



**Universidad Autónoma de San Luis Potosí**  
**Facultad de Ingeniería**  
**Centro de Investigación y Estudios de Posgrado**

**Estudio de la interacción de una burbuja de cavitación con una  
superficie texturizada con estructuras periódicas inducidas por  
láser**

**T E S I S**

Que para obtener el grado de:

Maestría en Ingeniería Mecánica

Presenta:

Ing. Aliena de la Caridad Bermúdez Chou

Asesor:

Dr. Francisco Gerardo Pérez Gutiérrez

Co. Asesora:

Dra. Beatriz Morales Cruzado

San Luis Potosí, S. L. P.

Octubre de 2024



Estudio de la interacción de una burbuja de cavitación con una superficie texturizada con estructuras periódicas inducidas por láser © 2024 by Aliena de la Caridad Bermúdez Chou is licensed under Creative Commons Attribution-NonCommercial-NoDerivatives 4.0 International



**UASLP**  
Universidad Autónoma  
de San Luis Potosí



FACULTAD DE  
**INGENIERÍA**



CENTRO DE  
**INVESTIGACIÓN  
Y ESTUDIOS  
DE POSGRADO**

**UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE SAN LUIS POTOSÍ**  
**FACULTAD DE INGENIERÍA**  
**Área de Investigación y Estudios de Posgrado**

## **DECLARACIÓN**

El presente trabajo que lleva por título:

“Estudio de la interacción de una burbuja de cavitación con una superficie texturizada con estructuras periódicas inducidas por láser”

se realizó en el periodo mayo de 2023 a agosto de 2024 bajo la dirección del Dr. Francisco Gerardo Pérez Gutiérrez y de la Dra. Beatriz Morales Cruzado.

### **Originalidad**

Por este medio aseguro que he realizado el trabajo reportado, y la escritura de este documento de tesis para fines académicos sin ayuda indebida de terceros y sin utilizar otros medios más que los indicados.

Las referencias e información tomadas directa o indirectamente de otras fuentes se han definido en el texto como tales y se ha dado el debido crédito a las mismas.

El autor exime a la UASLP de las opiniones vertidas en este trabajo escrito y asume la responsabilidad total del mismo.

Este trabajo no ha sido sometido como tesis o trabajo terminal a ninguna otra institución nacional o internacional en forma parcial o total, exceptuando el caso cuando existe un convenio específico de doble titulación celebrado entre ambas instituciones.

Se autoriza a la UASLP para que divulgue este documento para fines académicos.

El autor del trabajo escrito, Aliena de la Caridad Bermúdez Chou.



# Agradecimientos

En primer lugar, al Gobierno de México por brindarme la oportunidad de realizar mis estudios en este país.

Al Consejo Nacional de Humanidades Ciencia y Tecnología (CONAHCyT) por brindarme el apoyo económico para realizar mis estudios de maestría.

A mis asesores por su apoyo y dedicación en la realización de esta tesis.

A los profesores de la Universidad Autónoma de San Luis Potosí, en especial a aquellos que durante estos años han contribuido a mi formación profesional.

A los colaboradores en el Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada (CICESE), del Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares (ININ) y en el Instituto de Investigación en Comunicación Óptica (IICO).

A mi familia y amigos por su apoyo incondicional y sus consejos.

Muchas gracias a todos.



# Dedicatoria

A los que ya no están presentes, sus enseñanzas siguen guiándome día a día.  
A los que, desde lejos, me apoyan y forman parte de este gran logro.  
A los que diariamente me ayudan a hacer mis sueños realidad.





## Resumen

La erosión por cavitación es un fenómeno que ocurre en sistemas hidráulicos como bombas de agua, hélices de barcos y otros similares, donde la energía cinética generada por las burbujas de cavitación daña las superficies metálicas. Este efecto ha sido objeto de estudio durante décadas, y se han implementado diversas estrategias para mitigar los daños, como el uso de recubrimientos, aunque estos suelen ser costosos y generan un impacto ambiental considerable. Con el avance de las nuevas tecnologías, las técnicas con láser han adquirido un protagonismo creciente en la industria moderna, haciéndolas cada vez más atractivas para la solución de diversos problemas. La exposición de una superficie sólida y lisa al láser provoca cambios en la estructura superficial del material, lo que se conoce como Estructura Superficial Inducida por Láser (LIPSS), por sus siglas inglés. En esta investigación, se llevó a cabo un análisis experimental en el que se utilizó un láser pulsado de femtosegundos para generar LIPSS en láminas de cobre (Cu) y latón. Posteriormente, se emplearon láseres pulsados de nanosegundos para formar burbujas de cavitación sobre dichas muestras, con el fin de determinar por qué las superficies con LIPSS son más resistentes a la erosión por cavitación. Como resultado del estudio se observó que la polarización del láser influye no solo en la formación de LIPSS, sino también en las reacciones químicas en el material irradiado. Además, se detectó una disminución general en la dureza de las muestras irradiadas, lo que indica que la formación de LIPSS induce cambios en la microestructura del material, haciéndolo menos resistente a la deformación. Las LIPSS modifican la interacción de las burbujas de cavitación con la superficie, afectando la forma del chorro, el radio y la vida de la burbuja antes del colapso. Finalmente, se demostró que el área dañada por la cavitación es menor en superficies con LIPSS en comparación con superficies lisas, lo que se atribuye a la capacidad de las LIPSS para dispersar la energía del colapso de la burbuja, distribuyéndola de manera más uniforme y reduciendo así el impacto concentrado que normalmente causaría una erosión severa en superficies lisas.

**Palabras claves:** burbujas, cavitación, daños, láser, LIPSS.



## Abstract

Cavitation erosion is a phenomenon that occurs in hydraulic systems such as water pumps, ship propellers, and similar applications, where the kinetic energy generated by cavitation bubbles damages metal surfaces. This effect has been studied for decades, and various strategies have been implemented to mitigate the damage, such as the use of coatings, although these are often costly and have a considerable environmental impact. With the advancement of new technologies, laser techniques have gained increasing prominence in modern industry, making them increasingly attractive for solving various problems. The exposure of a solid, smooth surface to laser irradiation induces changes in the material's surface structure, known as Laser-Induced Periodic Surface Structures (LIPSS). In this investigation, an experimental analysis was conducted using a femtosecond pulsed laser to generate LIPSS on copper (Cu) and brass sheets. Subsequently, nanosecond pulsed lasers were employed to form cavitation bubbles near these samples, to determine why surfaces with LIPSS are more resistant to cavitation erosion. As a result of the study, it was observed that laser polarization influences not only the formation of LIPSS but also the chemical reactions in the irradiated material. Additionally, a general decrease in the hardness of the irradiated samples was detected, indicating that the formation of LIPSS induces changes in the material's microstructure, making it less resistant to deformation. LIPSS also modify the interaction of cavitation bubbles with the surface, affecting the shape of the jet, the radius, and the lifetime of the bubble before collapse. Finally, it was demonstrated that the area damaged by cavitation is smaller on surfaces with LIPSS compared to smooth surfaces, which is attributed to the ability of LIPSS to disperse the energy of the bubble collapse, distributing it more evenly and thus reducing the concentrated impact that would typically cause severe erosion on smooth surfaces.

Keywords: bubbles, cavitation, damage, laser, LIPSS.



# Contenido

Agradecimientos .....	i
Dedicatoria .....	iii
Resumen.....	v
Abstract.....	vii
Introducción.....	1
Capítulo 1: Fundamentos de la cavitación y formación de estructuras superficiales periódicas inducidas por láser .....	5
1.1. Cavitación .....	5
1.1.1. Cavitación inducida por láser.....	5
1.1.2. La burbuja de cavitación y los daños ocurridos a las superficies.....	7
1.2. Procesamiento de materiales con pulsos cortos y ultracortos .....	11
1.2.1. Interacción del láser con metales .....	11
1.2.2. Parámetros de procesamiento del láser .....	12
1.3. Formación de LIPSS.....	14
1.3.1. Proceso de retroalimentación de formación de LIPSS .....	15
1.3.2. Teorías de formación de LIPSS.....	16
1.4. Avances reportados en la construcción y caracterización de LIPSS y burbujas de cavitación.....	21
Capítulo 2: Metodología para la fabricación de estructuras superficiales periódicas inducidas por láser .....	25
2.1. Materiales procesados en la obtención de superficies con LIPSS.....	25
2.1.1. Cobre (Cu).....	25
2.1.2. Latón.....	26
2.2. Preparación de las muestras .....	26
2.3. Características del arreglo para la formación de LIPSS con láser de nanosegundos .....	27
2.4. Características del láser de femtosegundos para la formación de LIPSS .....	29
2.5. Optimización de los parámetros para la fabricación de LIPSS .....	31
2.6. Formación de LIPSS en áreas extendidas.....	34
2.7. Comparación en el uso de los láseres de nanosegundos y femtosegundos ..	36
Capítulo 3: Caracterización de muestras con estructuras superficiales periódicas inducidas por láser .....	37
3.1. Caracterización de muestras .....	37
3.1.1. Microscopía electrónica de barrido (MEB).....	37

3.1.2.	Espectroscopía Raman.....	38
3.1.3.	Microscopía de Fuerza Atómica .....	39
3.1.4.	Nanoindentometría .....	39
3.2.	Caracterización de las LIPSS por microscopía MEB .....	40
3.3.	Caracterización de las LIPSS por microscopía Raman .....	43
3.4.	Caracterización de las LIPSS por AFM.....	46
3.5.	Caracterización de las LIPSS por nanoindentometría .....	47
Capítulo 4: Análisis de la erosión provocada por burbujas de cavitación en superficies texturizadas con estructuras superficiales periódicas inducidas por láser .....		
4.1.	Características del arreglo experimental para la formación de burbujas .....	51
4.2.	Caracterización de la burbuja de cavitación .....	52
4.3.	Caracterización del radio de la burbuja de cavitación en superficies metálicas sin LIPSS y con LIPSS .....	54
4.4.	Caracterización de la burbuja de cavitación en superficies metálicas sin LIPSS y con LIPSS .....	55
4.5.	Daños ocurridos por la burbuja de cavitación en superficies sin LIPSS y con LIPSS .....	61
Conclusiones.....		67
Referencias .....		69

# Lista de figuras

Figura 1.1: Arreglo experimental empleado por (Shaw <i>et al.</i> , 1999). .....	6
Figura 1.2: Dinámica de burbujas de cavitación en las proximidades de una frontera. Cada secuencia se compone de varias series desplazadas en el tiempo de ocho fotogramas cada una (una fila). Radio máximo de burbuja antes del primer colapso $R_{\max} = 1.45$ mm, 56 500 cuadros/s ( $\Delta t = 17.7$ $\mu$ s), ancho del marco 3.9 mm; a) $\gamma = 3.0$ ; b) $\gamma = 2.0$ ; c) $\gamma = 1.6$ ; d) $\gamma = 0.6$ .....	9
Figura 1.3: Formación de chorros a diferentes distancias iniciales de una burbuja de cavitación desde una frontera. $R_{\max} = 1.45$ mm, 106 cuadros/s. Combinación en diferido de varias series de ocho cuadros cada una; a) $\gamma = 2.5$ , ancho del marco 1.2 mm; b) $\gamma = 1.6$ , ancho del marco 1.2 mm; c) $\gamma = 1.2$ , ancho del marco 1.5 mm, d) $\gamma = 0.7$ , ancho del marco 1.5 mm.....	10
Figura 1.4: Parámetros de erradicación básicos para la formación de LIPSS, .....	15
Figura 1.5: Proceso de formación de LIPSS. ....	16
Figura 2.1: Implementación del arreglo experimental para la formación de los LIPSS con un láser de nanosegundos .....	28
Figura 2.2: Micrografías generadas por 7 barridos láser en Cu, con polarización lineal a) $v = 4 \frac{\mu\text{m}}{\text{s}}$ , $F_p = 69.8 \pm 2.094 \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$ , b) $v = 4 \frac{\mu\text{m}}{\text{s}}$ , $F_p = 143.2 \pm 4.296 \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$ . La distancia $\Delta y$ de cada barrido es 5 $\mu\text{m}$ .....	29
Figura 2.3: Sistema de pulsos ultracortos amplificado utilizado en la fabricación de LIPSS .....	29
Figura 2.4: Implementación del arreglo experimental para la formación de los LIPSS usando un sistema de pulsos ultracortos amplificado .....	30
Figura 2.5: Esquema del modelo de irradiación .....	32
Figura 2.6: Micrografías de irradiaciones en la superficie de Cu a diferentes potencias, variando la velocidad.....	33
Figura 2.7: Micrografías de irradiaciones en la superficie de latón a diferentes potencias, variando la velocidad.....	33
Figura 2.8: Esquema representativo de barridos generados por pulso láser superpuestos .....	34
Figura 2.9: Micrografías de LIPSS generadas por 50 barridos láser en Cu, con polarización lineal a) $v = 4\text{mm/s}$ , $P = 337$ mW, b) $v = 6\text{mm/s}$ , $P = 300$ mW, c) $v = 6\text{mm/s}$ , $P = 263$ mW. La distancia $\Delta y$ de cada barrido es 80 $\mu\text{m}$ .....	34
Figura 2.10: Micrografías de LIPSS generadas por 50 barridos láser en latón, con polarización lineal a) $v = 6\text{mm/s}$ , $P = 300$ mW, b) $v = 6\text{mm/s}$ , $P = 263$ mW. La distancia $\Delta y$ de cada barrido es 80 $\mu\text{m}$ .....	35

Figura 2.11: Micrografías de LIPSS generadas por 50 barridos láser en Cu, con polarización circular a) $v = 4\text{ mm/s}$ , $P = 337\text{ mW}$ , b) $v = 6\text{ mm/s}$ , $P = 300\text{ mW}$ . La distancia $\Delta y$ de cada barrido es $80\text{ }\mu\text{m}$ .....	35
Figura 2.12: Micrografías de LIPSS generadas por 50 barridos láser en latón, con polarización circular a) $v = 6\text{ mm/s}$ , $P = 300\text{ mW}$ , b) $v = 6\text{ mm/s}$ , $P = 263\text{ mW}$ . La distancia $\Delta y$ de cada barrido es $80\text{ }\mu\text{m}$ .....	35
Figura 3.1: Micrografías de LIPSS MEB generadas por 50 barridos láser en Cu, con polarización lineal $v = 4\text{ mm/s}$ , $P = 337\text{ mW}$ . La distancia $\Delta y$ de cada barrido es $80\text{ }\mu\text{m}$ .....	40
Figura 3.2: Micrografías de LIPSS MEB generadas por 50 barridos láser en Cu, con polarización lineal $v = 6\text{ mm/s}$ , $P = 300\text{ mW}$ . La distancia $\Delta y$ de cada barrido es $80\text{ }\mu\text{m}$ .....	40
Figura 3.3: Micrografías de LIPSS MEB generadas por 50 barridos láser en Cu, con polarización lineal $v = 6\text{ mm/s}$ , $P = 263\text{ mW}$ . La distancia $\Delta y$ de cada barrido es $80\text{ }\mu\text{m}$ .....	41
Figura 3.4: Micrografías de LIPSS MEB generadas por 50 barridos láser en Cu, con polarización circular $v = 4\text{ mm/s}$ , $P = 337\text{ mW}$ . La distancia $\Delta y$ de cada barrido es $80\text{ }\mu\text{m}$ .....	41
Figura 3.5: Micrografías de LIPSS MEB generadas por 50 barridos láser en Cu, con polarización circular $v = 6\text{ mm/s}$ , $P = 300\text{ mW}$ . La distancia $\Delta y$ de cada barrido es $80\text{ }\mu\text{m}$ .....	41
Figura 3.6: Micrografías de LIPSS MEB generadas por 50 barridos láser en latón, con polarización lineal $v = 6\text{ mm/s}$ , $P = 300\text{ mW}$ . La distancia $\Delta y$ de cada barrido es $80\text{ }\mu\text{m}$ .....	42
Figura 3.7: Micrografías de LIPSS MEB generadas por 50 barridos láser en latón, con polarización lineal $v = 6\text{ mm/s}$ , $P = 263\text{ mW}$ . La distancia $\Delta y$ de cada barrido es $80\text{ }\mu\text{m}$ .....	42
Figura 3.8: Micrografías de LIPSS MEB generadas por 50 barridos láser en latón, con polarización circular $v = 6\text{ mm/s}$ , $P = 300\text{ mW}$ . La distancia $\Delta y$ de cada barrido es $80\text{ }\mu\text{m}$ .....	43
Figura 3.9: Micrografías de LIPSS MEB generadas por 50 barridos láser en latón, con polarización circular $v = 6\text{ mm/s}$ , $P = 263\text{ mW}$ . La distancia $\Delta y$ de cada barrido es $80\text{ }\mu\text{m}$ .....	43
Figura 3.10: Espectro Raman de LIPSS de Cu, con polarización lineal: a) $v = 4\text{ mm/s}$ , $P = 337\text{ mW}$ , b) $v = 6\text{ mm/s}$ , $P = 300\text{ mW}$ , c) $v = 6\text{ mm/s}$ , $P = 263\text{ mW}$ .....	44
Figura 3.11: Espectro Raman de LIPSS de Cu, con polarización circular: a) $v = 4\text{ mm/s}$ , $P = 337\text{ mW}$ , b) $v = 6\text{ mm/s}$ , $P = 300\text{ mW}$ .....	45



Figura 3.12: Espectro Raman de LIPSS de latón, con polarización lineal: a) $v = 6$ mm/s, $P = 300$ mW, b) $v = 6$ mm/s, $P = 263$ mW .....	45
Figura 3.13: Espectro Raman de LIPSS de latón, con polarización circular: a) $v = 6$ mm/s, $P = 300$ mW, b) $v = 6$ mm/s, $P = 263$ mW .....	46
Figura 3.14: Parámetros de las LIPSS obtenidas según AFM. ....	47
Figura 3.15: Comparación de la dureza en las muestras de LIPSS y las superficies sin tratar.....	48
Figura 3.16: Comparación del Módulo de Elasticidad en las muestras de LIPSS y las superficies sin tratar .....	48
Figura 3.17: Comparación de la penetración en las muestras de LIPSS. ....	49
Figura 4.1: Implementación del arreglo experimental para la formación de burbujas de cavitación .....	52
Figura 4.2: Secuencia de imágenes de la burbuja de cavitación a una energía de $2.14 \pm 0.02$ mJ a) $0.01$ $\mu$ s, b) $0.2$ $\mu$ s, c) $1$ $\mu$ s, d) $10$ $\mu$ s, e) $40$ $\mu$ s, f) $80$ $\mu$ s, g) $135$ $\mu$ s, h) $200$ $\mu$ s, i) $260$ $\mu$ s y j) $320$ $\mu$ s, cada fotograma tiene un tamaño de $1839.52 \times 1379.64$ $\mu$ m. ....	53
Figura 4.3: Comparación del radio teórico y del radio experimental de la evolución temporal de la burbuja, para una energía de $2.14 \pm 0.02$ mJ.....	54
Figura 4.4: Comparación de la evolución de la burbuja de cavitación antes de la etapa de colapso en superficies sin LIPSS y superficies con LIPSS, para $\gamma = 1.4$ .....	55
Figura 4.5: a) Imagen del daño ocurrido a la superficie, Gráficas reconstruidas a partir de datos AFM de muestras de LIPSS en latón, con polarización lineal, después de 5000 eventos de cavitación: b) Gráfico en 2D, c) Gráfico en 3D. Las imágenes mostradas representan un área cuadrada de $100 \times 100$ $\mu$ m <sup>2</sup> .....	62
Figura 4.6: a) Imagen del daño ocurrido a la superficie, Gráficas reconstruidas a partir de datos AFM de muestras de LIPSS en latón, con polarización lineal, después de 5000 eventos de cavitación: b) Gráfico en 2D, c) Gráfico en 3D. Las superficies representadas representan un área cuadrada de $100 \times 100$ $\mu$ m <sup>2</sup> y la escala vertical va desde $-261.7$ a $243.9$ nm .....	62
Figura 4.7: a) Imagen del daño ocurrido a la superficie, Gráficas reconstruidas a partir de datos AFM de muestras de LIPSS en latón, con polarización circular, después de 5000 eventos de cavitación: b) Gráfico en 2D, c) Gráfico en 3D. Las superficies representadas representan un área cuadrada de $50 \times 50$ $\mu$ m <sup>2</sup> y la escala vertical va desde $-264.1$ a $263.9$ nm .....	63
Figura 4.8: a) Imagen del daño ocurrido a la superficie, Gráficas reconstruidas a partir de datos AFM de muestras sin LIPSS en Cu después de 5000 eventos de cavitación: b) Gráfico en 2D, c) Gráfico en 3D. Las superficies representadas representan un área cuadrada de $100 \times 100$ $\mu$ m <sup>2</sup> y la escala vertical va desde $-221.3$ a $141.2$ nm .....	63

Figura 4.9: a) Imagen del daño ocurrido a la superficie, Gráficas reconstruidas a partir de datos AFM de muestras de LIPSS en Cu después de 5000 eventos de cavitación: b) Gráfico en 2D, c) Gráfico en 3D. Las superficies representadas representan un área cuadrada de  $50 \times 50 \mu\text{m}^2$  y la escala vertical va desde  $-863.6$  a  $715.4$  nm. .... 64

Figura 4.10: a) Imagen del daño ocurrido a la superficie, Gráficas reconstruidas a partir de datos AFM de muestras de LIPSS en Cu después de 5000 eventos de cavitación: b) Gráfico en 2D, c) Gráfico en 3D. Las superficies representadas representan un área cuadrada de  $50 \times 50 \mu\text{m}^2$  y la escala vertical va desde  $-770.0$  a  $622.4$  nm. .... 65

## Lista de tablas

Tabla 1.1: Variación de los patrones de daño con $R_{\max} = 1.45$ , (Fuente: (Philipp & Lauterborn, 1998)).....	11
Tabla 4.1: Diferencias entre las burbujas realizadas en las diferentes superficies, de latón, a un tiempo de 175 $\mu\text{s}$ , las superficies con LIPSS corresponden a los parámetros de fabricación: $v = 6 \text{ mm/s}$ , $P = 300 \text{ mW}$ , tamaño del marco 1712 $\mu\text{m} \times 1284 \mu\text{m}$ .....	56
Tabla 4.2: Diferencias entre las burbujas realizadas en las diferentes superficies, de latón, a un tiempo de 175 $\mu\text{s}$ , las superficies con LIPSS corresponden a los parámetros de fabricación: $v = 6 \text{ mm/s}$ , $P = 263 \text{ mW}$ , tamaño del marco 1712 $\mu\text{m} \times 1284 \mu\text{m}$ .....	57
Tabla 4.3: Diferencias entre las burbujas realizadas en las diferentes superficies, de Cu, a un tiempo de 175 $\mu\text{s}$ , las superficies con LIPSS corresponden a los parámetros de fabricación: $v = 4 \text{ mm/s}$ , $P = 337 \text{ mW}$ , tamaño del marco 1712 $\mu\text{m} \times 1284 \mu\text{m}$ .....	58
Tabla 4.4: Diferencias entre las burbujas realizadas en las diferentes superficies, de Cu, a un tiempo de 175 $\mu\text{s}$ , las superficies con LIPSS corresponden a los parámetros de fabricación: $v = 6 \text{ mm/s}$ , $P = 300 \text{ mW}$ , tamaño del marco 1712 $\mu\text{m} \times 1284 \mu\text{m}$ .....	59
Tabla 4.5: Mediciones realizadas en la zona dañada por las burbujas de cavitación. ..	65



# Introducción

Actualmente, diversas industrias, como la marítima, la aeroespacial, la hidroeléctrica y la petroquímica, enfrentan un problema relacionado con la durabilidad y resistencia de materiales sometidos a cavitación y otras formas de desgaste. La interacción de materiales con burbujas de cavitación puede provocar daños severos, afectando la eficiencia y vida útil de componentes mecánicos en aplicaciones críticas.

La erosión por cavitación es un problema importante en sistemas de fluidos como turbinas hidráulicas, hélices de barcos y bombas de agua, donde la energía cinética ejercida por el colapso de las burbujas de vapor causa daños a la superficie. Debido a este inconveniente se ha aplicado una gran cantidad de materiales unidos a diferentes procesos de ingeniería para evitar este fenómeno (Chang *et al.*, 2003).

El surgimiento del estudio de la burbuja de cavitación está motivado por su influencia en la hidrodinámica de diversos sistemas, este fenómeno conduce a la pérdida de la eficiencia mecánica. La erosión destructiva ocurre con el crecimiento y colapso de la burbuja de cavitación en las turbomáquinas, hélices de barcos y estructuras navales, que da como resultado la corrosión y picaduras de la superficie metálica; además del ruido no deseado, donde en armas submarinas, buques de guerra y torpedos, hacen visibles estos equipos e interfiere en el rendimiento de las sonosondas.

El estudio de las burbujas inducidas por láser tuvo su origen en la medicina, con el desarrollo de la medicina láser se pueden ver efectos mecánicos deseados como es el caso de la litotricia láser y no deseados como es el caso de aquellos que limitan el control local de las cirugías, por ejemplo, en el corte de tejido intraocular en estructuras sensibles cercanas al ojo (Chen *et al.*, 2004).

Para aumentar la resistencia a la erosión por cavitación se han utilizado los recubrimientos basados en materiales metálicos, cerámicos y no metálicos, pero estos poseen un alto costo y conlleva a impurezas mecánicas y defectos donde la falla mecánica o la corrosión pueden iniciarse fácilmente. Actualmente se han empleado los recubrimientos fluorados, que son resistentes a la erosión, con la desventaja de ser tóxicos y propensos a la degradación bajo prolongados eventos. Por todo lo anterior expuesto se hace atractiva la implementación de las técnicas con láser para aumentar la resistencia a la erosión por cavitación al alterar la composición y estructura de la superficie metálica (González-Parra *et al.*, 2022).

Investigaciones realizadas por Camacho-López *et al.*, (2008); González-Parra *et al.*, (2022); Santillan *et al.*, (2020); Segovia *et al.*, (2021) han demostrado tanto teórica como experimentalmente que las superficies sólidas lisas pueden desarrollar, bajo una intensa irradiación láser (continua o pulsada), estructuras similares a rejillas, denominadas estructuras superficiales periódicas inducidas por láser (LIPSS, por sus siglas en inglés). Aunque todavía se ha prestado poca atención a la resistencia a la erosión por cavitación en estas superficies, estas estructuras podrían amortiguar la dinámica de dicho fenómeno (González-Parra *et al.*, 2022).

El desarrollo de técnicas de fabricación de LIPSS mediante micro y nano procesamiento láser en diferentes materiales es relevante tanto para aplicaciones médicas como tecnológicas. Estas LIPSS tienen el potencial de mejorar la resistencia a la erosión por

cavitación (González-Parra *et al.*, 2022), y se requiere una mayor investigación para comprender su comportamiento y aplicaciones en este campo.

## **Planteamiento del problema**

Es común que en los sistemas de fluidos ocurra erosión por cavitación, donde las burbujas de vapor causan daños en la superficie de los materiales implicados, debido a este inconveniente se han aplicado una infinidad de materiales unidos a diferentes procesos de ingeniería para producir resistencia a este fenómeno. Luego de haber revisado los fundamentos teóricos que sustentan esta investigación por diferentes autores, en este proyecto investigativo se pretende determinar las causas por las que las superficies con LIPSS son más resistentes a la interacción de las burbujas de cavitación que las superficies que no contienen LIPSS y su implicación en las leyes de la física.

## **Justificación**

Aunque la física de los fenómenos de la burbuja de cavitación ha sido investigada durante más de un siglo, sus mecanismos fundamentales asociados a la cavitación aún no están totalmente establecidos, en particular para el daño erosivo (Chen, *et al.*, 2004). La fundamentación de esta investigación se basa en conocer la aplicación de las leyes de la física que influyen en la cavitación de las burbujas, además de determinar experimentalmente por qué ocurren menos daños en las superficies tratadas con LIPSS, debido a que los efectos no deseados de la cavitación térmica y mecánica han limitado su posterior adopción en diferentes disciplinas. La nanotexturización de una superficie con LIPSS puede ser una opción viable para proteger a los metales de la erosión por cavitación sin el uso de revestimientos o aleaciones, eliminando así la toxicidad y los problemas de descamación (González-Parra, *et al.*, 2022). Diversos investigadores intentan darle solución a esta interrogante, por lo que, al resolver la problemática planteada en este trabajo, conllevaría a implementar diversas aplicaciones en procesos tecnológicos, además de disminuir los daños ocurridos actualmente en diversos equipos en los que ocurre la cavitación, con ventajas académicas, técnicas, económicas y ambientales, las cuales resultarían beneficiosas para la sostenibilidad de la sociedad.

## **Hipótesis de la investigación**

La resistencia de las superficies tratadas con láser a la interacción de las burbujas de cavitación se debe a la morfología superficial del sólido y a la rugosidad producida en la formación de éstas, por lo que al comprobar experimentalmente esta interacción se explicará la ocurrencia de este fenómeno, así como la implicación de las leyes físicas trayendo consigo ventajas al implementar sus aplicaciones en diferentes procesos.

## **Objetivos**

### **Objetivo general**

Comparar la interacción entre una burbuja de cavitación y superficies metálicas que no poseen LIPSS y otras que sí, en cuanto a su resistencia al daño erosivo, mediante un diseño experimental.

## **Objetivos específicos**

1. Implementar un arreglo que permita la fabricación de LIPSS, en diferentes metales, utilizando un láser de pulso de femtosegundos, para posteriormente analizar dichas muestras y determinar sus propiedades físicas, químicas y mecánicas.
2. Desarrollar experimentos utilizando un láser de pulso de nanosegundos para generar las burbujas de cavitación en las superficies con LIPSS y sin LIPSS, manteniendo una formación controlada y reproducible de burbujas de cavitación mediante el parámetro gamma, e instalar una cámara para obtener imágenes de las burbujas resueltas en el tiempo.
3. Realizar un estudio experimental para evaluar la resistencia de las superficies con y sin LIPSS a la interacción con una burbuja de cavitación.

## **Estructura del trabajo**

La estructura del trabajo de tesis se ha organizado de manera lógica y progresiva para abordar los distintos aspectos relacionados con el tema de estudio.

En el Capítulo 1, se establece el marco teórico, que proporciona el contexto necesario para comprender el fenómeno de la cavitación y cómo se forman las LIPSS, así como las teorías y conceptos fundamentales que sustentan la investigación.

El Capítulo 2, se centra en la metodología utilizada para la fabricación de LIPSS. Aquí se detallan los pasos experimentales, desde la selección de materiales hasta la caracterización de los parámetros de fabricación.

En el Capítulo 3, se lleva a cabo la caracterización de las LIPSS fabricadas. Se analizan las propiedades físicas, químicas y topográficas de las superficies estructuradas, utilizando técnicas de microscopía, espectroscopía y otras herramientas de análisis.

En el Capítulo 4, se aborda el análisis de la interacción de la burbuja de cavitación con la superficie metálica, explorando los efectos de este fenómeno en la formación y modificación de las LIPSS. Se examinan los mecanismos subyacentes y se evalúa el impacto de la cavitación en las propiedades de las superficies estructuradas.





# Capítulo 1: Fundamentos de la cavitación y formación de estructuras superficiales periódicas inducidas por láser

En este capítulo se examinan los principales artículos y textos relacionados con dos áreas específicas de investigación. Primero, se analiza el estudio de la interacción entre burbujas de cavitación y superficies metálicas. Luego, se aborda la formación de LIPSS. Además, se señalan los diferentes materiales utilizados en la investigación, así como los antecedentes relevantes que fundamentan y contextualizan el estudio. Esto permite establecer una base sólida para la comprensión de los resultados y conclusiones obtenidos en el marco de la investigación.

## 1.1. Cavitación

La cavitación se puede definir como el estudio de la formación, desarrollo y colapso de una burbuja compuesta por gases o vapores en un líquido. De particular interés es cuando la burbuja colapsa y produce una onda de choque que lleva una gran cantidad de energía mecánica y puede provocar daños en las superficies cercanas (González-Parra *et al.*, 2022).

Los tipos principales de cavitación son: cavitación acústica, cuando las variaciones de presión en el líquido se efectúan utilizando ondas sonoras; cavitación hidrodinámica, se produce por variaciones de presión que se obtienen al utilizar la geometría del sistema que crea la variación de velocidad; cavitación óptica, es producida por fotones de luz de alta intensidad que rompen un líquido continuo; cavitación de partículas, se produce por un haz de partículas elementales, cuando un haz de neutrones rompe un líquido (Ramírez, 2015).

Existen diversos métodos para producir la cavitación, uno de ellos es aplicando un campo de presión ultrasónico a un líquido para provocar una disminución de la presión en un determinado punto y así lograr formar las cavidades. Otro método, de interés especial en este trabajo, es utilizar un láser pulsado de alta intensidad enfocado en un pequeño volumen provocando rompimiento dieléctrico, vaporizando el volumen de líquido, produciendo las burbujas (Chen *et al.*, 2004; Gogate *et al.*, 2006).

### 1.1.1. Cavitación inducida por láser

La cavitación inducida por láser es aquella que se forma cuando un pulso láser de alta intensidad de energía es enfocado en un medio líquido, conduce a la ruptura óptica y la formación de un plasma a través de la ionización en avalancha, este plasma es de corta duración y sufre una rápida expansión térmica radial a velocidades supersónicas y emite una onda de choque que vaporiza al fluido circundante en la formación de la burbuja de vapor que crece y colapsa rápidamente (Philipp & Lauterborn, 1998; Robles *et al.*, 2022; Sinibaldi *et al.*, 2019).

Desde principios de la década de 1960, al inventar el láser, se introdujo un nuevo método para generar cavitación, éste es muy utilizado para crear burbujas de cavitación en condiciones de laboratorio. Shaw *et al.*, (1999), utilizaron un láser Nd:YAG de conmutación Q que funciona a 1.06  $\mu\text{m}$  de longitud de onda para generar las burbujas de cavitación, con una duración de pulso de 20 a 30 ns y una energía por pulso de aproximadamente 100 mJ. En sus experimentos realizaron el registro simultáneo de la

interacción óptica entre la burbuja, la interfaz y las tensiones de presión inducidas resultantes en la frontera, las observaciones de estos eventos se lograron por medio de un sistema de grabación de imágenes de alta velocidad; la fuente de luz ultrarrápida empleada fue un láser de nitrógeno que sirve como bombeo a un láser colorante con un ancho de pulso de 500 ps y una energía de salida de aproximadamente 15  $\mu\text{J}$  para producir las fotografías de las formas de las burbujas y los gradientes de densidad en el líquido.

El colorante utilizado fue Green Coumarin 500, que tiene aproximadamente 20  $\mu\text{m}$  de longitud de coherencia y puede ajustarse para emitir radiación visible en longitudes de onda centradas alrededor de 514 nm. La luz emitida por el láser de colorante fue filtrada espacialmente mediante un objetivo de microscopio de 40x y un agujero de 25  $\mu\text{m}$ . Luego se pasó a través de una lente de distancia focal de 50 mm obteniéndose un haz de luz paralelo para iluminar los eventos de interacción de la burbuja. Usando una lente de distancia focal de 135 mm, las imágenes resultantes se enfocaron en el área sensible de una cámara de dispositivo acoplado por carga (CCD), como se muestra en la Figura 1.1.

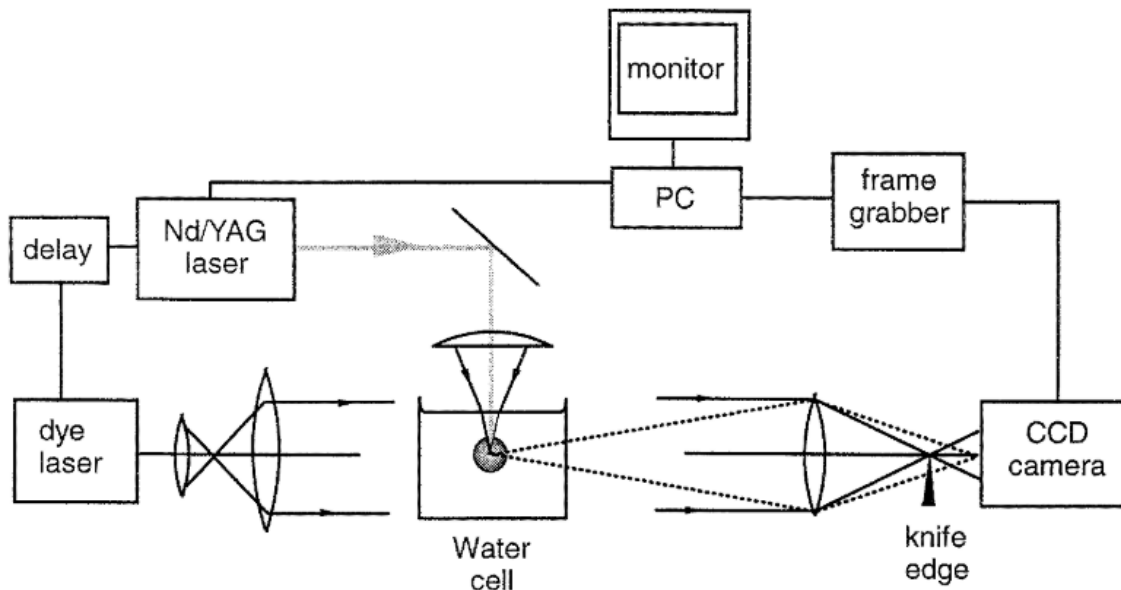


Figura 1.1: Arreglo experimental empleado por (Shaw *et al.*, 1999).

La superficie sólida empleada en este conjunto de experimentos fue un bloque de polimetilmetacrilato sumergido en un tanque de vidrio transparente lleno de agua desionizada. Los esfuerzos de presión inducidos en la frontera por las oscilaciones de la cavidad generada por láser fueron registrados por un transductor de presión pegado a la superficie del bloque. La señal de salida del transductor sensible a la presión se mostró como una serie de trazas de voltaje (presión) en un osciloscopio de almacenamiento digital con una frecuencia de muestreo de hasta 500 millones de datos por segundo.

Mediante la combinación de fotografía Schlieren y un transductor de película delgada colocado en la superficie del sólido, registraron simultáneamente el evento de interacción burbuja/frontera y las tensiones de presión inducidas en el material. Las imágenes de Schlieren revelaron una multitud de frentes de choque emitidos en un intervalo de tiempo de 1 a 2  $\mu\text{s}$ , donde la mayoría fueron esféricos, aunque también se observaron frentes

no esféricos. Se determinó que el esfuerzo de presión dominante se atribuye a las emisiones de ondas de choque, aunque de las fotografías se pudo inferir que existe un chorro de líquido que impacta en la frontera con una base relativamente amplia.

### 1.1.2. La burbuja de cavitación y los daños ocurridos a las superficies

Es imprescindible conocer la dinámica de la burbuja de cavitación para entender los daños ocurridos en diferentes superficies. Mediante la ecuación de Rayleigh-Plesset, derivada de la segunda ley de Newton, aplicada a un elemento de fluido en la superficie de una burbuja, se describe la evolución temporal de una burbuja esférica en un fluido (Philipp & Lauterborn, 1998). Esta ecuación considera varias fuerzas fundamentales: la presión del líquido circundante ( $P$ ), que contribuye a la expansión o contracción de la burbuja; la presión del vapor dentro de la burbuja ( $p_v$ ), que varía con su expansión o colapso; la tensión superficial ( $\sigma$ ), que tiende a minimizar el área superficial de la burbuja; y la inercia del líquido circundante, que representa la resistencia al movimiento debido a la densidad del líquido y la aceleración radial de la burbuja. Estas fuerzas interactúan para determinar el comportamiento dinámico de las burbujas de cavitación, esencial para entender los daños en superficies sumergidas en líquidos (Bremond *et al.*, 2006).

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho} \left( p_i(t) - p_l(t) - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu}{R}\dot{R} \right) \quad (1)$$

Donde  $R(t)$  es el radio de la burbuja como función del tiempo,  $\rho$  la densidad del líquido,  $\sigma$  la tensión superficial,  $\mu$  la viscosidad dinámica del líquido,  $p_l(t)$  la presión del líquido lejos de la superficie y  $p_i(t)$  la presión dentro de la burbuja, dada por la suma de la presión del gas  $p_g$  y la presión del vapor  $p_v$ . Se asume que el gas dentro de la burbuja sigue una compresión isotérmica, esta suposición es válida debido a que el número de Peclet es muy pequeño,  $\frac{R\dot{R}}{\alpha} \ll 1$ , donde  $\alpha$  es la difusividad térmica. Según el análisis de Epstein y Plesset sobre la vida útil de la burbuja en un líquido, incluso cuando se aplica un pulso de presión negativa hasta 15 horas después de la inmersión de la sonda, cada cavidad continúa nucleando una burbuja. Este tiempo de espera corresponde a un radio de curvatura mínimo de varios cientos de micras. Haciendo una analogía aproximada con la bolsa de aire atrapada dentro de la microcavidad, se espera que el interfaz líquido/gas en las cavidades sea casi plana o que la diferencia de presión a través de la interfaz sea pequeña en comparación con la presión atmosférica  $p_0$ . Si la burbuja se encuentra en equilibrio a  $t = 0$ ,  $p_i(0) = p_g(0) + p_v = p_0$ , la presión dentro de la burbuja  $p_i(t)$  está dada por la ecuación 2:

$$p_i(t) = p_v + p_0 \left( \frac{R_0}{R} \right)^3 \quad (2)$$

Donde  $R_0$  es el radio medio de la esfera al mismo volumen de la cavidad cilíndrica grabada en el sustrato de diámetro  $D$  y profundidad  $H$ ,  $R_0 = \left( \frac{3HD^2}{8} \right)^{\frac{1}{3}}$ .

Se puede estimar la velocidad inicial  $U_0$  de la pared de la burbuja al igualar la energía cinética del flujo con el trabajo hecho por la presión. Al suponer que la presión de campo lejano es constante e igual a la amplitud  $p_m$  del pulso de presión negativa, se obtiene:

$$U_0 = \left( \frac{2 p_v - p_m}{3 \rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

La creación de la burbuja ya sea de forma mecánica, acústica u óptica da como resultado los mismos daños en las fronteras. Cuando la burbuja colapsa cerca de una frontera se forma un chorro de líquido que atraviesa la misma, y a su vez impacta en la superficie más cercana. Al desarrollarse una burbuja de cavitación cerca de las fronteras se obtiene como resultado un colapso asimétrico, con la generación de un chorro de líquido durante el rebote de la burbuja. Para el caso de una superficie libre, este chorro de líquido se dirige lejos de la superficie y los tiempos de oscilación se prolongan, mientras que, en el caso de una frontera, el chorro de líquido se dirige hacia la misma y los tiempos de oscilación se acortan. Un aspecto importante que destacar en este punto es el parámetro  $\gamma$  que representa la relación entre la distancia a la que se crea la burbuja desde la frontera y el radio máximo de la burbuja (Gregorčič *et al.*, 2007; Philipp & Lauterborn, 1998; Shaw *et al.*, 1999).

A medida que el valor de  $\gamma$  se hace más grande el daño en la superficie es menor, debido a que esto implica que el diámetro de la burbuja será menor. Según Philipp & Lauterborn, (1998) los daños ocurridos por las burbujas de cavitación se deben a tres posibles causas: la emisión de ondas de choque al colapsar la burbuja, la generación de un chorro de líquido de alta velocidad dirigido hacia la frontera y que durante la fase de colapso la burbuja se atrae hacia la frontera, lo que lleva a una distancia reducida en el momento del colapso, aumentando así la capacidad de daño de las ondas de choque. En el instante de máxima expansión comienza la fase de colapso de la burbuja debido a que la presión dentro de la burbuja de cavitación es mucho menor que la presión ambiental estática fuera de ésta y el flujo de agua radial se retarda por la frontera (Figura 1.2a), por lo que la presión en la pared inferior de la burbuja es menor que la presión en la pared superior durante toda la etapa de colapso y la burbuja se alarga perpendicularmente a la frontera (Figura 1.2c). Mientras que el impulso se conserva y la masa virtual se vuelve más pequeña, en la etapa de colapso aumenta la velocidad en el centro de la burbuja, por lo que la velocidad de la pared superior excede a la velocidad de la pared inferior. El volumen del fluido que se encuentra encima de la burbuja es acelerado y se enfoca durante la etapa de colapso, esto lleva a la formación de un chorro líquido que va dirigido hacia la frontera, el mismo golpea la pared inferior de la burbuja y causa una desigualdad con forma de embudo (fotogramas del 18 al 21, Figura 1.2a) que luego impacta en la frontera (fotograma 8, Figura 1.2b) (Ver pie de la Figura 1.2).

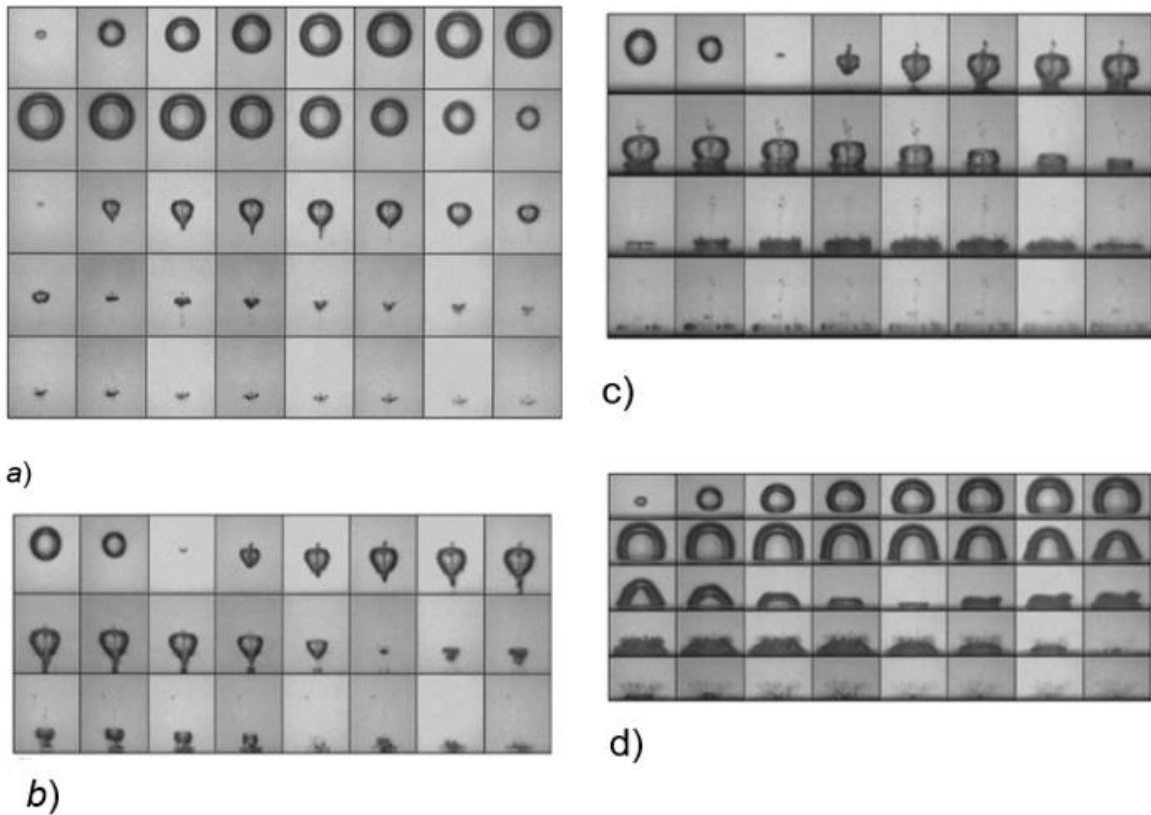


Figura 1.2: Dinámica de burbujas de cavitación en las proximidades de una frontera. Cada secuencia se compone de varias series desplazadas en el tiempo de ocho fotogramas cada una (una fila). Radio máximo de burbuja antes del primer colapso  $R_{max} = 1.45$  mm, 56 500 cuadros/s ( $\Delta t = 17.7 \mu s$ ), ancho del marco 3.9 mm; a)  $\gamma = 3.0$ ; b)  $\gamma = 2.0$ ; c)  $\gamma = 1.6$ ; d)  $\gamma = 0.6$ , (Fuente: ((Philipp & Lauterborn, 1998)).

Al reducir el valor de  $\gamma$  pueden ocurrir varios efectos, según (Philipp & Lauterborn, 1998) como son:

En  $\gamma = 3.0$  aparece un alargamiento pequeño y tardío desarrollándose un chorro delgado, debido a que solo un momento antes del colapso una pequeña cantidad de agua en la región encima de la burbuja se acelera con mayor fuerza que en la superficie restante (Figura 1.3a); la máxima velocidad del chorro se alcanza en el instante del colapso, ya que el chorro se acelera hasta esta etapa por la superficie alargada y convexa de la burbuja en la primera etapa del colapso, existiendo un efecto geométrico que se origina en el enfoque de un volumen casi incompresible de líquido, en una región cada vez más pequeña.

A  $\gamma = 2.5$  el chorro golpea la interfaz inferior de la burbuja en una fracción de microsegundo antes del colapso (Figura 1.3a), en este caso la velocidad relativa entre el chorro y la pared de la burbuja es muy alta, no obstante, el flujo del líquido en la dirección contraria al chorro actúa por un corto tiempo y el chorro apenas experimenta lentitud, durante el rebote el chorro empuja la interfaz inferior de la burbuja hacia abajo, mientras que el agua entra en la interfaz de la burbuja, la frontera desacelera el chorro, en este punto la velocidad de impacto en la frontera es menor que la velocidad máxima.

A  $\gamma = 1.6$  la punta del chorro golpea la burbuja, un tiempo antes del colapso por la pared inferior y la protuberancia es visible alrededor de  $1 \mu\text{s}$  (fotograma 7, Figura 1.3b) y a  $\gamma = 1.2$  se produce aproximadamente a unos  $5 \mu\text{s}$  antes del colapso (fotograma 21, Figura 1.3c), ya que el flujo del líquido está en dirección opuesta, la punta del chorro se retarda y gira lo que produce bandas de pequeñas burbujas debajo de la burbuja principal colapsada (fotograma 21, Figura 1.3c).

Cuando  $\gamma < 1$  la pared de la burbuja toca la frontera en la expansión máxima, debido a esto el agua no puede fluir directamente desde abajo hacia el volumen que colapsa y la burbuja permanece en contacto con la frontera, al impactar el chorro con la frontera lo hace con la máxima velocidad y no es desacelerado por la capa de agua, los chorros comienzan a formarse muy temprano, la involución de la pared superior de burbujas altamente curvada (Figura 1.3d) es el principal mecanismo de aceleración presente. En  $\gamma = 0.7$ , se puede ver la punta del chorro unos  $35 \mu\text{s}$  antes del colapso (fotograma 1, Figura 1.3d).

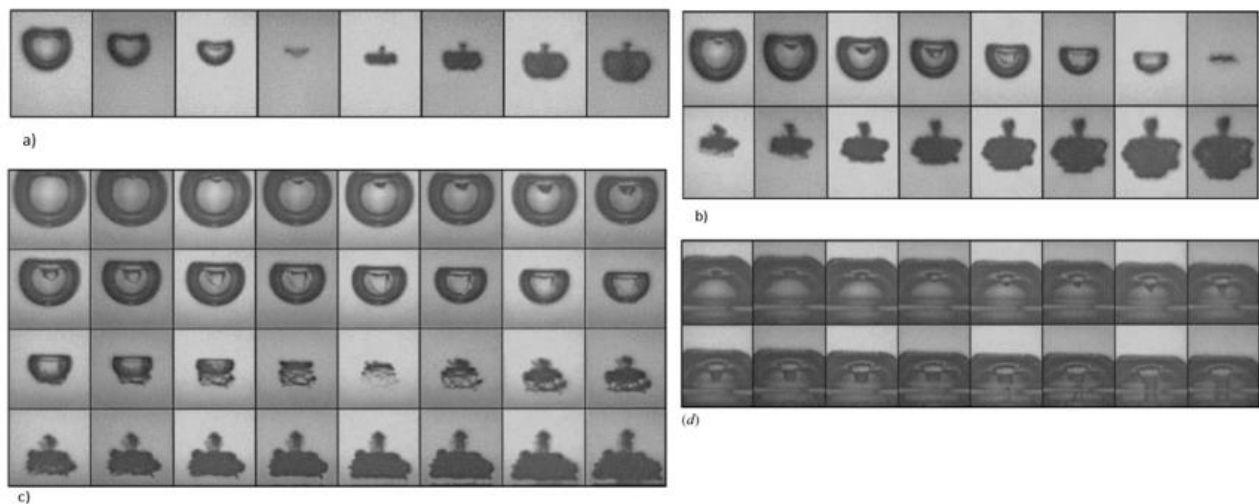

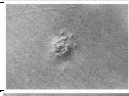
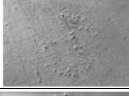
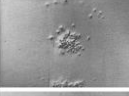
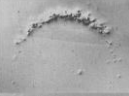
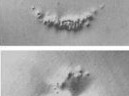




Figura 1.3: Formación de chorros a diferentes distancias iniciales de una burbuja de cavitación desde una frontera.  $R_{max} = 1.45 \text{ mm}$ , 106 cuadros/s. Combinación en diferido de varias series de ocho cuadros cada una; a)  $\gamma = 2.5$ , ancho del marco 1.2 mm; b)  $\gamma = 1.6$ , ancho del marco 1.2 mm; c)  $\gamma = 1.2$ , ancho del marco 1.5 mm, d)  $\gamma = 0.7$ , ancho del marco 1.5 mm (Fuente: (Philipp & Lauterborn, 1998)).

Philipp & Lauterborn, (1998) muestran resultados de los patrones de daño ocasionado por 100 burbujas de cavitación. Para un material blando (aluminio) informan que el impacto del chorro contribuye a daños en la superficie a distancias de separación por debajo de 0.7, donde aparecen unas muescas suaves. Los patrones de daño observados en  $\gamma > 1$  no se atribuyeron a impacto del chorro porque la presión generada por este es relativamente baja en comparación con la presión en el colapso la burbuja y por la corta duración de la interacción. En el rango de  $0.3 < \gamma < 2.2$  se encontraron regiones de varios pozos esto se explica por el colapso de múltiples burbujas pequeñas que se forman en el borde del colapso toroidal de la burbuja, con un radio máximo de la burbuja constante en todas las muestras de la serie,  $R_{max} = 1.45 \pm 0.03 \text{ mm}$ , en la Tabla 1.1 se muestran los resultados obtenidos:

Tabla 1.1: Variación de los patrones de daño con  $R_{max} = 1.45$ , (Fuente: (Philipp & Lauterborn, 1998)).

$\gamma$	Figura	Patrón de daño por 100 burbujas	Tamaño del área dañada
> 2.2		No daño	-
1.9		Campo concentrado de pozos	480 $\mu\text{m}$
1.7		Anillos con hoyos centrados	960 x 1360 $\mu\text{m}$
1.5		Anillos con hoyos centrados	1800 $\mu\text{m}$
1.4		Anillos	1900 $\mu\text{m}$
1.2		Anillos	700 $\mu\text{m}$
0.9		Dos muescas en un anillo	1400 $\mu\text{m}$
0.7		Anillo y sangría suave	1100 x 1300 $\mu\text{m}$
0.3		Anillo ovalado y muesca suave	840 x 1300 $\mu\text{m}$

## 1.2. Procesamiento de materiales con pulsos cortos y ultracortos

Cuando se produce la interacción de los fotones del haz de luz con los electrones del material en la superficie ocurre el procesamiento de materiales con luz láser, debido a que los electrones de conducción del metal absorben la energía del láser (Esqueda Barrón, 2013, 2018).

### 1.2.1. Interacción del láser con metales

En el caso de las fuentes de láser continuo, el procesamiento de material requiere en general largos tiempos de exposición o alta irradiancia para excitar los electrones de conducción y producir calentamiento en el material. Al incrementar la temperatura en el material se producen cambios físicos o químicos en él. Al emplear láseres de pulsos cortos (ns) se alcanzan localmente altas temperaturas en el material, este incremento de temperatura se alcanza rápidamente y debido a los efectos de difusión de calor el procesamiento láser puede alcanzar un área extendida mayor a la cintura del haz enfocado. Sin embargo, los láseres de pulsos ultracortos (ps, fs) pueden producir transiciones rápidas y directas de fase sólida a líquida y la fuerte excitación de los electrones produce inestabilidad en el material y como resultado se consigue el cambio de fase (Esqueda Barrón, 2018). La eficiencia del calentamiento láser, que es la porción de energía del láser que es absorbida por el material y convertida en calor útil, en

comparación con la energía total suministrada por el láser, está estrechamente ligada a la irradiancia del haz láser, que es la potencia del láser por unidad de área. Una alta irradiancia asegura que una cantidad significativa de energía sea transferida al material en un corto período de tiempo. Esto significa que se deposita más energía de una forma rápida y localizada, lo que reduce la pérdida de calor a los alrededores y maximiza la absorción de energía por el material. Además, cuando la irradiancia es suficientemente alta puede superar el umbral de absorción del material, asegurando que la energía del láser penetre y se absorba eficientemente en lugar de dispersarse o reflejarse. Esto es esencial para alcanzar la temperatura necesaria para los cambios deseados. La difusión térmica es un proceso en el cual el calor se distribuye a través del material desde una región de alta temperatura a una región de menor temperatura. En el contexto del procesamiento láser, esto significa que el calor no se confina estrictamente al área inmediatamente bajo el haz láser, sino que se extiende hacia las áreas adyacentes (Sparks, 1976). Para describir el fenómeno de la difusión térmica durante el procesamiento láser, se puede utilizar la ecuación de la difusión térmica (Xu *et al.*, 2018), que hace referencia a sistemas tridimensionales, ecuación 4:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \nabla^2 T + \frac{G}{k} \quad (4)$$

Donde  $T$ , es la temperatura del material,  $t$ , es el tiempo,  $\alpha$  es la difusividad térmica del material,  $\nabla^2 T$ , es el operador laplaciano que representa la difusión del calor en el medio,  $G$ , es la densidad de energía depositada por el láser, que representa la cantidad de energía generada por unidad de volumen en el material. Esta fuente da calor no se considera solo en los bordes del dominio, sino distribuida en el material.  $k$  es la conductividad térmica del material.

### 1.2.2. Parámetros de procesamiento del láser

La potencia y la duración del pulso influyen en cómo interactúa con los materiales el haz láser. Un determinado material absorbe una fracción de energía de la luz convirtiéndola en calor y éste puede ser conducida en el material, en escalas de tiempo que van desde microsegundos hasta milisegundos (Gamaly, 2011). Si el haz cuenta con la suficiente potencia fundirá el material y conducirá a la acumulación de calor en las áreas circundantes. Hay distintos parámetros que pueden modificar estos procesos físicos que involucran la interacción láser - materia durante el procesamiento de materiales (Wong Gutiérrez, 2019), algunos de estos se pueden determinar según (Fraijo Rodas, 2021) como:

- Energía por pulso

Para calcular la intensidad  $I(r,t)$  de un pulso láser Gaussiano a un tiempo  $t$  y a una distancia radial  $r$  se puede obtener según la ecuación 5:

$$I(r,t) = I_0 e^{-2\left(\frac{r}{\omega_0}\right)^2} e^{-2\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} \quad (5)$$

Donde  $I_0$  es la intensidad máxima del pulso,  $\omega_0$  el radio del haz y  $\tau$  la duración temporal del pulso mediado a  $1/e^2$  respecto al valor máximo de intensidad. El perfil gaussiano en función del tiempo se debe a que la energía del láser se distribuye de manera simétrica



alrededor del tiempo central del pulso, el cual es un comportamiento típico de fuentes de láser ultrarrápidas que emiten pulsos suaves sin bordes abruptos.

La energía total del pulso ( $E_p$ ) se obtiene al integrar la intensidad  $I(r,t)$  en el tiempo y el espacio:

$$E_p = I_0 2\pi \int_0^\infty e^{-2\left(\frac{r}{\omega_0}\right)^2} r dr \int_{-\infty}^\infty e^{-2\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} dt = I_0 \left(\frac{\pi}{2}\right)^{\frac{3}{2}} \omega_0^2 \tau \quad (6)$$

Esta energía también puede ser calculada a partir de la medición experimental de la potencia promedio  $P_{prom}$  de un tren de pulsos con frecuencia de repetición  $f_{rep}$  por la siguiente relación:

$$P_{prom} = E_p f_{rep} \quad (7)$$

Un parámetro importante en el área de procesamiento de materiales con láser es conocido como fluencia. Generalmente la fluencia por pulso promedio se define como la energía total por pulso depositada por unidad de área y se puede calcular usando la ecuación 8:

$$F_p = \frac{E_p}{A_{eff}} \quad (8)$$

Donde  $A_{eff}$  es el área que corresponde a la sección transversal efectiva del haz incidente y debido a que experimentalmente la sección transversal del haz láser depende de la calidad del haz ( $M_x^2$  y  $M_y^2$ ), el área del haz incidente se puede determinar cómo:  $A_{eff} = \pi R_x R_y$ , donde  $R_x$  y  $R_y$  son los radios del perfil del haz láser en el plano de medición  $x$  y  $y$ , respectivamente (Wong Gutiérrez, 2019).

La fluencia por pulso local  $F_{p,loc}(r)$  con sección transversal Gaussiana, se obtiene al integrar la intensidad  $I(r,t)$  en el tiempo:

$$F_{p,loc}(r) = I_0 e^{-2\left(\frac{r}{\omega_0}\right)^2} \int_{-\infty}^\infty e^{-2\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} dt = I_0 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \tau e^{-2\left(\frac{r}{\omega_0}\right)^2} \quad (9)$$

La fluencia local  $F_{p,loc}(r)$  en términos de  $E_p$  se puede expresar como:

$$F_{p,loc}(r) = \frac{2E_p}{\pi\omega_0^2} e^{-2\left(\frac{r}{\omega_0}\right)^2} \quad (10)$$

La fluencia integrada es la fluencia total acumulada tras la incidencia de un tren de pulsos láser sobre una misma zona, y se calcula como:

$$F_{int} = NF_p \quad (11)$$

Donde  $N$  representa el número de pulsos depositados en una misma zona, si se considera un desplazamiento relativo entre el haz y la superficie irradiada,  $N$  se debe remplazar por un número efectivo de pulsos depositados por unidad de área:

$$N_{eff} = \frac{2\omega_0}{v} f_{rep} \quad (12)$$

Donde  $v$  es la velocidad de barrido,  $2\omega_0$  el ancho del haz enfocado y  $f_{rep}$  la frecuencia de repetición.

La irradiación láser se ha convertido en una poderosa herramienta para la micro y nano estructuración de materiales, ésta permite modificar las propiedades del material para diversas aplicaciones. En las últimas décadas ha sido muy investigada la interacción de la radiación láser con materiales sólidos en diferentes metales (Reyes-Contreras *et al.*, 2017).

### 1.3. Formación de LIPSS

La exposición de una superficie sólida a un haz láser da lugar a la formación de estructuras periódicas tipo ondulación, denominadas LIPSS, de las cuales se puede encontrar reportes desde hace más de tres décadas para: cuarzo - cobre, aluminio, semiconductores (Ge, Si) y otros metales (aluminio y latón). Este es un fenómeno que se puede generar en casi cualquier material de forma lineal con radiación linealmente polarizada; estas estructuras pueden ser producidas con una luz láser pulsada y dependiendo del material y los parámetros de irradiación se obtienen disímiles características (Reyes-Contreras *et al.*, 2017; Santillan *et al.*, 2020).

Para la generación de LIPSS se han utilizado láseres CW o pulsados de microsegundos a femtosegundos, en longitudes de onda en los rangos ultravioletas (UV), ultravioleta-visible (VIS) o infrarrojos (IR). El período de ondulación de las LIPSS es del orden de la longitud de onda del láser, cuando la irradiación láser de nanosegundos incide normal a la superficie de la muestra y este depende de varios factores, como son: la longitud de onda del láser, el ángulo de incidencia y el índice de refracción del material. En la literatura se ha informado la formación de ondas inducidas por láser para experimentos realizados tanto en aire como en alto vacío y para irradiaciones láser por debajo y por encima del umbral de ablación de los materiales irradiados (Camacho-López *et al.*, 2008; Reyes-Contreras *et al.*, 2017).

Las LIPSS se puede inducir tanto en materiales en bulto como en películas delgadas y estas se pueden clasificar en dos tipos: los de baja frecuencia espacial (LSFL) que tienen períodos aproximadamente igual a la longitud de onda de su campo incidente y los de alta frecuencia espacial (HSFL) con períodos más pequeños que la longitud de onda de irradiación, del orden de la mitad de la longitud de onda o más cortos (Santillan *et al.*, 2020).

Las LIPSS han despertado un notable interés desde el punto de vista tecnológico debido a su proceso de un solo paso lo cual proporciona una técnica fiable de nanoestructura (Santillan *et al.*, 2020).

Con estas estructuras se puede controlar las propiedades ópticas, químicas, eléctricas y mecánicas de las superficies. Por este motivo se ha propuesto usar las LIPSS en diversas aplicaciones como en la fotónica, plasmónica, aplicaciones industriales como micromecanizado y tecnologías microfluídicas y sistemas microelectromecánicos, estos últimos son dispositivos que integran componentes eléctricos y mecánicos en una escala del orden de los micrómetros (Segovia *et al.*, 2021).

Se ha demostrado, teórica y experimentalmente, que las características espaciales de las LIPSS dependen de las propiedades ópticas, térmicas y físicas del material (como la rugosidad  $r$ ) y los parámetros de irradiación. Entre los parámetros principales que influyen en dichas características están (Figura 1.4): la periodicidad  $\Lambda$ , altura  $H$  y orientación. Estas pueden ser modificadas dependiendo de los parámetros de irradiación como son: la longitud de onda  $\lambda$ , la dirección de polarización del campo eléctrico  $E$ , el ángulo de incidencia  $\theta$ , la fluencia  $F_p$ , la duración del pulso  $\tau_p$ , la frecuencia de repetición de los pulsos  $f_{rep}$  y el número de pulsos depositados  $N$  (Wong Gutiérrez, 2019).

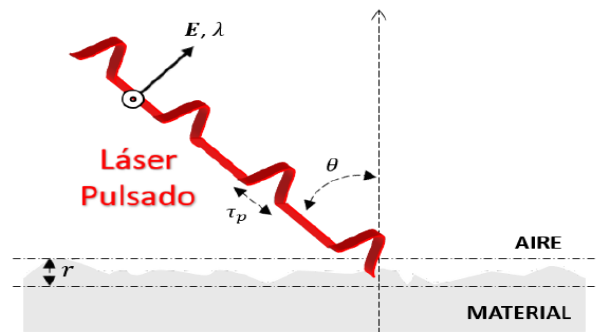


Figura 1.4: Parámetros de irradiación básicos para la formación de LIPSS, (Fuente: (Wong Gutiérrez, 2019)).

Las simulaciones teóricas y los modelos matemáticos han sido utilizados para predecir y entender la formación de LIPSS. Sipe *et al.*, (1983), proporciona un marco teórico para entender cómo las interferencias de las ondas electromagnéticas y las propiedades del material conducen a la formación de patrones periódicos en la superficie. Estos modelos pueden simular cómo los diferentes parámetros del láser y las propiedades del material influyen en las características de las LIPSS.

Estudios experimentales han confirmado y expandido las predicciones teóricas sobre LIPSS. Estos experimentos implican la irradiación de diferentes materiales con láseres bajo diversas condiciones y la observación de las estructuras resultantes. Borowiec & Haugen, (2003), demostraron experimentalmente la formación de LIPSS en semiconductores compuestos utilizando pulsos láser de femtosegundos, observando que cambios en la longitud de onda del láser y la polarización afectaban la periodicidad y orientación de las estructuras.

### 1.3.1. Proceso de retroalimentación de formación de LIPSS

Las LIPSS se forman al irradiar no solo pulso láser, sino que se ha confirmado que al irradiar múltiples pulsos aumenta la definición y precisión de las LIPSS. Donde el pulso inicial transforma la rugosidad de la superficie y facilita la absorción de energía del siguiente pulso láser. Esto ocurre de manera repetitiva y favorece el patrón de las LIPSS

(Fraijo Rodas, 2021). En la Figura 1.5 se puede observar un diagrama que explica este proceso:

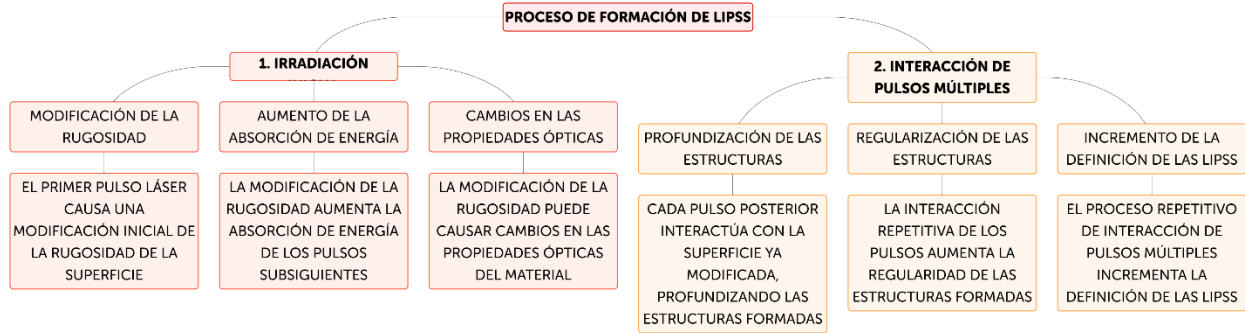


Figura 1.5: Proceso de formación de LIPSS.

### 1.3.2. Teorías de formación de LIPSS

Según Bonse & Gräf, (2020), existen dos mecanismos que pueden dar origen a las LIPSS, entre estos se encuentran el efecto electromagnético, que surge de que las LIPSS se originan de la interferencia de las ondas electromagnéticas en la superficie rugosa, y otro a través de la reorganización de la materia, la cual propone que las LIPSS son formadas por la redistribución de la materia en la superficie debido al proceso de fusión y solidificación inducido por láser. A continuación, se describen diferentes teorías de formación de LIPSS:

#### ➤ Teorías electromagnéticas

- Ondas electromagnéticas de superficie (SEWs) y polaritones plasmones de superficie (SPPs)

Las SEWs son ondas electromagnéticas que se propagan a lo largo de la interfaz entre dos medios distintos, como la superficie de un material y el aire circundante. Por otro lado, los SPPs son oscilaciones coherentes de la densidad electrónica que se desplazan a lo largo de la interfaz entre dos medios diferentes y se amortiguan en ambos lados.

El estudio de estas ondas se fundamenta en diferentes ecuaciones que describen la propagación de estas en la interfaz entre dos medios distintos, comenzando con la ecuación de onda, que describe la propagación de las ondas electromagnéticas, ecuación 13:

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (13)$$

Donde  $E$  es el campo eléctrico,  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío y  $\nabla^2$ , es el operador laplaciano.

En un medio material, la ecuación de onda se modifica para incluir el índice de refracción  $n$ :

$$\nabla^2 E - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (14)$$

Para solucionar la ecuación 14 se describen ondas que pueden representarse por la ecuación 15:

$$E(r, t) = E_0 e^{i(\vec{k} \cdot r - \omega t)} \quad (15)$$

Donde  $E_0$ , es la amplitud del campo eléctrico,  $\vec{k}$ , es el vector de onda, con magnitud  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $\omega$ , es la frecuencia angular,  $r$ , es la posición en el espacio y  $t$ , es el tiempo.

Cuando una onda electromagnética incide sobre una superficie, parte de la onda se refleja y parte se absorbe. La interferencia entre la onda incidente y la reflejada puede generar patrones de interferencia, los que pueden atribuirse a la formación de LIPSS. La condición para interferencia constructiva da lugar a un patrón periódico y hace que las ondas tengan un desfase, conocido como  $\Delta\phi = m * 2\pi$ , donde:  $m$ , es un número entero que representa el orden de la interferencia.

El modelo de SEWs puede extenderse para considerar la radiación incidente no normal, donde las diferencias entre la luz polarizada perpendicular (s) y paralela (p) deben tenerse en cuenta. El período de las LSFL se ve influenciado por el ángulo de incidencia  $\theta$ , la orientación de la polarización con respecto al plano de incidencia (s o p), y la permitividad dieléctrica del material  $\xi$ . Al considerar estos factores, se puede predecir el período de LSFL (ecuaciones 16 y 17). En este modelo se observa cómo las variaciones en el ángulo de incidencia y la polarización pueden causar cambios en las estructuras periódicas resultantes.

$$\Lambda_{LSFL,p} \sim \frac{\lambda}{\xi \pm \sin \theta} \quad (16)$$

$$\Lambda_{LSFL,s} \sim \frac{\lambda}{\sqrt{\xi^2 - \sin^2 \theta}} \quad (17)$$

Con  $\xi^2 = \frac{|Re(\epsilon)|}{|Re(\epsilon)|-1}$ , donde  $Re(\epsilon)$ , es la parte real de la permitividad dieléctrica del material, para materiales fuertemente absorbentes y con actividad plasmónica [ $Re(\epsilon) \ll -1$ ], las ecuaciones 18 y 19 pueden simplificarse de la siguiente forma:

$$\Lambda_{LSFL,p} \sim \frac{\lambda}{1 \pm \sin \theta} \quad (18)$$

$$\Lambda_{LSFL,s} \sim \frac{\lambda}{\cos \theta} \quad (19)$$

Estas ecuaciones tienen en cuenta la densidad electrónica coherente y su interacción con los campos electromagnéticos externos. Además, consideran condiciones de frontera esenciales y suposiciones críticas. Estas condiciones incluyen la continuidad del campo eléctrico tangencial en la interfaz, la aproximación de los medios como homogéneos y lineales, y la consideración de la dispersión de las propiedades ópticas. Además, se integra el efecto del amortiguamiento debido a las pérdidas en los SPPs, lo que es necesario para describir la atenuación de la onda plasmónica a medida que se propaga sobre la superficie del metal.

Para comprender la propagación de las SEWs y los SPPs, es importante considerar las propiedades ópticas y eléctricas de los materiales que conforman la interfaz. Las ecuaciones utilizadas en este método modelan cómo estas ondas emergen y se propagan a lo largo de la interfaz, teniendo en cuenta factores como el índice de refracción, la permitividad, la conductividad y la dispersión de los materiales involucrados.

Además, estas ecuaciones describen cómo la densidad electrónica coherente responde a la interacción con los campos electromagnéticos externos, lo que permite comprender cómo se generan y se propagan las SEWs y los SPPs en la interfaz entre dos medios diferentes.

- Teoría Sipe

Supone que las LIPSS se originan debido a la absorción no homogénea de energía, la cual es el resultado de la interacción entre la luz láser incidente y las ondas dispersadas por la rugosidad presente en la superficie. A partir de las ecuaciones de Maxwell, se ha desarrollado una expresión que describe esta absorción no homogénea de energía en la región de interés, como se puede observar en la Figura 1.6.

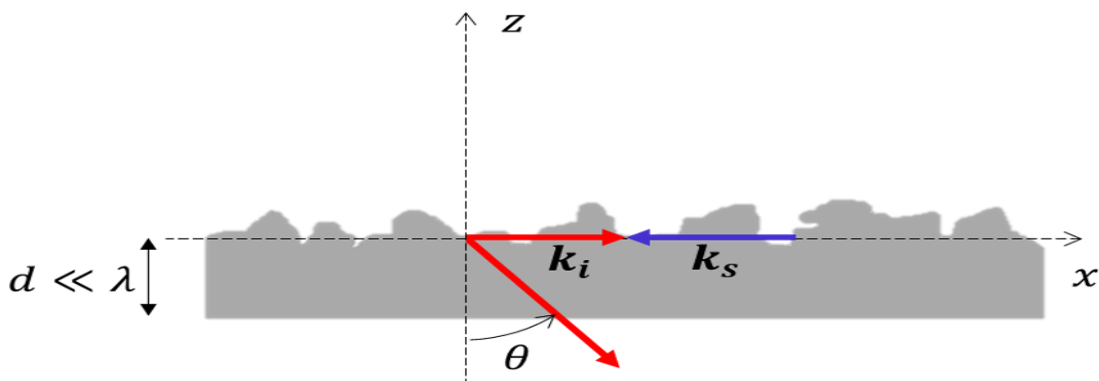


Figura 1.6: Geometría de la interferencia entre la luz incidente y la luz esparcida por la rugosidad de una superficie (Fuente: (Fraijo Rodas, 2021)).

En la figura mostrada anteriormente se considera una onda plana que incide sobre una superficie rugosa a un ángulo  $\theta$  sobre una superficie rugosa. El vector  $k_i$  es el vector de onda incidente en la dirección  $x$  del campo. La rugosidad de la superficie genera el esparcimiento de las ondas descritas por el vector  $k_s$ . El vector de onda  $\vec{k} = \pm(k_i - k_s)$  describe la interferencia entre el campo incidente y el campo esparcido, esta es la que conduce a la absorción no homogénea de energía en el material y se expresa en la ecuación 20:

$$A(\vec{k}) \propto \eta(\vec{k}) * |b(\vec{k})| \quad (20)$$

Donde la función  $\eta$  describe la eficiencia con la que la rugosidad de la superficie,  $\vec{k}$ , puede absorber la radiación óptica. El factor  $b$  es la amplitud de la rugosidad de la superficie. La función de eficacia  $\eta$  puede presentar picos de intensidad en diferentes valores de  $\vec{k}$  y se pueden asociar con la periodicidad de las LIPSS:

$$|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\Lambda_{LIPSS}} \quad (21)$$

Esta expresión se basa en el análisis de cómo la luz láser interactúa con la superficie, teniendo en cuenta las propiedades electromagnéticas del material y la geometría de la superficie rugosa. Las ecuaciones de Maxwell permiten modelar cómo se propagan y se dispersan las ondas electromagnéticas en medios ópticos, lo que brinda información crucial para entender cómo se absorbe la energía del láser en la región de interés.

Al desarrollar esta expresión, se consideran diversos factores, como la intensidad y la polarización de la luz láser incidente, así como la reflectividad y la rugosidad de la superficie. Además, se tienen en cuenta las propiedades ópticas del material en cuestión, como su índice de refracción y su absorción intrínseca.

- Teoría Sipe-Drude

Es una teoría electromagnética que se utiliza para describir la formación de estructuras periódicas en la superficie de materiales irradiados con láser. Se basa en la ecuación de movimiento de Drude, ecuación 18, para los electrones libres en la superficie del material y en la teoría de la polarización de Sipe para describir la interacción de la radiación láser con la superficie.

$$m \frac{dv}{dt} = -e * E - m * \frac{v}{\tau} \quad (22)$$

Donde  $m$  es la masa del electrón,  $v$  es la velocidad del electrón,  $e$  es la carga del electrón,  $E$  es el campo eléctrico aplicado y  $\tau$  es el tiempo de relajación (promedio de tiempo entre colisiones). El modelo de Drude se basa en la teoría cinética de los gases aplicada a los electrones en un metal. Drude, (1900), asumió que los electrones en un metal se comportan como un gas de partículas cargadas que se mueven libremente entre colisiones con los iones del metal. Al aplicar un campo eléctrico, los electrones experimentan una fuerza que causa una aceleración. Sin embargo, debido a las colisiones frecuentes, los electrones también experimentan una resistencia al movimiento, que Drude modeló mediante un término de frenado proporcional a la velocidad del electrón y al inverso del tiempo de relajación  $\tau$ .

Describe cómo la radiación láser interactúa con los electrones libres en la superficie del material, lo que da lugar a la formación de ondas estacionarias que pueden producir estructuras periódicas en la superficie. Tiene en cuenta la interferencia entre la radiación incidente y la radiación reflejada, lo que puede dar lugar a patrones de interferencia que también contribuyen a la formación de estructuras periódicas.

- Simulaciones en el dominio del tiempo de diferencias finitas (FDTD)

Representa un método numérico para resolver las ecuaciones de Maxwell para condiciones de frontera con geometrías específicas. Permite calcular los campos electromagnéticos en las vecindades de nano y microestructuras y permite revelar distribuciones de intensidad espacio-temporales. Estudia los efectos de propagación del haz láser, las mejoras del campo y permite modelar de manera precisa y detallada la interacción de campos electromagnéticos con estructuras complejas; la dispersión óptica y fenómenos de interferencia. Además, puede ser utilizado para revelar distribuciones de intensidad espacio-temporales. Se utiliza para simular la absorción de energía no

homogénea en materiales irradiados con láseres, esta es una herramienta útil para estudiar la interacción láser-materia en una amplia gama de condiciones de irradiación.

- Partícula en celda (PIC)

Es un método numérico utilizado para simular la interacción entre: partículas cargadas y campos electromagnéticos. Las partículas cargadas se mueven en campos electromagnéticos autoconsistentes que se calculan en una malla fija. Estudia la interacción láser-materia a la vez que simula la dinámica de los electrones en la superficie del material irradiado con láser. PIC utiliza las ecuaciones de movimiento de las partículas cargadas, que incluyen la fuerza de Lorentz, describe la interacción entre las partículas y los campos electromagnéticos, y las ecuaciones de Maxwell para describir la interacción entre las partículas y los campos electromagnéticos, que describen cómo los campos electromagnéticos se propagan en el espacio tiempo.

- Modelo de las dos temperaturas (TTM)

Describe la evolución temporal de temperaturas en un sistema que interactúa con electrones y una red de iones que están en equilibrio térmico local entre ellos, pero no el uno con el otro. Asume que la energía láser es absorbida por los electrones, que luego transfieren su energía a los iones de red a través del acoplamiento electrón-fonón. Esto resulta en un rápido aumento en la temperatura del electrón, mientras que la temperatura de la red aumenta más lentamente debido a la transferencia de energía más lenta de los electrones. El TTM se ha utilizado para explicar la formación de LIPSS en metales y semiconductores.

Para el desarrollo del modelo se tienen en cuenta las ecuaciones de difusión para los electrones y la red, unidas por un término proporcional a la diferencia de temperatura, entre los electrones y la red, multiplicado por la fuerza de la interacción electrón-fonón:

$$C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla(K_e \nabla T_e) - g(T_e - T_l) + S(z, t) \quad (23)$$

$$C_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = \nabla(K_l \nabla T_l) + g(T_e - T_l) \quad (24)$$

Donde  $C$  es la capacidad calorífica de los electrones y la red denotados, por  $e$  y  $l$ , respectivamente,  $K$  es la conductividad térmica de los electrones y la red, denotados por  $e$  y  $l$ , respectivamente y  $S(z, t)$  representa la energía absorbida.

En metales, la conducción térmica es dominada por los electrones, por lo tanto, el término de difusión  $\nabla(K_l \nabla T_l)$  en la segunda ecuación se puede despreciar.

Reorganización de la materia: este método plantea que la energía del láser puede excitar átomos y moléculas en la superficie del material, lo que da lugar a la reorganización de la materia y la formación de estructuras periódicas.

➤ Teorías de reorganización de la materia

- Teoría hidrodinámica



Describe cómo la energía del láser puede producir una fusión localizada del material, este proceso comienza cuando el haz láser incide sobre la superficie, donde la energía del láser es absorbida y transformada en calor. Este calor provoca un rápido aumento de la temperatura, superando el punto de fusión del material y esto da lugar a la formación de una capa líquida en la superficie del material. Esta capa líquida puede entonces solidificarse en una estructura periódica debido a la acción de las fuerzas hidrodinámicas, como la tensión superficial y la convección, tiene en cuenta la interacción de la radiación láser con la superficie del material, lo que puede afectar la formación de las estructuras periódicas.

- Autoorganización

Plantea que la energía láser puede producir una inestabilidad termo-conectiva en la superficie del material, razón por la que se originan las LIPSS. Esta inestabilidad termo-conectiva se produce cuando la energía del láser se absorbe en la superficie del material, se produce una elevación rápida y localizada de la temperatura, esta absorción de energía no es homogénea debido a variaciones en la intensidad del haz y las propiedades ópticas del material, esto da a lugar a un gradiente de temperatura que puede producir una corriente de convección en la superficie del material.

- Simulación de Dinámica Molecular (MD)

Se basa en la idea de que la energía del láser puede excitar los átomos y las moléculas en la superficie del material. Esta excitación induce movimientos y colisiones entre partículas, esto da lugar a la reorganización de la materia y la formación de estructuras periódicas. La reorganización de la materia bajo la influencia de la energía láser puede dar lugar a la formación de estructuras periódicas, como las LIPSS. Las simulaciones MD permiten observar el proceso de nucleación y crecimiento de estas estructuras, revelando cómo las fuerzas interatómicas y las condiciones de energía contribuyen a su desarrollo.

#### **1.4. Avances reportados en la construcción y caracterización de LIPSS y burbujas de cavitación**

Camacho-López *et al.*, (2008), presentaron resultados sobre los efectos producidos en películas delgadas de titanio (Ti) dependientes de la polarización en la irradiación en un (medio o temperatura) ambiente usando un láser Nd:YAG doblado en frecuencia de 9 ns de duración a una tasa de repetición de 10 Hz. El haz láser, tenía un diámetro de 2.4 mm y se encontraba no enfocado, con incidencia normal sobre la superficie de la película. Realizaron exposiciones de 4000 pulsos por sitio, donde usaron fluencias por pulso de 0.24 J/cm<sup>2</sup>, utilizaron polarizaciones lineales, ortogonales lineales y circulares del haz incidente en diferentes sitios de la película objetivo. El haz de bombeo polarizado linealmente fue girado a la polarización ortogonal y cambiado a polarización circular mediante el uso de placas de media y cuarto de onda, respectivamente. La fluencia entregada en el objetivo se controló mediante un polarizador y un retardador de placa de media onda. Se formaron estructuras similares a rejillas, cuyos surcos corrieron paralelos a la polarización lineal del haz incidente y no se obtuvieron estructuras similares a rejillas cuando utilizaron luz con polarización circular, por lo que los resultados revelaron la notable formación de diminutos cráteres organizados casi periódicamente a lo largo de las crestas y nunca en los valles de la estructura en forma de rejilla; mediante un análisis Raman se demostró que las ranuras en la estructura similar a una rejilla se acumulan a partir de la oxidación del titanio inducida por láser.

Reyes-Contreras *et al.*, (2017), demostraron que en películas delgadas de bismuto (Bi), la formación de LIPSS mediante la irradiación con pulsos láser de nanosegundos, muestran que los mismos son perpendiculares a la polarización del láser y su periodicidad de ondulación es del orden de la longitud de onda de la irradiación.

Wong Gutiérrez, (2019), presentó un estudio experimental para la generación de LIPSS por debajo del umbral de ablación en películas de bismuto (Bi) y titanio (Ti); demostró que es posible generar LIPSS en Bi libres de óxido con periodicidades promedio de  $\Lambda_{LIPSS} = 1021 \pm 6$  nm y una dispersión en el ángulo de orientación de  $DLOA = 41 \pm 8^\circ$ , además demuestra que su orientación es perpendicular respecto al campo eléctrico incidente, mientras que en Ti es posible generar LIPSS con orientación perpendicular o paralela respecto al campo eléctrico incidente al utilizar diferentes parámetros de irradiación.

Robles *et al.*, (2022), en su experimento para generar burbujas de cavitación en agua desionizada (DI) implementó un láser Nd: YAG de conmutación Q que emite a 1064 nm, este fue enfocado en una celda con las muestras sumergidas en agua DI. La celda se colocó en una plataforma de 3 ejes con una resolución de 10  $\mu$ m, lo que permitió variar con precisión la distancia de separación de cavitación, se realizó cada experimento con energías de aproximadamente 1 mJ que proporcionaron una probabilidad de formación de burbujas del 100 % por pulso y un radio de burbuja máximo promedio ( $R_{max}$ ) de 550  $\mu$ m  $\pm$  9.8  $\mu$ m en 5 eventos, con una duración aproximada de 100  $\pm$  5  $\mu$ s, donde el radio máximo obtenido al generar burbujas de cavitación es de 5 mm por encima de las muestras objetivo, esto aseguró la formación de burbujas esféricas. Las interacciones de burbujas se capturaron utilizando una fotografía de sombra de alta velocidad (HS) a 100.000 fotogramas por segundo (fps) y una resolución de 128 x 208 píxeles empleando una cámara HS junto con un microscopio de larga distancia y un generador de retardo de pulso, para sincronizar externamente y activar el láser y la cámara HS hasta una resolución de 1 ns.

Con el objetivo de observar el efecto de las microestructuras en la dinámica de cavitación, se realizaron experimentos sobre cada muestra prístina, utilizando tres distancias de  $\gamma$  para determinar el grado de migración de burbujas hacia o lejos de las superficies comprendidas entre: cercanas, medias y lejanas, donde se realizaron tres experimentos tomando como referencia la distancia de separación para cada muestra y se grabaron durante 2 ms a 100.000 fps con una resolución de 128 x 208 píxeles. Con este experimento determinaron que la burbuja colapsa hacia la frontera en los casos cerca de la superficie no tratada, produciendo un impacto toroidal de expansión radial en la superficie, sin embargo, las superficies microestructuradas tienden a repeler la burbuja de cavitación mientras que hay suficientes bolsas de aire atrapadas intactas.

González-Parra *et al.*, (2022), también investigaron la nanotexturización de una superficie metálica utilizando LIPSS, así como el efecto de la erosión por cavitación inducida por láser en una superficie no tratada. Para ello generaron una serie de burbujas de cavitación inducidas por láser individuales, de 50 000 a 200 000 eventos, a  $\gamma = 0.5$  por encima de superficies de latón no tratadas y trazadas con LIPSS para evaluar sus respuestas a la erosión, obteniendo como resultados que en superficies trazadas con LIPSS disminuyó el volumen erosionado en un factor de más de 3. También se demostró que al utilizar 200 000 eventos de cavitación, en experimentos complementarios, existe una marcada diferencia en el volumen erosionado entre ambas superficies, lo cual puede atribuirse a una pequeña cantidad de burbujas remanentes adheridas a la superficie

modificada con LIPSS entre los eventos de cavitación, llegando a la conclusión de que estas microburbujas remanentes son el principal mecanismo de erosión porque se adhieren a la superficie y son nucleadas por un siguiente pulso de cavitación que conduce a múltiples ondas de choque, microchorros y colapsos de burbujas.

En este capítulo se ha llevado a cabo un análisis exhaustivo de dos áreas específicas de investigación: la interacción entre burbujas de cavitación y superficies metálicas, y la formación de LIPSS. Se ha examinado una amplia gama de artículos y textos relacionados con ambas áreas, destacando los materiales utilizados en la investigación y los antecedentes relevantes que respaldan y contextualizan el estudio.

El análisis de la interacción entre burbujas de cavitación y superficies metálicas ha revelado importantes hallazgos sobre los efectos de la cavitación en la erosión y el daño ocurrido en los materiales metálicos, así como su influencia en diversos procesos industriales. Por otro lado, el estudio de la formación de LIPSS ha proporcionado una comprensión más profunda de los mecanismos subyacentes a la generación de estas estructuras en diferentes materiales, lo que abre nuevas oportunidades en campos como la nanotecnología y la óptica.

La exploración de estos temas ha permitido establecer una base sólida para comprender los resultados y conclusiones obtenidos en el marco de la investigación. Además, ha resaltado la importancia de continuar investigando en estas áreas para avanzar en nuestro conocimiento y desarrollar aplicaciones prácticas que beneficien a diversos sectores industriales y tecnológicos.



## Capítulo 2: Metodología para la fabricación de estructuras superficiales periódicas inducidas por láser

En este capítulo, se presenta la metodología desarrollada para la fabricación de LIPSS mediante el uso de pulsos láser de nanosegundos y femtosegundos, así como la selección de materiales, la preparación de las muestras y la optimización de los parámetros láser. Además, se exploran los desafíos asociados con la formación de LIPSS en áreas extendidas y se examinan las características de los arreglos utilizados para este fin.

### 2.1. Materiales procesados en la obtención de superficies con LIPSS

En la investigación sobre la generación de LIPSS, se ha estudiado una variedad de materiales, con un enfoque particular en películas delgadas y metales en bulto, donde se incluyen las láminas que están confeccionadas por un solo material. Las películas delgadas, compuestas por materiales como polímeros, semiconductores y óxidos, han sido objeto de interés debido a su amplia aplicación en la industria de dispositivos electrónicos, recubrimientos ópticos y biomédicos. Por otro lado, los metales en bulto, como el cobre (Cu) y el latón, también han sido ampliamente estudiados debido a su importancia en aplicaciones industriales y su capacidad para formar estructuras en la superficie cuando son irradiados con láseres de alta energía. Estas investigaciones han demostrado que los materiales mencionados pueden exhibir LIPSS bajo ciertas condiciones de procesamiento láser, lo que ha generado un interés significativo en comprender los mecanismos de formación y las propiedades de estas estructuras a escala micro y nanométrica.

#### 2.1.1. Cobre (Cu)

El Cu es un material altamente dúctil y ampliamente abundante en la Tierra. Se encuentra comúnmente mezclado con otros metales como oro, plata, bismuto y plomo, así como con diversos compuestos, incluyendo sulfuros, sulfatos, carbonatos y óxidos minerales. Cuando está expuesto al aire húmedo, el Cu experimenta una oxidación gradual y desarrolla una capa de carbonato básico que actúa como una barrera anticorrosiva (Duque Jaramaillo *et al.*, 2006).

El Cu en su forma pura exhibe una estructura cristalina de tipo cúbico. Presenta una configuración cúbica centrada en las caras (FCC, por sus siglas en inglés) en la cual se identifican espacios tetraédricos. Este arreglo cristalino contribuye a las propiedades físicas únicas del Cu y afecta su comportamiento mecánico y térmico (Duque Jaramaillo *et al.*, 2006).

En su estudio, Fuentes Edfuf, (2019) investigó la formación de LIPSS en Cu mediante la variación del ángulo de inclinación ( $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $52^\circ$ ) con un número efectivo de pulsos de 1000 y una fluencia por pulso de  $20 \text{ mJ/cm}^2$ . Los resultados demostraron la presencia de dos períodos de LIPSS para una misma irradiación, con una tendencia al aumento de estos períodos a medida que se incrementaba el ángulo de irradiación. Esta observación sugiere una relación entre el ángulo de incidencia del láser y la morfología de las LIPSS formadas en el Cu, proporcionando así una contribución significativa al entendimiento de los factores que influyen en la formación de estas estructuras en dicho material.

### 2.1.2. Latón

El latón, una aleación compuesta principalmente por Cu y zinc, exhibe una amplia gama de combinaciones en términos de porcentajes de estos elementos. Esta aleación presenta una temperatura de fusión que varía generalmente entre 800 °C y 1 000 °C. Entre sus atributos más destacados se encuentran su alta ductilidad y resistencia a la tracción. Además, el latón muestra una notable resistencia tanto a la corrosión como al desgaste (Pizango Ventimilla & Quinga Vega, 2018).

González-Parra *et al.*, (2022) llevaron a cabo la fabricación de LIPSS en latón. Para ello, utilizaron un láser de femtosegundos en el rango del infrarrojo cercano (NIR), que emitía pulsos de 350 femtosegundos a una longitud de onda de 1030 nm, con una energía máxima por pulso de 40  $\mu$ J. La fluencia para el grabado de LIPSS se fijó en 0.78 J/cm<sup>2</sup>, ligeramente por debajo del umbral de ablación, lo que permitió la formación de las estructuras sin dañar significativamente el material. El láser se enfocó con una cintura de haz de 18  $\mu$ m para garantizar una alta resolución y precisión en el proceso de grabado. La periodicidad de las características de LIPSS se estableció en 800 nm, lo que resultó en una estructura más fina que la longitud de onda del láser, favoreciendo la formación de patrones regulares y bien definidos. Las muestras de latón se prepararon en secciones cuadradas de 1 por 1 mm y se grabaron con LIPSS utilizando un patrón de trama a una velocidad constante de 2.5 mm/s. La profundidad de las LIPSS grabadas osciló entre 100 y 120 nm, lo que aseguró una rugosidad superficial sin comprometer significativamente la integridad del material. Además, se empleó un láser de Ti: Zafiro linealmente polarizado para grabar las LIPSS en condiciones atmosféricas normales, lo que proporcionó un control adicional sobre el proceso de grabado y la orientación de las estructuras generadas.

## 2.2. Preparación de las muestras

Se emplearon láminas de Cu y latón con dimensiones de 8 mm x 40 mm y espesores de 270  $\mu$ m y 260  $\mu$ m, respectivamente, para llevar a cabo el experimento. Estas láminas se han sometido a un proceso de pulido utilizando una lija de 2000 micrómetros, seguido de un tratamiento con pasta para pulir metales “Brillametal” de la marca Brasso. Este proceso garantiza que en cada una de las muestras utilizadas se logre el efecto espejo necesario para la formación de las LIPSS.

El pulido con lija de 2000 micrómetros asegura una superficie uniforme y suave en las láminas de Cu y latón, eliminando imperfecciones y proporcionando una base adecuada para el tratamiento con Brillametal de Brasso, producto que está diseñado específicamente para crear un acabado espejo en superficies de metales no ferrosos. Su aplicación en las láminas recién pulidas garantiza que se forme una capa uniforme y reflectante, esencial para inducir las LIPSS durante el proceso de irradiación láser.

La formación de LIPSS es un fenómeno óptico complejo que requiere una superficie adecuadamente preparada para que se produzca. La combinación del pulido con lija fina y el tratamiento con Brillametal asegura que las láminas de Cu y latón cumplan con los requisitos necesarios para inducir la formación de LIPSS mediante la irradiación láser, lo que permitirá realizar un estudio detallado de este fenómeno en los materiales seleccionados.

### 2.3. Características del arreglo para la formación de LIPSS con láser de nanosegundos

Para la formación de LIPSS empleando un láser pulsado de nanosegundos, se utilizó el arreglo experimental representado en la Figura 2.1. El mismo consiste en un láser pulsado de Q-switch, Nd:YAG de alta potencia, con una duración de pulso de 9 ns, una energía de 0-100 mJ, la salida a longitud de onda es de 1064 nm y posee una frecuencia de repetición configurable de hasta 15 Hz, (marca Continuum y modelo Minilite I). El camino del haz láser se dirige hacia la muestra utilizando una serie de espejos, como se ilustra en la Figura 2.1.

En la trayectoria del láser se colocaron dos lentes (L1 y L2) formando un telescopio con el objetivo de hacer más pequeño el haz del láser, para que cuando éste pase por la lente (L4) colocada en la trayectoria del haz, la cintura del haz sea mayor, así como el área irradiada. La (L4) se encarga de enfocar el haz láser sobre la superficie de la muestra.

Tanto la placa lambda medios (LPM) como el polarizador (P) desempeñan un papel importante al proporcionar un control preciso sobre la energía que alcanza la muestra en experimentos ópticos. La LPM actúa como un componente óptico que altera la polarización de la luz incidente, permitiendo obtener luz linealmente polarizada en el experimento.

Por otro lado, el P se utiliza para seleccionar y controlar la intensidad del haz que incide sobre la muestra al filtrar selectivamente la polarización de la luz incidente. Al ajustar la orientación del P, se puede modular la cantidad de luz que alcanza la muestra, lo que permite un control fino sobre la intensidad y la cantidad de energía óptica que interactúa con el material bajo estudio.

La muestra se coloca sobre una base de traslación que permite el movimiento lineal en los ejes X, Y y Z . Estos grados de libertad permiten posicionar la muestra de manera precisa en la trayectoria del haz. Los desplazamientos de la muestra son controlados a través del software Kinesis, el cual proporciona un intervalo de velocidad máxima de 0 - 2400  $\mu\text{m/s}$ .

Para medir la energía por pulso en este arreglo experimental, se colocó un medidor de energía JUNO, Ophir, (EM) en la trayectoria del láser. Para realizar esta medición, se utilizó un divisor de haz (D1) 30:70 de Reflexión - Transmisión, el cual refleja el 30 % de la energía hacia el medidor de energía y transmite el 70 % hacia la muestra. De esta manera, fue posible obtener la energía que llega a la lente y así realizar las mediciones pertinentes.

Este arreglo experimental y las medidas de energía permitieron llevar a cabo el procesamiento láser sobre la muestra de manera controlada y cuantificar la fluencia en cada experimento.

Para medir el tamaño de la cintura del haz que llega a la muestra, se colocó una cámara (C1) en la trayectoria del láser. Para realizar esta medición, se utilizó el divisor de haz (D2) 30:70 de Reflexión – Transmisión, que transmite la energía, en sentido contrario al medidor se colocó la C1. De esta manera, fue posible obtener una secuencia de imágenes para determinar el tamaño de la cintura del haz.

Adicionalmente, el arreglo experimental contiene una sección para visualizar la estructura de las muestras, esta parte consiste en una lámpara de halógeno (QTH10, Thorlabs) (L) como fuente de iluminación, una lente condensadora,  $f = 100 \text{ mm}$ , (L5) un divisor de haz 50:50, que transmite luz hacia un objetivo de microscopio (100 x E Plan, Nikon) (O 100x). La muestra refleja la luz que le llega llevando información de su estructura, el objetivo de microscopio forma una imagen de la muestra, una lente biconvexa,  $f = 50 \text{ mm}$ , (L6) se encarga de llevar la imagen a la cámara (PL- B776F, Pixelink) (C2).

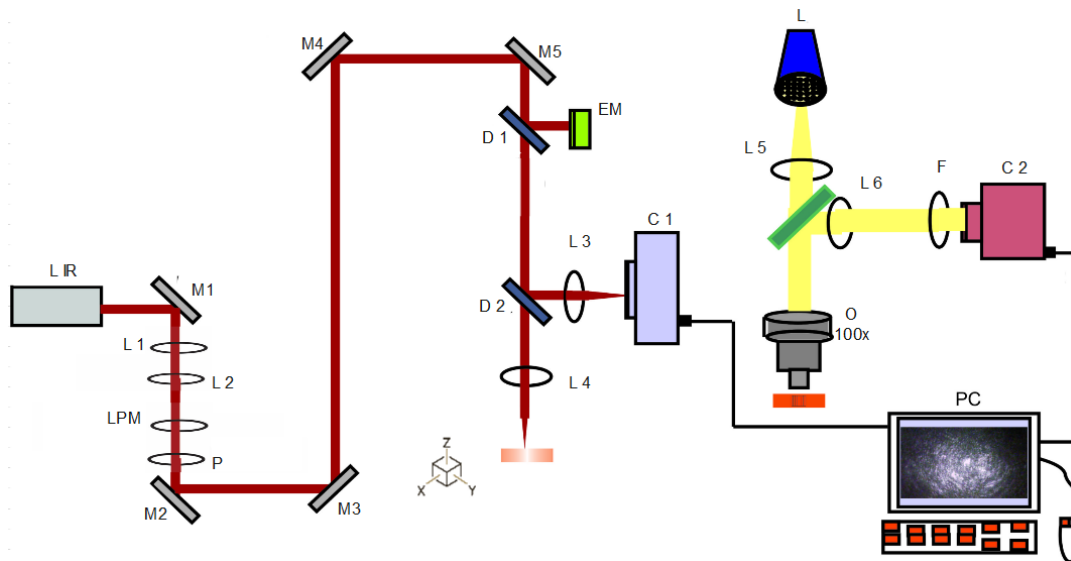


Figura 2.1: Implementación del arreglo experimental para la formación de los LIPSS con un láser de nanosegundos.

Según Agreda Paredes, (2023), el umbral de ablación para muestras de Cu, utilizando una longitud de onda de  $1064 \text{ nm}$ , se establece en  $1.71 \pm 0.08 \text{ J/cm}^2$ . Por otro lado, Maisterrena Epstein, (2006), indica que, para el Cu y una longitud de onda de  $532 \text{ nm}$ , el umbral de ablación es de  $11 \text{ J/cm}^2$ . Sin embargo, Maisterrena Epstein también señala que los valores de umbral de fluencia reportados para pulsos de nanosegundos presentan una discrepancia de alrededor del 130 %. Esta discrepancia se atribuye a diferencias en los parámetros de ablación utilizados en cada caso, así como a la falta de especificación del método y criterio empleados por los autores para determinar el umbral de ablación en la literatura revisada.

Empleando el montaje experimental bosquejado en la Figura 2.1, se llevaron a cabo irradiaciones a una velocidad de  $4 \mu\text{m/s}$ , con fluencias por pulso de  $69.8 \pm 2.094 \text{ J/cm}^2$  y  $143.2 \pm 4.296 \text{ J/cm}^2$ , así como una distancia de barrido de  $5 \mu\text{m}$ . Sin embargo, en las imágenes obtenidas por AFM presentadas en la Figura 2.2, no se observaron patrones de LIPSS en las zonas irradiadas. Es importante destacar que, a pesar de variar la fluencia del láser, no se detectaron efectos significativos del láser en el material a bajas fluencias, mientras que a mayores fluencias se evidenciaron daños en la superficie. Aun así, en ninguno de los casos se pudo apreciar la presencia de patrones de LIPSS. Este resultado sugiere que las condiciones de irradiación empleadas pueden no ser óptimas para inducir la formación de LIPSS en el material estudiado, señalando la necesidad de ajustar cuidadosamente los parámetros del láser y del proceso experimental para alcanzar las condiciones adecuadas para la formación deseada de LIPSS.



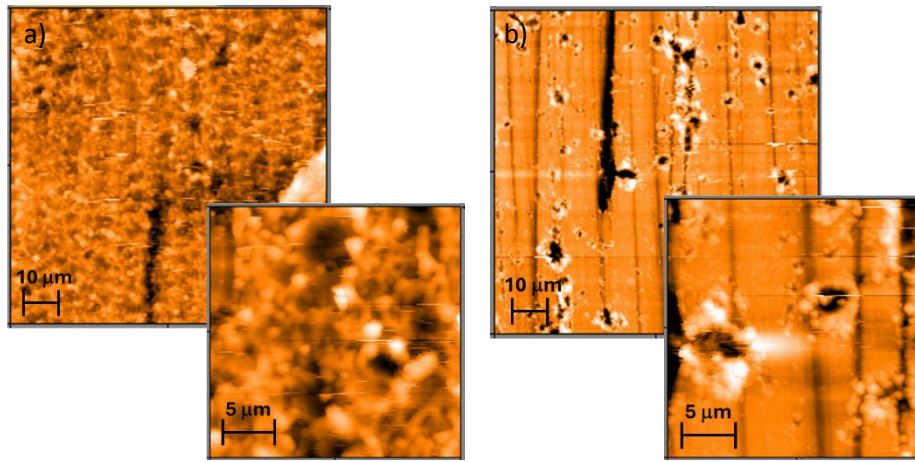


Figura 2.2: Micrografías generadas por 7 barridos láser en Cu, con polarización lineal a)  $v = 4 \frac{\mu\text{m}}{\text{s}}$ ,  $F_p = 69.8 \pm 2.094 \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$ , b)  $v = 4 \frac{\mu\text{m}}{\text{s}}$ ,  $F_p = 143.2 \pm 4.296 \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$ . La distancia  $\Delta y$  de cada barrido es  $5 \mu\text{m}$ .

## 2.4. Características del láser de femtosegundos para la formación de LIPSS

Debido a la imposibilidad de lograr la formación de LIPSS utilizando un láser pulsado de nanosegundos, disponible en la UASLP, bajo las condiciones descritas en la sección anterior, se tomó la alternativa de fabricarlas utilizando un láser de pulsos de femtosegundos. Para ello se utilizará un sistema altamente sofisticado que combina láseres de amplificación continua y pulsos ultracortos, junto con cristales especiales diseñados para la amplificación y conversión precisa de la luz (Figura 2.3). El acceso a este avanzado sistema fue posible gracias a una estancia realizada en el Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada (CICSE), lo que permitió llevar a cabo experimentos fundamentales para esta investigación.

### Sistema de pulsos ultracortos amplificados

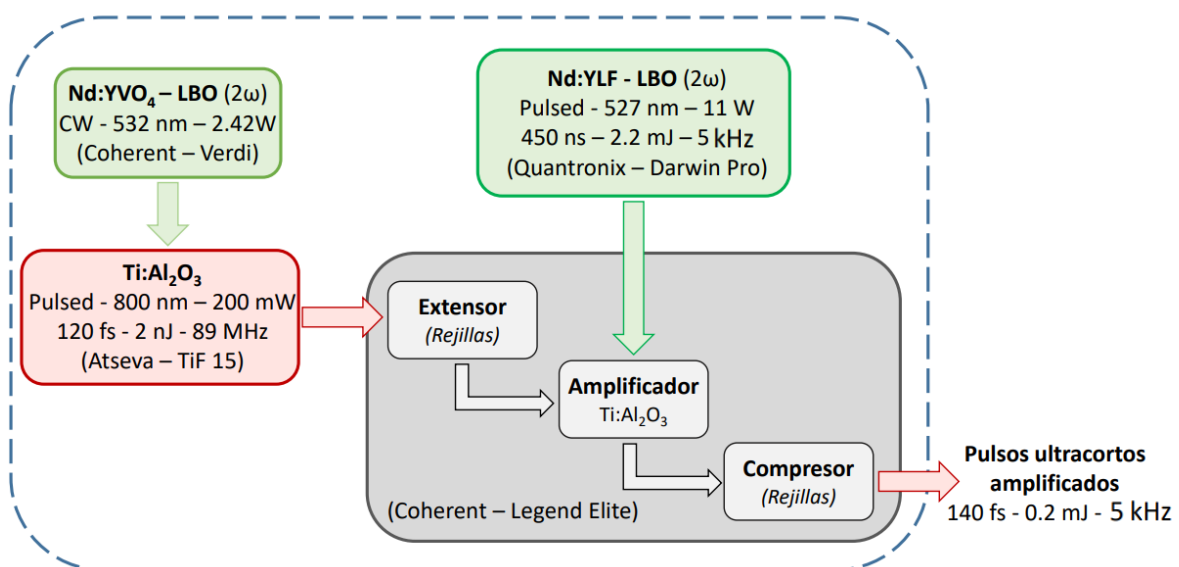


Figura 2.3: Sistema de pulsos ultracortos amplificado utilizado en la fabricación de LIPSS.

El láser Nd:YVO<sub>4</sub> - LBO (2 $\omega$ ) (CW - 532 nm - 2.42 W), modelo Verdi de Coherent, opera de manera continua, emitiendo luz a una longitud de onda de 532 nm. El cristal Nd:YVO<sub>4</sub> sirve como medio activo para la amplificación de la luz, mientras que el cristal LBO se encarga de generar el segundo armónico (2 $\omega$ ) de la luz, produciendo así luz a una longitud de onda de 266 nm.

Por otro lado, el amplificador Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (Modelo TiF 15 y marca Atseva) - Nd:YLF - LBO (2 $\omega$ ) (Pulsed - 527 nm - 11 W) (Modelo Darwin Pro y marca Quantronix) utiliza el cristal Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> como medio activo para la amplificación de los pulsos. El cristal Nd:YLF y el cristal LBO se emplean para generar el segundo armónico (2 $\omega$ ) de los pulsos amplificados, produciendo pulsos a una longitud de onda de 263.5 nm.

Finalmente, el láser de pulsos ultracortos amplificados genera pulsos ultracortos de alta energía con una duración de 140 femtosegundos a una frecuencia de repetición de 5 kHz. Estos pulsos son esenciales para aplicaciones que demandan una alta resolución temporal y una potencia significativa en una escala de tiempo muy corta.

Este sistema integral permite la generación de pulsos ultracortos amplificados de alta potencia a 800 nm de longitud de onda. Su versatilidad y adaptabilidad a una amplia gama de aplicaciones lo convierten en una herramienta indispensable en diversos campos científicos e industriales.

En la Figura 2.4 se muestra el arreglo experimental utilizado para la fabricación de LIPSS con el sistema descrito anteriormente.

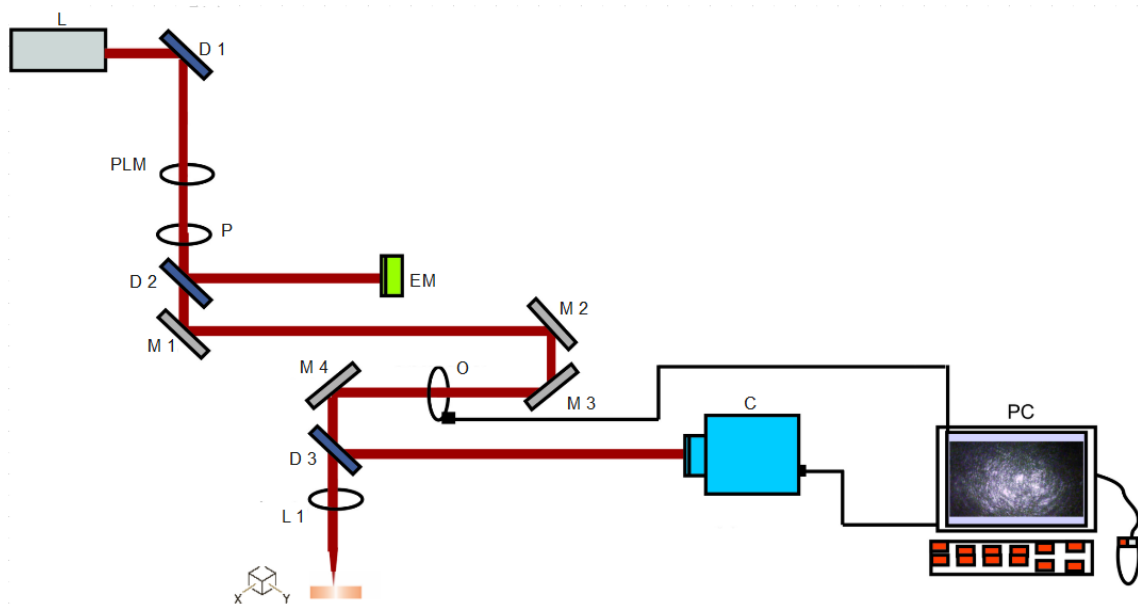


Figura 2.4: Implementación del arreglo experimental para la formación de los LIPSS usando un sistema de pulsos ultracortos amplificado.

En el sistema representado en la Figura 2.4, el haz láser (Coherent-Legend Elite), que presenta un perfil gaussiano, se enfoca hacia la muestra utilizando una disposición de espejos (M1, M2, M3 y M4). Un perfil gaussiano describe una variación en el espacio o en el tiempo siguiendo una distribución normal o gaussiana, este perfil, tiene forma de campana simétrica y alcanza sus valores máximos en el centro y estos disminuyen hacia

los extremos. En los sistemas láser, esto quiere decir, que la intensidad del haz es mayor en el centro y disminuye hacia los bordes. Tanto la placa lambda medios (LPM) como el polarizador (P) desempeñan una función esencial al proporcionar un control meticuloso sobre la energía que llega a la muestra en los experimentos ópticos. La LPM funciona como un componente óptico capaz de modificar la polarización de la luz incidente, lo que facilita la obtención de luz linealmente polarizada. Este proceso de control de la polarización es fundamental en numerosas aplicaciones ópticas, permitiendo una manipulación precisa de las propiedades de la luz para lograr resultados experimentales específicos.

El polarizador P desempeña un papel crucial al seleccionar y regular la intensidad del haz que atraviesa la muestra mediante la filtración selectiva de la polarización de la luz incidente. Al ajustar la orientación del P, es posible modular la cantidad de luz que llega a la muestra, lo que brinda un control preciso sobre la intensidad y la cantidad de energía óptica que interactúa con el material en análisis.

Para monitorear la energía de interés, que llega a la muestra, en este montaje experimental, se integró un medidor de energía (EM) en la trayectoria del láser. Esta disposición facilitó la medición precisa de la energía que llega a la muestra posibilitando así la realización de mediciones pertinentes. Con este diseño experimental y las mediciones de energía correspondientes, se logró ejecutar el procesamiento láser sobre la muestra de manera controlada y cuantificar la fluencia en cada experimento. Además, para determinar la cintura del haz que incide en la muestra, se introdujo una cámara (C) en la trayectoria del láser, permitiendo la captura de una secuencia de imágenes para este propósito. El obturador (O), controlado por la computadora (PC), se implementó para interrumpir el haz láser durante la fabricación de las LIPSS, proporcionando un control preciso sobre el inicio y la finalización del proceso. Asimismo, se colocó una lente (L1) de 100 mm antes de la muestra para enfocar el haz láser, garantizando una concentración óptima de energía en el área deseada.

La muestra se posiciona sobre una plataforma de traslación que posibilita el movimiento lineal en los ejes X y Y. Estos grados de libertad otorgan la capacidad de colocar la muestra de forma precisa en la trayectoria del haz láser. Este sistema de posicionamiento es crucial para garantizar la alineación óptima de la muestra con respecto al punto focal del láser, lo que asegura la uniformidad y consistencia en el procesamiento láser y la formación de las LIPSS.

## **2.5. Optimización de los parámetros para la fabricación de LIPSS**

En este proyecto, se generaron patrones de LIPSS en láminas de Cu y latón, con un grosor de 270  $\mu\text{m}$  y 260  $\mu\text{m}$ , respectivamente. La generación de estos patrones se logra mediante el proceso de ablación láser, lo que implica la eliminación de material de una muestra sólida mediante la conversión de energía óptica en energía térmica a través de la excitación de electrones. Cuando la fluencia del pulso ( $F_p$ ) láser supera un umbral específico para el material, los enlaces químicos pueden romperse y el material comienza a ser expulsado (Wong Gutiérrez, 2019).

Dentro del contexto del experimento, se desarrolló una estrategia específica para la generación de una matriz de zonas de irradiación en las láminas empleadas. La misma consistió en realizar variaciones controladas en dos parámetros fundamentales: la potencia del láser y la velocidad de irradiación.

La variación de la potencia del láser y la velocidad de irradiación permitió explorar el efecto de diferentes niveles de energía y tasas de aplicación sobre las láminas. Al ajustar la potencia del láser, se pudo modificar la cantidad de energía depositada en cada punto de irradiación, lo que influyó directamente en la magnitud de los efectos de procesamiento inducidos en la superficie de las láminas. Por otro lado, la variación de la velocidad de irradiación determinó la densidad y distribución espacial de los puntos de irradiación, lo que afectó la geometría y la organización de las estructuras generadas.

Esta estrategia de variación controlada de la potencia y la velocidad permitió explorar un amplio rango de condiciones de procesamiento y evaluar cómo estas condiciones influyen en la formación y las características de las estructuras resultantes en las láminas. Además, al generar una matriz de zonas de irradiación con diferentes combinaciones de potencia y velocidad, se pudo obtener un conjunto de datos completo que facilitó el análisis sistemático de los efectos de procesamiento y la identificación de las condiciones óptimas para la generación de las estructuras deseadas.

La Figura 2.5 proporciona una representación gráfica de las modificaciones realizadas en la matriz durante el proceso de grabado con láser. Las barras ilustran cómo el grabado es más pronunciado a menores velocidades, lo que se debe a que la muestra se mueve más lentamente, permitiendo una mayor exposición a la irradiación láser. A medida que la potencia del láser aumenta en las diferentes pruebas, se observa con mayor definición el grabado. Sin embargo, a velocidades más altas, el movimiento rápido de la muestra reduce el tiempo de exposición, lo que atenúa el grabado y se hacen menos evidente la formación de patrones definidos. Esto sugiere una correlación directa entre la velocidad de la muestra, la potencia aplicada, y la calidad del grabado, donde una mayor exposición favorece la creación de patrones más evidentes sobre la superficie del metal.

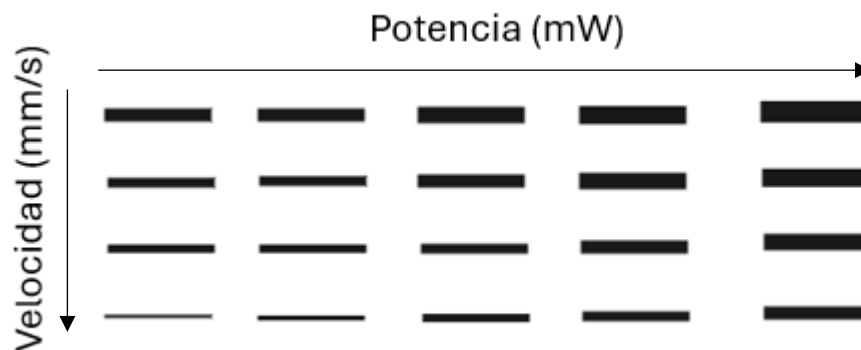


Figura 2.5: Esquema del modelo de irradiación.

Este enfoque experimental permitió explorar cómo diferentes combinaciones de potencia y velocidades influyen en la formación de patrones de LIPSS. El objetivo fue determinar los valores óptimos que generarán los patrones de LIPSS más deseables. Mediante las variaciones implementadas, se buscó identificar las condiciones experimentales más adecuadas para obtener los resultados deseados en términos de la formación y características de los patrones de LIPSS.

Las Figuras 2.6 y 2.7 muestran las matrices para los materiales objeto de estudio, Cu y latón, respectivamente, estas se obtuvieron mediante Microscopía de Fuerza Atómica

(AFM). AFM opera mediante la interacción de una sonda muy fina que recorre la superficie del material, detectando las fuerzas entre la sonda y la superficie. Estas fuerzas se utilizan para generar imágenes de alta resolución de la topografía de la superficie a escala nanométrica. En este estudio, se utilizó un microscopio de la marca Nanosurf, modelo AFMs C3000, conocido por su precisión y capacidad para medir con exactitud las características de superficies complejas como las LIPSS.

En ambas matrices, se han seleccionado los parámetros que producen los patrones óptimos para la formación de LIPSS. Los cuales se basan en la morfología de la superficie, ya que son aquellos en los que la periodicidad de las LIPSS es más evidente y distintiva. Las micrografías AFM seleccionadas muestran detalles finos de la superficie, donde se pueden observar claramente las LIPSS. Estas imágenes destacan por su alta resolución, permitiendo visualizar la periodicidad y la uniformidad de las estructuras. Las micrografías revelan que los parámetros seleccionados influyen significativamente en la formación de LIPSS.

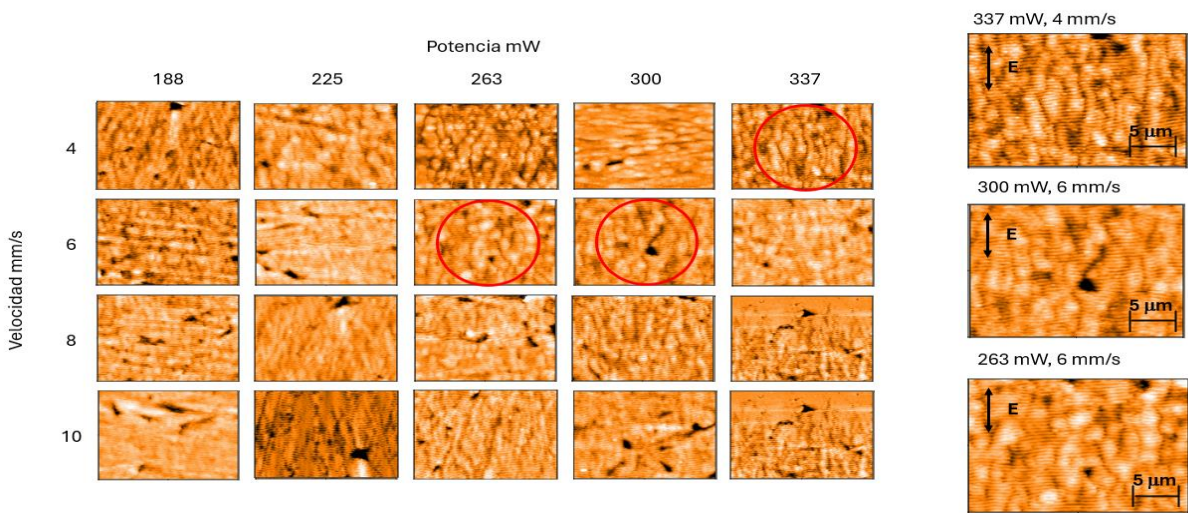


Figura 2.6: Micrografías AFM de irradiaciones en la superficie de Cu a diferentes potencias, variando la velocidad.

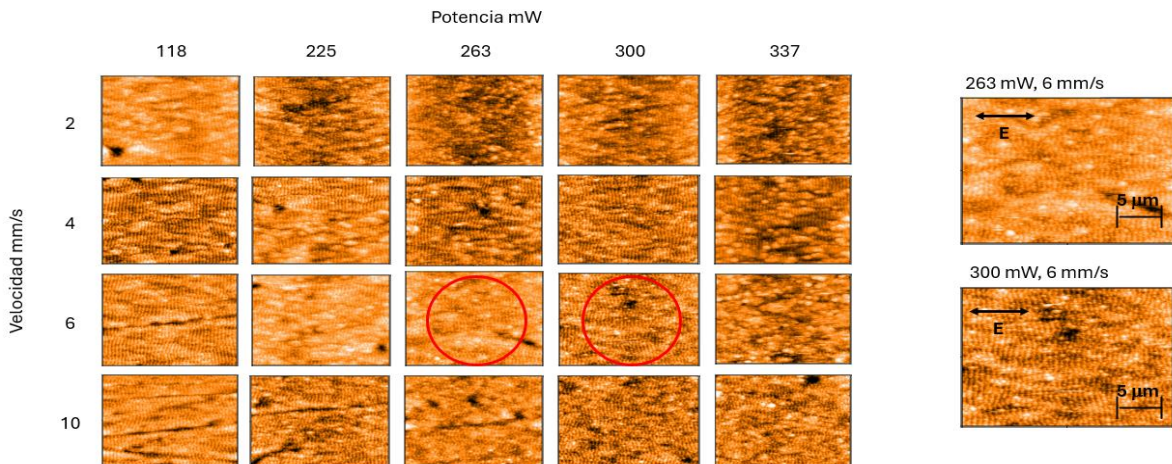


Figura 2.7: Micrografías AFM de irradiaciones en la superficie de latón a diferentes potencias, variando la velocidad.

## 2.6. Formación de LIPSS en áreas extendidas

El estudio de las LIPSS ha recibido mucha atención debido a sus aplicaciones en la funcionalización de superficies (Fraijo Rodas, 2021). Es especialmente necesario investigar la capacidad de éstas para nanoestructurar áreas extensas de superficie. En la sección anterior, se observó cómo la potencia y la velocidad de irradiación son óptimos para generar LIPSS.

Sin embargo, para generar LIPSS en áreas extensas, es necesario realizar barridos del láser sobre la muestra. En la Figura 2.8 se puede observar un esquema representativo de los barridos generados por pulso láser, la separación entre cada barrido es  $\Delta y$ , el diámetro del haz incidente está definido por  $2\omega_0$ ,  $v$  indica la dirección de la velocidad de barrido.

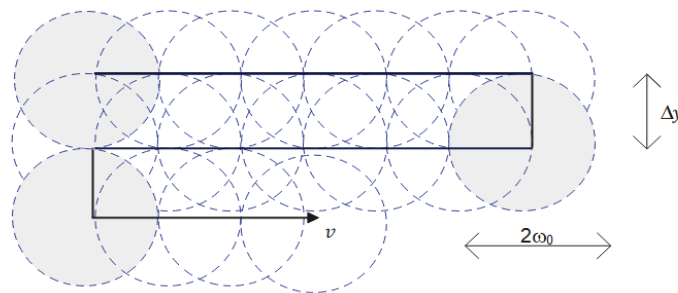


Figura 2.8: Esquema representativo de barridos generados por pulso láser superpuestos.

Las micrografías AFM presentadas en las Figuras 2.9 y 2.10 muestran las LIPSS generadas mediante 50 barridos láser con una separación de  $80\ \mu\text{m}$ , tanto en Cu como en latón, respectivamente, utilizando polarización lineal. Estas estructuras fueron obtenidas utilizando los parámetros óptimos determinados en la sección anterior, donde se establecieron las condiciones ideales para la fabricación de LIPSS. En el caso del Cu, se fabricaron tres tipos distintos de LIPSS: a) a una velocidad de  $4\ \text{mm/s}$  y una potencia de  $337\ \text{mW}$ , b) a una velocidad de  $6\ \text{mm/s}$  y una potencia de  $300\ \text{mW}$ , y c) a una velocidad de  $6\ \text{mm/s}$  y una potencia de  $263\ \text{mW}$ . Por otro lado, en el latón se produjeron dos tipos de LIPSS: a) a una velocidad de  $6\ \text{mm/s}$  y una potencia de  $300\ \text{mW}$ , y b) a una velocidad de  $6\ \text{mm/s}$  y una potencia de  $263\ \text{mW}$ .

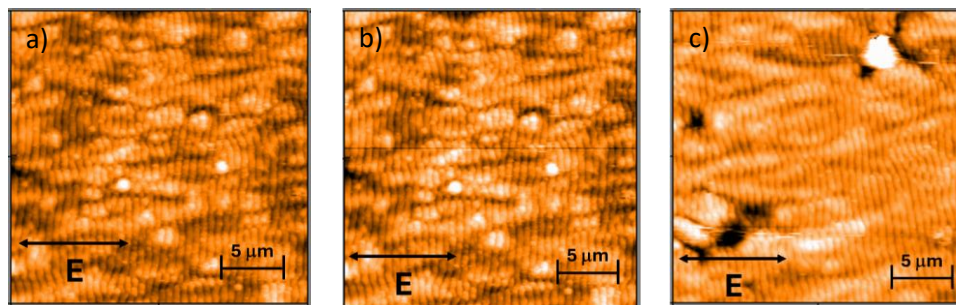


Figura 2.9: Micrografías de LIPSS generadas por 50 barridos láser en Cu, con polarización lineal a)  $v = 4\ \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ ,  $P = 337\ \text{mW}$ , b)  $v = 6\ \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ ,  $P = 300\ \text{mW}$ , c)  $v = 6\ \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ ,  $P = 263\ \text{mW}$ . La distancia  $\Delta y$  de cada barrido es  $80\ \mu\text{m}$ .

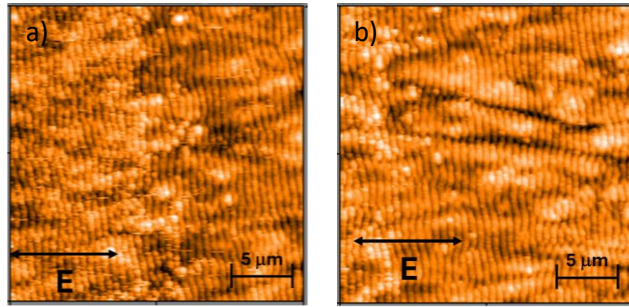


Figura 2.10: Micrografías de LIPSS generadas por 50 barridos láser en latón, con polarización lineal a)  $v = 6 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ ,  $P = 300 \text{ mW}$ , b)  $v = 6 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ ,  $P = 263 \text{ mW}$ . La distancia  $\Delta y$  de cada barrido es  $80 \mu\text{m}$ .

Basándose en los resultados obtenidos en las Figuras 2.9 y 2.10, se llevó a cabo un experimento adicional utilizando polarización circular. Las micrografías AFM presentadas en las Figuras 2.11 y 2.12 muestran las LIPSS generadas mediante 50 barridos láser con una separación de  $80 \mu\text{m}$ , tanto en Cu como en latón, respectivamente. Estas estructuras fueron obtenidas utilizando los parámetros óptimos determinados previamente, donde se establecieron las condiciones ideales para la fabricación de LIPSS. En el caso del Cu, se fabricaron dos tipos distintos de LIPSS: a) a una velocidad de  $4 \text{ mm/s}$  y una potencia de  $337 \text{ mW}$ , b) a una velocidad de  $6 \text{ mm/s}$  y una potencia de  $300 \text{ mW}$ . Por otro lado, en el latón se produjeron dos tipos de LIPSS: a) a una velocidad de  $6 \text{ mm/s}$  y una potencia de  $300 \text{ mW}$ , y b) a una velocidad de  $6 \text{ mm/s}$  y una potencia de  $263 \text{ mW}$ .

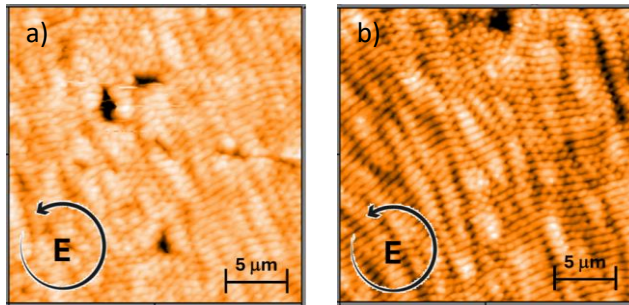


Figura 2.11: Micrografías de LIPSS generadas por 50 barridos láser en Cu, con polarización circular a)  $v = 4 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ ,  $P = 337 \text{ mW}$ , b)  $v = 6 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ ,  $P = 300 \text{ mW}$ . La distancia  $\Delta y$  de cada barrido es  $80 \mu\text{m}$ .

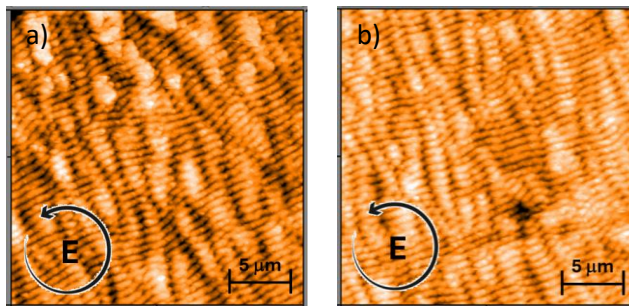


Figura 2.12: Micrografías de LIPSS generadas por 50 barridos láser en latón, con polarización circular a)  $v = 6 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ ,  $P = 300 \text{ mW}$ , b)  $v = 6 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ ,  $P = 263 \text{ mW}$ . La distancia  $\Delta y$  de cada barrido es  $80 \mu\text{m}$ .

Estas micrografías muestran la capacidad del proceso láser para generar LIPSS en diferentes condiciones experimentales, evidenciando la variabilidad en la morfología y distribución de las estructuras según los parámetros utilizados. El cambio a polarización circular permite explorar como esta configuración influye en la formación de LIPSS en los materiales de Cu y latón, lo que contribuye a una comprensión más completa de los procesos de fabricación de estas estructuras nanoestructuradas.

## **2.7. Comparación en el uso de los láseres de nanosegundos y femtosegundos**

La formación de LIPSS depende en gran medida de la interacción entre el haz láser y el material irradiado. La diferencia en la formación de LIPSS entre los láseres de femtosegundos y nanosegundos radica principalmente en la duración del pulso láser y su interacción con la superficie del material. Los láseres de femtosegundos generan pulsos extremadamente cortos, lo que resulta en una alta densidad de potencia instantánea. Además, la duración corta del pulso láser permite un calentamiento rápido y localizado de la superficie, seguido de una rápida expansión y enfriamiento, lo que favorece la formación de estructuras periódicas. Por otro lado, los láseres de nanosegundos generan pulsos más largos, lo que resulta en una densidad de potencia instantánea más baja en comparación con los láseres de femtosegundos. Además, la duración más larga del pulso láser puede provocar un calentamiento más lento y menos localizado de la superficie, lo que puede reducir la eficacia de la formación de LIPSS.

En este capítulo se seleccionaron cuidadosamente los parámetros óptimos y se fabricaron las LIPSS, utilizando un láser pulsado de femtosegundos, en áreas extendidas, asegurando una configuración óptima para el estudio. El implemento del láser de femtosegundos permitió la creación de superficies con LIPSS. El siguiente capítulo se enfocará en la caracterización detallada de estas LIPSS, utilizando diversas técnicas de caracterización para analizar sus propiedades físicas, químicas y estructurales.



## Capítulo 3: Caracterización de muestras con estructuras superficiales periódicas inducidas por láser

En este capítulo se presenta la caracterización de materiales procesados utilizando láseres de femtosegundos. Se incluyen los resultados obtenidos a través de diversas técnicas de caracterización, como la microscopía óptica, AFM, la espectroscopía Raman, la microscopía electrónica de barrido (MEB) y la nanoindentometría. Los resultados combinados de estas técnicas proporcionan una comprensión integral del impacto en el procesamiento con láser de femtosegundos de los materiales, permitiendo optimizar los parámetros del láser y mejorar la calidad del procesamiento para aplicaciones específicas.

### 3.1. Caracterización de muestras

La caracterización de las muestras irradiadas con láser de femtosegundos mediante técnicas de MEB, Raman y AFM, proporcionarán una comprensión detallada de los cambios estructurales, morfológicos y químicos inducidos por la irradiación láser, permitiendo así un análisis completo de las propiedades y la evolución de las muestras bajo condiciones específicas de procesamiento.

#### 3.1.1. Microscopía electrónica de barrido (MEB)

La Microscopía Electrónica de Barrido (MEB) abarca una serie de técnicas que facilitan la caracterización morfológica, estructural y composicional de superficies sólidas a través de la obtención de imágenes con distintos niveles de resolución. Este método implica la generación de imágenes de la superficie de una muestra mediante la interacción de un haz de electrones enfocado sobre la misma. La respuesta del material analizado puede variar según la energía del haz de electrones incidente y las características intrínsecas de la muestra, permitiendo una exploración detallada de su estructura a una escala micro y nanométrica (Reyes-Contreras, 2017). En esta técnica se puede analizar las emisiones de partículas por el material, como:

- Electrones secundarios (SE): son extraídos de la muestra por el haz de electrones incidente, lo que proporciona información sobre la morfología superficial de la muestra.
- Electrones retrodispersados (BSE): reflejados elásticamente por los átomos de la muestra, ofrecen información sobre la distribución de elementos químicos en la misma.
- Fotones con energías en el rango de los Rayos X (Energía Dispersiva de Rayos X, EDX): característicos de los átomos del material bajo estudio, estos fotones son producidos cuando los átomos, previamente excitados por un haz de electrones muy energético, retornan a su estado de equilibrio.
- Fotones con energías en el visible: resultan de la recombinación de pares electrón-hueco creados por la incidencia del haz de electrones sobre la muestra. Este fenómeno, conocido como cátodoluminiscencia, permite el análisis de la composición local, la identificación de estructuras de bandas y el estudio de detalles sobre el crecimiento de las muestras.

Estas técnicas, cuando se combinan, ofrecen una caracterización completa y detallada de los materiales, permitiendo no solo entender su morfología y composición, sino

también sus propiedades electrónicas y ópticas, lo cual es crucial para diversas aplicaciones en ciencia y tecnología de materiales. Además, con esta técnica se obtienen micrografías de la topografía de los depósitos y se observan las características superficiales de las películas, es decir, qué tan lisas o salpicadas están, para poder determinar si se cambian o se mantienen los parámetros de depósito, de tal forma que se obtengan películas lo más lisas y homogéneas posibles.

### 3.1.2. Espectroscopía Raman

La Espectroscopía Raman es una técnica fotónica de alta resolución, capaz de proporcionar un diagnóstico químico y estructural de diferentes materiales en cuestión de segundos. Esta técnica se basa en la dispersión inelástica de la luz, donde un fotón incidente interactúa con una molécula y se reemite con una energía diferente. Este cambio en la energía del fotón está relacionado con las vibraciones moleculares de la sustancia analizada, lo que permite obtener un espectro que muestra picos correspondientes a diferentes modos vibracionales de la molécula, permitiendo la identificación y caracterización de compuestos (Lewis & Edwards, 2001).

Cuando un haz de luz incide sobre una muestra, la mayoría de los fotones se dispersan elásticamente, lo que es conocido como dispersión Rayleigh, pero una pequeña fracción se dispersa inelásticamente y se le conoce como dispersión Raman. En la dispersión Raman, el fotón puede perder o ganar energía al interactuar con las vibraciones moleculares. El efecto Raman se ubica, en el diagrama de Jablonski, en el contexto de los niveles de energía de las moléculas. Cuando un fotón incide sobre una molécula, puede ser absorbido, llevando a la molécula a un estado excitado, lo que se representa como una transición hacia un nivel de energía más alto (Prochazka, 2016).

En la técnica de espectroscopía Raman, se utilizan varias ecuaciones claves que describen los procesos de dispersión de luz y la relación entre la energía de los fotones incidentes y los fotones dispersados (Prochazka, 2016), entre ellas se encuentran: la condición de energía para la dispersión Raman (ecuación 25) y la ecuación de desplazamiento Raman (ecuación 26):

$$\hbar\omega_s = \hbar\omega_{inc} \pm E(v) \quad (25)$$

Donde  $\hbar\omega_s$ , es la energía del fotón dispersado, esta variable representa la energía del fotón que ha sido dispersado por la molécula después de la interacción, en la espectroscopía Raman, esta energía puede ser diferente de la energía del fotón incidente debido a la transferencia de energía a las vibraciones moleculares de la sustancia;  $\hbar\omega_{inc}$ , es la energía del fotón incidente, esta variable representa la energía del fotón que incide sobre la muestra, generalmente, se utiliza un láser como fuente de luz, y la energía del fotón incidente está relacionada con la frecuencia de la luz láser utilizada; y  $E(v)$ , es la energía asociada a un nivel vibracional específico de la molécula.

$$\Delta\nu_R = \nu_{inc} - \nu_s \quad (26)$$

Donde  $\Delta\nu_R$ , es el desplazamiento Raman, expresado en números de onda ( $\text{cm}^{-1}$ ), el número de onda se define como el número de ciclos de onda por unidad de longitud y se relaciona con la longitud de onda ( $\lambda$ ) como:  $\nu = \frac{1}{\lambda}$  donde  $\lambda$  es la longitud de onda en

centímetros;  $v_{inc}$ , es el número de onda del fotón incidente y  $v_s$ , es el número de onda del fotón dispersado.

Este método no solo permite la identificación rápida y precisa de compuestos orgánicos e inorgánicos, sino que también se realiza directamente sobre el material sin necesidad de preparación especial. Además, la técnica es no destructiva, lo que significa que no altera la superficie durante el análisis (Reyes-Contreras, 2017).

### 3.1.3. Microscopía de Fuerza Atómica

Microscopio de Fuerza Atómica (AFM), esta técnica de medida superficial se basa en la interacción de una punta con la superficie de la muestra. Ofrece una resolución nanométrica y, en algunos casos, atómica, permitiendo la caracterización detallada de la topografía superficial. Su versatilidad se refleja en la capacidad de adaptarse a diferentes tipos de muestras, desde materiales blandos hasta biológicos, brindando información tridimensional y siendo una herramienta esencial en la investigación en nanociencia y nanotecnología (Faraldos & Goberna, 2011).

Modos de trabajo:

- Topografía en modo contacto, en aire y en líquido: Se utilizan para medir la rugosidad superficial, la altura de capas, escalones, terrazas o la forma y distribución de objetos en la superficie.
- Topografía en modo tapping, en aire y en líquido, con la correspondiente imagen de fase: Permite medir el contraste composicional de diferentes materiales.
- Medidas mecánicas, tanto en contacto como en tapping, y en aire o en líquidos: Se obtienen curvas deflexión-desplazamiento.
- Medidas de potencial de superficie: Permiten detectar la presencia de cargas en la superficie de la muestra.
- Medidas de fuerzas magnéticas (MFM): Permiten observar dominios magnéticos que no son visibles en el modo topográfico.
- Medidas de fuerzas eléctricas (EFM): Se realizan sobre la superficie de la muestra.

Estas técnicas de caracterización son fundamentales para comprender la compleja relación entre la estructura y las propiedades de los materiales. La capacidad de medir y visualizar características topográficas, mecánicas, eléctricas y magnéticas a nivel nanométrico permite avances significativos en el diseño y desarrollo de nuevos materiales y dispositivos tecnológicos. Si la formación de LIPSS es posible, esta permite determinar secciones transversales para conocer la altura y la separación de los surcos.

### 3.1.4. Nanoindentometría

Un nanoindentador es un instrumento de precisión utilizado para medir las propiedades mecánicas de materiales a escala nanométrica. Este dispositivo evalúa parámetros como la dureza, el módulo de elasticidad, y la resistencia al rayado mediante la aplicación de una carga controlada sobre una punta muy afilada que penetra en la superficie del material. Los nanoindentadores tienen una alta resolución en la medición de carga (del orden de nanonewtons) y desplazamiento (del orden de nanómetros); permiten controlar y variar la carga aplicada y el desplazamiento con alta precisión para realizar pruebas en diferentes condiciones. Permiten realizar mediciones continuas durante la aplicación de carga y la retirada, generando curvas de carga-desplazamiento que proporcionan información detallada sobre el comportamiento mecánico del material; pueden medir

profundidades de penetración extremadamente pequeñas, lo cual es crucial para estudios de materiales con recubrimientos delgados o películas superficiales (Fischer-Cripps, 2011).

### 3.2. Caracterización de las LIPSS por microscopía MEB

En las Figuras 3.1 a la 3.5 se presentan las micrografías MEB de LIPSS en Cu. En estas imágenes se puede observar que, al cambiar la polarización del láser de lineal a circular, el porcentaje de oxígeno en las muestras aumenta.

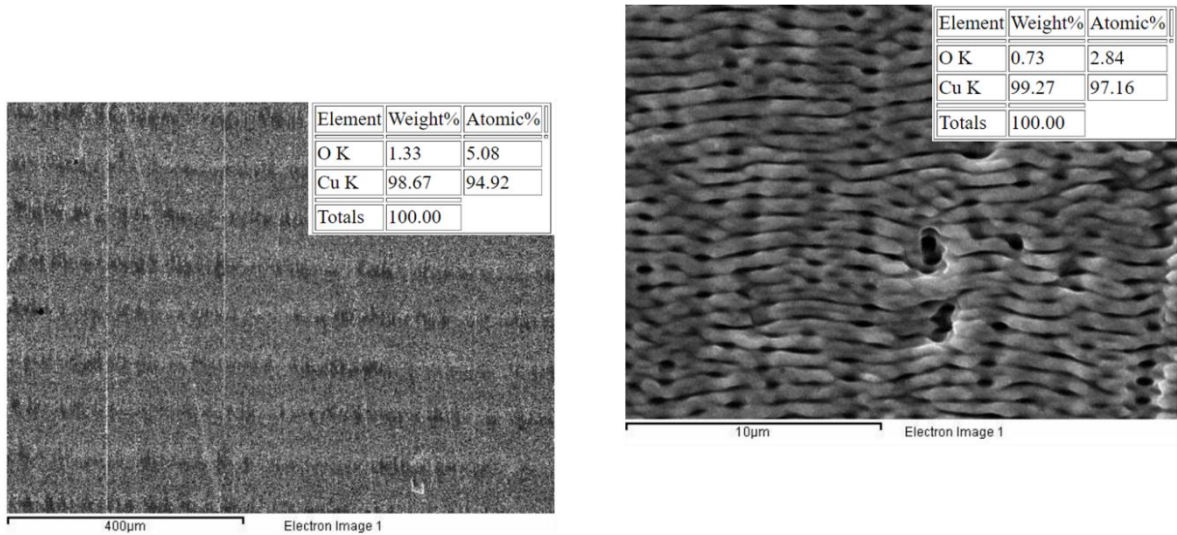


Figura 3.1: Micrografías de LIPSS MEB generadas por 50 barridos láser en Cu, con polarización lineal  $v = 4 \text{ mm/s}$ ,  $P = 337 \text{ mW}$ . La distancia  $\Delta y$  de cada barrido es  $80 \mu\text{m}$ .

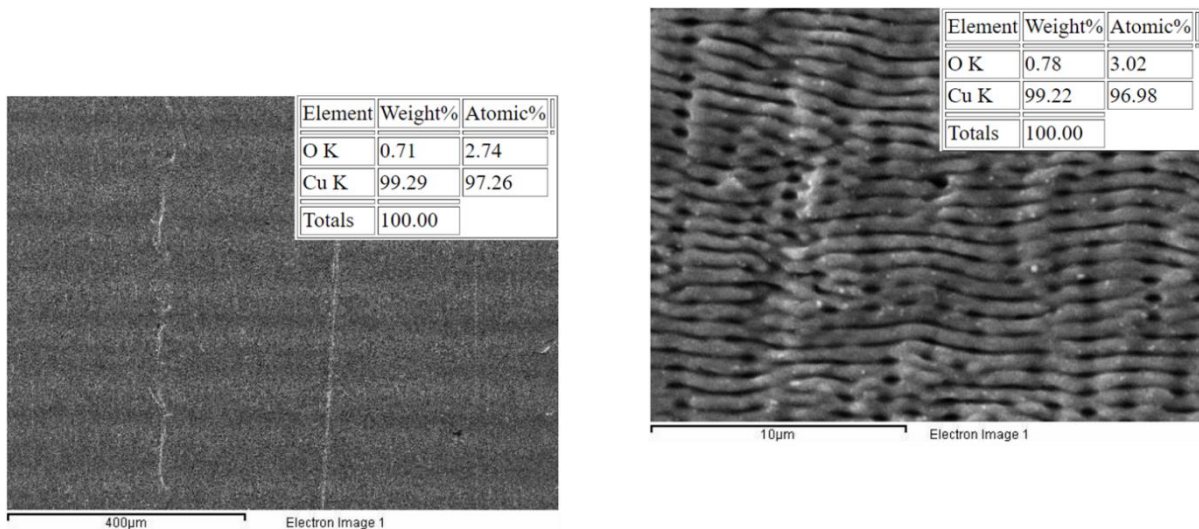


Figura 3.2: Micrografías de LIPSS MEB generadas por 50 barridos láser en Cu, con polarización lineal  $v = 6 \text{ mm/s}$ ,  $P = 300 \text{ mW}$ . La distancia  $\Delta y$  de cada barrido es  $80 \mu\text{m}$ .

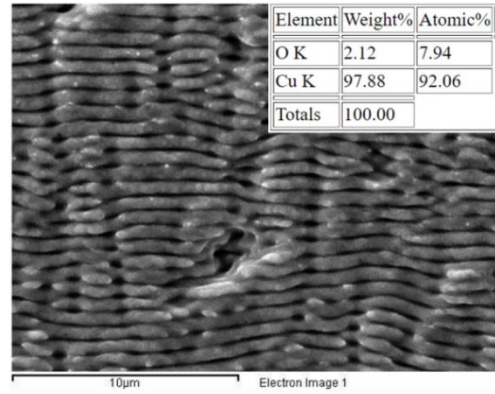
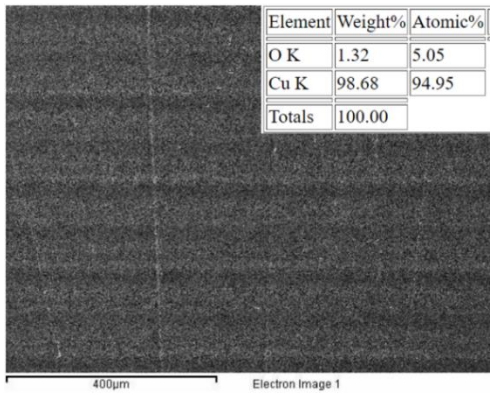


Figura 3.3: Micrográficas de LIPSS MEB generadas por 50 barridos láser en Cu, con polarización lineal  $v = 6 \text{ mm/s}$ ,  $P = 263 \text{ mW}$ . La distancia  $\Delta y$  de cada barrido es  $80 \mu\text{m}$ .

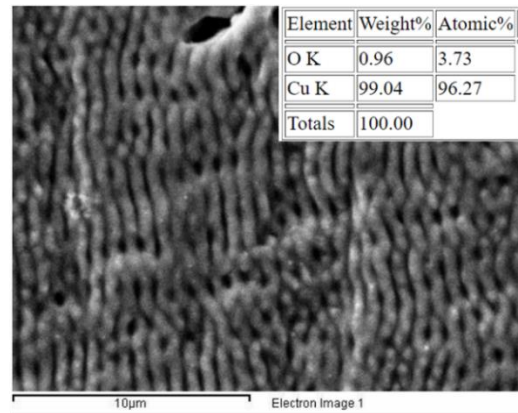
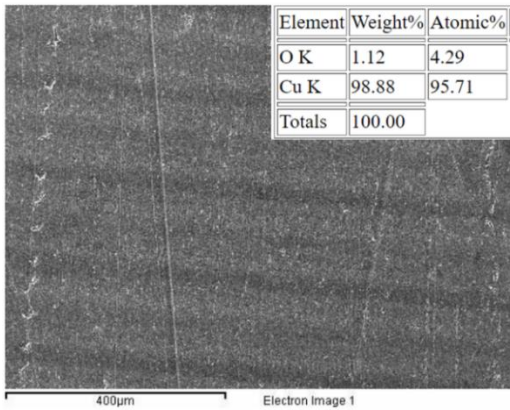


Figura 3.4: Micrográficas de LIPSS MEB generadas por 50 barridos láser en Cu, con polarización circular  $v = 4 \text{ mm/s}$ ,  $P = 337 \text{ mW}$ . La distancia  $\Delta y$  de cada barrido es  $80 \mu\text{m}$ .

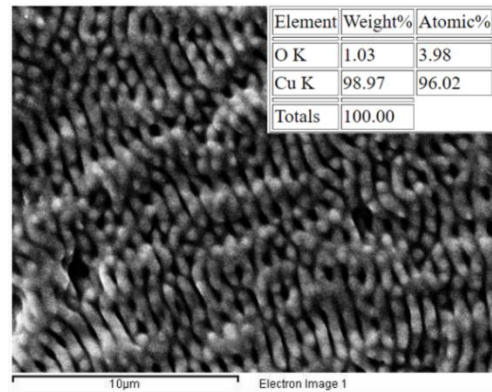
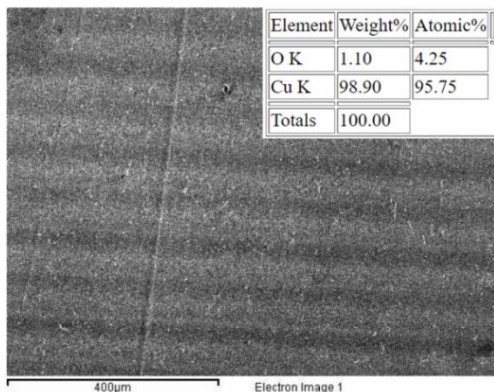


Figura 3.5: Micrográficas de LIPSS MEB generadas por 50 barridos láser en Cu, con polarización circular  $v = 6 \text{ mm/s}$ ,  $P = 300 \text{ mW}$ . La distancia  $\Delta y$  de cada barrido es  $80 \mu\text{m}$ .

Las micrográficas MEB proporcionan una visualización detallada de las irradiaciones en la superficie de las muestras. Estas estructuras son fundamentales para entender cómo

diferentes tipos de polarización afectan la formación y composición de LIPSS. El cambio de polarización de lineal a circular modifica la absorción de energía de la muestra, afectando la morfología de las LIPSS. La polarización circular puede generar una absorción de energía más uniforme y una redistribución térmica más efectiva, lo que puede facilitar la formación de óxidos (Choudhary *et al.*, 2018).

El aumento del porcentaje de oxígeno en las muestras al cambiar la polarización indica una mayor oxidación de la superficie. Esto sugiere que la polarización circular no solo altera la morfología de las LIPSS, sino también las reacciones químicas en la superficie, promoviendo una mayor incorporación de oxígeno.

En las Figuras de la 3.6 a la 3.9 se presentan las micrografías MEB de LIPSS en latón. En estas imágenes se puede observar que este material no se comporta de la misma manera que el Cu. En algunos casos, las LIPSS con polarización lineal muestran un mayor porcentaje de oxígeno en comparación con las estructuras formadas con polarización circular. Sin embargo, en las irradiaciones con polarización circular se analizaron áreas puntuales para determinar el porcentaje de oxígeno y se encontró que las mayores concentraciones de oxígeno se presentan en estas irradiaciones.

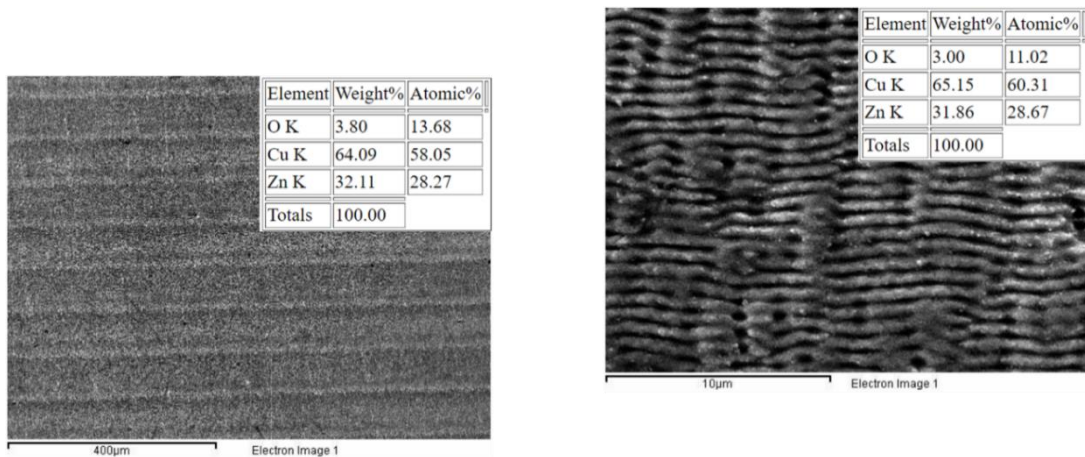


Figura 3.6: Micrografías de LIPSS MEB generadas por 50 barridos láser en latón, con polarización lineal  $v = 6 \text{ mm/s}$ ,  $P = 300 \text{ mW}$ . La distancia  $\Delta y$  de cada barrido es  $80 \mu\text{m}$ .

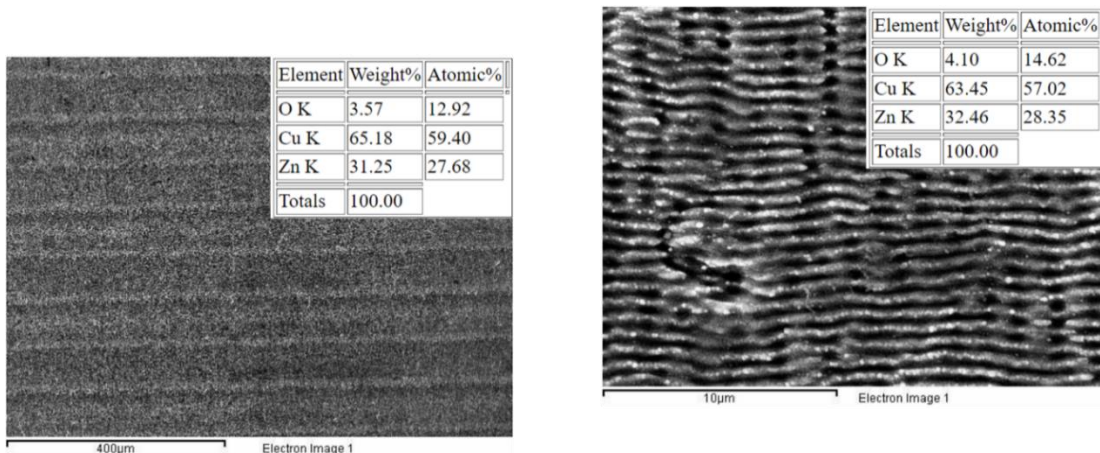


Figura 3.7: Micrografías de LIPSS MEB generadas por 50 barridos láser en latón, con polarización lineal  $v = 6 \text{ mm/s}$ ,  $P = 263 \text{ mW}$ . La distancia  $\Delta y$  de cada barrido es  $80 \mu\text{m}$ .

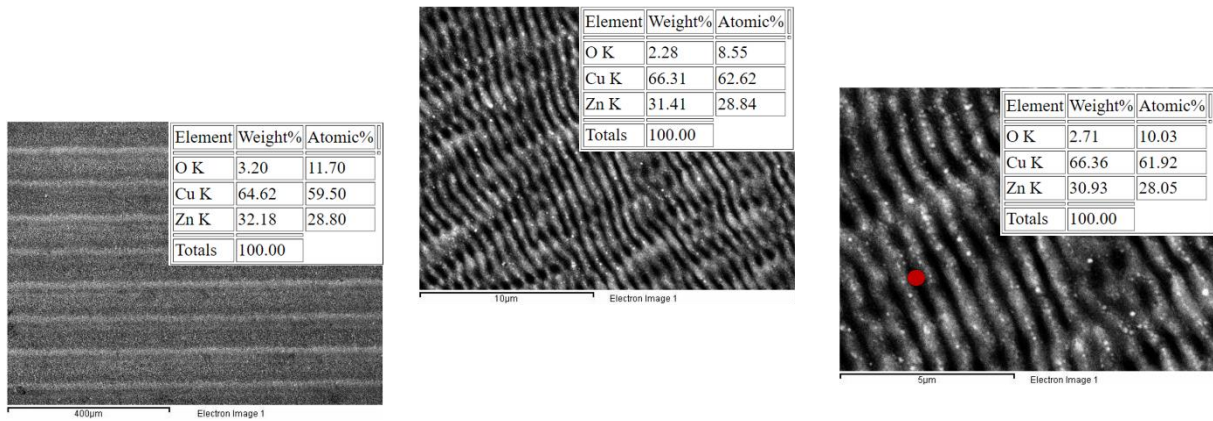


Figura 3.8: Micrografías de LIPSS MEB generadas por 50 barridos láser en latón, con polarización circular  $v = 6 \text{ mm/s}$ ,  $P = 300 \text{ mW}$ . La distancia  $\Delta y$  de cada barrido es  $80 \mu\text{m}$ .

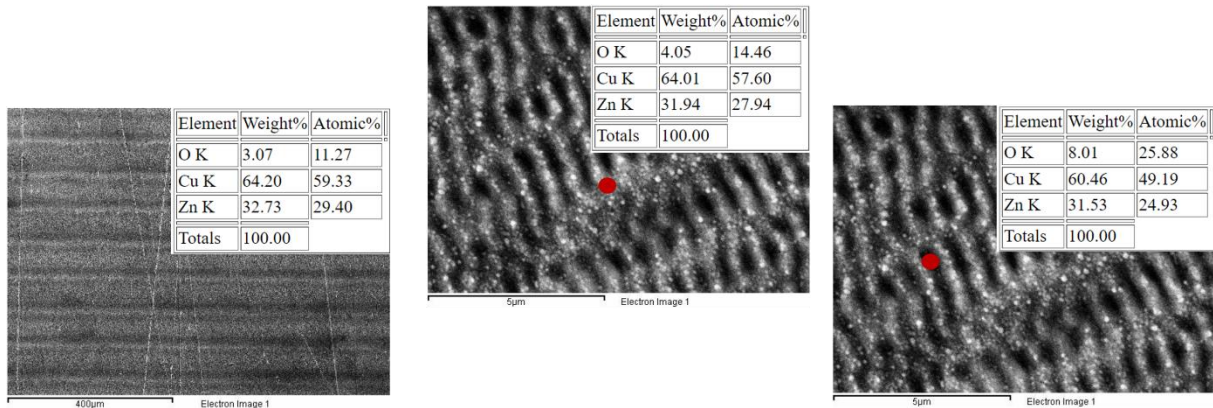


Figura 3.9: Micrografías de LIPSS MEB generadas por 50 barridos láser en latón, con polarización circular  $v = 6 \text{ mm/s}$ ,  $P = 263 \text{ mW}$ . La distancia  $\Delta y$  de cada barrido es  $80 \mu\text{m}$ .

Este comportamiento diferente entre latón y Cu puede deberse a las distintas composiciones y propiedades físicas de estos materiales. El latón, una aleación de Cu y zinc (Zn), puede reaccionar de manera distinta bajo la influencia del láser, especialmente en lo que respecta a la oxidación. La polarización del láser afecta la distribución de energía en la superficie del material, lo que a su vez influye en la formación de óxidos y otras reacciones químicas (Choudhary *et al.*, 2018).

En el caso del latón, aunque las LIPSS formadas con polarización lineal pueden mostrar un mayor porcentaje de oxígeno en algunas áreas, un análisis más detallado revela que la polarización circular tiende a producir mayores concentraciones de oxígeno en las áreas puntuales analizadas. Esto sugiere que la polarización circular puede generar condiciones más favorables para la oxidación en determinadas zonas de la superficie, posiblemente debido a una distribución más uniforme de la energía del láser y una mayor eficiencia en la absorción térmica (Choudhary *et al.*, 2018).

### 3.3. Caracterización de las LIPSS por microscopía Raman

En esta sección se presentan los espectros Raman obtenidos de las irradiaciones de Cu y latón, los cuales proporcionan información detallada sobre la composición química y la estructura cristalina de los materiales analizados. Los óxidos metálicos tienden a mostrar picos en el espectro Raman dentro de rangos específicos de desplazamiento Raman

(Raman shift), que es la pequeña porción de la luz dispersada que presenta cambios de frecuencia, generalmente entre  $100\text{ cm}^{-1}$  y  $1000\text{ cm}^{-1}$ . Esto se debe a las vibraciones características de los enlaces metal-oxígeno en la estructura cristalina de los óxidos. Sin embargo, la posición exacta de estos picos puede variar significativamente dependiendo de varios factores, como: la estructura cristalina, la composición química específica del óxido, las condiciones experimentales y la morfología del material (Özcan & Sardari, 2018). Cada pico representa una frecuencia de vibración única que se asocia con un tipo particular de enlace químico o grupo funcional en el compuesto analizado. Para determinar a qué componente químico corresponden los picos, se comparan las frecuencias observadas con bases de datos de espectros Raman (Lewis & Edwards, 2001).

Los espectros mostrados en las Figuras 3.10 y 3.11, ofrecen una perspectiva de los cambios inducidos por la irradiación láser en los sustratos de Cu, permitiendo una caracterización precisa de los productos resultantes.

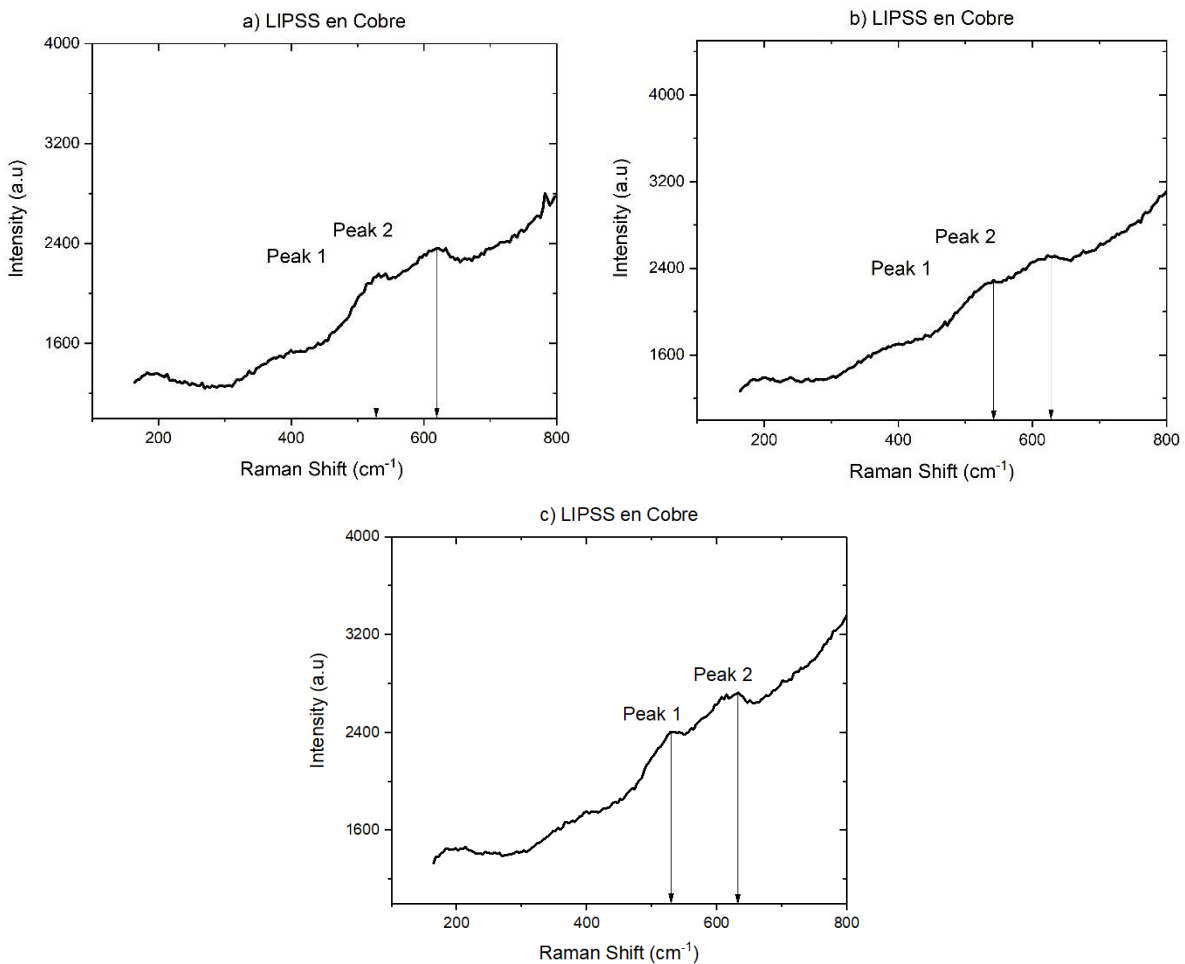


Figura 3.10: Espectro Raman de LIPSS de Cu, con polarización lineal: a)  $v = 4\text{ mm/s}$ ,  $P = 337\text{ mW}$ , b)  $v = 6\text{ mm/s}$ ,  $P = 300\text{ mW}$ , c)  $v = 6\text{ mm/s}$ ,  $P = 263\text{ mW}$ .



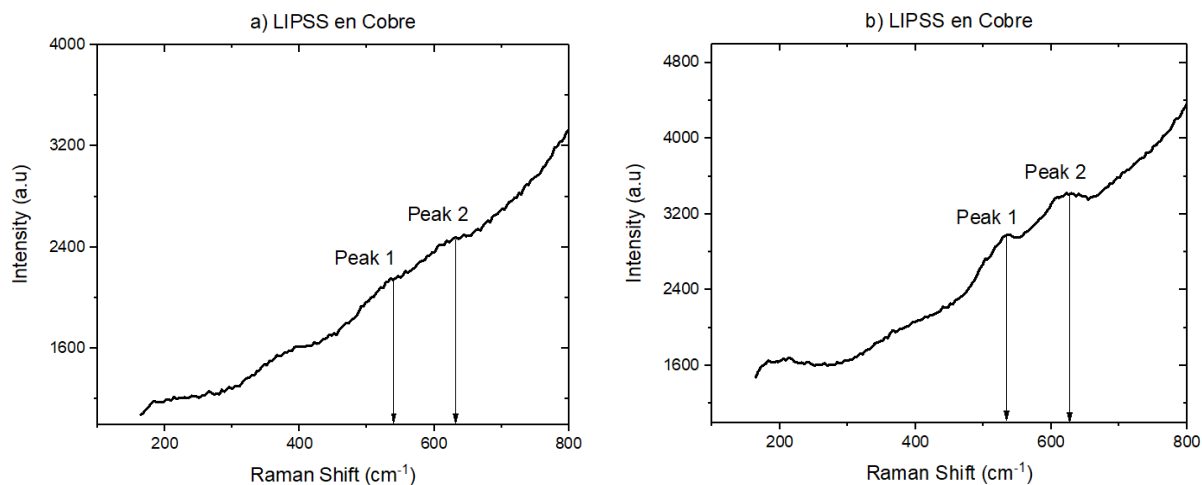


Figura 3.11: Espectro Raman de LIPSS de Cu, con polarización circular: a)  $v = 4 \text{ mm/s}$ ,  $P = 337 \text{ mW}$ , b)  $v = 6 \text{ mm/s}$ ,  $P = 300 \text{ mW}$ .

Los espectros anteriores indican la presencia de los mismos tipos de óxidos en ambos tipos de LIPSS. Según el estudio realizado por (Akgul *et al.*, 2014), el análisis espectroscópico reveló la presencia predominante de Óxido de Cobre (I), también conocido como  $\text{Cu}_2\text{O}$ , Akgul en su investigación documenta que los picos característicos en el espectro Raman del  $\text{Cu}_2\text{O}$  se encuentran típicamente en torno a  $218 \text{ cm}^{-1}$ ,  $557 \text{ cm}^{-1}$ , y  $633 \text{ cm}^{-1}$ . Estos picos son indicativos de las vibraciones de la red cristalina del  $\text{Cu}_2\text{O}$ , reflejando la interacción entre los átomos de Cu y oxígeno en su estructura cuasi-cúbica. La presencia de estos picos en las muestras de LIPSS sugiere la formación de  $\text{Cu}_2\text{O}$  como resultado del tratamiento láser, lo que puede ser influenciado por el proceso de oxidación superficial inducido térmicamente durante o después del grabado con láser. Los espectros presentados en las Figuras 3.12 y 3.13 brindan una visión detallada de las alteraciones generadas por la irradiación láser en los sustratos de latón, lo que posibilita una caracterización precisa de los productos resultantes.

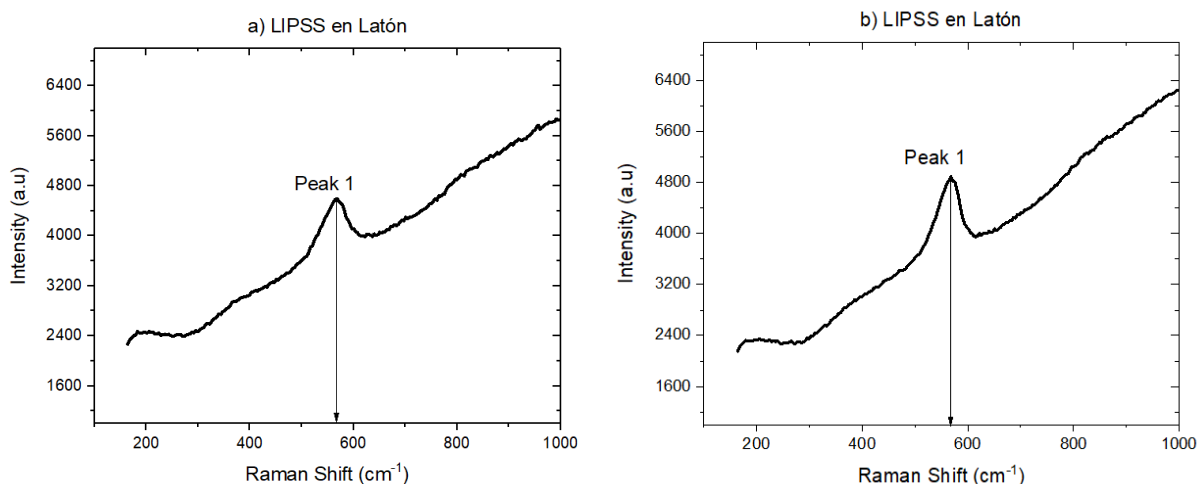


Figura 3.12: Espectro Raman de LIPSS de latón, con polarización lineal: a)  $v = 6 \text{ mm/s}$ ,  $P = 300 \text{ mW}$ , b)  $v = 6 \text{ mm/s}$ ,  $P = 263 \text{ mW}$ .

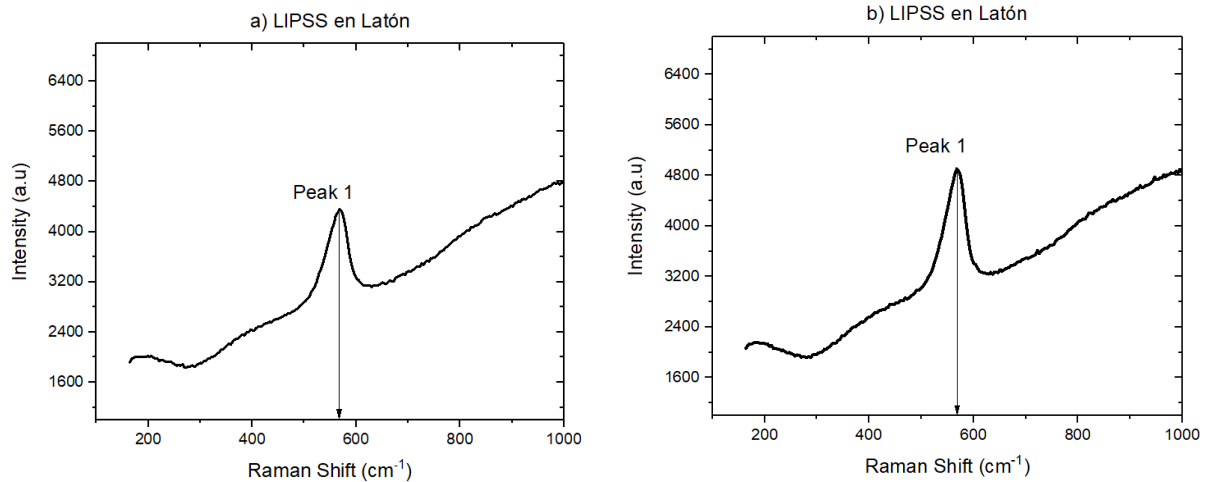


Figura 3.13: Espectro Raman de LIPSS de latón, con polarización circular: a)  $v = 6 \text{ mm/s}$ ,  $P = 300 \text{ mW}$ , b)  $v = 6 \text{ mm/s}$ ,  $P = 263 \text{ mW}$ .

Los espectros previamente exhibidos revelan la presencia de los mismos tipos de óxidos en ambas formas de LIPSS. De acuerdo con (Özcan & Sardari, 2018), se identifica que el óxido presente en estas muestras es Óxido de Zinc (ZnO). En su estudio, Özcan & Sardari, plantean que los picos característicos en el espectro Raman de ZnO suelen encontrarse cerca de  $437 \text{ cm}^{-1}$ , que corresponde al modo vibracional de alta frecuencia relacionado con la red cristalina hexagonal del ZnO. Además, afirma que otros modos vibracionales pueden aparecer en el espectro de ZnO, como aquellos alrededor de  $330 \text{ cm}^{-1}$ , que resultan de combinaciones de modos fonónicos, y un modo más débil cerca de  $583 \text{ cm}^{-1}$ , que está asociado a defectos o impurezas dentro del cristal. La presencia de estos picos en las muestras de LIPSS sugiere que el ZnO es el óxido formado durante el proceso de grabado con láser, probablemente debido a la oxidación de elementos de zinc presentes en la superficie.

### 3.4. Caracterización de las LIPSS por AFM

En este estudio, se llevaron a cabo análisis detallados de las muestras de LIPSS obtenidas mediante el uso de un láser de femtosegundos. Los resultados de los análisis realizados con AFM revelaron la formación de estructuras periódicas en las muestras irradiadas. Se observó que estas estructuras presentan variaciones significativas en sus propiedades, las cuales estaban influenciadas por las condiciones específicas de fabricación. En la Figura 3.14 se presentan los parámetros obtenidos para cada material durante la fabricación de LIPSS, medidos utilizando AFM. Estos parámetros incluyen el tipo de polarización, la velocidad de barrido, la potencia del láser, la profundidad promedio de las estructuras, la rugosidad superficial y el período de las LIPSS. Estos datos permiten una comparación detallada de cómo varían las características de las LIPSS en función de las diferentes condiciones experimentales y materiales utilizados.

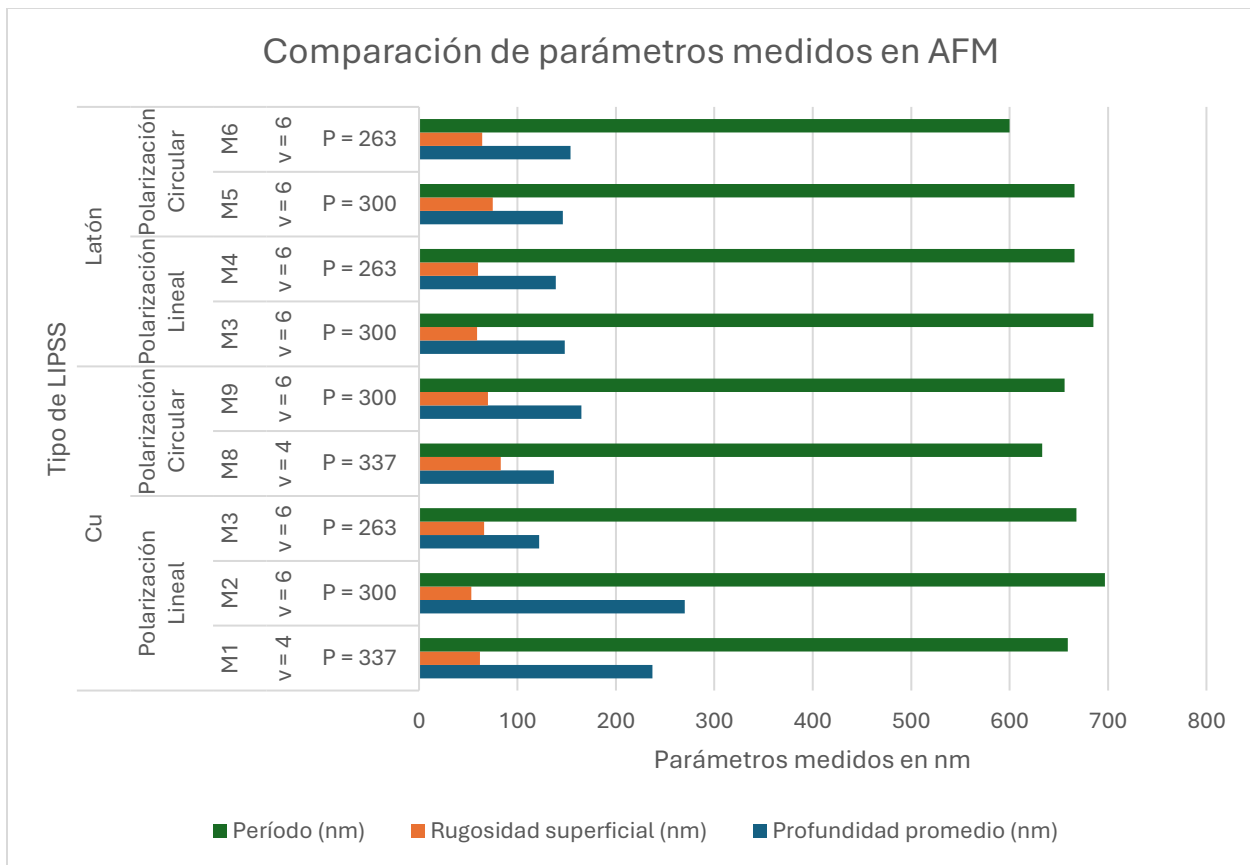


Figura 3.14: Parámetros de las LIPSS obtenidas según AFM.

Donde la rugosidad superficial es una extensión de la altura media aritmética de una línea a una superficie. En términos absolutos, expresa la diferencia de altura de cada punto en relación con la media aritmética de la superficie. La importancia de este parámetro radica en su capacidad para proporcionar una medida precisa y cuantificable de la rugosidad y las variaciones topográficas de una superficie. A diferencia de la altura media aritmética de una línea, que solo ofrece información a lo largo de un perfil específico, la extensión a una superficie permite una evaluación más completa y representativa de la textura superficial.

### 3.5. Caracterización de las LIPSS por nanoindentometría

La dureza de los sustratos (Cu y latón) se midió en la parte no tratada con el láser. Aunque la superficie parece algo rugosa, esto no afecta significativamente los resultados debido a la aplicación de una carga alta, lo que implica que las imperfecciones superficiales no interfieren con la medición. Los resultados obtenidos para las áreas no tratadas son: para el Cu, una dureza de  $2.13 \pm 0.07$  GPa y un módulo de elasticidad de  $59 \pm 2$  GPa; y para el latón, una dureza de  $2.6 \pm 0.2$  GPa y un módulo de elasticidad de  $103 \pm 25$  GPa. En las zonas tratadas con el láser, se utilizó la menor carga posible de aplicar, que es de 5 mN. Esta carga mínima es necesaria para evitar que la rugosidad superficial y otras imperfecciones afecten la medición. Al aplicar una carga alta en las zonas no tratadas, las pequeñas imperfecciones de la superficie no afectan significativamente los resultados de dureza y módulo de elasticidad, reflejando las propiedades volumétricas del material más que las variaciones superficiales.

Las Figuras 3.15 – 3.17 muestran las propiedades mecánicas de las muestras de Cu y latón, analizando cómo los parámetros de velocidad ( $v$ ) y potencia ( $P$ ) del láser afectan la dureza, el módulo y la penetración en los materiales, evaluadas mediante un nanoindentador.

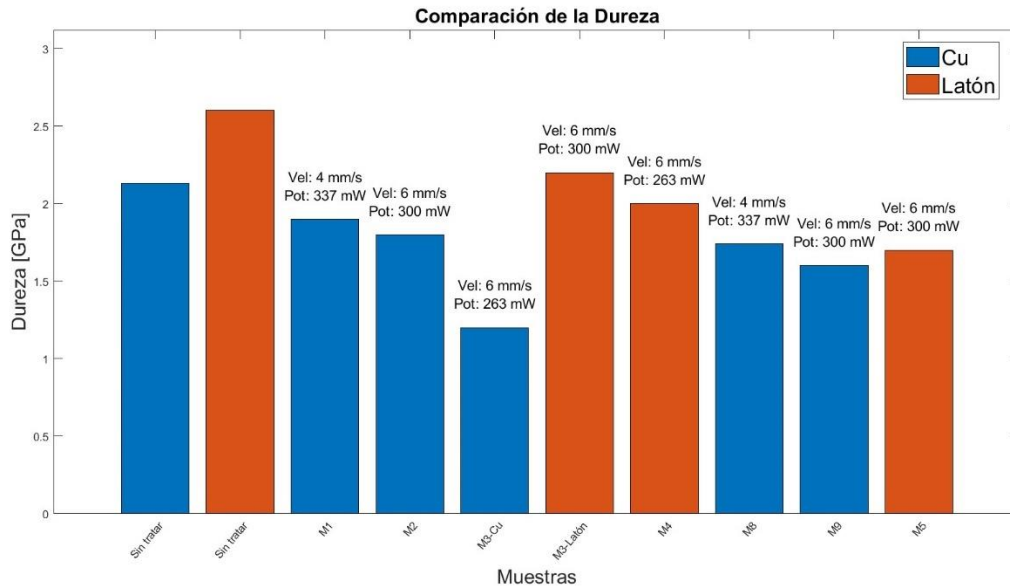


Figura 3.15: Comparación de la dureza en las muestras de LIPSS y las superficies sin tratar.

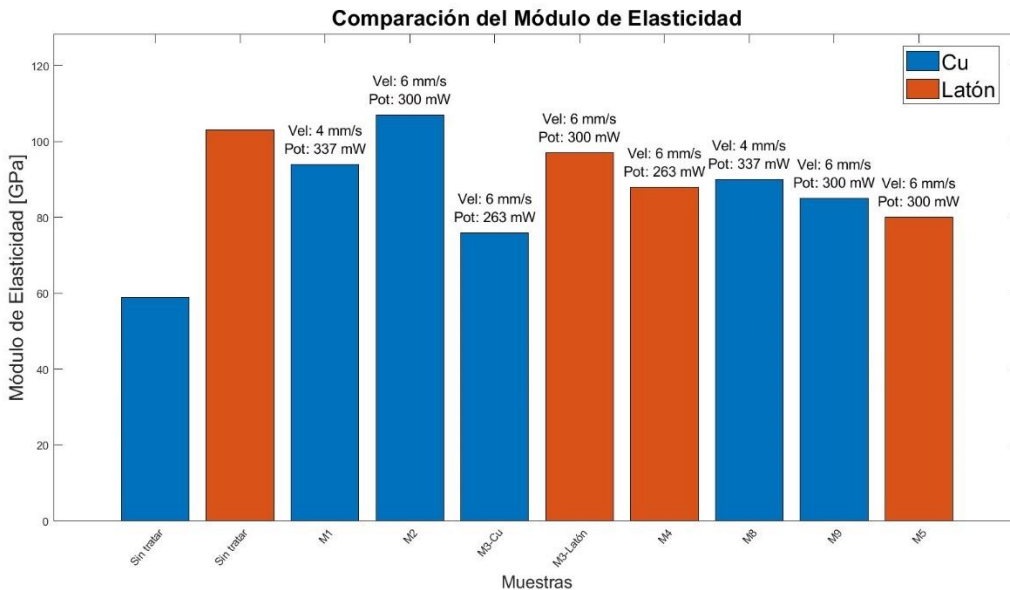


Figura 3.16: Comparación del Módulo de Elasticidad en las muestras de LIPSS y las superficies sin tratar.

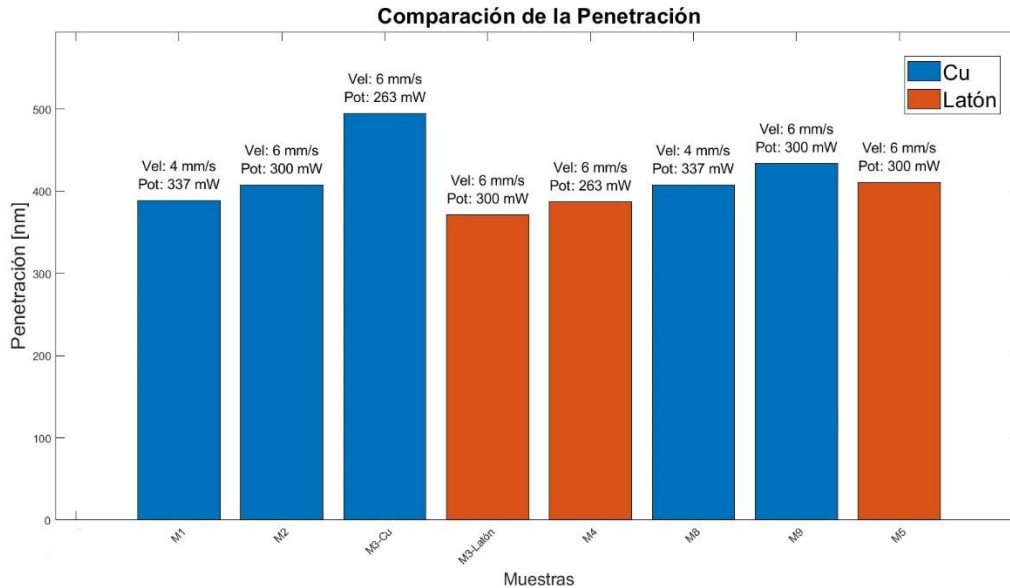


Figura 3.17: Comparación de la penetración en las muestras de LIPSS.

La velocidad de barrido y la potencia del láser son importantes en la determinación de las propiedades mecánicas de los materiales tratados. Una menor potencia tiende a reducir la dureza y el módulo de elasticidad mientras que aumenta la profundidad de penetración, lo que indica un menor endurecimiento superficial. Esto es consistente tanto en Cu como en latón, aunque el latón muestra una mayor resistencia al tratamiento láser, resultando en una mayor dureza y menor penetración en comparación con el Cu y una mejor respuesta al endurecimiento superficial. La menor penetración en el latón también sugiere una mayor resistencia al desgaste superficial, lo que es deseable en aplicaciones donde se requiere alta resistencia mecánica.

Comparando los resultados de las Figuras 3.15 y 3.16 en las zonas tratadas, se observa una disminución general en la dureza. Por ejemplo, el Cu en la muestra M1 exhibe una dureza reducida de  $1.9 \pm 0.4$  GPa y su módulo de elasticidad aumenta, siendo este de  $94 \pm 10$  GPa. Sin embargo, el latón en la muestra M3 presenta una dureza de  $2.2 \pm 0.5$  GPa y un módulo de  $97 \pm 16$  GPa. Las reducciones de la dureza indican que el tratamiento con láser modifica la microestructura superficial del material. Además, la mayor penetración del indentador en las zonas tratadas (por ejemplo,  $495 \pm 42$  nm para el Cu en M3) sugiere que el material se vuelve menos resistente a la deformación, corroborando la disminución en dureza. El tratamiento láser afecta significativamente las propiedades mecánicas superficiales y presenta variaciones tanto en la dureza como el módulo de elasticidad en comparación con las zonas no tratadas, debido a los efectos térmicos y estructurales inducidos por el láser.

Los resultados presentados en este capítulo evidencian la influencia de las condiciones de procesamiento y la polarización del láser en las propiedades de las LIPSS, lo que subraya la importancia de un ajuste cuidadoso de los parámetros experimentales para obtener las características deseadas en las superficies nanoestructuradas.

En el próximo capítulo, se estudiará la interacción de las burbujas de cavitación en superficies con LIPSS y sin LIPSS, lo que permitirá una comprensión más profunda de cómo estas nanoestructuras afectan la resistencia al daño por cavitación.



## **Capítulo 4: Análisis de la erosión provocada por burbujas de cavitación en superficies texturizadas con estructuras superficiales periódicas inducidas por láser**

En este capítulo se presentan los resultados de los experimentos de burbujas de cavitación utilizando un láser pulsado de nanosegundos, realizados tanto en superficies con LIPSS como en superficies sin LIPSS. Se investigan las diferencias en la dinámica de formación de burbujas entre estas superficies, también se lleva a cabo una comparación detallada del daño ocasionado por las burbujas en ambos tipos de superficies.

### **4.1. Características del arreglo experimental para la formación de burbujas**

Para la formación de burbujas de cavitación empleando un láser pulsado de nanosegundos, se utilizó el arreglo experimental representado en la Figura 4.1. El mismo consiste en dos láseres pulsados de Q-switch, Nd:YAG de alta potencia. Con el Láser infrarrojo (L IR) se formarán las burbujas de cavitación, mientras que con el Láser Verde (L G) dichas burbujas serán iluminadas para que puedan ser captadas en la Cámara Pixelink (C). Cada láser tiene una duración de pulso de 9 ns, una energía de 0-100 mJ, la salida a longitud de onda es de 1064 nm, para el L IR, y de 532 nm, para el L G, y poseen una frecuencia de repetición configurable de hasta 15 Hz, (marca Continuum y modelo Minilite I). El camino de cada haz láser se dirige hacia la muestra utilizando una serie de espejos (M1, M2 y M3), como se ilustra en la figura.

La placa lambda medios (MLP) y el polarizador (P) juegan un papel importante en el control preciso de la energía utilizada en los experimentos ópticos. MLP funciona como un componente óptico que modifica la polarización de la luz incidente, transformando la luz entrante en luz linealmente polarizada. Esto es esencial para controlar la dirección del campo eléctrico del haz de luz. El P, por otro lado, se utiliza para seleccionar y controlar la intensidad del haz de luz que llega a la muestra. Al ajustar la orientación del P, se puede modular la cantidad de luz que pasa a través de él. Esto permite un control fino sobre la intensidad del haz de luz, asegurando que se pueda calibrar la cantidad exacta de energía óptica que llega a la cubeta. La combinación de estos dos componentes permite un control detallado sobre las propiedades de la luz, lo cual es crítico para la reproducibilidad y precisión en experimentos que involucran la interacción de la luz con materiales.

Para medir la energía en este arreglo experimental, se utilizó un medidor de energía JUNO, Ophir (ME) posicionado en una desviación de la trayectoria del L IR, este medidor se basa en la detección de la energía del láser a través de un sensor que convierte la energía óptica en una señal eléctrica, la cual es proporcional a la energía del láser. Para llevar a cabo esta medición, se empleó un divisor de haz (D1) con una proporción de 50:50 de reflexión a transmisión. Este divisor de haz refleja el 50 % de la energía del láser hacia el medidor de energía y transmite el otro 50 % hacia la cubeta. Aunque la absorción en líquidos puede ser menos dependiente de la polarización, aún pueden existir efectos de la polarización en la reflexión y transmisión en la superficie del líquido (Crabtree, 2007), sin embargo, ambos componentes, D1 y ME están diseñados para minimizar los efectos de la polarización de la luz. Este método permite obtener una medición precisa de la energía que llega a la lente (L1), asegurando así que se puedan realizar las mediciones pertinentes.

El Divisor de haz (D2) con una proporción de 2:98 de reflexión a transmisión permite que el haz del L IR llegue a la L1, facilitando así la formación de burbujas en la cubeta. Simultáneamente, el D2 desvía el haz del LG hacia la cubeta. Aunque este arreglo permite optimizar el uso de ambos láseres, la porción de transmisión puede resultar en un desperdicio de energía, ya que solo un 2 % de la luz del LG logra llegar al sistema, sin embargo, este porcentaje es suficiente para producir la imagen requerida. Para optimizar aún más la eficiencia y reducir la pérdida de energía, se podría considerar la implementación de un espejo cromático/selectivo, que podría reflejar más la luz verde y permitir que la longitud de onda deseada continúe su trayectoria. Una desventaja de usar este último componente en caso de tenerlo disponible es que la cámara se satura con muy poca luz, lo que haría necesario operar el láser con muy poca energía, en un rango inestable, o bien implementar otra LMP y otro P, encareciendo el arreglo óptico. Al pasar por la L1, el haz del LG sale colimado, es decir, sus rayos son paralelos, lo cual es necesario para mantener la coherencia del haz y asegurar una correcta propagación. Es importante destacar que las lentes L1 y L3 forman un sistema de telescopio que permite que la luz salga colimada, si esto no ocurriera, la luz sería enfocada por la lente L1, lo cual no es deseable ya que el haz debe permanecer colimado al atravesar la cubeta, asegurando que la luz se propague de manera uniforme. Posteriormente, el haz colimado atraviesa la lente (L2), donde se enfoca para formar una imagen precisa en la cámara (C).

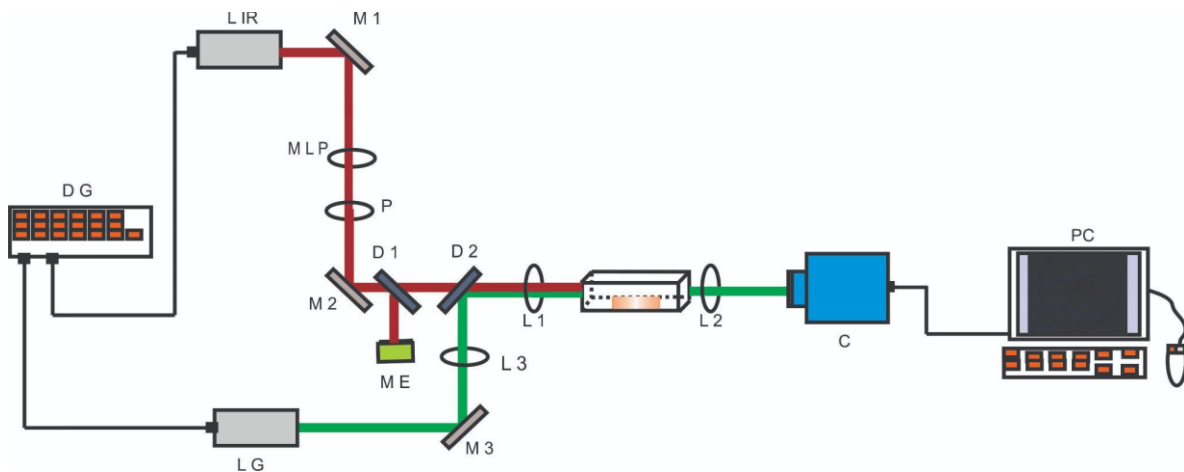


Figura 4.1: Implementación del arreglo experimental para la formación de burbujas de cavitación.

## 4.2. Caracterización de la burbuja de cavitación

Usando un generador de retardos (DG), fue posible capturar una secuencia de imágenes de la burbuja de cavitación, la misma se muestra en la figura 4.2, en ella se puede observar que el comportamiento de la burbuja es similar al documentado por (Philipp & Lauterborn, 1998) en su trabajo. En las imágenes mostradas la burbuja se presenta como la región oscura en el centro de la imagen. El área circundante, que se extiende desde el borde verde hasta el límite negro, corresponde a la onda de expansión generada por la burbuja, lo cual es evidente en los dos primeros fotogramas. Posteriormente, esta onda no es captada por la cámara. Este análisis permitió determinar el radio de la burbuja en diferentes intervalos de tiempo.



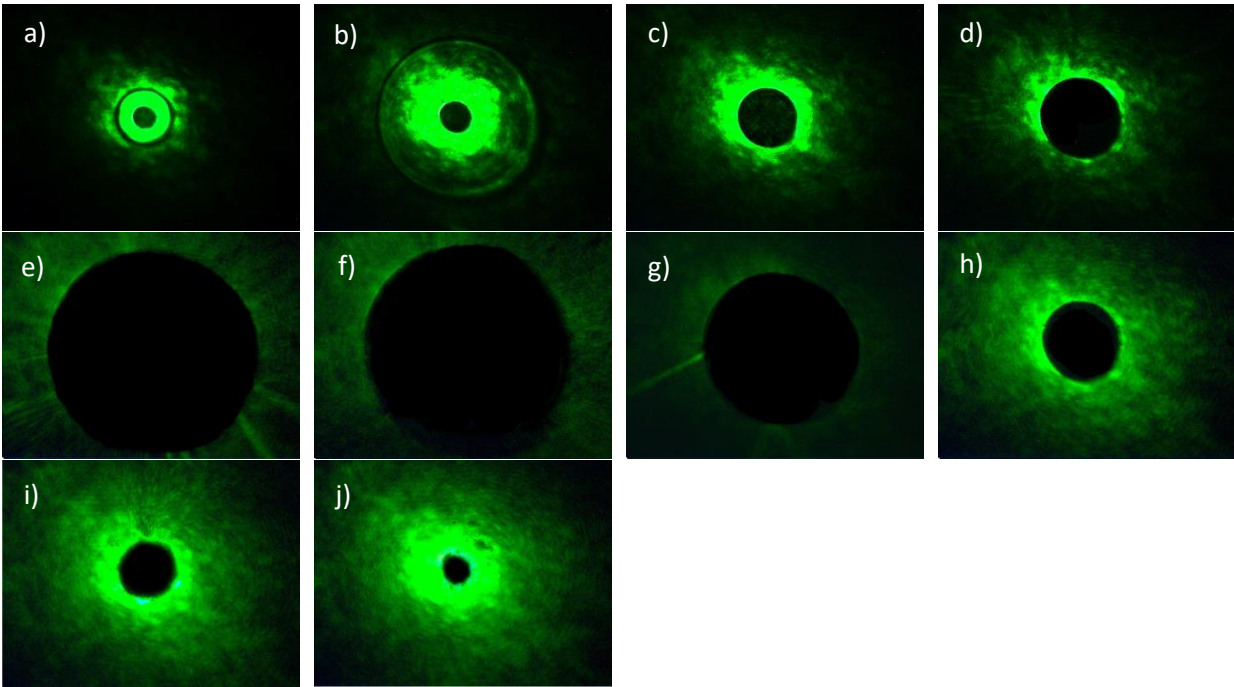


Figura 4.2: Secuencia de imágenes de la burbuja de cavitación a una energía de  $2.14 \pm 0.02$  mJ a)  $0.01 \mu\text{s}$ , b)  $0.2 \mu\text{s}$ , c)  $1 \mu\text{s}$ , d)  $10 \mu\text{s}$ , e)  $40 \mu\text{s}$ , f)  $80 \mu\text{s}$ , g)  $135 \mu\text{s}$ , h)  $200 \mu\text{s}$ , i)  $260 \mu\text{s}$  y j)  $320 \mu\text{s}$ , cada fotograma tiene un tamaño de  $1839.52 \mu\text{m} \times 1379.64 \mu\text{m}$ .

En la Figura 4.3, se presenta una gráfica que muestra la relación entre el radio de la burbuja y el tiempo, además se presenta la gráfica teórica según la ecuación de Rayleigh-Plesset. Esta gráfica teórica fue obtenida a partir de una aproximación del modelo teórico presentado por (Devia-Cruz *et al.*, (2013) en su trabajo. Para realizar esta aproximación, se ajustaron los valores obtenidos en los experimentos realizados utilizando el programa PlotDigitize. Este enfoque permite un análisis detallado de la dinámica de las burbujas de cavitación, proporcionando información sobre su crecimiento y colapso en función del tiempo. El uso del DG permite sincronizar la captura de imágenes con eventos específicos durante el ciclo de vida de la burbuja, lo que permite observar cambios rápidos y transitorios que ocurren en fracciones de segundo.

En esta gráfica se puede observar cómo se comporta el radio de la burbuja en el tiempo, en la misma se determinó que el máximo radio de la burbuja se observa a los  $78 \mu\text{s}$  y este tiene un tamaño de  $722 \pm 36 \mu\text{m}$ , a su vez se observa que el tiempo de esta burbuja es aproximadamente de  $320 \mu\text{s}$ .

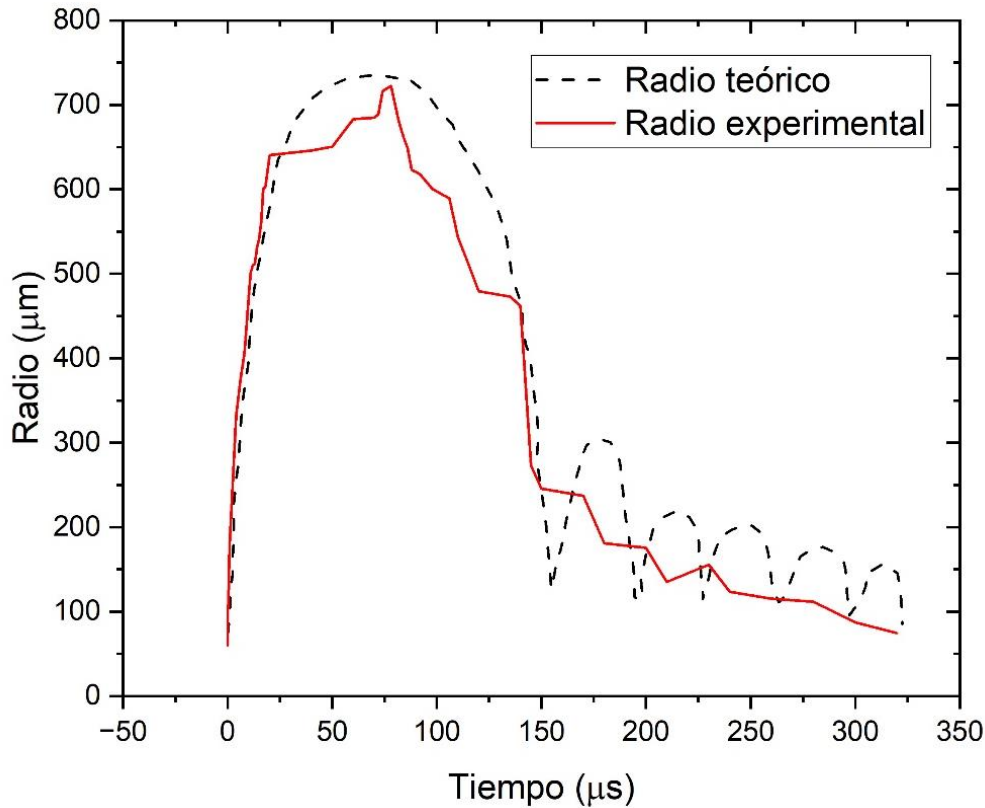


Figura 4.3: Comparación del radio teórico y del radio experimental de la evolución temporal de la burbuja, para una energía de  $2.14 \pm 0.02$  mJ.

#### 4.3. Caracterización del radio de la burbuja de cavitación en superficies metálicas sin LIPSS y con LIPSS

Se realizaron mediciones del radio de la burbuja antes del colapso en superficies con LIPSS y sin LIPSS. Los resultados se muestran en la Figura 4.4, cada punto de la gráfica corresponde a un promedio de 10 mediciones realizadas a la burbuja en el tiempo indicado, mientras que las barras de error corresponden a la desviación estándar, en la misma se puede observar que el radio de la burbuja cuando se forma en una superficie que contiene LIPSS es relativamente más pequeño la mayor parte del tiempo, aun así, hay intervalos en los que este supera el radio de la burbuja cuando la superficie no contiene LIPSS. También se puede observar que la etapa de colapso de la burbuja en una superficie que tiene LIPSS comienza aproximadamente  $5 \mu\text{s}$  antes que cuando la superficie no contiene LIPSS. Es importante señalar que, en las condiciones donde los valores de  $\gamma$  son bajos, el colapso de la burbuja no tiene una forma esférica, por lo que este análisis de determinar el radio de la burbuja no es posible. Esta particularidad explica por qué en este estudio no se realizaron mediciones del radio de la burbuja para valores pequeños de  $\gamma$ .

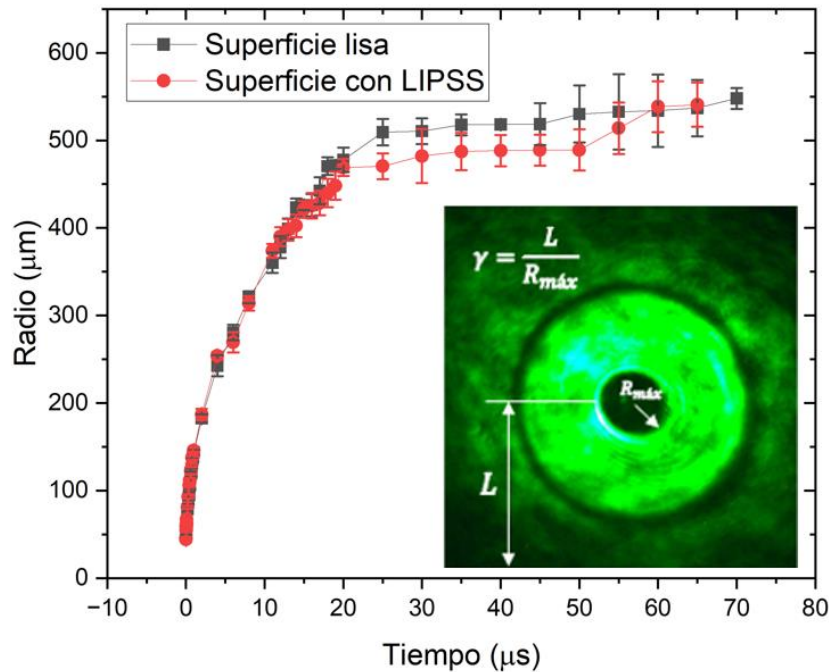


Figura 4.4: Comparación de la evolución de la burbuja de cavitación antes de la etapa de colapso en superficies sin LIPSS y superficies con LIPSS, para  $\gamma = 1.4$ .


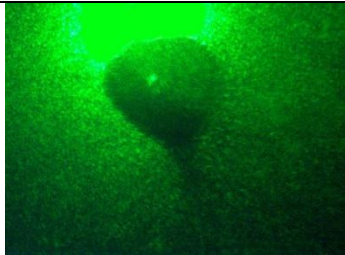

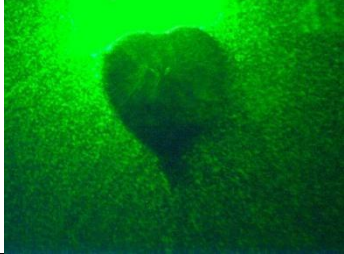


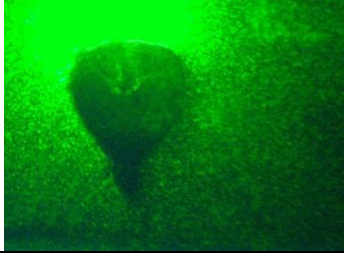


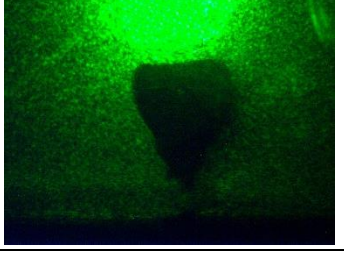
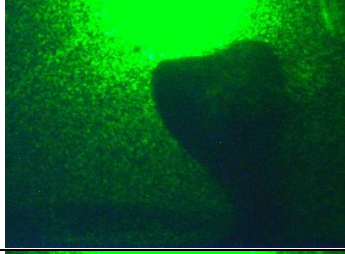

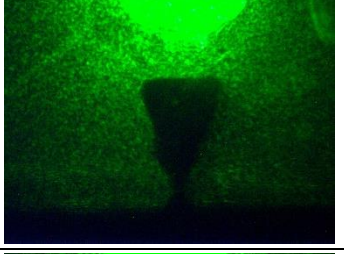


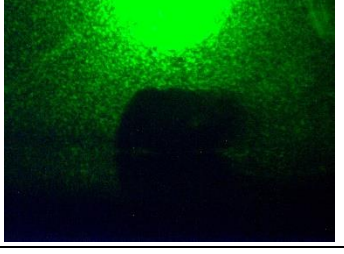


El daño causado por la burbuja de cavitación depende del valor de  $\gamma$ , siendo los mayores daños observados a valores más pequeños de  $\gamma$ . Esto se debe a que, cuando la burbuja colapsa cerca de la superficie, la intensidad del impacto es mayor (Kühlmann *et al.*, 2022; Kühlmann & Kaiser, 2024; Philipp & Lauterborn, 1998). Tan *et al.*, (2024) encontraron que el volumen, el área de superficie y la profundidad de los pozos producidos por las burbujas de cavitación son casi directamente proporcionales al diámetro de la burbuja, lo que indica que las burbujas más grandes tienden a causar daños por erosión más significativos, esto implica que es más probable que las burbujas más grandes causen hoyos en la superficie.

Se realizó un estudio de ANOVA para analizar las diferencias en el tamaño y el tiempo de colapso de las burbujas de cavitación en superficies con y sin LIPSS. Los resultados mostraron que la presencia de LIPSS tiene un impacto estadísticamente significativo, evidenciado por un valor F de 9.55 y un valor p de 0.002 para la variable superficie, confirmando que afecta tanto el tamaño como el tiempo de colapso de las burbujas. Además, se encontró una variabilidad significativa en el radio de las burbujas (F-valor de 359.61, p-valor de 0). Esto sugiere que las burbujas de cavitación son más pequeñas y colapsan más rápido en superficies con LIPSS, resultando en menor daño superficial, apoyando la utilidad de las LIPSS para controlar y optimizar los efectos de la cavitación.

#### 4.4. Caracterización de la burbuja de cavitación en superficies metálicas sin LIPSS y con LIPSS






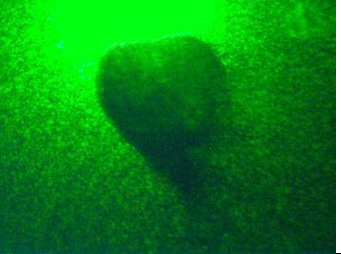
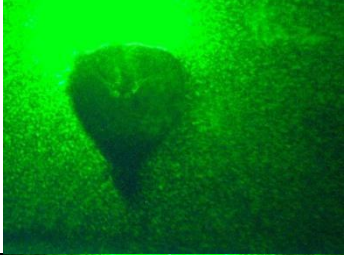

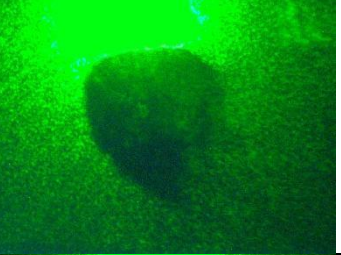



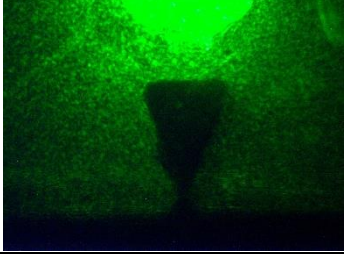
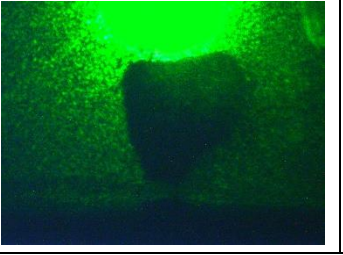

Se realizaron experimentos en superficies de latón y Cu tratadas para observar el comportamiento de burbujas de cavitación en diferentes condiciones: sin LIPSS, con LIPSS y polarización lineal, y con LIPSS y polarización circular, utilizando valores de  $\gamma$  de 2.1, 1.9, 1.6, 1.4, 1.2 y 0.9 respectivamente. Las Tablas 4.1 - 4.4 muestran cómo las burbujas se comportan en un tiempo de 175  $\mu\text{s}$ .

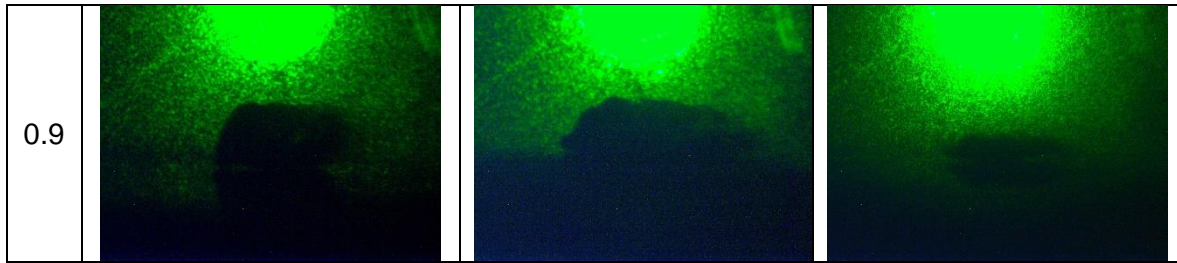
Tabla 4.1: Diferencias entre las burbujas realizadas en las diferentes superficies, de latón, a un tiempo de 175  $\mu$ s, las superficies con LIPSS corresponden a los parámetros de fabricación:  $v = 6$  mm/s,  $P = 300$  mW, tamaño del marco 1712  $\mu$ m x 1284  $\mu$ m.

$\gamma$	Tipo de superficie		
	Sin LIPSS	LIPSS con polarización lineal	LIPSS con polarización circular
2.1			
1.9			
1.6			
1.4			
1.2			
0.9			

En la Tabla 4.1 se observa que en las superficies sin LIPSS, el chorro formado por la burbuja de cavitación es casi perpendicular a la superficie, mientras que en aquellas con LIPSS, el chorro se desvía de la perpendicularidad. Esta diferencia se atenúa a medida que disminuye el valor de  $\gamma$ .

Tabla 4.2: Diferencias entre las burbujas realizadas en las diferentes superficies, de latón, a un tiempo de 175  $\mu$ s, las superficies con LIPSS corresponden a los parámetros de fabricación:  $v = 6$  mm/s,  $P = 263$  mW, tamaño del marco 1712  $\mu$ m x 1284  $\mu$ m.

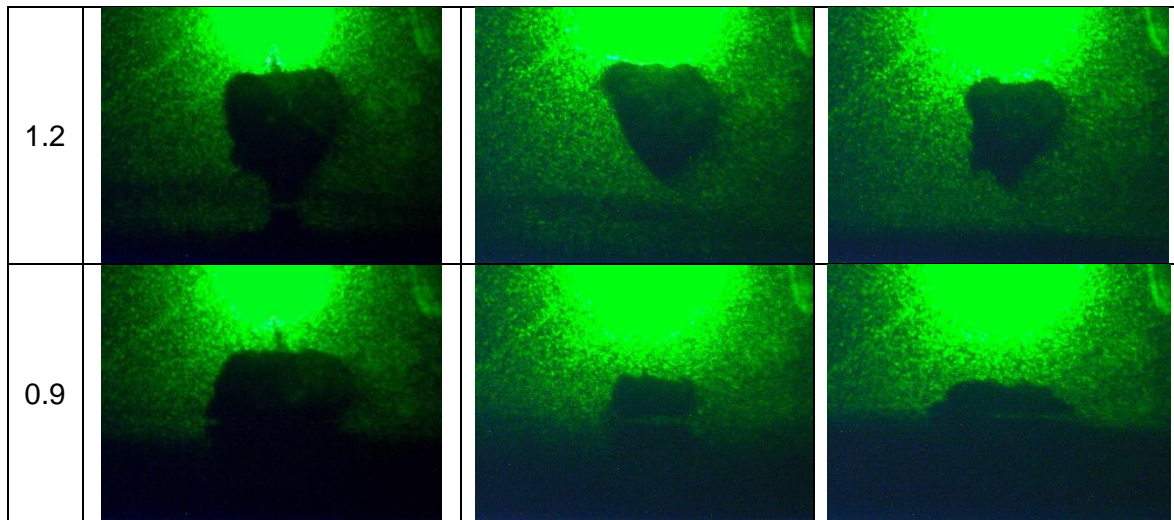
$\gamma$	Tipo de superficie		
	Sin LIPSS	LIPSS con polarización lineal	LIPSS con polarización circular
2.1			
1.9			
1.6			
1.4			
1.2			



En la Tabla 4.2, se muestra que en superficies sin LIPSS, el chorro formado por la burbuja de cavitación es casi perpendicular, pero en superficies con LIPSS, esta perpendicularidad no se mantiene. Conforme el valor de  $\gamma$  disminuye, la divergencia en la orientación del chorro es menos notoria.

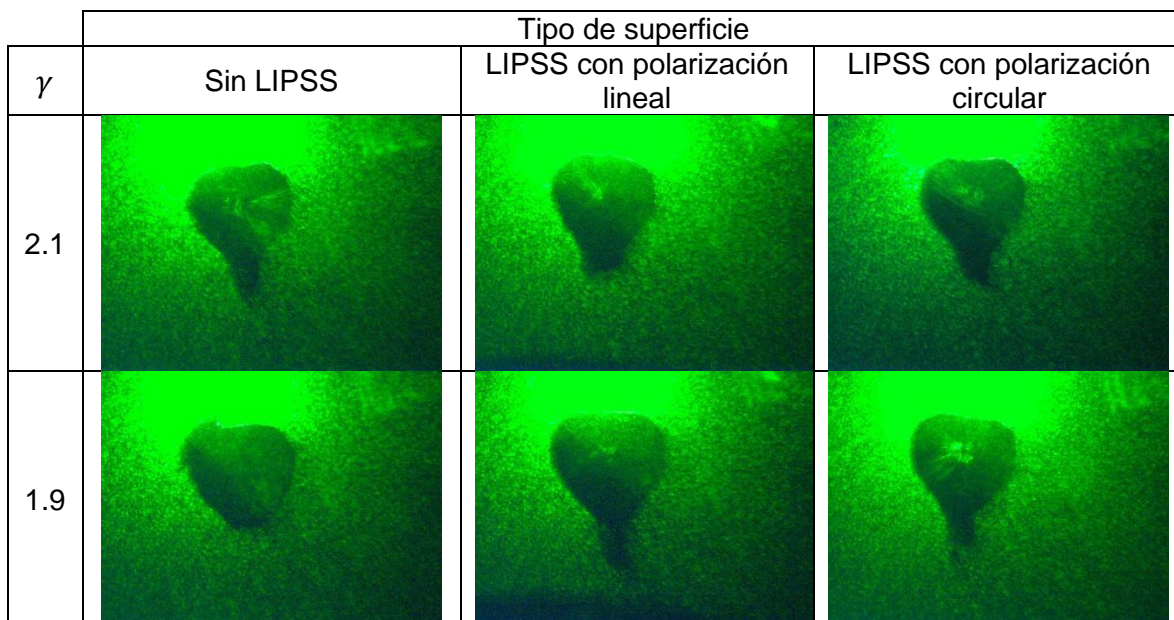
Tabla 4.3: Diferencias entre las burbujas realizadas en las diferentes superficies, de Cu, a un tiempo de 175  $\mu$ s, las superficies con LIPSS corresponden a los parámetros de fabricación:  $v = 4$  mm/s,  $P = 337$  mW, tamaño del marco 1712  $\mu$ m x 1284  $\mu$ m.

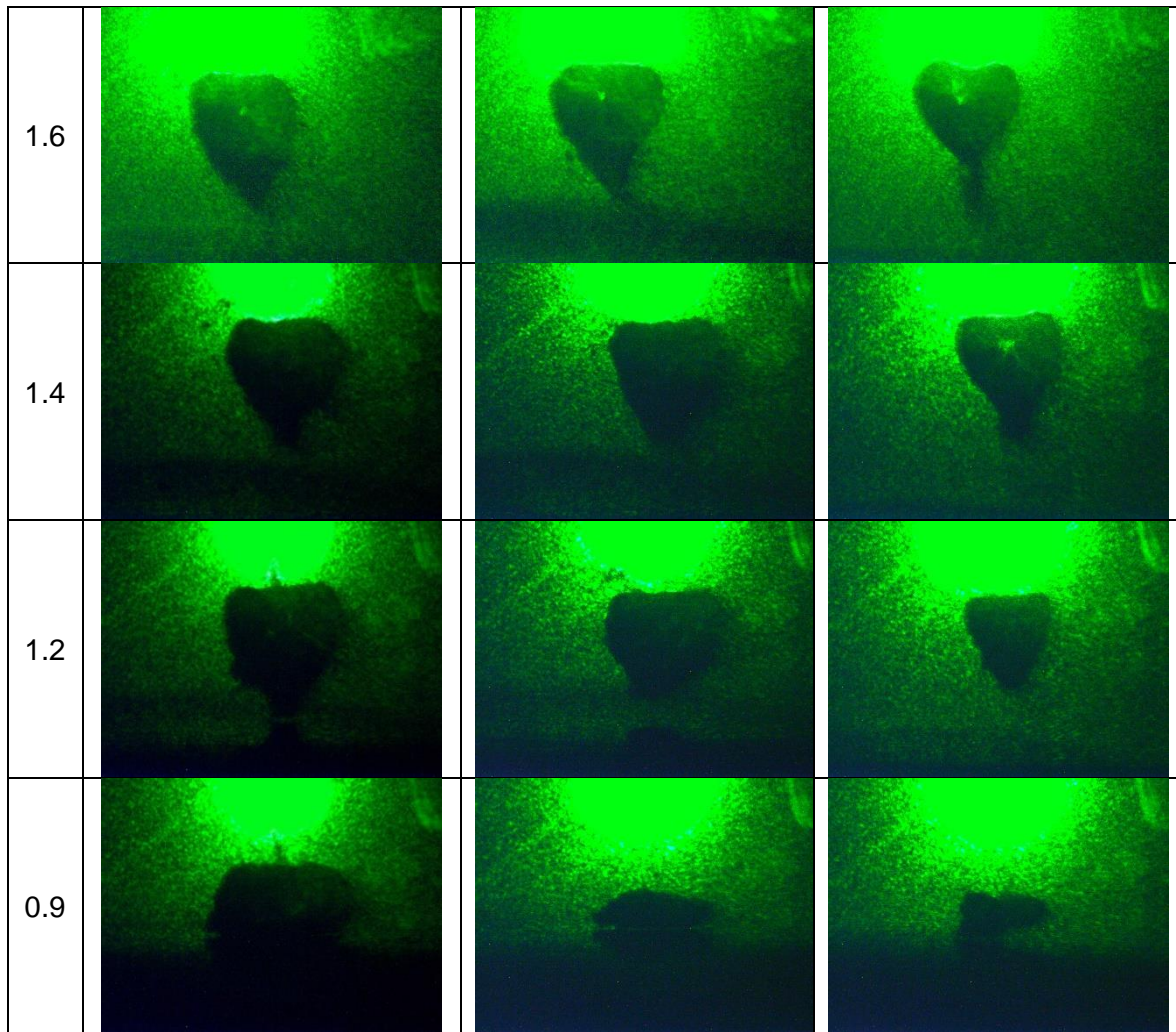
$\gamma$	Tipo de superficie		
	Sin LIPSS	LIPSS con polarización lineal	LIPSS con polarización circular
2.1			
1.9			
1.6			
1.4			



La Tabla 4.3 confirma los patrones observados en las Tablas 4.1 y 4.2: en superficies sin LIPSS, el chorro es casi perpendicular, pero en aquellas con LIPSS, pierde esta perpendicularidad. Esta diferencia en la orientación del chorro disminuye con valores más bajos de  $\gamma$ . No obstante, en comparación con las imágenes mostradas en las Tablas 4.1 y 4.2, se puede notar que las burbujas son de menor tamaño y el chorro es más fino. La reducción en el tamaño de las burbujas y el grosor del chorro en presencia de LIPSS podría ser indicativo de una mayor dispersión de la energía de la burbuja y una menor concentración de impacto en áreas específicas de la superficie.

Tabla 4.4: Diferencias entre las burbujas realizadas en las diferentes superficies, de Cu, a un tiempo de 175  $\mu$ s, las superficies con LIPSS corresponden a los parámetros de fabricación:  $v = 6$  mm/s,  $P = 300$  mW, tamaño del marco 1712  $\mu$ m x 1284  $\mu$ m.





En la Tabla 4.4 se observa que, al igual que en la Tabla 4.3, en las superficies sin LIPSS el chorro generado por la burbuja de cavitación es casi perpendicular a la superficie lo que no ocurre igual en las superficies con LIPSS, pues el chorro no mantiene esta perpendicularidad. Mientras que el valor de  $\gamma$  disminuye, la diferencia en la orientación del chorro se vuelve menos evidente.

Se observó que, en todos los casos analizados, en las superficies sin LIPSS, el chorro de la burbuja emerge perpendicularmente a la superficie. Sin embargo, en las superficies con LIPSS, para valores de  $\gamma$  altos, la formación de la burbuja es inclinada y el chorro no es perpendicular. Este fenómeno puede atribuirse a la alteración de la estructura superficial de las LIPSS. Las estructuras periódicas modifican la forma en que la burbuja interactúa con la superficie, debido a la rugosidad de las LIPSS. Johnsen & Colonius, (2009) encontraron que las burbujas no esféricas tienden a producir chorros que no son perpendiculares a la superficie, lo que resulta en diferentes patrones de erosión comparados con las burbujas esféricas que colapsan directamente hacia la superficie. Este hallazgo respalda la idea de que los chorros no perpendiculares pueden ser menos dañinos debido a la distribución más amplia de la energía del impacto. Lechner *et al.*, (2017) mostraron que los chorros no perpendiculares resultan en interacciones complejas de ondas de presión, que pueden reducir el daño dependiendo de las



condiciones específicas, este estudio refuerza la idea de que la formación de chorros en ángulos no perpendiculares puede mitigar los efectos erosivos sobre las superficies.

Tagawa & Peters, (2018), demostraron que, en geometrías confinadas, los chorros no perpendiculares pueden generar patrones de erosión complejos y este comportamiento implica que el daño no se concentra en un solo punto, sino que se distribuye de manera más amplia, reduciendo así el daño localizado. En su estudio abordan el colapso de burbujas y la formación de chorros en geometrías de esquina, presentan un modelo en el que el ángulo del chorro generado está influenciado por la posición de la burbuja con respecto a la esquina. Su investigación muestra que la ubicación de la burbuja en relación con la esquina afecta la dinámica del colapso y el ángulo de emisión del chorro, dado que la geometría de la esquina altera la presión y el flujo alrededor de la burbuja, modificando así las características del chorro resultante. En el presente estudio, se observó que el ángulo del chorro generado por burbujas se mantiene casi constante a través de las diferentes LIPSS, para altas gammas, debido a la similitud en la periodicidad de éstas. Este descubrimiento puede relacionarse con el modelo propuesto por Tagawa &, que sugiere que el ángulo del chorro depende de la interacción de la burbuja con la geometría de la esquina. En este contexto, la periodicidad uniforme de las LIPSS funciona de manera análoga a una esquina, proporcionando un patrón estructural consistente que resulta en ángulos de chorro similares debido a las estructuras de las LIPSS. Este efecto de la formación del chorro no perpendicular a la superficie demuestra que las superficies con LIPSS sufren menos daños por las burbujas de cavitación, destacando la influencia significativa de las LIPSS en las propiedades de interacción entre la superficie irradiada y las burbujas.

#### **4.5. Daños ocurridos por la burbuja de cavitación en superficies sin LIPSS y con LIPSS**

Utilizando una energía de  $2.14 \pm 0.02$  mJ, se realizaron 5000 eventos de cavitación en superficies sin LIPSS y con LIPSS, a un valor de  $\gamma = 0.9$  para determinar el daño ocurrido en las superficies, esto se puede observar en las imágenes 4.5 – 4.10. Este experimento permitió comparar directamente los efectos de la cavitación en diferentes tipos de superficies, proporcionando una evaluación precisa de la resistencia al daño inducido por las burbujas de cavitación.

En la Figura 4.5 se observa que el área dañada por las burbujas de cavitación es uniforme, destacándose varios hoyos que alcanzan picos aproximados que van desde - 485.3 a 710.2 nm.

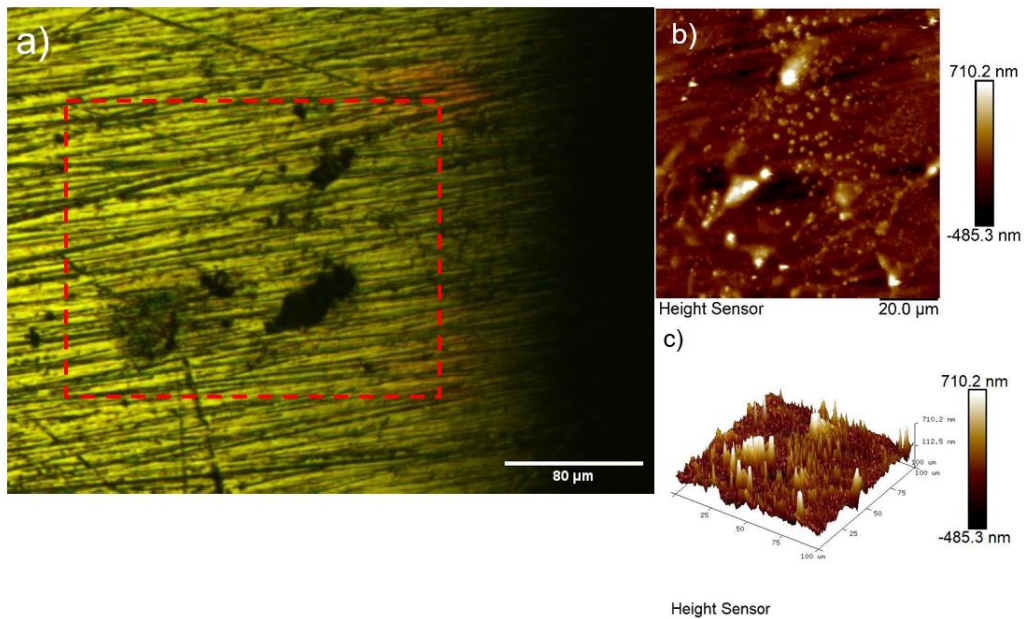


Figura 4.5: a) Imagen del daño ocurrido a la superficie, Gráficas reconstruidas a partir de datos AFM de muestras de LIPSS en latón, con polarización lineal, después de 5000 eventos de cavitación: b) Gráfico en 2D, c) Gráfico en 3D. Las imágenes mostradas representan un área cuadrada de  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$  y la escala vertical va desde  $-485.3$  a  $710.2$  nm.

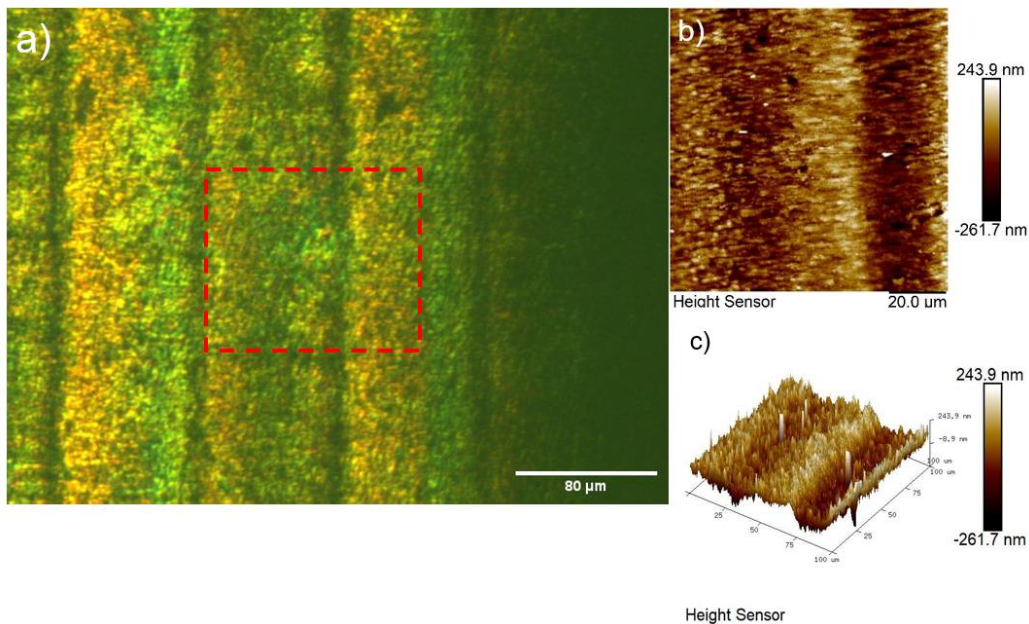


Figura 4.6: a) Imagen del daño ocurrido a la superficie, Gráficas reconstruidas a partir de datos AFM de muestras de LIPSS en latón, con polarización lineal, después de 5000 eventos de cavitación: b) Gráfico en 2D, c) Gráfico en 3D. Las superficies representadas representan un área cuadrada de  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$  y la escala vertical va desde  $-261.7$  a  $243.9$  nm.

En la Figura 4.6, se observa que el área dañada por las burbujas de cavitación es diminuta en comparación con la observada en la Figura 4.5. Además, no se aprecian grandes daños visibles, lo que refuerza la idea de que las superficies con LIPSS son más resistentes a la interacción de las burbujas de cavitación.

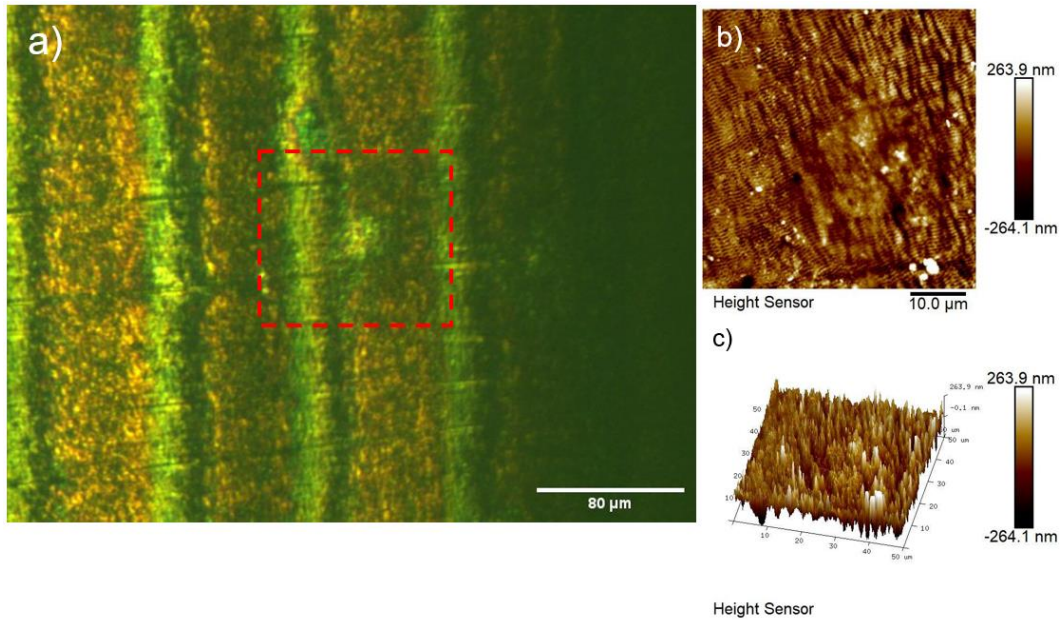


Figura 4.7: a) Imagen del daño ocurrido a la superficie, Gráficas reconstruidas a partir de datos AFM de muestras de LIPSS en latón, con polarización circular, después de 5000 eventos de cavitación: b) Gráfico en 2D, c) Gráfico en 3D. Las superficies representadas representan un área cuadrada de  $50 \times 50 \mu\text{m}^2$  y la escala vertical va desde  $-264.1$  a  $263.9$  nm.

En la Figura 4.7 se observa que el área dañada por las burbujas de cavitación es muy pequeña en comparación con la que se muestra en la Figura 4.5. Sin embargo, es más evidente que la observada en la Figura 4.6. A pesar de esto, no se aprecian grandes daños visibles, lo cual respalda la idea de que las superficies con LIPSS son más resistentes a la interacción con las burbujas de cavitación.

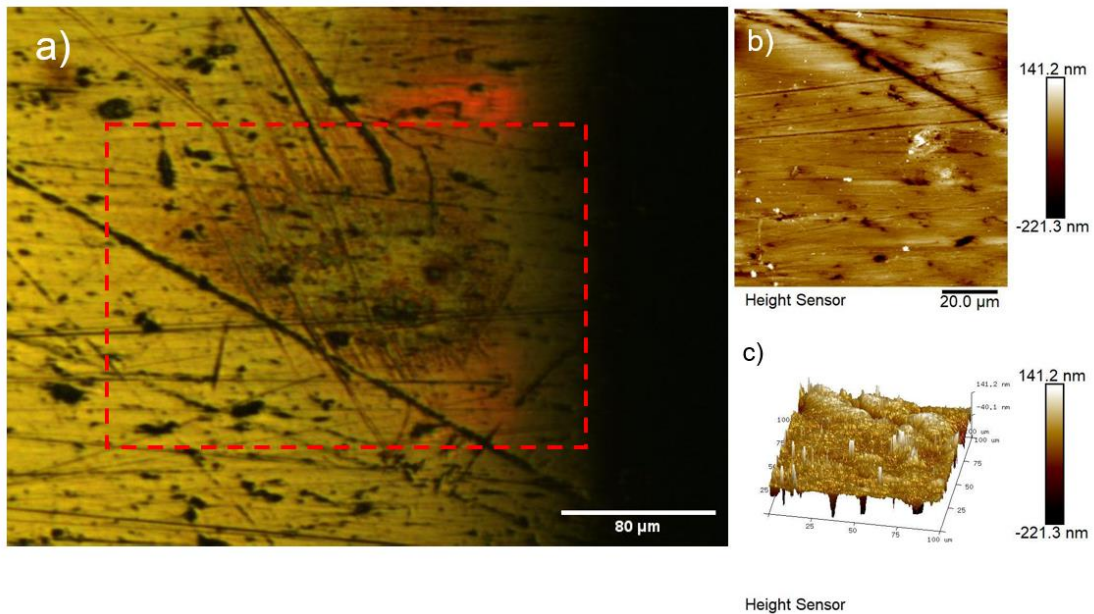


Figura 4.8: a) Imagen del daño ocurrido a la superficie, Gráficas reconstruidas a partir de datos AFM de muestras sin LIPSS en Cu después de 5000 eventos de cavitación: b) Gráfico en 2D, c) Gráfico en 3D. Las superficies representadas representan un área cuadrada de  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$  y la escala vertical va desde  $-221.3$  a  $141.2$  nm.

En la Figura 4.8 se observa que el área dañada por las burbujas de cavitación es uniforme, destacándose un gran hoyo en la superficie. Este hoyo presenta picos aproximados que van desde - 221.3 a 141.2 nm. En comparación con la superficie de latón mostrada en la Figura 4.5, la formación de este hoyo indica una distribución más homogénea del daño y sugiere que las características topográficas específicas del material afectan la interacción con las burbujas de cavitación.

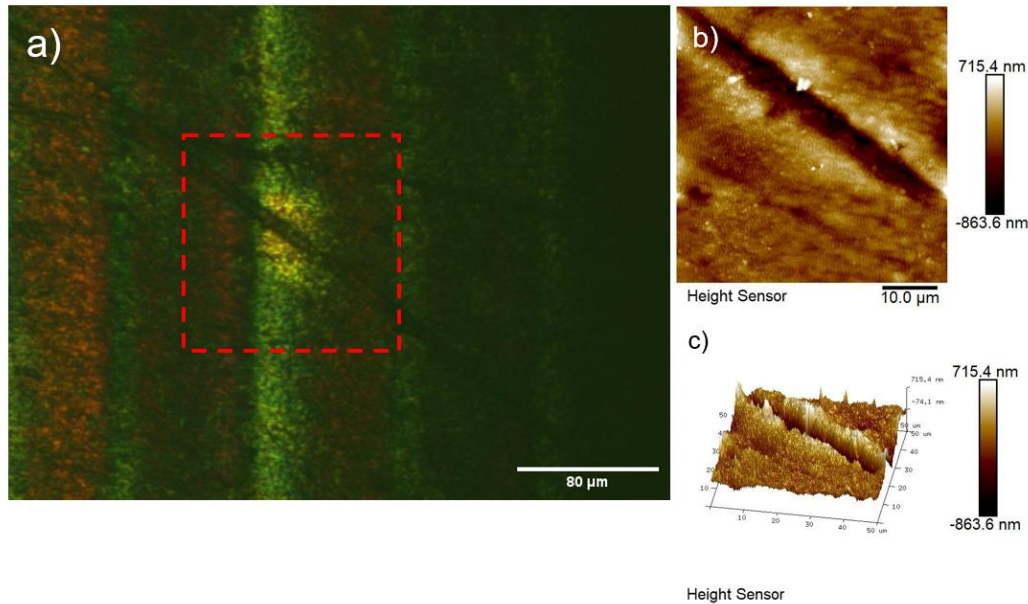


Figura 4.9: a) Imagen del daño ocurrido a la superficie, Gráficas reconstruidas a partir de datos AFM de muestras de LIPSS en Cu después de 5000 eventos de cavitación: b) Gráfico en 2D, c) Gráfico en 3D. Las superficies representadas representan un área cuadrada de  $50 \times 50 \mu\text{m}^2$  y la escala vertical va desde  $- 863.6$  a  $715.4$  nm.

En la Figura 4.9, se observa que el área dañada por las burbujas de cavitación es muy diminuta en comparación con la observada en la Figura 4.8. Además, no se aprecian grandes daños visibles, lo que refuerza la idea de que las superficies con LIPSS son más resistentes a la interacción con las burbujas de cavitación. Aunque la imagen topográfica (b y c) muestra grandes picos, estos se deben a imperfecciones del material, ya que el área dañada por la burbuja de cavitación no supera los 50 nm.

En la Figura 4.10 se observa que el área dañada por las burbujas de cavitación es muy pequeña en comparación con la que se muestra en la Figura 4.8. Sin embargo, es más evidente que la observada en la Figura 4.9. A pesar de esto, no se aprecian grandes daños visibles. Aunque la imagen topográfica (b y c) muestra grandes picos, estos se deben a imperfecciones del material, ya que el área dañada por la burbuja de cavitación no supera los 50 nm. Esto respalda la idea de que las superficies con LIPSS son más resistentes a la interacción con las burbujas de cavitación.

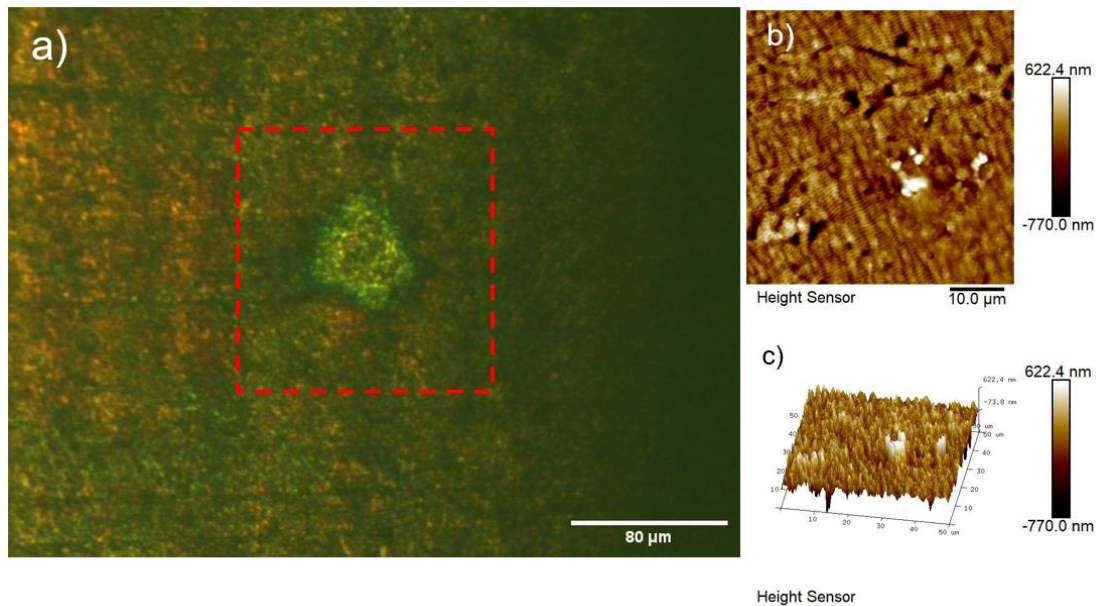


Figura 4.10: a) Imagen del daño ocurrido a la superficie, Gráficas reconstruidas a partir de datos AFM de muestras de LIPSS en Cu después de 5000 eventos de cavitación: b) Gráfico en 2D, c) Gráfico en 3D. Las superficies representadas representan un área cuadrada de  $50 \times 50 \mu\text{m}^2$  y la escala vertical va desde  $-770.0$  a  $622.4$  nm.

En todas las imágenes mostradas anteriormente, se observa que el área dañada debido a la interacción de la burbuja de cavitación es mayor en las superficies sin LIPSS en comparación con las superficies que contienen LIPSS. Para las superficies de latón, los daños son más profundos en las superficies lisas. En el caso del Cu, en las imágenes se observan picos más elevados en las superficies con LIPSS, esto es debido a imperfecciones en la superficie, como hoyos los cuales, no están relacionados con el daño por cavitación, a pesar de esto, los picos son significativos. Todo lo anterior expuesto sugiere que las LIPSS en latón son más resistentes al daño por cavitación y además se puede observar que el daño en las LIPSS con polarización lineal es menor que en las superficies con polarización circular.

En la Tabla 4.5 se presentan los datos obtenidos a partir de las mediciones realizadas en las áreas afectadas por el impacto de la burbuja de cavitación. En la misma se pueden observar parámetros como la profundidad aproximada del área dañada y la rugosidad superficial, los cuales son indicadores directos de la magnitud del daño causado por la cavitación.

Tabla 4.5: Mediciones realizadas en la zona dañada por las burbujas de cavitación.

Material	Tipo de Polarización	Profundidad aproximada del área dañada (nm)	Rugosidad superficial (nm)
Latón	Sin LIPSS	155	113
	Lineal	51	25
	Circular	60	16
Cu	Sin LIPSS	98	80
	Lineal	28	18
	Circular	48	45

En la Tabla anterior se puede observar que las muestras de latón presentan mayores profundidades de daño que las de Cu, con una disminución significativa de la profundidad cuando se aplican polarizaciones, siendo la polarización lineal la que muestra los menores daños en términos de profundidad en ambos materiales. Las superficies sin LIPSS exhiben una mayor rugosidad en ambos materiales. En general, la aplicación de polarización, especialmente la lineal, reduce la profundidad del daño y la rugosidad superficial, mejorando la resistencia al daño en las superficies afectadas.

En este capítulo se realizó una comparación de las burbujas de cavitación en superficies con LIPSS y sin LIPSS, así como el daño causado en dichas superficies. Los resultados indican diferencias significativas en la formación de las burbujas entre ambas superficies. Se observó que el área dañada en las superficies con LIPSS es menor que en las superficies sin LIPSS. Estos hallazgos sugieren que las superficies con LIPSS, especialmente en latón, son más resistentes al daño por cavitación.

## Conclusiones

El presente trabajo de tesis se llevó a cabo un estudio detallado sobre la formación de LIPSS y su interacción con burbujas de cavitación, con el objetivo de explicar por qué las estructuras que presentan LIPSS son más resistentes a la erosión por cavitación. Para ello se estableció el marco teórico, proporcionando el contexto necesario para comprender los fenómenos de cavitación y la formación de LIPSS. Se desarrolló la metodología para la fabricación de LIPSS, donde se describieron detalladamente los pasos experimentales, desde la selección de materiales hasta la caracterización de los parámetros de fabricación. Además, se procedió a la caracterización de las LIPSS fabricadas, analizando sus propiedades físicas, químicas y topográficas mediante técnicas avanzadas de microscopía y espectroscopía. Finalmente, se realizó un análisis detallado de la interacción entre la burbuja de cavitación y las superficies metálicas estructuradas con LIPSS.

Con las técnicas y algoritmos, como el procesamiento de imágenes, descritos en esta tesis se analizaron las superficies tratadas con LIPSS y la relación con su resistencia a la burbuja de cavitación, se determinó que las superficies con LIPSS presentan una menor área de daño y menor profundidad de los impactos causados por las burbujas de cavitación en comparación con superficies no tratadas. Por lo tanto, se concluye que:

1. La diferencia en la formación de LIPSS entre los láseres de femtosegundos y nanosegundos en superficies extendidas reside en la duración del pulso láser y su interacción con la superficie del material. Los láseres de femtosegundos tienen pulsos extremadamente cortos, depositan energía en la superficie en un tiempo muy breve y evitan una significativa difusión térmica, por otra parte, los láseres de nanosegundos, con pulsos más largos, permiten que mayor calor sea propagado al material. Por todo esto los láseres de femtosegundos favorecen la formación de LIPSS mientras que con láseres de nanosegundos se dificulta.
2. Al cambiar la polarización del láser se evidencia una diferencia en el porcentaje de oxígeno en las muestras irradiadas, lo que indica una mayor o menor oxidación de la superficie, lo que sugiere que la polarización del láser no solo influye en la formación de las LIPSS sino también en las reacciones químicas que ocurren en el material.
3. La polarización circular no solo altera la morfología de las LIPSS, sino también las reacciones químicas en la superficie, causando una mayor incorporación de oxígeno en el caso del Cu, mientras que en el latón se evidenciaron menores porcentajes de oxígeno en las LIPSS con polarización circular. Estas observaciones muestran diferencias significativas en cómo el Cu y el latón responden a la dirección de la polarización en la formación de LIPSS.
4. En las muestras irradiadas se observa una disminución general en la dureza, lo que sugiere que al formarse las LIPSS, el material se vuelve menos resistente a la deformación. Esto indica que el proceso de formación de LIPSS induce cambios en la microestructura del material, cambios que pueden estar asociados con la relajación de tensiones internas o con la nueva configuración del material, bajo los efectos del láser, lo que reduce su resistencia.

5. Las LIPSS modifican la forma en que la burbuja interactúa con la superficie, mostrando diferencias a la hora de formación del chorro y en el radio y tiempo de vida de la burbuja antes del colapso. Estas modificaciones se pueden atribuir a la estructura periódica de las LIPSS, que afecta la distribución de las fuerzas sobre la burbuja y la dinámica del colapso.
6. El área dañada, debido a la interacción de la burbuja de cavitación, en las superficies que contienen LIPSS es menor respecto a las superficies lisas. La reducción del daño de las burbujas de cavitación en las superficies con LIPSS puede asignarse a la capacidad que tienen estas de dispersar la energía del colapso de la burbuja, distribuyéndola uniformemente y reduciendo el impacto concentrado que normalmente causaría una erosión severa sobre la superficie lisa.

## **Trabajo a futuro**

Para trabajos futuros, se sugiere continuar explorando la influencia de distintos parámetros del láser, como la longitud de onda y la energía de los pulsos, en la formación de LIPSS, con el objetivo de optimizar aún más la resistencia a la erosión por cavitación.

Además, considerando la importancia de la polarización del láser en la formación de LIPSS y en las reacciones químicas en la superficie, futuros estudios podrían centrarse en un análisis más detallado de los mecanismos químicos que ocurren durante la irradiación láser.

También, se podría estudiar la interacción del láser en otros materiales, para evaluar cómo estos responden a la formación de LIPSS y su interacción con burbujas de cavitación, lo que podría proporcionar una comprensión más amplia de la aplicabilidad de esta técnica en la industria. Igualmente, se podría investigar el comportamiento de las LIPSS bajo diferentes condiciones operativas, como variaciones de temperatura y presión, para evaluar la durabilidad de estas estructuras en entornos reales.

Finalmente, un área prometedora para el futuro es la integración de simulaciones numéricas avanzadas para modelar la interacción entre las LIPSS y las burbujas de cavitación. Estas simulaciones podrían proporcionar una comprensión más profunda de los fenómenos físicos involucrados y ayudar a predecir el comportamiento de las superficies estructuradas bajo diferentes condiciones, lo que permitiría optimizar el diseño de LIPSS para aplicaciones específicas y mejorar la resistencia de materiales en entornos agresivos.



## Referencias

- Agreda Paredes, J. N. (2023). *Umbral de ablación láser en metales a diferentes longitudes de onda [Tesis doctoral]*. Universidad Nacional de Trujillo.
- Akgul, F. A., Akgul, G., Yildirim, N., Unalan, H. E., & Turan, R. (2014). Influence of thermal annealing on microstructural, morphological, optical properties and surface electronic structure of copper oxide thin films. *Materials Chemistry and Physics*, 147(3), 987–995. <https://doi.org/10.1016/j.matchemphys.2014.06.047>
- Bonse, J., & Gräf, S. (2020). Maxwell Meets Marangoni—A Review of Theories on Laser-Induced Periodic Surface Structures. In *Laser and Photonics Reviews* (Vol. 14, Issue 10). Wiley-VCH Verlag. <https://doi.org/10.1002/lpor.202000215>
- Borowiec, A., & Haugen, H. K. (2003). Subwavelength ripple formation on the surfaces of compound semiconductors irradiated with femtosecond laser pulses. *Applied Physics Letters*, 82(25), 4462–4464. <https://doi.org/10.1063/1.1586457>
- Bremond, N., Arora, M., Dammer, S. M., & Lohse, D. (2006). Interaction of cavitation bubbles on a wall. *Physics of Fluids*, 18(12). <https://doi.org/10.1063/1.2396922>
- Camacho-López, S., Evans, R., Escobar-Alarcón, L., Camacho-López, M. A., & Camacho-López, M. A. (2008). Polarization-dependent single-beam laser-induced grating-like effects on titanium films. *Applied Surface Science*, 255(5 PART 2), 3028–3032. <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2008.08.085>
- Chang, J. T., Yeh, C. H., He, J. L., & Chen, K. C. (2003). Cavitation erosion and corrosion behavior of Ni-Al intermetallic coatings. *Wear*, 255(1–6), 162–169. [https://doi.org/10.1016/S0043-1648\(03\)00199-6](https://doi.org/10.1016/S0043-1648(03)00199-6)
- Chen, X., Xu, R. Q., Shen, Z. H., Lu, J., & Ni, X. W. (2004). Optical investigation of cavitation erosion by laser-induced bubble collapse. *Optics and Laser Technology*, 36(3), 197–203. <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2003.08.004>
- Choudhary, S., Sarma, J. V. N., Pande, S., Ababou-Girard, S., Turban, P., Lepine, B., & Gangopadhyay, S. (2018). Oxidation mechanism of thin Cu films: A gateway towards the formation of single oxide phase. *AIP Advances*, 8(5). <https://doi.org/10.1063/1.5028407>
- Crabtree, K. (2007). *Polarization Critical Optical Systems: Important Effects and Design Techniques*. <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:107687163>
- Devia-Cruz, L. F., Pérez-Gutiérrez, F. G., García-Casillas, D., Aguilar, G., Camacho-López, S., & Banks, D. (2013). High resolution optical experimental technique for computing pulsed laser-induced cavitation bubble dynamics in a single shot. In *Atomization and Sprays* (Vol. 23, Issue 6). <https://doi.org/10.1615/AtomizSpr.2013007139>
- Drude, P. (1900). Zur Elektronentheorie der Metalle. *Annalen Der Physik*, 306(3), 566–613. <https://doi.org/10.1002/andp.19003060312>
- Duque Jaramaillo, J., Llano Sánchez, L. E., & Villazón Amaris, H. (2006). Estructura cristalina del cobre, propiedades microscópicas mecánicas y de procesamiento. *Ciencia e Ingeniería Neogranadina*, 16. <http://www.redalyc.org/articulo.oa?id=91116210>

- Esqueda Barrón, Y. (2013). *ZnO inducido por irradiación láser de pulsos ultracortos [Tesis de maestría]*. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California.
- Esqueda Barrón, Y. (2018). *Síntesis de los óxidos metálicos inducidos por irradiación láser de pulsos ultracortos: ZnO y SnO [Tesis doctoral]*. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California.
- Faraldos, M., & Goberna, C. (2011). *Técnicas de análisis y caracterización de materiales* (2da ed.).
- Fischer-Cripps, A. C. (2011). *Nanoindentation*. <http://www.springer.com/series/1161>
- Fraijo Rodas, A. (2021). *Efecto de la polarización en la formación de LIPSS en bismuto [Tesis de maestría]*. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California.
- Fuentes Edfuf, Y. I. (2019). *Estructuras Superficiales Auto-Organizadas Generadas por Láser [Tesis doctoral]*. Universidad Autónoma de Madrid [Tesis de maestría]. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California.
- Gamaly, E. G. (2011). *Femtosecond Laser-Matter Interaction: Theory, Experiments and Applications*. Pan Stanford.
- Gogate, P. R., Tayal, R. K., & Pandit, A. B. (2006). Cavitation: A technology on the horizon. In *CURRENT SCIENCE* (Vol. 91, Issue 1). <https://www.researchgate.net/publication/279898046>
- González-Parra, J. C., Robles, V., Devia-Cruz, L. F., Rodríguez-Beltrán, R. I., Cuando-Espitia, N., Camacho-López, S., & Aguilar, G. (2022). Mitigation of cavitation erosion using laser-induced periodic surface structures. *Surfaces and Interfaces*, 29. <https://doi.org/10.1016/j.surfin.2021.101692>
- Gregorčič, P., Petkovšek, R., & Možina, J. (2007). Investigation of a cavitation bubble between a rigid boundary and a free surface. *Journal of Applied Physics*, 102(9). <https://doi.org/10.1063/1.2805645>
- Johnsen, E., & Colonius, T. (2009). Numerical simulations of non-spherical bubble collapse. *Journal of Fluid Mechanics*, 629, 231–262. <https://doi.org/10.1017/S0022112009006351>
- Kühlmann, J., & Kaiser, S. A. (2024). Single-Bubble Cavitation-Induced Pitting on Technical Alloys. *Tribology Letters*, 72(2). <https://doi.org/10.1007/s11249-024-01851-7>
- Kühlmann, J., Lopez de Arcaute y Lozano, C., Hanke, S., & Kaiser, S. A. (2022). In-situ Investigation of the Onset of Cavitation Damage from Single Bubbles on Technical Alloys. *Tribology Letters*, 70(4). <https://doi.org/10.1007/s11249-022-01665-5>
- Lechner, C., Koch, M., Lauterborn, W., & Mettin, R. (2017). Pressure and tension waves from bubble collapse near a solid boundary: A numerical approach. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 142(6), 3649–3659. <https://doi.org/10.1121/1.5017619>
- Lewis, I. R., & Edwards, H. G. (2001). *Handbook of Raman spectroscopy*.

- Maisterrena Epstein, R. J. (2006). *Caracterización de la ablación láser en metales y en PMMA con pulsos cortos (ns) y ultra cortos (fs) [Tesis de maestría]*. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California.
- Özcan, M., & Sardari, B. (2018). *Investigation of brass as a real-time substrate for surface-enhanced Raman spectroscopy*. 25. <https://doi.org/10.1117/12.2315778>
- Philipp, A., & Lauterborn, W. (1998). Cavitation erosion by single laser-produced bubbles. *Journal of Fluid Mechanics*, 361, 75–116. <https://doi.org/10.1017/S0022112098008738>
- Pizango Ventimilla, J. P., & Quinga Vega, J. J. (2018). *Caracterización de una aleación de latón obtenida por colado dinámico con variación de frecuencia [Tesis de licenciatura]*. Escuela Politécnica Nacional. Quito.
- Prochazka, M. (2016). *Basics of Raman Scattering (RS) Spectroscopy* (pp. 7–19). [https://doi.org/10.1007/978-3-319-23992-7\\_2](https://doi.org/10.1007/978-3-319-23992-7_2)
- Ramírez, J. R. (2015). *Generación de Chorros de Agua Mediante Termocavitación en Tubos Capilares [Tesis de maestría]*. Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica.
- Reyes-Contreras, A. (2017). *Efecto de las características cristalográficas de películas delgadas de bismuto en la formación de LIPSS [Tesis de maestría]*. Universidad Autónoma del Estado de México.
- Reyes-Contreras, A., Camacho-López, M., Camacho-López, S., Olea-Mejía, O., Esparza-García, A., Bañuelos-Muñetón, J., & Camacho-López, M. (2017). Laser-induced periodic surface structures on bismuth thin films with ns laser pulses below ablation threshold. *Optical Materials Express*, 7(6). <https://doi.org/10.1364/OME.7.001777>
- Robles, V., González-Parra, J. C., Cuando-Espitia, N., & Aguilar, G. (2022). The effect of scalable PDMS gas-entrapping microstructures on the dynamics of a single cavitation bubble. *Scientific Reports*, 12(1). <https://doi.org/10.1038/s41598-022-24746-w>
- Santillan, R., Wong, A., Segovia, P., Camacho-Lopez, M., & Camacho-Lopez, S. (2020). Femtosecond laser-induced periodic surface structures formation on bismuth thin films upon irradiation in ambient air. *Optical Materials Express*, 10(2), 674. <https://doi.org/10.1364/ome.384019>
- Segovia, P., Wong, A., Santillan, R., Camacho-Lopez, M., & Camacho-Lopez, S. (2021). Multi-phase titanium oxide LIPSS formation under fs laser irradiation on titanium thin films in ambient air. *Optical Materials Express*, 11(9), 2892. <https://doi.org/10.1364/ome.431210>
- Shaw, S. J., Schiffers, W. P., Gentry, T. P., & Emmony, D. C. (1999). A study of the interaction of a laser-generated cavity with a nearby solid boundary. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 32, 1612–1617. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/32/14/311>
- Sinibaldi, G., Occhicone, A., Alves Pereira, F., Caprini, D., Marino, L., Michelotti, F., & Casciola, C. M. (2019). Laser induced cavitation: Plasma generation and breakdown shockwave. *Physics of Fluids*, 31(10). <https://doi.org/10.1063/1.5119794>
- Sipe, J. E., Young, J. F., Preston, J. S., & Van Driel, H. M. (1983). Laser-induced periodic surface structure. I. Theory. *PHYSICAL REVIEW*, 8, 15. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.27.1141>

- Sparks, M. (1976). Theory of laser heating of solids: Metals. *Journal of Applied Physics*, 47(3), 837–849. <https://doi.org/10.1063/1.322717>
- Tagawa, Y., & Peters, I. R. (2018). Bubble collapse and jet formation in corner geometries. *Physical Review Fluids*, 3(8). <https://doi.org/10.1103/PhysRevFluids.3.081601>
- Tan, C., Shang, J., & Li, Z. (2024). Simulation of cavitation erosion damage and structural evolution caused by nano-bubbles for iron. *Physics of Fluids*, 36(4). <https://doi.org/10.1063/5.0202318>
- Wong Gutiérrez, A. (2019). *Optimización del proceso de generación de LIPSS en metales con pulsos ultra-cortos [Tesis de maestría]*. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California.
- Xu, Y., Wang, R., Ma, S., Zhou, L., Shen, Y. R., & Tian, C. (2018). Theoretical analysis and simulation of pulsed laser heating at interface. *Journal of Applied Physics*, 123(2). <https://doi.org/10.1063/1.5008963>