



**CENTRO DE INVESTIGACIÓN Y DE ESTUDIOS
AVANZADOS DEL INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL**

**UNIDAD ZACATENCO
DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA ELÉCTRICA
SECCIÓN DE BIOELECTRÓNICA**

**Detección y caracterización de cavitación acústica a través
de un sistema de medición óptico**

Tesis que presenta

Alejandro Rodríguez Peña

para obtener el Grado de

Maestro en Ciencias

en la Especialidad de

Ingeniería Eléctrica

Directores de la Tesis:

Dr. Arturo Vera Hernández
Dr. Mario Ibrahín Gutiérrez Velasco

Dedicatoria

*Para mi madre, padre, hermana
y compañera de vida, gracias por ser
mi fuente de motivación, mi inspiración constante
y la fuerza detrás de cada logro.*

Sin ustedes la vida no estaría completa.

Los amo.

Agradecimientos

Al Dr. Lorenzo Leija Salas, permitirme formar parte de su equipo y enriquecer mi experiencia de maestría con su conocimiento y amable orientación. Su apoyo ha sido fundamental.

Al Dr. Arturo Vera Hernández, por su constante apoyo, atención y valiosos consejos durante mi maestría. Su atención y conocimiento han sido fundamentales en mi crecimiento académico.

Al Dr. Mario Ibrahín Gutiérrez Velasco, por su apoyo constante, su tiempo, sus consejos y su orientación a lo largo de mi trayecto académico y personal. Su ayuda ha sido fundamental, y valoro enormemente tanto su guía profesional como su amistad.

A mi sinodal Dr. Juan Manuel Gutiérrez Salgado, por formar parte del jurado para la obtención de grado, así como por sus consejos y comentarios en mi trabajo escrito y en mi formación académica.

A mi sinodal Dra. Carlos Alvarado Serrano, por aceptar formar parte del jurado para la obtención de grado y sus comentarios en mi trabajo escrito.

A los M. en C. José Hugo Zepeda Peralta y Rubén Pérez Valladares, por el apoyo en el uso de todos los recursos del laboratorio, en las mediciones realizadas en este trabajo de tesis y por las pláticas y consejos.

A mis compañeros de laboratorio, por su amistad y platicas. Su apoyo constante y su disposición por ayudarme han sido esenciales en este viaje académico.

Agradecimientos en especial

Al Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del Instituto Politécnico Nacional CINVESTAV-IPN, por darme la oportunidad de realizar y finalizar mis estudios de Maestría en Ciencias con la Especialidad en Ingeniería Eléctrica.

Al Consejo Nacional de Humanidades, Ciencias y Tecnologías (Conahcyt) por haberme brindado el sustento económico con la cual pude realizar y concretar mis estudios de Maestría.

Resumen

La cavitación acústica, un fenómeno complejo y estocástico que ocurre en aplicaciones médicas con ultrasonido de alta intensidad, ha presentado desafíos en su completa caracterización. La formación de microburbujas, aunque a veces esencial, puede ser indeseada y peligrosa. Las técnicas actuales, aunque útiles, no han logrado abordar aspectos críticos como la ubicación y la interacción de las microburbujas. Debido a su importancia y reciente estudio en la aplicación en tratamientos médicos como la apertura de la barrera hematoencefálica para administración dirigida de fármacos, es necesario un estudio más profundo de este fenómeno debido a su complejidad, la variabilidad en su generación y control, y la necesidad de optimizar su seguridad y eficacia en intervenciones médicas.

En este trabajo se propone un sistema óptico para la detección de cavitación en un medio controlado. Utilizando un transductor de ultrasonido de alta intensidad focalizado y láseres de diferentes longitudes de onda, se busca detectar y caracterizar la presencia de microburbujas. La interacción del láser con las microburbujas provoca una alteración en la energía de la luz, permitiendo su detección. La captación de la luz láser alterada se realiza mediante un sistema de detección óptica que incluye un fotodiodo con sensibilidad suficiente para detectar pequeñas partículas. Se proponen diferentes experimentaciones modificando elementos en los arreglos experimentales para lograr una detección de las burbujas generadas por cavitación, superando desafíos como el efecto Schlieren. Los resultados del estudio revelan que la aplicación de ultrasonido a diferentes potencias es suficiente para generar cambios detectables dentro del phantom. Se registraron variaciones en la intensidad que reflejan la presencia de cavitación, ofreciendo una perspectiva prometedora sobre las ventajas en cuanto a resolución y facilitación en las mediciones. En conclusión, este trabajo presenta una aportación en la detección de cavitación utilizando medios ópticos como el láser. La metodología propuesta abre nuevas posibilidades para el estudio del fenómeno de la cavitación y su aplicación en beneficio de la salud. Los hallazgos ofrecen una contribución al campo, prometiendo mejorar nuestro conocimiento y capacidad para manipular y controlar la cavitación en diversas aplicaciones prácticas.

Abstract

Acoustic cavitation, a complex and stochastic phenomenon observed in high-intensity ultrasound medical applications, has posed challenges in its full characterization. The formation of microbubbles, while occasionally essential, can be unintended and hazardous. Current techniques, albeit valuable, have fallen short in addressing critical aspects such as the localization and interaction of the microbubbles. Given its significance and recent exploration in medical treatments, such as breaching the blood-brain barrier for targeted drug delivery, a deeper investigation of this phenomenon is imperative due to its intricacy, variability in its generation and management, and the need to optimize its safety and efficacy in medical procedures.

In this work, an optical system is proposed to detect cavitation in a controlled medium. Using a focused high-intensity ultrasound transducer and lasers of different wavelengths, the aim is to detect and characterize the presence of microbubbles. The laser's interaction with the microbubbles could cause an alteration in the light's energy, allowing its detection. The capture of the altered laser light is done through an optical detection system that includes a photodiode with enough sensitivity to detect small particles. Various experiments are proposed by modifying elements in the experimental arrangements to achieve detection of the bubbles generated by cavitation, overcoming challenges such as the Schlieren effect. The study's results reveal that the application of ultrasound at different powers is sufficient to generate detectable changes within the phantom. Variations in intensity were recorded, reflecting the presence of cavitation, offering a promising perspective on the advantages in terms of resolution and facilitation in measurements. In conclusion, this work represents an advancement in the detection of cavitation using optical means such as a laser. The proposed methodology opens up new possibilities for the study of the cavitation phenomenon and its application for the benefit of health. The findings provide a contribution to the field, promising to improve our knowledge and ability to manipulate and control cavitation in various practical applications.

Contenido

1	Introducción	1
2	Antecedentes	4
2.1	Ultrasonido	4
2.1.1	Propiedades físicas	5
2.1.2	Transductores	9
2.2	Cavitación	11
2.2.1	Nucleación	14
2.2.2	Crecimiento de microburbujas	16
2.2.3	Relación entre intensidad y frecuencia	20
2.2.4	Efectos Térmicos	21
2.2.5	Distorsión de la burbuja durante el colapso	22
2.2.6	Daño por cavitación	23
2.3	Óptica	24
2.3.1	Propagación de la luz	24
2.3.2	Atenuación de la luz	31
2.3.3	Láseres	38
2.4	Efecto <i>Schlieren</i>	41
2.4.1	Sistemas <i>Schlieren</i>	43
2.4.2	Efecto acusto-óptico	46
3	Estado del arte	49
3.1	Caracterización óptica de campos acústicos	49
3.2	Cavitación y ultrasonido	50
3.3	Detección acústica de cavitación	52
3.4	Detección óptica de cavitación	53
3.5	Ultrasonido focalizado para la apertura de la BHE	55
3.6	Trabajos dentro del LAREMUS	57
4	Planteamiento del problema	58

4.1	Definición del problema	58
4.2	Justificación	59
5	<i>Objetivos</i>	61
5.1	Objetivo General	61
5.2	Objetivos específicos	61
6	<i>Descripción de la propuesta de detección de cavitación</i>	63
6.1	Modelado de la intensidad del campo electromagnético por cavitación	63
6.1.1	Condiciones iniciales	63
6.1.2	Propuesta de simulación	66
6.1.3	Matriz aleatoria de burbujas	69
6.2	Circuito de medición óptica	71
6.2.1	Componentes: fotodiodo	71
6.2.2	Construcción del circuito.....	73
6.2.3	Láser a través de phantoms.....	77
6.3	Caracterización del sistema de medición óptico	79
6.3.1	Materiales y procedimiento	80
6.3.2	Modelado de la respuesta óptica	81
6.3.3	Arreglo experimental	85
6.3.4	Detección en phantom	87
6.4	Detección de ultrasonido y cavitación en phantom.....	90
6.4.1	Materiales y procedimiento	90
6.4.2	Detección y caracterización de cavitación con láser	92
7	<i>Resultados y Discusión</i>	114
7.1	Modelado intensidad del campo electromagnético por cavitación.....	114
7.1.1	Porcentajes de reducción	117
7.2	Circuito de sistema de medición óptica.....	119
7.2.1	Mediciones estabilidad del sistema	119
7.2.2	Intensidades a través de phantom	121
7.3	Caracterización del sistema de medición óptico	122

7.3.1	Intensidades a través de diferentes calibres	122
7.3.2	Intensidades en phantom a través de diferentes calibres	130
7.3.3	Análisis de varianza	136
7.4	Medición de ultrasonido y cavitación en phantom	139
7.4.1	Reducción de intensidad a diferentes potencias	139
7.4.2	Reducción de intensidad a lo largo de patrón de radiación	141
7.4.3	Mediciones con fotodiodo lateral	143
7.4.4	Reducción de intensidades a diferentes potencias por cavitación	146
8	<i>Conclusiones y Perspectivas</i>	154
8.1	Conclusiones	154
8.2	Perspectivas a Futuro	156
9	<i>Aportaciones de la Tesis</i>	159
10	<i>Producción científica</i>	161
10.1	Congresos Internacionales	161
11	<i>Bibliografía</i>	162

1 Introducción

El fenómeno de cavitación acústica se presenta durante algunas aplicaciones médicas relacionadas con el ultrasonido de alta intensidad; ha sido un área de interés y preocupación en la comunidad científica y médica. La aparición de microburbujas, aunque esencial en algunos contextos, puede representar una característica indeseada e incluso peligrosa debido a los efectos que conlleva. Estas microburbujas pueden aparecer en cualquier tipo de sustancia líquida, y su generación e interacción dependen de factores tanto internos como externos, como la densidad y temperatura del líquido o los agentes sólidos presentes.

A pesar de los avances en la comprensión de este fenómeno, la caracterización completa de la cavitación sigue siendo un desafío. Las técnicas existentes, como el uso de técnicas acústicas para cuantificar el eco generado por las microburbujas durante el colapso o medios ópticos como fotografías de alta velocidad, han sido útiles pero insuficientes. Algunos aspectos de este fenómeno, como la ubicación en la generación de las microburbujas o la propia interacción que se genera entre ellas, continúan sin suficiente información. Además, la naturaleza estocástica de muchos factores de las microburbujas en la cavitación, como la nucleación, la ubicación de las microburbujas, el tiempo entre nucleación y colapso, y la interacción de los micro chorros con las demás microburbujas, complica aún más el desarrollo concreto de aplicaciones utilizando cavitación o ultrasonido.

En el ámbito de la salud, la cavitación ha sido identificada y estudiada por sus prometedoras aplicaciones, por ejemplo, en intervenciones que involucran la apertura de la barrera hematoencefálica, lo que permite, la administración dirigida de fármacos en regiones específicas del cerebro. Debido a esto, se requiere profundizar en el entendimiento de la cavitación y sus consecuencias en medios simulados, como el phantom de agarosa, con la finalidad de aportar información detallada y relevante que pueda ser la base para futuros estudios o proyectos centrados en aplicaciones terapéuticas o diagnósticas. Al estudiar las particularidades y efectos de la cavitación se tiene la oportunidad de expandir

su aplicación en diversos tratamientos y técnicas médicas, consolidando aún más su papel en la vanguardia de las intervenciones biomédicas.

En este contexto, se plantea un sistema de medición óptico de cavitación generado en un medio controlado. La propuesta incluye el uso de un transductor de ultrasonido de alta intensidad focalizado para inducir ultrasonido a una frecuencia e intensidad conocida, generando microburbujas en el proceso. La detección y caracterización de estas microburbujas son cruciales para entender y controlar el fenómeno de la cavitación.

Para lograr esta detección y caracterización, se propone el uso de láseres de diferentes longitudes de onda. Al ser el láser una energía óptica, se espera que esta energía interactúe con los espacios de aire generados por las microburbujas. Esta interacción podría provocar una alteración en la energía de la luz del láser, posiblemente debido a la atenuación generada por el cambio de medio o por los fenómenos de reflexión y refracción.

La captación de la luz láser alterada se realizará mediante un sistema de detección óptico. Incluyendo en su diseño un fotodiodo capaz de detectar con suficiente sensibilidad cada una de las longitudes de onda utilizadas, 650 nm, 530 nm y 410 nm. Con este fotodiodo, se proponen diferentes experimentaciones modificando elementos en los arreglos experimentales para lograr una detección precisa de burbujas generadas por cavitación. La combinación de estos elementos tiene como objetivo superar los desafíos asociados con la detección de cavitación, como el efecto Schlieren, y permitir mediciones dentro de diversos phantoms de agarosa, tanto durante como después de la aplicación de ultrasonido. Esta metodología busca detectar los efectos consecuentes generados por la presencia de cavitación utilizando las tres longitudes de onda disponibles.

En este trabajo se representa un primer acercamiento en la detección de cavitación en medios controlados utilizando una fuente óptica como el láser. A través de experimentaciones, se ha demostrado que la aplicación de ultrasonido a diferentes potencias es suficiente para generar cambios detectables dentro del phantom. Estos cambios se identificaron mediante la utilización de láseres a diferentes longitudes de onda,

registrando variaciones en la intensidad que reflejan la presencia de cavitación. Los resultados obtenidos ofrecen una perspectiva prometedora sobre las ventajas en cuanto a resolución y facilitación en las mediciones, abriendo nuevas posibilidades para el estudio del fenómeno de cavitación y su aplicación en beneficio de la salud.

La justificación de este enfoque radica en la naturaleza incierta en la aparición y crecimiento de las microburbujas. Al utilizar un medio óptico como fuente de medición, se espera que el cambio de densidades entre el material del medio controlado y el aire presente dentro de las microburbujas permita captar la alteración de la señal óptica. Esto podría cuantificar el grado de distorsión y ofrecer un nuevo método de medición para el fenómeno de la cavitación. La propuesta, por tanto, promete una contribución al campo, proporcionando una herramienta más para la investigación y aplicación práctica de la cavitación acústica.

Esta tesis está organizada en 9 capítulos, donde se delinearán de forma estructurada los antecedentes, métodos, resultados y conclusiones del trabajo. El capítulo 2 introduce los antecedentes necesarios. En el capítulo 3 se examinan los estudios previamente publicados en este campo específico. El capítulo 4 aborda el problema en cuestión y los argumentos que sustentan la investigación llevada a cabo. En el capítulo 5 se articula el objetivo general de la tesis, así como los objetivos específicos.

En el capítulo 6 se describen las metodologías aplicadas en los experimentos que se presentan en la tesis, posterior, los resultados se exponen en el capítulo 7. El capítulo 8 describe las conclusiones derivadas del trabajo realizado en la tesis y plantea las perspectivas y experimentaciones a futuro que podrían implementarse para mejorar los resultados. Finalmente, en el capítulo 9, se muestran los productos de investigación generados durante el desarrollo del proyecto.

2 Antecedentes

2.1 Ultrasonido

El ultrasonido de alta intensidad es fundamental en tratamientos médicos, aunque su relación con la cavitación acústica, un fenómeno que implica la formación y colapso de microburbujas, presenta desafíos en términos de seguridad y eficacia que requieren una comprensión y caracterización profunda, debido a esto se definirá en primer lugar el fenómeno de ultrasonido. El ultrasonido es un tipo de onda acústica, en donde a través de su propagación genera perturbaciones mecánicas que se propagan por algún medio material mediante el movimiento de moléculas. Su frecuencia está por encima de los 20,000 Hz, y por ese motivo el oído humano no puede percibirlo [1].

La propagación que se genere depende de las propiedades elásticas intrínsecas del medio, así como de su densidad y de su masa. Desde el punto de vista de su aplicabilidad, ésta cualidad acústica se ha implementado en diversos campos de salud, ciencia e industria. Sin embargo, existen algunas limitaciones que vale la pena señalar, por ejemplo: se propaga muy poco a través de medios gaseosos y la cantidad de energía acústica inducida depende en gran medida de que logre un buen acople de impedancias entre los medios por donde se transmita [2].

A lo largo del tiempo, gracias a las diversas investigaciones y a las diferentes aplicaciones que se lograron implementar con ultrasonido, se fueron descubriendo nuevas formas de aplicarlos a la medicina, no solamente para favorecer a la imagenología médica, sino también adaptándolo para poder aplicarse en terapias diatérmicas, técnicas quirúrgicas abrasivas y técnicas de flujo continuo (Efecto Doppler) [3].

2.1.1 Propiedades físicas

2.1.1.1 Periodo, Frecuencia y Longitud de onda

Entre las propiedades físicas más importantes del ultrasonido destacan, la frecuencia, la velocidad de propagación y la longitud de onda. Estas tres variables mencionadas encuentran su relación matemática mediante la siguiente ecuación

$$\lambda = \frac{c}{f}, \quad (1)$$

en donde λ representa la longitud de onda, la cual se define como la distancia entre dos puntos consecutivos con el mismo movimiento oscilatorio, su unidad de medida son los metros (m). La velocidad de propagación c es la velocidad de las ondas acústicas al viajar a través de un medio y depende de la presión, la temperatura y la densidad del medio. Por último, la frecuencia f se puede definir como el número de oscilaciones, u ondas, por unidad de tiempo y su unidad de medida son los Hertz (Hz) [2].

2.1.1.2 Impedancia Acústica

En la generación y propagación de las ondas acústicas, la impedancia acústica (Z), se define con la siguiente ecuación

$$Z = \rho c, \quad (5)$$

la cual permite medir la facilidad con que una onda va a desplazarse a través de un medio. Esta facilidad de desplazamiento depende de la densidad del medio (ρ) y de la velocidad de propagación acústica (c_a).

Cuando una onda acústica se desplaza de un medio a otro, la impedancia de ambos medios es diferente, entre más grande sea la diferencia entre impedancias, más son las ondas ultrasónicas que se reflejan. De este fenómeno se puede obtener el término de atenuación el cual se define como pérdida de energía en las ondas acústicas conforme éstas van avanzando en el medio por donde se propagan [4].

2.1.1.3 Atenuación

La atenuación se define como la pérdida de intensidad acústica (potencia por unidad de área de sección transversal) cuando una onda ultrasónica transmitida atraviesa un tejido o cualquier otro medio. La atenuación se debe a varios procesos, como la absorción, el *scattering*, la reflexión, la refracción y la divergencia del frente de onda.

En el caso de tejidos biológicos, la absorción es el parámetro tisular fundamental responsable de la atenuación, aunque otros mecanismos contribuyen a la atenuación observada. La reflexión, el *scattering* y la absorción son los que más contribuyen a la atenuación medida.

Por definición, la atenuación puede expresarse en unidades de intensidad (W/cm^2) o potencia (W) perdida por unidad de distancia. Por desgracia, es complicado interpretar y calibrar los instrumentos de forma absoluta. Por lo tanto, es habitual calibrar los niveles de salida comparándolos con un nivel arbitrario fijo utilizando la notación decibel (dB). Por lo general, la potencia de salida se compara con la potencia de entrada para medir la atenuación de todo el tejido; recientemente, el enfoque ha consistido en comparar las potencias a distintas profundidades del tejido para obtener mejores estimaciones estadísticas de la atenuación, especialmente en el caso de tejidos no homogéneos. La

atenuación también puede expresarse como una relación de amplitudes de eco de onda (presión amplitud en tensión) en notación de decibeles:

- Atenuación de potencia:

$$\alpha_p = 10 \log_{10} \left(\frac{P_1}{P_0} \right) [\text{dB}] \quad (2)$$

- Atenuación de amplitud:

$$\alpha_a = 20 \log_{10} \left(\frac{A_1}{A_0} \right) [\text{dB}] \quad (3)$$

en donde P_0 y P_1 son la referencia y nuevos niveles de potencia respectivamente, al igual que A_0 y A_1 corresponden a la referencia y a los nuevos niveles de amplitud respectivamente.

Cuando un haz acústico atraviesa un medio, su amplitud e intensidad se reducen como una función exponencial de la distancia; esto se denomina atenuación. Es el resultado de las interacciones entre los ultrasonidos y los tejidos, incluidas la absorción, la reflexión y el *scattering*. Matemáticamente, la atenuación se define en términos de coeficiente de atenuación (α), en las expresiones:

$$A = A_0 e^{-\alpha l} ; \alpha = \alpha_0 f^n, \quad (4)$$

en donde l longitud del trayecto acústico en el medio atenuante, A_0 es la amplitud cuando $l=0$, n potencia de la frecuencia dependiente de α . Por último, α_0 es la atenuación dependiente del material.

Como se desprende de estas ecuaciones, la atenuación aumenta con el incremento de la frecuencia, lo que limita la frecuencia máxima que puede utilizarse para explorar la profundidad concreta del tejido o la región del cuerpo; la gama de frecuencias de trabajo suele ser de 1 MHz a 5 MHz para explorar el abdomen, el corazón o la cabeza, y de 0.5 a 20 MHz para los ojos. Por lo tanto, al limitar la frecuencia máxima, la atenuación también limita indirectamente la resolución del rango.

La importancia de los distintos mecanismos depende de la frecuencia de las ondas, por lo que la atenuación total también es función de la frecuencia. La atenuación de los tejidos blandos aumenta en relación con la frecuencia en MHz. Esta dependencia de la frecuencia de la atenuación representa un parámetro útil para la caracterización de los tejidos.

Los tejidos biológicos pueden caracterizarse ultrasónicamente por su atenuación, absorción y velocidad, que se correlacionan bien con la presencia de los principales componentes tisulares de agua y proteínas, en particular el colágeno. Los tejidos estructurales como los tendones y los huesos tienden a atenuarse más que los órganos viscerales como el hígado, el cerebro y el riñón. El aumento de la atenuación también se correlaciona con la disminución del contenido de agua, el aumento del contenido de proteínas y el aumento de la velocidad del sonido en el tejido.

2.1.1.4 Intensidad acústica

La energía transportada en una onda ultrasónica generalmente se mide con la intensidad acústica, que se define como la energía transmitida por unidad de tiempo y por unidad de área.

La intensidad de una onda está relacionada con la presión acústica de la siguiente manera:

$$I = \frac{p^2}{2Z}, \quad (6)$$

donde I es igual a la intensidad acústica medida en W/cm^2 , p es la presión acústica y Z es la impedancia acústica [5].

2.1.2 Transductores

2.1.2.1 Efecto piezoeléctrico

Los transductores son elementos clave en la generación de ultrasonido, convirtiendo las señales eléctricas en ondas sonoras de alta frecuencia. Sin embargo, es importante comprender que el diseño y la aplicación de estos transductores pueden influir significativamente en la cavitación acústica y, por lo tanto, en los tratamientos médicos basados en ultrasonido. Por esta razón, se profundizará en el tema de los transductores y su relación con la cavitación acústica.

En sí, el efecto piezoeléctrico establece que, al aplicar una corriente eléctrica a un cristal piezoeléctrico, éste va a vibrar y a crear una presión mecánica y de igual forma a la inversa, si al cristal piezoeléctrico se le aplica una presión mecánica, éste va a generar como

resultado una corriente eléctrica. Este es el principio de funcionamiento de un transductor para crear ondas ultrasónicas.

El cristal piezoeléctrico puede funcionar como emisor y receptor de las ondas que produce. La etapa receptora consiste en un transductor receptor, que recibirá las señales reflejadas. Este transductor detecta cualquier sonido reflejado que haya sido emitido por el transductor emisor. Si no hay movimiento, el resultado es una señal en forma de voltaje constante [6].

2.1.2.2 Transductores de ultrasonido

En el caso de los transductores de ultrasonido, la energía ultrasónica se genera en el transductor que contiene cristales piezoeléctricos. Éstos poseen la capacidad de transformar la energía eléctrica en sonido y viceversa, de tal manera que el transductor actúa como emisor y receptor de ultrasonidos.

Existen varios tipos de transductores que generan respuestas distintas al variar la forma en la que están dispuestos sus componentes. Los transductores convexos tienen una amplia propagación a distancia y los transductores lineales se caracterizan por tener un amplio plano de contacto, ideal para pequeñas estructuras, y se componen de un número variable de cristales piezoeléctricos que se disponen de forma rectangular [29].

Algunos ejemplos de tipos de transductores ultrasónicos son

- Transductores de contacto. Los transductores de contacto de elemento sencillo son transductores de ondas longitudinales diseñadas para usos generales en la inspección ultrasónica manual, donde los materiales de prueba son planos y uniformes.
- Transductores de haz angular:

Los transductores de haz angular son transductores de elemento sencillo o doble diseñados para inspección en soldadura o detección de fallas donde las fallas tienen una orientación angular con respecto a la superficie del material.

- Transductores de doble elemento:

Los transductores de contacto de doble elemento son transductores de onda longitudinal con el elemento dividido; una mitad funciona como un transmisor mientras que la otra funciona como un receptor. Cada mitad del elemento está ligeramente inclinada hacia el otro, formando un ángulo superior.

- Transductores de inmersión:

Los transductores de inmersión de un solo elemento son transductores que generan ondas longitudinales usadas típicamente en sistemas de barrido manual, semiautomático y automático. El barrido de partes con geometrías irregulares o complejas es posible debido a la columna de agua que se forma entre el transductor y el objeto.

- Transductores de arreglo de fase:

Los transductores de arreglo de fase funcionan por medio de disparo secuencial, con pequeñas diferencias en tiempo y de elementos individuales, en donde la onda frontal ultrasónica puede ser focalizada o dirigida a una dirección específica. Pueden ser de tipo arreglos de fase anular, fase linear y fase curvo [27].

2.2 Cavitación

La cavitación acústica, fenómeno en el cual se forman y colapsan microburbujas en un líquido debido a la vibración del ultrasonido, es un aspecto crucial en la aplicación de tratamientos médicos con ultrasonido de alta intensidad. Su comportamiento y

consecuencias son complejos y pueden afectar directamente la seguridad y eficacia de los procedimientos médicos, convirtiéndose así en un tema que merece una atención especial. Por ende, se explorará a fondo la cavitación acústica y su relevancia en el contexto médico.

La palabra "cavitación" apareció en la literatura científica inglesa a finales del siglo XIX. En donde se describía este fenómeno como la formación de pequeñas burbujas en un líquido debido a una despresurización a temperatura constante [12]. Posteriormente este fenómeno se visualizó y caracterizó debido a la presencia y afectación de maquinarias rotativas en líquidos, identificado por Torricelli.

Este fenómeno se caracteriza por la formación y dinámica de burbujas en un líquido, y puede describirse también como el comportamiento de estas burbujas de gas en un campo ultrasónico. Esta particular manifestación del fenómeno se conoce como cavitación acústica, ya que las ondas sonoras en un medio líquido experimentan variaciones atribuibles a la presión ejercida por un haz ultrasónico. La cavitación acústica representa una compleja interacción entre el campo de ondas acústicas y las propiedades fluidas del medio, llevando a cambios observables en la dinámica del fluido en presencia de un campo ultrasónico [8].

En la propagación de una onda acústica la presión total en el líquido se ha descrito mediante estas dos ecuaciones:

$$P = P_h + P_a \quad ; \quad P = P_h - P_a , \quad (7)$$

en donde P es la presión total, P_h y P_a representan la presión hidrostática y acústica respectivamente.

En estas dos ecuaciones específicas para describir este fenómeno, la única variación reside en el signo de la presión acústica. Esta singularidad se debe a la naturaleza periódica

de una onda acústica, compuesta por ciclos alternos de compresión y expansión en la región por donde se propaga la onda. Durante un ciclo de compresión, la distancia promedio entre las moléculas se reduce, y, en consecuencia, la presión se incrementa, tal como se ilustra en la Figura 1 [9].

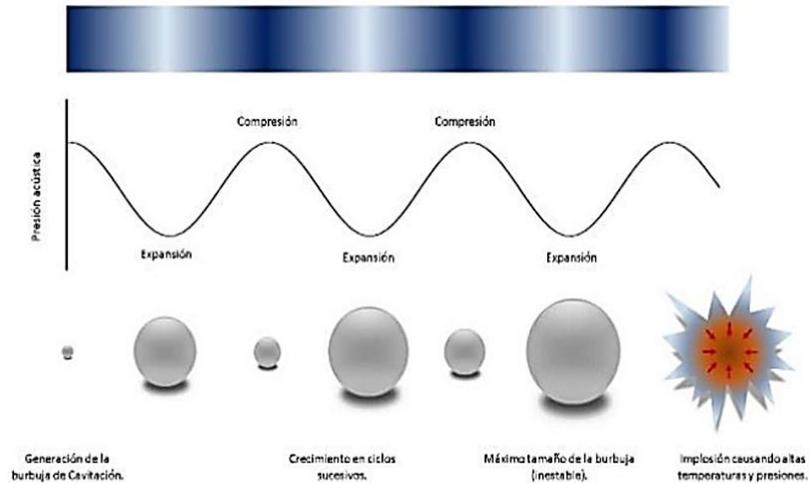


Fig. 1. Desarrollo e implosión de una burbuja formada por la propagación de una onda acústica en un medio líquido [10].

En su contraparte, durante el ciclo de expansión, la distancia promedio entre las moléculas aumenta, resultando en una disminución de la presión. El fenómeno de la cavitación se asocia con importantes consecuencias, incluyendo la generación de altas presiones y temperaturas durante el colapso de las burbujas. Esto conlleva el potencial de crear ondas de choque y ruido, lo que puede tener un impacto significativo en diferentes contextos. A pesar de estos efectos adversos, se han explorado aplicaciones e implementaciones en las cuales este fenómeno puede ser aprovechado con fines beneficiosos [11].

2.2.1 Nucleación

Cuando un líquido se somete a una presión que está por debajo de la necesaria para la transición de su fase líquida a gaseosa, manteniendo una temperatura constante, se establece que este líquido se encuentra bajo tensión. Este estado de tensión puede manifestarse de manera estable, en el cual la presión inducida no provoca alteraciones en las propiedades físicas o químicas del líquido. Similar a lo que sucede en los sólidos, un líquido puede resistir presiones negativas de magnitudes considerables sin generar cambios notables o formar vacíos en su distribución molecular. Este valor de presión resistida es, sin embargo, altamente dependiente de la densidad del líquido y las fuerzas intermoleculares que actúan en su interior.

Teóricamente, un líquido como el agua puede resistir presiones de hasta 30,000 atmósferas sin manifestar cambio alguno, aunque generalmente estos valores no son alcanzados debido a las concentraciones de tensión e imperfecciones presentes dentro de su estructura.

Cuando la presión ejercida alcanza un umbral crítico donde el líquido se halla bajo una tensión extrema, se originan lo que se conocen coloquialmente como debilidades. Estas debilidades se presentan bajo distintas circunstancias y constituyen la causa principal de la formación de núcleos que eventualmente dan lugar a microburbujas de aire, un proceso conocido como nucleación. La primera debilidad es la formación de pequeños espacios temporales entre las moléculas causados por movimientos térmicos aleatorios de las mismas, durante este proceso se da la formación de microburbujas de vapor y se le conoce como nucleación homogénea y la tensión límite correspondiente se puede predecir mediante la teoría cinética.

La segunda debilidad puede manifestarse en la interfaz entre el líquido y cualquier sólido en contacto con él, un fenómeno conocido como nucleación heterogénea. Esta es una de las debilidades más comunes, ya que es prácticamente imposible garantizar la

pureza absoluta en un líquido. Además, existen otras debilidades: una se refiere a cuando un líquido ya contiene burbujas de gas diminutas que crecen en tamaño debido a la presión generada, y la cuarta está relacionada con efectos en conexión con partículas exteriores, siendo esta última la menos documentada. Cada una de estas formas de debilidad tiene un nivel de tensión específico que provocará la ruptura del líquido y la consiguiente formación de burbujas de vapor.

Independientemente de las debilidades previamente mencionadas, la que primero provocará una ruptura en el líquido será aquella que requiera la menor tensión. No obstante, las tensiones relativas de cada tipo de debilidad dependerán de factores específicos como la naturaleza del líquido en cuestión, su estado termodinámico (incluyendo presión y temperatura), y las características particulares de las microburbujas o los sitios de nucleación en las fronteras que las contienen [12].

Se utiliza el término 'hirviendo' para describir un proceso en el cual se altera el estado termodinámico de un líquido, calentándolo a una presión relativamente constante. Desde una perspectiva termodinámica, el fenómeno de la cavitación guarda una estrecha similitud con el de la ebullición. Al hervir agua, por ejemplo, es posible observar claramente la aparición de burbujas de vapor. Esta relación puede ser explicada mediante el siguiente diagrama, ilustrado en la Figura 2.

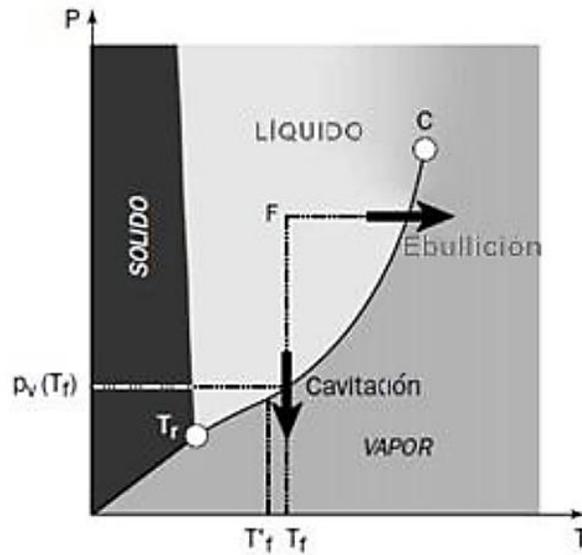


Fig. 2. Diagrama de fase del agua [9].

En la cavitación, la formación de burbujas es resultado de una despresurización a una temperatura relativamente constante, y durante este fenómeno, la temperatura casi no experimenta cambios. El diagrama ilustra cómo la ebullición y la cavitación son fenómenos similares en su transición del estado líquido al vapor, aunque por distintos caminos. Mientras que la ebullición se caracteriza por un incremento de la temperatura, la cavitación se define por una reducción de la presión.

En la mayoría de las situaciones, la predicción y el control de los sitios de nucleación resultan sumamente inciertos, incluso cuando se trata de líquidos simples como el agua. Esta incertidumbre se magnifica en el caso de fluidos más complejos, como los líquidos criogénicos o sustancias biológicas complejas, donde la falta de información es aún más pronunciada.

2.2.2 Crecimiento de microburbujas

Cuando se forma una burbuja, su crecimiento ha sido caracterizado. Una vez iniciado, el proceso de crecimiento y colapso de una burbuja que contiene tanto gas como vapor en un entorno de presión reducida se regirá generalmente por la ecuación de Rayleigh-Plesset o por variaciones derivadas de la misma.

$$\frac{p_B(t) - p_\infty(t)}{\rho_L} = R \frac{d^2}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{4\nu_L}{R} \frac{dR}{dt} + \frac{2S}{\rho_L R}, \quad (8)$$

en donde ν_L es la viscosidad del líquido, S es la tensión superficial, p_B presión basal, p_∞ presión total, d es la distancia y R es el radio.

Esta ecuación establece una relación con el radio instantáneo $R(t)$ de la burbuja. Para la derivación de esta ecuación, se realizaron una serie de suposiciones, incluyendo la simetría esférica de la burbuja y que los efectos térmicos iniciales son insignificantes, tales como las variaciones en la temperatura del líquido y en el entorno exterior [13].

Mientras que el crecimiento de la burbuja tiende a ser constante, alineado con los ciclos de expansión y contracción que la onda acústica sigue durante su transmisión, el colapso de la burbuja es a menudo catastrófico, resultando en una burbuja de tamaño considerablemente reducido en la que el gas no condensable se encuentra tan altamente comprimido que genera elevadas presiones y temperaturas. A través de la ecuación de Rayleigh-Plesset y los estudios relacionados, se ha evidenciado que tanto la tasa de crecimiento como el tiempo disponible para dicho crecimiento son esencialmente independientes del tamaño inicial del núcleo. Dicho de otra manera, independientemente del tamaño inicial de las microburbujas, todas las nucleaciones generadas crecen hasta aproximadamente el mismo tamaño [7].

El tamaño inicial del núcleo varía considerablemente debido a una multitud de factores asociados con la propagación acústica, las características del medio y las

interacciones entre partículas. Sin embargo, el crecimiento máximo en las microburbujas tiende a ser uniforme, fluctuando entre 10 μm y 300 μm , y puede llegar hasta 1 mm dependiendo del líquido. A partir de estos análisis, se dedujo lo que se conoce como el número de cavitación (σ). Este parámetro es clave para caracterizar la proximidad de la presión en el líquido a la presión necesaria para alcanzar su estado de vapor.

$$\sigma = \frac{2(p - p_v)}{\rho U^2}, \quad (9)$$

en donde U representa la velocidad de referencia en el líquido, p es la presión, ρ es la densidad del líquido y p_v representa la presión necesaria para alcanzar la fase de vapor.

A medida que disminuye el número de cavitación (σ), se observa que la cavitación se manifiesta en un valor particular de este número. A dicho valor se le denomina número de cavitación incipiente, y se representa con σ_i [11]. Si se disminuye el valor del número de cavitación σ por debajo del número de cavitación incipiente σ_i , teóricamente se induciría un incremento tanto en el número como en el tamaño de las burbujas formadas.

A su vez, existe una relación con el valor del coeficiente de presión ($C_{p\min}$) del líquido, el cual tiene relación directa con el número de cavitación incipiente debido a que teóricamente deben ser similares:

$$\sigma_i = -C_{p\min} \cdot \quad (10)$$

Esto se debe a que se está cruzando el umbral en el cual el líquido transita a la fase de vapor, y es el punto donde, teóricamente, deberían comenzar a observarse microburbujas.

Sin embargo, a menudo no ocurre así; esta igualdad puede verse considerablemente desfasada debido a diversos factores. Algunos de ellos están relacionados con las propiedades intrínsecas del líquido, las debilidades presentes, o incluso algunos aspectos aún desconocidos. Entre los factores más relevantes, se encuentran:

- La habilidad del líquido para sostener una tensión, evitando que las burbujas crezcan hasta alcanzar un tamaño observable, o hasta que la presión disminuya una cantidad determinada por debajo de la presión de vapor.
- Los núcleos de cavitación necesitan un tiempo de residencia finito y variable para desarrollarse hasta alcanzar un tamaño que pueda ser observado.
- Las mediciones o cálculos tienden a proporcionar un coeficiente mínimo de presión, que representa un valor promediado en el transcurso del tiempo.
- Las burbujas de menor tamaño se encuentran estabilizadas por la tensión superficial, mientras que la población de burbujas de mayor diámetro tiende a ser escasa. Esto se debe a que estas burbujas más grandes tienen la propensión a ascender y abandonar el líquido.

En ciertos casos, esta relación resulta útil, aunque en muchos otros se prefiere caracterizar exclusivamente el valor de la cavitación incipiente en lugar de compararlo con el coeficiente de presión. Sin embargo, aún existe complejidad en la obtención de un valor preciso para el número de cavitación incipiente. Esto se debe a que los cálculos se llevan a cabo mediante imágenes de alta resolución, en las cuales se observa el valor de presión donde comienzan a ser visibles las microburbujas. La capacidad para visualizar estas microburbujas varía significativamente, dependiendo del líquido, de sus propiedades físicas y de qué debilidad se manifieste primero [14].

2.2.3 Relación entre intensidad y frecuencia

Además de los parámetros ya mencionados, la frecuencia y la intensidad son factores fundamentales en la formación de la cavitación acústica. En la Figura 3 se presenta un gráfico de intensidad frente a frecuencia, donde se pueden observar las curvas que delimitan las regiones donde ocurre la cavitación (por encima de la curva se produce la cavitación) y donde no ocurre (por debajo de la curva, donde no se genera cavitación). Esto se muestra para dos líquidos diferentes: agua expuesta o en contacto con el aire, y agua completamente aislada.

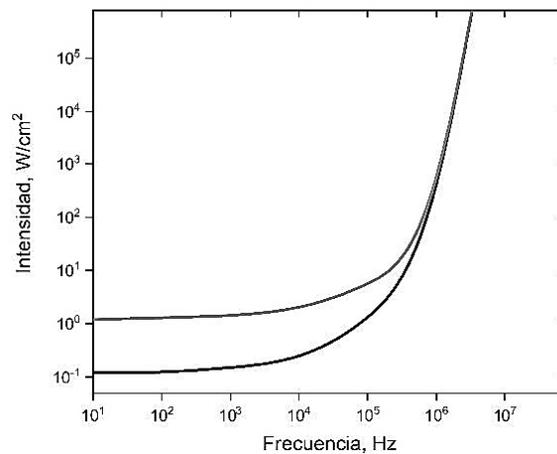


Fig. 3. Variación del umbral de intensidad vs frecuencia: (línea clara) agua sin tapa (línea oscura) agua tapada para generar cavitación [13].

En esta gráfica, Fig. 3, al aumentar la frecuencia, el tiempo necesario para crear la burbuja disminuye, ya que los tiempos de los ciclos de compresión y expansión se acortan significativamente, dificultando así el proceso de cavitación. Por consiguiente, para inducir la cavitación, es necesario aumentar la intensidad del ultrasonido generado, con el fin de superar las fuerzas de cohesión inherentes al líquido [10].

Recíprocamente, a una menor frecuencia se dispone de un tiempo más prolongado para la formación de la burbuja, y, por ende, no se requieren niveles elevados de intensidad acústica. Estos valores deben tomarse como referencia y no como límites absolutos. En aplicaciones de ultrasonido de alta frecuencia, como 1 MHz, se necesitan intensidades del orden de 1 W para poder generar cavitación. En contraste, con una frecuencia más baja, por ejemplo, 10 kHz, las intensidades necesarias se aproximan a 0.1 W.

La cavitación puede clasificarse en dos categorías distintas: inercial y no inercial. La cavitación inercial se manifiesta cuando hay una rápida expansión seguida de un colapso abrupto de las burbujas dentro de un medio líquido, comúnmente a niveles elevados de presión. Por otro lado, la cavitación no inercial se produce a niveles más bajos de presión acústica y se caracteriza por un comportamiento de las burbujas más lento y progresivo, sin llegar a un colapso violento. En este último caso, el calor y las fuerzas de radiación que resultan del movimiento de las burbujas son fenómenos asociados, mientras que, en la cavitación inercial, la naturaleza más violenta puede dar lugar a efectos más destructivos y extremos [8].

2.2.4 Efectos Térmicos

En el fenómeno de la cavitación, la temperatura desempeña un papel crucial en la formación de microburbujas. Es esencial que la temperatura se mantenga constante durante el proceso de cavitación, aunque el nivel específico de esta temperatura puede facilitar o impedir la generación, expansión y colapso de las microburbujas.

En la mayoría de los líquidos, temperaturas elevadas inducen diferencias térmicas entre la mayor parte del fluido y la interfaz vapor/líquido. Esta discrepancia puede alterar significativamente la tasa de crecimiento de las burbujas, incluso llegando a inhibirla. Esta interacción térmica, a menudo denominada efecto térmico o beneficio termodinámico,

actúa como un mecanismo regulador que reduce los efectos adversos de la cavitación, ya que inhibe el crecimiento de las microburbujas.

Este efecto se origina debido al aumento en la densidad del vapor a medida que la temperatura se incrementa. A bajas temperaturas, la densidad del vapor es menor, lo que resulta en un requerimiento energético reducido para vaporizar una pequeña cantidad de líquido, facilitando así el crecimiento de la burbuja. Esta dinámica conduce a un enfriamiento menos pronunciado de la interfaz entre el líquido y el vapor. Por ende, con una disminución en la temperatura, el crecimiento de la burbuja se ve considerablemente favorecido. La comprensión de este fenómeno es vital para controlar y predecir la cavitación en diversas aplicaciones, siendo un factor clave en el equilibrio termodinámico del proceso [15].

2.2.5 Distorsión de la burbuja durante el colapso

La forma de la microburbuja posee implicaciones significativas, especialmente durante su colapso. Al principio, las microburbujas crecen de manera uniforme hasta lograr una configuración esférica; este comportamiento se observa cuando no existe interferencia de ningún cuerpo sólido en el crecimiento de la microburbuja.

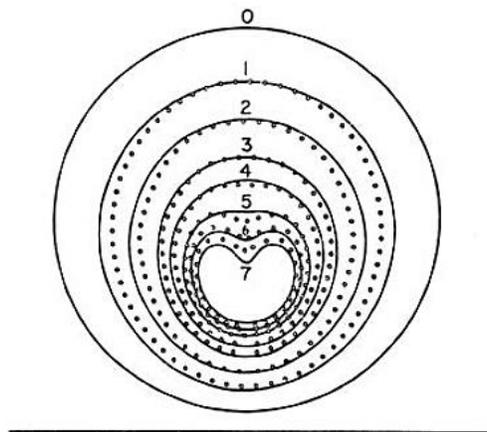


Fig. 4. Descripción del proceso de colapso de una burbuja de cavitación cerca de un límite sólido en un líquido inactivo [9].

Cuando las microburbujas se encuentran cerca de una pared sólida o de cualquier cuerpo sólido, su forma esférica se altera durante el colapso, dando lugar a lo que se conoce como '*jet de la burbuja*'. Este fenómeno, además de los efectos térmicos generados, resulta en la emisión de un micro chorro que afecta considerablemente el colapso de las burbujas circundantes, lo que da origen a lo que se denomina *nube de cavitación*. Dado que no es posible garantizar completamente la ausencia de cuerpos sólidos en el líquido, este tipo de colapso representa una variable crucial a considerar tanto en el estudio del fenómeno como en la implementación de aplicaciones [16].

2.2.6 Daño por cavitación

Las presiones y temperaturas que pueden manifestarse en el gas dentro de la burbuja durante su colapso pueden alcanzar valores extremadamente elevados. Se han llevado a cabo investigaciones en las que se han detectado temperaturas máximas del gas de hasta 8800 K en el núcleo de la burbuja. A pesar de que tales niveles de temperatura y presión sólo perduran por una fracción de microsegundo, pueden originar fenómenos notables como la *sonoluminiscencia*, que se manifiesta en destellos de luz durante el colapso de la burbuja.

No obstante, se ha documentado que, en la mayoría de los casos, existe un gas no condensable presente en la burbuja que actúa para desacelerar el colapso. Varios fenómenos, incluyendo la difusión de gas desde el líquido hacia la burbuja y el impacto de la compresibilidad del líquido, atenúan este resultado. A pesar de ello, este cálculo destaca el potencial de generación de altas presiones y temperaturas durante el colapso, así como la posible creación de ondas de choque y ruido. Además, el colapso de las microburbujas puede ocurrir sin la presencia de efectos térmicos, dando lugar a velocidades de interfaz

significativas y presiones localizadas extremadamente elevadas. Este incremento en la presión puede dañar críticamente las superficies sólidas cercanas, induciendo colapsos violentos que generan ondas de choque de gran magnitud y micro chorros que sí pueden provocar efectos térmicos [11].

Cuando el colapso ocurre en proximidad a una superficie sólida, estas perturbaciones intensas originan tensiones superficiales localizadas y transitorias. En materiales más blandos, es común observar alteraciones individuales en la superficie, las cuales pueden ser atribuidas al colapso de una sola burbuja.

2.3 Óptica

2.3.1 Propagación de la luz

Las ondas de ultrasonido y las ondas electromagnéticas son dos tipos distintos de ondas utilizadas en diversos campos de la ciencia y la medicina. Mientras que las ondas de ultrasonido son fundamentales en tratamientos médicos como la imagenología y terapia física, las ondas EM, de las cuales la luz es un ejemplo, juegan un papel crucial en técnicas ópticas de diagnóstico e investigación. Entender las diferencias y similitudes entre estas dos ondas es esencial para explorar y optimizar su aplicación en el ámbito médico, motivo por el cual se dedicará una sección especial a analizar el papel de la óptica y las ondas electromagnéticas en el contexto de la cavitación acústica y el ultrasonido.

Las ondas mecánicas viajan a través de un medio como una cuerda, el agua o el aire. Mediante campos eléctricos y magnéticos combinados (o electromagnéticos) que se propagan por el espacio en forma de ondas o partículas electromagnéticas. Las ondas

electromagnéticas, a diferencia de las ondas mecánicas, no necesitan un medio para su propagación [17].

Una onda electromagnética se compone de un campo eléctrico, que se define comúnmente en términos de la fuerza por carga actuando sobre una carga estacionaria, y un campo magnético, que se define en términos de la fuerza por carga sobre una carga en movimiento. El campo electromagnético es función únicamente de la coordenada x y del tiempo. La componente y del campo eléctrico se escribe entonces como $E_y(x,t)$. La componente z se refiere al campo magnético de la siguiente manera $B_z(x,t)$.

Las velocidades de cambio de los distintos componentes de los campos eléctrico E y magnético B están interrelacionadas. La onda electromagnética es transversal y se propaga a la velocidad de la luz c . La relación entre las magnitudes de los campos E y B , así como las direcciones relativas de estos campos, se describen a continuación:

Consideremos ahora una solución de la ecuación $\frac{\partial E_y(x,t)}{\partial x} = \frac{\partial B_z(x,t)}{\partial t}$ en forma de ondas planas para el campo eléctrico:

$$E_y(x,t) = E_0 \cos(kx - \omega t), \quad (11)$$

se selecciona arbitrariamente que la onda se desplace en la dirección x , y se elige su fase de tal manera que la intensidad de campo máxima ocurra en el origen en el tiempo $t=0$. La consideración de senos y cosenos en esta forma está justificada y permite generalizar los resultados. Esto se debe a que el teorema de Fourier establece que cualquier onda, incluyendo incluso las funciones escalonadas cuadradas, puede expresarse como una superposición de senos y cosenos [18].

En un punto cualquiera del espacio, el campo E oscila sinusoidalmente con una frecuencia angular ω entre E_0 y, del mismo modo, el campo B oscila entre B_0 .

La amplitud de la onda corresponde al valor máximo de $E_y(x,t)$. El periodo de oscilación T representa el tiempo requerido para una oscilación completa, mientras que la frecuencia f es el número de oscilaciones completas por unidad de tiempo, y se relaciona con la frecuencia angular ω mediante $\omega=2\pi f$. La longitud de onda λ es la distancia que abarca un ciclo completo de la onda, y el número de onda k se define como el número de longitudes de onda que encajan en una distancia de 2π en las unidades adoptadas. Estas magnitudes se relacionan entre sí de la misma manera que en una onda mecánica [19] según las siguientes igualdades

$$\omega = 2\pi f \quad f = \frac{1}{T} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad c = f\lambda = \omega/k; \quad (12)$$

dado que se requiere obtener la solución de E_y , se necesita determinar el campo B que lo acompaña. A partir de la Ecuación $\frac{\partial B_z}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} E_0 \cos(kx - \omega t) = kE_0 \sin(kx - \omega t)$, la componente del campo magnético B_z debe obedecer a

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial x}. \quad (13)$$

Como la solución para el patrón de campo B de la onda se propague en la dirección x a la misma velocidad c que el patrón de campo E , ésta debe ser una función de

$k(x - ct) = kx - \omega t$ [20]. Así, se obtiene que la ecuación para B_z se exprese de la siguiente manera

$$B_z(x, t) = \frac{1}{c} E_0 \cos(kx - \omega t). \quad (14)$$

Estos resultados pueden escribirse como

$$E_y(x, t) = E_0 \cos(kx - \omega t) \quad (15)$$

$$B_z(x, t) = B_0 \cos(kx - \omega t) \quad (16)$$

$$\frac{E_y}{B_z} = \frac{E_0}{B_0} = c. \quad (17)$$

Por consiguiente, los picos de los campos E y B coinciden en tiempo y espacio, así como los valles de la onda. En cada punto específico, los campos E y B mantienen una relación constante igual a la velocidad de la luz c [21]. La onda plana se presenta con la forma ilustrada en la Figura 5.

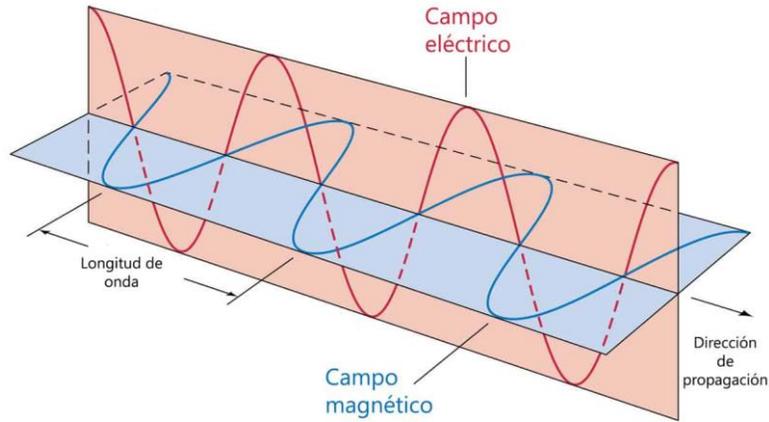


Fig. 5. La solución de onda plana de las ecuaciones de Maxwell donde el campo B es directamente proporcional al campo E en cada punto.

2.3.1.1 Reflexión, Refracción y Difracción

2.3.1.1.1 Reflexión

La ley de reflexión dicta que el ángulo de reflexión es siempre igual al ángulo de incidencia.

$$\theta_r = \theta_i \quad , \quad (18)$$

en donde θ_r corresponde al ángulo de reflexión y θ_i al ángulo de incidencia. Estos ángulos se determinan con respecto a la perpendicular a la superficie en el punto de incidencia del rayo de luz [22].

Dado que la longitud de onda supera con creces la separación entre las moléculas, las ondas emitidas hacia el medio incidente avanzan conjuntamente y se suman de manera constructiva en una única dirección, resultando en un haz reflejado. La orientación de este haz reflejado se determina por la diferencia de fase constante entre los dispersores

atómicos, que a su vez es definida por el ángulo formado entre la onda incidente y la superficie, conocido como ángulo de incidencia.

2.3.1.1.2 Refracción

La alteración en la dirección de un rayo de luz, denominada generalmente como curvatura, cuando atraviesa sustancias con diferentes índices de refracción, se conoce como refracción. Este fenómeno es la causa subyacente de una amplia gama de efectos ópticos, que abarcan desde la función de las lentes hasta la transmisión de datos mediante fibras ópticas [23].

El índice de refracción se conoce como la relación:

$$n = \frac{c_0}{c_o} \quad , \quad (19)$$

en donde se describe la velocidad de la luz en el vacío c_0 sobre la velocidad de la luz en el material c_o .

La curvatura de la luz cuando cambia el índice de refracción se denomina refracción. Para relacionar los ángulos θ_1 (el ángulo de incidencia) y θ_2 (el ángulo de refracción) se tiene la siguiente ecuación:

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_1} \quad , \quad (20)$$

a la cual se le conoce como la ley de Snell [24].

Por consiguiente, el ángulo crítico en el cual no ocurre la refracción es:

$$\theta_c = \sin^{-1} \frac{n_2}{n_1}, \quad (21)$$

donde no hay refracción: toda la luz se refleja. Llamando a esta situación reflexión interna total. La reflexión interna total sólo puede darse sí $n_2 < n_1$. Por lo tanto, la luz puede confinarse en un material con mayor índice de refracción, pero no en uno menor.

La reflexión interna total es el principio en el que se basa la fibra óptica. Un cable de fibra óptica tiene un núcleo sólido de sílice rodeado por un revestimiento con un índice de refracción aproximadamente un 1% menor [25].

2.3.1.1.3 Difracción

Las ondas exhiben otra propiedad significativa: la difracción, que es la curvatura de las ondas cuando pasan cerca de objetos o a través de una abertura. El fenómeno de la difracción puede ser entendido a través del principio de Huygens, que sostiene que cada punto no obstruido de un frente de onda funciona como una fuente de ondas esféricas secundarias. El nuevo frente de onda se forma como la superficie tangente a todas estas ondas esféricas secundarias [22].

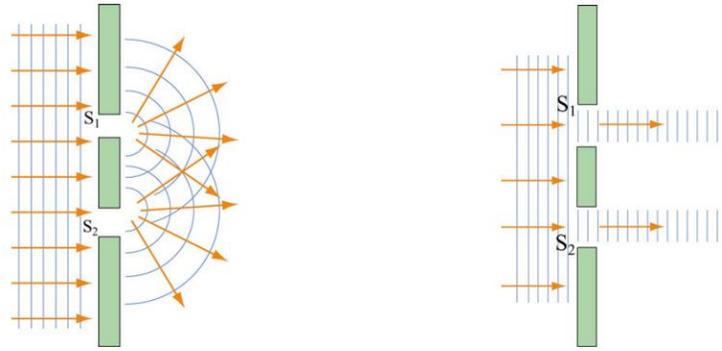


Fig. 6. (a) Dispersión de la luz que da lugar a un patrón de difracción. (b) Ausencia de patrón de difracción si las trayectorias de la onda son líneas rectas.

De acuerdo con el principio de Huygens, las ondas luminosas que inciden en dos rendijas se dispersan, exhibiendo un patrón de interferencia en la región posterior. Este patrón es conocido como patrón de difracción. Sin embargo, en ausencia de curvatura, cuando la onda de luz continúa su trayectoria en línea recta, no se detecta ningún patrón de difracción [26].

En el caso de la difracción de Fraunhofer, todos los rayos de luz que emergen de la rendija son aproximadamente paralelos entre sí. A fin de que se manifieste un patrón de difracción en la pantalla, se sitúa una lente convexa entre la rendija y la pantalla, haciendo que los rayos de luz converjan [27].

2.3.2 Atenuación de la luz

La interacción de la luz con objetos constituye un fenómeno clave en la física, y se relaciona con la manera en que la luz se comporta al encontrarse con distintos materiales y superficies. Puede ser absorbida, reflejada, transmitida o dispersada, y estas interacciones son vitales en una amplia variedad de campos, incluyendo la óptica, la física, la tecnología y la medicina. El entendimiento profundo de cómo la luz interactúa con los objetos es

esencial para el avance en tecnologías como la fotografía, la microscopía, las fibras ópticas y la energía solar, entre otros [22].

2.3.2.1 Scattering y Absorción

El *scattering* de la luz puede entenderse como la redirección que sufre una onda electromagnética (EM) cuando encuentra un obstáculo o una irregularidad, como puede ser una partícula dispersante. Al interactuar la onda EM con dicha partícula, las órbitas de los electrones de las moléculas que la constituyen se perturban de manera periódica, siguiendo la misma frecuencia que el campo eléctrico de la onda incidente. Esta oscilación o perturbación en la nube de electrones provoca una separación cíclica de carga dentro de la molécula, creando lo que se conoce como momento dipolar inducido. Este momento dipolar, al oscilar, se manifiesta como una fuente de radiación electromagnética, resultando en el *scattering* de la luz. Es relevante destacar que la mayor parte de la luz esparcida por la partícula se emite en la misma frecuencia que la luz incidente, en un fenómeno conocido como *scattering* elástico [28].

La teoría formal del *scattering* de la luz se puede categorizar en dos marcos teóricos principales. El primero es la teoría de *scattering* de Rayleigh, nombrada en honor a Lord Rayleigh. En su forma original, esta teoría es aplicable estrictamente a partículas esféricas pequeñas y dieléctricas, es decir, no absorbentes. La segunda es la teoría de *scattering* de Mie, en honor a Gustav Mie, que ofrece una solución general para el *scattering* esférico, ya sea absorbente o no, sin restricciones específicas en cuanto al tamaño de las partículas. En consecuencia, la teoría de Mie no tiene limitaciones de tamaño, y converge hacia el límite de la óptica geométrica cuando se trata de partículas grandes. Así, la teoría de Mie puede utilizarse para describir la mayoría de los sistemas de esparcimiento de partículas esféricas, incluyendo el *scattering* de Rayleigh. No obstante, debido a la complejidad de la formulación del *scattering* de Mie, generalmente se prefiere la teoría de *scattering* de Rayleigh cuando es aplicable.

El criterio para el *scattering* de Rayleigh establece que $\alpha_p \ll 1$ y $|m| \alpha_p \ll 1$, donde α_p es el parámetro adimensional del tamaño de la partícula dado por la expresión

$$\alpha_p = \frac{2\pi a}{\lambda_s}, \quad (22)$$

donde a es el radio esférico de la partícula, y λ_s es la longitud de onda de *scattering* relativo definido como

$$\lambda_s = \frac{\lambda_0}{m_0}, \quad (23)$$

donde λ_0 es la longitud de onda incidente con respecto al vacío, y m_0 representa el índice de refracción del medio circundante [29]. Por último, m es el índice de refracción de la partícula esparcida, y se suele representar mediante el índice de refracción complejo, definido como

$$m = n - ik, \quad (24)$$

en esta notación, n indica la refracción de la luz (es decir, n es igual a la velocidad de la luz en el vacío dividida por la velocidad de la luz en el material), mientras que el término complejo está relacionado con la absorción. El coeficiente de absorción del material relaciona con la parte compleja del índice de refracción mediante la relación:

$$\text{coeficiente de absorción} = \frac{4\pi K}{\lambda_s}, \quad (25)$$

cabe señalar que el valor de K nunca es exactamente cero para ningún material, pero los materiales con un valor cercano a cero se denominan dieléctricos [29]. La magnitud del índice de refracción, $|m|$ tal como se necesita para el criterio de Rayleigh, viene dada por la expresión

$$|m| = (n^2 + K^2)^{1/2}. \quad (26)$$

El criterio de Rayleigh, tal como se ha expuesto, a saber, que $\alpha_p \ll 1$ y $|m| \alpha_p \ll 1$ corresponden físicamente a las suposiciones de que la partícula es lo suficientemente pequeña como para que la partícula encuentre un campo eléctrico uniforme en cualquier momento, en consecuencia, el tiempo de penetración del campo eléctrico es mucho menor que el periodo de oscilación de la onda EM [22].

2.3.2.2 Rayleigh y Mie Scattering

En el régimen de Rayleigh, las secciones transversales de *scattering* diferencial se calculan a partir de las siguientes ecuaciones

$$\sigma'_{VV} = \frac{\lambda_s^2}{4\pi^2} \alpha_p^6 \left| \frac{m^{-2} - 1}{m^{-2} + 2} \right|^2 ; \sigma'_{HH} = \sigma'_{VV} \cos^2 \theta, \quad (27)$$

en donde, σ_{VV} es la sección transversal de dispersión en la polarización vertical, σ_{HH} es la sección transversal de dispersión en la polarización horizontal, λ_s es la longitud de onda incidente, α_p es el radio de la partícula dispersora, m es el índice de refracción complejo y θ es el ángulo de dispersión.

En estas ecuaciones, las secciones transversales de *scattering* diferencial son proporcionales a la 6ª potencia del tamaño de partícula, e inversamente proporcionales a la 4ª potencia de la longitud de onda [30]. Esta última dependencia da lugar al color azul de nuestro cielo, ya que las moléculas de aire (por ejemplo, N2 y O2) están dentro del régimen de Rayleigh; por lo tanto, la luz azul más corta del sol se dirige más eficientemente fuera de la trayectoria directa de la luz solar y posteriormente se dirige desde todas las direcciones como luz esparcida [31]. La sección transversal de *scattering* total y la sección transversal de absorción se definen como

$$\sigma_{sca} = \frac{2\lambda_s^2}{3\pi} \alpha_p^6 \left| \frac{m^{-2} + 1}{m^{-2} + 2} \right| ; \sigma_{abs} = \frac{-\lambda_s^2}{\pi} \alpha_p^3 \operatorname{Im} \left(\frac{m^{-2} - 1}{m^{-2} + 2} \right), \quad (28)$$

en donde, σ_{sca} es la sección transversal de dispersión *scattering*, σ_{abs} es la sección transversal de dispersión de absorción.

Por último, la sección transversal de extinción total se define como la suma de las secciones transversales de *scattering* y absorción de la siguiente forma

$$\sigma_{ext} = \sigma_{sca} + \sigma_{abs}, \quad (29)$$

sin embargo, para una partícula dieléctrica ($k=0$), entonces $\sigma_{ext} = \sigma_{scat}$, ya que la contribución de la absorción es idénticamente cero ($\sigma_{abs} = 0$) [32].

Basándose en la teoría de Mie, las secciones transversales de *scattering* diferencial se definen en términos de las funciones de intensidad angular i_1 e i_2 , dadas por las expresiones:

$$\sigma'_{VV} = \frac{\lambda_s^2}{4\pi^2} i_1, \quad (30)$$

$$\sigma'_{HH} = \frac{\lambda_s^2}{4\pi^2} i_2. \quad (31)$$

Como antes, las dos ecuaciones anteriores se promedian para definir la sección transversal de *scattering* diferencial para la luz incidente no polarizada [29]. En esta formulación, las funciones de intensidad se calculan a partir de la serie infinita. Hasta llegar al resultado de extinción total y las secciones transversales de *scattering* se expresan como:

$$\sigma_{ext} = \frac{\lambda_s^2}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \text{Re} \{ a_n + b_n \}, \quad (32)$$

$$\sigma_{scat} = \frac{\lambda_s^2}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2), \quad (33)$$

en donde a_n y b_n son los coeficientes de dispersión para la teoría de Mie y n son los modos posibles de dispersión.

2.3.2.3 Régimen Geométrico

El *scattering* de la luz en el régimen de la óptica geométrica, en el que los objetos objetivo son mayores que la longitud de onda ha sido objeto de un extenso estudio durante mucho tiempo, desde el campo de la astrofísica hasta el de las ciencias atmosféricas. La investigación continúa, por ejemplo, mejorando los modelos y estudiando diversos efectos derivados de las aproximaciones [22]. La forma más sencilla de aproximar el *scattering* de la luz en el régimen de la óptica geométrica es utilizar algoritmos de trazado de rayos. Al interactuar con las superficies, los rayos pueden refractarse o reflejarse según las ecuaciones de Fresnel y la ley de Snell en medios poco absorbentes, mientras que se requieren formas más generalizadas de las mismas cuando existe una parte imaginaria elevada del índice de refracción.

Debido a la simplicidad del algoritmo, es una forma excelente de simular el *scattering* de la luz de partículas con formas complejas, pero si el objeto estudiado es vasto y tiene múltiples facetas, la capacidad de cálculo necesaria puede aumentar enormemente [29].

Las características del *scattering* de la luz en el régimen de óptica geométrica pueden aproximarse trazando rayos paralelos independientes porque las ondas electromagnéticas actúan como una entidad localizada debido a la diferencia de tamaño de la superficie y a la longitud de onda ($\lambda \ll a$).

En esta aproximación sigue faltando la difracción directa, causada por la interacción colectiva de la onda electromagnética con las aberturas y el exterior del medio. Afortunadamente, la difracción hacia adelante puede ser tratada como una entidad separada en el régimen de la óptica geométrica [33]. La sección transversal de *scattering* σ_{sca} , pueden dividirse en los componentes de óptica geométrica y de difracción frontal:

$$\sigma_{sca} = \sigma_{sca}^{\text{óptica geométrica}} + \sigma_{sca}^{\text{difracción frontal}} . \quad (34)$$

La difracción hacia delante sólo es necesaria cerca de la dirección de *scattering* hacia delante y puede omitirse si sólo se estudia la luz propagada en una dirección de *scattering* [34].

2.3.3 Láseres

La palabra LASER es el acrónimo en inglés de *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, correspondiente a la amplificación de luz mediante la emisión estimulada de radiación. La radiación electromagnética, que pertenece a la porción óptica del espectro electromagnético, se genera en un medio láser y se amplifica hasta alcanzar elevados niveles de energía a través de un proceso atómico conocido como emisión estimulada. En este fenómeno, un fotón emitido por un átomo, al incidir sobre otro átomo con un electrón en estado excitado, induce la emisión de un segundo fotón. Este nuevo fotón es idéntico en tres propiedades fundamentales: longitud de onda, fase y dirección [35].

La probabilidad de que la emisión estimulada ocurra es relativamente baja, ya que comúnmente los átomos tienen más electrones en sus estados fundamentales, haciendo que la absorción simple sea el proceso predominante. Sin embargo, en 1958, Schallow y Townes teorizaron que, si hubiera más electrones en el estado excitado que en el fundamental, un fenómeno conocido como inversión de población, sería factible lograr una amplificación de la luz generada. Entendieron que esta posibilidad aumentaría con una alta concentración de material, ya que, a mayor cantidad de átomos, mayor sería el efecto. Además, propusieron que la amplificación sería aún más significativa si existen muchos fotones presentes que puedan estimular la emisión de nuevos fotones [22].

Para lograr este efecto, se propuso un nuevo diseño de cavidad óptica, compuesta por dos espejos de alta reflexividad: uno totalmente reflector y el otro parcialmente reflector y transmisor. Este diseño generaría un mecanismo de retroalimentación de fotones

en el medio en el que se presente la inversión de población [36]. En resumen, la combinación de la retroalimentación de fotones en el material proporcionada por la cavidad óptica, y el mantenimiento del estado de inversión de población a través de la continua aportación de energía externa, crearía las condiciones necesarias para la amplificación de la emisión estimulada de energía radiante.

La luz producida por un láser se distingue por sus propiedades únicas: es monocromática, exhibiendo un solo color; coherente, con una intensidad notablemente uniforme; y de baja divergencia, lo que le confiere una gran direccionalidad [37].

Un láser es un dispositivo que genera un haz de luz notablemente intenso con características específicas: es unidireccional, monocromática y coherente. La unidireccionalidad implica que la energía o potencia de la radiación se dirige hacia un solo objetivo, manteniendo poca o ninguna divergencia incluso a lo largo de grandes distancias. La propiedad de ser monocromática se refiere a una radiación que contiene un rango muy estrecho de longitudes de onda, o incluso puede caracterizarse por una única longitud de onda, considerándose en algunos casos las líneas espectrales de una banda estrecha como monocromáticas. La coherencia, por su parte, se manifiesta cuando las radiaciones emitidas conservan una diferencia de fase constante a lo largo del tiempo [38].

Los medios activos más utilizados para la generación de emisión láser pueden ser de estado sólido, gas, semiconductor y colorante [39].

- Láser de estado sólido

Los láseres de estado sólido se fabrican utilizando cristales sólidos como neodimio, rubí o titanio-zafiro, los cuales son excitados mediante luz intensa. Un ejemplo de ello es el láser de titanio-zafiro, que emite luz sintonizable en un rango de 690 nm a 1.100 nm. Estos tipos de láseres encuentran aplicaciones versátiles en campos tan diversos como la industria, la medicina y la investigación científica.

- Láser de gas

En los láseres de tipo gaseoso, el haz se produce en un gas o una combinación de gases, tales como argón o helio-neón, que son excitados mediante una corriente eléctrica. Un ejemplo común es el láser He-Ne, compuesto de helio y neón, que emite una luz roja con una longitud de onda de 632 nm. Siendo de baja potencia, este láser es frecuentemente utilizado en entornos educativos. Por otro lado, el láser de argón, de potencia media, es ampliamente aplicado en campos médicos y científicos.

- Láser de semiconductor

Los láseres semiconductores son dispositivos diminutos construidos a partir de materiales sólidos conocidos como semiconductores. Emiten un haz delgado cuando se excitan mediante una corriente eléctrica. Un ejemplo notable es el láser de Arseniuro de Galio, que emite luz infrarroja con una longitud de onda cercana a los 800 nm. Estos tipos de láseres son comúnmente utilizados en equipos e instrumentos electrónicos, así como en sistemas de telecomunicaciones.

- Láser de colorante

En este tipo de láser, el medio activo consiste en un colorante líquido, como la Rodamina. Su excitación se logra comúnmente mediante un láser de argón o lámparas de flash. El colorante absorbe la luz láser de excitación, lo que resulta en fluorescencia en un espectro de luz muy amplio. La emisión láser específica se selecciona utilizando prismas u otros elementos ópticos, y el rango de longitudes de onda puede variar desde 400 nm hasta 1.000 nm. Los láseres de colorante se emplean en una variedad de aplicaciones médicas y científicas.

Los láseres se clasifican en dos categorías según su tiempo de funcionamiento: láser continuo y láser pulsado. El láser continuo es capaz de emitir radiación de manera

ininterrumpida, mientras que el láser pulsado libera su energía en forma de pulsos intermitentes. La principal distinción entre estos dos tipos reside en la duración de la emisión láser [40].

2.4 Efecto *Schlieren*

El efecto Schlieren destaca la interacción entre la luz y los medios con gradientes de densidad variables, ofreciendo una técnica visual para observar fenómenos como flujos de aire, ondas de choque y variaciones de temperatura. Al diferenciar las ondas electromagnéticas de la luz de las ondas ultrasónicas, es esencial comprender que la luz, siendo una onda electromagnética, interactúa con el campo ultrasonido, produciendo alteraciones en la trayectoria de la luz. En este contexto, se abordará detalladamente el principio detrás del efecto Schlieren, subrayando su importancia en la visualización de fenómenos físicos.

El término '*Schlieren*' deriva de la palabra alemana '*schliere*', que significa 'no homogéneo'. Se refiere a partículas de polvo en un líquido transparente o a cambios de densidad en un flujo de fluido transparente. Robert Hooke (1635-1703), fue probablemente el primer científico en emplear una configuración de tipo *Schlieren*. Su objetivo era visualizar las diferencias de densidad producidas por la combustión, lo que le llevó a diseñar el sistema ilustrado en la Figura 7. Este sistema incluye una vela que funciona como fuente de luz, una segunda vela que produce variaciones en las densidades del aire circundante debido al flujo de calor de la llama, una lente convergente o convexa, y el iris del propio observador como filtro [41].

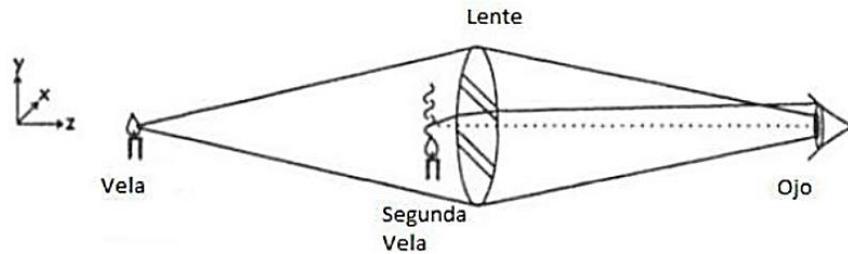


Fig. 7 Arreglo experimental para la visualización del efecto Schlieren [42].

A finales del siglo XIX, la técnica *Schlieren* experimentó una rápida expansión en el campo de la aerodinámica, debido a su valiosa aplicación como herramienta para la visualización de fluidos. Un ejemplo destacado de ello son los estudios y experimentos llevados a cabo en la investigación de la dinámica de fluidos por eminentes científicos como Ernst Mach (1838-1916) y Ludwig Prandtl (1874-1953). Durante la primera mitad del siglo XX, la técnica Schlieren se consolidó como una herramienta esencial en el campo de la aerodinámica. En Alemania, investigadores destacados como Hubert Schardin (1902-1965) realizaron descubrimientos significativos en áreas como la balística, las ondas de choque y las técnicas de medición de alta velocidad.

En un montaje *Schlieren*, la propagación de la luz se desvía a través de una combinación de refracción y, en ocasiones, difracción. Estas desviaciones son producto de la variación espacial del índice de refracción del fluido. Sin embargo, para analizar las imágenes resultantes, es esencial comprender las razones físicas detrás de estas inhomogeneidades. En última instancia, lo que se refleja en una imagen schlieren es la variación del índice de refracción. Existen tres factores principales que alteran este índice en un objeto: los gradientes de presión, evidenciados en aplicaciones como el ultrasonido, donde en el aire las variaciones son sutiles y solo las ondas de choque son lo suficientemente intensas para ser observadas sin ayuda; las diferencias de temperatura, que ocasionan las fluctuaciones más pronunciadas de refractividad y, por lo tanto, resultan más sencillas de detectar; y, finalmente, las alteraciones en la composición química del material [43].

2.4.1 Sistemas *Schlieren*

Las posibilidades para visualizar las inhomogeneidades del índice de refracción no se restringen a un sistema *schlieren* estándar. De hecho, no hay una configuración *schlieren* única y definida, sino una multitud de variaciones que emplean distintas técnicas para observar las fluctuaciones en el índice de refracción. Los sistemas basados en espejos y lentes constituyen los dos métodos principales, pero, en términos de aplicaciones, las distintas técnicas de visualización ofrecen posibilidades muy similares[44].

2.4.1.1 Gráfico de sombras (*Shadowgrafía*)

El método más elemental para visualizar la luz difractada es a través del gráfico de sombras. Utilizando luz solar aproximadamente paralela y un plano de proyección, la luz difractada ofrece una imagen visible de sombra del fluido. Los rayos de luz detectados al atravesar la inhomogeneidad resultan en el aclaramiento y oscurecimiento de puntos específicos en la pantalla. En la observación diaria, la imagen de sombra del aire caliente emanado de una vela, proyectada sobre un suelo iluminado por el sol, es un ejemplo familiar de este fenómeno [45].

2.4.1.2 Sistema *schlieren* de Hooke

A diferencia de los sistemas de gráficos de sombras, la imagen *schlieren* genera una imagen óptica enfocada, por lo que requiere al menos una lente convexa o un espejo parabólico. El montaje de Robert Hooke, utilizando solo una lente, representa el método más simple que puede clasificarse como un verdadero montaje *schlieren*. Como se ilustra en la Figura 8, Hooke empleó dos velas: la primera, ubicada en el plano de imagen correspondiente a la posición del observador, suministra la iluminación de fondo a través de la lente, mientras

que la segunda vela simplemente crea aire caliente que se visualiza. La única necesidad es contar con una lente convexa de tamaño adecuado [46].

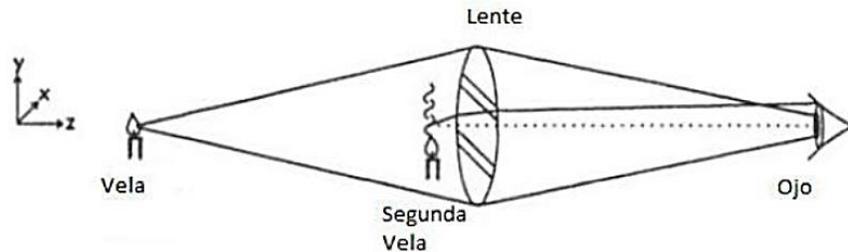


Fig. 8. Arreglo experimental para la visualización del efecto Schlieren [42].

2.4.1.3 Aire parpadeante

Un ejemplo común de variación de refractividad que la mayoría de las personas ha observado es el titileo del aire caliente procedente de un motor o un fuego. Incluso sin la utilización de un sistema schlieren, este flujo puede apreciarse de forma cualitativa. Al igual que con los materiales que no son homogéneamente transparentes (como las ventanas que obstruyen la visión), cuanto mayor sea la distancia de un objeto a la perturbación, mayor será la distorsión que experimentará.

2.4.1.4 Sistemas de espejos y lentes

Dentro de los sistemas considerados estándar en la técnica schlieren, existen dos categorías principales: en primer lugar, los sistemas de lentes que emplean lentes convexas para la óptica, tal como se ha descrito anteriormente. En segundo lugar, en lugar de lentes, se pueden utilizar espejos parabólicos para colimar y enfocar la luz. A pesar de que ambas configuraciones son ópticamente similares, algunas características difieren considerablemente. Por lo tanto, una de las primeras consideraciones al diseñar un sistema

schlieren es determinar si se utilizarán espejos o lentes. Es viable combinar ambos, pero se debe tener cuidado de no anular las ventajas de uno con las desventajas del otro.

Históricamente, las configuraciones que utilizan lentes son las originales en los sistemas de schlieren. No se tiene un registro preciso de cuándo surgieron por primera vez los sistemas basados en espejos. No obstante, durante el auge de la investigación aerodinámica con técnicas schlieren en la primera mitad del siglo XX, las configuraciones con espejos se convirtieron en la opción más comúnmente utilizada. Esto se debió probablemente a que la calidad de los espejos parabólicos había alcanzado niveles superiores de perfección [47].

2.4.1.4.1 Configuraciones de lentes

El núcleo de una configuración de lentes consiste en solo dos lentes: una que colima la luz y otra que la reenfoca en un punto. La alineación se lleva a cabo en un único eje, lo cual representa una ventaja de la configuración, ya que todos los elementos deben estar orientados en una sola dirección y alineados en el mismo eje. Puede ser necesaria una óptica adicional para crear una fuente de luz puntual y proyectar la imagen final en una pantalla, que usualmente es una cámara.

Una variante posible consiste en utilizar una sola lente óptica, en un montaje similar al de Hooke, pero reemplazando el ojo por un filtro estándar y una cámara. Dado que el objeto no estaría iluminado por luz colimada, la imagen de Schlieren no revelaría las desviaciones de manera uniforme en toda el área de prueba [48].

2.4.1.4.2 Configuración de espejos

El sistema de espejos no puede alinearse en un solo eje, ya que la luz se desvía y requiere una configuración plegada, como se observa en la típica forma en Z. Aunque esta

disposición puede ser una ventaja para ahorrar espacio, conlleva una mayor complejidad en el montaje. Las ventajas, sin embargo, son considerables.

Independientemente de estas diferencias, hay un aspecto que es idéntico tanto en la configuración de espejo como en la de lente: debido a que la óptica es esencialmente la misma, el filtrado funciona igual en ambos sistemas. La utilización de una simple hoja de afeitar como filtro es común y no se desaconseja, ya que su filo evita otros efectos de difracción en el borde. Usualmente orientado horizontalmente, el filo filtra cualquier haz de luz dirigido perpendicularmente, al enfocarse en la hoja. Este proceso de filtrado es lo que hace visible el "schliere" y genera las sombras en la pantalla. Sin embargo, cambiar la forma y orientación del filtro es una alternativa útil al sistema estándar, permitiendo enfatizar grados o direcciones específicas de desviación. Un método popular consiste en utilizar filtros de color gradual para asignar a la luz de ciertas regiones colores según su desviación [49].

2.4.2 Efecto acusto-óptico

La interacción entre un campo ultrasónico y una onda electromagnética se establece entre el vector del campo eléctrico de la luz y las perturbaciones en el índice de refracción causadas por el sonido [50], [51].

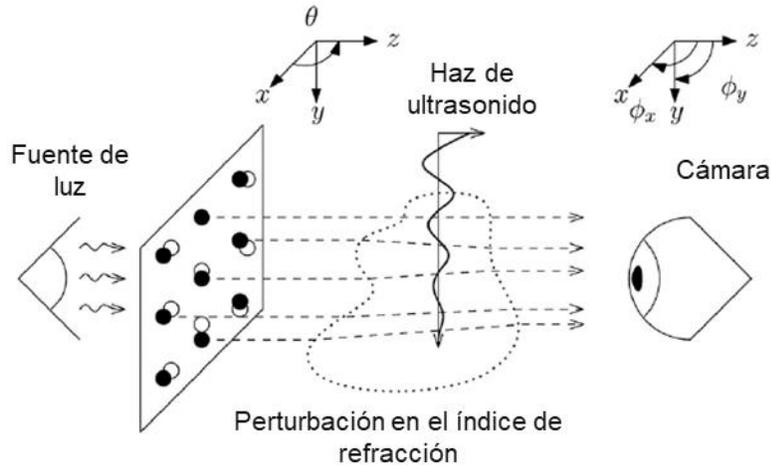


Fig. 9. Efecto Schlieren en ultrasonido.

Esta relación puede describirse de la siguiente manera:

$$n(r,t) = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{1 + \chi\rho(r,t) / \rho_0}, \quad (35)$$

donde $\rho(r,t)$ es la densidad del material en la ubicación r en el tiempo t , χ representa la susceptibilidad intrínseca del material, ϵ_r es la permitividad relativa, y ρ_0 es la densidad del material [52]. La ecuación 35 puede simplificarse a la siguiente expresión cuando se trata de un medio dieléctrico isotrópico, como sería el agua, y una onda acústica de alta frecuencia, pero de amplitud baja.

$$n(r,t) = n_0 + \frac{n_0^2 - 1}{2n_0\rho_0c_0^2} \rho(r,t) \quad (36)$$

En la expresión anterior, el factor n_0 es el índice de refracción del medio, ρ_0 la densidad del medio y c_0 la velocidad de la luz. A partir de la ecuación 36, puede determinarse lo que se conoce como coeficiente piezo-óptico:

$$\frac{n_0^2 - 1}{2n_0\rho_0c_0^2} = \left(\frac{\partial n}{\partial p} \right) = \text{adiabatic piezo-optic coefficient} \quad (37)$$

Este coeficiente describe cómo el índice de refracción de un material varía en respuesta a una presión aplicada. Así, el cambio en el índice de refracción debido a perturbaciones acústicas se conoce comúnmente como efecto acusto-óptico [53].

3 *Estado del arte*

3.1 Caracterización óptica de campos acústicos

La combinación de ultrasonido con la técnica *Schlieren* ha llevado a métodos innovadores para visualizar flujos acústicos y cambios en la densidad de los medios, esta técnica fue desarrollada por Robert Hooke y perfeccionada por Christian Huygens a mediados del siglo XVII [54]. La técnica Schlieren ha sido utilizada para visualizar campos de ondas ultrasónicas en medios transparentes. Esto ha permitido una mejor comprensión de cómo se propagan las ondas ultrasónicas y cómo interactúan con diferentes materiales. Ha sido empleada para caracterizar transductores ultrasónicos, permitiendo una mejor comprensión de su comportamiento y rendimiento. Los avances en la tecnología han llevado a mejoras en la técnica *Schlieren*, permitiendo una mayor resolución y sensibilidad en la visualización de campos ultrasónicos. Esto ha abierto nuevas posibilidades en la investigación y aplicación práctica de la tecnología de ultrasonido [55].

En 2006 Newman, desarrollo un método para la visualización de campos de ondas ultrasónicas en líquidos transparentes utilizando la interacción acústico-óptica en donde presentó los requisitos técnicos de los componentes ópticos y electrónicos para la visualización de alta resolución de campos de ondas ultrasónicas [56]. En 2008 se estudia la reflexión de haces finitos de ultrasonido desde interfaces líquido-sólido planas, utilizando técnicas ópticas como el schlieren para demostrar características de los materiales [57].

En 2012 se realizaron investigaciones relacionadas con la exploración de diferentes técnicas ópticas para medir campos acústicos y ultrasónicos, incluyendo el uso de técnicas schlieren convencionales [42]. Años más tarde se investigó sobre una técnica para visualizar campos de ultrasonido sin utilizar óptica Schlieren. Las técnicas se basaron en la interacción acústico-óptica y se presentaron como una alternativa a los métodos convencionales de visualización de campos de ultrasonido [58].

Estas nuevas técnicas en el año 2019 introdujeron un método basado en flujo óptico potencial para la caracterización de campos de ultrasonido utilizando tomografía schlieren, una técnica óptica tridimensional para estudiar campos de ultrasonido[59].

Más recientemente se realizan investigaciones relacionadas con una prueba de concepto de un efecto de haz limitado, conocido como el efecto *Schoch*, causado por ondas ultrasónicas guiadas, para mapear variaciones en la adhesión de manera no destructiva en vidrio laminado. Proporcionan imágenes obtenidas mediante fotografía schlieren acústico-óptica [60].

Actualmente en el área de la salud se han realizado estudios en donde se presentan técnicas de enfoque de haces de ultrasonido para la estimulación específica del nervio vago, utilizando un sistema schlieren con láser pulsado para visualizar la propagación del ultrasonido [61].

3.2 Cavitación y ultrasonido

La caracterización del crecimiento de una burbuja se dio hasta que Plesset utilizó las ecuaciones de Rayleigh para describir el crecimiento y colapso de las microburbujas en 1949, asumiendo consideraciones importantes como que las burbujas mantenían en todo momento una forma perfectamente esférica y que la temperatura se mantenía constante en todo momento [13].

Posteriormente, se llevaron a cabo diversos experimentos para estudiar los aspectos físicos del fenómeno y examinar sus efectos en los sistemas industriales y navales. Los enfoques teóricos y numéricos fueron ampliamente utilizados. Con la implementación de las cámaras de alta velocidad se pudo estudiar más a detalle el proceso de la formación completa de la microburbuja y el efecto que tenía al colapsar, tanto efectos en la forma de la propia burbuja como efectos generados hacia las demás burbujas [8].

En el año 1989, se empezaron a realizar estudios sobre la formación de burbujas de gas en geles de agar, las cuales puede ser influenciada por una variedad de factores durante la irradiación con ultrasonido. Los resultados de estos experimentos se analizaron utilizando una variedad de técnicas, incluyendo la observación directa de la formación de burbujas y el cálculo del número acumulativo de burbujas por cm^3 [62]. Se demostró que la formación de burbujas en los geles de agar es dependiente de varios factores, incluyendo la magnitud del cambio de temperatura al sumergir el gel en baños de agua, el tiempo de reposo los geles antes de las pruebas, y la concentración del gel de agar. Los resultados mostraron que la formación de burbujas en los geles de agar es fuertemente dependiente de la frecuencia del ultrasonido utilizado.

Posteriormente en el año 2017, se estudió la irradiación de diferentes materiales con ultrasonido a diferentes frecuencias y presiones acústicas. Los experimentos se llevaron a cabo utilizando una cámara de muestra especializada que permitía la transmisión de ultrasonidos al medio con una mínima reflexión. Los resultados de estos experimentos se analizaron utilizando una variedad de técnicas, incluyendo la fotografía de alta velocidad de la formación de burbujas y el cálculo del espectro de potencia integrado de la señal de retrodispersión [63]. Los resultados mostraron que la formación de burbujas es dependiente de factores como la presión acústica, la frecuencia del ultrasonido y el tipo de material irradiado. Entre los resultados se encontró que la formación de burbujas en los diferentes materiales es dependiente de la presión del ultrasonido utilizado. Para el ultrasonido de 1.1 MHz, se observó que un número significativo de burbujas se formaban a todas las presiones acústicas probadas. Este estudio proporcionó una visión detallada de cómo la formación de burbujas de gas puede ser influenciada por una variedad de factores durante la irradiación con ultrasonido.

Un año más tarde se realizó una investigación sobre la dependencia de los umbrales de cavitación acústica en phantoms de agar al 3% para determinar las probabilidades de cavitación acústica en materiales que imitan a los tejidos utilizando un transductor de

ultrasonido de alta intensidad enfocado (HIFU) tanto para inducir como para detectar los eventos de cavitación acústica [64].

3.3 Detección acústica de cavitación

El estudio de la cavitación en tejidos biológicos se remonta a la década de 1980 en donde se indujo ultrasonido de alta intensidad a 3 MHz en phantoms de agarosa para visualizar y caracterizar formaciones de vacíos de gas en forma de burbujas, se llegó a la conclusión que la formación de burbujas dependía de diversos factores como la frecuencia, el ciclo de trabajo, el pH, la presión y la temperatura. La detección de las burbujas se realizó con una cámara convencional [16].

La generación de cavitación por métodos ópticos se estudió en 1996, cuando se tuvo la propuesta de utilizar un láser de pulso de femtosegundos sobre un medio acuoso para generar cavitación. Este nuevo método resultó efectivo en aplicaciones oculares al ayudar en la generación de ablación para microcirugía en cornea [65].

La cavitación encontraría una nueva aplicación en imagenología en la década de los 2000, al utilizar microburbujas para la generación de imágenes utilizando cavitación pasiva y ultrasonido de baja intensidad a frecuencias de 520 kHz [66].

A partir del 2010 la cavitación se ha implementado en aplicaciones estéticas para la destrucción de células lipídicas, al igual que para el control en la reproducción de algas y se está estudiando y desarrollando métodos para utilizar cavitación en la apertura de la barrera hematoencefálica para tratamientos contra la enfermedad de Alzheimer [67].

Años más tarde se propondría un método para investigar la dinámica de las burbujas de cavitación producidas tanto óptica como acústicamente. Los resultados se obtienen a través de la fotografía de alta velocidad y la grabación de las ondas de choque emitidas. cuando el campo de burbujas de cavitación se observa en total oscuridad con un ojo adaptado a la oscuridad (después de 15-20 minutos), se puede ver luz emanando del líquido, a menudo

en forma de filamentos. Como la entrada principal es el sonido, el fenómeno se llama sonoluminiscencia. La luz tenue emitida puede ser fotografiada con una cámara CCD [68].

También se realizaron estudios centrados en la cavitación pasiva, aplicando un método para la detección espacialmente sensible de emisiones acústicas de cavitación utilizando una matriz de imágenes de ultrasonido. En donde se propondría un método para investigar la dinámica de las burbujas de cavitación producidas por la descomposición inducida por ultrasonido en agua. Los resultados se obtienen a través de la fotografía de alta velocidad y la grabación de las ondas de choque emitidas. Se concluye que las imágenes de cavitación pasiva pueden proporcionar información espacial sobre la ubicación y la dinámica de una población de burbujas activas. Esto tiene aplicaciones potenciales en la visualización en tiempo real de la interacción entre el ultrasonido y el tejido, particularmente en la orientación y el monitoreo de la ablación por ultrasonido [69].

3.4 Detección óptica de cavitación

Existen diferentes técnicas ópticas para estudiar cavitación entre ellas se encuentran las estudiadas utilizando el efecto Schlieren. Estas investigaciones se basan en la visualización de cambios en la densidad de un fluido, como los causados por la cavitación. Utilizan la refracción de la luz a través de gradientes de densidad en el fluido para crear una imagen. Entre los sistemas utilizados, incluyen una fuente de luz colimada, lentes, y un diafragma en el punto focal para bloquear o desviar la luz refractada [70].

Otra técnica comúnmente utilizada en estos estudios es la *shadowgrafia* o gráfico de sombras; esta técnica es similar a la Schlieren, con la diferencia de que utiliza la refracción de la luz para visualizar gradientes de densidad, pero sin el diafragma en el punto focal. Se utiliza en estudios de cavitación en flujos de alta velocidad y en la visualización de ondas de choque [71].

También se han realizado investigaciones con microscopía de alta velocidad, en donde se utiliza cámaras de alta velocidad para capturar la dinámica rápida de las burbujas de cavitación. Estos sistemas incluyen una cámara de alta velocidad, una fuente de luz de alta intensidad, y posiblemente un microscopio para magnificar la región de interés. Es especialmente útil para estudiar el proceso de formación y colapso de burbujas individuales, así como la interacción de burbujas en campos de cavitación complejos. Permite una observación detallada de la dinámica de burbujas a escalas de tiempo muy cortas, lo que es vital para entender los mecanismos de cavitación [72].

Existen estudios relacionados con la visualización de ondas acústicas y cavitación en el flujo de agua ultrasónica. Estos estudios utilizan métodos de visualización Schlieren y de retroiluminación para investigar la existencia de campos acústicos y burbujas de cavitación en flujos de agua ultrasónica [73].

Otros estudios utilizan medios ópticos para la formación de cavitación; uno de estos estudios desarrollado en 2007 se centra en la fotodisrupción en medios oculares con láseres pulsados de alta potencia que operan a frecuencias no absorbentes. El estudio propone un método para investigar la dinámica de las ondas de choque y las burbujas de cavitación generadas por la descomposición óptica con pulsos láser de femtosegundos en tejido corneal y agua. El estudio concluye que los efectos reducidos de la onda de choque y la burbuja de cavitación del láser de femtosegundos resultan en un daño tisular más localizado. Esto indica un beneficio potencial de las aplicaciones de la tecnología láser de femtosegundos para la microcirugía intraocular. El estudio se centra en la emisión de ondas de choque y la dinámica de las burbujas de cavitación generadas por la descomposición inducida por láser en agua [72].

También se han realizado estudios aplicando la termocavitación utilizando un láser de infrarrojo cercano de potencia media CW ($\lambda = 975$ nm) enfocado en una solución salina saturada de nitrato de cobre. El estudio propone un método para investigar la dinámica de las burbujas de cavitación producidas por la descomposición inducida por láser en agua. Los resultados se obtienen a través de la fotografía de alta velocidad y la grabación de las

ondas de choque emitidas. Se ha concluido que es posible calentar el agua hasta su límite crítico utilizando láseres de baja potencia en líquidos altamente absorbentes. Una vez que se alcanza el límite de sobrecalentamiento, se observa una transición de fase explosiva que produce burbujas de aproximadamente medio hemisferio ($\gamma \sim 0.5$) en contacto cercano con el sustrato. La termocavitación puede ser una herramienta útil para la generación de ondas ultrasónicas y la ablación controlada para su uso en litografía de alta resolución [73].

3.5 Ultrasonido focalizado para la apertura de la BHE

El ultrasonido focalizado se ha convertido en una herramienta esencial para la apertura de la Barrera Hematoencefálica (BHE). Esta técnica utiliza ondas ultrasónicas dirigidas para permitir temporalmente el paso de medicamentos al cerebro, superando las restricciones de la BHE. En esta sección, se explorará cómo el ultrasonido focalizado facilita este proceso y su relevancia en tratamientos neurológicos.

En 2009, se realizó una investigación sobre los efectos de la presión acústica y la duración de la sonicación en la interrupción de la BHE mediante ultrasonido focalizado inducido [74]. En enero de 2010, Sumiotaki y colaboradores llevaron a cabo estudios en ratones in vivo, donde demostraron que el tamaño de las microburbujas era un factor crucial al inducir el ultrasonido focalizado, encontrando una relación de dependencia entre las presiones y el tamaño de las microburbujas [75]. En agosto de 2011, Konofagou y su equipo emplearon una técnica diferente de focalización ultrasónica, utilizando pulsos ultrasónicos cortos y microburbujas, logrando resultados superiores a los de los métodos anteriores [76]. A finales de ese mismo año, se investigaron los tiempos de reversibilidad y permeabilidad en la apertura de la BHE, y cómo interactúan el ultrasonido focalizado y las microburbujas durante su aplicación. La relevancia de este estudio radica en que la apertura de la BHE debe ser temporal; si no regresa a su estado original en un tiempo determinado, el cerebro podría recibir moléculas dañinas que afectarían su estructura y funcionamiento [77].

Se han llevado a cabo diversos ajustes para probar la eficacia de la apertura de la barrera hematoencefálica con ultrasonido focalizado. En enero de 2015, se realizaron experimentos utilizando modelos simulados (phantoms) que representaban un tumor cerebral, con el objetivo de replicar situaciones que podrían surgir en un entorno médico real [73]. Con el tiempo, las terapias han avanzado, permitiendo reducir las cantidades de potencia necesarias para alcanzar los mismos objetivos que antes. Estos avances surgieron de estudios sobre cómo el ultrasonido focalizado afecta a las células y el daño que puede causar debido a varios factores, como la presión, el aumento de temperatura y el daño físico [71]. Entre las investigaciones más recientes, realizadas en 2018 [72], se incluyen intentos de acceder a áreas cerebrales distintas de la substantia nigra, que también podrían estar relacionadas con el origen de la enfermedad de Parkinson.

En el ámbito de los experimentos relacionados con la cavitación, los estudios más significativos comenzaron en 2013 con el desarrollo de un prototipo de detector de cavitación en 2D [78]. Este prototipo fue utilizado para observar el comportamiento de este fenómeno en tratamientos para enfermedades vasculares agudas, analizando los niveles de oscilaciones, cavitación estable y cavitación bajo altos grados de presión acústica. En 2016, investigaciones realizadas en China exploraron la relación entre el comportamiento de las microburbujas de la marca SonoVue y la cavitación generada al aplicar un haz ultrasónico. Estos experimentos se llevaron a cabo en un modelo de agarosa creado por los investigadores, con la expectativa de obtener resultados que puedan ofrecer información útil para futuras aplicaciones terapéuticas [77].

En 2017, se llevaron a cabo estudios sobre la eficacia terapéutica de las microburbujas en el tratamiento de lesiones vasculares y vasoespasmos utilizando un modelo porcino. Los resultados mostraron una efectividad en la medición de la cavitación, sugiriendo una aplicación precisa tanto para el diagnóstico como para abordar tratamientos eficaces en futuras lesiones. Además, se ha observado que algunos tratamientos tradicionales de administración de medicamentos presentan una eficiencia insuficiente en cuanto a los agentes farmacéuticos. En noviembre de 2017, se evidenció el empleo de microburbujas

para generar cavitación y romper las paredes celulares, facilitando así la introducción de medicamentos en áreas o tratamientos específicos, como terapias para el cáncer o trastornos degenerativos. Estos experimentos se llevaron a cabo en modelos simulados (phantoms), abriendo grandes posibilidades para futuras pruebas in vitro.

3.6 Trabajos dentro del LAREMUS

Dentro de LAREMUS (Laboratorio de Radiación Electromagnética y Ultrasónica), de la Sección de Bioelectrónica del Cinvestav, desde el año 2016 se comenzaron los trabajos de uso de ultrasonido focalizado para la apertura de la barrera hematoencefálica [79]. En el 2018 se realizaron trabajos para lograr la apertura de la BHE, aprovechando los fenómenos termo-mecánicos y de cavitación que producen las ondas ultrasónicas combinadas con la inserción de medios de contraste ultrasónico [76]. Posteriormente se realizaron estudios in vivo sobre modelos murinos relacionado con cavitación ultrasónica controlada para la apertura transcraneal con ultrasonido focalizado, utilizando microburbujas para permitir la disminución de potencia y evitar daños en el tejido para llegar a la zona deseada (sustantiva nigra) [80].

4 Planteamiento del problema

4.1 Definición del problema

El fenómeno de la cavitación acústica ocurre comúnmente durante ciertas aplicaciones médicas asociadas con ultrasonido de alta intensidad. La formación de microburbujas en estos casos es, en muchas ocasiones, una característica no deseada e incluso peligrosa, debido a los efectos que puede conllevar. Las microburbujas pueden surgir en cualquier tipo de líquido, y su generación e interacción están sujetas a factores tanto internos como externos, tales como la densidad y temperatura del líquido, o la presencia de agentes sólidos.

Dentro del ámbito médico, la cavitación se presenta como una solución potencial para desafíos específicos en la atención de salud. Un ejemplo significativo es su aplicación en la apertura de la barrera hematoencefálica, lo que facilita la administración focalizada de medicamentos, abriendo nuevas posibilidades para tratar enfermedades neurológicas. Sin embargo, para implementar de manera efectiva estas soluciones, es crucial comprender a fondo el comportamiento y efectos de la cavitación. Al profundizar en este fenómeno, se espera identificar y desarrollar otras aplicaciones médicas, reforzando la relevancia de la cavitación en intervenciones terapéuticas.

Hasta la fecha, no se ha establecido una técnica definitiva para caracterizar de forma exhaustiva el fenómeno de la cavitación. Las metodologías existentes para medir el grado de cavitación en un líquido incluyen técnicas acústicas, que cuantifican el eco generado por las microburbujas durante su colapso, y métodos ópticos, como la fotografía de alta velocidad, para observar la cantidad y el tamaño de las microburbujas producidas. No obstante, ciertos aspectos de este fenómeno, como la ubicación en la generación de las microburbujas o la interacción entre ellas, aún no están completamente comprendidos.

Los factores que rigen la cavitación, como la nucleación, la ubicación de las microburbujas, el tiempo entre nucleación y colapso, la interacción de los micro chorros con otras microburbujas, y la propia generación de la nucleación para originar las microburbujas, son en gran medida estocásticos y complicados de determinar. Se ven afectados por múltiples variables que no pueden ser controladas completamente, lo que complica en gran medida el desarrollo concreto de aplicaciones utilizando cavitación o ultrasonido. Esta complejidad subyacente plantea desafíos continuos en la investigación y aplicación de la cavitación en el ámbito médico, y sugiere la necesidad de técnicas de investigación más sofisticadas y precisas.

Este trabajo plantea la implementación de un sistema óptico para medir el nivel de cavitación inducida en un medio controlado, en colaboración con un transductor de ultrasonido de alta intensidad focalizado. Este transductor inducirá ultrasonido a una frecuencia e intensidad previamente definida para generar cavitación en el medio de prueba. Para su detección y análisis, se propone el uso de láseres con distintas longitudes de onda, con los cuales se espera detectar el nivel de cavitación dentro del medio controlado. Dado que la señal óptica del láser interactuará con los espacios de aire de las microburbujas.

4.2 Justificación

En el mundo de la medicina, la cavitación se presenta como una prometedora frontera, capaz de brindar soluciones innovadoras a desafíos médicos tradicionalmente complejos. Su potencial para facilitar la apertura de la barrera hematoencefálica no solo promete avances médicos, sino también un impacto social significativo, al ofrecer diferentes opciones a pacientes con enfermedades neurológicas que anteriormente tenían opciones limitadas de tratamiento. Para poder lograr más aplicaciones, es fundamental entender a profundidad el fenómeno de la cavitación y sus múltiples incógnitas.

La variabilidad y complejidad en la aparición y crecimiento de las microburbujas hacen esencial el uso de este enfoque óptico. Se espera que los cambios de densidad entre

el material del medio controlado y el aire dentro de las microburbujas permitan una detección precisa de las alteraciones en la señal óptica. Esta detección del grado de distorsión podría proporcionar un nuevo método para entender el fenómeno de la cavitación. Esta propuesta, por tanto, podría abrir nuevas puertas en la mejora y control de la cavitación en diversas aplicaciones prácticas, potenciando la capacidad para manipular y aplicar este complejo fenómeno.

Para ello, se propone un sistema óptico de medición para detectar cavitación generada en un entorno controlado, mediante el uso de un transductor ultrasónico focalizado de alta intensidad. Este transductor inducirá ultrasonido a frecuencias e intensidades específicas, con el fin de generar microburbujas, un fenómeno complejo y a menudo indeseable en aplicaciones médicas y científicas.

Para detectar y caracterizar estas microburbujas, se emplearán láseres de tres longitudes de onda, diseñados para detectar cavitación en el entorno controlado. Dada la naturaleza óptica del láser, se espera que la señal interactúe con los espacios de aire creados por las microburbujas, provocando una alteración en la energía del láser, a través de fenómenos como la atenuación, reflexión y refracción.

La luz láser será captada por un sistema de detección óptica, que incluirá un fotodiodo singular capaz de detectar cada longitud de onda utilizada. Debido a la naturaleza incierta en la aparición y crecimiento de las microburbujas y al cambio de densidades entre el material del medio controlado y el aire dentro de las microburbujas, se anticipa que este enfoque óptico permitirá captar la alteración de la señal con el fin de detectar y cuantificar el grado de distorsión dentro del phantom. La metodología propuesta supera los desafíos asociados con la detección de cavitación, como el efecto Schlieren, y permite mediciones dentro de diversos phantoms de agarosa.

5 Objetivos

5.1 Objetivo General

Desarrollo de un sistema de medición óptico con láseres continuos de baja potencia para la detección y caracterización de cavitación acústica en un medio controlado producida con ultrasonido focalizado de alta intensidad.

5.2 Objetivos específicos

- Diseñar un modelo computacional utilizando el método de elementos finitos para simular la alteración de una onda electromagnética al interactuar con espacios de aire en un medio controlado, inducidos por cavitación.
- Desarrollar un circuito de detección óptica basado en fotodiodo y láseres para la medición de las señales ópticas.
- Analizar la interacción de la señal óptica al atravesar phantoms de agarosa mediante herramientas de medición óptica.
- Evaluar la variación en la intensidad de las señales láser en el circuito fotodiodo al obstaculizar el haz con cables de diferentes calibres conocidos.
- Establecer un sistema basado en un circuito fotodiodo para la detección y caracterización de la cavitación acústica generada al emplear un láser continuo de baja potencia a diferentes intensidades acústicas en un ambiente controlado.

- Interpretar las propiedades de las señales ópticas adquiridas con el circuito fotodiodo al pasar a través de phantoms de agarosa en situaciones con y sin cavitación acústica inducida.

6 Descripción de la propuesta de detección de cavitación

6.1 Modelado de la intensidad del campo electromagnético por cavitación

6.1.1 Condiciones iniciales

En esta simulación se pretende realizar la caracterización de la relación entre la reducción de la intensidad de un campo electromagnético debido a la reflexión, refracción y absorción de las ondas con distribuciones de burbujas aleatorias inducidas por cavitación acústica.

La simulación de cavitación en medios controlados es esencial para una comprensión detallada del fenómeno. Esta metodología surge de la necesidad de entender a profundidad las variables, características y comportamientos de la cavitación antes de su aplicación directa en salud. Estudiar la cavitación en estos entornos simulados proporciona diversas perspectivas en su desarrollo y aplicación. Por lo tanto, la investigación en este ámbito es vital para respaldar y expandir las futuras aplicaciones terapéuticas y diagnósticas de la cavitación en el sector salud.

La atenuación de la luz o de una onda electromagnética se debe a diferentes interacciones que esta pueda tener con una partícula específica, por ejemplo, la luz puede ser absorbida, reflejada, transmitida o esparcida al interactuar con un objeto o partícula, pero en el caso de la atenuación, está se da principalmente a la conjunción de dos interacciones, los cuales son el scattering y la absorción. Si obtenemos el scattering y la absorción resultante de una onda electromagnética al interactuar con una partícula, tendremos como resultado el efecto total del medio sobre la radiación que lo atraviesa o, dicho de otro modo, la atenuación.

La atenuación se puede caracterizar matemáticamente mediante el índice de refracción complejo o constante óptica, el cual varía dependiendo del material y de la longitud de onda

$$m = n + ik , \quad (38)$$

en donde n se refiere al índice de refracción (*scattering*) y k al coeficiente de extinción (absorción).

Tabla 1: Constante óptica de diferentes materiales relacionados con la experimentación.

Material	Constante óptica a 650 nm
Aire	$1.00027657 + 0i$
Agua	$1.3310 + 1.6400e - 8i$
Cobre	$0.23780 + 3.6264i$
Tereftalato de polietileno	$1.5637 + 1.0900e - 6i$
Sangre	$1.3010 + 1.0660e - 3i$

Se plantea una simulación en el programa computacional COMSOL Multiphysics en donde se llevará a cabo un análisis para cuantificar la atenuación de una onda electromagnética debido a la presencia de microburbujas inducidas en un medio controlado por cavitación acústica.

Para analizar cómo se modifica la intensidad de un campo electromagnético al interactuar con el aire dentro de burbujas generadas por cavitación, es imprescindible

comprender cómo se propaga una onda electromagnética. La propagación de las ondas electromagnéticas se bifurca en campos eléctricos (E) y magnéticos (H) que siguen la siguiente ecuación respectivamente:

$$E_y(x,t) = E_0 \cos(kx - \omega t) , \quad (39)$$

$$B_z(x,t) = B_0 \cos(kx - \omega t) , \quad (40)$$

estas ecuaciones se relacionan de la siguiente manera, lo que da lugar a la modelización de una onda electromagnética:

$$\frac{E_y}{B_z} = \frac{E_0}{B_0} = c , \quad (41)$$

donde c representa la velocidad de la luz en el medio.

La alteración de un campo electromagnético al desplazarse a través de dos materiales distintos se atribuye a la absorción de energía correlacionada con las propiedades del material. Dicha absorción se vincula con la permitividad absoluta del material, definida como la capacidad de un material para resistir un campo eléctrico, y su constante dieléctrica.

En contraposición, se debe considerar la reflexión y refracción de las ondas hacia diversos puntos, que se determina en función de la geometría en la interfaz entre los distintos materiales. La refracción es otorgada primordialmente por el índice de refracción, el cual en el contexto de una onda electromagnética correlaciona la permitividad eléctrica con la permeabilidad magnética. La relevancia de estos parámetros reside en que son empleados para calcular el *scattering* de un campo electromagnético, y por ende, la

fluctuación en la intensidad del campo que podría suceder cuando interactúa con otro medio o material.

6.1.2 Propuesta de simulación

La simulación en el software COMSOL Multiphysics está directamente relacionada con la respuesta de los efectos ópticos generados por el fenómeno de cavitación. Esta simulación involucra parámetros físicos tanto de naturaleza óptica como de acústica, en su objetivo se plantea: “Caracterización de la relación entre la reducción de la intensidad de un campo electromagnético debido a la reflexión, refracción y absorción de las ondas con distribuciones de burbujas aleatorias inducidas por cavitación acústica.”

Se propone realizar un modelo en formato 2D, en el cual se definen 4 elementos clave: Emisión de señal óptica (con diferentes longitudes de onda), distribución de microburbujas, recepción de señal óptica y medio controlado donde interactúen la señal óptica con los espacios de aire (con propiedades físicas del agua), representados en la Figura 10.

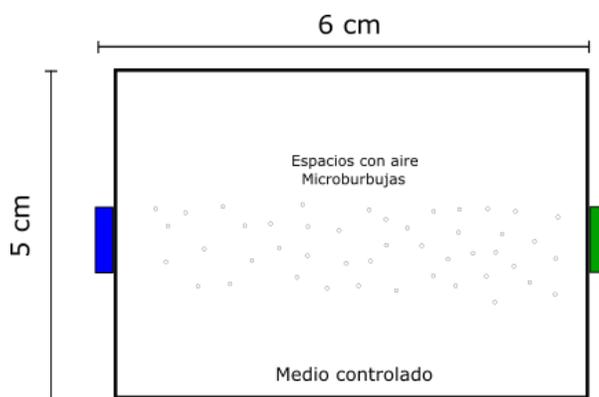


Fig. 10. Representación general del modelo propuesto. **Azul**: Emisión de señal óptica. **Verde**: Recepción de señal óptica.

Para la implementación de los espacios de aire o burbujas, debido a su tamaño real y por posibles problemas que se pueden presentar en el mallado, se propone ajustar la escala del espacio de medición, de esta manera, las microburbujas serán representadas en un mayor tamaño. Así, el medio controlado medirá poco más que el diámetro de la burbuja y la señal óptica, como se muestra en la Figura 11.

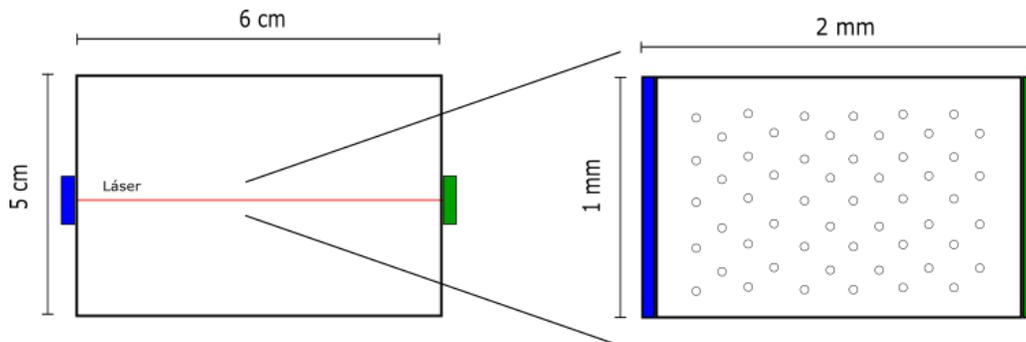


Fig. 11. Representación de la escala del modelo a trabajar, utilizando una zona ampliada donde se coloquen microburbujas. **Azul:** Emisión de señal óptica. **Verde:** Recepción de señal óptica.

Para caracterizar y cuantificar la distorsión de la señal óptica, al atravesar el medio controlado se modelará la propagación de una onda electromagnética añadiendo pequeños espacios esféricos de aire de entre aproximadamente $35\ \mu\text{m}$ y $450\ \mu\text{m}$, emulando los espacios de aire producidos por la cavitación, para así tener como resultado final, la caracterización y cuantificación de la distorsión de dicha señal óptica.

De esta manera, se puede asumir los espacios de aire generados por la cavitación dentro del medio, para facilitar las simulaciones y llegar al análisis del resultado final. Como justificación, se hace la suposición de que las zonas de aire ya se encuentran presentes debido a la cavitación. De esta manera, se pretende tener un modelo que aproxime la alteración de una onda electromagnética debido al fenómeno de la cavitación acústica.

Las simulaciones se ejecutaron empleando el método de elementos finitos (FEM) a través del software COMSOL Multiphysics (COMSOL AB., Suecia). La propagación de

onda fue estipulada en un medio acuoso, adoptando una geometría bidimensional y mediante la resolución de la ecuación correspondiente a la onda electromagnética:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}. \quad (42)$$

La solución se realizó para una intensidad del campo eléctrico de 1 V/m y una longitud de onda de 650 nm, empleando una malla triangular de dimensión $\lambda \times 100$, que resultó en 464,860 elementos. Debido a las dimensiones reducidas del modelo no se realizó un análisis de convergencia, el mallado resultó en un valor más elevado con respecto a lambda, lo cual puede originar diferencias en los resultados cuando se empleé un mallado más fino. Por tanto, es factible escalar el modelo a un tamaño mayor o incrementar los tiempos de procesamiento en cada simulación con un valor inferior de lambda.

El periodo requerido para la solución bajo esta configuración fue aproximadamente de 16 minutos y 57 segundos. Los datos obtenidos fueron exportados a MATLAB (MathWorks, EE. UU.) para su correspondiente postprocesamiento y elaboración de gráficos.

La geometría utilizada se muestra en la Figura 12, en la que se definió un área rectangular de 20×10 mm, correspondiente a dimensiones donde pueden visualizarse y estudiarse espacios de aire de entre aproximadamente 35 y 450 μm . Los límites 1 y 2 corresponden a la emisión de ondas electromagnéticas y al área de recepción, respectivamente. Los límites 3 y 4 se definieron como límites de dispersión transparentes, que permiten la libre propagación de las ondas, para no generar interferencias adicionales durante el recorrido de las ondas desde la zona de emisión hasta la zona de recepción.

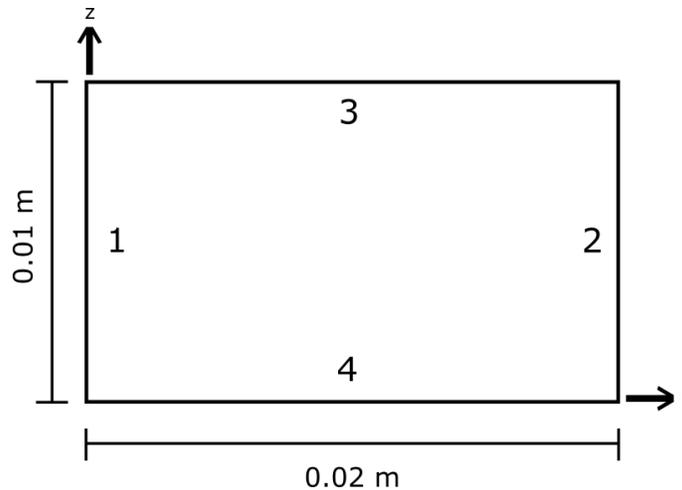


Fig. 12. Geometría FEM.

El medio de propagación está compuesto por 3 casos diferentes, el primero con solo agua como medio de propagación, en el que se compararán los otros casos, el segundo con una burbuja de aire de mayor tamaño con un diámetro de 0.3 mm ubicada en el centro y el tercero con diferentes burbujas de diámetros aleatorios entre 35 y 450 μm y en diferentes ubicaciones a lo largo del modelo.

6.1.3 Matriz aleatoria de burbujas

Para la simulación del comportamiento resultante de la presencia de burbujas producto de la cavitación ultrasónica en un medio líquido, es imprescindible incorporar factores tales como la ubicación de la generación de burbujas, su diámetro mínimo desde la nucleación hasta su diámetro máximo en el colapso, y la cuantificación total de burbujas inducidas. Estos tres factores representan los más importantes para investigar y modelar, debido a la interacción de múltiples factores internos y externos que obstaculizan el comportamiento constante de estos fenómenos.

Puesto que se busca explorar la alteración de una onda electromagnética a consecuencia de la presencia de burbujas inducidas por cavitación acústica, es necesario

elaborar una herramienta que emule el comportamiento aleatorio de los factores previamente mencionados en la generación de burbujas de cavitación. Por consiguiente, se optó por programar en MATLAB (MathWorks, EE. UU.) una matriz bidimensional de tamaño correspondiente a la geometría empleada en el modelo. En esta matriz, se presentarán exclusivamente dos valores: el primero asociado al medio de propagación empleado, en este caso, agua, y el segundo estará asociado al aire, agrupando los datos en una forma circular con la finalidad de emular la geometría de una burbuja.

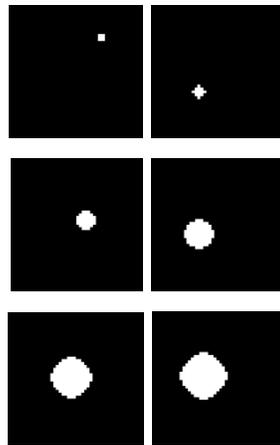


Figura 13. Burbujas de diferentes tamaños dependiendo del número de datos: 1, 9, 25, 49, 81 y 100

Los parámetros programables comprendieron al tamaño de la matriz, la cantidad total de burbujas, la separación entre cada una, y el diámetro mínimo y máximo durante la formación de cada burbuja.

La Figura 14 exhibe el resultado de las dos matrices utilizadas con parámetros aleatorios en la distribución de burbujas dentro de la geometría del modelo. El primer caso presenta un número inferior de burbujas, 250, pero de mayor tamaño y más distribuidas, mientras que el segundo presenta una mayor cantidad de burbujas, 1000, menores en tamaño, pero más concentradas en la zona central del modelo.

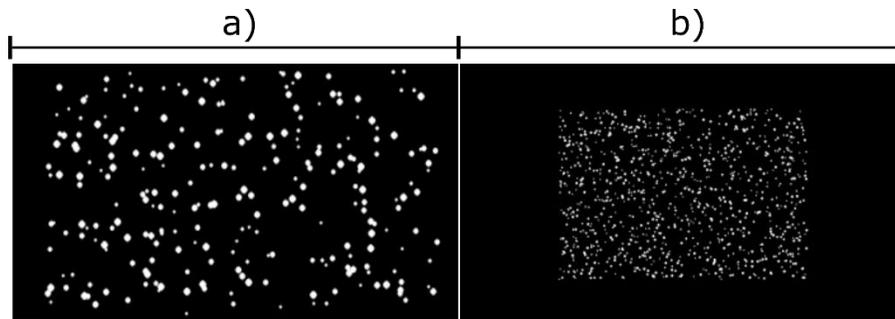


Figura 14. a) Primera distribución aleatoria de 250 burbujas de mayor tamaño, b) Segunda distribución aleatoria de 1000 burbujas de menor tamaño.

Posteriormente, la matriz obtenida fue exportada como imagen y definida como geometría dentro del modelo para lograr una distribución aleatoria de burbujas que se aproxime al comportamiento que se manifiesta en la cavitación acústica.

6.2 Circuito de medición óptica

Para llevar a cabo la implementación práctica de lo postulado en la simulación, el primer aspecto que debe considerarse es la necesidad de un sistema de medición adecuado que sea capaz de detectar las intensidades de los láseres al atravesar el medio en estudio. Para satisfacer esta necesidad, se requiere un componente con la peculiaridad de ser altamente sensible a variaciones mínimas de luz, tal como los fotodiodos.

6.2.1 Componentes: fotodiodo

Se decidió emplear el fotodiodo modelo BPW21 para este estudio. Este dispositivo es un fotodiodo de silicio de tipo PN que opera en un rango de longitudes de onda de 350 a 820 nm. Cabe destacar que este rango cubre de manera integral las longitudes de onda de los láseres utilizados en la investigación.

Este fotodiodo posee la particularidad de operar óptimamente bajo una condición ambiental de 25°C y 1 Klx. A nivel de salida, proporciona una corriente inversa cuyo valor típico es de 9 μA , y ostenta una sensibilidad de 9 nA/lx en un rango de 10^{-2} hasta 10^5 lx. La siguiente figura presenta una representación gráfica de los valores de las intensidades luminosas en función del modo operativo del fotodiodo, ya sea en modo de circuito abierto en voltaje o en modo de corriente.

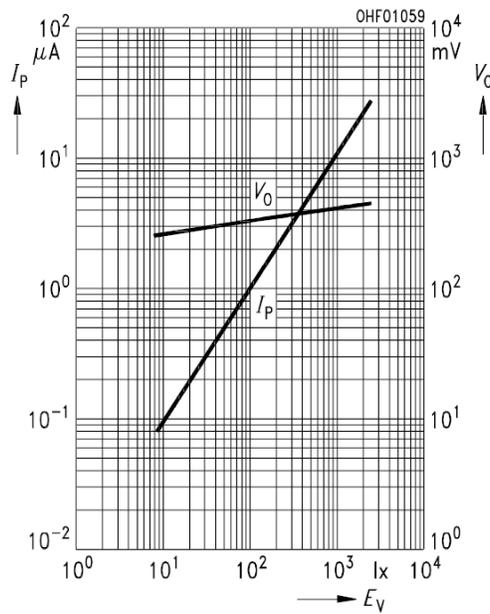


Fig. 15. Diagrama sensibilidad corriente fotodiodo (I_p) y circuito abierto fotodiodo (V_o) [81].

Como se puede apreciar en la figura presentada, la sensibilidad varía significativamente entre los dos modos de operación, siendo superior cuando el fotodiodo se emplea en modo corriente en comparación con su uso en modo de circuito abierto. Dada la aplicación de este sistema de medición para elementos en el orden de los micrómetros, una mayor sensibilidad en la detección de cambios en la intensidad luminosa conduce a mejores resultados. Por lo tanto, la decisión de utilizar este fotodiodo en particular se fundamenta en la alta sensibilidad que exhibe en el modo corriente.

6.2.2 Construcción del circuito

Para emplear el fotodiodo en el modo corriente, se implementó una primera etapa denominada circuito convertidor de corriente a voltaje, utilizando el amplificador operacional Op270. Esta etapa se diseñó para tomar las mediciones de corriente procedentes del fotodiodo y transformarlas en voltaje para su posterior análisis.

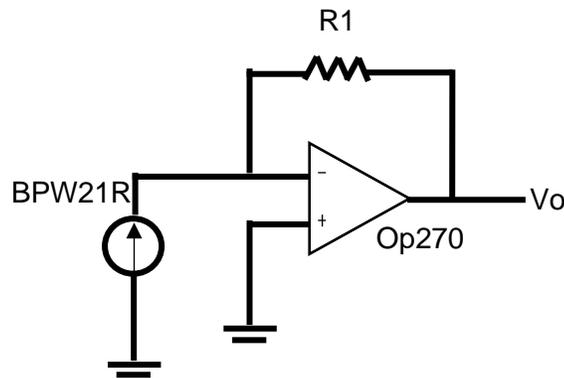


Fig. 16. Diagrama circuito convertidor corriente – voltaje.

En este sistema, R1 actúa como elemento de ganancia en la ecuación del circuito del fotodiodo. En este contexto, se decidió asignar a R1 un valor de 1 k Ω para asegurar una salida que oscile entre 0 y 1 V. Esto se decidió tomando en cuenta que la corriente mínima que el fotodiodo puede detectar es de 0.1 nA, en incrementos de 10 nA, hasta alcanzar una corriente máxima de 1mA. Con este diseño, se logró obtener una sensibilidad de 0.05 mV/lx. Dado que las mediciones en la hoja de datos del fotodiodo se expresan principalmente de manera exponencial, especialmente en las áreas de menor y mayor intensidad luminosa, se propuso la incorporación de una etapa adicional en forma de circuito logarítmico para linealizar la salida.

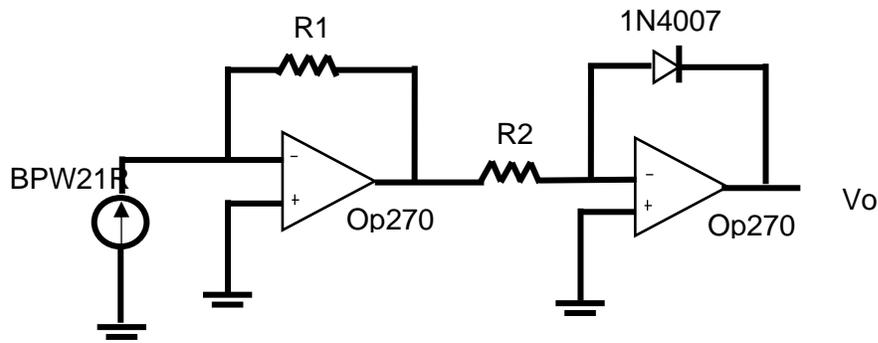


Fig. 17. Diagrama circuito convertidor corriente – voltaje con etapa de linealización.

Al agregar un diodo y una resistencia, combinados con otro amplificador operacional a la salida, se puede obtener una respuesta más lineal. Esta mejora es notable dado que, sin la etapa de linealización, el comportamiento de la salida se presenta de forma exponencial.

Mediante la multiplicación de la salida exponencial del fotodiodo con la respuesta logarítmica del diodo, se puede conseguir una respuesta predominantemente lineal a lo largo de las intensidades luminosas que el fotodiodo es capaz de registrar.

Las pruebas preliminares del circuito se llevaron a cabo ensamblando los componentes en una protoboard, con el objetivo principal de determinar si había una variación en los valores de intensidad con los tres láseres. Este paso fue crucial ya que el diodo 1N4007 empleado muestra una respuesta variable más pronunciada en relación con su temperatura de operación, manteniendo una operación constante siempre y cuando se opere por debajo de los 120 °C.

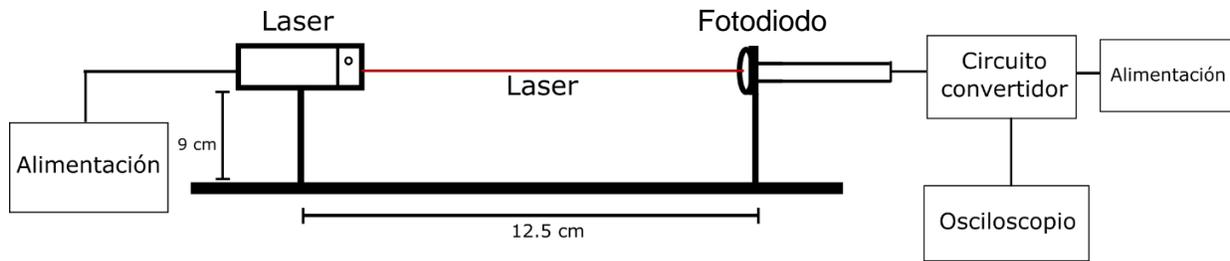


Fig. 18. Diagrama de instrumentación de láser y circuito de medición.

A lo largo de las mediciones con el láser y el circuito de medición, se realizaron varios ajustes con el objetivo de optimizar los resultados en futuras mediciones. El primer ajuste consistió en incorporar una fuente de alimentación independiente para el circuito de medición. Esta fuente independiente se realizó mediante una pila de voltaje continuo a 9 V, la cual proporcionaría una salida de +4.5 V y -4.5 V para alimentar tanto al circuito de conversión de corriente a voltaje como al circuito de linealización.

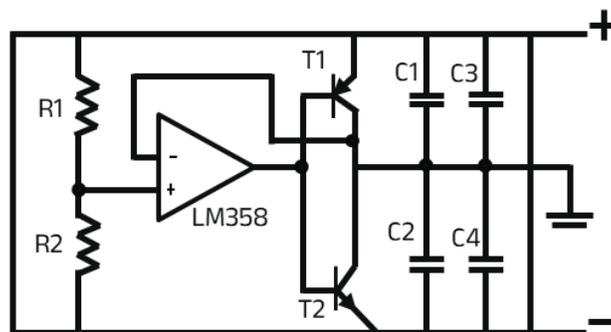


Fig. 19. Diagrama fuente independiente.

Una vez verificado el correcto funcionamiento del circuito, se procedió a su construcción en una placa PCB utilizando componentes SMD (*Surface Mounting Device*). Este paso se realizó para facilitar el uso del circuito y asegurar la fiabilidad de las mediciones en los experimentos subsiguientes.

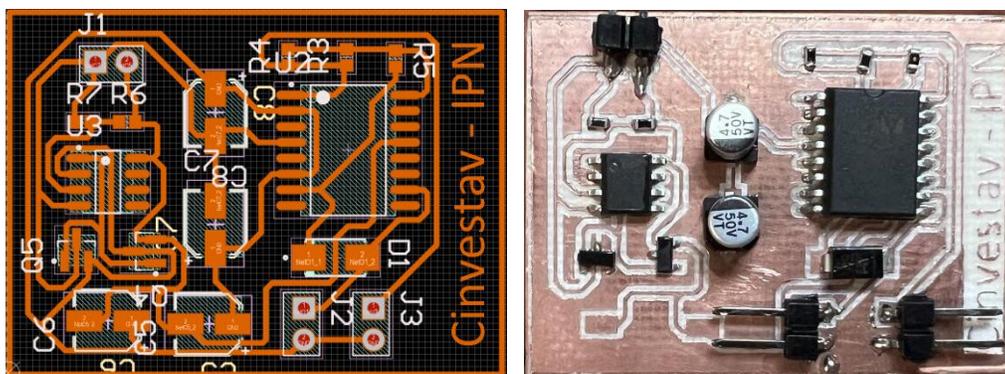


Fig. 20. Diagrama y circuito SMD.

Dada la naturaleza de los componentes empleados en el circuito de medición, resultó necesario analizar la posible variación que tanto el láser como el circuito pudieran exhibir a lo largo del tiempo. Esta necesidad se deriva del hecho de que, para detectar cavitación en un medio utilizando técnicas ópticas, se requiere un sistema de medición estable. Para ello se aplicó una metodología la cual implicó activar tanto el láser como el circuito de medición óptica, registrando mediciones de la intensidad cada minuto desde su encendido hasta completar un total de 15 min. Este experimento se realizó diez veces, y los resultados se promediaron y graficaron posteriormente. De esta forma, se buscó identificar si existía una correlación entre el aumento de la temperatura del circuito y la intensidad registrada, o, por el contrario, si se llegaba a un punto en el que las mediciones registradas por el circuito no presentaban variación significativa.

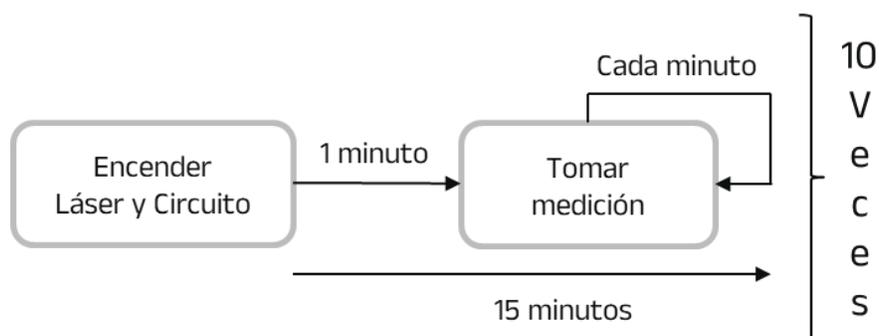


Fig. 21. Diagrama de experimentación para medir las variaciones en el circuito propuesto.

6.2.3 Láser a través de phantoms

Para las mediciones efectuadas en este estudio, se emplearon tres láseres con longitudes de onda de 650 nm, 530 nm y 410 nm, todos operando a una potencia de 5 mW. La finalidad fue cuantificar la atenuación de la energía luminosa al transitar a través del phantom de agarosa fabricado.

Cada láser utilizado en las mediciones presentó una potencia de 5 mW con una tolerancia en la longitud de onda de ± 10 nm. Estos cumplen con el estándar de seguridad CFR 21, garantizando la concentración de su energía y reduciendo la dispersión. La alimentación de estos láseres se realizó mediante baterías convencionales de litio modelo 18650, que entregan un voltaje de 3.7 V y una corriente de descarga máxima de 20 A.

Debido a la naturaleza de las pruebas y las posibles reflexiones de la energía láser al interactuar con diversas superficies en el laboratorio, se hizo necesario el uso de lentes de protección óptica. Los lentes de protección seleccionados bloquean longitudes de onda por encima de los 600 nm (lentes color rojo) y por encima de los 400 nm (lentes color azul). Se cuenta con un par de cada tipo de lente, garantizando la integridad y salud del ojo durante las mediciones.

Se empleó un phantom de agarosa al 0.7% como medio de análisis, seleccionado por sus características acústicas, que se asemejan notablemente a las propiedades del agua. Para su confección, se siguió un procedimiento específico, y los materiales y equipos empleados en la elaboración de los phantoms de agarosa al 0.7% fueron los siguientes:

- Agarosa (Invitrogen, USA)
- Agua bidestilada y desgasificada
- Termoagitador magnético (Scorpion scientific, USA)
- Termómetro digital (Hanna®, HI 935002)
- Balanza (American Weigh Scales®, AWS-201)
- Vasos de precipitado (Volúmenes de 50 a 250 ml)

La metodología empleada fue la siguiente:

1. Se miden las cantidades de agua bidestilada y agarosa para la obtención de un phantom de agarosa al 0.7%.
2. En un vaso de precipitado de cristal se coloca el agua bidestilada para comenzar a calentar. Se monitorea durante todo el proceso de calentamiento con ayuda del termómetro digital.
3. Se regula el termo-agitador a una temperatura de 150 °C y a una velocidad de 100 RPM (revoluciones por minuto), se introduce además una barra agitadora que mezclará lo que se le introduzca al vaso.
4. Cuando la temperatura del agua llega a 50 °C se comienza a añadir la agarosa de forma lenta y cuidadosa para que no se haga un grumo concentrado, se comenzará a disolver en el agua caliente.
5. Cuando la mezcla alcanza los 80 °C se apaga la función de calentamiento del termo-agitador y se mantiene solo la función de mezclar con el fin de disminuir la temperatura para verterlo en un molde, añadimos agua bidestilada con el fin de compensar alguna cantidad que se haya evaporado.
6. A una temperatura menor de 40 °C se retira el termómetro digital y vertemos la mezcla lograda en un recipiente de acrílico.
7. Cuando lo vertido se haya solidificado, colocamos aproximadamente 1 cm de agua del recipiente contenedor, sellamos el phantom, se colocan las etiquetas y se refrigera para su uso. La colocación de agua es con el fin de evitar que haya una evaporación del phantom una vez que esté almacenado.

Utilizando un tablero óptico y postes de estabilización, se llevó a cabo una precisa alineación del haz del láser, asegurando que incidiera en el centro del fotodiodo a una distancia previamente determinada. Entre el láser y el fotodiodo se ubicó el phantom de agarosa, conforme a lo ilustrado en la Figura 22. Este montaje experimental se diseñó con

el propósito de cuantificar la intensidad de los láseres al pasar a través del phantom de agarosa.

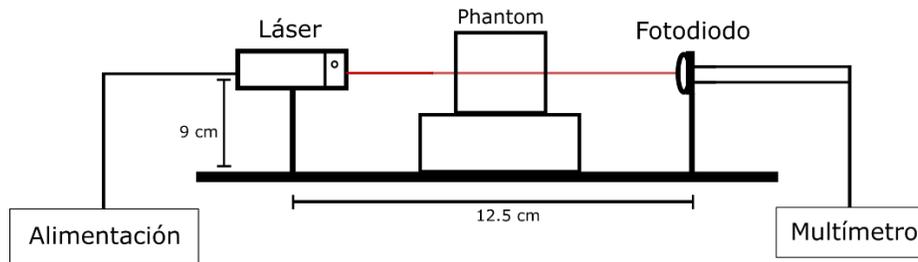


Fig. 22. Diagrama de instrumentación de láser, phantom y fotodiodo.

Una vez activado el sistema de medición junto con el láser, se procedió a registrar el valor de voltaje indicado por el multímetro. En la primera instancia, se llevó a cabo la medición directamente hacia el fotodiodo, y en la segunda, a través del phantom. Este proceso permitió obtener una señal de referencia con la cual contrastar los resultados. A continuación, se alternaron cada uno de los tres láseres disponibles, repitiendo el procedimiento anterior, con el fin de registrar la intensidad del láser detectada por el circuito de medición.

6.3 Caracterización del sistema de medición óptico

Para validar el funcionamiento de los láseres en conjunto con el circuito de medición, la primera metodología planteada consistió en realizar una experimentación de medición con el objetivo de verificar el umbral de detección cuantificable. Dado que el propósito de este sistema es detectar burbujas de dimensiones extremadamente reducidas, es imprescindible esta cuantificación previa a la realización de experimentos con ultrasonido.

Para superar estas complicaciones, la metodología experimental se diseñó de la siguiente forma: se estableció la utilización de un elemento de medición, el cual sería

atravesado por el láser. Este elemento debería poseer dimensiones específicas y considerablemente pequeñas, preferentemente en correspondencia con el rango de las dimensiones de las burbujas inducidas por la cavitación que, según los modelos generados en las simulaciones, estas burbujas presentan un rango que, desde su nucleación hasta su colapso, varían entre 35 y 450 μm .

6.3.1 Materiales y procedimiento

La elección de analizar un material distinto a las burbujas de aire encuentra justificación en la alta complejidad inherente al control del tamaño de estas burbujas y su posterior ubicación en un medio para su estudio. Dicho proceso plantea desafíos significativos para la realización de mediciones precisas y la obtención de resultados concluyentes.

El objeto de medición se determinó mediante la selección de varios cables de cobre de calibres diferentes, previamente medidos y conocidos. Dichos cables de cobre se posicionaron entre la zona de emisión del láser y la zona de recepción o medición del circuito. Se seleccionaron nueve calibres específicos para esta experimentación, mostrados en la siguiente tabla:

Tabla 2. Calibres de cobre utilizados

Calibre cable de cobre [mm]
1.72
1.32
0.9
0.57

0.11
0.08
0.05
0.02
0.01

Antes de la experimentación, se entiende que la luz interactúa de manera distinta dependiendo del material a través del cual se propaga, afectando así fenómenos como la reflexión, refracción, difracción y absorción, debido a las constantes ópticas propias de cada material. En este escenario, el cobre (material constituyente de los cables) y el aire (presente en las burbujas) son sustancias con propiedades significativamente diferentes, y, en consecuencia, poseen constantes ópticas distintas. Las siguientes son las constantes ópticas para ambos materiales:

Tabla 3: Constantes ópticas de cobre y del aire.

Material	Constante óptica
Aire	$m = 1.00028520 + i0$
Cobre	$m = 0.23780 + i3.6264$

6.3.2 Modelado de la respuesta óptica

Debido a las notables diferencias en las constantes ópticas de ambos materiales, se optó por llevar a cabo una simulación de trazado de rayos o “*Ray tracing*” utilizando el software

COMSOL Multiphysics. Esta simulación permitirá una comparación más precisa entre el comportamiento de la luz al interactuar con estos dos materiales distintos.

La simulación se basó en una geometría rectangular de 20 mm por 10 mm, llena de agua, donde la pared izquierda representaba la zona de emisión, desde la cual los rayos eran proyectados hacia la pared de recepción, ubicada a la derecha. Dentro de este espacio, se posicionó la partícula a analizar, ya fuera de aire o de cobre, en la posición central como se muestra en la figura a continuación, Fig. 23.

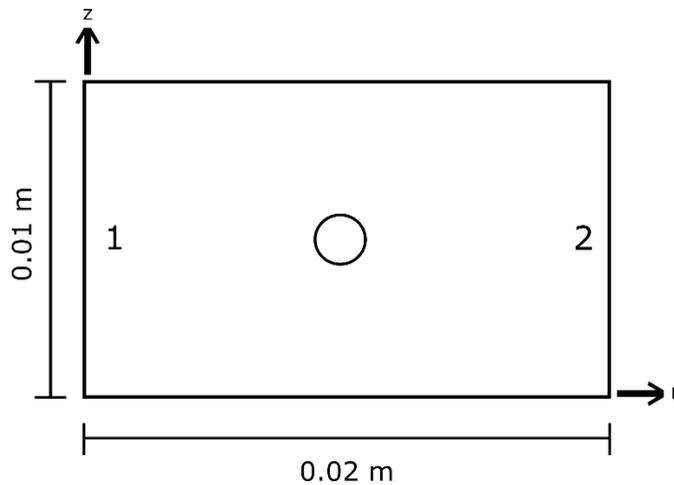


Fig. 23. Geometría con una sola burbuja ubicada en la zona central.

La mencionada simulación proporciona un medio para analizar el comportamiento de los rayos de luz al atravesar una partícula de material diverso situada en la región central, con el propósito primordial de discernir las divergencias en las propiedades ópticas entre el aire y el cobre. Para realizar la simulación, se emplearon parámetros de luz a 650 nm, definiendo la pared 1 como una zona emisora de 1000 rayos, los cuales se generan y orientan inicialmente sobre el eje "r". Se implementó un mallado sobre la geometría, resultando en 368,565 elementos, con un tiempo de procesamiento de 4.7 segundos. Este procedimiento se llevó a cabo para ambas simulaciones: la primera, donde la partícula adopta las propiedades ópticas del aire junto con su respectiva constante óptica; y la

segunda, donde la partícula emula las propiedades ópticas del cobre, nuevamente con su constante óptica correspondiente. Los resultados de dichas simulaciones se presentan en la Figura 24, que se muestra a continuación.

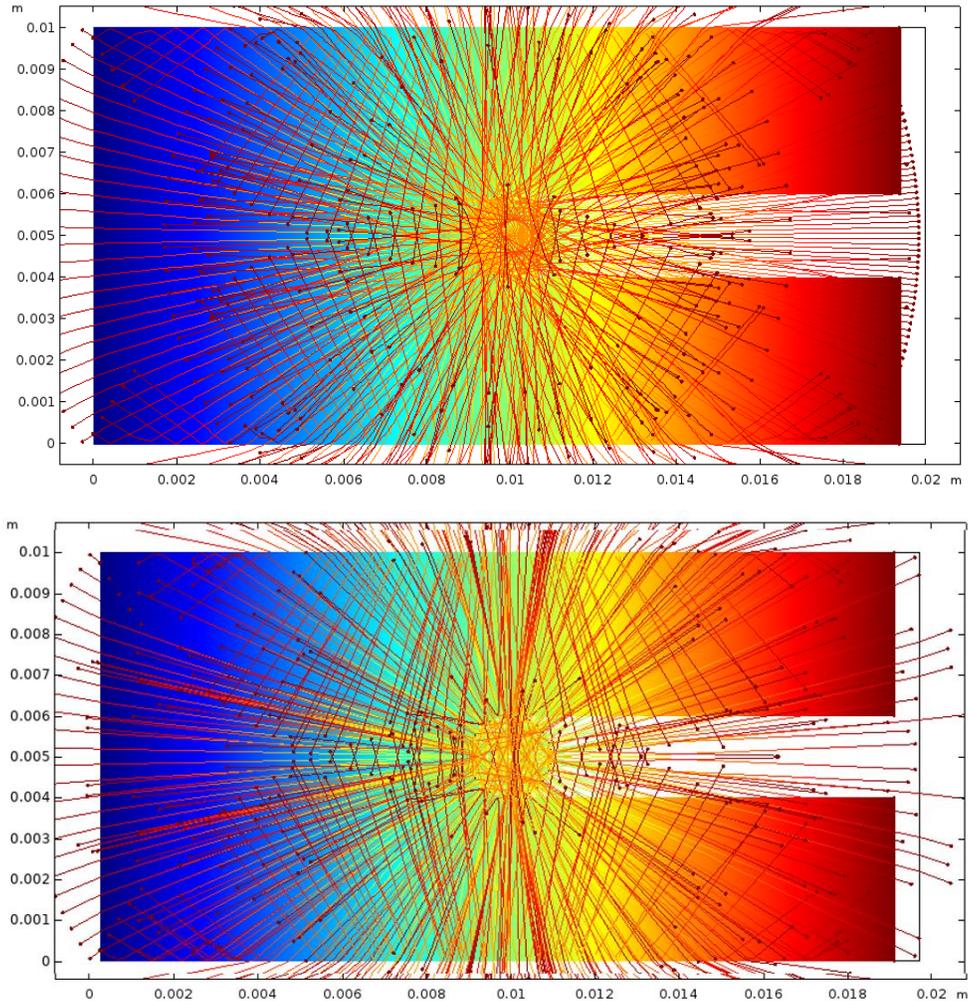


Fig. 24. Simulación bajo el régimen geométrico de la interacción de rayos (650 nm) con una partícula de aire y cobre

Para el análisis de los resultados, se procedió a cuantificar la cantidad de rayos incidentes en la pared de recepción, con un enfoque particular en la zona del recorrido que se ve afectada por la partícula. Esto se debe, en gran medida, a que la parte real de la constante óptica del cobre, la cual está asociada a las refracciones que puede experimentar

la luz, se encuentra notablemente disminuida en comparación con la del aire. Como consecuencia de ello, los rayos que llegan a la zona de emisión entre (0,0.04) y (0,0.06) para el cobre son menos numerosos que los rayos que alcanzan la misma zona en el caso del aire, lo que se traduce en una reducción del 62.3%. No obstante, es importante señalar que se observa una significativa reducción para ambos materiales.

Cabe señalar que se realizaron simulaciones para otros materiales con el fin de comprender como podían comportarse los rayos incidentes dependiendo de su constante óptica, por ejemplo, en el caso del aluminio en forma líquida con una constante óptica de $m = 1.1978 + i7.0488$ los rayos generados pueden atravesar la partícula y concentrarse en un punto, como se observa en la Figura 25, lo que dificultaría cuantificar el parecido entre la reducción de intensidad con respecto al aire.

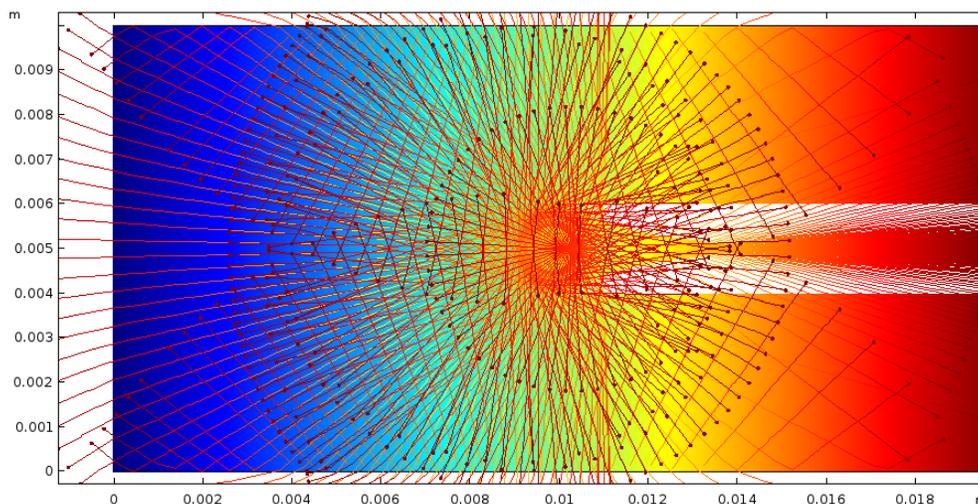


Fig. 25. Simulación bajo el régimen geométrico de la interacción de rayos (650 nm) con una partícula de aluminio.

En el caso de materiales como el cobre y el aire, los rayos que alcanzan la zona de recepción exhiben una disminución en su intensidad, sin crear áreas de focalización, tal como puede ocurrir con otros materiales. Por ende, aunque el cobre inhibe en mayor grado

la transmisión de la luz, puede ser considerado un material adecuado para comparar la respuesta que se obtendría con una partícula de aire. Las simulaciones realizadas proporcionaron una cierta confianza en que los cables de cobre empleados pueden servir para verificar una respuesta en la reducción en el circuito de medición junto con el láser. Sin embargo, es crucial entender que el uso de este material solo funciona como un punto de referencia y no puede garantizar con total certeza una correspondencia completa en los resultados cuando se realizan experimentos con cavitación.

6.3.3 Arreglo experimental

Para analizar los cables de cobre con diferentes calibres estos se colocaron en un marco de acrílico de 5x4 cm para poder posicionarlos entre el láser y el circuito. A su vez el armado experimental consistió en colocar sobre el tablero óptico el láser de diferentes longitudes de ondas alimentados con una batería independiente de 3.7 V, alineado con el fotodiodo a una distancia de 12.5 cm como se muestra en la Figura 26.

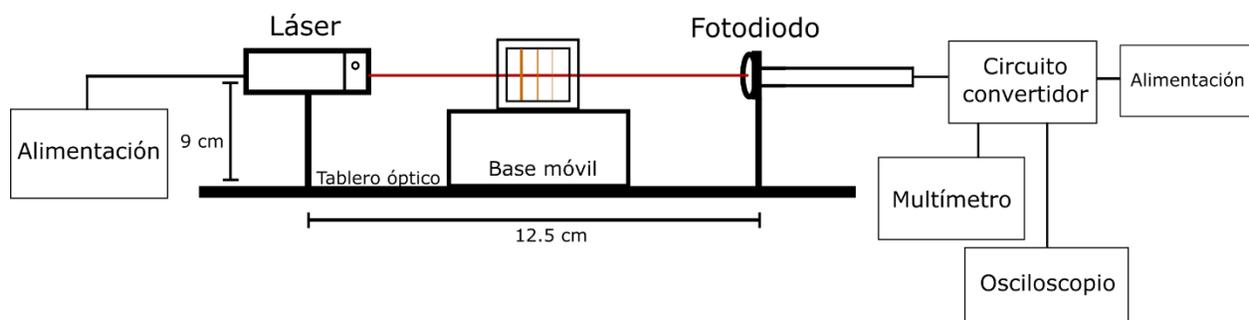


Fig. 26. Diagrama experimentación detección de cables de cobre.

Entre el láser y el fotodiodo se colocó una base móvil, con la cual se posicionaban en el centro del láser los 3 calibres de cables que se podían ubicar en el marco de acrílico.

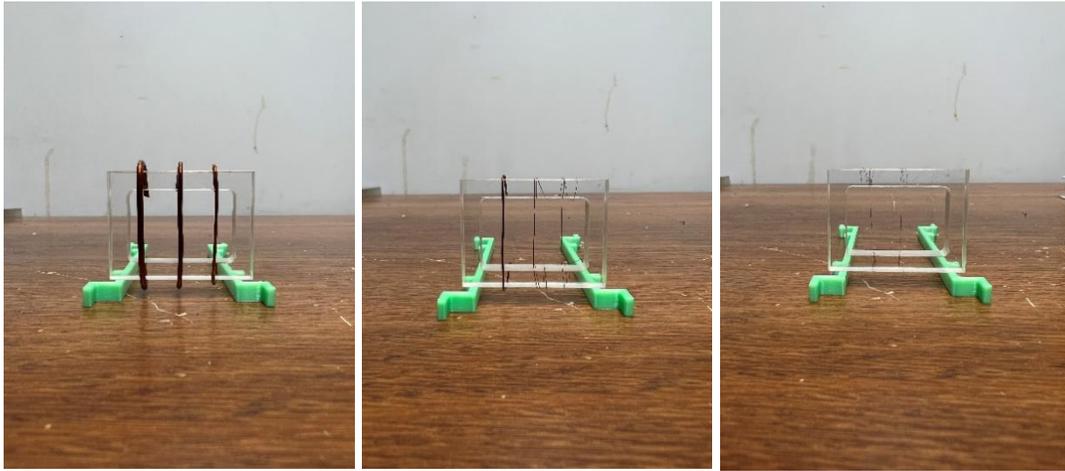


Fig. 27. Hilos de cobre utilizados montados en marco de acrílico.

La metodología de medición consistió en conectar el láser junto con el circuito de medición y esperar 8 minutos para tener una medición lo más estable posible; posteriormente, se precolocó el hilo lo más cercano posible del cable y se tomó una medición de referencia, la cual consiste en únicamente la intensidad del láser registrada al apuntar directamente al fotodiodo. Posteriormente, utilizando la base móvil, se coloca el cable de cobre hasta que se registra la menor intensidad en el multímetro y se guarda la señal en el osciloscopio; este proceso se realizó para cada una de las tres longitudes de onda en diez ocasiones diferentes para promediar el valor de los resultados y realizar un análisis.

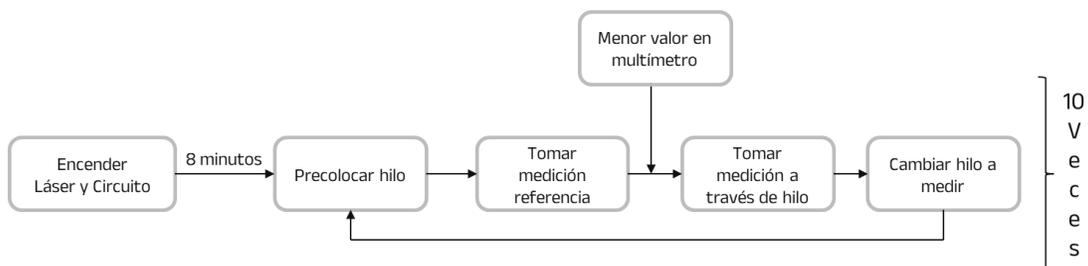


Fig. 28. Metodología de medición para los cables.

Se realizaron mediciones de referencia láser directo y medición a través del cable para de esta manera poder cuantificar si le valor en la intensidad de los láseres registra variaciones a lo largo de las mediciones, debido a que como se busca registrar ligeras variaciones en el valor de la intensidad, principalmente con los cables de calibres más reducidos, medir las variaciones del láser al largo de las mediciones resulta necesario para determinar la fiabilidad de un resultado.

6.3.4 Detección en phantom

Para la detección de los cables de cobre en el phantom, el primer paso fue la creación de un phantom de agarosa al 0.7%, dentro del cual se colocaron los cables de cobre sostenidos por un marco. Se construyeron tres phantoms de agarosa, cada uno conteniendo tres diferentes calibres de los nueve totales a evaluar. Una vez preparados los phantoms de agarosa y el marco con los cables de cobre incorporados, se mantuvo la misma configuración experimental y metodología utilizada en los ensayos previos con los cables aislados. La figura a continuación, Fig. 29, ilustra la disposición de la experimentación con los cables situados en el interior del phantom.

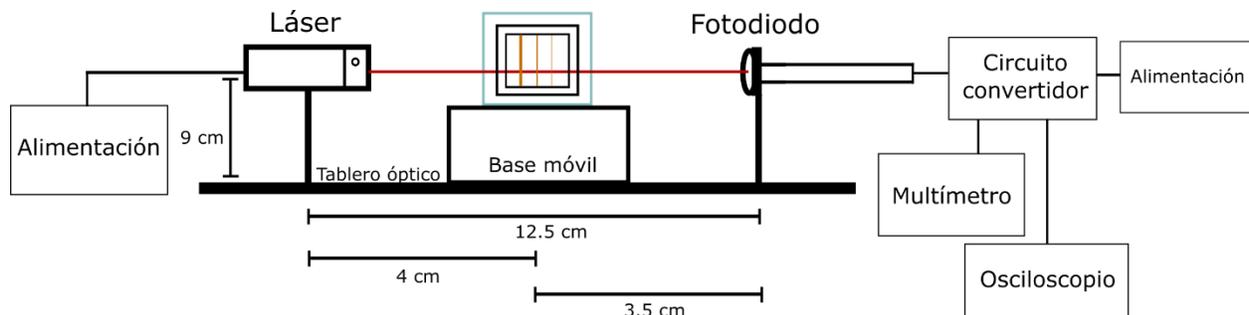


Fig. 29. Diagrama experimentación detección de cables de cobre en phantom.

La metodología de medición siguió un enfoque similar al previamente establecido. Primero, se procedió a conectar el láser y el circuito de medición, manteniéndolos en funcionamiento durante un período de 8 min para garantizar la mayor estabilidad posible en las mediciones. Posteriormente, se posicionó el hilo lo más cerca posible del cable para realizar una medición de referencia, la cual refleja exclusivamente la intensidad del láser captada al apuntar directamente al fotodiodo. Luego, empleando la base móvil, se ajustó la posición del cable de cobre hasta que el multímetro registró la menor intensidad posible, momento en el cual se almacenó la señal en el osciloscopio. Este procedimiento se repitió para cada una de las tres longitudes de onda en diez ocasiones distintas con el fin de obtener un valor promedio de los resultados para su posterior análisis.

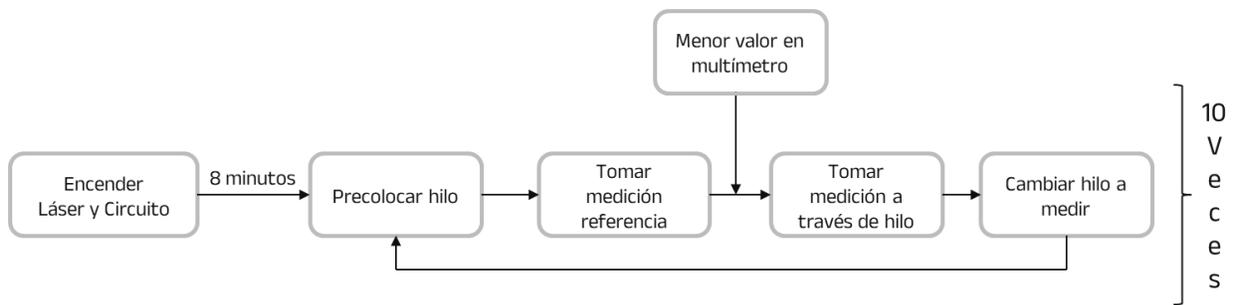


Fig. 30. Metodología de medición para los cables dentro de phantom.

Es importante destacar que, a diferencia de las mediciones realizadas exclusivamente con los cables de cobre, en este caso, al estar inmersos en el phantom de agarosa, pueden surgir distintos artefactos que podrían interferir con las mediciones. El primer artefacto que se identificó fue el posible daño en las paredes de interfaz entre el aire y el phantom. Si estas paredes presentan alguna discontinuidad, se ve afectada de manera significativa la propagación del láser, tanto hacia el interior del phantom como hacia el exterior del mismo. Por tanto, se cuidó en todas las mediciones que el láser incidiera en un área donde el phantom no presentara ningún tipo de daño.

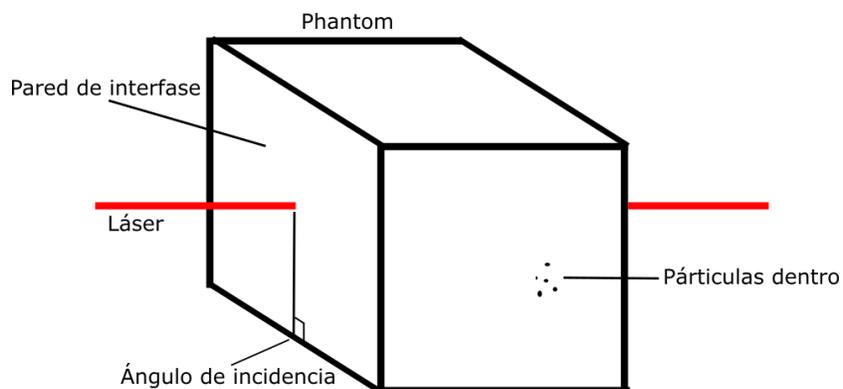


Fig. 31. Artefactos interferentes en las mediciones

El segundo artefacto potencialmente disruptivo para las mediciones en el interior del phantom son las partículas que pueden encontrarse suspendidas dentro de él. Por lo tanto, durante la construcción del phantom, se utilizó agua desgasificada y se tomó especial precaución para minimizar su exposición al ambiente, con el fin de evitar la incorporación de partículas externas en la mezcla y su eventual solidificación dentro del phantom. Sin embargo, en casos donde se detectó alguna partícula, se realizó un ajuste vertical del láser para que su trayectoria de incidencia evitara cualquier partícula visible.

Finalmente, el tercer artefacto a considerar es la colocación del phantom. Es de suma importancia que éste se sitúe de manera perpendicular con respecto a la pared de interfaz, garantizando así que el haz de luz no sea reflejado y que la intensidad registrada en cada medición no se vea indebidamente afectada.

Afortunadamente, dado que las mediciones se realizaron en hilos dispuestos verticalmente dentro del phantom, se disponía de un amplio margen para el ajuste vertical de la trayectoria del láser. Así, en caso de encontrar cualquier artefacto previamente mencionado que pudiera interferir con las mediciones, se podía recalibrar la dirección del haz láser para asegurar que su camino no se viera obstaculizado por ninguno de estos artefactos.

6.4 Detección de ultrasonido y cavitación en phantom

Para inducir ultrasonido en un medio controlado y generar cavitación, la primera consideración es determinar cómo se va a inducir el ultrasonido para permitir la cavitación en el medio. Como se ha estudiado, la cavitación es un fenómeno que ocurre cuando en un líquido se produce una constante disminución de la presión a temperatura constante. Para realizar este cambio de presión o despresurización, el ultrasonido desempeña un papel importante en la mayoría de los casos, debido a que con el desplazamiento de las ondas mecánicas se facilita este fenómeno.

Dentro del sector médico, la cavitación ha emergido como un área de notable interés debido a las oportunidades que presenta para transformar diversos tratamientos. Uno de los ejemplos más destacados es su uso potencial en intervenciones que buscan abrir la barrera hematoencefálica. Esta apertura facilitaría la entrega precisa de medicamentos a áreas específicas del cerebro, ofreciendo un camino prometedor para tratar afecciones que, hasta ahora, han sido difíciles de abordar. Sin embargo, para aprovechar al máximo estas oportunidades, es esencial tener una comprensión sólida y detallada de cómo se comporta la cavitación. La exploración detallada de las características y consecuencias de la cavitación también abre oportunidades para su aplicación en una variedad más amplia de tratamientos y técnicas médicas. Esta profundización marca el camino hacia la consolidación de la cavitación como una herramienta más en intervenciones biomédicas.

6.4.1 Materiales y procedimiento

Para los experimentos, se disponen de diversos transductores capaces de generar ultrasonido a distintas frecuencias, potencias y distancias focales, tanto de forma plana como focalizada. El primer criterio que se consideró fue seleccionar el transductor que se adaptara de la mejor manera a los requisitos establecidos para la experimentación. Esto se

debía a la necesidad de utilizar el láser y el sistema óptico de medición con el montaje experimental ya existente y caracterizado.

Debido a que las mediciones con el láser se llevaron a cabo dentro de un phantom, inducir ultrasonido de manera focalizada y a una distancia focal que permitiera espacio entre el transductor y el foco fue la mejor opción para la experimentación. Además, la inducción de ultrasonido de alta intensidad en forma focalizada (HIFU) permite concentrar la energía de las ondas en un solo punto, y con una potencia moderada, genera una mayor presión en ese punto. Esta mayor presión facilita notablemente la formación de cavitación en un medio líquido. Por estas razones, se decidió inducir el ultrasonido de manera focalizada utilizando los transductores disponibles que presentaban estas características.

Para el montaje experimental, era necesario inducir el ultrasonido logrando un buen acoplamiento de impedancias entre el phantom y el transductor. Normalmente, esto se logra mediante la construcción de un aplicador cónico que se superpone en la cara incidente del transductor, el cual contiene una capa de agua o gel acústico y consigue un buen acoplamiento de impedancias con el elemento al que se quiere inducir el ultrasonido. Sin embargo, esta solución no se utilizó ya que el aplicador cónico requiere el modelado y construcción de una geometría específica que no interfiera con la propagación de las ondas.

En cambio, se propuso un montaje experimental en el que el transductor se mantendría sumergido en un tanque de agua y, a su vez, el phantom estaría posicionado por encima del transductor, con una pequeña porción de la parte inferior sumergida en agua y el resto por encima de la misma. De esta manera, con la propuesta de este montaje experimental, se tendría un excelente acoplamiento de impedancias, ya que el agua cubriría toda la parte inferior del phantom y las ondas no encontrarían ningún tipo de interferencia al entrar en contacto con el phantom. Además, en la parte superior del phantom, se tendría suficiente espacio para realizar las mediciones con los láseres, como se ha realizado anteriormente.

6.4.2 Detección y caracterización de cavitación con láser

6.4.2.1 Caracterización y parámetros arreglo experimental

El diseño del tanque de agua se fundamentó en las características del transductor cóncavo mono elemento de Onda Corporation a 4 MHz empleado, el cual posee una distancia focal de 100 mm. Dicho parámetro resultó esencial para establecer la altura vertical del tanque de agua, asegurando que el phantom quedara adecuadamente sumergido y que el foco del transductor incidiera aproximadamente en el centro de éste. A continuación, se presentará una figura, Fig. 32, que ilustra el diseño del contenedor con las dimensiones correspondientes.

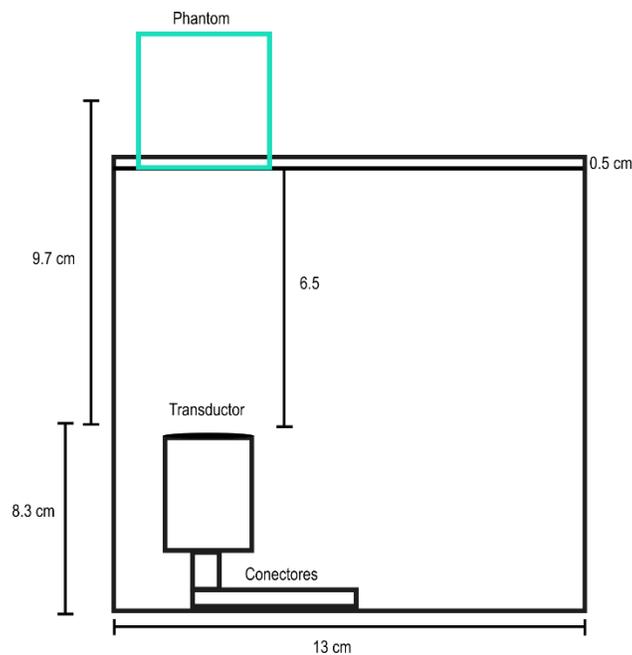


Fig. 32. Diagrama caja de experimentación phantom con ultrasonido

El tanque de agua, fabricado con material acrílico, se diseñó con unas dimensiones de 13 cm × 16.3 cm. El diseño tomó en cuenta diversos factores críticos. En primer lugar,

se consideró la necesidad de alojar el transductor en una orientación vertical. En segundo lugar, se buscó posicionar el foco del transductor de manera tan central como fuera posible en el phantom. Finalmente, se garantizó que hubiera suficiente espacio debajo del phantom para permitir su total sumersión en agua. El contenedor se llenará íntegramente con agua para asegurar una adecuada conducción del ultrasonido desde el transductor hasta el phantom.

El montaje experimental se llevó a cabo tomando en cuenta varios componentes fundamentales. Se seleccionó un cable sumergible especial para conectar el transductor, capaz de proporcionar la potencia necesaria para su funcionamiento. El cable tiene una longitud de 1 metro y se acopla directamente al transductor. Para situar el phantom de manera que su base quedara sumergida en aproximadamente 0.5 cm de agua, se diseñaron dos soportes ajustables. Estos soportes se acoplan a los bordes del contenedor y permiten una caída de 0.5 cm, la distancia requerida para que el phantom quede completamente sumergido. Adicionalmente, se ideó un soporte adicional para mantener tanto el transductor como su conector en una posición estable en todo momento, orientándolos verticalmente hacia el phantom. La siguiente figura, Fig. 33, ilustra el diseño, mostrando el montaje completo del arreglo experimental.

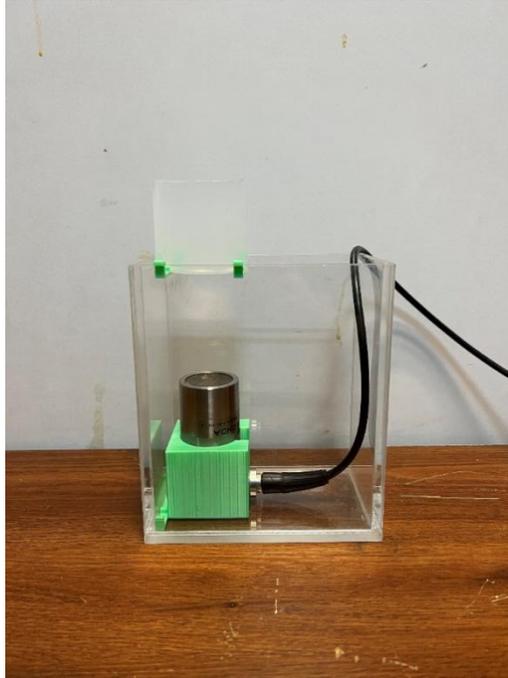


Fig. 33. Imagen arreglo experimental phantom con ultrasonido.

Para verificar el correcto funcionamiento del arreglo experimental propuesto, se recurrió al empleo de un analizador de redes. Esto permitió observar la respuesta del transductor cuando se inducía el ultrasonido en el phantom.

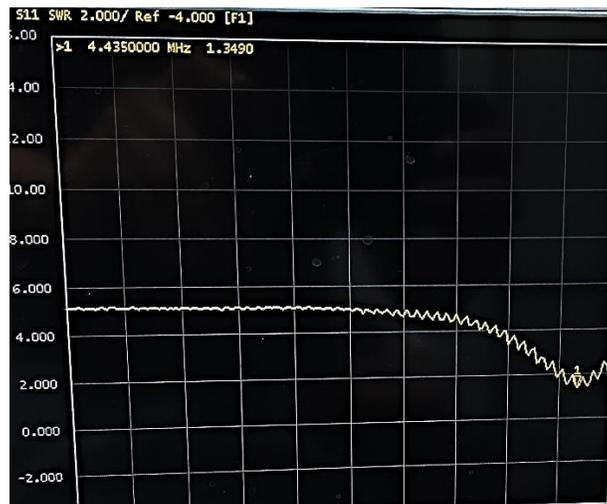


Fig. 34. Respuesta transductor en arreglo experimental ultrasonido en phantom.

La resonancia principal del transductor se encuentra situada en 4.43 MHz, frecuencia que ha sido seleccionada para futuras experimentaciones (frecuencia de trabajo del transductor). Adicionalmente, los datos recabados revelan que el arreglo experimental actual no genera una cantidad significativa de onda reflejada. Esto sugiere que tanto el cable sumergible como el phantom, junto con la capa inferior de agua, ofrecen un acoplamiento de impedancias adecuado de 1.3490 SWR, el cual es cercano al valor ideal de 1 SWR (Standing Wave Ratio).

6.4.2.2 Foco de radiación en phantom

Debido a que las mediciones con el láser deben efectuarse a través del foco de radiación en el phantom, se hizo imprescindible determinar la ubicación más precisa de dicho foco. A pesar de que el transductor ostenta la característica de brindar un campo de radiación con una focalización en 100 mm, se emprendió una caracterización meticulosa del patrón de radiación generado por el mismo.

Este análisis implicó la medición del campo producido en el foco del transductor mediante el uso de un hidrófono, llevando a cabo un barrido sistemático en dos ejes perpendiculares (X,Y). El procedimiento consistió en un barrido de 10×10 mediciones, con intervalos de 1,95 mm, conformando una matriz de 100 puntos de datos en total. Esta estructuración permitió ubicar la distribución espacial de las presiones del campo inducido que fueron recibidas por el hidrófono. Los resultados de la caracterización del patrón de radiación ubicaron el foco de radiación en 96 mm, evidenciando un desplazamiento de 4 mm por debajo del punto esperado. El patrón de radiación medido se encuentra ilustrado en la figura a continuación, Fig. 35.

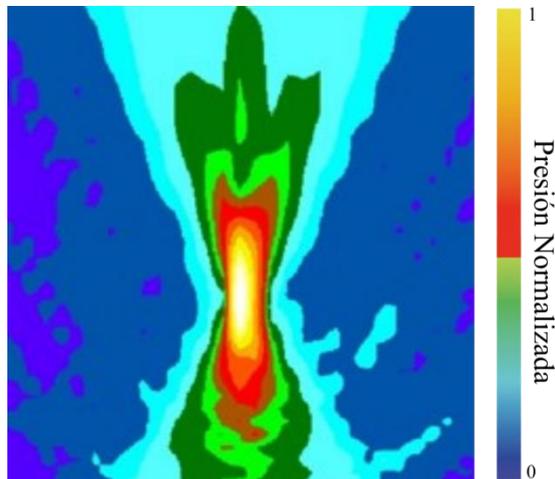


Fig. 35. El patrón de radiación transductor utilizado.

Habiendo determinado la ubicación del punto focal de radiación, se procedió a analizar el foco dentro del phantom, considerando que la presencia de una interfaz entre el agua y el phantom podría alterar la ubicación real del foco de radiación. Para esta medición, se incorporó dentro del phantom una hoja de cristal líquido, con características que le permiten manifestar cambios visuales en función de la temperatura. La hoja de cristal líquido, con un rango de sensibilidad de temperaturas entre 40 °C y 45 °C, fue seleccionada específicamente para esta aplicación.

En la localización del foco dentro del phantom, se confeccionó un phantom de agarosa, y durante su fabricación, un fragmento de hoja de cristal líquido fue insertado en el centro del phantom de manera diagonal antes del proceso de solidificación. Esto permitió abarcar todas las posiciones verticales dentro del phantom, y al inducir ultrasonido con el arreglo experimental propuesto, se pudo visualizar la ubicación exacta del foco de radiación dentro del phantom.

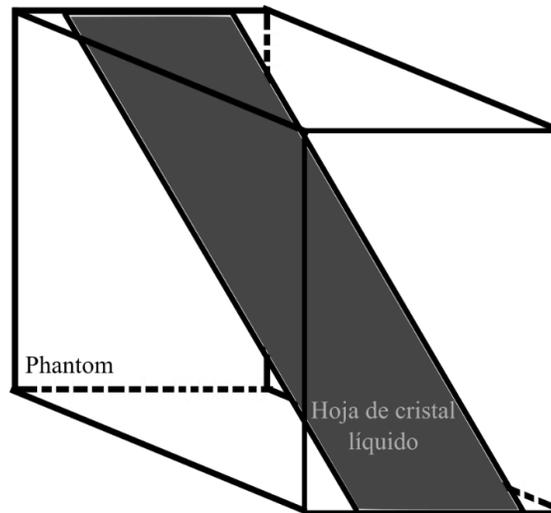


Fig. 36. Phantom junto con hoja de cristal líquido.

Durante la experimentación, se determinó que el foco de radiación se ubica a 3.2 cm desde la base del phantom. Considerando la ubicación del transductor en el arreglo experimental, el foco de radiación desde el transductor hasta el phantom, al atravesar la interfaz agua-phantom, se localizó en 97 mm, lo que implicó un desplazamiento del foco de 1 mm hacia la parte superior.

6.4.2.3 Reducción de intensidad a diferentes potencias

Dado que la luz se ve influenciada por la presencia de un campo ultrasónico al modificar el índice de refracción del medio en el cual se induce la presión acústica, efecto resultante del fenómeno Schlieren, y considerando que se busca detectar la presencia de microburbujas por cavitación mediante la alteración en la intensidad del láser, surge una complicación en la detección de la cavitación. La alteración en la intensidad del láser, debido al mencionado efecto Schlieren, requiere de enfoques experimentales específicos para superar dichas complejidades.

Inicialmente, se llevó a cabo un experimento con el objetivo de correlacionar la disminución de la intensidad del láser con la potencia aplicada al phantom. De este modo, se buscó obtener información sobre el grado de afectación que puede generar la aplicación de ultrasonido en el medio a analizar, previo a la experimentación para el análisis de la cavitación.

En el diseño experimental, se configuró un arreglo en el que se posicionaron todos los componentes para que interactuaran en la medición de la reducción de la intensidad del láser, atribuible a la presencia de burbujas inducidas por cavitación. El arreglo experimental incluyó el láser en las tres longitudes de onda seleccionadas, y el fotodiodo, alineados con el auxilio del tablero óptico y sus respectivas fuentes de alimentación. Entre estos componentes se situó el tanque de agua con el transductor apuntando verticalmente hacia el phantom de agarosa, alineando así el foco de radiación del transductor dentro del phantom precalculado con el haz del láser. Esta disposición se ilustra en la Figura 37, que se presenta a continuación.

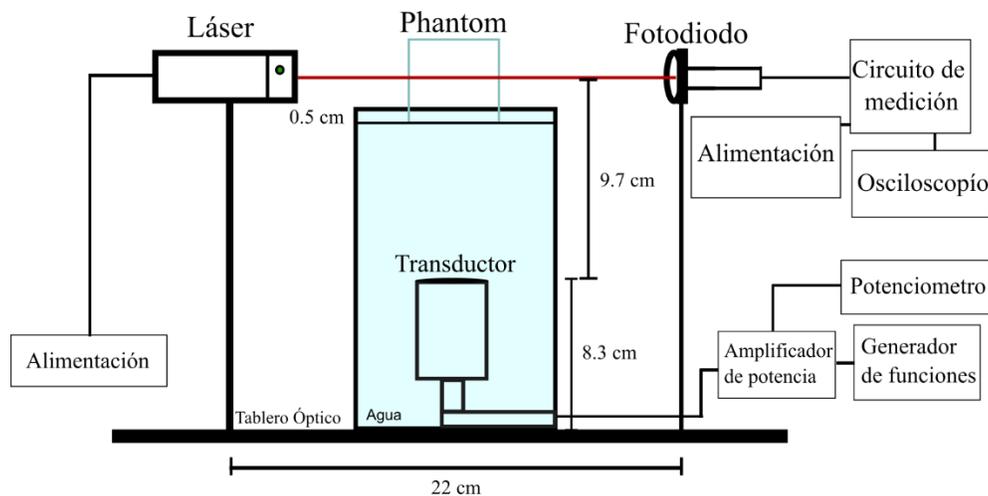


Fig. 37. Diagrama experimentación láser y phantom con ultrasonido.

Dado el objetivo definido, en esta serie de mediciones se procura determinar si el láser es afectado por la alteración en la propagación de las ondas, atribuible al fenómeno Schlieren. La experimentación se llevará a cabo utilizando diferentes niveles de potencia, comenzando con potencias reducidas de 0.1 W y 0.5 W, y progresando de manera incremental a 1 W, 2 W, 3 W, 4 W, hasta alcanzar una potencia máxima de 5 W, conforme a la metodología que se detalla a continuación.

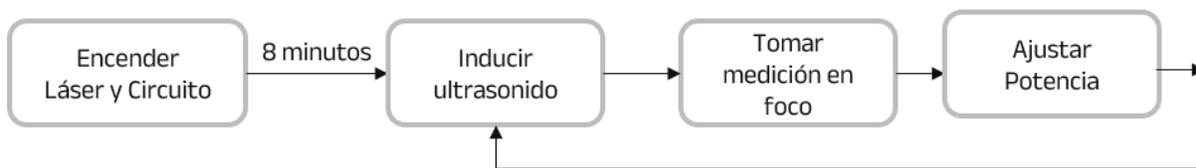


Fig. 38. Metodología empleada experimentación láser y phantom con ultrasonido.

Dentro del rango de potencias previamente establecido, se procede a analizar desde qué nivel de potencia se manifiesta una reducción en la intensidad del láser. Se anticipa que en los niveles bajos de potencia dicha reducción sea mínima, incrementándose progresivamente conforme se aumenta la potencia, hasta llegar al umbral máximo de 5 W.

6.4.2.4 Reducción de intensidad en el patrón de radiación

En virtud de las observaciones de experimentaciones previas, donde la intensidad del láser manifestó una reducción dependiente de la potencia aplicada, especialmente en niveles superiores a 2 W, se plantea una exploración vinculada con la disminución de la intensidad del láser al conducir el haz a través de diferentes ubicaciones del patrón de radiación caracterizado para el transductor utilizado.

La metodología empleada en las mediciones se estructuró en una fase inicial en la cual se realizaron mediciones con el láser en función de la posición del campo ultrasónico

emitido. Esta fase se diseñó para examinar si, debido a las variaciones en el índice de refracción del medio provocadas por los ultrasonidos, una energía óptica como la de un láser podría interactuar con distintas áreas de un campo acústico y así caracterizar la amplitud del patrón acústico emitido por un transductor de ultrasonidos.

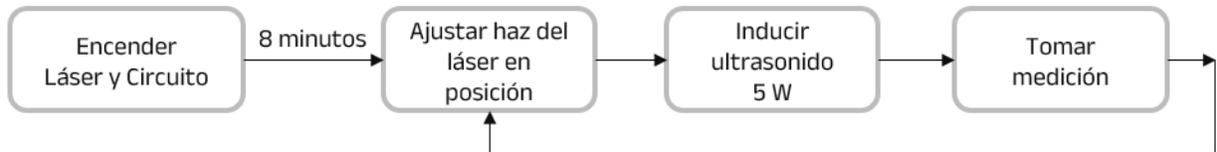


Fig. 39. Metodología empleada medición intensidad en patrón de radiación.

Mediante la medición del campo producido por el transductor utilizando un hidrófono, se llevó a cabo un barrido sistemático en dos ejes perpendiculares (X,Y). Estos datos lograron la identificación aproximada de la distribución espacial de las presiones del campo inducido dentro del phantom.

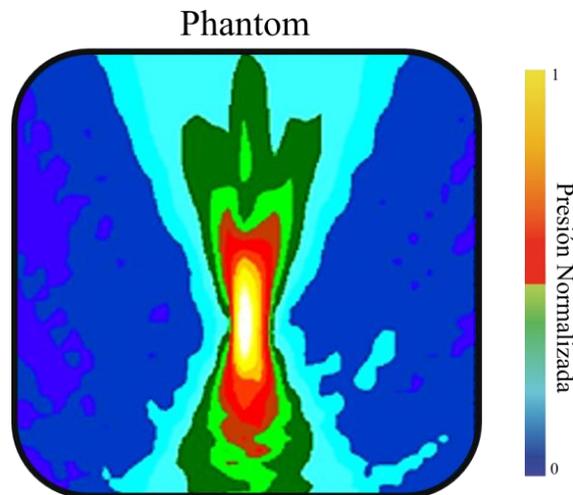


Fig. 40. Patrón de radiación aproximado dentro de phantom.

Las mediciones se llevaron a cabo utilizando el phantom de agarosa al 0.7% y el arreglo experimental previamente descrito, mediante el cual se habían efectuado mediciones de la reducción en la intensidad del láser en el foco. Se eligió una potencia única para el transductor de 5 W, valor en el cual se había observado la mayor reducción. Esta elección tenía como objetivo mejorar la resolución con respecto a la presión generada en el medio y su posterior detección. Se estableció el punto de medición basándose en la ubicación del foco dentro del phantom, y se definieron seis posiciones distintas en la dirección vertical del mismo, comprendiendo tres mediciones por debajo del foco y dos por encima. Este procedimiento y las posiciones se ilustran en la Figura 41.

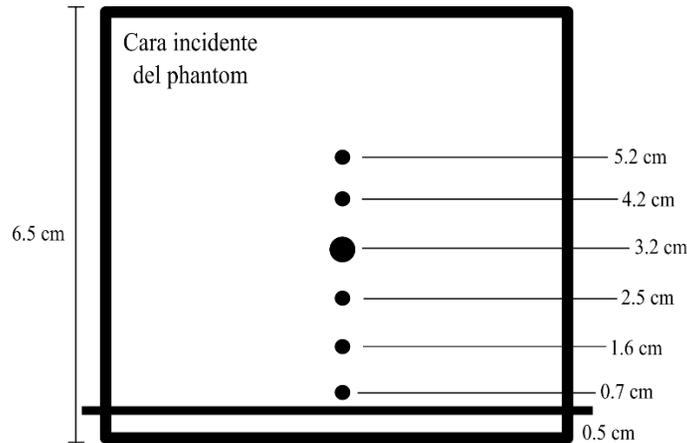


Fig. 41. Ubicación de los puntos del campo a analizar siendo 3.2 cm la ubicación del foco.

Se efectuaron mediciones de la intensidad del láser en seis posiciones delineadas, incluyendo una señal de referencia sin la inducción de ultrasonidos. Cada una de estas intensidades fue registrada mediante un osciloscopio digital, aplicando ultrasonidos durante cada medición hasta que la señal fue capturada.

6.4.2.5 Mediciones con fotodiodo lateral

Con el propósito de medir la cavitación a través del sistema de medición diseñado, se esquematizó un arreglo experimental que aprovecha los fenómenos de reflexión y difracción de la luz al interactuar con las cavidades de aire (burbujas) presentes en el medio durante la inducción de ultrasonido. Dada la previa experimentación que evaluó cómo la presencia de ultrasonido afecta la intensidad del láser, se planteó realizar mediciones con el fotodiodo en una disposición lateral, con el objetivo de detectar cualquier haz de luz desviado por la presencia de burbujas.

Es necesario reconocer que, debido a la geometría esférica de la burbuja, la luz puede ser desviada en múltiples direcciones. Así, para detectar los haces de luz desviados de manera lateral, se consideró ubicar fotodiodos en todas las paredes del phantom, incluyendo las superficies inferiores, laterales y superior, para de este modo abarcar la mayor área posible y detectar la desviación sin importar la dirección de su trayectoria.

No obstante, dado que se contaba con un único fotodiodo y se planeaba realizar mediciones preliminares con esta metodología, se optó por colocar el fotodiodo en una de las paredes laterales y detectar desviaciones en esta área específica de análisis. Dado que el circuito de medición diseñado, junto con el fotodiodo implementado, poseen una amplia área de detección y una sensibilidad adecuada, se anticipó que si un haz se desvía hacia cualquier área de la pared del phantom donde se situó el fotodiodo, se podría detectar un pico en la señal.

Adicionalmente, en esta experimentación se tuvo en cuenta que los haces desviados tendrán una intensidad reducida, y ésta continuará disminuyendo debido a que el haz debe recorrer desde el centro del phantom hasta el exterior. Para intentar mitigar esta situación, se procedió a cubrir toda la zona de experimentación con una tela negra mate, con el fin de lograr un mayor control sobre la iluminación en el experimento, tanto en lo que respecta a la luz ambiental como a la generada por el láser y los posibles haces desviados por las

burbujas. En la figura subsiguiente se ilustra un diagrama del arreglo experimental implementado.

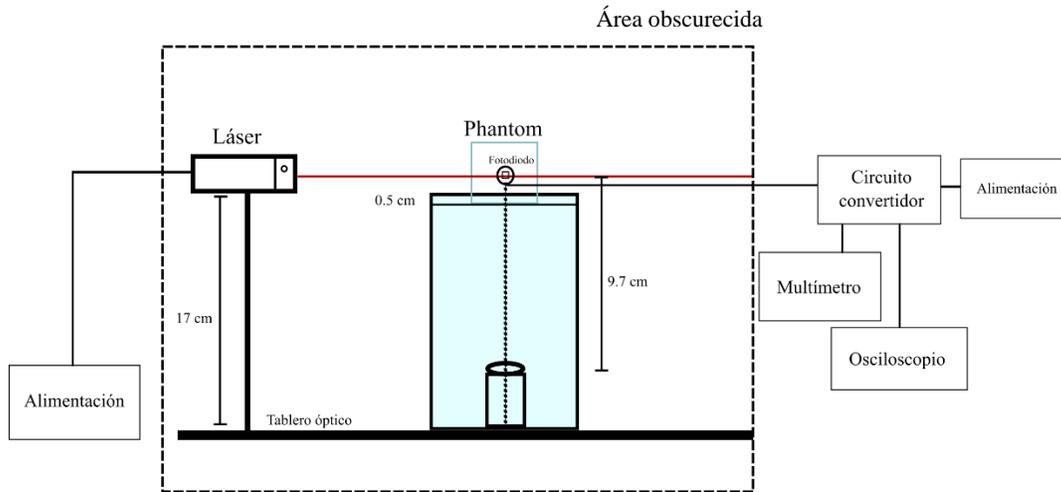


Fig. 42. Arreglo experimental fotodiodo lateral.

La metodología de experimentación se articuló en torno a la inducción simultánea de ultrasonido y la medición de la intensidad del láser, con el fin de detectar posibles variaciones en la señal del láser que pudiesen corresponder con haces de luz desviados por las burbujas originadas a través de la cavitación. Para este fin, se empleó una única potencia de 5 W, suministrando energía al transductor de manera continua durante el periodo en que la señal del láser era almacenada en el osciloscopio.

Se determinó un tiempo de registro de 500 ms para la señal del láser, proporcionando así una ventana de observación más amplia con el propósito de disponer de un tiempo suficiente para detectar desviaciones en la luz incidente. Las mediciones se llevaron a cabo exclusivamente utilizando el láser verde de 530 nm, seleccionado en función de una mayor respuesta en sensibilidad, congruente con las características específicas de fabricación del fotodiodo, previamente detalladas.

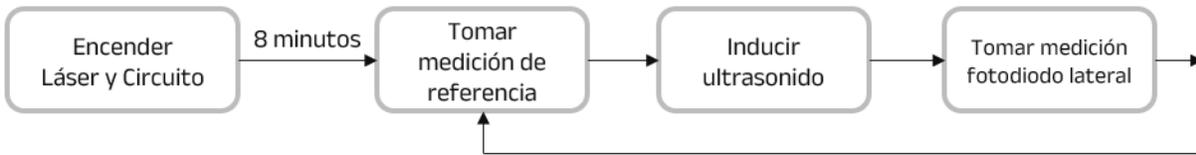


Fig. 43. Metodología empleada experimentación fotodiodo lateral.

Se efectuó una medición de referencia con el fin de establecer un punto comparativo para cada una de las señales adquiridas, y se procedió a realizar cinco experimentaciones distintas. El objetivo de esta serie de pruebas consistió en cuantificar posibles cambios en la señal óptica, relacionados con las variables previamente mencionadas. Así, se anticipa la identificación de una alteración en la intensidad en alguna de las señales medidas, que pueda correlacionarse con la presencia de burbujas inducidas por el fenómeno de cavitación.

6.4.2.6 Reducción de intensidades a diferentes potencias por cavitación

Con el fin de explorar la cavitación mediante un sistema óptico de medición que emplea láseres de baja potencia, se diseñó un conjunto de experimentaciones. El enfoque central de estas experimentaciones fue no solo medir, sino también entender las complejidades asociadas con este fenómeno, en particular las dificultades emergentes en la interacción de la luz con un campo ultrasónico.

La primera etapa del estudio implicó una simulación computacional utilizando el software COMSOL Multiphysics. En esta simulación, se modeló la aparición de burbujas inducidas por cavitación dentro de un medio controlado, y se introdujo una onda electromagnética en esta área simulada. Como resultado de la presencia de estas burbujas, se observó una reducción en la intensidad de la onda de entre el 4% y 7%, una variación

que se encontró dependiente, en gran medida, de la cantidad de burbujas presentes. La razón detrás de esta simulación fue investigar si una onda electromagnética podría verse afectada por espacios de aire reducidos creados por la cavitación. Este enfoque teórico sirvió como una base sólida para las mediciones experimentales que seguirían, estableciendo un entendimiento fundamental de cómo podría lograrse el objetivo principal del estudio.

Subsecuente a la simulación inicial, se procedió a construir un sistema de medición que incorporó un circuito de fotodiodo, cuya respuesta varía en función de la intensidad luminosa recibida. Esta estructura de medición fue caracterizada antes de ser empleada en experimentos subsiguientes, relacionados con la interacción del ultrasonido dentro del medio conocido como phantom.

Durante la etapa inicial de experimentación con ultrasonido en phantom, se observó que el haz de luz incidente en el foco de radiación sufría una reducción en su intensidad. Este fenómeno fue atribuido a la presencia de un campo ultrasónico, que modificó las propiedades físicas del medio, ocasionando una alteración en la intensidad del láser. Con el fin de profundizar en la comprensión de este efecto, se decidió llevar a cabo un estudio, enfocado tanto en la variación de las potencias como en la ubicación dentro del campo. Estas experimentaciones tuvieron como objetivo no solo entender los efectos inducidos por el ultrasonido en el láser dentro del phantom, sino también desarrollar una metodología que permitiera la detección de cavitación dentro de este medio específico.

En el proceso de experimentación que implicó la variación de potencias en el foco, se detectó una relación clara entre la reducción en la intensidad del láser y la potencia inducida. Se observó una mayor disminución a partir de los 2 W, un fenómeno que puede atribuirse a posibles efectos de los equipos empleados en la aplicación de potencia hacia el transductor. A partir de esta potencia, la reducción en la intensidad del láser aumentó gradualmente, alcanzando su máximo en la potencia de 5 W, que resulta en el límite de operación del transductor.

En una experimentación paralela, donde se varió la ubicación del láser a lo largo del campo ultrasónico inducido, se encontró una correlación similar entre la intensidad del láser y su ubicación. La mayor reducción en la intensidad se registró en el foco, mientras que se detectaron disminuciones menores en recorridos verticales tanto por encima como por debajo de éste. Estos hallazgos establecen una conexión con las mediciones de campo y presiones que fueron llevadas a cabo utilizando un hidrófono, reflejando la complejidad de la interacción entre las ondas láser y de ultrasonido en diferentes condiciones y configuraciones.

Las experimentaciones detalladas previamente fueron llevadas a cabo con el propósito de recolectar información adicional sobre los efectos creados por el campo de ultrasonido en el medio conocido como phantom, y también para entender cómo la fuente de medición, en este caso el láser, podría verse afectada. Este entendimiento es crucial para desarrollar una metodología que permita la detección de cavitación, el objetivo central del estudio. Basándose en las observaciones y resultados, se propone una nueva fase de experimentación, que se describirá a continuación.

Como se ha discutido en la revisión de la literatura y evidenciado en las experimentaciones con ultrasonido y luz, la intensidad del láser utilizado se ve significativamente alterada por la presencia de un campo ultrasónico. Este fenómeno ocurre porque las ondas acústicas cambian las propiedades del medio, lo que a su vez provoca una variación temporal en la densidad del medio y, consecuentemente, en su índice de refracción. A este fenómeno se le conoce como efecto Schlieren. Este cambio en el índice de refracción es suficiente para desviar la trayectoria del láser, resultando en una reducción en la intensidad de la luz láser medida. Esta observación es fundamental para entender los desafíos y oportunidades en la medición de cavitación utilizando métodos ópticos.

La disminución en la intensidad del láser observada durante la aplicación de ultrasonido introduce una complejidad adicional al proceso de detección, ya que el objetivo es discernir la reducción de la intensidad atribuible exclusivamente a la presencia de

burbujas inducidas por cavitación. Dado que la intensidad del láser se ve afectada no sólo por la presencia de burbujas, se propone una metodología experimental diferente para superar estas complicaciones.

En consideración de los efectos significativos generados por el campo ultrasónico inducido sobre la intensidad del láser, se plantea una experimentación con el fin de superar las dificultades derivadas de esta interacción. Se partirá del hecho de que el phantom, seleccionado como medio de análisis, posee propiedades físicas distintas a las contenidas en otros medios comúnmente utilizados para estudiar los efectos de cavitación, como el agua. Se busca, entonces, aprovechar dichas propiedades distintivas con el propósito de detectar cavitación de manera más efectiva.

La aplicación de ultrasonido en el phantom genera ciertos fenómenos particulares que pueden ser utilizados en la medición de cavitación. Específicamente, el phantom, debido a su densidad y composición únicas, permite la generación de microburbujas inducidas por cavitación. Estos efectos de cavitación pueden alterar la composición del phantom de diversas maneras, proporcionando oportunidades para detectar dichas alteraciones a través de métodos ópticos.

Entre los fenómenos producidos por la cavitación en el phantom, es posible identificar la formación de cavidades de aire o burbujas atrapadas dentro del mismo. Este fenómeno ocurre durante la generación de ultrasonido, y resulta en la formación de estas burbujas, que permanecen dentro del phantom independientemente de su tamaño. Una vez formado este espacio, no puede revertirse a su composición original.

Otro efecto asociado se relaciona con el fenómeno de cavitación en el cual, durante la formación de burbujas, algunas pueden colapsar. Este colapso da lugar a un incremento localizado de la temperatura, lo cual induce cambios en la composición del phantom, transformándolo temporalmente a un estado líquido. Esta alteración en la composición del phantom puede ser detectada a través de métodos ópticos. Cualquier cambio en la composición interna del phantom puede ser registrado por técnicas ópticas, gracias a los

fenómenos de atenuación de la luz que han sido descritos previamente en los antecedentes de este estudio.

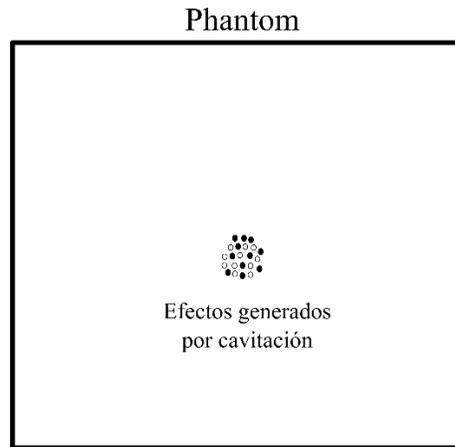


Fig. 44. Efectos consecuentes dentro de phantom por cavitación.

Los efectos concomitantes del fenómeno de cavitación pueden ser aprovechados a raíz de la composición única del phantom. En este medio, los efectos se mantienen como testimonio tangible, a diferencia de otros medios de análisis como el agua, donde tales efectos desaparecen, ya que las burbujas generadas o los incrementos térmicos inducidos por el colapso de dichas burbujas serían rápidamente reemplazados por el líquido circundante, no dejando margen para un análisis temporal posterior. En otras palabras, los fenómenos de cavitación en un medio diferente requerirían una observación y análisis inmediatos en el instante de su ocurrencia.

En vista de lo anterior, la subsiguiente experimentación busca aprovechar las propiedades físicas del phantom para detectar y caracterizar los efectos resultantes de la cavitación al inducir ultrasonido en el mismo, obviando la influencia en la intensidad del láser ocasionada por la presencia del campo de ultrasonido. Este enfoque considera todos los aspectos teóricos emergentes de investigaciones previas en medios similares, con el fin

de emplear un mecanismo óptico para la detección de cavitación en un entorno controlado, superando así las complicaciones inherentes derivadas del efecto Schlieren.

Ante la generación de cavitación por ultrasonido, se anticipa que dentro del phantom se formarán burbujas de aire atrapadas o pequeñas cavidades líquidas, vinculadas con la presencia y colapso de burbujas, siendo estos efectos una manifestación directa de la aparición de cavitación en el foco de radiación dentro del phantom. Dichos efectos serán objeto de medición por el láser, haciendo pasar inicialmente el haz a través de un phantom no expuesto a ultrasonido para establecer una referencia, y posteriormente a través del phantom tras la aplicación de ultrasonido, a fin de cuantificar los cambios en la intensidad atribuibles a los efectos generados por la cavitación en el interior del phantom.

La correlación entre frecuencia e intensidad acústica en la inducción de cavitación ha sido descrita y analizada en diversos líquidos. Particularmente en el caso del phantom de agarosa utilizado, cuyas propiedades acústicas son notablemente similares a las del agua, se ha documentado la aparición de cavitación cuando se emplean frecuencias superiores a 1 MHz y a intensidades acústicas que exceden los 10 W/cm², constituyendo este un rango de valores aproximados. Dadas las condiciones experimentales en las que se utilizó un transductor cóncavo con un foco a 97 mm y una frecuencia de trabajo de 4.4 MHz, se propuso emplear potencias superiores a 2 W con el objetivo de maximizar la probabilidad de generación de cavitación en el phantom de agarosa, permitiendo así detectar los efectos resultantes mediante técnicas ópticas dentro del phantom.

En las pruebas realizadas, se optó por utilizar potencias superiores a 2 W, decisión basada en observaciones previas donde se detectó una disminución considerable en la intensidad cuando el láser interactuaba con el campo de ultrasonido inducido. Esta elección también estuvo condicionada por las características físicas de los equipos manejados, especialmente el generador de potencias. Por consiguiente, se llevaron a cabo mediciones en el phantom que oscilaron entre 2 W y la potencia máxima permitida por el transductor de 5 W, con incrementos de 1 W. Esto resultó en un total de cinco mediciones, incluyendo la medición de referencia.

El procedimiento para la aplicación de ultrasonido fue establecido en un modo continuo, con el objetivo de inducir una alteración en la composición física del phantom. La modalidad de aplicación de ultrasonido puede desempeñar un papel crucial según la aplicación en cuestión. No obstante, la literatura científica indica que, para la generación de cavitación en estos medios controlados, no existe una diferencia significativa entre la aplicación de ultrasonido en modo continuo o pulsado [82]. Por ende, se optó por una aplicación continua del ultrasonido. Se definió un periodo de tiempo para esta aplicación de 5 segundos, con el fin de maximizar la probabilidad de generar los efectos deseados en el phantom por medio de la cavitación, en lugar de otros fenómenos, como los efectos térmicos.

Es importante señalar que, si se prolonga el tiempo de aplicación de ultrasonido en modo continuo, también se incrementa la probabilidad de inducir un aumento considerable de la temperatura en el foco de aplicación dentro del phantom. Este incremento de temperatura podría generar cambios en su composición que impedirían la detección precisa de los efectos específicamente generados por cavitación.

La evaluación de la cavitación se llevó a cabo utilizando cada uno de los tres láseres con los que se ha estado trabajando, manipulando diversas longitudes de onda con el objetivo de recabar información más detallada, dependiendo de la interacción específica que cada láser tenga con la composición del phantom y con las burbujas generadas por la cavitación.

El diseño experimental empleado fue similar al utilizado en las experimentaciones previas donde se aplicó ultrasonido al phantom. La característica distintiva de este diseño es el uso de un tanque de agua, el cual posee dimensiones precisas para albergar el phantom, asegurando que su parte inferior quede inmersa en agua. Este diseño facilita un acoplamiento adecuado de impedancias, dado que el transductor se sitúa en la parte inferior del tanque, permitiendo que el foco de radiación apunte directamente hacia el centro del phantom. Los equipos y su disposición se ilustran en la figura subsiguiente, Fig. 45.

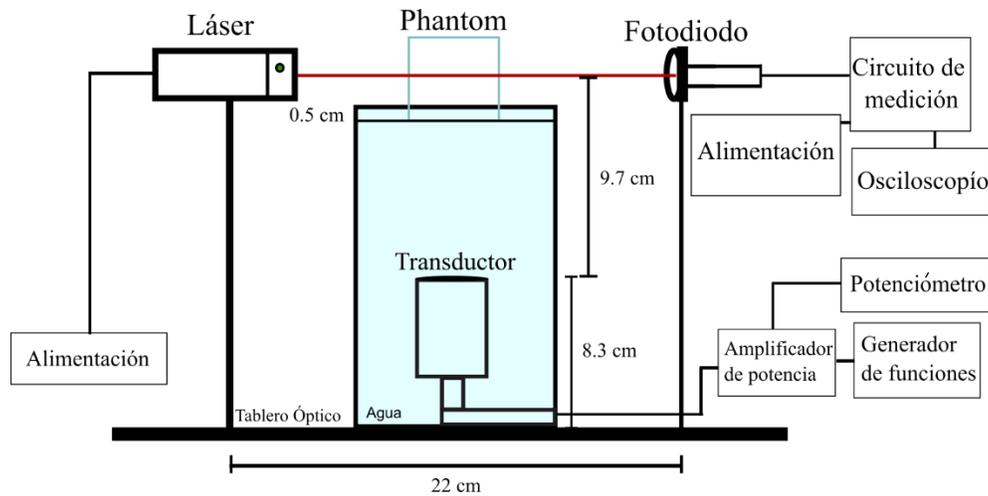


Fig. 45. Arreglo experimentación láser y phantom con ultrasonido para la detección de cavitación en phantom.

En la presente experimentación, donde se aspira a inducir posibles efectos de cavitación en el phantom, se hace necesaria la elaboración de distintos phantoms de agarosa. Esto se debe a que, una vez inducida la cavitación y efectuada la medición correspondiente, se debe alterar la ubicación medida dentro del phantom a fin de evitar la captación de otros tipos de efectos no deseados en el mismo. Dado que la medición del foco de radiación producido por el transductor posee un diámetro aproximado de 2 mm, se llevó a cabo una modificación de la ubicación del phantom de 2 cm entre cada aplicación de ultrasonido y cada medición subsiguiente, debido a que el phantom de agarosa utilizado tiene una medida longitudinal de 6 cm.

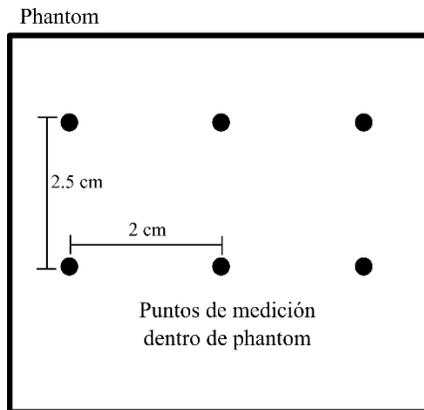


Fig. 46. Puntos de medición foco ultrasonido.

Se procedió, además, a incorporar un bloque adicional de 2.5 cm debajo de la base que sustenta el transductor, con el objetivo de elevar la posición del foco de radiación y así facilitar la realización de un mayor número de mediciones en un solo phantom. En total, se llevaron a cabo seis mediciones por cada phantom.

Cabe destacar que las potencias empleadas en esta experimentación se iniciaron desde los 2 W y se extendieron hasta alcanzar una potencia máxima de 5 W. Se utilizó la frecuencia de resonancia del transductor de 4.4 MHz, aplicando ultrasonido de forma continua durante un lapso de 5 segundos. Esta metodología se adoptó con el propósito de evitar la generación de efectos térmicos dentro del phantom y focalizar la detección únicamente en los efectos producidos por la cavitación presente.

La metodología de medición empleada se ilustra en la Figura 47, donde se detalla el arreglo experimental completo. Inicialmente, se alineó el láser dentro del phantom en la primera de las ubicaciones horizontales, desplazando el phantom 2 cm hacia la izquierda y posteriormente 2 cm hacia la derecha desde su posición central, en la cual se hallaba ya ubicado el foco. Tras asegurar la alineación del transductor, el láser, el foco del transductor y el fotodiodo, se procedió a realizar las mediciones con el primer láser de 650 nm. En primer lugar, se activó el sistema y se tomó una medición de referencia, con el fin de establecer un punto de comparación para la siguiente medición, la cual incluiría la

aplicación de ultrasonido. Después de registrar la medición de referencia, se apagó el láser, manteniendo activado el circuito de medición. A continuación, se encendió el amplificador de potencia y se aplicó una potencia inicial de 2 W al phantom durante un periodo de 5 segundos. Transcurrido este tiempo, se desactivó la aplicación de potencia y se reactivó el láser para registrar la medición de los efectos inducidos en el phantom por la aplicación de ultrasonido. La secuencia completa del procedimiento se representa en la figura siguiente, Fig. 47.

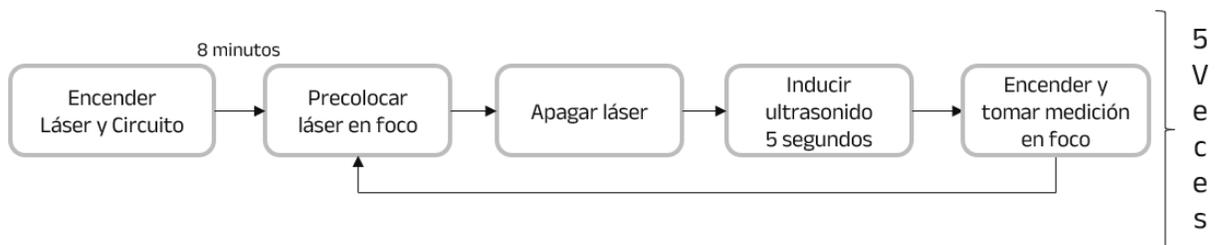


Fig. 47. Metodología experimentación cavitación en phantom.

Se llevaron a cabo cinco mediciones para cada potencia, en un rango desde los 2 W hasta los 5 W, utilizando tres diferentes láseres con longitudes de onda de 650 nm, 530 nm, y 410 nm, lo cual resultó en un total de 60 mediciones y la utilización de 10 phantoms de agarosa. Las mediciones obtenidas para cada potencia fueron promediadas, permitiendo así deducir un resultado representativo sobre la detección óptica de cavitación y los efectos correlativos generados dentro del phantom de agarosa.

La presente experimentación involucra una integración de componentes ópticos y acústicos para la generación y detección de cavitación en un phantom de agarosa. Pese a las complicaciones inherentes a la interacción de un haz de luz con campos acústicos, se formuló y aplicó una metodología, diseñada específicamente para superar dichos obstáculos, logrando detectar cavitación mediante herramientas ópticas.

7 Resultados y Discusión

7.1 Modelado intensidad del campo electromagnético por cavitación

Los resultados de las simulaciones en el modelo definido exclusivamente con agua y con diversas distribuciones de burbujas se exponen en la Figura 48. La Figura 48 ilustra los resultados del modelo definido solo con agua, así como los resultados de las diferentes distribuciones de burbujas. El primer caso, únicamente con agua, Figura 48a, muestra la propagación del campo electromagnético desde la zona de emisión hasta la zona de recepción, en una propagación continua y uniforme sin presentar ningún tipo de interferencia. Además, en las áreas cercanas a la zona de emisión, hay una mayor intensidad del campo eléctrico debido a las propiedades de permitividad y permisividad del agua, que causan una mayor afectación a este tipo de radiación. En el segundo caso representado por la Figura 48b, se añadió al medio de propagación una burbuja con un diámetro de 0.3 mm.

Como se puede observar, afecta significativamente la propagación continua y uniforme que se presentaba en el caso anterior. Esto se debe a que la burbuja contiene aire en su interior, que, por los efectos de absorción debido a la permitividad del medio y la reflexión y refracción de las ondas al entrar en contacto con la burbuja, alteran considerablemente la propagación del campo electromagnético inducido con una alta reflexión de las ondas hacia la zona de emisión.

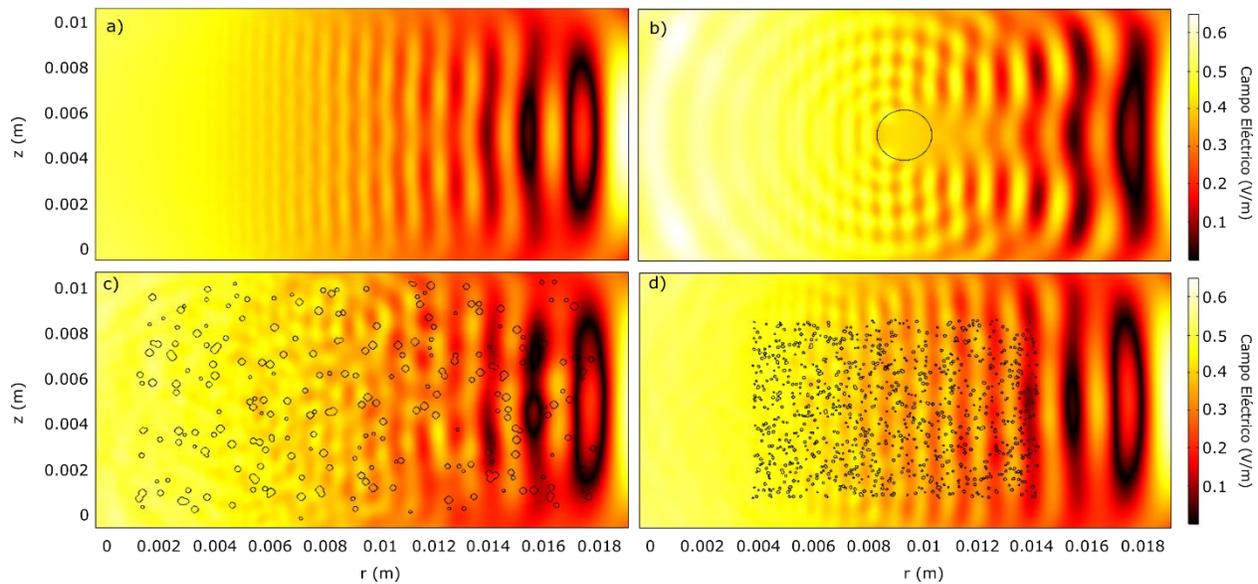


Figura 48. Modelo del campo eléctrico para el caso (a) sin burbujas; (b) con una única burbuja de 3 mm de diámetro; (c) primera distribución aleatoria de burbujas mayor tamaño; (d) segunda distribución aleatoria de burbujas menor tamaño.

La Figura 48c muestra los resultados para el caso con una distribución aleatoria de burbujas, con 250 burbujas más grandes, aproximadamente entre 150 μm y 400 μm distribuidas a lo largo del modelo. En este caso, el campo inducido se muestra con gran perturbación debido a la mayor diferencia entre los espacios de agua y aire, a pesar del reducido tamaño de las burbujas, la distribución del campo eléctrico presenta una gran alteración. Finalmente, la Figura 48d muestra los resultados para la simulación realizada con la distribución de 1000 burbujas de tamaño mínimo entre 35 y máximo de 150 μm ligeramente concentradas en el centro del modelo. Al igual que en el modelo anterior con burbujas, las ondas inducidas presentan una alteración en la distribución del campo eléctrico generado. Para hacer una comparación entre los casos analizados, se cuantificó la intensidad del campo eléctrico.

Por lo tanto, el campo eléctrico generado en la zona de emisión se comparó con el resultante en la zona de detección para las 4 simulaciones realizadas, es decir, se graficaron en la Figura 49 los valores de intensidad del campo eléctrico registrados a lo largo del límite 2. En la Figura 49 se puede ver cómo en el primer caso (simulación sin ninguna

burbuja), la intensidad del campo eléctrico fue de 0.6506 V/m en el punto más alto, este valor se utilizó como referencia para compararlo con los resultados de los otros casos analizados.

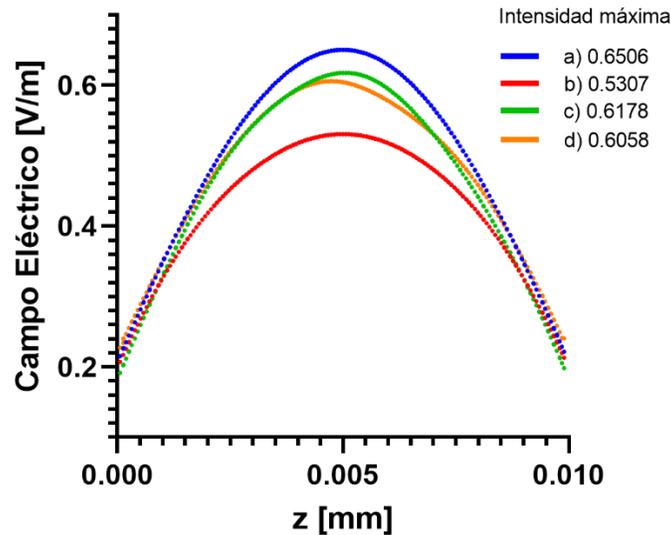


Figura 49. Intensidad del campo eléctrico para los diferentes casos con su valor máximo de intensidad.

En el escenario con una única burbuja, el resultado arrojó 0.5307 V/m en el punto de máxima intensidad, tal como se observa en la figura previa. La adición de esta burbuja de considerable tamaño produjo alteraciones en el campo electromagnético, y la intensidad del campo eléctrico registrado en el área de recepción evidenció una reducción, la cual puede atribuirse a los fenómenos de absorción y reflexión de las ondas.

En el tercer escenario, que involucra la distribución aleatoria de burbujas en menor cantidad, pero de mayor tamaño, se obtuvo una intensidad de 0.6178 V/m en el punto de máxima intensidad, representando una reducción menos marcada en el valor de la intensidad. A pesar de que las burbujas alcanzaron un tamaño máximo de 450 μm debido al número reducido de burbujas inducidas (250 burbujas), se registró una ligera reducción en la intensidad del campo eléctrico.

Finalmente, en el escenario con 1000 burbujas pequeñas distribuidas aleatoriamente, se obtuvo un valor de intensidad del campo eléctrico menor de 0.6058 V/m en el punto de mayor intensidad, a pesar de que la mayoría de las burbujas eran menores a 150 μm pero en cantidad mucho mayor. Esta última simulación representa lo esperado en la cavitación acústica, debido al tamaño mínimo y máximo de las burbujas. Se observó cómo, a pesar del tamaño reducido, la intensidad del campo eléctrico se alteró ligeramente en comparación con el caso de burbujas grandes, pero en menor cantidad.

7.1.1 Porcentajes de reducción

La Figura 50 muestra la diferencia en porcentaje de los valores de intensidad del campo eléctrico trazados en la Figura 49, entre la simulación de referencia sin burbujas y las simulaciones con diferentes distribuciones de burbujas.

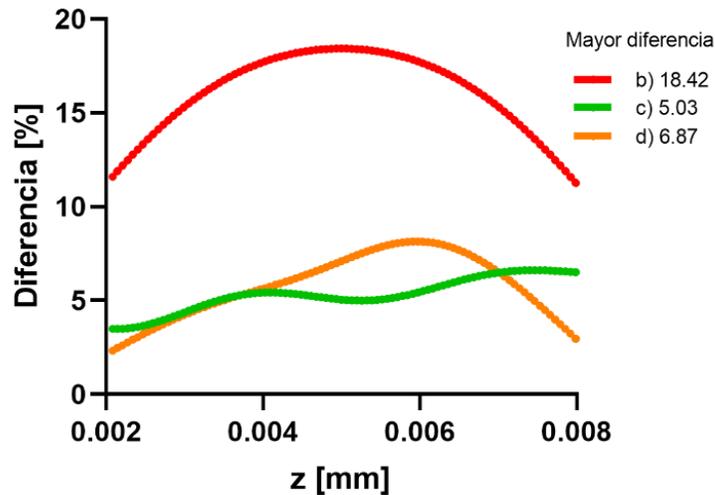


Figura 50. Diferencia entre las simulaciones sin burbujas y con burbujas. (b) con una única burbuja de 3 mm de diámetro; (c) primera distribución aleatoria de burbujas mayor tamaño; (d) segunda distribución aleatoria de burbujas menor tamaño.

Como puede observarse, con una sola burbuja las intensidades registradas en la zona de recepción resultan en una reducción en el valor de la intensidad sin ninguna alteración en la propagación de la onda debido a la presencia de una única burbuja en el centro. En los casos con distribuciones aleatorias de burbujas, la presencia de espacios de aire de diferentes tamaños y en diferentes ubicaciones genera un cambio no solo en la intensidad, sino también en la propagación de la onda. En el primer caso de distribuciones aleatorias, los puntos de máxima intensidad presentaron una diferencia del 5.03%, y el caso con un mayor número de burbujas presentó una diferencia mayor del 6.87%.

A partir de los resultados obtenidos de estas simulaciones, se ha identificado una correlación entre la reducción en la intensidad del campo eléctrico y la cantidad y tamaño de las burbujas generadas por cavitación. Cabe destacar que el resultado donde la diferencia en la reducción de intensidad fue más pronunciada se relacionó con una mayor cantidad de burbujas en lugar del tamaño de cada una.

La interrelación entre el número y tamaño de las burbujas inducidas en un medio mediante cavitación acústica y la consiguiente reducción en la intensidad del campo electromagnético, puede considerarse un parámetro de importancia en el estudio de la cavitación. Dicha correlación podría emplearse en la aplicación de instrumentos ópticos como herramientas de medición. Esto permitiría comprender en mayor detalle las características físicas de este fenómeno y, potencialmente, generar nuevas aplicaciones con un enfoque en la salud. Así, esta simulación ofrece una diferente perspectiva cuantificable para abordar la interacción entre campos electromagnéticos y fenómenos de cavitación.

El propósito de este estudio fue denotar una correlación entre la alteración de un campo electromagnético y la presencia de burbujas inducidas por cavitación acústica. Se observó que, al comparar la intensidad del campo eléctrico obtenida en el modelo sin burbujas con los casos en los que se incorporaron burbujas, especialmente en aquellos con una distribución aleatoria de burbujas de diferentes tamaños, se registró una reducción del 5.03% y 6.87% en la intensidad del campo eléctrico. Resultó notable una reducción ligeramente mayor en el caso con un número incrementado de burbujas, a pesar de sus

tamaños reducidos. Las propiedades físicas del aire dentro de las burbujas generaron esta modificación, principalmente debido a la absorción de energía y la reflexión de las ondas.

Este modelo es de gran importancia en relación con el estudio del fenómeno de la cavitación. Al ajustar las simulaciones para superar las complicaciones asociadas con el proceso de modelado de los efectos de la cavitación, se observó que, a pesar del reducido tamaño de las burbujas, un campo electromagnético puede sufrir ligeras alteraciones. Estas alteraciones reducidas en la intensidad del campo deben de estudiarse en modelos físicos utilizando un sistema de medición óptica, como un láser de baja potencia continuo a diferentes longitudes de onda. Esto ayudará a verificar si, de hecho, como en estas simulaciones, la cavitación puede ser detectada y cuantificada por los efectos de la alteración en la intensidad de una onda electromagnética.

Por lo tanto, podría implementarse una nueva forma de cuantificación de la cavitación utilizando un medio óptico como instrumento de medición. Esto, en consecuencia, puede proporcionar una vía novedosa para investigar y cuantificar los fenómenos de cavitación, lo que a su vez puede tener una amplia gama de aplicaciones en diversos campos de estudio.

7.2 Circuito de sistema de medición óptica

7.2.1 Mediciones estabilidad del sistema

Los resultados de estas mediciones se ilustran en las gráficas correspondientes a la Figura 51. Dichas gráficas revelan las variaciones producidas al mantener el láser en funcionamiento durante un lapso de 15 minutos. Se observó una ligera diferencia en las mediciones, dependiendo del tipo de láser empleado. Por ejemplo, en el caso del láser rojo, la estabilización se logra, aproximadamente, a partir del décimo minuto desde su encendido, variando desde un voltaje máximo de 0.469 V hasta un valor mínimo de 0.469 V, manteniéndose este último durante el resto de la duración del experimento.

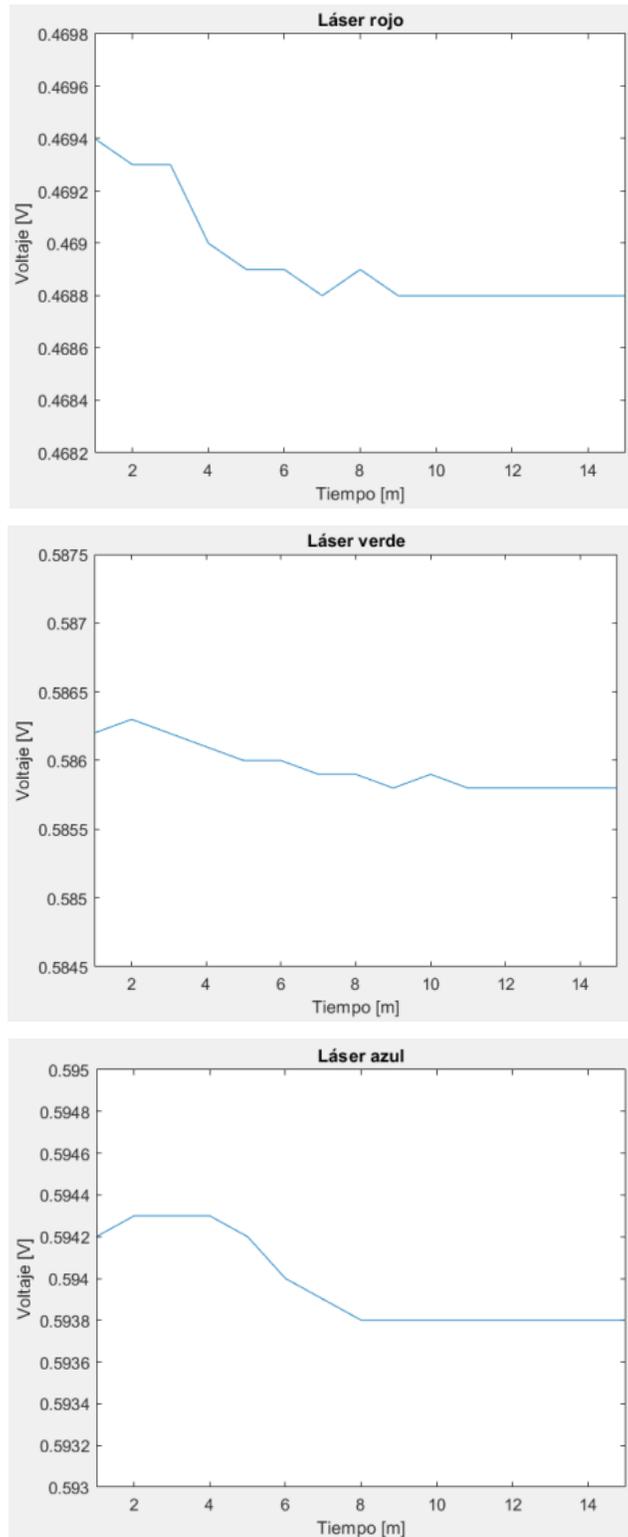


Fig. 51. Resultados de la experimentación de la estabilidad del circuito para láser rojo, verde y azul.

En el caso del láser verde, se registró una estabilización a partir del noveno minuto, con una variación que osciló desde un voltaje máximo de 0.586 V hasta un mínimo de 0.586 V. Finalmente, el láser azul logró una estabilización a partir del octavo minuto, con un voltaje máximo de 0.594 V y un mínimo de 0.594 V. Durante el tiempo de experimentación con todos los láseres, ninguno presentó una variación mayor a 0.6 mV. Por lo tanto, se puede concluir que, si bien los láseres y el circuito exhiben una variación temporal, dicha fluctuación puede ser minimizada si se mantiene el sistema en funcionamiento durante aproximadamente 8 minutos. Tras este periodo de operación, el circuito alcanza un estado de estabilización, permitiendo que las mediciones se efectúen de manera uniforme y constante durante las futuras experimentaciones.

7.2.2 Intensidades a través de phantom

Se realizaron las mediciones de la intensidad del láser a través del phantom para así obtener información sobre si existe atenuación del láser debido a los materiales del phantom de agarosa. A su vez, si esta reducción dependía de la longitud de onda para así determinar cuál longitud de onda es la que menos reducción de intensidad presenta y por consecuencia cual es la que se atenúa menos en el phantom.

Después de las mediciones realizadas se obtuvo la siguiente tabla, Tabla 4, en donde se muestra el valor de intensidad directamente al fotodiodo, siendo esta la medición de referencia, después a través del phantom y por último el porcentaje de atenuación al comparar la intensidad de referencia con la medida.

Tabla 4. Resultados de láseres potencia (5 mW) a través de phantom agarosa al 0.7%.

	Láser 650 nm	Láser 530 nm	Láser 410 nm
Referencia	0.492 V	0.584 V	0.582 V

A través de phantom	0.458 V	0.527 V	0.480 V
Reducción	12.14 %	15.32 %	27.56 %

En estos resultados, se puede determinar como el láser rojo con longitud de onda de 650 nm es el que presenta la menor reducción, con un porcentaje del 12.14%, seguido del láser verde, el cual a pesar de que obtuvo una mayor intensidad de referencia, la atenuación del phantom también fue mayor. Y por último la longitud de onda de 410 nm fue la que presentó la mayor reducción debido posiblemente a que el phantom con estas características atenúa en gran medida las longitudes de onda cercanas y por debajo de este valor, siendo las longitudes de onda por encima de 650 nm las que presentan la menor atenuación.

7.3 Caracterización del sistema de medición óptico

7.3.1 Intensidades a través de diferentes calibres

La figura siguiente, Fig. 52, ilustra los resultados obtenidos de las mediciones de referencia, ejecutadas previamente a las realizadas mediante el uso de un cable de cobre, para cada uno de los láseres disponibles. Esto se llevó a cabo con la intención de determinar cuantitativamente si se registraba una disminución en la intensidad del láser a lo largo de las mediciones efectuadas. Dicha disminución podría ser atribuida ya sea a características inherentes del propio láser o a las particularidades del circuito de medición empleado.

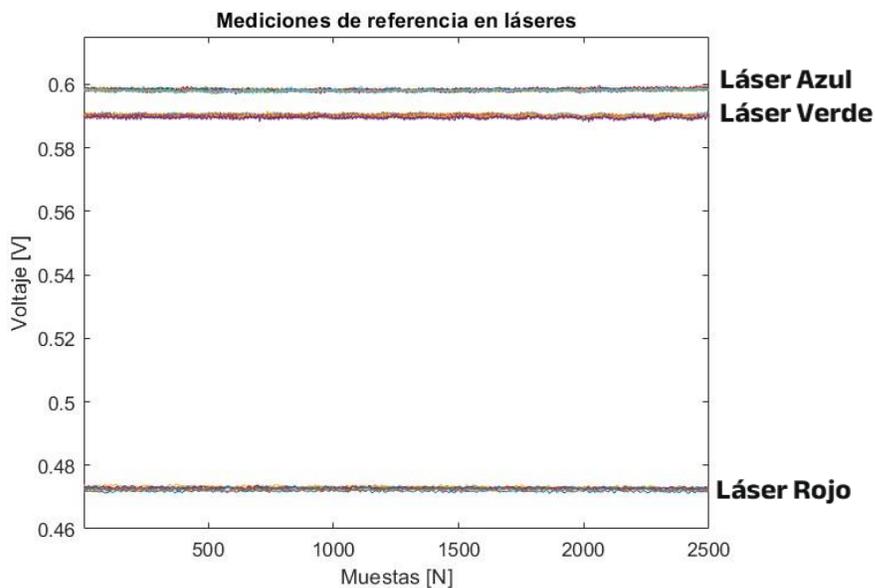


Fig. 52. Mediciones de referencias en cada uno de los láseres.

Como se observa en los resultados adquiridos, la intensidad de los láseres no exhibe una variación de importancia a lo largo de las nueve mediciones realizadas para cada uno de los cables, asegurando, por tanto, la precisión en la medición de parámetros en futuros análisis. Los tres láseres considerados, en conjunto con el circuito de medición óptica, sostienen una intensidad constante: 0.598 V para el láser azul de longitud de onda 410 nm, 0.589 V para el láser verde de longitud de onda 530 nm, y 0.475 V para el láser rojo de longitud de onda 650 nm.

Posteriormente, se efectuaron mediciones en los nueve calibres para cada uno de los tres láseres, repitiéndose el procedimiento a lo largo de diez experimentos diferentes. Este proceso fue diseñado con el propósito de calcular un promedio acumulativo de los resultados experimentales y, posteriormente, analizar dichos datos considerando las variaciones en las intensidades observadas, en relación con el calibre y la longitud de onda correspondiente a cada láser.

Los valores de intensidad registrados para cada uno de los calibres se detallan en la Figura 53. Este gráfico presenta el promedio de las atenuaciones correspondientes al láser

rojo, obtenidas a partir de los diez experimentos efectuados, así como una visualización ampliada de los valores correspondientes a los calibres más reducidos, desde la medición de referencia hasta el calibre de 0.11 mm. El valor de referencia se estableció en 0.464 V, mientras que la atenuación máxima se observó en el cable de mayor calibre (1.72 mm), con un valor de 0.421 V, lo que refleja una reducción máxima del 9.31%.

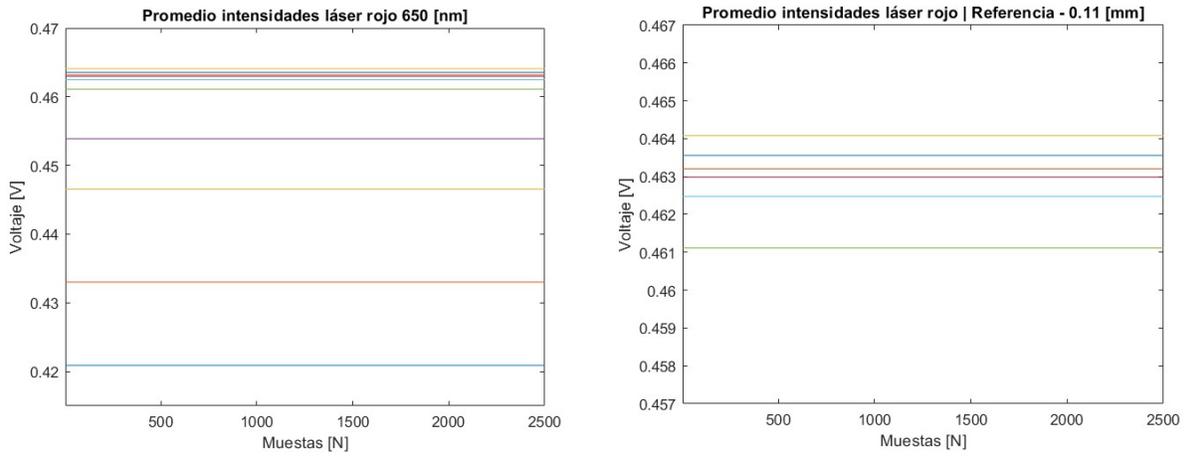


Fig. 53. Resultados de intensidades registradas por el láser rojo a través de todos los cables analizados y resultados de intensidades registradas por el láser a través de cables con calibres inferiores a 0.11 mm

La Tabla 5 presenta una comparativa entre el valor de referencia del láser rojo (0.464 V) y los valores registrados para cada calibre, así como su respectivo porcentaje de atenuación.

Tabla 5. Porcentaje de atenuación para las intensidades registradas en cada cable empleando el láser rojo.

Calibre [mm]	Valor registrado [V]	Porcentaje de atenuación
1.72	0.421	9.31%
1.32	0.433	6.68%

0.9	0.447	3.77%
0.57	0.454	2.19%
0.11	0.461	0.65%
0.08	0.462	0.34%
0.05	0.463	0.23%
0.02	0.463	0.17%
0.01	0.464	0.10%

Es en la tabla proporcionada, Tabla 5, donde se observa una menor reducción en el porcentaje de atenuación a partir del cable con calibre de 0.11 mm. Sin embargo, a pesar de esta mínima variación, todavía existe una distinción en el porcentaje para cada uno de los calibres reducidos. Es relevante señalar que las burbujas generadas por cavitación mantienen un rango de diámetro de entre 35 y 450 μm . Así, con el calibre de 0.05 mm, que equivale a 50 μm , se registra un porcentaje de reducción de 0.23% para el láser rojo.

En relación con el láser verde, que posee una longitud de onda de 530 nm, se registraron valores similares a los obtenidos con el láser rojo, estos varían dependiendo del calibre medido y se detallan en la Figura 54. Aquí se incluyen tanto los valores de intensidad para los diferentes calibres, como aquellos desde la medición de referencia hasta el calibre de 0.11 mm. En este caso, el valor de referencia se estableció en 0.588 V, y la atenuación máxima se observó en el cable de mayor calibre (1.72 mm), con un valor de 0.469 V, reflejando una reducción máxima del 20.22%. Esta reducción es mayor que la obtenida con el láser rojo, un fenómeno atribuible a que el fotodiodo utilizado (BPW21R) presenta mayor sensibilidad en longitudes de onda cercanas a los 510 nm, por lo que se anticipaba que los valores de atenuación serían más elevados con el láser verde.

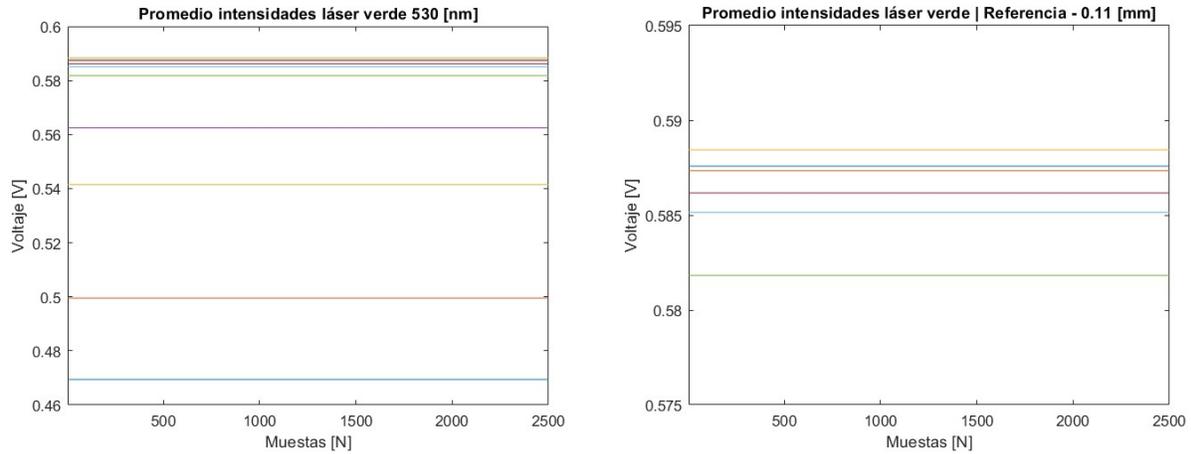


Fig. 54. Resultados de intensidades registradas por el láser verde a través de todos los cables analizados y resultados de intensidades registradas por el láser a través de cables con calibres inferiores a 0.11 mm

Siguiendo el mismo procedimiento utilizado para los valores del láser rojo, la tabla subsiguiente, Tabla 6, exhibe el valor de referencia del láser verde (0.588 V) en comparación con los valores registrados para cada calibre, acompañados por sus respectivos porcentajes de atenuación.

Tabla 6. Porcentaje de atenuación para las intensidades registradas en cada cable cuando se utiliza el láser verde.

Calibre [mm]	Valor registrado [V]	Porcentaje de atenuación
1.72	0.469	20.22%
1.32	0.450	15.10%
0.9	0.541	7.98%
0.57	0.562	4.41%
0.11	0.582	1.15%

0.08	0.585	0.58%
0.05	0.586	0.38%
0.02	0.587	0.19%
0.01	0.588	0.14%

Estos porcentajes de atenuación, en contraste con los obtenidos con el láser rojo, muestran un incremento considerable, especialmente para los cables con calibres superiores a 0.57 mm. Por otro lado, para calibres menores a este valor, sólo se observa un ligero incremento en el porcentaje de atenuación. Esta leve variación puede ser útil para identificar con mayor precisión pequeñas fluctuaciones.

Finalmente, en el caso del láser azul, con una longitud de onda de 410 nm, se registraron valores en función del calibre medido, tal como se realizó con los otros láseres, y estos se exhiben en la Figura 55. En este caso, el valor de referencia se estableció en 0.596 V, el más alto entre los tres láseres, dada la longitud de onda. La atenuación máxima se observó en el cable de mayor calibre (1.72 mm), con un valor de 0.560 V, reflejando una reducción máxima del 6.06%. Este valor de reducción es el menor obtenido, lo cual podría deberse a que el cobre, material con el que se fabricaron los cables, absorbe en mayor medida las longitudes de onda que se encuentran en el rango de este láser en particular.

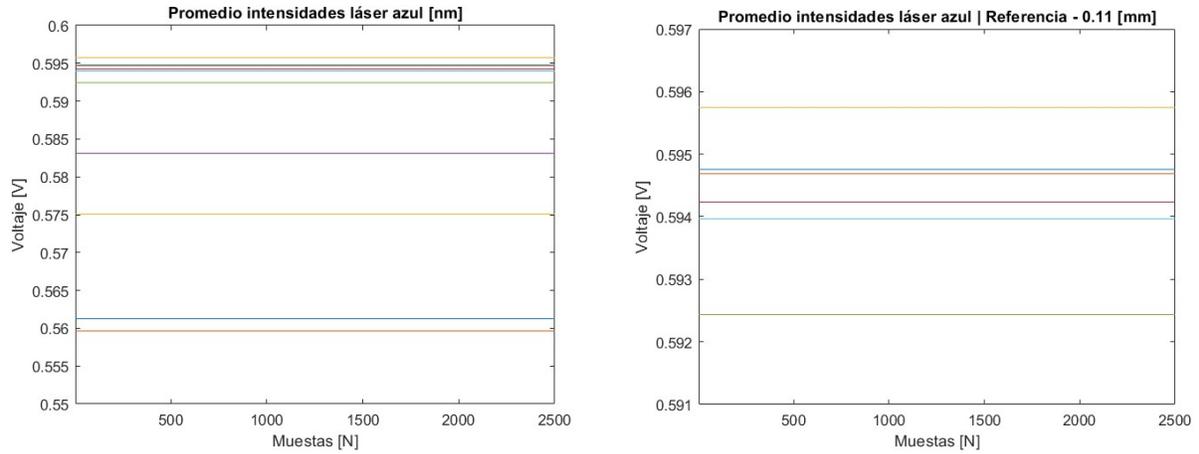


Fig. 55. Resultados de intensidades registradas por el láser azul a través de todos los cables analizados y resultados de intensidades registradas por el láser a través de cables con calibres inferiores a 0.11 mm

Al igual que con los valores correspondientes a los láseres rojo y verde, la tabla que sigue, Tabla 7, proporciona una comparativa entre el valor de referencia para el láser azul (0.560 V) y los valores registrados para cada calibre, acompañados por su respectivo porcentaje de atenuación.

Tabla 7. Porcentaje de atenuación para las intensidades registradas en cada cable cuando se emplea el láser azul.

Calibre [mm]	Valor registrado [V]	Porcentaje de atenuación
1.72	0.560	6.06%
1.32	0.561	5.79%
0.9	0.575	3.47%
0.57	0.583	2.11%
0.11	0.592	0.55%

0.08	0.594	0.30%
0.05	0.594	0.25%
0.02	0.595	0.18%
0.01	0.595	0.16%

Estos porcentajes de atenuación, a diferencia los obtenidos con el láser verde para los calibres de mayor diámetro, presentan una atenuación reducida. No obstante, en el caso de los calibres de menor diámetro, los valores de atenuación son comparables a los de los demás láseres, con una ligera variación en el porcentaje a partir de los 0.11 mm.

El análisis de esta experimentación con los tres láseres utilizados (rojo, verde y azul) evidencia una disminución en la intensidad de la luz láser a medida que se reduce el calibre del cable de cobre utilizado. Esta tendencia se mantiene en todos los casos hasta llegar a un calibre de 0.11 mm, donde se observa un decaimiento en la tasa de reducción de la intensidad. Cabe mencionar que las burbujas generadas por cavitación se encuentran en un rango de diámetro que varía entre 35 μm y 400 μm , dimensiones que coinciden con los calibres donde se percibe la mencionada disminución de intensidad.

Dado que las mediciones para la detección de cavitación se realizarán en un phantom de agarosa, se propone replicar la experimentación llevada a cabo con los cables de cobre de distintos calibres, pero en esta ocasión, estos estarán ubicados dentro del phantom de agarosa. Este nuevo diseño experimental permitirá determinar si el porcentaje de atenuación sufre alguna variación, puesto que la luz del láser deberá atravesar un medio distinto. Este enfoque podrá aportar información adicional acerca de cómo la transmisión de la luz se ve afectada por cambios en el medio que atraviesa al detectar partículas de tamaño reducido, lo que puede ser relevante para la detección de cavitación en futuras aplicaciones prácticas.

7.3.2 Intensidades en phantom a través de diferentes calibres

Se llevaron a cabo diez experimentos para cada uno de los láseres disponibles y, después del análisis de los datos obtenidos, se encontró inicialmente que la intensidad del láser se reduce al atravesar el cable de cobre inmerso en el phantom, puesto que el propio phantom atenúa el láser en un grado dependiente de la longitud de onda. En particular, el láser rojo demostró la menor atenuación al atravesar el phantom, seguido por el láser verde, y finalmente, el láser azul presentó la mayor atenuación, como ya se había analizado previamente. La siguiente figura, Fig. 56, ilustra un ejemplo de la medición de la intensidad del láser azul al atravesar un cable de 0.57 mm, tanto con como sin phantom.

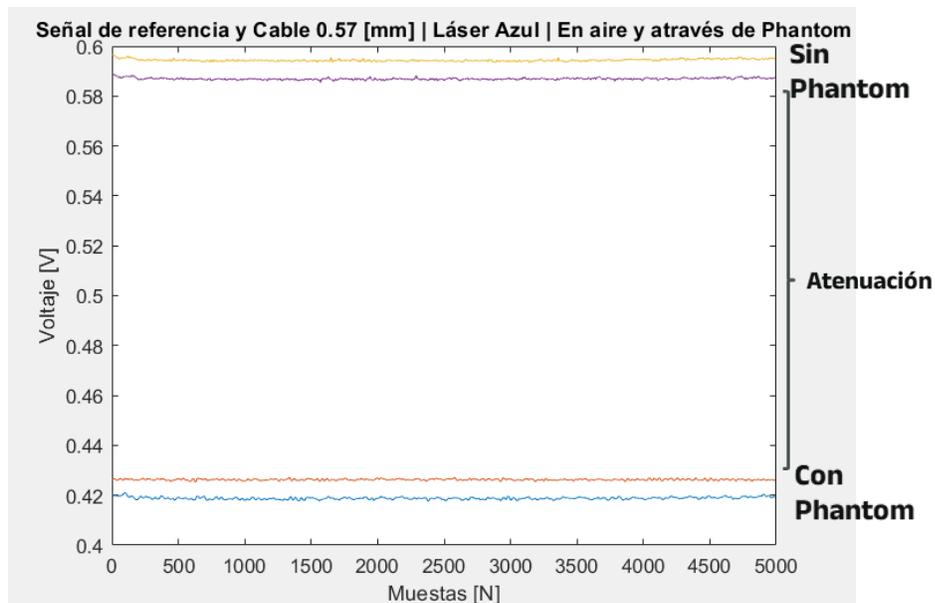


Fig. 56. Señal de referencia y a través de cable 0.57 mm sin y con phantom

En esta medición específica, el láser azul experimentó una atenuación del 2.11% con respecto a la señal de referencia al pasar por el cable de 0.57 mm sin estar inmerso en el phantom. Por otro lado, cuando el mismo cable se encontraba dentro del phantom, la atenuación resultó ser del 2.17%, también en comparación con su señal de referencia. En

total, la señal demostró una atenuación adicional del 27.82% cuando la medición se realizó dentro del phantom en comparación con la medición realizada fuera de éste. Esto destaca la influencia del medio a través del cual el láser debe viajar en la atenuación final de la señal.

En las experimentaciones realizadas dentro del phantom, se observó una constante: la intensidad del láser experimentó una atenuación similar a las mediciones realizadas fuera del phantom, aunque se evidenció un ligero incremento en los porcentajes de atenuación con respecto a la medición de referencia. Esta tendencia puede deberse a que el phantom, al ser atravesado por el láser, actúa como un medio concentrador de la luz. Esta concentración permite detectar con un mayor porcentaje de atenuación las partículas añadidas, en este caso, los cables de cobre de diferentes calibres. Esta particularidad subraya el potencial del phantom para mejorar la detección de partículas en este tipo de experimentos.

Dado que los experimentos con ultrasonido y cavitación se llevarán a cabo con el mismo phantom, es necesario realizar un análisis más detallado con respecto a las intensidades y atenuaciones observadas durante los experimentos con phantom. Este análisis permitirá una mejor comprensión de cómo estas variables podrían influir en los resultados de los futuros experimentos de cavitación y podría ayudar a anticipar y mitigar cualquier posible interferencia o sesgo. Así, se garantiza la validez y precisión de los futuros resultados experimentales obtenidos en el contexto del phantom.

En la siguiente figura, Figura 57, se pueden observar dos gráficas. En la primera gráfica, se tiene la comparación de la atenuación del láser rojo en aire y en el phantom para todos los calibres medidos durante los diez experimentos. Esta gráfica también incluye la desviación estándar, lo que proporciona una medida de la variabilidad o dispersión de los resultados experimentales. En la segunda gráfica, se presentan los resultados para los calibres menores a partir de 0.57 mm. Esta representación permite una visualización más clara y enfocada del comportamiento y los resultados obtenidos con los calibres reducidos.

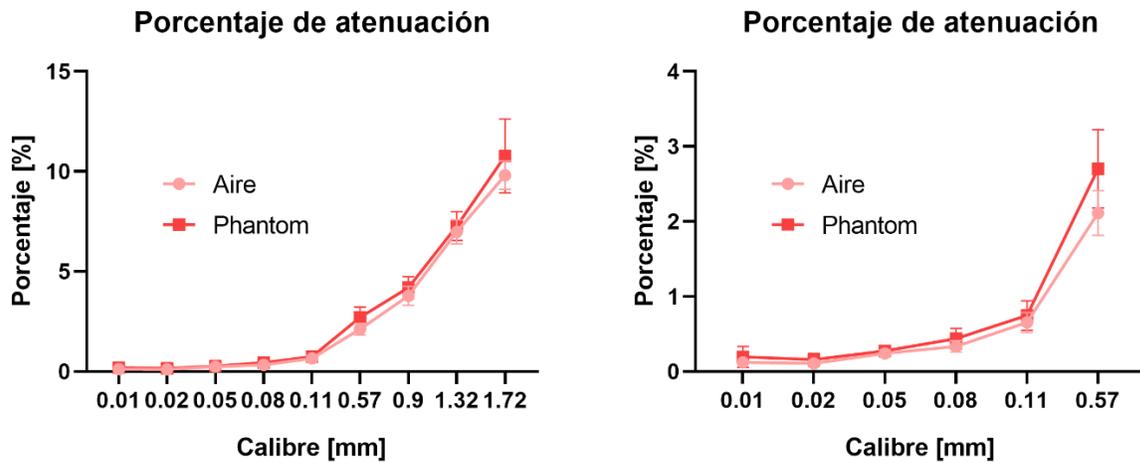


Fig. 57. Porcentajes de atenuación de las mediciones registradas para el láser rojo con y sin phantom.

En cuanto al láser rojo, todas las mediciones dentro del phantom mostraron un mayor porcentaje de atenuación en todos los calibres, promediando un incremento del 4.45% en detección debido a los factores previamente discutidos. Con respecto a las mediciones de los calibres más finos, se observa que el porcentaje de atenuación no excede el 1% a partir del calibre de 0.11 mm. Sin embargo, existe un valor de detección más alto a partir del calibre de 0.57 mm, manteniendo un aumento constante desde los 0.05 mm. Cabe señalar que entre los calibres de 0.01 mm y 0.02 mm, la atenuación se mantiene muy similar.

El análisis fue replicado con el láser verde, cuyos resultados se presentan en la Figura 58. Al igual que en el análisis anterior, estas figuras ilustran los porcentajes de atenuación para todos los calibres, con un enfoque especial en los calibres más finos a partir de 0.57 mm. En estos resultados, se evidencia una diferencia más pronunciada entre las mediciones con y sin phantom, indicando una detección promedio superior dentro del phantom de un 6.55%.

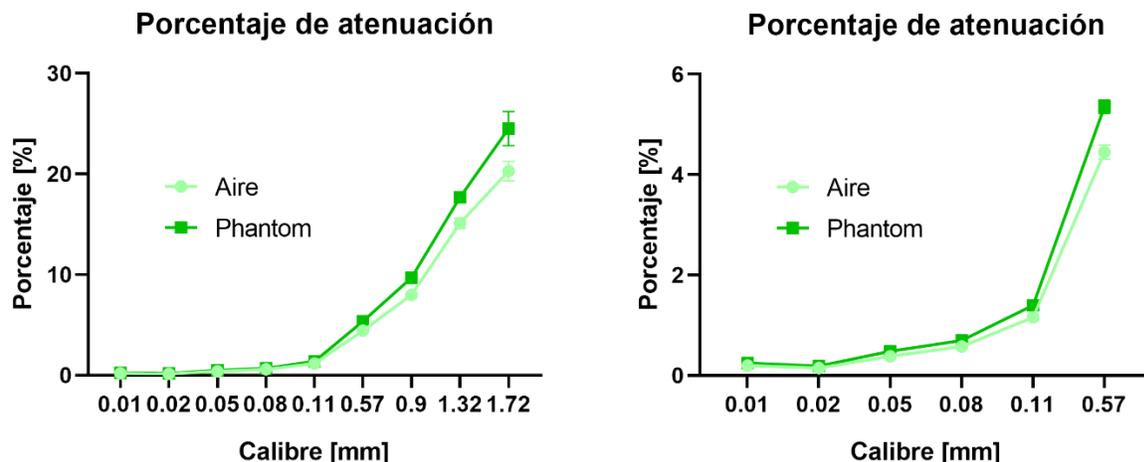


Fig. 58. Porcentajes de atenuación de las mediciones registradas para el láser verde con y sin phantom.

Desde los 0.05 mm, el porcentaje de atenuación es del 1%, lo que indica una mayor detección en comparación con el láser rojo. Sin embargo, similar al comportamiento observado con el láser rojo, los calibres inferiores a 0.05 mm no muestran una tendencia consistente en cuanto al incremento del porcentaje de atenuación.

En la siguiente figura, Fig. 59, se presentan los resultados del porcentaje de atenuación para las experimentaciones con el láser azul, tanto en phantom como sin éste. Para los calibres con un diámetro mayor a 0.9 mm, se observa un incremento en el porcentaje de atenuación. No obstante, este es el único caso en el que, para calibres inferiores a 0.57 mm, el porcentaje de atenuación se mantiene muy similar al compararlo con los resultados de la experimentación sin phantom.

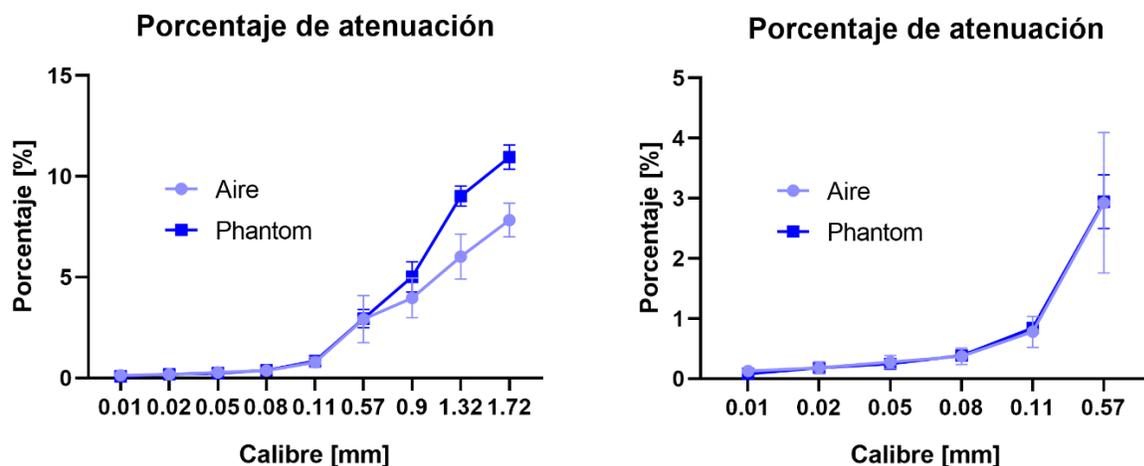


Fig. 59. Porcentajes de atenuación de las mediciones registradas para el láser azul con y sin phantom.

En los calibres de diámetro superior, el porcentaje de atenuación registró un incremento del 8.59%. Sin embargo, en calibres más pequeños, a partir de 0.57 mm, se registró solamente un incremento en el porcentaje de atenuación del 0.87%. Esto puede atribuirse al hecho de que el phantom absorbe en mayor medida esta longitud de onda, lo que impide un aumento en la detección al nivel de los otros láseres utilizados. A pesar de no experimentar un incremento significativo en el porcentaje de atenuación, la detección de los calibres a partir de 0.05 mm presentó un aumento constante, al igual que con los otros láseres.

Con los resultados obtenidos, se llega a la conclusión de que el láser verde de 530 nm presenta el rango de detección más amplio. Aunque el láser rojo de 650 nm experimenta la menor atenuación dentro del phantom, el fotodiodo utilizado demuestra una mayor sensibilidad a longitudes de onda próximas a las del láser verde, lo cual explica su superior capacidad de detección.

Se estudió de manera más exhaustiva el comportamiento del láser verde para determinar a partir de qué tamaño de partícula, en este caso cables de cobre, puede garantizarse una detección dentro de un phantom de agarosa con este sistema óptico. La

siguiente gráfica, Fig. 60, ilustra el voltaje registrado en las diez pruebas realizadas con el láser verde a través del phantom, para calibres menores a 0.11 mm, acompañado de su respectiva desviación estándar.

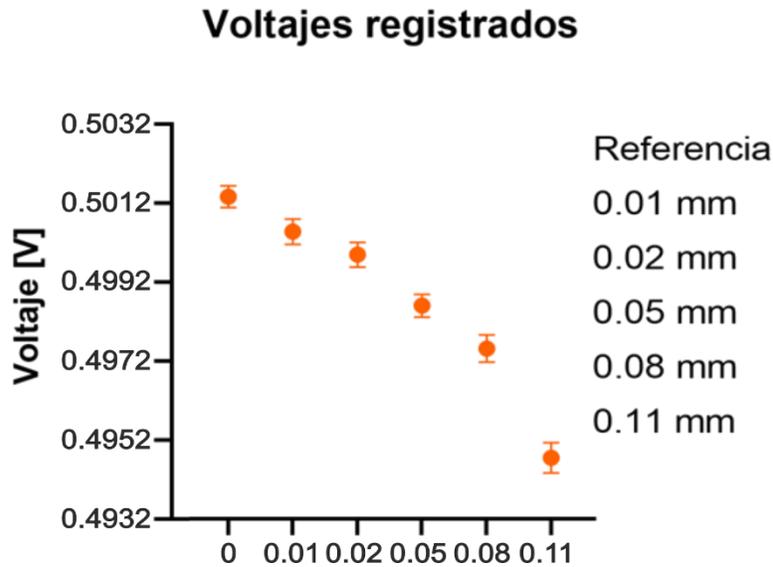


Fig. 60. Valores de voltaje registrados para láser 530 nm hasta 0.11 mm

Esta gráfica, Fig. 60, muestra los valores de intensidad junto con las desviaciones estándar resultantes de los diez experimentos llevados a cabo. Para los calibres de 0.01 mm y 0.02 mm, el valor promedio es de 0.501 V y 0.500 V respectivamente, mientras que las desviaciones estándar de ± 0.0005 V llegan a intersectarse entre sí, lo que indica que en estos calibres no se puede garantizar una diferenciación y detección fiables. Es importante mencionar que este fenómeno de intersección de las desviaciones estándar solo ocurre en estos calibres reducidos; a partir de 0.05 mm, se observa una mayor diferenciación entre los valores registrados, que tiende a incrementarse a partir de 0.08 y 0.11 mm.

7.3.3 Análisis de varianza

Para concluir de forma más objetiva la capacidad de diferenciación en la detección de los calibres analizados, se implementó un análisis de varianza (ANOVA) de medidas repetidas. El ANOVA es una técnica estadística que se utiliza cuando se desea evaluar el impacto de una o más variables independientes sobre una variable dependiente, especialmente cuando se compara entre tres o más niveles o grupos. En este contexto, su función es determinar la probabilidad de que las diferencias observadas entre los calibres no sean producto del azar. Específicamente, el análisis se llevó a cabo comparando todas las mediciones de los calibres frente a una medición de referencia establecida. En esta técnica el valor p , es el valor que indica el nivel de significancia de los resultados. Generalmente, un valor p menor a 0.05 se considera significativo, sugiriendo que las diferencias son estadísticamente relevantes. Por otro lado, un valor p superior a 0.05 sugiere que las diferencias podrían deberse al azar y no son consideradas significativas desde el punto de vista estadístico [83]. Los resultados se muestran en la siguiente tabla, Tabla 8.

Tabla 8. Resultados de significancia análisis de varianza para cada calibre.

Referencia vs Calibre	Valor ajustado de p	Significancia
0.01 [mm]	0.9183	ns
0.02 [mm]	0.4114	ns
0.05 [mm]	0.0581	ns
0.08 [mm]	0.0023	**
0.11 [mm]	<0.0001	****
0.57 [mm]	<0.0001	****

0.9 [mm]	<0.0001	****
1.32 [mm]	<0.0001	****
1.72 [mm]	<0.0001	****

La tabla presentada, Tabla 8, incluye el calibre, el valor ajustado de p y la significancia. En este caso, el valor ajustado de p sirve como indicador de la significancia estadística, proporcionando una medida de la probabilidad de que las diferencias observadas entre los grupos sean aleatorias. Si el valor de p es pequeño (generalmente menor a 0.05), se concluye que es improbable que las diferencias observadas sean meramente aleatorias, lo cual indica que las diferencias entre los grupos son estadísticamente significativas. Sin embargo, si el valor de p es grande (generalmente mayor a 0.05), no se puede concluir que las diferencias entre los grupos sean estadísticamente significativas. Esto implica que las diferencias observadas podrían ser simplemente producto del azar.

En este caso, se observa que a partir del calibre de 0.08 mm, el valor de p es inferior a 0.05, lo que indica que a partir de este calibre existe una diferenciación estadísticamente significativa. Por otro lado, en calibres inferiores a este, las diferencias medidas podrían haber surgido a partir del azar y no ser concluyentes, aunque cabe señalar que el valor de p para el calibre de 0.05 mm estuvo muy próximo al límite de 0.05, sin llegar a ubicarse dentro del rango que permita considerarlo diferenciable. Por otra parte, como ya se había observado al analizar las desviaciones estándar, para el sistema de medición óptico no se puede asegurar una diferenciación clara en la detección de calibres de 0.01 mm y 0.02 mm.

Las mediciones realizadas con partículas permitieron evaluar los límites del sistema de medición óptico desarrollado. Dada la incapacidad de realizar pruebas con burbujas inducidas por cavitación, debido a las dificultades inherentes a este fenómeno, se optó por

emplear otra partícula que, en términos de propiedades ópticas, no fuese demasiado distinta al aire contenido en una burbuja. Dichas pruebas se realizaron tanto en un medio común, como lo es el aire, así como dentro del medio de estudio, que en este caso es un phantom de agarosa.

En estas mediciones, se llevaron a cabo diversas experimentaciones para determinar hasta qué dimensiones el sistema de medición óptico puede detectar y diferenciar. Se descubrió que tanto con el láser rojo como con el láser verde se registró un mayor porcentaje de atenuación cuando las mediciones se efectuaron dentro del phantom. Asimismo, se logró detectar un calibre tan reducido como el de 0.01 mm o 10 μm , el cual mostró un porcentaje de atenuación pequeño pero constante, tanto con phantom como sin él. Sin embargo, al realizar un análisis estadístico, la diferenciación entre las mediciones con calibres de 0.01 mm, 0.02 mm y 0.05 mm no resultó concluyente.

En futuras mediciones con cavitación inducida en phantom, las posibles burbujas se formarán dentro del rango de 35 μm y 450 μm . Este rango de dimensiones para las burbujas está incluido en los analizados con los calibres de cobre y también dentro de aquellos que fueron detectados y diferenciados de manera efectiva. Esto se debe a que, a partir de 0.08 mm o 80 μm , el sistema de medición funciona correctamente.

Aunque los cables de cobre de diferentes calibres presentan un comportamiento óptico distinto, debido a que el material posee otras propiedades físicas en comparación con el aire dentro de las burbujas, era necesario encontrar una forma de comprobar si el sistema de medición óptico desarrollado operaba de manera adecuada y hasta qué punto, en términos de dimensiones, este sistema podía detectar y diferenciar partículas. En vista de los datos obtenidos, se utilizará el sistema de medición óptica desarrollado para la detección de burbujas inducidas por cavitación en phantoms de agarosa.

7.4 Medición de ultrasonido y cavitación en phantom

7.4.1 Reducción de intensidad a diferentes potencias

Al llevar a cabo las mediciones para cada uno de los láseres enfocados a diferentes potencias, se identificó una disminución en la intensidad del láser detectada por el circuito de medición en proporción inversa a la potencia suministrada. Esta disminución se comparó con una señal de referencia, que representa la intensidad del láser a través del phantom sin ultrasonido, y se observó una reducción en cada uno de los niveles de potencia evaluados. A continuación, se presenta una figura que ilustra la reducción para los láseres de 650 nm, 530 nm y 410 nm, dependiendo de la potencia inducida.

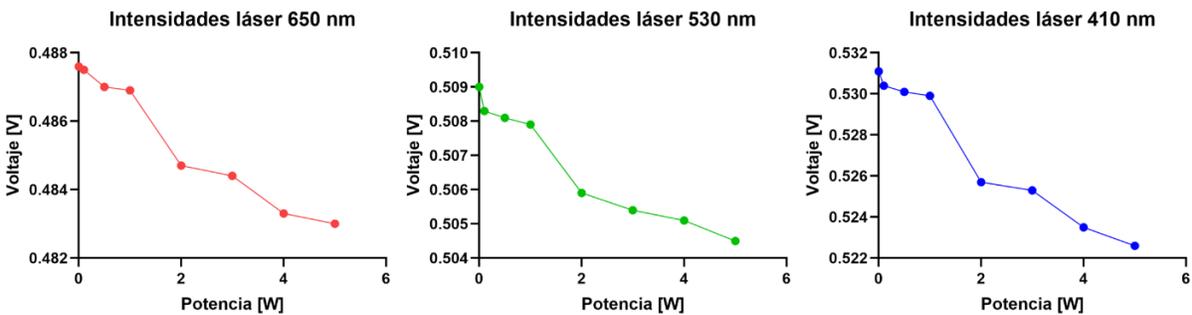


Fig. 61. Gráfica de la reducción en la intensidad del láser detectada por el circuito de medición debido a la potencia suministrada

Como se observa en las gráficas, Fig. 61, la relación entre la intensidad del láser y la potencia suministrada en las tres longitudes de onda estudiadas sigue un patrón congruente. Se evidencia una ligera reducción en las intensidades menores, que van desde 0.1 W hasta 1 W, y una disminución más notable a partir de los 2 W suministrados. A continuación, se incluye una tabla. Tabla 9, que detalla los porcentajes de diferencia entre la señal de referencia y las potencias más relevantes de 1 W, 2 W y 5 W, tal como se registraron para cada uno de los láseres.

Tabla 9. Porcentajes de atenuación láser en phantom.

Potencia [W]	Porcentaje de diferencia contra referencia [%]		
	Láser rojo	Láser verde	Láser azul
1	0.55	0.74	0.70
2	2.27	2.08	3.15
5	3.02	3.60	4.96

A partir de los resultados del porcentaje de diferencia obtenidos, se destaca que, a partir de los 2 W, la diferencia registrada se incrementa de manera significativa. Esto se debe a que las reducciones de intensidad por debajo de esta potencia no superan el 1% de diferencia. Esta situación puede ser atribuida a la onda reflejada suministrada por el equipo de potencia hacia el transductor, que en la mayoría de los casos se ubica en un valor de 1 W. Al inducir ultrasonido con una potencia de 2 W, se garantiza que el transductor proporciona una presión acústica suficiente para generar una variación en la intensidad del láser. Este cambio en la intensidad se magnifica a medida que se aumenta la potencia suministrada, hasta alcanzar un máximo de 5 W, potencia relacionada con el límite de integridad de trabajo del transductor. Si se manejan potencias superiores, el comportamiento adecuado del transductor queda en incertidumbre.

El láser azul con una longitud de onda de 410 nm presentó la mayor diferencia en la potencia de 5 W. A pesar de ser el que más se absorbe dentro del phantom, al registrar un mayor valor de voltaje en el sistema de medición, logró obtener la mayor diferencia con la mayor potencia. Por otro lado, los láseres rojo y verde (650 nm y 530 nm) lograron una reducción por encima del 3%.

Este análisis permite identificar cómo varía la intensidad del láser dependiendo de la potencia suministrada para cada uno de los láseres analizados. De esta forma, se puede comprender más detalladamente el comportamiento del haz de luz al interactuar con

campos ultrasónicos, lo cual facilita enfocar los siguientes experimentos en la detección de cavitación mediante este sistema de medición.

7.4.2 Reducción de intensidad a lo largo de patrón de radiación

Tras realizar las mediciones en diversos puntos del phantom y trazar las intensidades registradas, se compararon con una señal de referencia. La Figura 62 muestra una disminución de la intensidad del láser en función de su posición con respecto al foco, con una mayor reducción a medida que la ubicación se aproxima al mismo. Esta variación en la intensidad es notable, especialmente debido a los cambios significativos en la presión en distancias reducidas. En particular, cuando la señal ultrasónica se orienta directamente al foco, se evidencia la mayor disminución de la intensidad luminosa. La señal de referencia presenta un valor medio de 0.169 V, mientras que la señal del láser en la posición del foco tiene un valor medio de 0.150 V, lo que representa una reducción en la intensidad del láser del 11%.

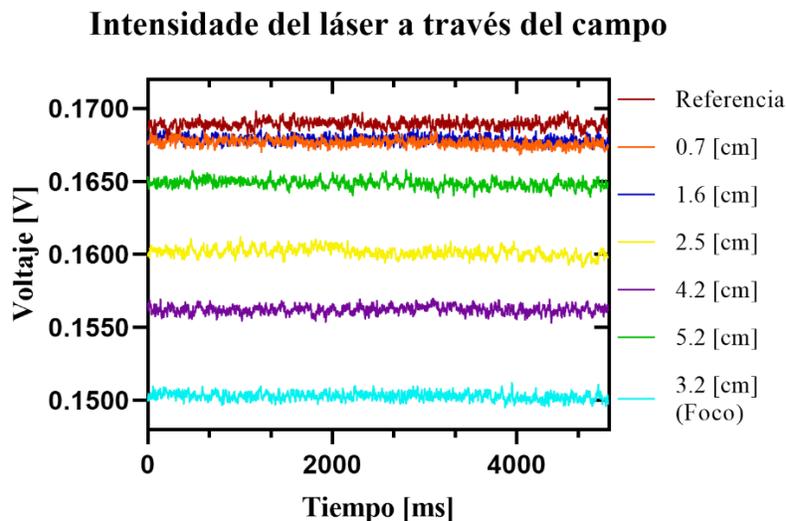


Fig. 62. Intensidades del láser registradas a lo largo de las ubicaciones mencionadas. Señal de referencia sin ultrasonido, señales con campo inducido.

A partir de los efectos del campo ultrasónico en la totalidad de la zona irradiada dentro del phantom, se observa que la mayor disminución en la intensidad del láser ocurre cuando éste se localiza precisamente en el foco del transductor. Esta circunstancia podría atribuirse a las modificaciones inducidas por las ondas acústicas en la densidad y el índice de refracción del medio, efectos intrínsecos al fenómeno de Schlieren. Durante la propagación del campo inducido, si el láser se dirige cercanamente a la zona de interfaz entre el agua y el phantom, la variación porcentual resulta casi insignificante, evidenciando solamente una disminución del 0.76%. Aun cuando el láser se desplace 1 cm por encima de esta interfase, las condiciones del foco siguen siendo afectadas por la misma, sin mostrar ninguna modificación apreciable, con un porcentaje de variación muy similar al anterior, del 0.85%. Sin embargo, al reducir la distancia al foco en 1 cm adicional, se registra una alteración más perceptible en la intensidad del láser, ascendiendo al 5.20%. Esto indica que, desde esta posición, la presencia del campo ultrasónico inducido se intensifica considerablemente, resultando en una disminución de la intensidad que se puede detectar claramente con este sistema de medición. Se elaboró además una gráfica para comparar los porcentajes de disminución con las presiones normalizadas generadas por el transductor, la cual se ilustra en la figura correspondiente.

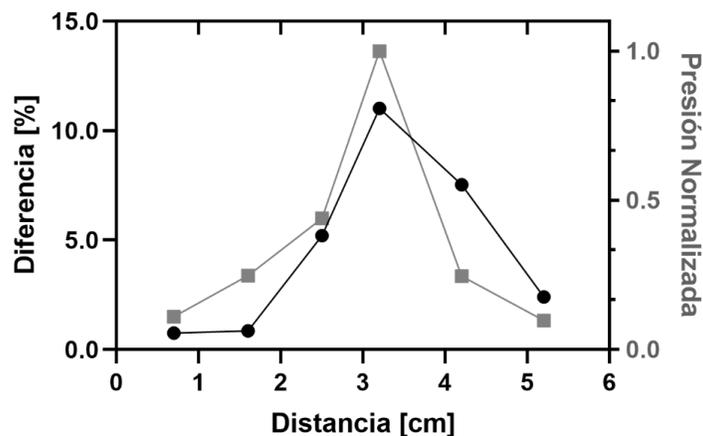


Fig. 63. Porcentaje de diferencia en la intensidad promedio con respecto a la intensidad de referencia y la presión normalizada registrada a lo largo del campo ultrasónico.

Al desplazarse 1 cm por encima del foco, se registra una disminución aún más pronunciada de la intensidad, del 7.53%, en contraste con la ubicación previa que se encontraba más cerca del foco, pero por debajo de él. En la última posición evaluada, a 2 cm del foco, aún se aprecia una reducción en la intensidad del 2.41%. Esta tendencia conserva el patrón observado de una mayor reducción en las mediciones realizadas por encima del foco, en comparación con la segunda medición, tomada a 1,6 cm del foco, donde la reducción fue prácticamente inexistente.

Esta interacción está influenciada por la ubicación en la que se coloca el láser y la presión inducida en el medio, evidenciando una correlación con el patrón de radiación generado por el transductor. Previo a abordar la detección de cavitación, y aprovechando los efectos vinculados al fenómeno Schlieren, se pudo medir las variaciones de presión en función de la ubicación dentro de un campo ultrasónico generado por un transductor cóncavo focalizado. Estas mediciones se llevaron a cabo a través de la caracterización de las intensidades registradas por el láser continuo, herramienta que se mantendrá en uso para las etapas experimentales subsecuentes.

7.4.3 Mediciones con fotodiodo lateral

Las intensidades capturadas en los 5 experimentos se ilustran en las gráficas contenidas en la Figura 64. Inicialmente, se presenta la señal de referencia (Figura 64. A.), que expone una intensidad promedio de 0.350 V. Esta señal de referencia se obtuvo mediante el fotodiodo, ubicado lateralmente, registrando la intensidad del láser verde (530 nm) a través del phantom sin la aplicación de ultrasonido.

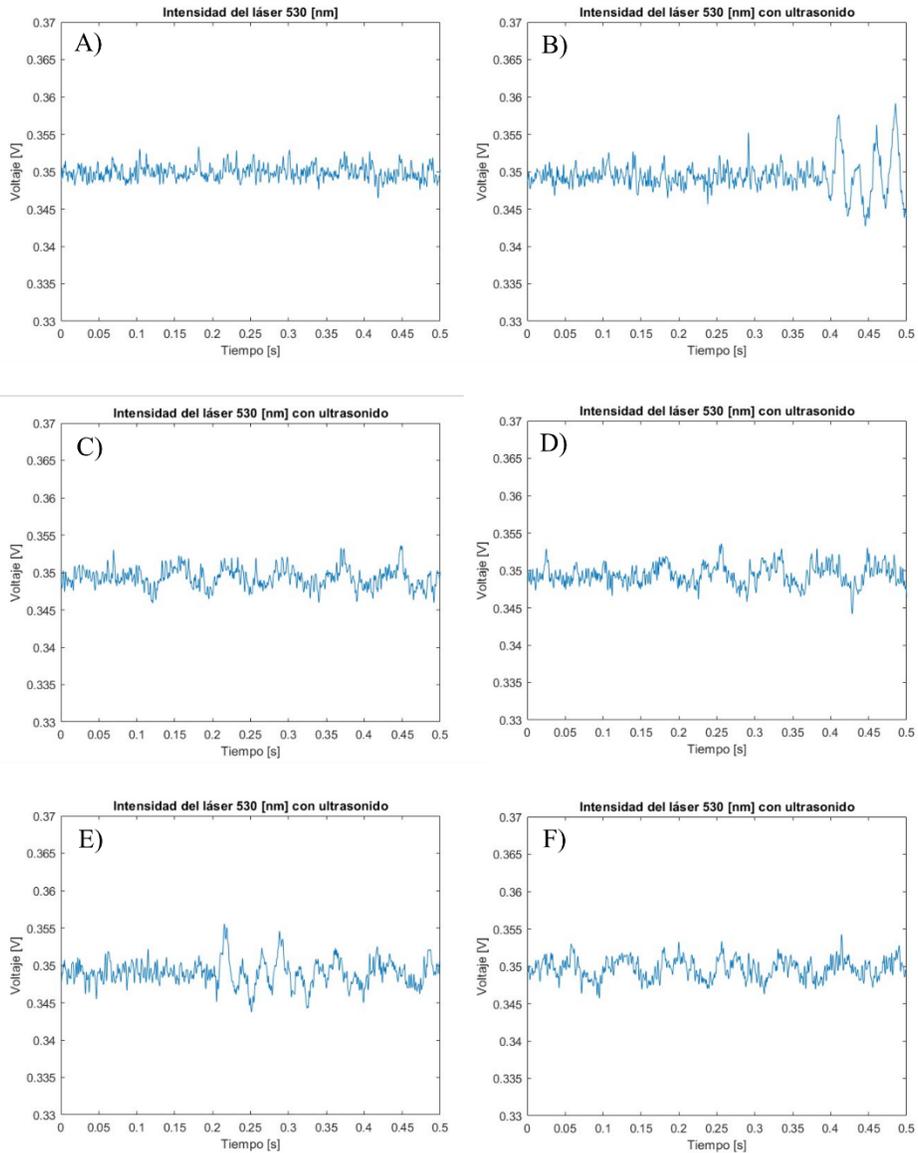


Fig. 64. Intensidades registradas fotodiodo lateral.

En las señales presentadas, Fig. 64, se documenta el registro de la intensidad durante la aplicación continua de ultrasonido al phantom a 5 W, coincidiendo con el período en que se capturaba la señal óptica. En estas mediciones, no se observaron cambios significativos en el valor de la intensidad durante la ventana de análisis, excepto en dos casos ilustrados en las Figuras 64-B y 64-E.

Estas gráficas revelan un incremento en el valor de la intensidad; al compararlo tanto con la señal de referencia como con las señales obtenidas induciendo ultrasonido, los picos de amplitud resultan notorios. Específicamente, las Figuras 64-B y 64-E muestran leves aumentos en ubicaciones aisladas y particulares del registro de la señal. La Figura 65 exhibe las gráficas previamente mencionadas, destacando un canal promedio donde se pueden identificar los puntos donde la intensidad alcanzó un valor mayor.

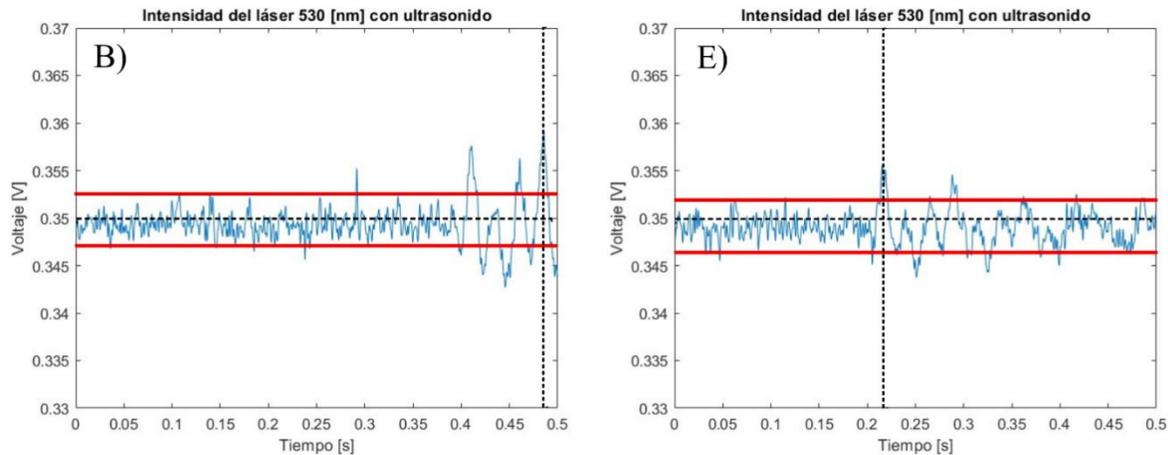


Fig. 65. Intensidades registradas con ultrasonido y picos de amplitud

En el caso de la Figura 65-B, los puntos de mayor amplitud se manifiestan al final de la gráfica, en los últimos instantes de medición, alcanzando un valor de voltaje máximo en el tiempo 0.48 s de 0.360 V. Al compararlo con el valor de intensidad de referencia promedio de 0.350 V, esto representa un incremento del 2.88%. Simultáneamente, en la situación reflejada en la Figura 65-E, el punto de mayor intensidad se encontró aproximadamente en la mitad del tiempo de medición, registrando un valor en el tiempo 0.23 s de 0.356 V. Al contrastarlo con el valor de intensidad de referencia promedio, se reveló un aumento menor del 1.54%.

Estos valores de intensidad registrados exhiben un porcentaje de diferencia reducido, principalmente porque los haces de luz desviados tienen que atravesar desde el

interior del phantom hasta el exterior, donde se encuentra el receptor. Esto se debe a que, como se había observado previamente, el phantom genera una atenuación de la luz que lo atraviesa. A pesar de estas limitaciones, con este arreglo experimental se consiguió detectar en diferentes señales un incremento en el valor de la intensidad que, debido a la naturaleza física de la experimentación en curso, podría correlacionarse con la presencia de burbujas inducidas por la aplicación de ultrasonido. No obstante, será necesario realizar más experimentos y recopilar información adicional para confirmar estas afirmaciones, lo cual se discutirá en la sección de perspectivas futuras.

Este estudio introduce una perspectiva novedosa en la investigación de los efectos generados por la cavitación, al lograr registrar amplitudes ligeras que, con alta probabilidad, se deben a haces de luz desviados por las burbujas de cavitación dentro del phantom. Aunque se requieren implementaciones adicionales, como una zona de análisis más amplia compuesta por fotodiodos en diversas ubicaciones para detectar cualquier haz desviado; este experimento constituye un primer acercamiento a la detección de la cavitación mediante métodos ópticos.

7.4.4 Reducción de intensidades a diferentes potencias por cavitación

Los resultados de las intensidades registradas para cada una de las potencias y las correspondientes longitudes de onda se presentan a continuación. La comparación se realiza entre la señal de referencia sin aplicación de ultrasonido y la intensidad del haz del láser a través del phantom. Esta comparación permite detectar reducciones en la intensidad, relacionadas con la presencia de cavitación y sus efectos en el phantom.

La siguiente gráfica ilustra tanto la señal de referencia del phantom, registrada por el osciloscopio, en la cual el láser únicamente atraviesa el phantom, como la señal después de la aplicación de ultrasonido a una potencia inicial de 0.5 W. El objetivo de esta

representación es mostrar cómo, a potencias reducidas por debajo de 1 W, no se observa ningún cambio en la intensidad del láser utilizando esta metodología.

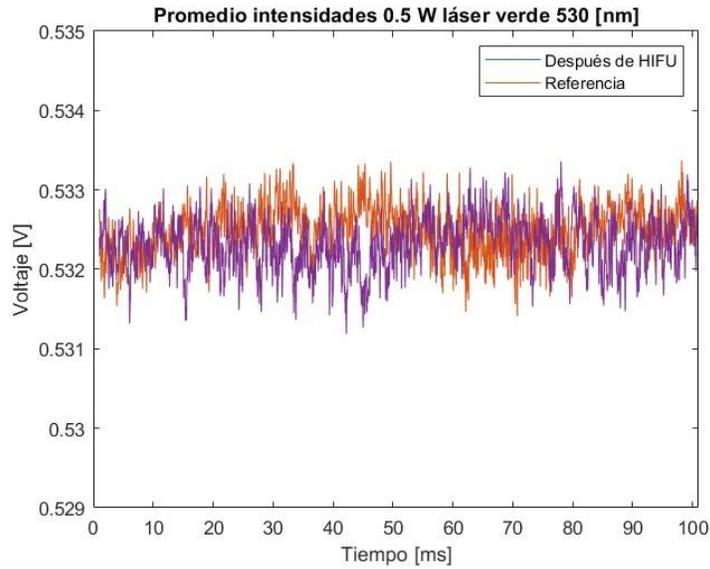


Fig. 66. Resultados medición cavitación en phantom con 1 W y referencia.

Por otra parte, al medir la intensidad del láser con la aplicación de ultrasonido a la misma potencia, se detecta una leve disminución en la intensidad del láser, resultado del efecto Schlieren previamente descrito, tal como se evidencia en los resultados obtenidos en la sección y plasmados en la figura correspondiente. En este contexto, tras la aplicación de ultrasonido durante un período de tiempo de 5 segundos, no se observa variación en la intensidad de la señal de referencia en comparación con la intensidad de la señal registrada después de la aplicación de HIFU.

En la gráfica siguiente, Figura 67, se puede discernir una ligera diferencia entre la señal de referencia y la señal registrada después de la aplicación de HIFU, comenzando con la potencia mínima seleccionada de 2 W. Esto sugiere que a partir de esta potencia se generan consecuencias en el foco dentro del phantom que están asociadas con el fenómeno

de cavitación, tales como pequeñas cavidades de aire o burbujas incrustadas, que son suficientes para producir una ligera alteración en la intensidad de la señal óptica aplicada.

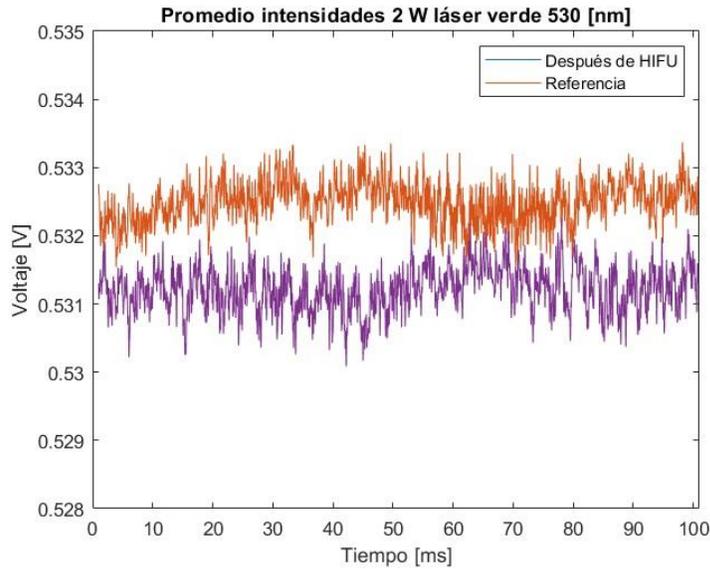


Fig. 67. Resultados medición cavitación en phantom con 2 W y referencia.

Debido al modo y tiempo específicos de aplicación del ultrasonido, los efectos observados en la reducción de la intensidad del láser no se vinculan con fenómenos térmicos originados por la aplicación del ultrasonido. Esto se debe a que se seleccionó un intervalo de aplicación que no genera temperaturas capaces de dañar el phantom, como se verificó en la sección pertinente, al localizar la posición exacta del foco utilizando una hoja de cristal líquido con una sensibilidad de temperatura entre 40 °C y 45 °C. En consecuencia, las disminuciones observadas en la intensidad pueden ser atribuidas a la presencia de cavitación dentro del phantom.

En la figura subsiguiente, Fig. 68, se representa tanto la intensidad de referencia como la medida tras la aplicación del ultrasonido para una intensidad máxima de 5 W. En esta medición de potencia, se registra la mayor divergencia en comparación con la intensidad de referencia. Esto podría explicarse por el hecho de que, al incrementar la

potencia, también se aumenta la presión acústica inducida en el foco, lo que conduce a una mayor probabilidad de generación de cavitación y a una intensificación de sus efectos inducidos dentro del phantom.

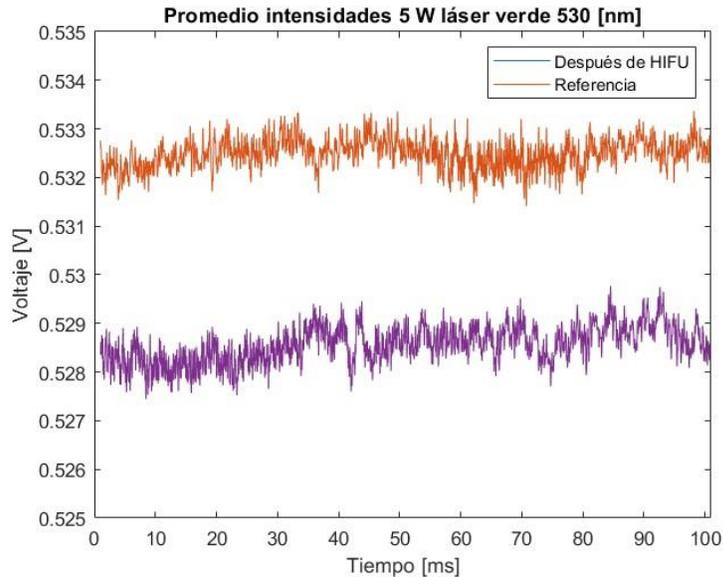


Fig. 68. Resultados medición cavitación en phantom con 5 W y referencia.

Con el objetivo de comparar de manera objetiva las mediciones de intensidad registradas para cada una de las potencias con cada uno de los láseres, se realizaron diversas gráficas que representan el valor promedio de las cinco mediciones junto con su desviación estándar, desde el valor de referencia hasta la potencia máxima utilizada de 5 W. Inicialmente, se presenta la gráfica del promedio de intensidades correspondiente al láser rojo (650 nm), como se ilustra en la Figura 69. En esta representación, se destaca una ligera diferencia entre la referencia y la medición correspondiente a una potencia aplicada al phantom de 2 W. Subsecuentemente, con las demás potencias, se observa un patrón coherente en la reducción de las intensidades, alcanzando la mayor disminución, como era predecible, cuando se aplica ultrasonido con una potencia de 5 W.

Promedio intensidades láser rojo 650 [nm]

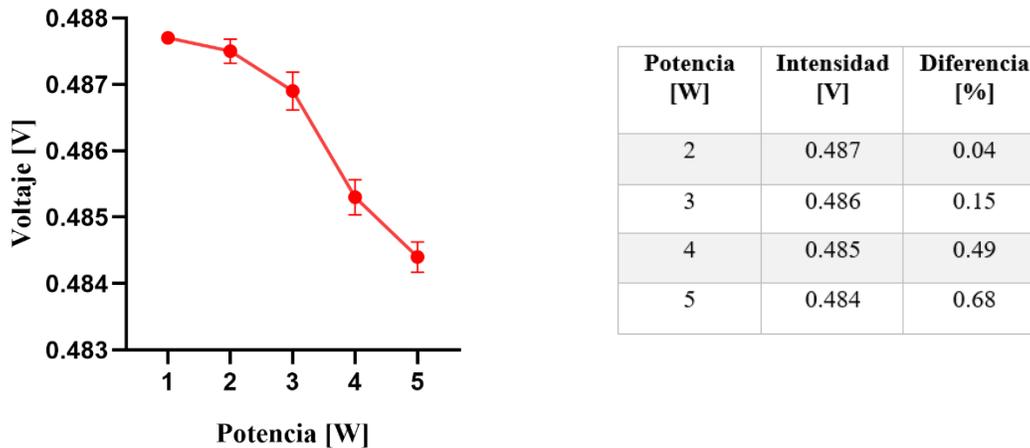


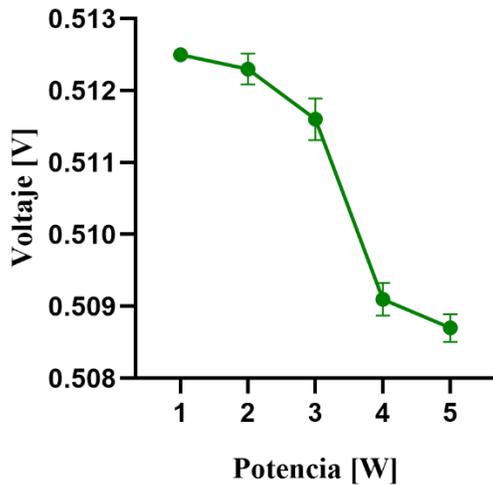
Fig. 69. Gráfica del valor promedio de las cinco mediciones junto con su desviación estándar y porcentaje de diferencia contra el valor de referencia de 0.487 V para el láser rojo.

Adicional a la gráfica de promedios, se incorporó una tabla que ilustra el porcentaje de diferencia entre la medición de referencia y el valor obtenido posteriormente a la aplicación de ultrasonido en el phantom. Es importante recalcar que la mayor diferencia se registró cuando se aplicó ultrasonido a una potencia de 5 W, alcanzando un porcentaje de diferencia de 0.68%. Aunque este porcentaje puede parecer reducido, en las cinco mediciones efectuadas este valor se mantuvo relativamente constante. La única variable entre la referencia y la medición fue la aplicación de ultrasonido durante un breve intervalo de tiempo, lo que revela un cambio en la composición del phantom en la ubicación del foco. Este cambio podría estar relacionado con los efectos derivados del fenómeno de cavitación, que, a través de la atenuación óptica, pudieron detectarse mediante la variación en la intensidad del láser al atravesar el punto de radiación. Asimismo, debido a que esta longitud de onda (650 nm) es la que menos absorción presenta dentro del phantom, la baja potencia no resultó problemática, permitiendo detectar dicho porcentaje de diferencia.

En la figura subsiguiente, Figura 70, se exhibe la gráfica de los valores promedio junto con sus desviaciones estándar correspondientes a las pruebas realizadas con el láser verde (530 nm). Esta longitud de onda demuestra mayor sensibilidad respecto al fotodiodo utilizado.

Por ello, se registró una variación más significativa en el valor de la intensidad cuando se aplicó la potencia máxima de 5 W.

Promedio intensidades láser verde 530 [nm]



Potencia [W]	Intensidad [V]	Diferencia [%]
2	0.512	0.03
3	0.511	0.19
4	0.509	0.64
5	0.508	0.71

Fig. 70. Gráfica del valor promedio de las cinco mediciones junto con su desviación estándar y porcentaje de diferencia contra el valor de referencia de 0.512 V para el láser verde.

Similar a la figura previa, en la Fig. 70, se ilustra el porcentaje de diferencia entre las intensidades registradas para cada potencia, en contraste con el valor de referencia. En este escenario, se detectó una diferencia mínima de 0.037% al aplicar una potencia de 2 W. Aunque esta diferencia es menor en comparación con la medida obtenida con el láser rojo, se alcanzó una discrepancia máxima de 0.71% al aplicar una potencia de 5 W. Este resultado refleja un incremento sutil sobre el valor de referencia al utilizar esta longitud de onda. Es notable que el porcentaje de diferencia se mantiene al aplicar las distintas potencias de ultrasonido al phantom, lo cual refuerza la hipótesis de que las variaciones de presión dentro del phantom consiguen inducir un cambio en su composición, asociados al fenómeno de cavitación.

Finalmente, se presentan los resultados de las intensidades promedio junto con sus respectivas desviaciones estándar para las mediciones realizadas con el láser azul de 410 nm, Fig. 71. En este caso, se observó un valor superior de desviación estándar en cada una de las mediciones. Esta variación puede estar posiblemente relacionada con la propiedad del phantom de absorber en mayor grado esta frecuencia específica, lo cual evidencia la complejidad y la naturaleza multifacética de los fenómenos involucrados en el estudio.

Promedio intensidades láser azul 410 [nm]

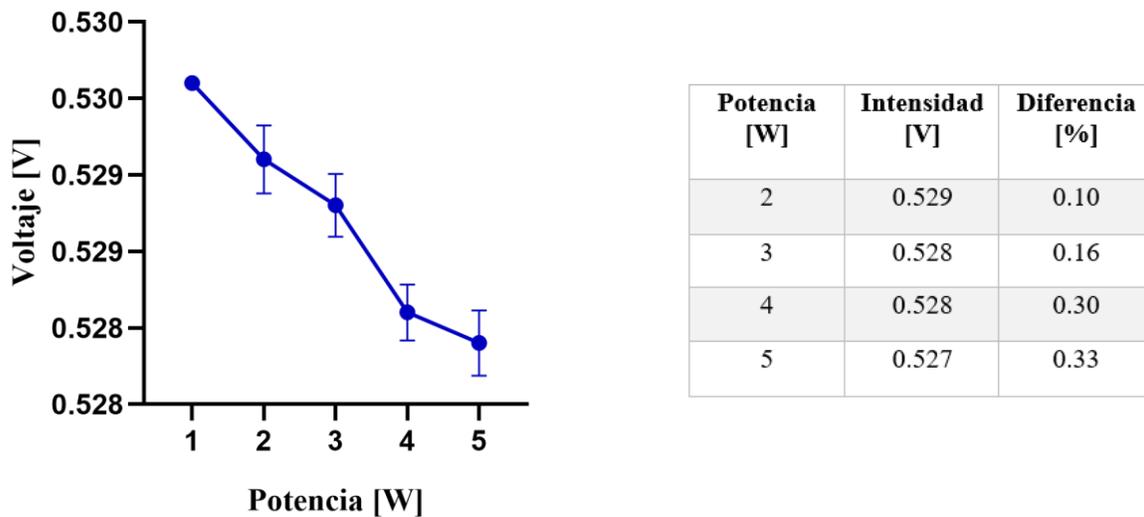


Fig. 71. Gráfica del valor promedio de las cinco mediciones junto con su desviación estándar y porcentaje de diferencia contra el valor de referencia de 0.529 V para el láser azul.

En estas mediciones, el porcentaje de diferencia cuando se aplica 2 W exhibe un incremento significativo en comparación con las observaciones realizadas con las dos longitudes de onda precedentes. Esta variación puede estar vinculada con la absorción que presenta esta longitud de onda con respecto al phantom. Posiblemente, a causa de esta característica, se registra un porcentaje de diferencia inferior cuando se aplica una potencia de 5 W. Tal fenómeno podría atribuirse a que los efectos generados por la cavitación dentro del phantom, como la formación de burbujas incrustadas o las cavidades surgidas del

colapso de dichas burbujas, presentan una atenuación reducida al emplear esta longitud de onda. Este comportamiento resulta en un rango de detección menor durante las mediciones en un phantom de agarosa con estas propiedades específicas.

Posteriormente, tras la ejecución de las mediciones con cada uno de los phantoms, se examinaron tanto en su composición externa como interna para evaluar si existía un daño tangible en los puntos focales de radiación, atribuibles principalmente a efectos térmicos de las ondas acústicas inducidas. En ninguno de los phantoms se encontró evidencia de deterioro en los puntos focales de radiación; por el contrario, las paredes internas parecían estar exentas de daño aparente. Esto lleva a la conclusión de que los efectos inducidos por la cavitación dentro del phantom no son perceptibles a simple vista, y que los medios ópticos empleados lograron detectar dichos cambios sutiles en la composición interna del phantom.

La experimentación conducida permitió identificar que, a pesar de los desafíos surgidos relacionados con la influencia de una onda electromagnética en presencia de un campo de ultrasonido (debido a los fenómenos acusto-ópticos originados por el efecto Schlieren) fue posible proponer y llevar a cabo una metodología que utilizó todos los sistemas de instrumentación implementados en las experimentaciones previas para detectar la cavitación generada en un phantom de agarosa. Esto se logró aprovechando las propiedades físicas del medio analizado y detectando los efectos secundarios de la aparición de cavitación, los cuales fueron suficientes para generar una variación en la intensidad dependiendo de la potencia aplicada y de la longitud de onda con la que se examinó este fenómeno.

8 Conclusiones y Perspectivas

8.1 Conclusiones

Debido a la naturaleza física del fenómeno de cavitación, la formación de burbujas producto de efectos consecuentes de este fenómeno, resulta un desafío de gran interés. La aleatoriedad presente en la formación y aparición de las burbujas ha dificultado el desarrollo de aplicaciones con relación al fenómeno de cavitación, tanto en el área médica como en diversas áreas donde su aplicación podría traer beneficios. Se han desarrollado metodologías de carácter óptico y acústico para el estudio de este fenómeno, resultado en avances significativos, pero conservando incógnitas, las cuales demandan el desarrollo de diferentes medios de estudio que superen dichas complicaciones y aporten más información.

Durante las experimentaciones realizadas en este trabajo de tesis, se propuso un enfoque distinto en la detección de cavitación en medios controlados enfocados a la aplicación en salud. En primer lugar, se realizó una simulación computacional de los efectos que puede generar la presencia de microburbujas al paso de una onda electromagnética; esto para tener un acercamiento sobre la reducción en la intensidad que se puede presentar para los demás experimentos realizados en físico. Se encontró que independientemente del tamaño de las burbujas, con una mayor cantidad de burbujas presentes se pueden generar reducciones en la intensidad de una onda electromagnética de entre el 5 % y el 6 %, derivado de la aplicación de ultrasonido.

Posteriormente se desarrolló un sistema de medición óptico, el cual tuvo la sensibilidad suficiente para detectar cambios en la intensidad de la fuente de luz. Esta fuente de luz se seleccionó con tres longitudes de onda diferentes con el fin de estudiar que tanta diferencia existe entre las mediciones. Se propusieron y realizaron diferentes experimentaciones de medición de cavitación en phantom de agarosa, al diseñar un arreglo

experimental en el cual se logró inducir ultrasonido focalizado mediante un transductor cóncavo a 4.43 MHz con una distancia focal de 97mm, al medio de análisis y a su vez medir con el láser en el foco la respuesta del campo inducido para de esta forma registrar si existía variaciones en la intensidad del láser debido a la presencia de burbujas dentro del phantom debido a la aplicación del ultrasonido.

Debido a que la luz incidente se veía afectada por la presencia del campo de ultrasonido, se propusieron variantes de medición para determinar una metodología óptima que cumpliera con los objetivos; se analizó la reducción en la intensidad del láser debido únicamente a diferentes potencias de ultrasonido, encontrando que a 2 W se registraba una disminución en la intensidad para las tres longitudes de onda, debido al cambio en el índice de refracción del medio producido por el efecto Schlieren. Debido a esta condición, se realizaron experimentaciones de las variaciones presentes debido a diferentes posicionamientos dentro del patrón de radiación en el phantom, encontrando que existe una relación entre las presiones medidas dentro del patrón de radiación con las reducciones de intensidad en diferentes puntos tanto dentro del foco de radiación como en sus alrededores.

A su vez, con el fin de obtener mediciones relacionadas con la detección de cavitación en phantom de agarosa, se realizaron mediciones con la fuente receptor de manera lateral esperando detectar haces reflejados debido a la formación y presencia de burbujas. En estas mediciones se encontraron aumentos de intensidad localizadas de entre el 1 % y 2 %, encontrando dificultades en la detección de las intensidades debido a las atenuaciones que presenta la luz al abandonar el medio.

Por último, superando la afectación que percibe la fuente de emisión ante la presencia de un campo ultrasónico debido al efecto Schlieren, se realizaron mediciones dentro diversos phantoms de agarosa, posterior a la aplicación de ultrasonido, con el fin de detectar los efectos consecuentes generados por la presencia de cavitación utilizando las tres longitudes de onda disponibles.

En los resultados, se encontró que la aplicación de ultrasonido a una potencia superior a 2 W genera afectaciones dentro de los phantoms en el punto de focalización debido a la presencia de cavitación, esto debido a que dentro del phantom de agarosa la formación de burbujas logra una atenuación en la luz emitida, debido al cambio de material lo cual es suficiente para registrar una variación de la intensidad del 0.68%, 0.71% y 0.33% para las tres longitudes de onda 650 nm, 530 nm y 410 nm respectivamente cuando se aplica una potencia de 5 W. Registrando la mayor reducción al utilizar 530 nm debido a la afinidad en cuanto a sensibilidad relacionada con las propiedades de construcción del fotodiodo utilizado en el sistema de medición.

Estos resultados reflejan que la aplicación de ultrasonido a diferentes potencias es suficiente para generar un cambio dentro del phantom, el cual, se logra identificar mediante la utilización de medios ópticos como láseres a diferentes longitudes de onda, como en este caso. Realizando un primer acercamiento sobre la detección de cavitación en medios controlados utilizando como fuente de medición únicamente una fuente óptica como lo puede ser un láser y que al compararlo con los diferentes métodos de detección y medición de cavitación existentes actualmente puede ofrecer ventajas en cuanto a resolución y facilitación en la mediciones, con el fin de aportar mayor información en el estudio del fenómeno de cavitación que a futuro ayude en el desarrollo de aplicaciones en beneficio de la salud.

8.2 Perspectivas a Futuro

En relación con las perspectivas futuras, es posible plantear una serie de experimentaciones que se beneficien del sistema de medición ya desarrollado. Una de las propuestas consiste en llevar a cabo mediciones en diversos medios, variando tanto los materiales como los porcentajes de composición del phantom. Esto tiene como objetivo principal identificar materiales que propicien la formación de burbujas a través de la aplicación de ultrasonido en el medio. Es pertinente considerar, por ejemplo, materiales con menor densidad, siempre

teniendo en cuenta su translucidez. Paralelamente, se sugiere experimentar con distintas frecuencias y potencias de ultrasonido. El propósito es determinar una combinación de frecuencia y potencia que maximice la formación de cavitación dentro del phantom. Una propuesta concreta podría ser la aplicación de ultrasonido con frecuencias inferiores a 1 MHz, aplicadas de manera focalizada, para así concentrar una mayor potencia en el punto de focalización. Adicionalmente, y aprovechando los principios físicos que rigen la formación de burbujas, se podría considerar la aplicación de objetos sólidos dentro del phantom. Estos objetos sólidos tendrían la función de actuar como catalizadores en la formación de burbujas. En síntesis, estas propuestas buscan no solo aprovechar el sistema de medición ya desarrollado, sino también introducir modificaciones que optimicen la formación de burbujas, facilitando así su posterior medición mediante el uso del láser.

Al modificar el sistema de medición propuesto se pueden considerar experimentaciones que involucren adaptaciones en la modalidad de emisión del láser. Se propone diseñar un circuito que transforme la emisión continua del láser en pulsos cortos y definidos. Esta reconfiguración en la modalidad de emisión del láser se sincronizaría con la aplicación de ultrasonido en pulsos. Esta sincronización facilitaría la obtención de mediciones que reflejen la reducción en la intensidad del láser, excluyendo la atenuación inherente al láser causada por la presencia del campo de ultrasonido. Cuando se utiliza el láser en modo pulsado, el pulso de la señal láser captado por el fotodiodo incorporaría la disminución generada por el efecto Schlieren. En contraste, con una emisión continua, en donde se registra la señal en ausencia de ultrasonido y la señal con la atenuación resultante del campo de ultrasonido generado, induciendo ruido en las mediciones. Esta adaptación permitiría diferenciar las amplitudes de la señal asociadas a la presencia de burbujas en la señal óptica recibida.

En el marco de las propuestas de mejora al sistema de medición en cuestión, se sugiere la incorporación de un sistema de recepción alternativo: la utilización de cámaras de alta velocidad. Esta propuesta se plantea a partir de la premisa de que dichas cámaras podrían ofrecer ventajas en el contexto de mediciones que involucran la utilización de láser.

En el diseño experimental propuesto, es posible situar la cámara como medio de recepción de la señal óptica, permitiendo su sincronización tanto con la aplicación de ultrasonido como con la emisión pulsada del láser. Esta configuración busca capturar imágenes detalladas del medio bajo estudio. De manera teórica, este enfoque permitiría no solo detectar, sino también visualizar con precisión, la formación de burbujas inducidas por fenómenos de cavitación. Esta adaptación podría permitir la obtención de nueva información, facilitando una interpretación de fenómeno de cavitación y permitiendo su estudio.

Las propuestas y perspectivas a futuro presentadas buscan aprovechar la información derivada de los experimentos realizados. El objetivo es perfeccionar y avanzar en las técnicas de medición vinculadas a la detección de cavitación. Para ello, se toma en cuenta la exploración en las modificaciones relacionadas con los modos de emisión del láser y de los instrumentos de recepción, lo que podría ofrecer una visión diferente en la identificación y análisis de fenómenos de cavitación. Estas propuestas de investigación no solo pretenden mejorar la comprensión y el estudio del fenómeno de cavitación, sino también optimizar las herramientas y métodos disponibles para su estudio y aplicación en diversos campos científicos y tecnológicos aplicados a la medicina.

9 Aportaciones de la Tesis

A continuación, se exponen las contribuciones significativas del trabajo, destacando cómo este estudio busca fortalecer la base de conocimientos para así aportar a futuras aplicaciones médicas de cavitación en la salud.

- Revisión de los efectos físicos asociados con la cavitación, consolidando la información existente y estableciendo un marco teórico para futuras investigaciones y aplicaciones médicas.
- Desarrollo de un modelo que describe la interacción de señales electromagnéticas con microburbujas generadas por cavitación, estableciendo una base para investigaciones centradas en su aplicación y relevancia en el ámbito de la salud.
- Implementación de un sistema de medición óptico para el laboratorio, construido a base de un circuito SMD, el cual puede ser utilizado para futuras investigaciones que se orienten hacia soluciones médicas basadas en cavitación.
- Realización de mediciones de atenuación de energía óptica en phantoms de agarosa bajo tres diferentes longitudes de onda, de esta manera se obtuvo información sobre la interacción específica entre luz y medios biológicos.
- Desarrollo de un arreglo experimental que permite la aplicación desde la base inferior de ultrasonido en phantom, garantizando un adecuado acoplamiento de impedancias, lo cual puede ayudar a futuras investigaciones y aplicaciones médicas que buscan mejorar la eficacia de los tratamientos basados en ultrasonido.
- Análisis sobre cómo la energía óptica es modulada por el campo de ultrasonido focalizado a distintas longitudes de onda en función de la potencia proporcionada. Esta experimentación es importante para mejorar las aplicaciones médicas que combinan técnicas ópticas y ultrasonido en tratamientos específicos.
- Investigación sobre la variación de la energía óptica en función de la ubicación del campo ultrasonido dentro del phantom, obteniendo una respuesta en la afectación de una energía óptica debido a la ubicación de un campo ultrasonido focalizado.

- Estudio sobre la detección y caracterización de cavitación en phantom de agarosa, inducida por ultrasonido focalizado, empleando láseres de distintas longitudes de onda en un rango establecido de potencias, aportando información para comprender los efectos y aplicaciones potenciales de la cavitación en contextos de salud y terapéuticos.

10 Producción científica

10.1 Congresos Internacionales

- **Título:** Characterization of Electromagnetic Field Intensity Through Random Distributions of Bubbles Induced by Acoustic Cavitation
Autores: A. Rodríguez-Peña, A. Vera, L. Leija, C.J. Trujillo-Romero, M.I. Gutierrez
Congreso: Global Medical Engineering Physics Exchanges/Pan American Health Care Exchanges /GMEPE/PAHCE)
Lugar: Incheon (Songdo), Korea
Fecha: 27-31 de marzo de 2023

- **Título:** Detection and Characterization of Focused Ultrasonic Field using Schlieren Effect and Continuous Laser
Autores: Alejandro Rodríguez Peña, Arturo Vera Hernández, Lorenzo Leija Salas, Mario Ibrahín Gutiérrez Velasco
Congreso: 2023th International Conference on Electrical Engineering, Computing Science and Automatic Control
Lugar: Mexico City, Mexico
Fecha: 25-27 de octubre 2023

11 Bibliografía

- [1] L. K. E., *Fundamentos de Acústica*. 1992.
- [2] J. W. Hunt, M. Arditi, and F. S. Foster, “Ultrasound Transducers for Pulse-Echo Medical Imaging,” *IEEE Trans Biomed Eng*, vol. BME-30, no. 8, pp. 453–481, 1983, doi: 10.1109/TBME.1983.325150.
- [3] F. Dávila, L. A. Barros, J. Reynolds, A. J. Lewis, and I. R. Mogollón, “El ultrasonido: desde el murciélago hasta la cardiología no invasiva,” *Revista Colombiana de Cardiología*, vol. 24, no. 2, pp. 191–195, 2017, doi: 10.1016/j.rccar.2016.05.010.
- [4] G. H. Ñ, “Therapeutic applications of ultrasound,” vol. 93, pp. 111–129, 2007, doi: 10.1016/j.pbiomolbio.2006.07.005.
- [5] A. Ramos, J. L. San Emeterio, and P. T. Sanz, “Electrical matching effects on the piezoelectric transduction performance of a through-transmission pulsed process,” *Ferroelectrics*, vol. 202, no. 1–4, pp. 71–80, 1997, doi: 10.1080/00150199708213462.
- [6] P. T. Sanz, “Improvement in transient piezoelectric responses of NDE transceivers using selective damping and tuning networks,” *IEEE Trans Ultrason Ferroelectr Freq Control*, vol. 47, no. 4, pp. 826–835, 2000, doi: 10.1109/58.852064.
- [7] A. Harkin, A. Giammarese, N. S. Barlow, and S. J. Weinstein, “The Rayleigh collapse of two spherical bubbles,” no. February, 2019.
- [8] R. M. Kosanke, *Fundamentals of Cavitation*. 2019.
- [9] J. Calderón, A. Marroquin, L. Luviano, V. Maqueda, E. Marín, and A. Calderón, “Sonido, Ultrasonido y Cavitación,” *Am. J. Phys. Educ*, vol. 13, no. 4, pp. 3–7, 2019, [Online]. Available: <http://www.lajpe.org>
- [10] W. Lauterborn and R. Mettin, *Acoustic cavitation: Bubble dynamics in high-power ultrasonic fields*. Elsevier Ltd., 2015. doi: 10.1016/B978-1-78242-028-6.00003-X.
- [11] C. E. Brennen, “An Introduction to Cavitation Fundamentals,” *WIMRC Forum*, no. July, pp. 1–17, 2011, [Online]. Available: <http://authors.library.caltech.edu/28373/>
- [12] N. Siddique, B. Widrow, and L. Maguire, “Special issue,” *Int J Neural Syst*, vol. 24, no. 5, p. 1403002, 2014, doi: 10.1142/S0129065714030026.
- [13] M. S. PLESSET, “The Dynamics of Cavitation Bubbles,” *J Appl Mech*, vol. 15, no. 4, pp. 232–253, 1949, doi: 10.1080/15435075.2018.1431546.

- [14] K. H. Chau, R. Goehner, and H. M. Brady, “Pressure and Sound Measurement,” 2000, [Online]. Available: <http://www.engnetbase.com>
- [15] and Z. X. Adam D. Maxwell, Charles A. Cain, Timothy L. Hall, J. Brian Fowlkes, “Probability of cavitation for single ultrasound pulses applied to tissues and tissue-mimicking materials,” *2012 World Federation for Ultrasound in Medicine and Biology. Published by Elsevier Inc.*, vol. 23, no. 1, pp. 1–7, 2013, doi: 10.1016/j.ultrasmedbio.2012.09.004.Probability.
- [16] S. Danielst, D. Blondel, G. R. T. E. R. Haar, and M. Dyson, “ULTRASONICALLY INDUCED GAS BUBBLE PRODUCTION IN AGAR BASED GELS,” *Ultrasound*, vol. 13, 1987.
- [17] R. Dobbs, *Electromagnetic Waves*. Springer Netherlands, 1985. doi: 10.1007/978-94-010-9284-5.
- [18] A. K. Tomilin, “The Potential-Vortex Theory of Electromagnetic Waves,” *Journal of Electromagnetic Analysis and Applications*, vol. 05, no. 09, pp. 347–353, 2013, doi: 10.4236/jemaa.2013.59055.
- [19] L. Klimeš and P. Bulant, “Prevailing-frequency approximation of the coupling ray theory for electromagnetic waves or elastic S waves,” *Studia Geophysica et Geodaetica*, vol. 60, no. 3, pp. 419–450, Jul. 2016, doi: 10.1007/s11200-014-1070-4.
- [20] G. Di Massa, “Slow Electromagnetic Waves: Theory and New Applications,” in *Wave Propagation Concepts for Near-Future Telecommunication Systems*, InTech, 2017. doi: 10.5772/66672.
- [21] Y. Ra’di, C. R. Simovski, and S. A. Tretyakov, “Thin Perfect Absorbers for Electromagnetic Waves: Theory, Design, and Realizations,” *Phys Rev Appl*, vol. 3, no. 3, Mar. 2015, doi: 10.1103/PhysRevApplied.3.037001.
- [22] E. Hecht, *Optics*.
- [23] K. Bhattacharya, “A complement to the scalar wave theory of light,” Mar. 2022, doi: 10.1088/1361-6404/ac59de.
- [24] S. Markvorsen and E. Pendás-Recondo, “Snell’s law revisited and generalized via Finsler Geometry,” Jul. 2022, doi: 10.1142/S0219887823501384.
- [25] A. Anastasiev, I. Polishchuk, and Y. Polishchuk, “Theory for anomalous refraction of visible light by the plane array of metallic waveguides”, doi: 10.1051/itmconf/201930.

- [26] J. M. Velázquez-Arcos, J. Granados-Samaniego, A. Cid-Reborido, S. Alcántara-Montes, A. Pérez-Ricardez, and C. A. Vargas, “An electromagnetic pulse over a torus, a particularization of Snell’s law,” in *Journal of Physics: Conference Series*, Institute of Physics, 2022. doi: 10.1088/1742-6596/2307/1/012062.
- [27] S. Shen, Z. Ruan, Y. Yuan, and H. Tan, “Conditions for establishing the ‘generalized Snell’s law of refraction’ in all-dielectric metasurfaces: Theoretical bases for design of high-efficiency beam deflection metasurfaces,” *Nanophotonics*, vol. 11, no. 1, pp. 21–32, Jan. 2022, doi: 10.1515/nanoph-2021-0459.
- [28] J. Yu, “An Analysis on Absolute Velocity,” *Journal of Physical Mathematics*, vol. 7, no. 3, 2016, doi: 10.4172/2090-0902.1000188.
- [29] D. Tzarouchis and A. Sihvola, “Light scattering by a dielectric sphere: Perspectives on the Mie resonances,” *Applied Sciences (Switzerland)*, vol. 8, no. 2. MDPI AG, Jan. 26, 2018. doi: 10.3390/app8020184.
- [30] D. Yogeshwaran, E. Subag, and R. J. Adler, “Random geometric complexes in the thermodynamic regime,” Mar. 2014, [Online]. Available: <http://arxiv.org/abs/1403.1164>
- [31] D. W. Hahn, “Light Scattering Theory,” 2009.
- [32] J. Eglinton and K. Brandner, “Geometric Bounds on the Power of Adiabatic Thermal Machines,” Feb. 2022, doi: 10.1103/PhysRevE.105.L052102.
- [33] T. Väisänen, J. Martikainen, and K. Muinonen, “Scattering of light by dense particulate media in the geometric optics regime,” *J Quant Spectrosc Radiat Transf*, vol. 241, Jan. 2020, doi: 10.1016/j.jqsrt.2019.106719.
- [34] J. Stearns and G. Moddel, “Simulation of z-shaped graphene geometric diodes using particle-in-cell monte carlo method in the quasi-ballistic regime,” *Nanomaterials*, vol. 11, no. 9, Sep. 2021, doi: 10.3390/nano11092361.
- [35] F. X. Sunahori, R. Nagarajan, and D. J. Clouthier, “Optical-optical double resonance, laser induced fluorescence, and revision of the signs of the spin-spin constants of the boron carbide (BC) free radical,” *Journal of Chemical Physics*, vol. 143, no. 22, Dec. 2015, doi: 10.1063/1.4936255.
- [36] Y. Zhang, “Review of free-space optical communications with diverging beam,” Michigan Technological University, Houghton, Michigan, 2011. doi: 10.37099/mtu.dc.ets/571.
- [37] F. X. Sunahori, R. Nagarajan, and D. J. Clouthier, “Optical-optical double resonance, laser induced fluorescence, and revision of the signs of the spin-spin constants of the

- boron carbide (BC) free radical,” *Journal of Chemical Physics*, vol. 143, no. 22, Dec. 2015, doi: 10.1063/1.4936255.
- [38] Y. Zhang, “Review of free-space optical communications with diverging beam,” Michigan Technological University, Houghton, Michigan, 2011. doi: 10.37099/mtu.dc.ets/571.
- [39] H. Zhao *et al.*, “Paint removal with pulsed laser: Theory simulation and mechanism analysis,” *Applied Sciences (Switzerland)*, vol. 9, no. 24, Dec. 2019, doi: 10.3390/app9245500.
- [40] V. Guimarães, A. Paes, and G. Zaverucha, “Online probabilistic theory revision from examples with ProPPR,” *Mach Learn*, vol. 108, no. 7, pp. 1165–1189, Jul. 2019, doi: 10.1007/s10994-019-05798-y.
- [41] Y. Ou *et al.*, “Design and simulation of a conformal optical window pair by the quasi-quantitative Schlieren measurement in a cylindrical isolator”, doi: 10.1117/1.OE.62.3.
- [42] E. Koponen, J. Leskinen, T. Tarvainen, and A. Pulkkinen, “Acoustic pressure field estimation methods for synthetic schlieren tomography.”
- [43] F. R. P. Rocha and J. A. Nóbrega, “Overcoming the Schlieren Effect in Flow Injection Spectrophotometry by Introduction of Large Sample Volumes. Determination of Chloride in the Electrolyte of Lead-acid Batteries,” 1997.
- [44] Y. Lai, X. Wang, T. B. O. Rockett, J. R. Willmott, H. Zhou, and Y. Zhang, “The effect of preheating on fire propagation on inclined wood by multi-spectrum and schlieren visualisation,” *Fire Saf J*, vol. 118, Dec. 2020, doi: 10.1016/j.firesaf.2020.103223.
- [45] A. B. Şimon-Marinică, N.-I. Vlasin, F. Manea, and D. Popescu, “Background-oriented schlieren technique in experimental research regarding the effect of explosion pressure,” *MATEC Web of Conferences*, vol. 354, p. 00029, 2022, doi: 10.1051/mateconf/202235400029.
- [46] U. Tuladhar *et al.*, “Numerical Modeling of an Impinging Jet Flow inside a Thermal Cut Kerf Using CFD and Schlieren Method,” *Applied Sciences (Switzerland)*, vol. 12, no. 19, Oct. 2022, doi: 10.3390/app12199557.
- [47] C. Schwarz and J. N. Braukmann, “Practical aspects of designing background-oriented schlieren (BOS) experiments for vortex measurements,” *Exp Fluids*, vol. 64, no. 4, Apr. 2023, doi: 10.1007/s00348-023-03602-1.

- [48] A. Martínez-González, D. Moreno-Hernández, M. León-Rodríguez, C. Carrillo-Delgado, and E. Cossío-Vargas, “Simultaneous Schlieren-Shadowgraph Visualization and Temperature Measurement Fields of Fluid Flow Using One Color CCD Camera,” *Sensors*, vol. 22, no. 23, Dec. 2022, doi: 10.3390/s22239529.
- [49] F. Reichenzer, M. Schneider, and A. Herkommer, “Improvement in systematic error in background-oriented schlieren results by using dynamic backgrounds,” *Exp Fluids*, vol. 62, no. 9, Sep. 2021, doi: 10.1007/s00348-021-03285-6.
- [50] E. Knudsen, J. Perchoux, T. Mazoyer, F. Jayat, C. Tronche, and T. Bosch, “Lower detection limit of the acousto-optic effect using Optical Feedback Interferometry,” *IEEE*, pp. 1–4, 2020, doi: 10.1109/I2MTC43012.2020.9128405i.
- [51] J. G. Hoskins and J. C. Schotland, “Acousto-optic effect in random media,” *Phys Rev E*, vol. 95, no. 3, Mar. 2017, doi: 10.1103/PhysRevE.95.033002.
- [52] B. Lin *et al.*, “Micro-Movement Measured by Laser Heterodyne Interferometer Based on Acousto-Optic Effect,” *Front Phys*, vol. 10, May 2022, doi: 10.3389/fphy.2022.890194.
- [53] A. A. P. Pohl *et al.*, “Advances and new applications using the acousto-optic effect in optical fibers,” *Photonic Sensors*, vol. 3, no. 1, pp. 1–25, Mar. 2013. doi: 10.1007/s13320-013-0100-0.
- [54] T. Neumann and H. Ermert, “Schlieren visualization of ultrasonic wave fields with high spatial resolution,” *Ultrasonics*, vol. 44, no. SUPPL., Dec. 2006, doi: 10.1016/j.ultras.2006.05.209.
- [55] B. D. Cook and C. Fray, “Integrated optical effect of finite beams of ultrasound reflected from planar-liquid solid interfaces,” *J Acoust Soc Am*, vol. 68, no. S1, pp. S94–S94, Nov. 1980, doi: 10.1121/1.2005013.
- [56] D. Barbón García, V. Tutor, and D. Briz del Blanco, “DISEÑO Y MONTAJE DE UN SISTEMA SCHLIEREN PARA LA VISUALIZACIÓN DE GASES.”
- [57] E. Koponen, J. Leskinen, T. Tarvainen, and A. Pulkkinen, “Characterization of Ultrasound Fields Using a Potential Optical Flow Based Synthetic Schlieren Tomography,” 2019.
- [58] S. Kawasaki, E. Dijkema, M. Saccher, V. Giagka, J. J. H. B. Schleipen, and R. Dekker, “Schlieren visualization of focused ultrasound beam steering for spatially specific stimulation of the vagus nerve,” in *International IEEE/EMBS Conference on Neural Engineering, NER*, IEEE Computer Society, May 2021, pp. 1113–1116. doi: 10.1109/NER49283.2021.9441225.

- [59] N. Kudo, “A simple technique for visualizing ultrasound fields without Schlieren optics,” *Ultrasound Med Biol*, vol. 41, no. 7, pp. 2071–2081, 2015, doi: 10.1016/j.ultrasmedbio.2015.03.004.
- [60] V. F. Humphrey, “Optical studies of acoustic fields,” in *Proceedings of Meetings on Acoustics*, Acoustical Society of America, 2020. doi: 10.1121/2.0001343.
- [61] D. J. Silitonga and N. F. Declercq, “Evaluation of laminated glass adhesion strength based on Lamb waves through the observation of the Schoch effect,” *Acta Acustica*, vol. 7, no. 3, pp. 371–396, 2023, doi: 10.1051/aacus/2023010.
- [62] A. D. Maxwell, C. A. Cain, T. L. Hall, J. B. Fowlkes, and Z. Xu, “Probability of Cavitation for Single Ultrasound Pulses Applied to Tissues and Tissue-Mimicking Materials,” *Ultrasound Med Biol*, vol. 39, no. 3, pp. 449–465, 2013, doi: 10.1016/j.ultrasmedbio.2012.09.004.
- [63] J. Haller and V. Wilkens, “Determination of Acoustic Cavitation Probabilities and Thresholds Using a Single Focusing Transducer to Induce and Detect Acoustic Cavitation Events: II. Systematic Investigation in an Agar Material,” *Ultrasound Med Biol*, vol. 44, no. 2, pp. 397–415, Feb. 2018, doi: 10.1016/j.ultrasmedbio.2017.10.007.
- [64] J. Haller, V. Wilkens, and A. Shaw, “Determination of Acoustic Cavitation Probabilities and Thresholds Using a Single Focusing Transducer to Induce and Detect Acoustic Cavitation Events: I. Method and Terminology,” *Ultrasound Med Biol*, vol. 44, no. 2, pp. 377–396, Feb. 2018, doi: 10.1016/j.ultrasmedbio.2017.08.1946.
- [65] G. A. K. Tibor Juhasz, PhD, “Lasers Surg Med - 1996 - Juhasz - Time-resolved observations of shock waves and cavitation bubbles generated by femtosecond.pdf.”
- [66] V. A. Salgaonkar, S. Datta, C. K. Holland, and T. D. Mast, “Passive cavitation imaging with ultrasound arrays,” *J Acoust Soc Am*, vol. 126, no. 6, pp. 3071–3083, 2009, doi: 10.1121/1.3238260.
- [67] G. Maimbourg, A. Houdouin, M. Santin, S. Lehericy, M. Tanter, and J. F. Aubry, “Inside/outside the brain binary cavitation localization based on the lowpass filter effect of the skull on the harmonic content: A proof of concept study,” *Phys Med Biol*, vol. 63, no. 13, 2018, doi: 10.1088/1361-6560/aaca21.
- [68] W. Lauterborn and C.-D. Ohl, “Cavitation bubble dynamics,” 1997.
- [69] V. A. Salgaonkar, S. Datta, C. K. Holland, and T. D. Mast, “Passive cavitation imaging with ultrasound arrays,” *J Acoust Soc Am*, vol. 126, no. 6, pp. 3071–3083, Dec. 2009, doi: 10.1121/1.3238260.

- [70] T. Juhasz, G. A. Kastis, C. Sudrez, Z. Bor, and W. E. Bron, “Time-Resolved Observations Waves and Cavitation Bubbles by Femtosecond Laser Pulses Tissue and Water of Shock Generated in Corneal,” 1996.
- [71] J. Ramirez-San-Juan *et al.*, “High-speed photography of laser-induced breakdown in liquids,” Springer-Verlag, 1995.
- [72] C. F. Delale, *Bubble dynamics and shock waves*. Springer Berlin Heidelberg, 2013. doi: 10.1007/978-3-642-34297-4.
- [73] H. Usui, T. Ishibashi, H. Matsuo, K. Watanabe, and K. Ando, “Visualization of acoustic waves and cavitation in ultrasonic water flow,” in *Solid State Phenomena*, Trans Tech Publications Ltd, 2021, pp. 186–191. doi: 10.4028/www.scientific.net/SSP.314.186.
- [74] J. J. Choi, S. A. Small, and E. E. Konofagou, “Optimization of Blood-Brain Barrier Opening in Mice using Focused Ultrasound.”
- [75] J. J. Choi, M. Pernot, S. A. Small, and E. E. Konofagou, “Noninvasive, transcranial and localized opening of the blood-brain barrier using focused ultrasound in mice,” *Ultrasound Med Biol*, vol. 33, no. 1, pp. 95–104, Jan. 2007, doi: 10.1016/j.ultrasmedbio.2006.07.018.
- [76] F. Y. Yang, W. M. Fu, R. Sen Yang, H. C. Liou, K. H. Kang, and W. L. Lin, “Quantitative Evaluation of Focused Ultrasound with a Contrast Agent on Blood-Brain Barrier Disruption,” *Ultrasound Med Biol*, vol. 33, no. 9, pp. 1421–1427, Sep. 2007, doi: 10.1016/j.ultrasmedbio.2007.04.006.
- [77] G. Maimbourg, A. Houdouin, M. Santin, S. Lehericy, M. Tanter, and J. F. Aubry, “Inside/outside the brain binary cavitation localization based on the lowpass filter effect of the skull on the harmonic content: A proof of concept study,” *Phys Med Biol*, vol. 63, no. 13, Jul. 2018, doi: 10.1088/1361-6560/aaca21.
- [78] N. Mcdannold, N. Vykhodtseva, and K. Hynynen, “Blood-brain barrier disruption induced by focused ultrasound and circulating preformed microbubbles appears to be characterized by the mechanical index,” 2008.
- [79] V. H. C. Machado, “Apertura de la barrera hematoencefálica en ratas con ultrasonido focalizado (FUS) para la administración de fármacos experimentales para el tratamiento de Parkinson.”
- [80] J. A. R. Ramírez, “Estudio de la cavitación ultrasónica controlada para la apertura transcraneal de la BHE con FUS en modelos murinos,” p. 110, 2019.

- [81] “Silicon Photodiode, RoHS Compliant Vishay Semiconductors.” [Online]. Available: www.vishay.com
- [82] S. Daniel St, D. Blondel, L. A. Crum, G. T. Ter Haar, and M. Dyson, “Ultrasonically induced gas bubble production in agar based gels: part i, experimental investigation,” *Pergamon Journal Ltd*, vol. 13, 1987.
- [83] V. Lamberti *et al.*, “The Effectiveness of Adapted Personalized Motor Activity (AMPA) to Improve Health in Individuals with Mental Disorders and Physical Comorbidities: A Randomized Controlled Trial,” *Sports*, vol. 10, no. 3, Mar. 2022, doi: 10.3390/sports10030030.