orden del modo con la fotodeposición de $AgNPs$			
	$LP_{0,1}$	$LP_{1,1}$	$LP_{2,1}$	$TM_{0,1}$
Imagen				

Tabla 2.3: Fotodeposición de $AgNPs$ con respecto al modo encontrado (ver Tabla 2.1). En todos los casos se consideró retirar la fibra óptica de la solución coloidal cuando la pérdida de la potencia estaba alrededor de 1.2 dB .

Adicionalmente derivado de las fotodeposiciones de $AgNPs$ con respecto de los modos de propagación se realizaron tres fotodeposiciones con nanopartículas de oro ($AuNPs$), nanopartículas de zinc ($ZnNPs$) y nanotubos de carbón ($SWCNTs$) utilizando el modo $TM_{0,1}$, con esto se demuestra que es posible fotodepositar algún tipo de partículas como las mencionadas anteriormente y obtener los micropatrones deseados. En la Tabla 2.4 se muestran dichos micropatrones.

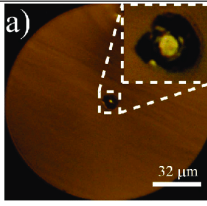
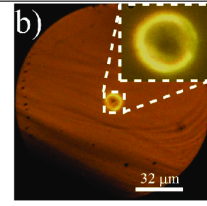
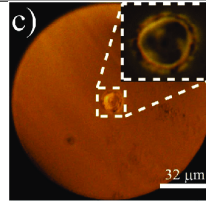
	Modo $TM_{0,1}$		
	$AuNPs$	$ZnNPs$	$SWCNTs$
Imagen			

Tabla 2.4: Fotodeposición de $AuNPs$, $ZnNPs$ y $SWCNTs$ con respecto al modo $TM_{0,1}$, al igual que en la Tabla 2.1 se consideró retirar la fibra óptica de la solución coloidal cuando la pérdida de la potencia estaba alrededor de 1.2 dB

2.5.2 Fotodeposición de nanopartículas de plata ($AgNPs$) y nitrato de cobre ($Cu(NO_3)_2$)

La técnica de fotodeposición permite adherir diferentes tipos de partículas metálicas en la punta de una fibra óptica, empleando esta técnica se pueden obtener diferentes tipos de pérdidas de potencia, las cuales en este trabajo de tesis empleamos para generar cavitación óptica. Se prepararon siete puntas de fibra óptica con diferentes características (el arreglo experimental se muestra en la Figura 2.12), estas corresponden a diferentes pérdidas de potencia y número de películas adheridas a la punta de la fibra óptica, así como tipo de partículas empleadas en la fotodeposición. En la Tabla 2.5 se muestra la información relacionada con las diferentes puntas utilizadas en este trabajo de tesis.

	Puntas de fibra óptica (FO)						
	FO 1	FO 2	FO 3	FO 4	FO 5	FO 6	FO 7
Pérdida de potencia provocada por la película de $Ag NPs$ (dB)	1	5	1	5	1/2	3	7
Pérdida de potencia provocada por la película de $Cu(NO_3)_2$ (dB)	----	----	1	1	1	1	1
Pérdida de potencia provocada por la película de $Ag NPs$ (dB)	----	----	----	----	1/2	2	----

Tabla 2.5: Fotodeposición de $AgNPs$ y $Cu(NO_3)_2$ para siete puntas de fibra óptica con características diferentes en cuanto a tipo de partículas adheridas, pérdida de potencia provocada por las partículas y número de películas fotodepositadas.

De los resultados preliminares se midió la pérdida de la potencia derivada de la inmovilización de las partículas en las puntas de fibra óptica (FO 1 a FO 7) en función de la corriente del láser ($\lambda = 450 \text{ nm}$). Los datos fueron medidos utilizando un sensor de potencia (marca Newport, modelo 918-SL) conectado a un medidor de potencia (marca Newport, modelo 2935T-C). A continuación en la Figura 2.13 se muestran dichos datos para las siete puntas de fibra óptica obtenidas. Adicionalmente se incluye la medición de la potencia para una punta de fibra óptica sin partículas, la cual alcanza un máximo de 252 mW para una corriente de 450 mA (corriente máxima de operación del láser).

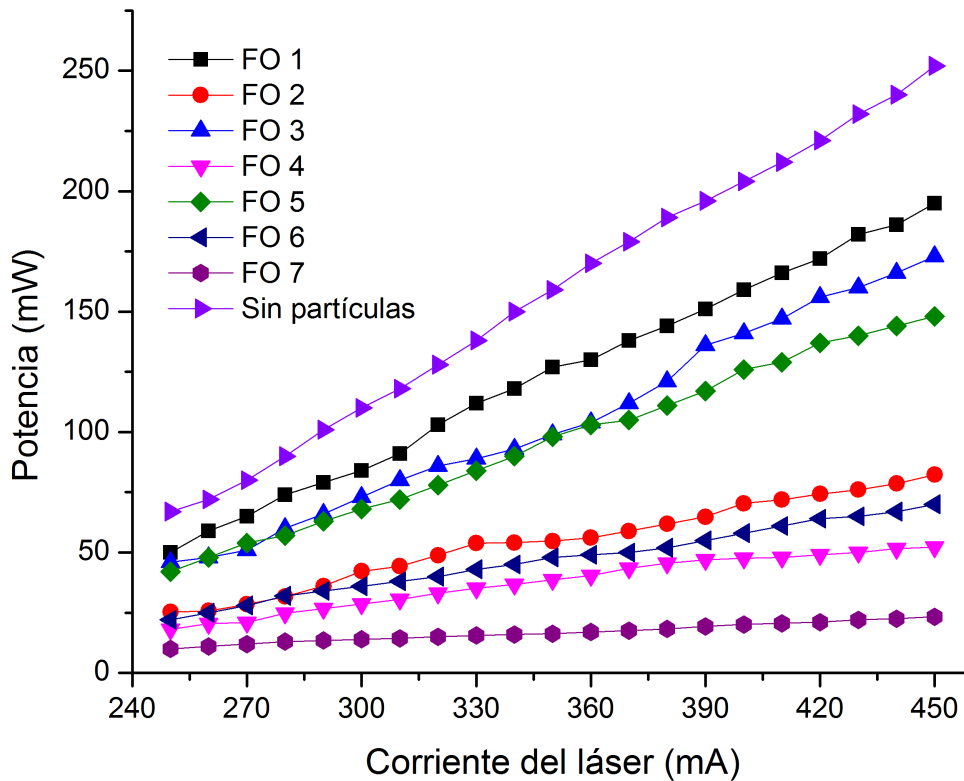


Figura 2.13: Gráfica de potencia en función de la corriente del láser para una punta de fibra óptica sin partículas y para siete puntas de fibra óptica (FO 1 a FO 7), las cuales tienen adheridas nanopartículas de plata y/o nitrato de cobre en su punta, las pérdidas de potencia se pueden observar en la Tabla 2.5.

En la Figura anterior podemos notar que al incrementar la pérdida de potencia provocada por la adhesión de las partículas se disminuirá la potencia a la salida de la fibra óptica.

Por otro lado estas siete puntas de fibra óptica con diferentes tipos de fotodeposiciones serán evaluadas en el capítulo 3 para obtener datos como: Frecuencia de implosión de las burbujas y amplitud de la onda acústica.

2.6 Conclusiones parciales

La técnica de fotodeposición es simple y novedosa, para la implementación de esta técnica únicamente se necesitan tres elementos; un láser, una fibra óptica y partículas suspendidas en etanol.

Para poder obtener un modo de propagación bien definido es necesario cambiar el ángulo de entrada de la luz a la fibra óptica y adicionalmente controlar la polarización dentro de la fibra óptica.

Se fotodepositaron micropatrones de nanopartículas metálicas de plata en la punta de una fibra óptica. Estos micropatrones obtuvieron la forma del modo que se propaga dentro de una fibra óptica.

Una de las posibles aplicaciones de los resultados obtenidos sobre la fotodeposición de partículas respecto de los modos de propagación es la generación de gradientes térmicos, los cuales pueden servir para manipular micro o nanopartículas dentro de un líquido. Adicionalmente se podrían implementar sensores de fibra óptica para medir diferentes parámetros como temperatura, índice de refracción, entre otros.

Se realizaron tres fotodeposiciones con respecto del modo $TM_{0,1}$, en este caso se utilizaron nanopartículas de oro, zinc y nanotubos de carbón.

La potencia umbral para lograr los micropatrones fue de 2 mW .

La pérdida de potencia necesaria para obtener micropatrones definidos debe ser de 1.2 dB aproximadamente.

Por otra parte se realizó la fotodeposición de nanopartículas de plata y partículas de nitrato de cobre en siete diferentes puntas de fibra óptica, las características de fotodeposición para cada punta dependen de la pérdida de potencia, el número de películas fotodepositadas y el tipo de partículas empleadas.

REFERENCIAS

- [1] EDU.photonics.com. (2018). "Fiber Optics: Understanding the Basics". Pittsfield, MA USA. https://www.photonics.com/articles/fiber_optics_understanding_the_basics/a25151
- [2] Elsevier home page. (2019). "Optical Fiber Technology Materials, Devices, and Systems". <https://www.journals.elsevier.com/optical-fiber-technology>
- [3] Keiser G. (1991). "Optical Fiber Communications". McGraw-Hill. Singapore. cap. 2, pp. 23-49
- [4] Cerecedo-Núñez H.H, Sánchez-Martínez A, Padilla-Sosa P, Rodríguez-Zurita G. "Revisión y análisis experimental de modos LP nm en fibras ópticas". *Revista mexicana de física E*. vol. 55, pp. 15-20. (2009)
- [5] Mahjoob-Osman W, Babiker-Al Nabi A, Hammed Billal K. "Optical Fiber Review". *Journal of Electrical & Electronic Systems*. vol. 7, pp. 1000249-4. (2018)
- [6] "Reflexión Interna Total". <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbasees/phyopt/totint.html>
- [7] Buck J.A. (2004). "Fundamentals of Optical Fibers". Hoboken, NJ. cap. 2, pp. 31-33
- [8] Yirmiyahu Y, Niv A, Biener G, Kleiner V, Hasman E. "Excitation of a single hollow waveguide mode using inhomogeneous anisotropic subwavelength structures". *Optics Express*. vol. 15, pp. 13404-13414. (2007)
- [9] Sanders M, Lin Y, Wei J, Bono T, Lindquist R.G. "An enhanced LSPR fiber-optic nanoprobe for ultrasensitive detection of protein biomarkers". *Biosensors and Bioelectron*. vol. 61, pp. 95-101 (2014)

- [10] Lin Y, Zou Y, Mo Y, Guo J, Lindquist R.G. “E-beam patterned gold nanodot arrays on optical fiber tips for localized surface plasmon resonance biochemical sensing”. *Sensors*. vol. 10, pp. 9397-9406. (2010)
- [11] Ming-Shan L, Chang-Xi Y. “Laser-Induced silver nanoparticles deposited on optical fiber core for surface-enhanced Raman scattering”. *Chinese Physics Letters*. vol. 27, pp. 044202-4 . (2010)
- [12] Liu T, Xiao X, Yang C. “Surfactantless Photochemical deposition of gold nanoparticles on an optical fiber core for surface-enhanced Raman scattering”. *Langmuir*. vol. 27, pp. 4623-4626. (2011)
- [13] Ortega-Mendoza J.G, Chávez F, Zaca-Morán P, Felipe C, Pérez-Sánchez G.F, Beltran-Pérez G, Goiz O, Ramos-García R. “Selective photodeposition of zinc nanoparticles on the core of a single-mode optical fiber”. *Optics Express*. vol. 21, pp. 6509-6518. (2013)
- [14] Zaca-Morán P, Kuzin E, Torres-Turiján J, Ortega-Mendoza J.G, Chávez F, Pérez-Sánchez G.F, Gómez-Pavón L.C. “High gain pulsed erbium-doped fiber amplifier for the nonlinear characterization of SWCNTs photodeposited on optical fibers”. *Optics and Laser Technology*. vol. 52, pp. 15-20. (2013)
- [15] Ortega-Mendoza J.G, Padilla-Vivanco A, Toxqui-Quitl C, Zaca-Morán P, Villegas-Hernández D, Chávez F. “Optical fiber sensor based on localized surface plasmon resonance using silver nanoparticles photodeposited on the optical fiber end”. *Sensors (Basel, Switzerland)*. vol. 14, pp. 18701-18710. (2014)
- [16] Ortega-Mendoza J.G, Sarabia-Alonso J.A, Zaca-Morán P, Padilla-Vivanco A, Toxqui-Quitl C, Rivas-Camero I, Ramírez-Ramírez J, Torres-Hurtado S.A, Ramos-García R. “Marangoni force-driven manipulation of photothermally-induced microbubbles”. *Optics Express*. vol. 26, pp. 6653-6662. (2018)
- [17] Ortega-Mendoza J.G, Soto-López P, Zaca-Morán P, Padilla-Vivanco A, Padilla-Martinez J.P, Toto-Arellano N.I, Guzmán-Barraza A. “Generating micropatterns onto the core of an optical fiber end with nanoparticles using fiber modes”. *Laser Physics Letters*. vol. 16, pp. 045105-5. (2019)

REFERENCIAS

- [18] Ortega-Mendoza J.G, Goiz O, Padilla-Vivanco A, Toxqui-Quitl C, Zaca-Morán P, Chávez F. “Photofusion and Disaggregation of Silver Nanoparticles Suspended in Ethanol by Laser Irradiation”. *Current Nanoscience*. vol. 14, pp. 50-53. (2018)
- [19] Oleg I. “Application of cladding modes of optical fibers for sensing: review of recent developments”. *Proceedings of the SPIE*. vol. 7994, pp. 79941E-6. (2011)
- [20] Addanki S, Amiri I.S, Yupapin P. “Review of optical fibers-introduction and applications in fiber lasers”. *Results in Physics*, vol. 10, pp. 743-750. (2018)
- [21] Kreysing M, Ott D, Schmidberger M.J, Otto O, Schürmann M, Martín-Badosa E, Whyte G, Guck J. “Dynamic operation of optical fibres beyond the single-mode regime facilitates the orientation of biological cells”. *Nature Communications*. vol. 5, pp. 1-6. (2014)
- [22] Ortega-Mendoza J.G, Chávez F, Zaca-Morán P, Felipe C, Pérez-Sánchez G.F, Beltran Pérez G, Goiz O, Ramos-García R. “Selective photodeposition of zinc nanoparticles on the core of a single-mode optical fiber”. *Optics Express*. vol. 21, pp. 6509-6518. (2013).

CAPÍTULO 3

CAVITACIÓN Y GENERACIÓN DE MICROJETS POR LA IMPLOSIÓN DE MICROBURBUJAS

Si he visto más allá es porque me he levantado
sobre los hombros de los gigantes.
-Isaac Newton.

3.1 Introducción

En este capítulo se abordarán algunos de los fundamentos teóricos referentes al tema de cavitación. Analizaremos las bases de la nucleación en la que se involucran ecuaciones que describen la dinámica de formación y ruptura de una burbuja. También hablaremos acerca del punto espínodal del etanol, el cual marca la pauta para la comprensión de la transición explosiva líquido-vapor. Continuaremos analizando la técnica de Schlieren, la cual nos permitirá hacer más evidentes los cambios de índice de refracción producidos por el fenómeno de cavitación. Además mostraremos el desarrollo experimental empleado para generar burbujas mediante el uso de la técnica de fotodeposición y para finalizar discutiremos los resultados de la cavitación y la generación de microjets.

3.2 Teoría de la nucleación y dinámica de las burbujas de cavitación

La nucleación y la exploración de la cavitación han surgido a partir de la observación de los investigadores. La explicación de los fenómenos vistos se ha realizado mediante la deducción teórica a través de la comprensión y la formulación por medio de la física y predicciones realizadas. El avance más importante a la teoría de la cavitación fue propuesta por Rayleigh, quien en 1917 resolvió el problema de una cavidad vacía dentro de una masa de líquido y el colapso isotérmico de una burbuja [1, 2]. A la postre Plesset retomó la ecuación de Rayleigh para el problema de burbujas de vapor que se desplazan [1, 3]. Estudios modernos y modelos matemáticos más realistas han sido propuestos para la caracterización sobre la cavitación [1, 4–6].

Para comprender la formación de burbujas de cavitación, en esta sección se tomarán en cuenta dos estados fundamentales de agregación de la materia. Estos son líquido y gaseoso (un diagrama de estado para los tres estados básicos de la materia para el etanol puede ser visualizado en la Figura 3.4). La cavitación se basa en el proceso particular de nucleación vía termodinámica. En términos referidos sobre la generación de la cavitación por medio de un láser (termocavitación), ésta se produce por el calentamiento de manera muy rápida llegando al punto espinodal de una cierta cantidad de volumen del líquido. En este punto, se comienza el proceso de cavitación, también será necesario hacer uso de la teoría clásica de la nucleación a partir de la cual se describe la evolución de una burbuja y partiendo de condiciones de equilibrio se estudia la dinámica de la burbuja mediante la ecuación de Rayleigh-Plesset.

$$\frac{p_B(t) - p_\infty(t)}{\rho_L} = R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{4\nu_L}{R} \frac{dR}{dt} + \frac{2S}{\rho_L R} \quad (3.1)$$

donde p_B representa la presión dentro de la burbuja, t el tiempo, p_∞ es la presión de referencia del líquido, ρ_L simboliza la densidad del líquido, R denota el radio de curvatura de la burbuja, ν_L expresa la viscosidad cinemática del líquido, S indica la tensión superficial, dR/dt y d^2R/dt^2 son la velocidad y aceleración de crecimiento del radio de la burbuja en un tiempo t .

Existen diversos factores que intervienen en la generación de la cavitación en un líquido, uno de estos se conoce como nucleación, la cual puede ser homogénea o heterogénea. La nucleación homogénea resulta de los movimientos térmicos dentro de un líquido los cuales forman vacíos temporales microscópicos que pueden constituir los núcleos necesarios para la ruptura y el crecimiento de burbujas macroscópicas. En escenarios prácticos de ingeniería es más común encontrar que los principales sitios de nucleación ocurren en el límite entre un líquido y la pared sólida de un contenedor o entre el líquido y pequeñas partículas suspendidas en el líquido [7]. Cabe mencionar que el proceso de cavitación y ebullición no deben confundirse (ya que alguno de estos fenómenos puede ocurrir en la transición líquido-gas). Una forma aproximada pero útil de distinguir estos dos procesos es definir la cavitación como el proceso de nucleación en un líquido cuando la presión cae por debajo de la presión de vapor (contenido dentro de la burbuja). Por otra parte, la ebullición es el proceso de nucleación que ocurre cuando la temperatura se eleva por encima del vapor saturado/temperatura del líquido [7]. En la siguiente sección se analizará la teoría clásica de la nucleación para el caso de nucleación homogénea, de la cual se basa el método de generación de la cavitación mediante un láser.

3.2.1 Teoría clásica de la nucleación

El estudio de la física elemental de la formación de cavidades de vapor en un líquido se remontan al trabajo realizado por Gibbs en 1961 [7]. La teoría de la nucleación homogénea ha sido propuesta por diferentes investigadores entre los más importantes están Volmer y Weber (1926), Farkas (1927), Becker y Doring (1935), Zeldovich (1943) entre otros [7].

La teoría de la nucleación establece que para que se forme una burbuja de vapor en un líquido, la presión del vapor contenido p_B dentro de la burbuja debe de equilibrar a la presión p del líquido que la rodea y a la tensión superficial S . En un líquido puro, la tensión superficial es la manifestación macroscópica de las fuerzas intermoleculares que tienden a mantener juntas las moléculas del líquido previniendo la formación de cavidades dentro del líquido (ésta también se denomina como densidad de energía de superficie) [7]. El equilibrio entre p , p_B y S está determinado por la ley de la tensión superficial fundamentada por Young-Laplace [8, 9], que establece que la diferencia de presión en la superficie o interfaz aire/gas es inversamente proporcional al radio de curvatura (R) de la burbuja (una representación esquemática se puede ver en la Figura 3.1). En términos matemáticos la

diferencia de presión se puede definir como:

$$p_B - p = \frac{2S}{R} \quad (3.2)$$

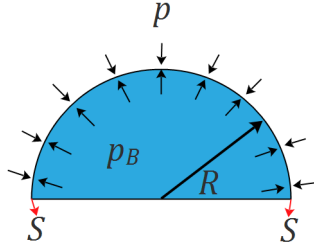


Figura 3.1: Representación esquemática de la ley de Young-Laplace.

Si la temperatura T es uniforme y la burbuja contiene únicamente vapor, la presión p_B interior será la presión de vapor saturado $p_V(T)$ [7]. La presión de vapor o más comúnmente presión de saturación es la presión a la que a cada temperatura las fases líquida y vapor se encuentran en equilibrio: Su valor es independiente de las cantidades de líquido y vapor presentes mientras existan ambas. En la situación de equilibrio, las fases reciben la denominación de líquido saturado y vapor saturado [10, 11]. Entonces la ecuación 3.2 queda de la siguiente manera:

$$p = p_V(T) - \frac{2S}{R}. \quad (3.3)$$

En consecuencia, si la presión del líquido exterior se mantiene en un valor constante ligeramente menor a $p_V(T) - 2S/R$, la burbuja crecerá (es decir R aumentará), el exceso de presión que causa el crecimiento será mayor y se originará la ruptura de la burbuja [7]. La ruptura de la burbuja se produce debido a un radio crítico R_c que es inversamente proporcional a la resistencia de tracción del líquido (la tracción es la máxima capacidad de una material sujeto a una carga antes de romperse). La resistencia a la tracción Δp_c está determinada por:

$$\Delta p_c = \frac{2S}{R_c} \quad (3.4)$$

La expresión anterior (ecuación 3.4) es la primera de tres relaciones que conforman la teoría de la nucleación homogénea. La segunda expresión que se debe identificar es la que proporciona el incremento de energía que debe depositarse en el líquido para crear un núcleo o una burbuja de tamaño crítico R_c . Suponiendo que el radio crítico está en equilibrio termodinámico, entonces el incremento de energía depende de dos partes: primero, la energía debe ser

depositada y almacenada en la superficie de la burbuja, la cantidad de energía gastada W es la tensión superficial S por unidad de área ($W = 4\pi R_c^2 S$). Segundo, se debe de considerar que el crecimiento de la burbuja desplaza el líquido a su alrededor, en consecuencia se toma la diferencia de presión dentro y fuera de la burbuja (Δp_c). Por lo tanto el trabajo necesario para desplazar el líquido es $W = 4\pi R_c^3 \Delta p_c / 3$, y la energía total W_{CR} será entonces [7]:

$$W_{CR} = 4\pi R_c^2 S - \frac{4}{3}\pi R_c^3 \Delta p_c = \frac{4}{3}\pi R_c^2 S, \quad (3.5)$$

También la ecuación 3.5 puede ser escrita en función de Δp_c como:

$$W_{CR} = 16\pi S^3 / 3(\Delta p_c)^2. \quad (3.6)$$

Fue Gibbs quien formuló esta expresión por primera vez. El paso final en la teoría de la nucleación homogénea es una evaluación de los mecanismos por los cuales podría ocurrir el depósito de energía y la probabilidad de que esa energía alcance la magnitud, W_{CR} , en un tiempo disponible. La ecuación 3.6 encierra la probabilidad de que el líquido sea capaz de mantener una tensión Δp_c durante ese tiempo. La mayoría de las teorías de nucleación homogénea, relacionan W_{CR} con la energía cinética típica de las moléculas, kT (donde k es la constante de Boltzmann) mediante la expresión [7]:

$$Gb = \frac{W_{CR}}{kT}. \quad (3.7)$$

De la ecuación 3.7 se deduce que un número Gibbs dado corresponderá a una cierta probabilidad de un evento de nucleación en un volumen dado durante un tiempo disponible. Es aconsejable señalar que se han propuesto otras relaciones básicas para W_{CR} . Por ejemplo, Lienhard y Karimi (1981) encontraron un valor de W_{CR} relacionado con kT_C (donde T_C es la temperatura crítica) en lugar de kT , esto conduce a una mejor correlación con las observaciones experimentales [7]. Se han propuesto varias expresiones para relacionar la velocidad de nucleación J , la cual está definida como el número de eventos de nucleación que pueden ocurrir en una unidad de volumen por unidad de tiempo en función del número de Gibbs. Pero todas toman la forma [7, 12].

$$J = J_0 e^{-Gb}, \quad (3.8)$$

donde J_0 es un factor de proporcionalidad. Una forma común para J_0 fue hecha por Blander y Katz, y esta denotada como [7, 12]

$$J_0 = N \left(\frac{2S}{\pi m} \right)^{1/2}, \quad (3.9)$$

donde N es la densidad numérica del líquido y m es la masa de una molécula. Las ecuaciones 3.4, 3.6 y 3.8 predicen el límite del supercalentamiento, pero no proporcionan información sobre la intensidad del límite de evaporación.

3.2.2 Dinámica de la burbuja

En la sección anterior se analizó la formación inicial de las burbujas, En esta sección se deriva la identificación de la dinámica del crecimiento y colapso de una burbuja con simetría esférica, la cual se genera en un medio líquido infinito a una temperatura constante. Para comprender el análisis de la evolución y colapso de una burbuja con una forma esférica de radio $R(t)$ (donde t representa el tiempo), en un medio líquido infinito a una temperatura T_∞ y a una presión constante $p_\infty(t)$. Se consideraran varios aspectos [7]:

- La temperatura T_∞ es constante debido a que los gradientes de la temperatura se eliminan a priori y además no se considerará un calentamiento uniforme del líquido dado por fuentes de calor internas o de radiación.
- Se asume que la presión $p_\infty(t)$ tiene un valor conocido (y quizá controlado) que regula el crecimiento o colapso de la burbuja.
- La densidad del líquido ρ_L es constante. Además la viscosidad dinámica μ_L es también constante y uniforme.
- Asimismo se asumirá que los contenidos de la burbuja son homogéneos y que la temperatura, $T_B(t)$ y presión $p_B(t)$, dentro de la burbuja son siempre uniformes y estos dependen del tiempo.

Teniendo en cuenta las consideraciones anteriores y realizando algunas transformaciones (para más información ver referencia [7]), se obtiene una ecuación que describe la dinámica del crecimiento, decrecimiento y colapso de una burbuja con un radio $R(t)$. Esta ecuación es conocida como la ecuación de Rayleigh-Plesset y se denota como [3, 13–16]:

$$\frac{p_B(t) - p_\infty(t)}{\rho_L} = R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{4\nu_L}{R} \frac{dR}{dt} + \frac{2S}{\rho_L R}, \quad (3.10)$$

donde $\nu_L = \mu_L/\rho_L$ (es la viscosidad cinemática del líquido). Dada $p_\infty(t)$, se puede resolver la ecuación anterior (ecuación 3.10) para encontrar $R(t)$ siempre que se conozca $p_B(t)$. En

ausencia de viscosidad cinemática ($\nu_L = 0$) la ecuación 3.10 es conocida como la ecuación de Rayleigh. En adición se considera que dentro de la burbuja existe impureza de otros gases cuya presión parcial es p_{G0} para una burbuja de radio R_0 y temperatura T_∞ . En ausencia de transferencia de masa considerable de gas hacia líquido y de líquido a gas, se puede relacionar la presión dentro de la burbuja $p_B(t)$ con la presión parcial de la misma, mediante la expresión:

$$p_B(t) = p_V(T_B) + p_{G0} \left(\frac{T_0}{T_\infty} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^3. \quad (3.11)$$

De la ecuación 3.11 falta determinar $T_B(t)$. Pero esto no siempre es necesario debido a que en ciertas condiciones la diferencia entre T_B y T_∞ es despreciable. Pero existen circunstancias en las que esta diferencia de temperatura ($T_B(t) - T_\infty$) es importante y los efectos causados por esta diferencia dominan la dinámica de la burbuja. Entonces si la diferencia de temperatura es notoria se conducirá a una presión de vapor saturado $p_V(T_B)$ diferente, que se producirá en ausencia de los efectos térmicos y alterará la tasa de crecimiento o colapso de la burbuja. Por tal motivo tomando en cuenta la ecuación 3.11 y sustituyéndola en 3.10 se obtiene la expresión general para la ecuación de Rayleigh-Plesset [7]:

$$\frac{p_V(T_\infty) - p_\infty(t)}{\rho_L} + \frac{p_V(T_B) - p_V(T_\infty)}{\rho_L} + \frac{p_{G0}}{\rho_L} \left(\frac{T_0}{T_\infty} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 = R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{4\nu_L}{R} \frac{dR}{dt} + \frac{2S}{\rho_L R}, \quad (3.12)$$

donde los términos del lado izquierdo son, la tensión instantánea o término de conducción determinado por las condiciones lejos de la burbuja, el término térmico (el cual incluye efectos térmicos) y el termino que indica el efecto de gases existentes en la burbuja. Por otra parte del lado derecho se incluyen los términos dinámicos de la pared de la burbuja ($R(d^2 R)/dt^2 + 3/2(dR/dt)^2$), el quinto término contiene efectos de viscosidad y el último término los efectos de la tensión superficial del agua [1]. En ausencia de efectos termales significativos el comportamiento dinámico de la burbuja se denomina “controlado inercialmente” [1]. En estas circunstancias se asume que la temperatura del líquido es uniforme y el segundo término del lado izquierdo de la ecuación 3.12 es cero. Además, se asumirá que el comportamiento del gas en la burbuja es politrópico (proceso de expansión y compresión de gases donde la presión y el volumen están relacionados). Por lo que:

$$p_G = p_{G0} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3k}, \quad (3.13)$$

donde k es aproximadamente constante. Si $k = 1$ implica que la temperatura de la burbuja es constante. Con los supuestos anteriores, la ecuación de Rayleigh-Plesset generalizada se convierte en (nótese que se ha sustituido $dR/dt = \dot{R}$, y por ende la segunda derivada será \ddot{R}):

$$\frac{p_V(T_\infty) - p_\infty(t)}{\rho_L} + \frac{p_{G0}}{\rho_L} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3k} = R\ddot{R} + \frac{3}{2}(\dot{R})^2 + \frac{4\nu_L}{R}\dot{R} + \frac{2S}{\rho_L R}. \quad (3.14)$$

La ecuación 3.14 se puede resolver numéricamente para encontrar $R(t)$ dado el parámetro $p_\infty(t)$, la temperatura T_∞ y las otras constantes involucradas. Las condiciones iniciales también son necesarias y, en el contexto de los flujos de cavitación, es apropiado suponer que la microburbuja de radio R_0 está en equilibrio en $t = 0$ en el fluido a una presión $p_\infty(0)$ de manera que la presión parcial del gas es:

$$p_{G0} = p_\infty(0) - p_V(T_\infty) + \frac{2S}{R_0}. \quad (3.15)$$

De acuerdo con las condiciones mencionadas, y con la ecuación de Rayleigh-Plesset (ecuación 3.14) se puede simplificar el análisis, de una burbuja en estado de equilibrio. Este equilibrio se puede encontrar igualando las derivadas con respecto de tiempo a cero. También se asume que la presión del líquido es constante p_∞ , y que la transformación térmica del gas es isotérmica ($k = 1$), ya que la temperatura se puede considerar como constante a la misma temperatura que la totalidad del líquido circundante. Así la ecuación de Rayleigh-Plesset toma la forma de la ecuación 3.15, está a su vez puede reformularse utilizando la ecuación 3.13 como [7]:

$$p_\infty = p_V + p_{G0} \left(\frac{R_0}{R} \right) - \frac{2S}{R_0} \quad (3.16)$$

En un sentido amplio, la formación de una burbuja requiere algún tamaño crítico R_c . Entonces resolviendo la ecuación con respecto de R , se encuentra el radio de la burbuja en condiciones de equilibrio con una presión p_∞ cualquiera. Cabe señalar que el equilibrio no siempre es estable y es dependiente de la presión y radios mínimos, los cuales serán denominados como críticos y cuyas expresiones son [1],

$$R_C = \sqrt{\frac{3p_{G0}R_0^3}{2S}}, \quad (3.17)$$

$$p_C = p_V - \frac{4S}{3R_C}, \quad (3.18)$$

El radio y la presión crítica dependen de la tensión superficial S y del conjunto de parámetros $p_{G0}R_0^3$. Como R_0^3 corresponde al volumen de la burbuja, entonces $p_{G0}R_0^3$ es proporcional a la masa de gas no condensable dentro de la burbuja [1].

De la ecuación 3.16 se puede notar que la ruptura de una burbuja se da fácilmente cuando p_∞ es ligeramente menor que los términos del lado derecho de la ecuación 3.16. Se puede observar que la condición de equilibrio no se cumple y el desbalance debido a esta diferencia de presión es tal que el lado derecho de la ecuación 3.16 se torna positivo, dando como resultado que la burbuja crecerá tal como se esperaría como consecuencia de una caída de presión [1].

3.2.3 Colapso de una burbuja

El colapso de la burbuja es un tema particularmente importante debido al daño del material que pueden ser causados por las altas velocidades, presiones y temperaturas que pueden resultar de ese colapso [7].

En esta sección abordaremos el tema concerniente al colapso de la burbuja, una representación esquemática sobre el comportamiento de la burbuja después del colapso se muestra en la Figura 3.2. En la cual se observa que cuando una burbuja colapsa, ésta va adquiriendo una forma toroidal, esta geometría se relaciona con la inercia de la burbuja y produce un chorro líquido denominado microjet [16]. En el análisis de la dinámica de la cavitación se ha considerado que la burbuja tiene una forma esférica. Existen casos en los cuales esto no sucede, es decir la burbuja toma una forma diferente y en ese caso la complejidad de la dinámica aumenta. Pero en términos generales su dinámica se describe bastante bien considerando el caso esférico [16].

De manera inicial se puede considerar que la burbuja está en estado de equilibrio ($p_\infty = p_v$). A partir del instante $t = 0$, se aplica una presión constante p_a , mayor a p_v . Esto traerá como resultado el colapso de la burbuja después de un tiempo, este tiempo se conoce como tiempo de Rayleigh. Para conocer este valor se asume que no existen efectos de viscosidad, gas condensable ni tensión superficial. Aunque este modelo no describe los posteriores rebotes que son observados después de que ocurre un evento de cavitación, pero

auxilia para obtener información sobre el tiempo de vida de la burbuja. Entonces si la presión del líquido que rodea la burbuja es mayor que la presión del vapor, el radio de la burbuja decaerá ($R < R_0$), por tanto la velocidad del colapso será negativa y esta velocidad está determinada por la siguiente ecuación (esta ecuación fue propuesta por [17]) [16].

$$\frac{dR}{dt} = -\sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_a - p_V}{\rho} \left(\frac{R_0^3}{R^3} - 1 \right)}, \quad (3.19)$$

La solución de la ecuación 3.19 permite el cálculo del tiempo del colapso o tiempo de vida de la burbuja, el cual es el tiempo necesario para que una burbuja desaparezca completamente hasta que $R = 0$ y está dado por [1, 7, 16, 17]:

$$\tau = 0.915 R_0 \sqrt{\frac{\rho}{p_\infty - p_V}}, \quad (3.20)$$

Una burbuja dentro de un líquido es un posible oscilador debido al comportamiento elástico del gas no-condensable contenido dentro de la burbuja y la inercia del líquido que la contiene. Entonces una frecuencia natural de resonancia es asociada a cualquier burbuja de cavitación dentro de un líquido. Aún así, las pérdidas disipativas (debidas a la viscosidad o conducción de calor) tienden a amortiguar las oscilaciones de la burbuja.

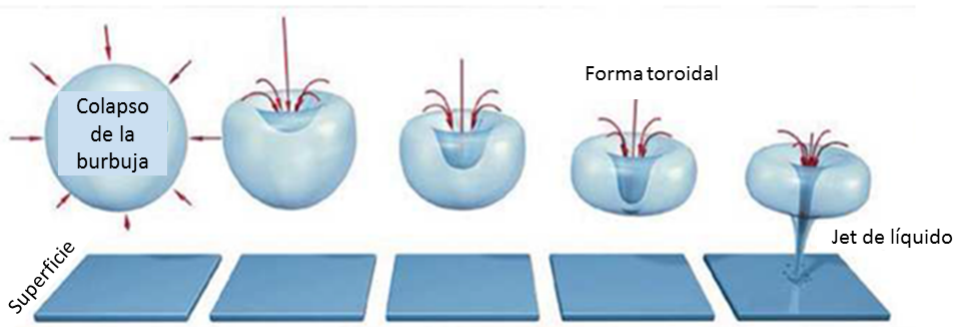


Figura 3.2: Colapso de burbuja de cavitación cerca de una superficie rígida y producción de un chorro de líquido (microjet). Figura tomada de [16].

3.2.4 Cavitación mediante láser de onda continua

Los estudios de cavitación óptica y sus aplicaciones han sido generalmente inducidos por láser de onda pulsada enfocados en líquidos transparentes [18–21]. La alta intensidad del láser enfocado en los líquidos produce absorción no lineal (absorción del haz de fotones) o

ionización derivándose la formación de plasma [1, 16]. El líquido absorbe fuertemente la radiación incidente alcanzando temperaturas alrededor de 10^4 grados Kelvin, en un lapso de tiempo muy corto [16]. Comúnmente se denomina *termocavitación* a la acción de enfocar un láser de onda continua sobre una solución altamente absorbente. La intensidad alcanzada con láseres de onda continua es de 5-6 órdenes de magnitud más baja que la intensidad necesaria para formar un plasma [16].

La termocavitación fue investigada en un inicio por Rastopov y Sukhodolsky en 1987 [21–23] (el término termocavitación se atribuye a estos investigadores), quienes utilizaron un láser de argón enfocado en una solución con un coeficiente de absorción de $\sim 100 \text{ cm}^{-1}$ [1, 18, 24, 25]. La dinámica de las burbujas se rastreó mediante un fotodetector para medir la intensidad de la luz reflejada, desde la pared celular y un hidrófono para registrar la amplitud de las ondas de choque [16]. La solución que ellos utilizaron fue una mezcla de etanol y rodamina disuelta en agua. De su experimento notaron que al hacer incidir el haz en la solución se generaba una transformación de calor (producida por el láser) en energía mecánica. Al absorber la mayor parte de los fotones emitidos por el láser se genera un calentamiento ultrarrápido en la solución altamente absorbente, por ende se excede la temperatura de ebullición y se alcanza la temperatura crítica de supercalentamiento donde el líquido cambia violentamente de fase a vapor creándose una burbuja, cuando la burbuja se expande parte de su energía cinética se pierde al desplazar y superar la tensión superficial del líquido [16]. Una vez que la burbuja colapsa se pierde toda la energía cinética, el proceso de generación-implosión se repite una y otra vez considerando que la radiación láser sea continua [25].

La Figura 3.3 muestra los resultados obtenidos por Rastopov y Sukhodolsky de la señal rastreada por el proceso de termocavitación. Del lado izquierdo se muestra el oscilograma de la señal del tiempo de vida de la burbuja captada por el fotodiodo (señal de arriba denotada con t_p). En la parte inferior se ilustra la señal registrada por el hidrófono, donde t representa el tiempo de vida de la burbuja (la cual coincide con la señal obtenida por el fotodiodo). El primer colapso se indica con I , y con II se indica un posible rebote (nacimiento de una burbuja después del primer evento de cavitación), el cual tiene mayor amplitud que el primer colapso. Del lado derecho se ilustra la periodicidad (alrededor de 22Hz).

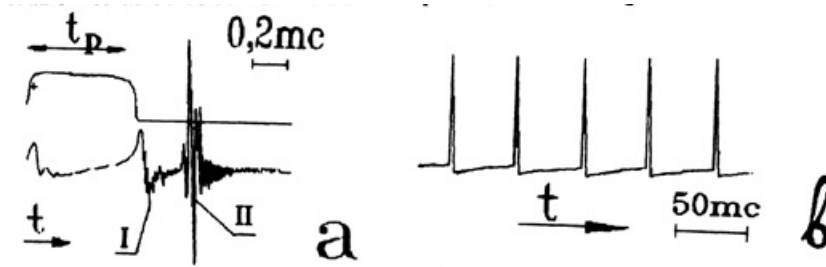


Figura 3.3: Datos experimentales obtenidos por Rastopov y Sukhodolsky [25]. De sus resultados se pueden concluir dos cosas: 1) el radio de la burbuja permanece constante durante mucho tiempo antes de colapsar y 2) la amplitud de la onda de choque del primer rebote es mayor que el primer colapso de la burbuja [16]. Figura tomada de [25].

A la par de su análisis Rastopov y Sukhodolsky describieron la termocavitación como el proceso inverso a la transformación de trabajo mecánico en calor, es decir la transformación del calor en energía mecánica al momento del colapso de la burbuja, la cual genera una onda de choque. Para ello tomaron como base un modelo de estructura disipativa al que llamaron *sistema cavitador*. Y para resolver el análisis utilizaron un sistema de ecuaciones diferenciales no lineales que describen la dinámica de la transferencia y disipación del calor y la hidrodinámica de la burbuja de cavitación [1]. De sus resultados y análisis formularon 3 posibles causas y condiciones por las cuales un ciclo térmico de cavitación es auto-organizado, las cuales son:

1. En un sistema cavitador inducido por láser de excitación continua, el volumen del líquido donde la radiación óptica es enfocada y termalizada, sirve como calentador. El líquido restante tiene las funciones de condensador. En el proceso de crecimiento de la burbuja, la energía se transfiere desde el calentador hacia el condensador debido a que el tamaño de la burbuja es más grande que el tamaño del calentador.
2. En cualquier proceso cíclico, es necesaria la realización de trabajo sobre el cuerpo en estudio en su fase de compresión, esto debido a que es necesaria la liberación de energía almacenada durante su etapa de expansión. En el sistema cavitador en cuestión, este proceso se realiza sin ayuda de dispositivos externos (es auto-organizable) ya que el trabajo de expansión va de un incremento de energía potencial, porque al final de la etapa de crecimiento de la burbuja, la presión en ésta decrece por debajo de la presión externa.

3. La naturaleza periódica del proceso de cavitación térmica se debe evidentemente a la dinámica de nucleación heterogénea y no está relacionada con la retroalimentación de otros mecanismos; debido a que el coeficiente de absorción es constante durante la etapa de calentamiento del líquido [1].

Como se ha visto en esta sección se hizo énfasis en los resultados obtenidos por Rastopov y Sukhodolsky, quienes fueron los primeros en observar el proceso de termocavitación, así como de dar a conocer un enfoque analítico sobre sus resultados. En la actualidad el análisis y uso de la cavitación óptica mediante láser de onda continua han avanzado, tal es el caso de investigadores del Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica (INAOE) por menciona a algunos, quienes retomaron este tema de investigación y dieron a éste un impulso hacia lo práctico. Pero es bien sabido que la ciencia no se detiene y día a día se buscan alternativas a los trabajos y métodos propuestos.

En nuestro caso retomamos las ideas y análisis expuestos en esta sección sobre la termocavitación, pero diferimos en el uso de soluciones altamente absorbentes y la incidencia del láser sobre éstas, como se ha propuesto en las referencias [1, 12, 16, 18, 21–26]. Entonces como propuesta para generar el fenómeno de termocavitación así como obtener una frecuencia de cavitación, utilizamos un láser de onda continua ($\lambda = 450 \text{ nm}$) y el método de fotodeposición de partículas metálicas en la punta de una fibra óptica. Las partículas tienen como principal función transformar la energía de los fotones absorbidos en energía térmica para generar el supercalentamiento de un líquido cuando la punta de la fibra óptica es puesta dentro del líquido. También es conveniente decir que la fibra óptica puede ser colocada en cualquier sitio dentro del líquido (cerca de una pared en una celda, o en el centro de la misma, etc.) sin necesidad de enfocar el láser como se ha venido estudiando, esto trae una ventaja ya que la alineación del haz no es un problema. Además hacemos uso de técnicas de contraste (técnica de Schlieren) para observar el proceso de generación-implosión y seguimiento del desplazamiento de líquido generado por la implosión de la burbuja, así como los rebotes involucrados en la implosión de la burbuja.

3.3 Punto espinodal del etanol

En la termocavitación, el supercalentamiento del líquido en el cual crecerán las burbujas juega un papel importante. Las fluctuaciones moleculares dentro de un líquido pueden conducir a la formación de cavidades de vapor [27]. Estas formaciones y su posterior crecimiento se denominan nucleación homogénea. Este tipo de nucleación es importante para comprender el cambio de estado de agregación de la materia, los cuales pueden ir de sólido a líquido y de líquido a gas. Estos cambios se producen de manera espontánea y aleatoria pero se requiere de un sobrecalentamiento o subenfriamiento del medio [28].

Un caso especial para nosotros es aquel que involucra el cambio de fase de líquido-vapor, ya que es importante conocer la temperatura en la cual ocurrirá la transición de fase. En este caso (cambio de fase líquido-vapor) existen dos enfoques principales para el cálculo de la temperatura requerida para la nucleación homogénea. Estos son: el límite termodinámico y el límite cinético [27]. En el límite termodinámico se relacionan la temperatura y la presión para un punto espinodal (punto límite termodinámico para el comienzo de la nucleación homogénea), mientras que el límite cinético relaciona el tamaño y el número de núcleos que deben formarse para iniciar el proceso de nucleación [27].

Para una mejor comprensión analicemos la Figura 3.4 para las transiciones de estado del etanol (un derivado de este líquido es utilizado en los experimentos para demostrar el fenómeno de termocavitación mediante fibra óptica).

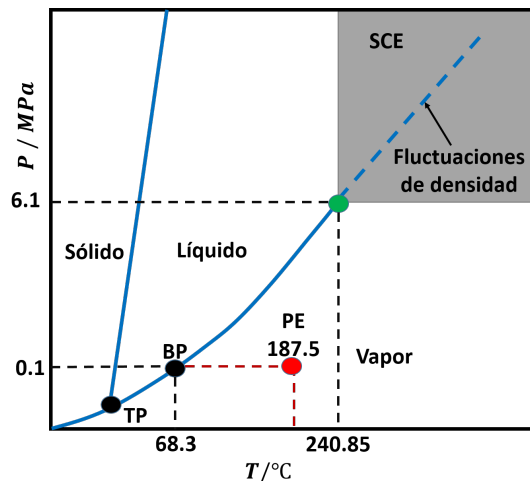


Figura 3.4: Diagrama de fase para etanol. Diagrama modificado, tomado de [29].

Las líneas en un diagrama de fase corresponden a las combinaciones de temperatura y presión en las que dos fases pueden coexistir en equilibrio. En la Figura 3.4, la línea que divide las fases sólida y líquida muestra cómo el punto de fusión de un sólido varía con la presión. Las fases sólida y líquida están en equilibrio a lo largo de esta línea. La línea que conecta los puntos TP (punto triple) y CP (punto crítico) es la curva de presión de vapor del líquido. Esta línea termina en el punto crítico, más allá del cual existe la sustancia como un fluido supercrítico (denotado por SCE). En el punto TP, donde se cruzan las líneas sólido-líquido, líquido-gas y sólido-gas, es el punto triple, en este punto existe una combinación única de temperatura y presión en la que las tres fases (sólido, líquido y gas) están en equilibrio y, por lo tanto, pueden existir simultáneamente [30]. Adicionalmente el punto BP se conoce como punto de ebullición. En el caso del etanol este punto de ebullición se encuentra a una temperatura aproximada de 68.3 °C a 0.986 atmosferas (a 1 atmosfera el etanol tiene un punto de ebullición de 78.2 °C [31]). Por otro lado este líquido tiene un punto crítico (CP) a una temperatura de 240.85 °C y alcanza una presión de 6.1×10^6 pascales. En este punto no existe un cambio de estado cuando se aumenta la presión o temperatura, también no hay distinción entre las fases líquida y gaseosa, y además las propiedades físicas de los estados líquido y gas son idénticas [32].

Como se comentó anteriormente existe un punto límite en el cual la nucleación homogénea para el cambio de fase líquido-gas tiene su origen, este es conocido como punto espinodal (denotado como PE en el diagrama de fase). Este punto es de alta importancia para comprender la termocavitación. El calentamiento por encima de la temperatura de ebullición sin que un líquido hierva conduce a la cavitación. Esto ocurre porque, aunque el líquido está lo suficientemente caliente como para hervir, la tensión superficial del líquido suprime la formación de burbujas. Para que se formen y expandan burbujas de vapor, la temperatura del líquido debe ser lo suficientemente alta como para que la presión de vapor del líquido exceda la presión de vapor del ambiente [26]. Por lo tanto, el límite superior para el sobrecalentamiento está determinado por el punto espinodal. Una vez que se alcanza esta temperatura, el líquido se vuelve altamente inestable a las perturbaciones y se logra una transición de fase explosiva (líquido-gas), generando una burbuja de rápida expansión que eventualmente colapsa [26]. Esta temperatura también es conocida como temperatura de cavitación T_{cav} . En el caso del etanol Ching et al. encontraron que la T_{cav} se encuentra en 187.5 °C aproximadamente para una presión de 0.9 atm [33]. Mientras que Eberhart et al.

mostraron que para una presión de 1 atm, T_{cav} se encuentra en 189.5 °C [34]. El análisis de los dos datos anteriores para el punto espinodal lleva a la conclusión que las temperaturas encontradas son más altas que las requeridas normalmente para iniciar la ebullición de un líquido.

En nuestros experimentos utilizamos alcohol etílico 96, el cual tiene propiedades similares a las del etanol, al ser un derivado de la combinación de etanol puro y agua. Una de esas propiedades es el punto de ebullición el cual está entre 78.5 °C [35]. Entonces partiendo de estos datos teóricos podemos decir que para iniciar el cambio de fase explosivo líquido-vapor y llegar al punto espinodal del alcohol etílico 96, es necesario alcanzar una temperatura mayor o igual a ~ 187 °C, y así generar el fenómeno de termocavitación.

3.4 Técnica de Schlieren

Las imágenes de Schlieren se han utilizado ampliamente en la ciencia y la tecnología para investigar fenómenos que ocurren en medios transparentes [36, 37]. La investigación de la naturaleza de las ondas de choque se dio en el siglo XIX con la aparición del método de Schlieren que fue propuesto por August Toepler (quien llamo a este método : the streakes method (Schlieren en alemán)). Esta técnica surgió junto con los microscopios y telescopios. En un inicio, esta técnica fue aplicada para observar los fenómenos de calor y flujo, posteriormente se aplicó a la visualización de las ondas de choque generadas por chispas eléctricas en el aire. Además del estudio de la propagación, reflexión y refracción de las ondas de choque [38].

La técnica Schlieren se basa en disturbios de gradientes de índices de refracción en medios transparentes no homogéneos. Puede resultar de cambios de temperatura, flujos de alta velocidad, o la mezcla de diferentes compuestos [38]. En la Figura 3.5 se muestra un aparato práctico propuesto por Toepler para realizar las observaciones. Este conjunto experimental incluye una fuente de luz linterna, un diafragma de apertura (para tener una fuente puntual), un sistema óptico tubular el cual permitía introducir un objeto (el cual tenía una abertura entre dos lentes que se puede cerrar con un anillo deslizante), una cuchilla con ajuste (para cortar una parte de los rayos provenientes de objeto) y un telescopio para ver directamente la imagen [37]. Hoy en día se puede utilizar una cámara de alta resolución

o de velocidad de captura alta (ultrarrápida) para visualizar la imagen Schlieren.

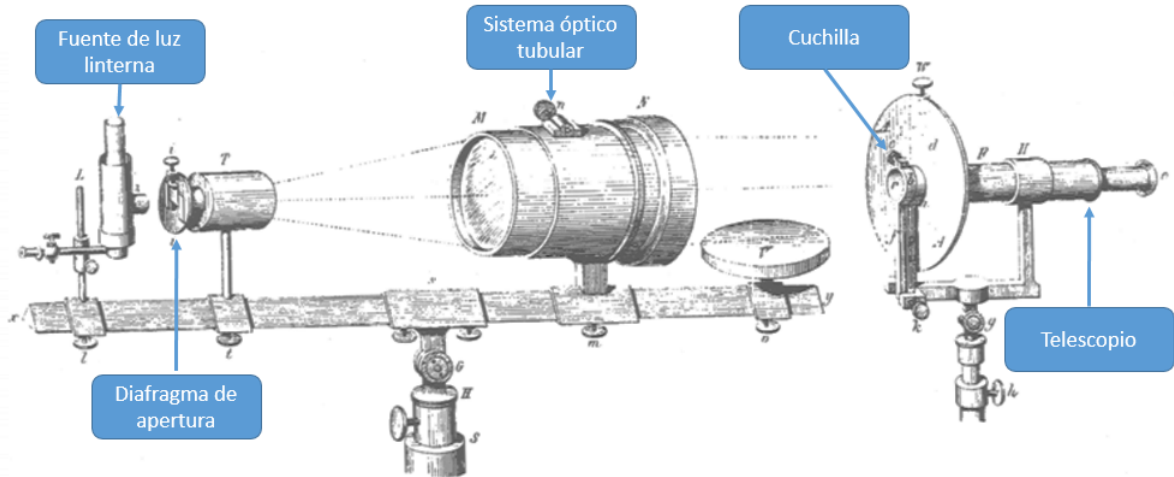


Figura 3.5: Prototipo propuesto por Toepler en el siglo XIX. Figura tomada de [37].

Primordialmente, la óptica de Schlieren detecta cambios en el índice de refracción n en un medio por el cual pasa un haz de luz. Si el rayo de luz se desplaza en la dirección z , los gradientes del índice de refracción $\frac{\partial n}{\partial x}$ y $\frac{\partial n}{\partial y}$ refractan los rayos de luz, pero normalmente esto no es visible para el ojo [36]. En la Figura 3.6 se ilustra un diagrama de Schlieren de tipo lente similar al original de Toepler. Una fuente puntual de luz FL proporciona iluminación que se propaga en la dirección z , esta a su vez es colimada por la lente L1 y enfocada por la lente L2. Entre las lentes se encuentra un "objeto Schlieren" S (vela), gradientes n positivos y negativos $\frac{\partial n}{\partial y}$ dentro del objeto Schlieren refractarán rayos de luz hacia arriba (línea discontinua) y hacia abajo (línea continua), respectivamente. Los ángulos de refracción se exageran en la Figura 3.6 para mayor claridad, y suelen ser tan pequeños que se miden en segundos de arco, como en la astronomía. La detección se produce en el foco del rayo, donde un borde afilado (hoja de afeitar o el filo de cuchilla, denotado por C) bloquea aproximadamente la mitad del haz de luz. Se ve que el rayo refractado hacia arriba (línea discontinua de color naranja) pierde el enfoque y pasa por encima del filo de la cuchilla, por lo que este procede a iluminar un punto en la pantalla P. El rayo refractado hacia abajo (línea continua de color naranja) está bloqueado por el filo de la cuchilla, produciendo un punto oscuro correspondiente en la pantalla. Generalizando a todos los rayos en el haz de luz, se forma una imagen de fondo en la pantalla, donde las características de S están representadas por zonas claras y oscuras [36].

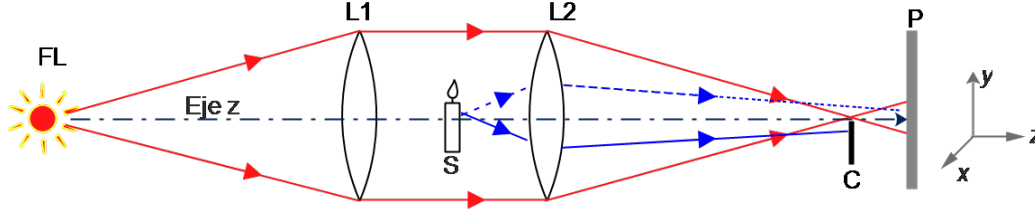


Figura 3.6: Diagrama de un sistema de Schlieren simple en el cual los rayos de luz se propagan en la dirección z .

En contextos analíticos esta técnica se puede examinar desde el enfoque de la óptica geométrica por el cual las propiedades del objeto S están relacionadas con su imagen [36]. En términos matemáticos la técnica de Schlieren es integradora, es decir los cambios debidos a gradientes del índice de refracción se integran a lo largo de la trayectoria de un rayo de luz en la dirección z (la cual se ilustra en la Figura 3.6). El ángulo de refracción resultante ε_y de un rayo de luz en la dirección y , debido a un gradiente de índice de refracción $\frac{\partial n}{\partial y}$ en el objeto S de la luz, se puede escribir como [36, 38, 39]:

$$\varepsilon_y = \frac{1}{n} \int \frac{\partial n}{\partial y} dz \quad (3.21)$$

Para el caso más simple de un objeto Schlieren plano (2D) donde n puede variar en x y y pero no en z , la simplificación permite que la integral anterior (ecuación 3.21) se evalúe como [36, 38, 39]:

$$\varepsilon_y = \frac{Z}{n_\infty} \frac{\partial n}{\partial y} \quad (3.22)$$

donde n_∞ es el índice de refracción del medio circundante y Z es el grosor del objeto Schlieren en la dirección z . La integración de $\frac{\partial n}{\partial y}$, a partir de un punto conocido de n_∞ en la imagen, produce un perfil de índice de refracción n en el objeto Schlieren. Una vez que se encuentra n en una imagen Schlieren, puede relacionarse con la densidad del gas o líquido ρ mediante la ecuación de Gladstone-Dale [36, 38]:

$$n = k\rho + 1, \quad (3.23)$$

donde k es la constante de Gladstone-Dale que toma valores diferentes para distintas longitudes de onda. Por ejemplo $k = 2.33 \times 10^{-4} m^3/kg$ para aire con una iluminación en longitud de onda de $0.3562 \mu m$ [36].

De manera resumida, la técnica de Schlieren permite visualizar cambios del índice de refracción de un medio circundante el cual es perturbado por gradientes. En este trabajo se utiliza esta técnica para observar los cambios del índice de refracción dados en un medio líquido (de manera general en alcohol etílico 96) y provocadas por: el incremento de la temperatura cerca a la punta de una fibra óptica, el crecimiento y ruptura de una burbuja generada en el líquido y la visualización del microjet generado por la implosión de la burbuja.

3.5 Desarrollo experimental

3.5.1 Arreglo experimental para la generación y visualización de microburbujas de cavitación y microjets

La generación de microburbujas de termocavitación con láseres de onda continua ha sido estudiado mediante el uso de arreglos ópticos como el que se muestra en la Figura 1.6, el cual involucra un rayo láser que debe ser enfocado en una solución altamente absorbente (solución saturada) mediante el uso de un objetivo. En este punto se muestra el arreglo propuesto para generación de microburbujas con el uso de láser de onda continua con salida a fibra óptica.

3.5.1.1 Materiales y método

Los elementos utilizados para la generación y la observación de las burbujas de termocavitación en alcohol etílico 96 y el método empleado se enlistan y describen a continuación:

- Láser con salida a fibra óptica (diámetro 125 μm , diámetro de núcleo 105 μm , $\lambda = 450$ nm) modelo BWF1-445-450, marca BWTEK.
- CPU (DELL, OptiPlex 755).
- Objetivo marca Newport M-5X.
- Filtro vidrio de color con longitud de corte en 515 nm.
- Sensor CCD, marca HITACHI, modelo KP-D20A.
- Celda de 3 ml con alcohol etílico 96.

- Lente esférica (distancia focal de 3 *cm*).
- Luz LED con diafragma de apertura.
- Navaja de rasurar.
- Generador de funciones, marca Tektronix

En la Figura 3.7, un láser con salida a fibra óptica multimodo (a la cual previamente se le fotodepositaron nanopartículas de plata (*AgNPs*) más nitrato de cobre ($Cu(NO_3)_2$), ver Tabla 2.5) es modulado a través de un generador de funciones. La radiación láser sale de la fibra óptica y ésta a su vez es sumergida en un líquido. El líquido será supercalentado para producir una burbuja de cavitación con nula absorción de la luz a la longitud de onda empleada. Para visualizar el proceso de generación de la burbuja se utiliza una fuente de luz puntual obtenida con un led y un diafragma de apertura, el cual ilumina una lente que colima el haz de luz que sale de este. Posteriormente el haz colimado incide sobre la celda de cuarzo (la cual contiene alcohol etílico 96). Consecutivamente la punta de la fibra óptica es enfocada mediante un objetivo 5x que amplifica la imagen de la punta de la fibra óptica, en el punto focal del objetivo se coloca una navaja para cortar la mitad de los rayos provenientes de la imagen producida y así observar el cambio del índice de refracción en el líquido y simular la técnica Schlieren. Por último la imagen que se produce llega al sensor CCD de la cámara, la cual captura y envía la imagen hacia el CPU para visualizar el proceso de generación de la microburbuja. Adicionalmente se colocó un filtro de color antes de la cámara para evitar que la luz esparcida saturara el sensor de la cámara.

CAPÍTULO 3. CAVITACIÓN Y GENERACIÓN DE MICROJETS POR LA IMPLOSIÓN DE MICROBURBUJAS

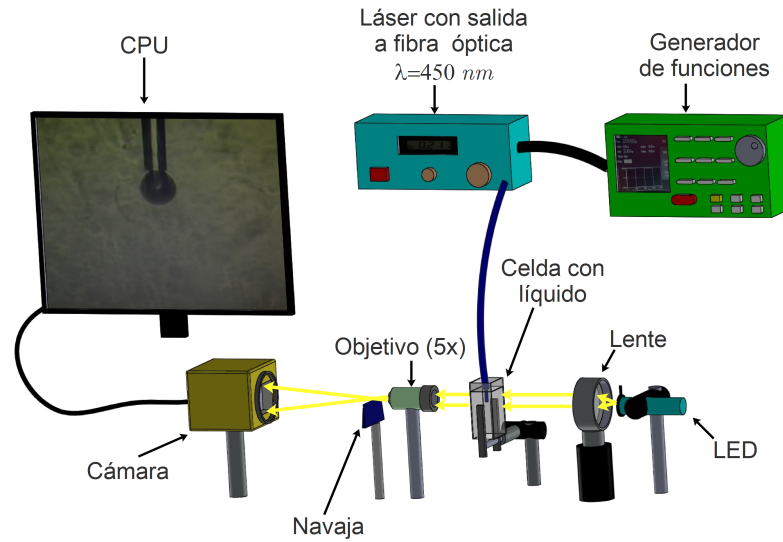


Figura 3.7: Arreglo experimental para la generación de burbujas y su implosión mediante el uso de un láser con salida a fibra óptica y la utilización de la técnica Schlieren para observar los cambios de índice de refracción producidos.

Además en la Figura 3.8 se muestra el esquema experimental para visualizar en un osciloscopio los pulsos emitidos por la onda acústica de la implosión de las burbujas y medir la frecuencia de cavitación en función de la potencia de salida del láser. Un micrófono conectado a un amplificador de ganancia de 64×10^3 es alimentado con un voltaje de 12V (El diagrama del circuito amplificador se muestra en la sección ANEXOS B, ver Figura 4.1). El sistema electrónico recibe y envía la señal de los pulsos emitidos por la implosión de las burbujas y éstos son visualizados en un osciloscopio. Los datos obtenidos son colectados para poder realizar gráficas de potencia de salida en función de la potencia de entrada, frecuencia en función de la potencia de salida y amplitud acústica en función de potencia de salida (ver Figuras 2.13, 3.12, 3.13 y 3.14).

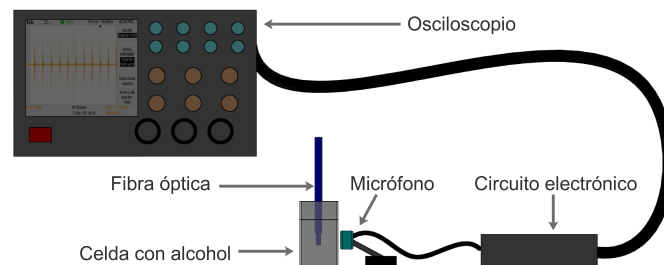


Figura 3.8: Arreglo experimental de la implementación de un osciloscopio, un micrófono y un circuito amplificador para medir la amplitud de la onda acústica producida por la implosión de las burbujas.

Por otro lado, para poder visualizar y grabar el crecimiento e implosión de las burbujas se implementó un arreglo experimental utilizando una cámara ultrarrápida. Cabe mencionar que en este experimento se ha dejado a un lado la generación de pulsos a través del generador de funciones debido a que en el experimento anterior, el láser tomaba una configuración en modo pulsado, lo cual solamente sirvió para observar una burbuja con el láser de fibra óptica. En la sección 3.6 mostraremos los resultados sobre los experimentos realizados.

3.5.1.2 Materiales y método

- Láser con salida a fibra óptica (diámetro $125\ \mu m$, diámetro de núcleo $105\ \mu m$, $\lambda = 450\ nm$) modelo BWF1-445-450, marca BWTEK.
- CPU (DELL, OptiPlex 755).
- Cámara ultrarrápida, modelo Phantom v7.3.
- Navaja de rasurar.
- Objetivo marca Newport M-5X.
- Celda de $3\ ml$ llena con alcohol etílico 96.
- Fuente de luz colimada, marca Newport, modelo 71223.

En la Figura 3.9 se muestra el arreglo experimental utilizando una cámara ultrarrápida, una fuente de luz colimada que ilumina la celda de cuarzo la cual contiene alcohol etílico 96, enseguida se coloca un objetivo (5x) para amplificar la imagen de la punta de la fibra óptica (la cual ha sido previamente sumergida en la solución coloidal con $AgNPs$ y en la solución coloidal compuesta por partículas de $Cu(NO_3)_2$ y etanol. Posteriormente se colocó una navaja de rasurar en el punto focal del objetivo (como ya se mencionó para reproducir la técnica Schlieren) y una cámara ultrarrápida para capturar las imágenes de la generación, implosión y la visualización del desplazamiento de líquido (jet).

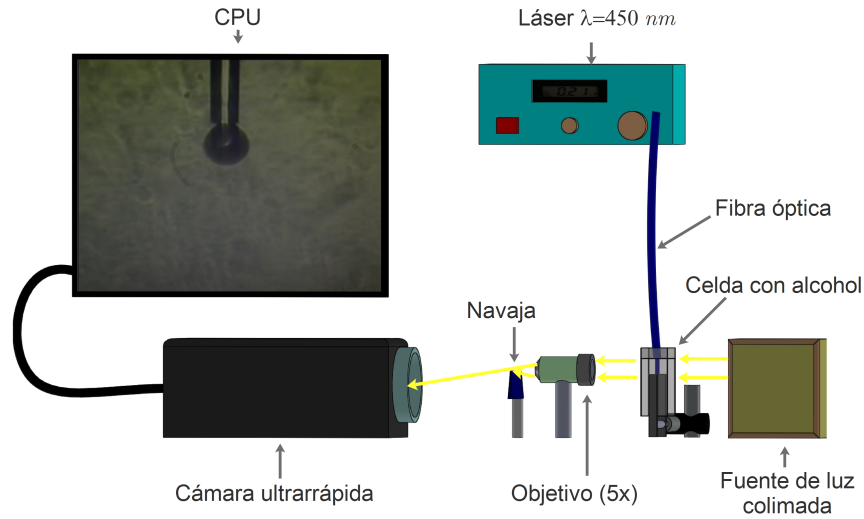


Figura 3.9: Arreglo experimental para la visualización de la generación de una burbuja, rastreo de máximo tamaño y seguimiento del jet de líquido mediante una cámara ultrarrápida.

3.6 Resultados

En este capítulo se exponen los resultados obtenidos de la generación de la termocavitación y la generación de microjets, inicialmente se analiza el caso cuando el láser es modulado mediante un generador de funciones (el cual como ya se dijo sirvió para generar una o varias burbujas) y el caso en el cual no se hace uso de éste. Además del uso de la técnica de Schlieren para conocer si el arreglo propuesto funcionaba como se necesitaba (hacer más evidente el contraste de cambio de índice de refracción). Por otro lado, se muestra el análisis del radio máximo que alcanza una burbuja en la punta de la fibra óptica, el tiempo de crecimiento, la frecuencia de cavitación medida con la cámara ultrarrápida y el surgimiento del microjet.

3.6.1 Generación fototérmica de una o varias burbujas

La generación fototérmica de burbujas se realizó mediante el uso de la técnica de fotodeposición, en este caso la punta de la fibra óptica fue sumergida en dos soluciones coloidales las cuales están compuestas de etanol y nanopartículas de plata ($AgNPs$) y etanol y partículas de nitrato de cobre ($Cu(NO_3)_2$). En la Figura 3.10 se muestran los espectros de absorción tomados para estas soluciones. Como se puede apreciar la solución coloidal que contiene $AgNPs$ tiene una buena absorción de la energía de los fotones en $\lambda = 450 nm$, a

diferencia de la solución con $Cu(NO_3)_2$ la cual presenta poca absorción. Esto representó un parámetro importante para decidir qué tipo de partículas serían fotodepositadas en la punta de la fibra óptica (multimodo). En consecuencia se eligió la solución de $AgNPs$ por la razón ya explicada, y se adoptó adicionalmente añadir una o varias capas de $Cu(NO_3)_2$ (por ejemplo se fotodepositan $AgNPs$ y una capa adicional de $Cu(NO_3)_2$) con la finalidad de captar mayor energía a la salida de la fibra óptica y hacer más fácil la producción de la termocavitación en líquidos como el alcohol etílico 96. Aunque debe notarse que las partículas de $Cu(NO_3)_2$ no absorben la longitud de onda empleada para la fotodeposición ($\lambda = 450 \text{ nm}$), se obtuvieron mejores resultados al generar la termocavitación, de modo que se atribuye que debido a las múltiples reflexiones de los fotones causadas por la fotodeposición de $AgNPs$, pueden ser absorbidos por las partículas de nitrato de cobre y así adherirse a la punta de la fibra óptica. Por otra parte la generación e implosión de burbujas mediante el método de cavitación óptica se atribuye al calentamiento de las partículas de plata y nitrato de cobre. Al calentarse las partículas de nitrato de cobre adheridas en la punta de la fibra óptica se pueden producir óxido de cobre y vapores como dióxido de nitrógeno, óxido de nitrógeno, ácido nítrico y oxígeno, lo cual facilita la generación de burbujas de cavitación [1]. No obstante el calentamiento y el tamaño de la burbuja dependerán de la pérdida de potencia provocada por la fotodeposición de las partículas, así como de la potencia con la que se irradian dichas partículas.

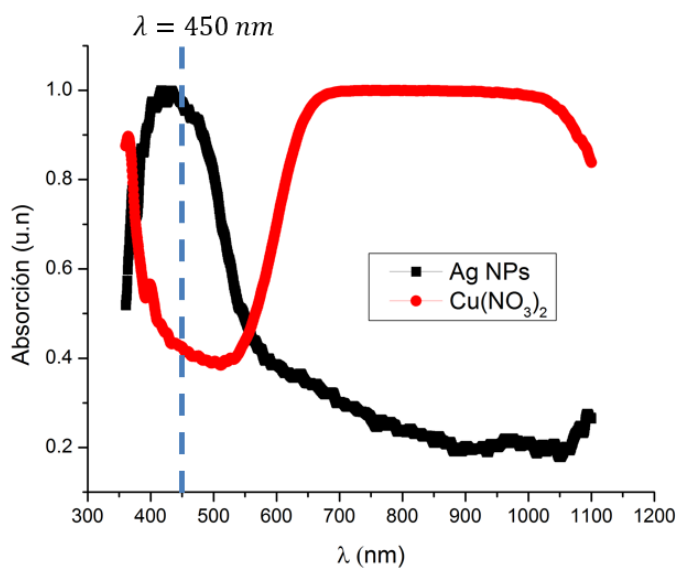


Figura 3.10: Espectros de absorción para dos diferentes tipos de soluciones coloidales, nótese que en $\lambda = 450 \text{ nm}$ la solución con $AgNPs$ presenta una mayor absorción de la energía de los fotones en esta longitud de onda.

3.6.1.1 Generación de burbujas mediante modulación de láser

En la Tabla 3.1 se muestra la secuencia de la generación de dos burbujas (la punta de la fibra óptica fue previamente sumergida en las soluciones con $AgNPs$ y $Cu(NO_3)_2$ con una potencia inicial de 67 mW por 1 minuto dando 30 segundos a cada capa de fotodeposición). Una navaja bloquea parte de los rayos de la imagen para observar el cambio de índice de refracción debido a la generación de las burbujas las cuales fueron generadas mediante la modulación del láser de salida a fibra óptica. Los parámetros dados al generador de funciones se establecieron como sigue: tipo de señal cuadrada, frecuencia 1 Hz , amplitud del pulso 3 Vpp (voltaje pico-pico), ancho de pulso 50% . La Figura 3.11 muestra una representación de dichos parámetros. Como se puede observar (Tabla 3.1) el tiempo transcurrido entre $t = 0\text{ ms}$ y $t = 532\text{ ms}$ se aproxima a la mitad del ancho de pulso (es decir a 500 ms), con lo cual se puede asegurar que la generación de las burbujas está en acuerdo con la frecuencia y el ancho de pulso establecidos. La amplitud del pulso en este caso no toma relevancia debido a que la potencia del láser es continua y ésta se modula manualmente dependiendo de la frecuencia que se establezca en el generador de funciones. Además nótese que entre los tiempos $t = 532\text{ ms}$ y $t = 935\text{ ms}$ existe un tiempo aproximado de crecimiento de la burbuja de 500 ms (lo que de nueva cuenta está relacionado con el ancho del pulso).

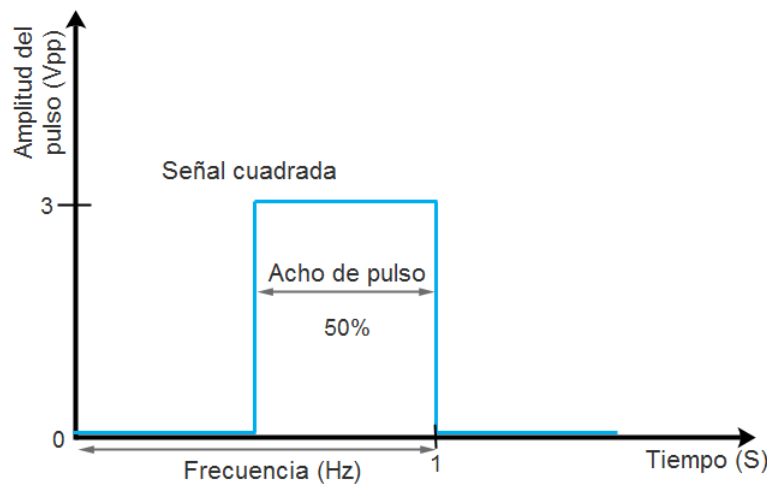


Figura 3.11: Representación esquemática de los parámetros dados al generador de funciones.

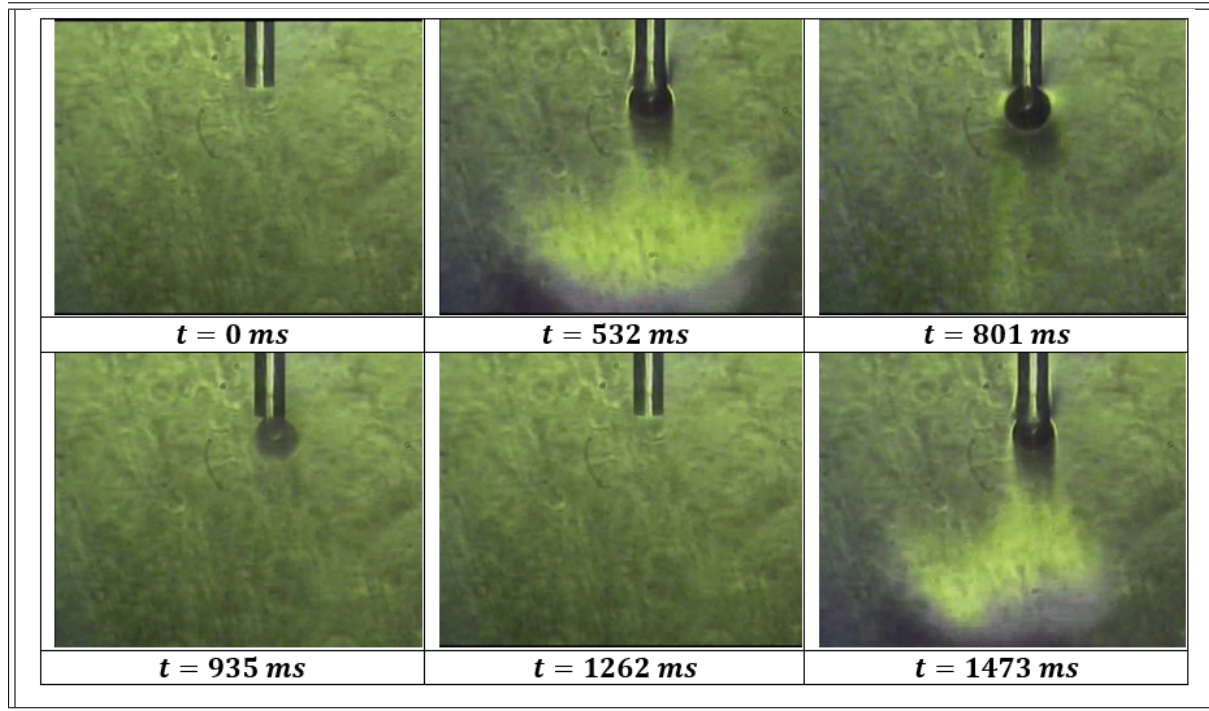


Tabla 3.1: Secuencia de generación de dos burbujas en alcohol etílico 96 haciendo uso de la técnica Schlieren, el tiempo de generación está sobre 500 ms y el retraso del pulso también se encuentra entre 500 ms (lo cual puede notarse entre los tiempos $t = 0 \text{ ms}$ y $t = 532 \text{ ms}$ para la primera burbuja y entre $t = 935 \text{ ms}$ y $t = 1473 \text{ ms}$ para la segunda burbuja).

Además de estos resultados es factible comentar que se probó aumentar los parámetros del generador de funciones para obtener una frecuencia de producción de burbujas mayor llegando a 1 kHz , pero después de una frecuencia de implosión superior a 30 Hz fue difícil observar el proceso debido a que la cámara solamente puede capturar 30 cuadros por segundo.

3.6.1.2 Generación de burbujas de termocavitación con láser de fibra óptica en modo continuo

En la sección 3.6.1.1 se demostró que es posible generar burbujas de termocavitación mediante la modulación del láser de fibra óptica, no obstante el objetivo principal se basa en la generación y estudio de la cavitación mediante láser en modo continuo. Es por ello que, en esta sección abordaremos los resultados obtenidos sin la utilización del generador de funciones. Anteriormente se mencionó que para generar una o más burbujas de termocavitación fue necesario el uso de dos soluciones coloidales (AgNPs y $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2$) para la fotodeposición de las partículas en la cara de la fibra óptica. La potencia umbral para las fotodeposiciones

CAPÍTULO 3. CAVITACIÓN Y GENERACIÓN DE MICROJETS POR LA IMPLOSIÓN DE MICROBURBUJAS

realizadas se estableció en 67 mW para cada capa. En la Figura 3.12 se muestra una gráfica de frecuencia de cavitación en función de la potencia (cuando las puntas de la fibra óptica se colocaba dentro del líquido a ser supercalentado), al igual que en la Figura 2.13 se analizan las siete diferentes puntas de fibra óptica logradas en la sección 2.5.2. Adicionalmente para poder obtener datos de frecuencia fue necesario incluir un micrófono cerca del líquido contenido en la celda (alcohol etílico 96) y amplificar la señal que este recibía debido al sonido generado por la cavitación, ya que como se comentó la cámara (HITACHI) no graba a altas velocidades.

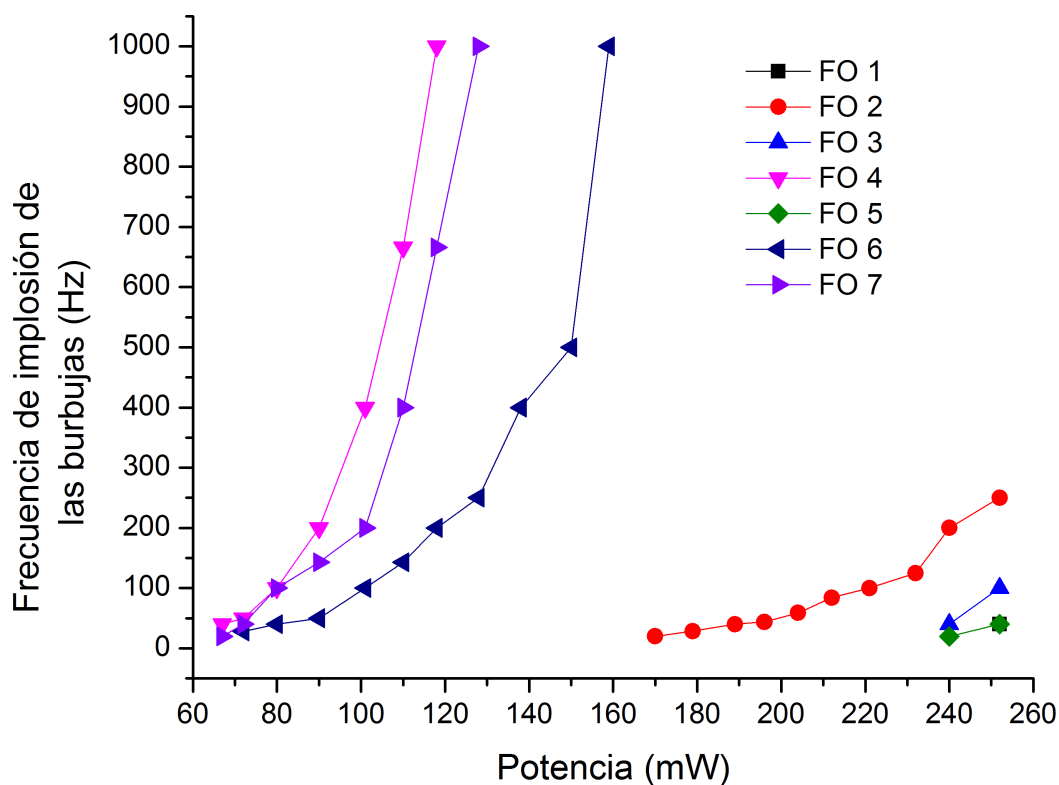


Figura 3.12: Gráficas de frecuencia de implosión de las burbujas en función de la potencia del láser para siete puntas de fibra óptica, las pérdidas de potencia son producidas por la adhesión de partículas de plata y/o nitrato de cobre, las pérdidas de potencia se relacionan con la Tabla 2.5.

Asimismo derivado de la experimentación con las siete puntas obtenidas se midió la amplitud de la onda acústica producida por la implosión de las burbujas, en la Figura 3.13 se muestra la gráfica que relaciona las siete fotodeposiciones realizadas con la amplitud de la onda acústica medida en volts y censada por el amplificador (ver Figura 3.8), en todos los casos la amplitud se midió para una frecuencia de repetición de cavitación de 40 Hz.

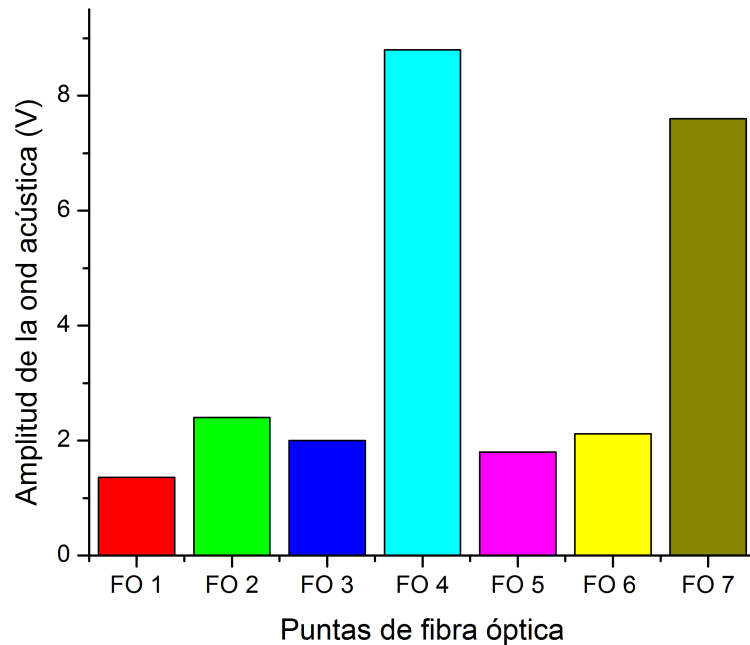


Figura 3.13: Gráfica de amplitud de la onda acústica para las siete puntas de fibra óptica utilizadas. Derivado del análisis de las siete puntas se puede decir que la punta FO 4 presenta el mejor resultado en cuanto a amplitud de la onda acústica derivado de la implosión de las burbujas.

De acuerdo con Ramirez-San-Juan et al. [40], la generación de las burbujas a través de una láser de onda continua es periódica y la frecuencia de cavitación aumenta conforme se incrementa la potencia del láser. Por otra parte el tamaño y el tiempo de oscilación de la burbuja disminuye [40], esto coincide con los resultados obtenidos. Esto puede notarse en la Figura 3.14, en la cual la amplitud de la onda acústica disminuye cuando la potencia del láser y la frecuencia de cavitación aumentan. Por tanto las ondas de choque y microjets generados por la frecuencia de cavitación tendrán una menor energía y éstos a su vez producirá un menor daño cuando golpeen una superficie sólida.

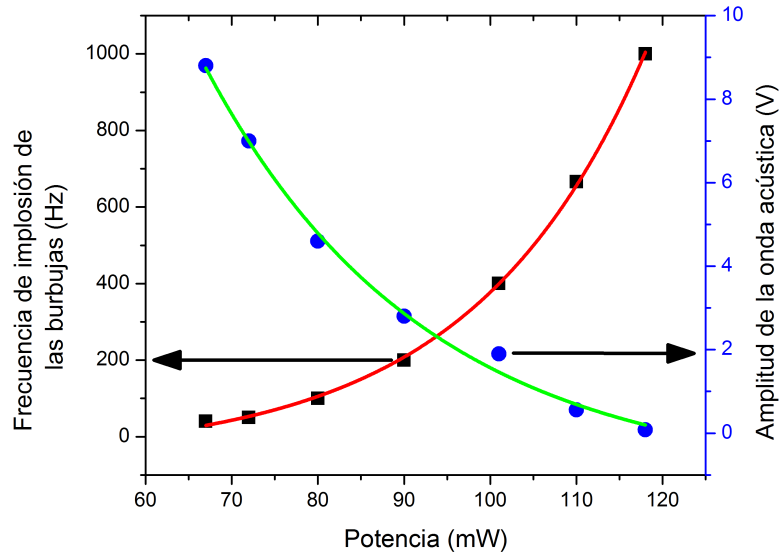


Figura 3.14: Gráficas de frecuencia de cavitación y amplitud de la onda acústica en función de la potencia del láser para una pérdida de potencia en la punta de la fibra óptica de 6 dB, la pérdida es causada debido a la fotodeposición de $AgNPs + Cu(NO_3)_2$ (FO 4). Adicionalmente las líneas de color verde y rojo representan un ajuste exponencial para las dos gráficas.

3.6.1.3 Crecimiento de una burbuja de termocavitación

En la Tabla 3.2 se muestra el crecimiento de una burbuja de cavitación haciendo uso de la cámara ultrarrápida (ver Figura 3.9). La burbuja fue generada cuando la pérdida de la potencia se encontraba alrededor de 6 dB (esta pérdida fue provocada por la fotodeposición de 2 capas, una de $AgNPs$ (1dB) y una de $Cu(NO_3)_2$ (5dB)). Como puede observarse ésta llega a tener un radio de casi $500 \mu m$ (o 1 mm de diámetro) en un lapso de tiempo muy corto y el decremento de ésta ocurre de nuevo muy rápido (la visualización de este fenómeno solo fue posible utilizando la cámara ultrarrápida). La implosión de la burbuja ocurre en un tiempo aproximado de $180 \mu s$ y en $206 \mu s$ se forma un microjet. Naude y Ellis (1961) fueron los primeros en observar el fenómeno de un microjet [7], cuando una burbuja alcanza su radio máximo la presión contenida dentro de ésta es menor que la presión del líquido que la rodea, por tanto la burbuja colapsa tomando una forma toroidal (una representación de este fenómeno se muestra en la Figura 3.2). Esta forma se debe al llamado impulso de Kelvin [41], el cual está relacionado con la inercia de la burbuja y conduce a la generación del chorro de líquido (microjet) [16]. Después de la perturbación causada por el microjet, una nube de pequeñas burbujas continua colapsando colectivamente e incluso se puede dar

la posibilidad de producirse una onda de choque [7]. Estos remanentes fueron investigados por Shima et al. (1983) quienes utilizaron una cámara de alta velocidad operada en modo framing y streaking para mostrar que esta nube genera una onda de choque esférica [7, 42].

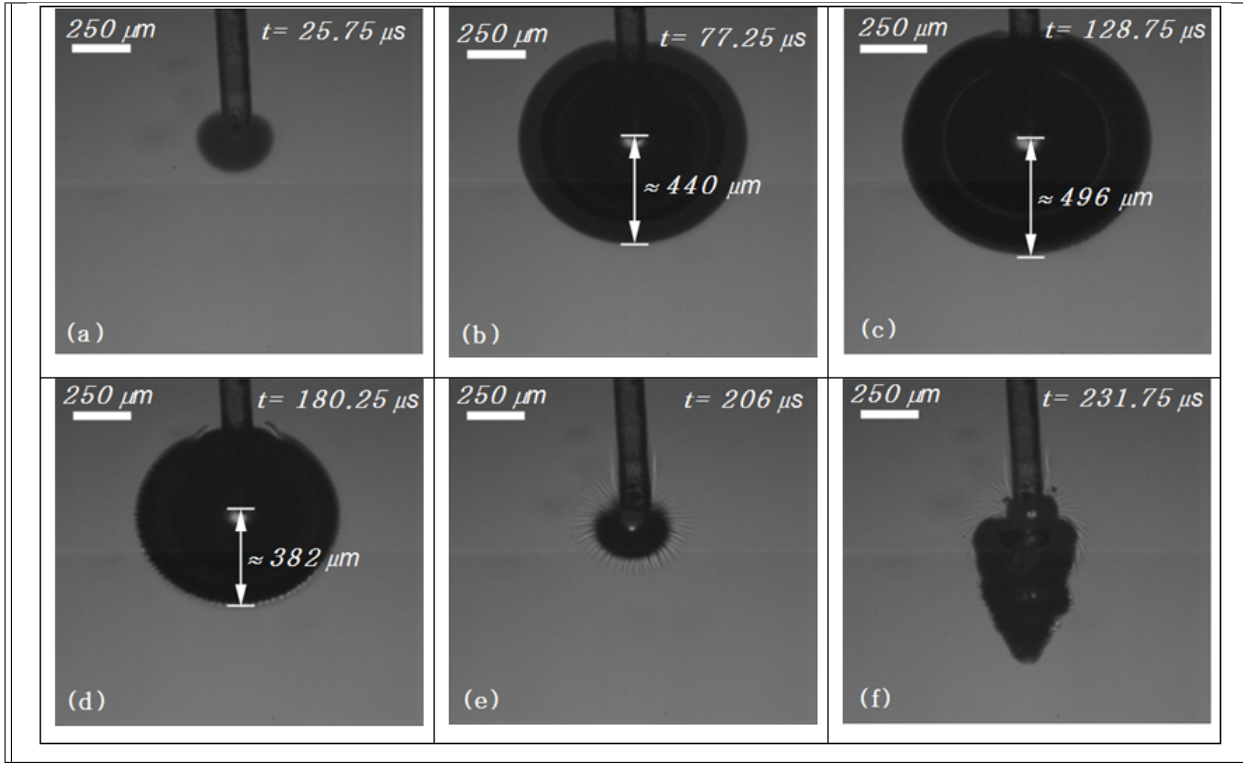


Tabla 3.2: Crecimiento de una burbuja de cavitación la cual fue generada con una potencia de 67 mW y una pérdida de potencia de 6 dB provocada por la fotodeposición de $AgNPs + Cu(NO_3)_2$ (etiquetada como FO 4) en la punta de la fibra óptica.

Adicionalmente derivado del radio máximo R de la burbuja ($500 \mu m$, éste también será el radio crítico R_c que alcanzó la burbuja al expandirse), se puede calcular la diferencia de presiones de acuerdo con la ecuación 3.2. Si de la literatura tomamos un valor para la tensión superficial S de $22.07 \times 10^{-3} N/m$ a $25 \text{ }^\circ C$ (suponiendo que la temperatura del líquido es constante) [43]. Entonces la diferencia de presión dentro y fuera de la burbuja es:

$$p_B - p = \frac{2S}{R} = \frac{2(22.07 \times 10^{-3} N/m)}{5 \times 10^{-4} m} = 88.28 \text{ Pascales}$$

Por otro lado tomando la ecuación 3.5, podemos calcular la energía total gastada por el sistema para poder generar una burbuja con un radio crítico (R_c) de $500 \mu m$ como:

$$W_{CR} = \frac{4}{3} \pi R_c^2 S = 2.31 \times 10^{-8} \text{ Joules}$$

3.6.1.4 Frecuencia de cavitación mediante una cámara ultrarrápida

Como se comentó anteriormente, para poder obtener datos sobre frecuencia de cavitación mayor a 1 kHz fue necesario el uso de la cámara ultrarrápida con la cual se obtuvieron diferentes videos en lapsos de potencia: Es decir una vez que se obtuvo la máxima frecuencia medida con el osciloscopio (1 kHz), se procedió a realizar la toma de videos en potencias de entrada de 150 mW , 196 mW y por último a 252 mW . En la Figura 3.15 se muestran los datos obtenidos para la medición de la frecuencia de cavitación en la que los puntos encerrados en la línea azul pertenecen a los datos extraídos de los videos realizados. Cabe mencionar que la pérdida de la potencia debido a la fotodeposición de las partículas de plata y nitrato de cobre ($NP_sAg + Cu(NO_3)_2$) a la salida de la fibra óptica estaba en 6 dB . En este caso se muestra solo una imagen con una pérdida de potencia específica (6 dB) debido a que con ésta pérdida de potencia se obtuvieron mejores resultados (ver gráfica de frecuencia en la Figura 3.12).

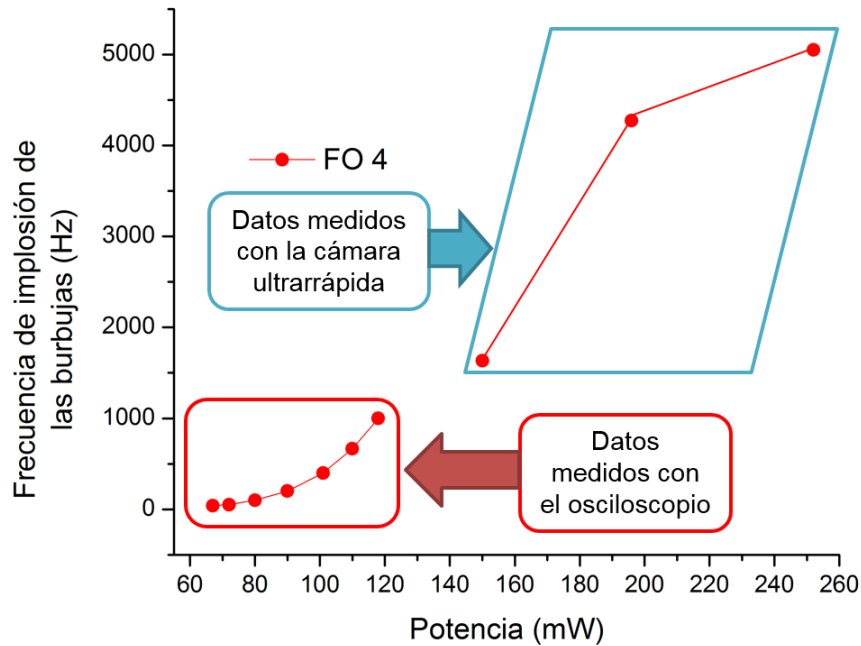


Figura 3.15: Gráfica de frecuencia de implosión de las burbujas en función de la potencia, en la cual se encierran los datos medidos con el osciloscopio y la cámara ultrarrápida. Los puntos de color rojo simbolizan la pérdida de la potencia en la punta de la fibra óptica de 6 dB , está pérdida fue provocada por la adhesión de $AgNPs + Cu(NO_3)_2$ (punta FO 4).

En la gráfica anterior (Figura 3.15) se puede notar que al operar el láser en 252 *mW* (potencia de salida máxima de operación de este láser (Láser con salida a fibra óptica $\lambda = 450 \text{ nm}$)) y con una pérdida de potencia de 6 *dB* se puede lograr una frecuencia de cavitación mayor a 5 *kHz*.

3.6.2 Seguimiento de la velocidad de un microjet producido por una burbuja

Uno de los fenómenos que se derivan de la implosión de una burbuja de cavitación en un medio acuoso es una onda de choque, la cual tiene la capacidad de causar daños en diferentes materiales, tal es el caso de las propelas de los barcos [7], en tejidos biológicos (phantoms) [16, 44, 45] y ser utilizada en la inyección de medicamentos sin aguja [46, 47], entre otros. La velocidad de una onda de choque puede alcanzar los 5000 m/s [48], a esta velocidad obtener imágenes e información de la onda de choque requiere de cámaras de alta velocidad de captura, las cuales pueden ir desde 1 a 20×10^6 frames por segundo [48]. La energía liberada por la implosión de una burbuja produce una onda de choque y genera el desplazamiento de líquido (microjet). En la Tabla 3.3 se muestra el seguimiento de un microjet (en este caso alcohol etílico 96) producido por la implosión de la burbuja que se muestra en la Tabla 3.2. Como puede observarse la burbuja se genera en un lapso de tiempo muy corto (27.75 μs), después del colapso aparece el microjet en $t = 257.5 \mu\text{s}$, y este alcanza una velocidad promedio de 3 *m/s*. Como se comentó anteriormente, el seguimiento de este microjet fue posible mediante el uso de la cámara ultrarrápida, ya que el proceso implosión-liberación de energía es muy rápido.

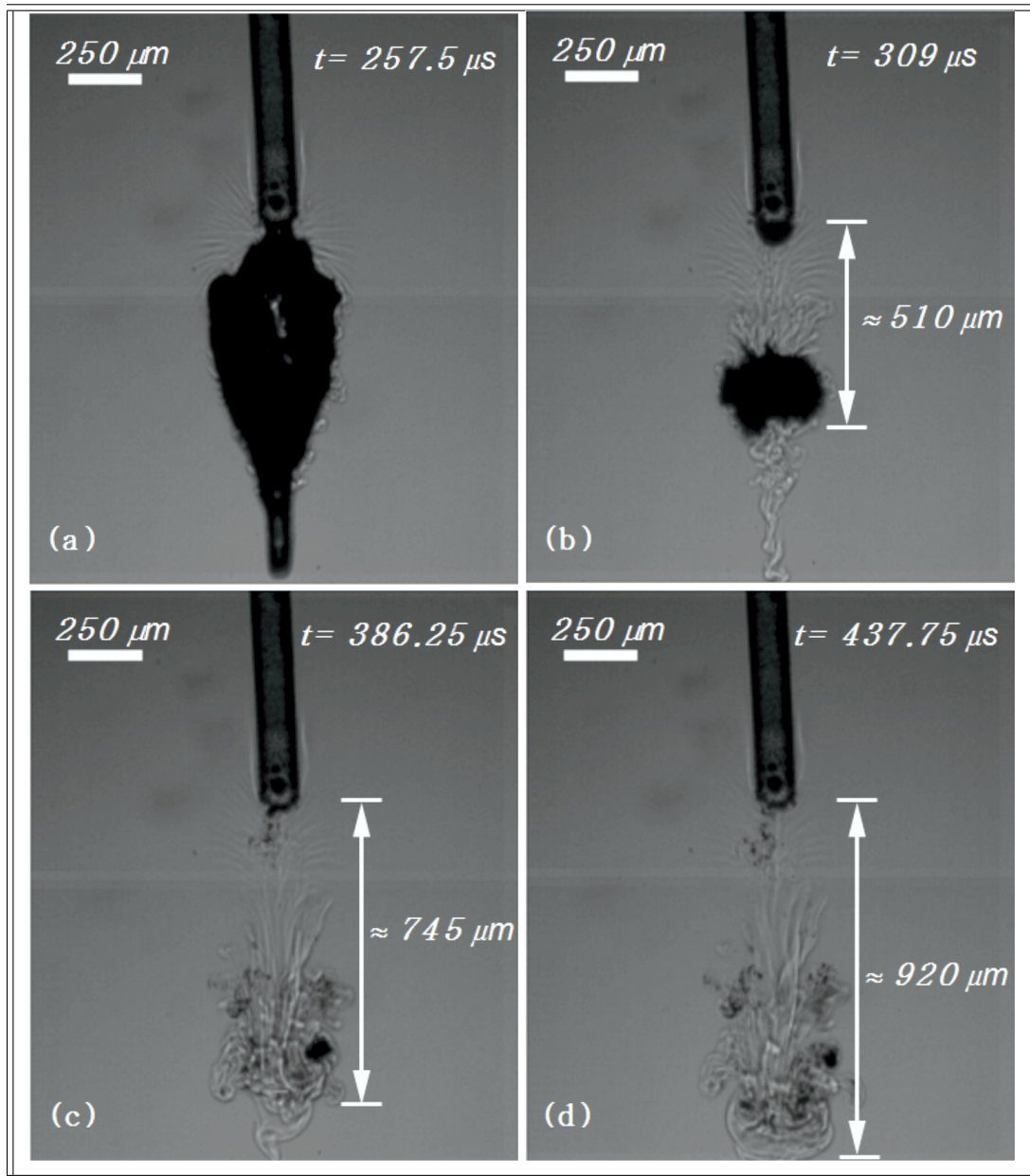


Tabla 3.3: Seguimiento de la velocidad de un microjet, el cual se aproximada a 3 m/s , este microjet es resultado de la burbuja mostrada en la Tabla 3.2.

3.6.3 Rebote

De acuerdo con los resultados encontrados por Ratopov y Sukhodolsky, derivado del colapso de las burbujas, pequeñas perturbaciones ocurren después de la implosión de éstas, a estos remanentes se les conoce como rebotes [25]. En la Tabla 3.4 se muestra un posible rebote

provocado por la implosión de la burbuja que se muestra en la Tabla 3.2, este rebote fue capturado mediante el arreglo experimental de la sección 3.5.2.

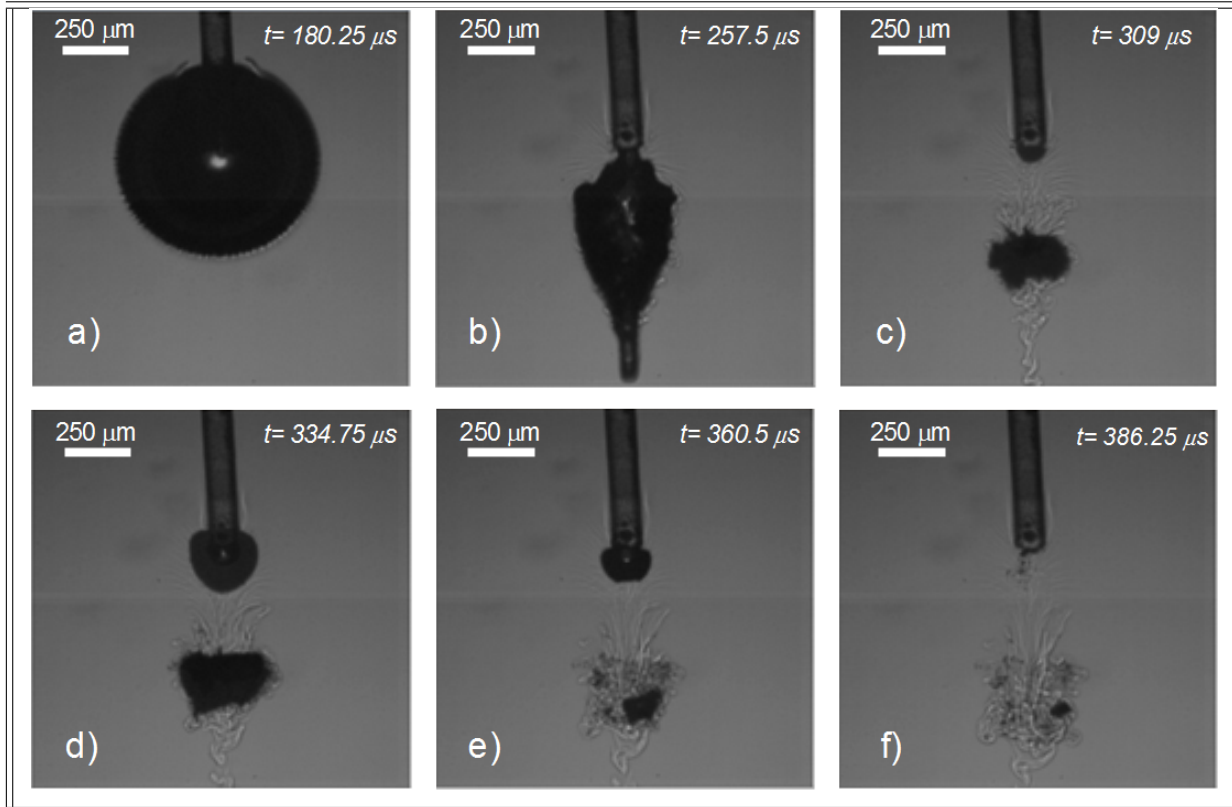


Tabla 3.4: Visualización de un posible rebote, el cual se produce después de la implosión de la burbuja. En los incisos se muestra: (a) decaimiento de la burbuja, (b) colapso de la burbuja y surgimiento de un jet, (c) primer desplazamiento de líquido generado por la implosión de la burbuja, (d) nacimiento del rebote, (e) decaimiento del rebote y (f) implosión del rebote y unión de los dos desplazamientos de líquido.

Como se puede observar en la Tabla 3.4 el rebote surge después del primer colapso, cuando este implota genera un desplazamiento de líquido y existe una unión de los dos desplazamientos de líquido en $t = 386.25 \mu s$. Como puede notarse, existe una similitud entre lo encontrado por Rastopov y Sukhodolsky mediante la Figura 3.3, en la cual se comenta que la segunda implosión puede deberse a un rebote, pero a diferencia de Rastopov y Sukhodolsky, el tamaño de la burbuja de rebote es mucho menor, y por lo tanto la amplitud de la onda acústica será menor y además esta tendrá menor energía.

3.7 Conclusiones parciales

La técnica de Schlieren es relativamente fácil de implementar, con esta técnica se pueden visualizar gradientes de índice de refracción producidos por calentamiento o perturbaciones dentro de un medio. En este trabajo utilizamos esta técnica para hacer más evidente el proceso de crecimiento e implosión de burbujas.

La generación fototérmica de burbujas fue posible mediante el uso de la fotodeposición de nanopartículas de plata y partículas de nitrato de cobre. Los espectros de absorción de las dos soluciones empleadas muestran que las nanopartículas de plata absorben perfectamente la radiación láser en $\lambda = 450 \text{ nm}$, mientras que las partículas de nitrato de cobre no absorben esta longitud. Sin embargo los resultados de las diferentes fotodeposiciones realizadas muestran que el uso de dos capas (una de *AgNPs* y *Cu(NO₃)₂*) trae consigo una frecuencia de cavitación superior a 5 kHz para una potencia de 252 mW .

Los experimentos muestran que para generar burbujas de 1 mm de diámetro es necesario obtener una pérdida de potencia de 6 dB adheriendo dos películas, una de *AgNPs* y una de *Cu(NO₃)₂* y una potencia de luz láser de 67 mW .

Al incrementar la potencia del láser la amplitud de la onda acústica disminuye, mientras que la frecuencia de cavitación aumenta.

El uso de dispositivos de velocidad de captura altos como una cámara ultrarrápida trae consigo una mejora en los análisis de tamaño y velocidad de desplazamiento de los jets producidos por la cavitación óptica.

Derivado del análisis del seguimiento del microjet encontramos que para burbujas de 1 mm de diámetro, el microjet se desplaza a una velocidad aproximada de 3 m/s . Por otra parte, al incrementar la potencia del láser la amplitud de la onda acústica disminuye, mientras que la frecuencia de cavitación aumenta.

CAPÍTULO 3. CAVITACIÓN Y GENERACIÓN DE MICROJETS POR LA IMPLOSIÓN DE MICROBURBUJAS

El nacimiento de los rebotes se da una vez que la primera implosión de una burbuja ha ocurrido, más sin embargo el rebote analizado, es mucho más pequeño (diámetro aproximado de $250 \mu m$) que la burbuja inicial (para una burbuja de $1 mm$), por lo tanto este tendrá una energía menor.

REFERENCIAS

- [1] *Rodríguez Aboytes E.* “Cavitación inducida por láser de onda continua en soluciones altamente absorbentes”. (Tesis Doctoral). INAOE, Tonantzintla, Puebla, México.
- [2] *Alehossein H, Qin Z.* “Numerical analysis of Rayleigh-Plesset equation for cavitating water jets”. *International Journal for Numerical Methods in Engineering* banner. vol. 72, pp. 780-807. (2007)
- [3] *Plesset M.S.* “The dynamics of cavitation bubbles”. *Journal of Applied Mechanics*. vol.16, pp. 277-282. (1949)
- [4] *Plesset M.S, Zwick S.A.* “A nonsteady heat diffusion problem with spherical symmetry”. *Journal of Applied Physics*. vol. 23, pp. 95-98. (1952)
- [5] *Hilgenfeldt S, Brenner M.P, Grossman S, Lohse D.* “Analysis of Rayleigh-Plesset dynamics for sonoluminescing bubbles”. *Journal of Fluid Mechanics*. vol. 365, pp. 171-204. (1998)
- [6] *Leighton, T.G.* (2007). “Derivation of the Rayleigh-Plesset equation in terms of volume” (ISVR Technical Reports, 308) Southampton, UK. Institute of Sound and Vibration Research. University of Southampton. pp.1-17. (2007)
- [7] *Brennen C.* (1995). “Cavitation and Bubble Dynamics”. Oxford University Press. New York. cap. 1-2. pp. 15-50
- [8] *Takahashi K, Weng J.G, Tien C.L.* “Marangoni effect in microbubble systems”. *Microscale Thermophysical Engineering*. vol. 3, pp. 169-182. (1999)

- [9] Pellicer J, García-Morales V, Hernandez M.J. “On the demonstration of the Young-Laplace equation in introductory physics courses”. *Physics Education*. vol. 35. pp. 126-129. (2000)
- [10] ECU RED. “Presión de vapor”. <https://www.ecured.cu/Presi%20de%20vapor>
- [11] Çengel Y.A, Boles M.A. (2009). “Termodinámica”. Séptima edición. McGraw-Hill. New York, U.S.A. pp. 114
- [12] Ramírez-Ramírez J. (2015). “Generación de Chorros de Agua Mediante Termocavitación en Tubos Capilares” (Tesis de maestría). INAOE. Tonanzintla, Puebla, México.
- [13] Rayleigh, L. “On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity”. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. vol.34, pp.94-98. (1917)
- [14] Ramírez G.A, Jácome C.E, Giraldo J.C. “Solución de la ecuación de Rayleigh-Plesset por medio del método del elemento finito”. *Ingeniería y Ciencia*. vol. 9, pp. 147-162. (2013)
- [15] Joseph D, Liao T. “Potential Flows of Viscous and Viscoelastic Fluids”. *Journal of Fluid Mechanics*. vol. 265, pp. 1-23. (1994)
- [16] Berrospe-Rodríguez C. (2017). “Towards needle-free injection by thermocavitation in microfluidic devices (Tesis Doctoral)”. INAOE, Tonanzintla, Puebla, México.
- [17] Franc J.P, Michel J.M. (2006). “Fundamentals of cavitation”. *Springer Science & Business Media*. cap. 3, pp. 38-39
- [18] Philipp A, Lauterborn W. “Cavitation erosion by single laser-produced bubbles”. *Journal of Fluid Mechanics*. vol. 361, pp. 75-116. (1998)
- [19] Song W, Hong M, Lukyanchuk B, Chong T. “Laser-induced cavitation bubbles for cleaning of solid surfaces”. *Journal of Applied Physics*. vol. 95, pp. 2952-2956. (2004)

REFERENCIAS

- [20] Byun K.T, Kwak H.Y, Karng S.W. “Bubble evolution and radiation mechanism for laser-induced collapsing bubble in water”. *Japanese Journal of Applied Physics*. vol. 43, pp. . 6364-6370 (2004)
- [21] Lauterborn W. “High-speed photography of laser-induced breakdown in liquids”. *Applied Physics Letters*. vol. 21, pp. 27-29. (1972)
- [22] Rastopov S.F, Sukhodolsky A.T. “Self-organization of the heat cycle due to thermal cavitation during continuous laser heating of a liquid”. *Soviet Physics Doklady*, vol. 32, p.671. (1987)
- [23] Pashinin P.P, Rastopov S.F, Sukhodolsky A.T. “Laser processing and cutting transparent materials”. *Soviet Journal of Quantum Electronics*. vol.17, pp. 547-548. (1987)
- [24] Rastopov S.F, Sukhodolsky A.T. “Cluster nucleation in the process of CW laser induced thermocavitation”. *Physics Letters A*. vol. 149, pp. 229-232. (1990)
- [25] Rastopov S.F, Sukhodolsky A.T. “Sound generation by thermocavitation induced CW-laser in solutions”. *Proceedings of SPIE*. vol. 140, pp. 127-134. (1991)
- [26] Padilla-Martinez J.P, Berrospe-Rodríguez C, Aguilar G, Ramírez-San-Juan J.C, Ramos-García R. “Optic cavitation with CW lasers: A review”. *Physics of Fluids*. vol. 26, pp. 122007-12. (2014)
- [27] Rohsenow W.M, Hartnett J.P, Cho Y.I.H. (1998). “Handbook of heat transfer”. McGraw-Hill, New York. cap. 13, pp. 13.5
- [28] ENCYCLOPÆDIA BRITANNICA. (2019). “Nucleation”. <https://www.britannica.com/science/nucleation#ref9259>
- [29] Ghosh S.K, Tsujii K. “Unique diffusion behavior observed in supercritical ethanol”. *The Journal of Chemical Physics*. vol. 132, pp. 144503-10. (2010)
- [30] Chemistry LibreTexts. “Phase Diagrams”.https://chem.libretexts.org/Courses/Heartland_Community_College/HCC%3A_Chem_161/11%3A_Liquids_and_Solids/11.6%3A_Phase_Diagrams

-
- [31] *Engineering ToolBox*. (2018). “Ethanol Thermophysical properties”. https://www.engineeringtoolbox.com/ethanol-ethyl-alcohol-properties-C2H6O-d_2027.html
- [32] *Engineering ToolBox*, (2005). “Critical Points of some substances”. https://www.engineeringtoolbox.com/critical-point-d_997.html
- [33] Ching E.J, Avedisian C.T, Cavicchi R.C, Chung D.H, Rah K.J, Carrier M.J. “Rapid evaporation at the superheat limit of methanol, ethanol, butanol and n-heptane on platinum films supported by low-stress SiN membranes”. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 101, pp. 707-718. (2016)
- [34] Eberhart, J. G.; Hathaway, Ellen J.; Blander, M. “The Limit of Superheat of Methanol and Ethan”. *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 44, pp. 389-390. (1973)
- [35] Hoja de seguridad. (2017). “Alcohol Etílico 96%”. <https://www.protokimica.com/wp-content/uploads/2018/09/ALCOHOL-ETILICO-96-10040-.pdf>
- [36] Traldi E, Boselli M, Simoncelli E, Stancampiano A, Gherardi M, Colombo V, Settles G.S. “Schlieren imaging: a powerful tool for atmospheric plasma diagnostic”. *EPJ Techniques and Instrumentation*. vol. 5, pp. 1-23. (2018)
- [37] Krehl P, Engemann S. “August Toepler- the first who visualized shock waves”. *Shock Waves*. vol. 5, pp. 1-18. (1995).
- [38] Settles G.S.(2001). “Schlieren and Shadowgraph Techniques: Visualizing Phenomena in Transparent Media”. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. cap. 2, pp. 25-29
- [39] Schardin H. (1992). “Toepler is Schlieren method basic principles for its use and quantitative evaluation”. Navy Department David Taylor Model Basin. Washington, D.C. pp. 25-27
- [40] Ramírez-San-Juan J.C, Rodríguez-Aboytes E, Martínez-Canton A.E, Baldovino-Pantaleón O, Robledo-Martínez A, Korneev N, Ramos-García R. “Time-resolved analysis of cavitation induced by CW lasers in absorbing liquids”. *Optics Express*. vol. 18, pp. 8735-8742. (2010)

REFERENCIAS

- [41] Blake J. “The kelvin impulse: application to cavitation bubble dynamics”. *The Journal of the Australian Mathematical Society. Series B. Applied Mathematics.* vol. 30, pp. 127-146. (1988).
- [42] Shima A, Takayama K, Tomita Y, Miura N. “An experimental study on effects of a solid wall on the motion of bubbles and shock waves in bubble collapse”. *Acta Acustica united with Acustica.* vol. 48, pp 293-301. (1981).
- [43] Khattab I, Bandarkar F, Fakhree M.A, Jouyban A. “Density, viscosity, and surface tension of water+ethanol mixtures from 293 to 323 K”. *Korean Journal of Chemical Engineering.* vol. 29, pp 812-817. (2012)
- [44] Padilla-Martínez J.P, Ramírez-San-Juan J.C, Ramos-García R, Sun F, Aguilar G. “Thermocavitation as a tool for stratum corneum permeation”. *Proceedings of SPIE.* vol. 8011, pp. 80112Z-9. (2011)
- [45] Zhang J, Xuan J; Yu H, Devinentis D. “Study of cavitation bubble dynamics during Ho:YAG laser lithotripsy by high-speed camera”. *Proceedings of SPIE.* vol. 9689, pp. 96891E-7. (2016)
- [46] Berrospe-Rodríguez C, Willem-Visser C, Schlautmann S, Ramos-García R, Fernandez-Rivas D. “Continuous-wave laser generated jets for needle free applications”. *Biomicrofluidics.* *Biomicrofluidics.* vol. 10, pp. 014104-9 (2016)
- [47] Padilla-Martínez J.P, Banks D, Ramírez-San-Juan J.C, Ramos-García R, Sun F, Aguilar G. “Towards the enhancement of transdermal drug delivery through thermocavitation. *Photonics and Lasers in Medicine*”. vol. 1, pp. 183-193. (2012)
- [48] Lauterborn W, Vogel A. (2013). “Shock Wave Emission by Laser Generated Bubbles In: Delale C. (eds) *Bubble Dynamics and Shock Waves*”. *Shock Wave Science and Technology Reference Library.* Springer, Berlin, Heidelberg. parte 1, pp. 67-103

CAPÍTULO 4

CONCLUSIONES GENERALES Y PRODUCTOS DERIVADOS DEL TRABAJO DE TESIS

4.1 Conclusiones generales

La técnica de fotodeposición de partículas en la punta de una fibra óptica es sencilla y novedosa, ésta hace uso de una luz láser, una fibra óptica y partículas suspendidas en alcohol. A través de esta técnica, es posible generar micropatrones correspondientes a los modos de propagación en una fibra óptica, como se demostró en la sección 2.5.

Debido a las dimensiones de la fibra óptica utilizada en los experimentos realizados en el capítulo 2, no se pudo generar cavitación óptica. Sin embargo, utilizando una fibra óptica con un diámetro de núcleo mayor, podría ser posible generar cavitación óptica de acuerdo al perfil fotodepositado.

La generación de la cavitación óptica mediante una fibra óptica fue posible gracias al gradiente térmico generado por el calentamiento de las partículas de plata y nitrato de cobre adheridas a la cara de la fibra óptica. De acuerdo a los resultados obtenidos es posible obtener burbujas de diámetros hasta de 1 *mm* aproximadamente, además de controlar los

eventos de cavitación (frecuencia de cavitación) únicamente reduciendo o aumentando la potencia de salida del láser.

El uso de técnicas de contraste como la técnica de Schlieren permite hacer más evidentes los cambios de índice de refracción que se producen derivados de algunos fenómenos, tales como la velocidad de los fluidos, gradientes térmicos, entre otros. En nuestro caso al emplear esta técnica se pudo visualizar de manera más uniforme el paso del microjet a través del líquido y con esto obtener su velocidad de desplazamiento.

Derivado de la implosión de las burbujas microjets de líquido son producidos. La energía con la que éstos incidan en una superficie sólida, dependerá en gran medida del tamaño de las burbujas.

Una de las ventajas de la generación de cavitación óptica descrita en este trabajo de tesis con respecto de otros trabajos, es la inexistencia de una solución altamente absorbente. Asimismo, el uso de la técnica de fotodeposición de partículas en la cara de una fibra óptica ofrece la posibilidad de utilizar cualquier láser (en cualquier longitud de onda) sin tener que utilizar una solución altamente absorbente.

4.2 Productos derivados del trabajo de tesis

4.2.1 Producción científica

- Ortega-Mendoza J.G, Soto-López P, Zaca-Morán P, Padilla-Vivanco A, Padilla-Martinez J.P, Toto-Arellano N.I, Guzmán-Barraza A. “Generating micropatterns onto the core of an optical fiber end with nanoparticles using fiber modes”. *Laser Physics Letters*. vol. 16, no. 4. (2019).
- J.G Ortega-Mendoza, Guzmán-Barraza A. “Micropatrones en la punta de una fibra óptica”. *Periódico Milenio*. Hidalgo, México (2019). <https://www.milenio.com/opinion/varios-autores/universidad-politecnica-de-tulancingo/micropatrones-en-la-punta-de-una-fibra-optica>
- J.G Ortega-Mendoza, A Guzmán-Barraza, P Zaca-Morán, J.P Padilla-Martínez, C Toxqui-Quitl, A Padilla-Vivanco, and R Ramos-García. “Optical cavitation from Ag nanoparticles immobilized onto optical fiber end”. *En proceso*.

4.2.2 Participaciones en congresos

- A Guzmán-Barraza, P Soto-López, J.G Ortega-Mendoza. “Micropatterns onto an optical fiber end with silver nanoparticles and fiber modes”. *En Escuela Latinoamericana de Óptica, León, Guanajuato, México (2018)*.
- Guzmán-Barraza A, Ortega-Mendoza J.G. “Cavitación con láser de onda continua”. *En 1st RESEARCH MEETING of Postgraduate Students, Tulancingo, Hidalgo, México (2019)*.

*CAPÍTULO 4. CONCLUSIONES GENERALES Y PRODUCTOS DERIVADOS DEL
TRABAJO DE TESIS*

ANEXOS

ANEXO A

Código para la simulación del patrón de intensidad de cuatro modos en el software MATLAB R2016b

- `clear all;` % limpiar todas las variables
- `clc;`
- `a = 105 * 10.^(-6);` % Diámetro del núcleo de la fibra óptica
- `u0 = 2;` % Constante de propagación del modo $LP_{0,1}$
- `u1 = 4;` % Constante de propagación del modo $LP_{1,1}$ y $TM_{0,1}$
- `u2 = 5.5;` % Constante de propagación para el modo $LP_{2,1}$
- `m = 1` % número de máximos en el patrón de intensidad, para el caso de los modos simulados se tomó a m con valor igual a 1
- `r = linspace(0, a, 400);` % Vector radial con 400 datos en el intervalo $[0, 105 * 10.^(-6)]$
- `phi = linspace(0, 2 * pi, 400);` % Vector angular con 400 datos en el intervalo $[0, 2 * pi]$
- `[R, PHI] = meshgrid(r, phi);` % Devuelve coordenadas de cuadrícula 2-D basadas en las coordenadas contenidas en los vectores r y phi
- `I = 1;` % Irradiancia inicial
- `I01 = (I * ((besselj(0, m * u0 * R/a) * cos(0 * PHI))).^2;` % Distribución de intensidad para el modo LP_{01}
- `I11 = (I * ((besselj(1, m * u1 * R/a) * cos(1 * PHI))).^2;` % Distribución de intensidad para el modo LP_{11}
- `I21 = (I * ((besselj(2, m * u2 * R/a) * cos(2 * PHI))).^2;` % Distribución de intensidad para el modo LP_{21}
- `TM01 = (I * (((besselj(1, m * u1 * R/a) * cos(1 * PHI/90)) + (besselj(1, m * u1 * R/a) * cos(1 * (PHI/90)))).^2;` % Distribución de intensidad para el modo TM_{01}

CAPÍTULO 4. CONCLUSIONES GENERALES Y PRODUCTOS DERIVADOS DEL TRABAJO DE TESIS

- $x = R. * \cos(PHI);$ % Conversión de coordenadas cilíndricas a cartesianas
- $y = R. * \sin(PHI);$
- figure(1) % Gráficos de los 4 modos simulados
- $mesh(x, y, I01);$ % Gráfico del modo LP_{01}
- colormap jet
- view(2) % Vista del gráfico de intensidad en 2D
- figure(2)
- $mesh(x, y, I11);$ % Gráfico del modo LP_{11}
- colormap jet
- view(2)
- figure(3)
- $mesh(x, y, I21);$ % Gráfico del modo LP_{21}
- colormap jet
- view(2)
- figure(4)
- $mesh(x, y, TM01);$ % Gráfico del modo TM_{01}
- view(2)
- colormap jet

ANEXO B

Diagrama electrónico para el circuito amplificador

En esta sección se describe el diagrama electrónico para amplificar la señal captada por el micrófono durante los experimentos relacionados con la medición de la frecuencia de cavitación y amplitud de la onda acústica.

En la Figura 4.1 un amplificador operacional TL084 (U1A TL084CN) es alimentado con voltajes negativo (V1) y positivo (V2). Una etapa de acoplamiento compuesta por una resistencia (R4) y un capacitor cerámico (C1) es utilizada para filtrar ruido proveniente de la fuente de alimentación. Seguido de la etapa de acoplamiento un, micrófono (XLV1) es conectado para capturar las señales de audio generadas por la implosión de la burbuja. A continuación tres resistencias (R3, R2 y R1) son empleadas para obtener la ganancia de amplificación del sistema, la cual está entre 64×10^3 . La conexión de estos elementos se lleva a uno de los pines de entrada negativa del amplificador operacional (denotado con el número 2) para obtener un amplificador inversor. Por último, la salida del amplificador operacional (en el diagrama denotado con 1) es conectada a un osciloscopio denotado en el diagrama como XSC1.

Adicionalmente en la Figura 4.2 se muestra una fotografía del circuito amplificador construido. La salida del amplificador operacional se denota como S(1), y $-M$ y $+M$ son las conexiones a tierra (GND) y positiva del micrófono respectivamente .

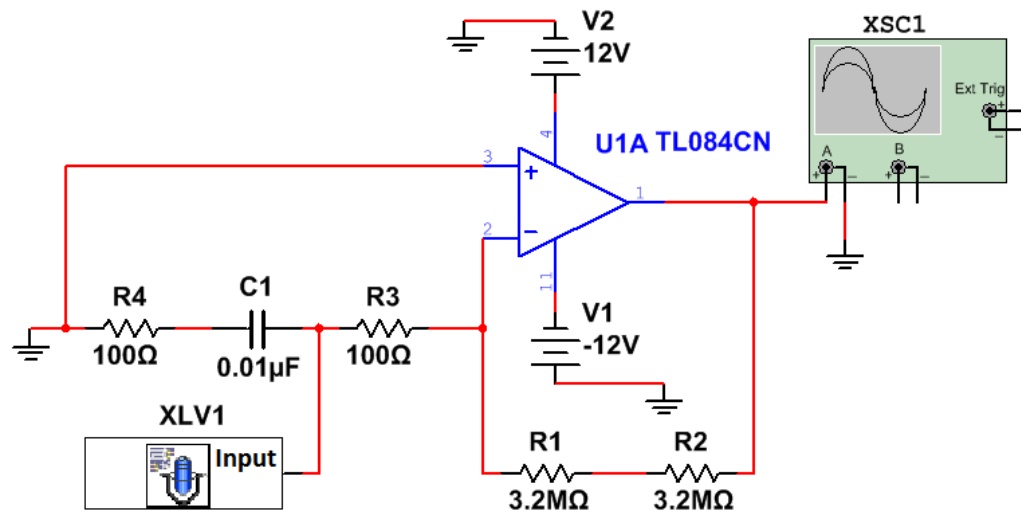


Figura 4.1: Diagrama de conexión para el circuito amplificador.

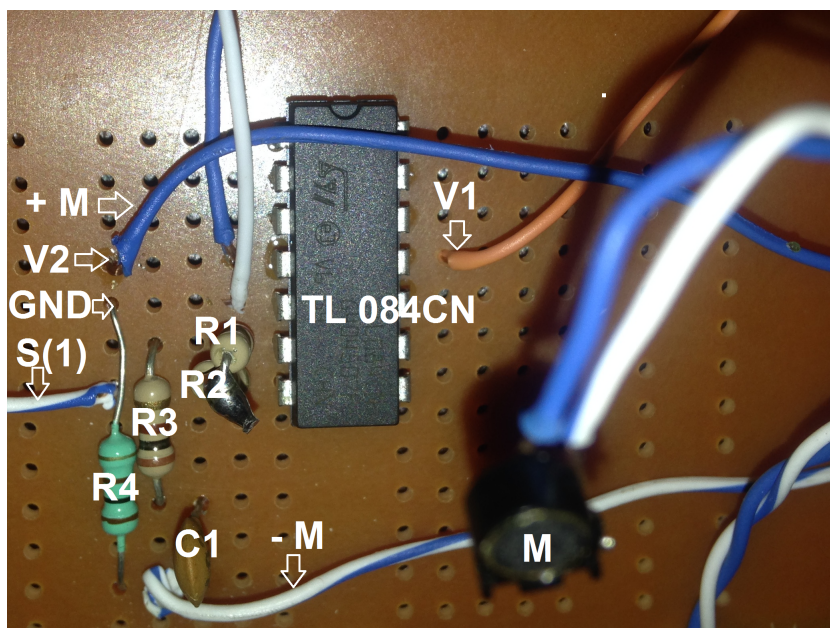


Figura 4.2: Imagen del circuito implementado .