



Universidad Nacional Autónoma de México
POSGRADO EN CIENCIA E INGENIERÍA DE MATERIALES

“INTERACCIÓN DE ONDAS DE CHOQUE
INDUCIDAS POR PULSOS LÁSER”

TESIS:

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE
MAESTRO EN CIENCIA E INGENIERÍA DE MATERIALES

PRESENTA:

ULISSES JESÚS GUTIÉRREZ HERNÁNDEZ

TUTOR PRINCIPAL:

DR. PEDRO ANTONIO QUINTO SU
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES

COMITÉ TUTOR:

DRA. CITLALÍ SÁNCHEZ AKÉ
INSTITUTO DE CIENCIAS APLICADAS Y TECNOLOGÍA

DR. JESÚS GARDUÑO MEJÍA
INSTITUTO DE CIENCIAS APLICADAS Y TECNOLOGÍA

CIUDAD UNIVERSITARIA, CDMX., AGOSTO DE 2019



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

A Irma

Agradecimientos

Aunque la finalidad de estas líneas sea agradecer, realmente resultan insuficientes. Son demasiadas personas, hechos y momentos que me han permitido estar aquí.

Algunas veces pequeños movimientos, casi imperceptibles, pueden desajustar las cosas hasta tal punto de tener que comenzar de nuevo lo que sea que se esté haciendo; algunas otras la intensidad de los movimientos obliga a reiniciar la vida misma. Estos poco más de dos años que duró la maestría he aprendido bastante de ambos. De los casi imperceptibles que pueden desalinearse el trabajo de meses enteros, y de los muy intensos que pueden desalinearse la vida. Gracias a todas las personas que me han ayudado a aprender a reajustar todo. A mi familia, amigos, profesores y alumnos. Cada movimiento y ajuste me ha llevado a ser, conocer, aceptar y cambiar quién soy. Y no sólo eso, sino quién y cómo quiero ser.

Muy especialmente agradezco a Irma, a quien dedico este trabajo. Con mucho amor, con todo el amor. Porque todo ha sido un proceso en el que aprendemos juntos. Gracias infinitamente. Por entender de movimientos y colapsos más que yo... Gracias por estar, por esperar, por ser tú, por cada paso que hemos dado juntos y por los que vendrán.

Agradezco a mi familia, mis padres y mi hermano, por apoyarme siempre en absolutamente todo. Los cuatro hemos aprendido mucho de movimientos estos años, y en este aprender hemos crecido en muchos sentidos. Siempre he tenido su apoyo incondicional y no tengo más que agradecerlo.

Gracias a mis amigos, que en realidad merecen más que un agradecimiento. Por estar y apoyarme siempre que lo necesito y también cuando no. De cada uno debería escribir el por qué y pasarían muchas páginas. Ustedes lo saben. Gracias.

Agradezco a la UNAM, por absolutamente todo lo que ha sido para mi forma-

ción académica y personal; por sus aulas y espacios llenos de libertad, de puertas a otros mundos y universos enteros. Gracias también a todos los alumnos y profesores que dan su alma por esta universidad y que luchan porque continúe siendo pública y gratuita; sino fuera por ellos, no cabe duda que yo no podría estar aquí. De la misma forma agradezco al Posgrado en Ciencia e Ingeniería de Materiales de ésta misma institución, por permitir mi formación como maestro.

Agradezco la paciencia, apoyo y enseñanza que me ha brindado mi asesor, el Dr. Pedro A. Quinto Su. Desde mi llegada al laboratorio de Óptica Aplicada del Instituto de Ciencias Nucleares, el aprendizaje ha sido continuo. Así también, agradezco a mis sinodales su tiempo y comentarios. Muchas gracias Dr. Francisco Mandujano, Dr. Juan Hernández, Dra. Martha Rosete y Dr. Alejandro Vásquez. Sin su lectura, correcciones y valiosas aportaciones, definitivamente este trabajo no podría estar completo.

Por último, agradezco a la DGAPA-UNAM (Proyecto PAPIIT IN107719), al CONACyT (proyectos CB-253706, LN293471) por su apoyo financiero y al Sr. José Rangel Gutiérrez por la manufactura de piezas de optomecánica.

Índice general

Introducción	1
1. Marco teórico	7
1.0.1. Fundamentos de haces láser estructurados	7
1.0.2. Elementos ópticos reflectivos, refractivos y difractivos	10
1.1. Modulador espacial de luz	12
1.1.1. Descripción de un cristal líquido	13
1.1.2. Hologramas generados por computadora	15
1.1.2.1. Algoritmo	15
1.2. Ondas de choque	20
1.2.1. Ondas de choque continuas	20
1.2.2. Ondas de choque inducidas por pulsos láser	24
2. Metodología	29
2.1. Generación y caracterización de ondas de choque convergentes	30
2.1.1. Arreglo experimental	31
2.1.2. Experimento: Generación de ondas de choque convergentes	34
2.2. Estudio de ondas de choque convergentes sobre burbuja de vapor	37
2.2.1. Arreglo experimental	38
2.2.2. Experimento: Ondas de choque convergentes sobre burbuja de vapor	39
3. Resultados y conclusiones	41
3.1. Generación de ondas de choque convergentes	41
3.2. Ondas de choque convergentes sobre burbuja de vapor	56
A. Publicaciones	65
Bibliografía	75

Introducción

Uno de los fenómenos más interesantes que ocurrieron durante la evolución de los seres vivos fue el desarrollo de la visión y del órgano que la permite: el ojo. Éste nos permite “ver” lo que está a nuestro alrededor y tener interacción con los objetos con los que coexistimos. El interés por describir qué y cómo vemos ha existido desde etapas muy tempranas en la humanidad. La observación de muchos fenómenos y su posible explicación conllevó a un enorme crecimiento científico durante siglos. Hoy resulta posible explicar una cantidad inmensa de fenómenos que se asocian directamente con nuestra forma de percibir el universo a través de nuestros ojos.

Una de las primeras y más simples descripciones de la luz se hizo de forma geométrica, tratando a la luz simplemente como “rayos” rectos, ésta descripción permite explicar la reflexión y refracción de la luz al pasar de un medio a otro, así como la formación de imágenes al pasar por una lente [36, 85]. Básicamente la *óptica geométrica* se rige por la ley de Snell. Sin embargo, para explicar fenómenos como la difracción y la interferencia, la óptica geométrica no es suficiente, por lo que se estudia entonces a la luz como una onda, *óptica ondulatoria* [36, 85]. Para poder explicar otros fenómenos, tales como la polarización, es necesario agregar la naturaleza electromagnética de la luz, hecho heredado a partir de la teoría electromagnética de J. C. Maxwell [64], donde se dedujo no sólo que la luz es una onda *EM*, sino también su velocidad de propagación, naciendo con esto la *óptica electromagnética*. Por último, la descripción más fundamental de la luz recae en su naturaleza cuántica, en la cual se considera a la luz como una partícula: el fotón [26]. En la Figura 1 se observa, de forma esquemática, el nivel de comprensión de cada una de las teorías ópticas.

Uno de los descubrimientos que más implicaciones científicas y tecnológicas han tenido en las últimas décadas es el láser. Su descubrimiento ha permitido generar nuevas técnicas, y mejorar las existentes, para el estudio de diversos fenómenos que, por sus dimensiones o duración, habían sido de difícil acceso. Un

ejemplo muy notable del estudio de los láseres y de las técnicas que los utilizan, le valió el premio Nobel de 2018 a Ashkin [7], y a Strickland y Mourou [67]. Sus investigaciones sobre láseres de alta potencia y “herramientas ópticas” han tenido aplicaciones principalmente en áreas como la biomédica y bioquímica, debido a las longitudes características de los objetos de estudio. A través de las pinzas ópticas ha sido posible atrapar y aislar células individuales sin generar ningún daño y prácticamente sin interferir en los procesos de la célula misma [5, 6].

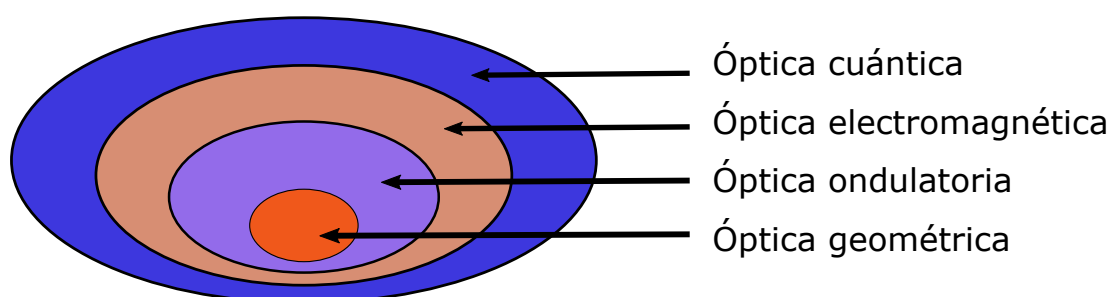


Figura 1: Niveles de comprensión de las teorías ópticas. La teoría cuántica describe todos los fenómenos ópticos. Adaptada de [85]

El primer láser de rubí se presentó en 1960 [59], y desde entonces llamó la atención de la comunidad científica el estudiar su interacción con la materia. Se comenzó a estudiar, por ejemplo, la propagación de luz láser a través de gases y sólidos [60]. El estudio de la interacción con los líquidos no fue algo que llamara la atención de forma inmediata, pues durante la década de los 60 y 70 se registran sólo una o dos investigaciones por año [22]; a pesar de esto, desde las primeras investigaciones se observaron distintos fenómenos: formación de plasma y emisión de luz, rompimiento dieléctrico, emisión de ondas de choque y formación de burbujas [9], [46]. Debido a que las técnicas de generación y observación de estos fenómenos han mejorado y aumentado paulatinamente, lo ha hecho también el número de investigaciones.

Al igual que la óptica, la historia del estudio de lo que hoy conocemos como ondas de choque ha sido concebido desde etapas primarias de la humanidad, éstas se observan en algunos eventos que ocurren violentamente de forma natural, por ejemplo, en una tormenta eléctrica [60] o en erupciones volcánicas (como se muestra en la figura 2), en eventos que van desde colisiones microscópicas hasta eventos astronómicos como la explosión de una supernova. Aunque muy presentes en la cotidianidad, sobre todo en algunos tipos de armas, generaron un profundo interés científico hasta finales del siglo XVIII, con bastos y controversiales deba-

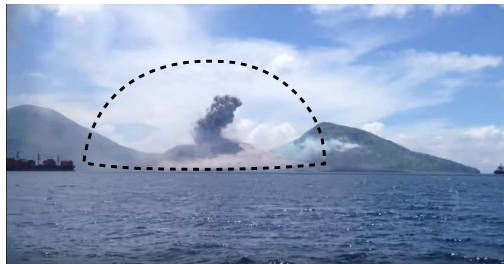
tes, que conllevaron a la demostración de la existencia de discontinuidades [110], hecho que sirvió de guía para el nacimiento de la teoría moderna de la física de las ondas de choque [54].



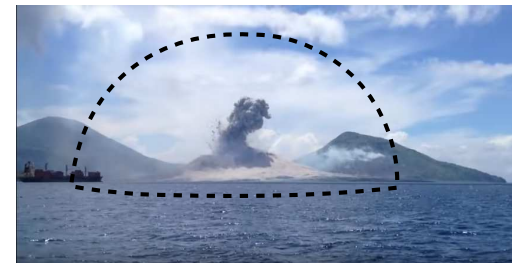
a) Antes de la erupción



b) Durante la erupción y generación de onda de choque



c) ~ 2 s desde la generación



d) ~ 3.5 s desde la generación

Figura 2: Erupción de volcán en Papúa, Nueva Guinea. Se observa la expansión radial de la onda de choque generada durante la erupción del volcán, notando se altera el medio en el frente de choque, c) y d). <https://youtu.be/BUREX8aFbMs>

Una de las técnicas que se utilizan en los laboratorios para generar ondas de choque es por medio de pulsos láser de alta potencia. La generación de burbujas y ondas de choque con esta técnica conlleva a aplicaciones tan diversas que van desde la física fundamental y la química [58], hasta la biología y, también, aplicaciones médicas [78]. Actualmente, un aspecto revolucionario en los laboratorios de óptica es el uso de hologramas digitales, los cuales han permitido que los arreglos experimentales utilizados para el estudio de fenómenos micro y nanoscópicos sean muchos más simples y accesibles. Hoy día es posible generar configuraciones arbitrarias de burbujas cavitantes inducidas por pulsos láser a través de moduladores espaciales de luz [76]. Aunque es una técnica que permite la generación de patrones arbitrarios de burbujas y ondas de choque, observar y analizar la repuesta de materiales en procesos que tienen lugar en escalas de tiempo tan pequeñas es todo un reto, se necesitan técnicas de visualización muy

rápidas para poder realizar observaciones directas. La fotografía ultrarrápida, la formación de imágenes *Schlieren* y la interferometría [22], han sido herramientas que han permitido captar y mejorar el entendimiento del fenómeno.

Dentro de las técnicas más sobresalientes para captar y estudiar las ondas de choque se encuentran las que utilizan cámaras rápidas, *e. g.* cámara *Streak* (100 ns [69]), y técnicas que utilizan fuentes de iluminación de tiempos muy cortos, *e. g.* pump-probe con pulsos de 6 ns de duración como iluminación [70], lo cual permite obtener fotografías con resolución de nanosegundos. Trabajar con pulsos tan cortos permite estudiar nuevos regímenes de tiempos de respuesta de materiales, pues se generan ondas de choque de unos cuantos *GPa* con duraciones características de algunos nanosegundos y estudiando fenómenos que antes de esta tecnología eran inaccesibles [22].

Un fenómeno que ha llamado mucho la atención son las ondas de choque convergentes, sobre todo en el campo de física aplicada e ingeniería. Los usos y aplicaciones de las ondas de choque convergentes incluyen lanzadores a hipervelocidad, estudio de comportamiento de materiales bajo condiciones extremas [93], síntesis de materiales [108], producción de altas temperaturas y plasmas de alta densidad [79], etc. Recientemente la dinámica de las ondas de choque se ha visto implicada en estudios multidisciplinarios que abarcan áreas médicas y geofísicas. En particular, han sido aplicadas de forma exitosa en terapias médicas como cirugía ocular [105], litotricia extracorpórea por ondas de choque (para romper cálculos renales o biliares) [95], lisis celular inducida por láser [78], etc. Estudios experimentales recientes muestran que ondas de choque convergentes pueden producir altas temperaturas y presiones en el lugar de convergencia [90, 106]. Esto, en conjunto con las aplicaciones tecnológicas mencionadas, son las principales razones para estudiar el problema del enfoque de ondas de choque.

El objetivo de este trabajo es la generación, enfoque y visualización de ondas de choque por medio del enfoque de pulsos láser sobre una muestra de un líquido absorbente; además, debido a que la medición de presiones a escalas tan pequeñas es todo un reto, se busca generar una técnica que permita medir la presión en el lugar de convergencia de las ondas de choque de forma directa. Para generar ondas de choque convergentes se modifica la estructura de los pulsos láser con un Modulador Espacial de luz, enfocando sobre la muestra líquida un pulso con estructura anular, de modo que, una vez que la muestra absorbe la energía del pulso láser, se genere una burbuja cavitante en forma de dona y se induzca la generación de dos ondas de choque. Una de las ondas de choque se propagará alejándose de la dona, mientras que la otra se propagará hacia el centro, convergiendo en el centro de la estructura. La muestra líquida debe ser lo suficientemente delgada

para lograr tener ondas de choque cuasi-cilíndricas. Para poder analizar tanto la convergencia de la onda de choque como los fenómenos derivados, se exploran dos técnicas de visualización: una de fotografía tipo estroboscópica (*pump-probe*) y otra de fotografía rápida cámara (Cámara *Streak*). Con la primera técnica se analiza la dinámica de la onda de choque, obteniendo fotografías de su evolución temporal, determinando el momento de convergencia y observando los fenómenos que se derivan. Con la segunda técnica se busca medir la presión de forma directa por medio de un *sensor de presión*, es decir, colocando una burbuja de vapor en el centro de la estructura, caracterizando el tiempo de colapso y comparándolo con el tiempo de colapso de Rayleigh, a partir del cual es posible determinar la presión de la onda de choque en el centro de convergencia.

Estructura de la tesis

Este trabajo se divide en tres capítulos. En el **capítulo uno** se da un panorama general de los haces láser estructurados; se describe el funcionamiento de un modulador espacial de luz, el cual funge como elemento óptico difractivo variable. También se describe la teoría básica de las ondas de choque, así como de su generación por pulsos láser. Por último, se describe el planteamiento del método que permite generar y observar ondas de choque convergentes en este trabajo.

El **capítulo dos** se centra en la metodología empleada en este trabajo. Se divide en dos secciones: en la primera se describe la técnica que permite la generación de ondas de choque convergentes. Se detalla la explicación del arreglo óptico, la preparación de la muestra en la que se enfocan los pulsos láser, y la formación de imágenes con técnica estroboscópica (*pump-probe*), con la cual se determina la dinámica de la onda de choque convergente. En la segunda sección se describe la técnica de generación de ondas de choque que convergen sobre una burbuja de vapor, la cual es inducida por un láser continuo. Se explica también la forma en que se logra la visualización de la dinámica con una cámara ultra rápida (*Streak*), tomando una sola imagen (posición vs tiempo) de un corte transversal de las burbujas y de los eventos subsecuentes.

En el **capítulo tres** se analizan las imágenes obtenidas en el capítulo anterior. Se describen y comparan, a través de gráficas, los fenómenos observados y los resultados obtenidos a partir de su análisis. Se discuten los resultados y se comparan con simulaciones numéricas. Por último, se proponen investigaciones que parten de los resultados aquí obtenidos.

Marco teórico

En este capítulo se da una revisión a los conceptos teóricos que fundamentan este trabajo. De forma general se explican los pulsos láser estructurados y se describe el funcionamiento de un modulador espacial de luz, así como la generación de hologramas por computadora que permiten, al ser proyectados sobre el modulador espacial, generar elementos ópticos difractivos. También se describe la teoría básica de las ondas de choque, así como sus formas de generación; en particular se profundiza en aquellas generadas por medio de pulsos láser. Por último, se describe el planteamiento del método de estudio de las ondas de choque que se sigue en este trabajo, es decir, del método que permite generar, enfocar y observar las ondas de choque inducidas por pulsos láser, así como de los eventos subsecuentes a la convergencia.

1.0.1. Fundamentos de haces láser estructurados

Desde un punto de vista fundamental, la luz tiene naturaleza cuántica, presenta características tanto de onda como de partícula [26]; la misma naturaleza de los láseres recae en la cuántica. Sin embargo, en algunas aplicaciones no hay necesidad de trabajar a tal nivel de profundidad, de modo que los pulsos que un láser emite pueden ser tratados como una onda (electromagnética), incluso en algunos usos, el estudio de la luz se complementa con la óptica geométrica. Para los intereses particulares de este trabajo se requiere describir a la luz como una onda electromagnética, lo cual se hace a continuación.

La luz es una onda transversal [36, 64], de modo que, cuando la luz viaja en la dirección z y el campo eléctrico vibra en la dirección y , se puede expresar

1. MARCO TEÓRICO

matemáticamente por la ecuación.

$$f(y) = A \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} z - \phi\right) \quad (1.1)$$

donde A representa la amplitud, λ la longitud de onda y ϕ la fase. La amplitud se relaciona con la energía de la onda y la fase indica el desplazamiento del pico de la onda respecto de un punto de referencia ($z = 0$); en la figura 1.1 se muestran esquemáticamente estos parámetros.

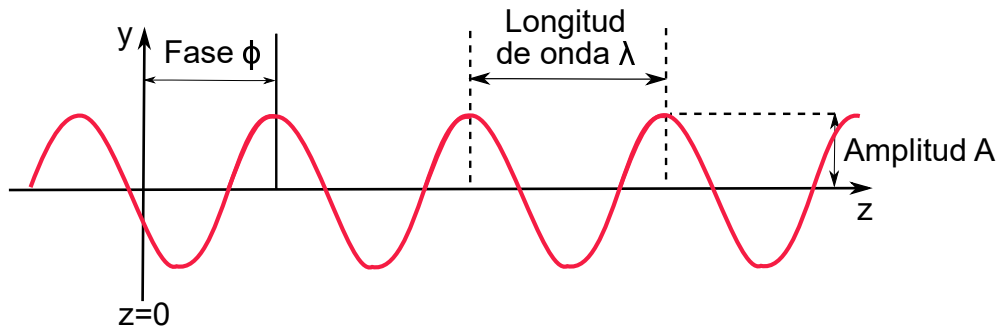


Figura 1.1: Parámetros de una onda

El término de dependencia temporal se ha omitido para simplificar la ecuación, pues se describe el comportamiento de un sistema óptico que no cambia con el tiempo. Una onda de luz también se puede expresar matemáticamente mediante la ecuación 1.2

$$f(y) = A e^{i\left(\frac{2\pi}{\lambda} z - \phi\right)} \quad (1.2)$$

Ambas ecuaciones, 1.1 y 1.2, son las mismas desde un punto de vista físico, pero ésta última es usada más comúnmente debido a que es una expresión que se puede tratar fácilmente. Se le conoce como señal analítica [36].

En realidad, la luz no vibra solo en una dirección, sino que lo hace en tres dimensiones. Al tener una fuente puntual de luz, en el vacío y que dure cierto tiempo, la luz comenzará a propagarse, a la velocidad de la luz, en todas las direcciones, es decir, con un patrón esférico. Para describir tal propagación se necesita el concepto de *frente de onda*, el cual representa la superficie que forman los picos de las ondas con igual fase.

El frente de onda de la luz que se emite puntualmente tiene forma de esfera, de modo que se conoce como onda esférica. Generalmente el frente de onda de la luz que emite un láser tiene forma plana (onda plana) [36, 85]. Si una onda de luz

viaja a través de un medio transparente, como agua o vidrio, su velocidad se reduce dependiendo del índice de refracción del material, provocando cierto retraso y cambio en la forma del frente de onda. Inicialmente la forma del frente de onda depende de su fuente, pero cambia al propagarse e interactuar con algún cuerpo o sustancia. La propagación del frente de onda puede estudiarse considerando la teoría geométrica de luz, es decir, tomando a luz como rayos. Estos rayos son perpendiculares al frente de onda y viajan en línea recta en un medio con índice de refracción constante; si cambia de medio o choque con un cuerpo, la dirección de propagación cambia (refracción y reflexión).

Cuando una onda de luz se bloquea por un objeto, la sombra del objeto es oscura y su frontera bien definida cuando se forma cerca del objeto, sin embargo, para posiciones más lejanas, la orilla (frontera) de la sombra no está tan definida. Éste fenómeno se debe a que la luz se desvía alrededor del borde del objeto (difracción) y puede explicarse, al igual que la reflexión y refracción, por el principio de Huygens. Dicho principio establece que si se tiene una fuente de luz puntual en un frente de onda en un momento en particular, las ondas secundarias que se emiten, y después de que haya transcurrido cierto tiempo, se superpondrán, combinándose una con otra y creando un nuevo frente de onda [85]. Esto se muestra esquemáticamente en la figura 1.2.

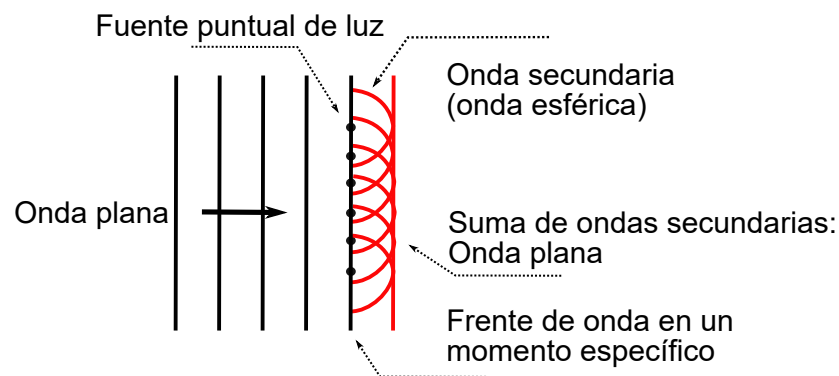


Figura 1.2: Principio de Huygens. Si se tiene una fuente de luz puntual en un frente de onda en un momento en particular, las ondas secundarias que se emiten, y después de que haya transcurrido cierto tiempo, se superpondrán, combinándose una con otra y creando un nuevo frente de onda. Adaptada de [34]

La propagación de una onda de luz puede explicarse usando *rayos* de luz y el principio de Huygens, es decir, con óptica geométrica y óptica ondulatoria. En muchas aplicaciones de los láseres resulta conveniente controlar la forma del

frente de onda. Existen técnicas que utilizan dispositivos ópticos que permiten controlar y modificar fácilmente dicho frente de onda (distribución espacial de la fase) de la luz, es decir, tener haces láser con estructura.

Dentro de las técnicas para dar estructura a un haz láser, se pueden utilizar distintos enfoques, ya sea con elementos reflectivos, refractivos o difractivos. Generar un perfil de haz plano colimado, por ejemplo, se puede hacer por medio de elementos ópticos reflectivos, típicamente con espejos esféricos, lo cual puede ser muy interesante para aplicaciones interferométricas [94]. Una distribución de intensidad plana en un foco, interesante para aplicaciones de perforación o barrenado, puede lograrse medio de elementos refractivos [10]. Por otro lado, el uso de elementos ópticos difractivos permite la generación de distribuciones de intensidad mucho más complejas, por ejemplo múltiples puntos láser [70].

1.0.2. Elementos ópticos reflectivos, refractivos y difractivos

Elementos ópticos reflectivos

Las superficies reflectivas, cuya superficie tiene una forma específica, pueden usarse para modificar la distribución de intensidad de un láser. Un espejo simple con perfil esférico, parabólico o toroidal puede conllevar a un efecto de enfoque de un haz incidente [43]. Arreglos más complicados y que involucran más espejos, que no necesariamente tienen simetría axial, pueden usarse para una redistribución de la irradiancia [97]. El diseño del arreglo generalmente puede determinarse basándose en óptica geométrica. Dar forma específica a un haz láser por medio de elementos reflectivos es muy útil cuando se necesitan trabajar con energías de láser muy altas.

Elementos ópticos refractivos

Cuando un haz de luz pasa de un medio a otro con diferente índice de refracción y a cierto ángulo, el frente de onda cambia de dirección acorde a la *ley de Snell*, la cual es fundamental en la óptica refractiva. Ésta se basa principalmente en la simetría axial de los elementos y consiste en enfocar y generar imágenes de los objetos con elementos de superficies esféricas o semiesféricas, aunque para dar estructura a los haces láser, se trabaja típicamente con elementos ópticos refractivos que son no-esféricos o de forma libre. La superficie del elemento puede determinarse de forma analítica únicamente con óptica geométrica y el principio

de conservación de la energía [31]. La ventaja de generar haces láser estructurados por medio de elementos ópticos refractivos radica en su alta eficiencia y en que se puede usar con un amplio rango de longitudes de onda [97]. Una de las principales limitaciones principales del uso de elementos refractivos es su manufactura; mientras más compleja sea la distribución deseada, más complicado será el diseño y manufactura del elemento refractivo.

Elementos ópticos difractivos generados por computadora

Una manera alterna de controlar y modificar un pulso láser es por medio de la difracción. Las propiedades y diseños de los elementos ópticos refractivos (DOE - *Diffractive Optical Element*) son típicamente mucho más complicados que los reflectivos o refractivos, pues operan en el dominio de la óptica de Fourier y por lo tanto requieren algoritmos computacionales para generar las funciones de transferencia de dichos elementos.

Los DOE pueden usarse desde un enfoque holográfico considerando la inherente transformada de Fourier en el campo lejano del holograma para iluminación coherente. Existen varios algoritmos para transformar una distribución espacial de intensidad incidente conocida a una distribución deseada, es decir, una imagen en el campo lejano basada únicamente en la fase del holograma [49], [91]. Dentro de los algoritmos más conocidos para generar el perfil deseado en el haz de salida se encuentra el algoritmo de Gerchberg-Saxton [109] y el algoritmo de transformada de Fourier iterativa (IFTA - *Iterative Fourier transform algorithm*) [50]. El perfil de fase generado por medio de los algoritmos descritos, también conocido como holograma generado por computadora (CGH-*Computer Generated Hologram*), puede ser impreso en una placa de fase (*phase plate*) transmisiva o reflectiva para crear las diferencias de camino óptico del haz de salida. En la figura 1.3 se ejemplifica el uso de un holograma para evitar un arreglo óptico con muchos componentes para generar dos puntos.

Una forma alterna, y mucho más versátil, de generar los elementos difractivos es a través del uso de Modulador Espacial de Luz de Cristal Líquido. En el modulador cada pixel del dispositivo puede producir un retraso de fase variable y controlado y, por lo tanto, puede ser utilizado como un elemento óptico difractivo variable [8].

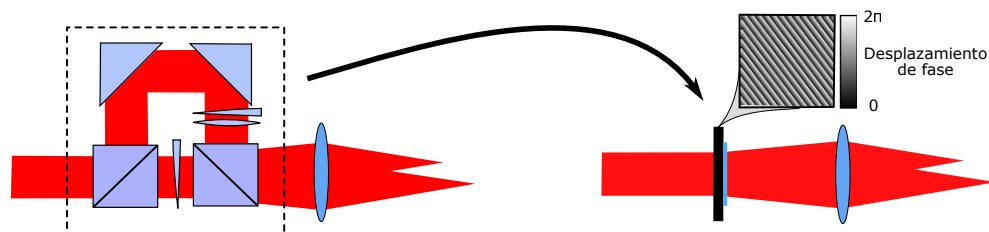


Figura 1.3: A través de la holografía se pueden generar elementos ópticos difractivos. En este ejemplo un holograma se utiliza para generar dos focos (derecha) que de otra forma necesitaría los componentes que se muestran a la izquierda. Adaptada de [13]

1.1. Modulador espacial de luz

En las últimas dos décadas, los Moduladores Espaciales de Luz (SLM - *Spatial Light Modulator*) se han comenzado a usar mucho más debido a que representan, a un costo relativamente pequeño, un modo eficiente para controlar o adaptar un haz de luz. Éstos pueden modificar tanto la fase como la amplitud de un haz, siendo posible elegir el control sobre una, otra o ambas al mismo tiempo. Como se ha mencionado, antes de los SLM la generación de haces estructurados resultaba poco eficiente en un sentido técnico, pues por cada holograma se debía imprimir una placa, en cambio con los SLM la fase se puede cambiar de forma inmediata sin modificar ningún elemento más que el holograma proyectado y generado computacionalmente.

En general, los SLM se pueden crear por medio de cinco tecnologías distintas, cada uno para diferentes aplicaciones citeKelly. En particular los dispositivos de LC (LC- *Liquid Crystal*) han bajado de costo debido a su alto uso industrial, y actualmente se encuentran de varios tipos: de fase y/o amplitud, reflectivos o transmisivos, de uso eléctrico u óptico. El Modulador Espacial de Luz de Cristal Líquido (LC-SLM - *Liquid Crystal Spatial Light Modulator*) es un dispositivo que está basado en la tecnología de los proyectores y televisiones comunes hace algunos años.

Los LC-SLM son dispositivos se forman de celdas delgadas de cristal líquido, en los que la aplicación de una diferencia de potencial a través de las celdas introduce un retraso de fase a la luz reflejada, como se explicará más adelante.

Este voltaje no se aplica a todas las celdas, sino que la estructura de la fase deseada se puede crear modificando el campo eléctrico a través de la apertura de cada celda. Cada píxel del dispositivo puede crear una fase distinta, de este modo, el SLM puede actuar como complicadas rejillas de difracción la cuales cambian la fase del haz de luz reflejado, de tal forma que la intensidad y fase de un haz incidente se transformen en un patrón específico. El modulador puede redirigir la luz incidente de tal forma que toda la luz disponible se envíe en el patrón deseado, aumentando la eficiencia, es decir, sin bloquear nada de la luz incidente como en otros métodos. Para crear patrones complicados es posible combinar rejillas simples, lineales y circulares. Además, para patrones aún más complejos se pueden usar algoritmos de transformadas de Fourier iterativos [49]. En los siguientes párrafos se explicará de forma detallada el funcionamiento del SLM, en particular de como el cristal líquido permite la modificación de la fase de un haz incidente.

1.1.1. Descripción de un cristal líquido

Los cristales líquidos (LC - *Liquid Crystal*) fueron observados por primera vez por el botánico Friedrich Reintznet, en 1888. Son sustancias que tienen propiedades mecánicas de líquidos, pero se comportan ópticamente como cristales. Son viscosos como líquidos, pero generan estructuras ordenadas. La mayoría de éste tipo de materiales son termotrópicos, es decir, sus propiedades solo existen en un cierto rango de temperaturas. Existen tres tipos principales de estos cristales líquidos, basados en su estructura: nemáticos, esméticos y colestéricos [43]. En la figura 1.4 se detalla cada uno.

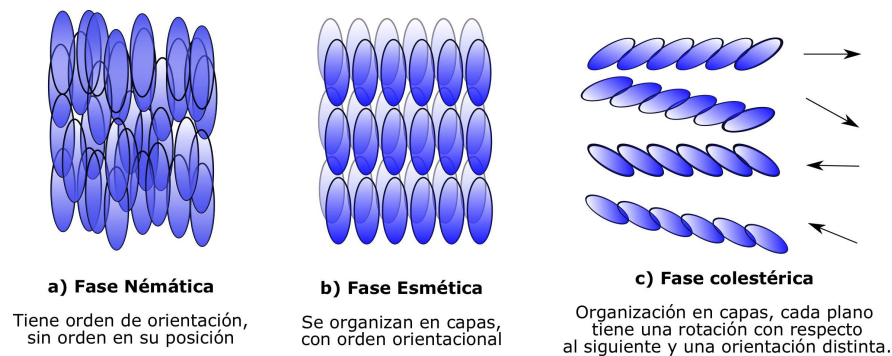


Figura 1.4: Tipos de cristal líquido, según su ordenamiento posicional

La fase nemática del cristal líquido es la más utilizada en muchas aplicaciones

1. MARCO TEÓRICO

dado que sus propiedades electro-ópticas han sido muy bien estudiadas y su manufactura y preparación son relativamente simples [8]. Un apropiado alineamiento de las capas en la interface del LC conlleva a cierta orientación de sus moléculas en su estado de relajación. Como resultado de su estructura, las moléculas de la capa del LC exhiben anisotropía dieléctrica; al aplicar un campo eléctrico externo la orientación de las moléculas del LC puede modificarse. Como consecuencia, la anisotropía óptica, es decir, la birrefringencia del LC cambia acorde a su orientación y entonces altera el retraso de la fase inducida de la luz polarizada transmitida a través de la capa del LC, este se muestra esquemáticamente en la figura 1.5. La birrefringencia controlada eléctricamente es la propiedad fundamental del LC para muchas aplicaciones [43].

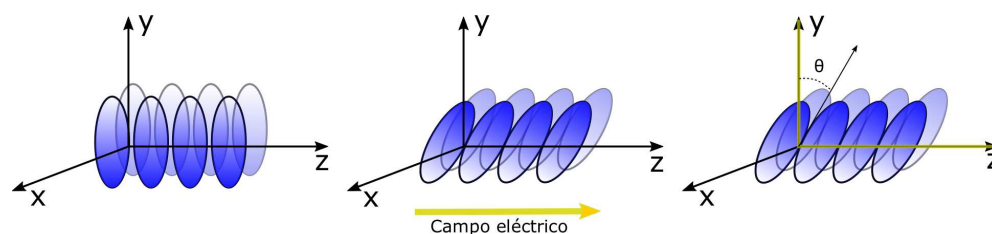


Figura 1.5: Fase nemática alineada paralelamente

Actualmente uno de los dispositivos comúnmente usados para controlar la alineación son los sistemas de cristal líquido sobre una capa de silicio (LCOS - *Liquid Crystal on Silicon*), en estos dispositivos el LC se coloca sobre una superficie de silicio; en ésta capa de silicio se forma un circuito de direccionamiento. La capa externa contiene pixeles hechos de electrodos de aluminio (CMOS - Complementary Metal-Oxide-Semiconductor), cada uno de los cuales se controla eléctricamente de forma independiente, como se muestra en la figura 1.6. Una superficie de vidrio se coloca sobre el silicio manteniendo un espaciamiento constante; el LC se coloca en ese espaciamiento. Las moléculas del LC se alinean en paralelo entre el silicón y el vidrio. El campo eléctrico a través de la capa de LC puede ser controlado pixel por pixel, lo cual causa que sus moléculas se inclinen acorde al campo eléctrico de tal forma que, al incidir un haz de luz, la fase puede ser modulada: la diferencia en el índice de refracción del LC ocurre debido a los diferentes ángulos en lo que se acomodan las moléculas dependiendo del campo eléctrico al que se someten, esto cambia la longitud de camino óptico en la capa del LC, lo que genera una diferencia de fase. Con esto solo la fase de la luz puede modularse para alinear la dirección de la polarización de la luz incidente linealmente polarizada a la dirección de alineamiento de las moléculas del LC.

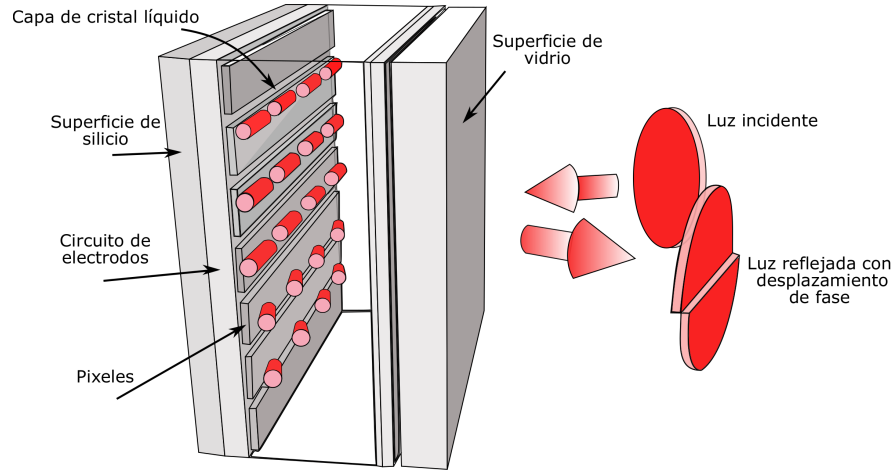


Figura 1.6: Estructura y funcionamiento del LCOS-SLM. Adaptada de [34]

1.1.2. Hologramas generados por computadora

Aunque los hologramas se inventaron a finales de los años 40 del siglo pasado por D. Gabor [32], no fue sino hasta la invención del láser que pudieron explotarse, teniendo un gran impacto después de que se creara el algoritmo de las transformadas rápidas de Fourier [49] y la rápida evolución de la computación, pues fue posible realizar cálculos complicados de forma casi instantánea. La holografía generada por computadora (CGH - *Computer Generated Holography*), permite la formación de objetos que sólo existían como descripciones matemáticas, pudiendo producirse un haz con cualquier fase y amplitud deseado, la cual no necesariamente recae en la óptica convencional. Las posibilidades desde entonces han sido enormes. Para los intereses de este trabajo se ha estudiado la generación de elementos ópticos holográficos (HOE - *Holographic Optical Elements*), de particular interés son los elementos ópticos difractivos (DOE). Como se ha explicado líneas arriba, la creación de estos elementos involucra tanto su diseño como su manufacturación; sin embargo, los SLM, dado que permiten la modificación de la fase en “tiempo real” gracias a los cristales líquidos, funcionan para la producción de hologramas generados por computadora, es decir, funcionan como DOE reconfigurables [43].

1.1.2.1. Algoritmo

La siguiente descripción toma como base el proceso descrito con detalle en [48], para pinzas ópticas y adaptado para este trabajo. Como se explicó al inicio de ésta sección, un haz de luz se representa como un campo electromagnético, el

cual se puede escribir de la siguiente forma:

$$u = a \exp(i\phi). \quad (1.3)$$

donde el módulo a es la amplitud del campo y ϕ es la fase. El SLM puede actuar como los hologramas de fase, teniendo transmisión $t(x_h, y_h) = \exp[i\phi_h(x_h, y_h)]$ y modificando sólo la fase del haz de luz. Esto representa una gran ventaja pues la intensidad del haz transmitido no se reduce y entonces la salida se maximiza. Cuando el haz dado por la ecuación 1.3 incide sobre el SLM, el perfil de amplitud compleja del haz después de pasar por el SLM será $u_h = a \exp[i(\phi + \phi_h)]$. El algoritmo que se implementa se usa para generar el patrón de fase ϕ_h . La fase se diseña de tal forma que cuando el haz modificado u_h se enfoque por un lente objetivo, la distribución de intensidad de luz en el espacio imagen (en el foco de la lente) sea la deseada.

Utilizando el hecho de que existe una relación de transformada de Fourier entre el campo complejo u_h en el plano pupila de la lente objetivo, en la cual se forma la imagen del plano del SLM, y el campo complejo u_i , en el foco de espacio imagen de la lente, como se observa en la figura 1.7, se tiene que

$$u_i(x_i, y_i) = \mathcal{F}\{u_h(x_h, y_h)\}. \quad (1.4)$$

El campo espacio de la imagen puede entonces pensarse como una versión a escala del patrón de difracción de campo lejano que sería producido por el haz saliendo del SLM. Si u_h o u_i es conocido, resulta sencillo calcular el otro campo no conocido tomando la transformada inversa de Fourier del campo conocido.

Puede desarrollarse una herramienta para crear un holograma sólo de fase para un patrón de intensidad en el campo lejano. Dicha herramienta toma la intensidad de entrada específica $I_t(x_i, y_i) = |u_t(x_i, y_i)|^2$, a partir de la cual se calcula una fase $\phi_h(x_h, y_h)$ tal que al proyectarse sobre el SLM, se produzca la distribución de intensidad deseada en el foco del lente objetivo.

Prismas y lentes

El generar lentes, rejillas y prismas permite producir uno solo o múltiples focos independientes [48]. El algoritmo combina la fase de elementos ópticos básicos: rejillas (desplazamiento lateral), y lentes (desplazamientos axiales).

Un solo rayo de luz con fase plana en el plano del holograma, es decir, $\phi_h = cte$, corresponde a un solo punto enfocado en el espacio imagen. Es sencillo moverlo

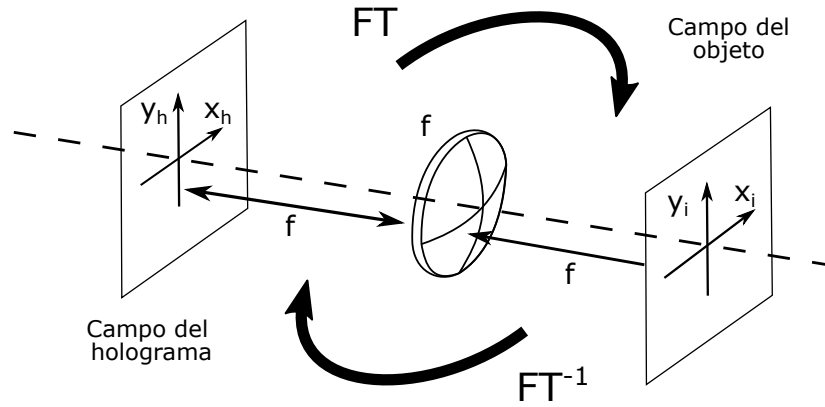


Figura 1.7: Relación de Fourier entre el plano del holograma y es espacio imagen del lente objetivo. FT es la Transformada de Fourier y FT^{-1} la Transformada de Fourier inversa. Adaptada de [48]

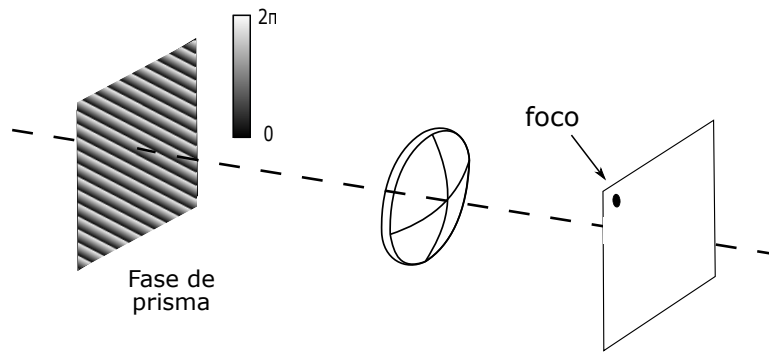


Figura 1.8: Fase requerida para desplazamiento lateral. Adaptada de [48]

alterando la fase en el plano del holograma. Por ejemplo, un punto en el espacio imagen que se desplaza lateralmente del eje óptico corresponde a un rayo en el plano del holograma que tienen una fase inclinada, lo cual es equivalente a pasar la luz a través de un prisma que introduce un retraso de fase, ϕ_{prisma} , a través del haz, como se observa en la figura 1.8. La fase en el plano del holograma requerida para producir un corrimiento lateral $(\Delta x, \Delta y)$ en la posición del punto enfocado está dada por

$$\phi_{prisma}(x_h, y_h) = a(\Delta x x_h + \Delta y y_h) \quad (1.5)$$

donde a depende de las características de la imagen y de la longitud de onda.

Análogamente, la fase que se requiere para introducir un desplazamiento axial

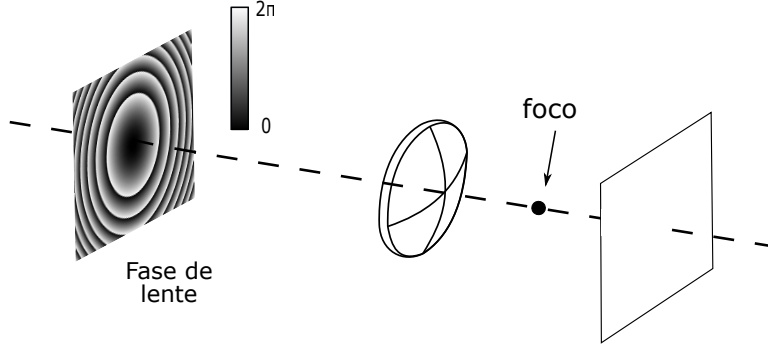


Figura 1.9: Fase requerida para desplazamiento axial. Adaptada de [48]

en el espacio imagen está dada por

$$\phi_{lente}(x_h, y_h) = -\frac{k}{2f}(x_h^2 + y_h^2) \quad (1.6)$$

donde f depende del corrimiento axial y k es el vector de onda de la luz. Esto es equivalente a pasar el rayo de luz a través de una lente adicional de longitud focal f . Se describe gráficamente en la figura 1.9

Axicón

Mientras que una lente ordinaria crea un foco puntual, un axicón puede producir líneas focales que se extienden a lo largo del eje óptico. El principio es refractar todos los rayos a aproximadamente el mismo ángulo. El tipo más antiguo de axicón, descrito por McLead en 1954 [66], es el cono refractivo (figura 1.10): un cono de vidrio refracta todos los rayos al mismo ángulo relativo al eje óptico, generando la aparición de un haz Bessel, es decir, un haz que presenta anillos laterales [65]. Actualmente, la versión difractiva de un axicón es mucho más común; una rejilla circular manda el primer orden de difracción a través del eje óptico. En éste tipo de axicón es mucho más fácil cambiar la función de la fase, dado que únicamente se tiene que modificar el espaciamiento entre líneas. Una desventaja es que mucha de la luz se pierde, pues se va a otros órdenes difractivos, por otro lado, un axicón holográfico tiene la función especial de que modula la luz incidente para producir una distribución de intensidad axial constante o creciente linealmente. En particular, la investigación realizada por el grupo de T. Pezeril [69], en la que se utiliza un axicón para enfocar un haz láser en una geometría anular, resulta de especial interés para este trabajo.

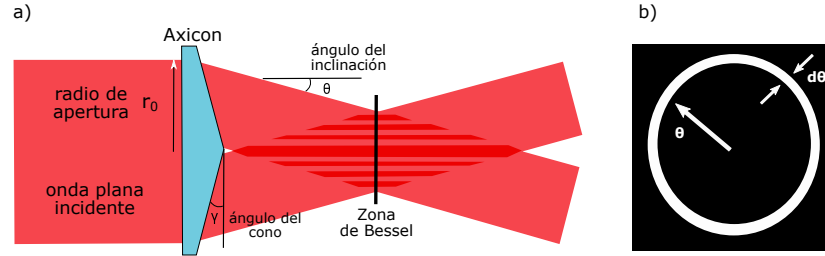


Figura 1.10: a) Un axicon produce un haz Bessel cuando se ilumina con una onda plana. b) Patrón de difracción de campo lejano. Adaptada de [13]

La función de fase clásica para el axicón es

$$\begin{aligned}\phi_{axicon} &= -2\pi r/r_0 \\ &= \frac{-2\pi\sqrt{x_h^2 + y_h^2}}{r_0}.\end{aligned}\quad (1.7)$$

donde r es la coordenada radial y r_0 es un parámetro de control ajustable que controla el diámetro del haz de Bessel. La función de fase crea un haz con un perfil de función de Bessel que permanece constante a lo largo de cierta distancia [13].

Si la intensidad en el espacio imagen se desplaza lateral y axialmente, y se modifica para enfocarse en un anillo por medio de una fase de axicón, la fase del haz en el plano del holograma necesita ser *módulo* 2π la suma de las fases. Para producir el haz con el frente de onda que se desee, las fases necesitan calcularse y sumarse, y el correspondiente holograma proyectarse en el SLM:

$$\phi_h = (\phi_{lente} + \phi_{prisma} + \phi_{axicon}) \text{ mod } 2\pi \quad (1.8)$$

Si se desean más focos y sus respectivos desplazamientos axiales, la fase final se obtiene sumando todos los componentes complejos del campo en el plano del holograma ($u_{h,n}$), obteniendo el campo total, u_h , que producirá el patrón deseado. Tomando el argumento del campo total se obtiene la fase que se proyectara en el SLM:

$$\phi_h = \text{arg}\left(\sum_{n=1}^n u_{h,n}\right) \quad (1.9)$$

Aunque esta fase es solo una solución aproximada, para muchas aplicaciones se obtiene la calidad suficiente y necesaria.

1.2. Ondas de choque

Como se menciona durante la introducción de este trabajo, tan pronto como ocurrió la invención del láser, la interacción de su luz coherente con la materia fue el centro de atención de muchas investigaciones. Aunque los estudios con líquidos fueron raros entonces, ya desde los primeros experimentos que comenzaron con el láser pulsado de rubí (694.3 nm , 30 ns , $0.01 - 0.1\text{ J}$) [9], una variedad de fenómenos fueron observados: rompimiento dieléctrico, formación de plasma, formación de burbujas y emisión de ondas de choque. Éstas últimas, debido a la variación en el índice de refracción producido por el cambio de presión, resultaron visibles en fotografías [22]. El tiempo de exposición de las fotografías debería ser suficientemente corto para captar el movimiento de la onda de choque. Actualmente, con los pulsos láser cortos y ultracortos, así como con los disparadores electrónicos es posible obtener la dinámica de las burbujas y de las ondas de choque inducidas por éste método [69, 104].

1.2.1. Ondas de choque continuas

El problema de las ondas de choque fue inicialmente estudiado por Rankine [77], Hugoniot [38] y por Lord Rayleigh [80] en el estudio de dinámica de gases. La siguiente discusión se basa en las referencias [29, 110], donde se puede encontrar con mayor detalle.

La velocidad del sonido depende de la amplitud [12]. Un objeto se mueva en el aire tiene que ir apartándolo del lugar que ocupará, es decir, para moverse hacia el frente, por ejemplo, tiene que quitar el aire de ese lugar para colarse el mismo. En el caso del sonido (una onda acústica que se propaga en el aire), esta perturbación es una especie de escalón de presión: la presión es más alta detrás del frente de onda con respecto de la región no perturbada, la cual aún no ha alcanzado la onda. El aire que queda atrás después de que pasa el frente de onda se ha comprimido adiabáticamente, de modo que la temperatura aumenta. La velocidad del sonido aumenta conforme aumenta la temperatura [12], de modo que en la región que se encuentra detrás del salto, la velocidad es mayor que en el aire al frente. Lo anterior implica que cualquier perturbación que se haga detrás del escalón se moverá más rápido que el frente, aumentando la velocidad con el incremento de presión, esto se esquematiza en la Figura 1.11. Se observa que las regiones donde la presión es mayor en la parte posterior sobrepasan el frente con el transcurrir del tiempo, hasta que finalmente la onda de compresión desarrolla un frente bien definido. Si la intensidad es muy alta el frente se genera

repentinamente, a esto se le conoce como onda de choque. Si la intensidad es débil entonces tarda mucho tiempo en generarse, tanto que puede ocurrir que el sonido se difunda y se extinga [29].

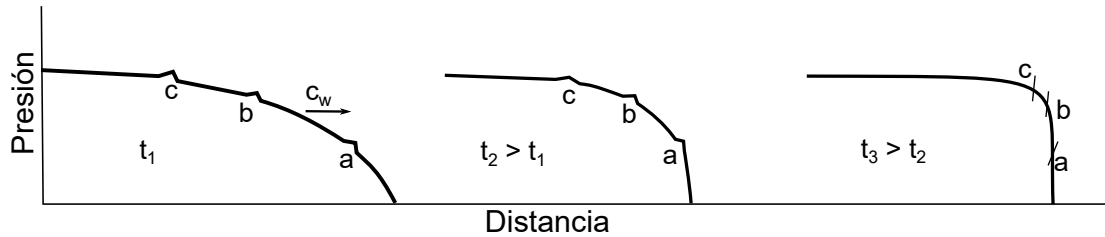


Figura 1.11: Formación de una onda de choque. Se muestran instantes sucesivos de tiempo hasta la formación del frente bien definido. En a) y b) los picos representan pequeños saltos de presión. Adaptada de [29]

De forma cotidiana, los sonidos que producimos al hablar son muy débiles con respecto a la presión atmosférica (del $1 \times 10^{-6} \%$, aproximadamente). Sin embargo, para variaciones de la presión del orden de una atmósfera, se tiene que la velocidad de la onda aumenta en alrededor 20% y el frente de onda se hace bien definido y con una velocidad correspondientemente alta [17]. Es necesario mencionar que en la naturaleza nada ocurre infinitamente rápido, de modo que el frente de onda tiene un espesor que, aunque es muy pequeño, indica que ocurre infinitamente abrupto [29].

En la figura 1.12 se observa una onda de choque inducida en un gas por un proyectil que se mueve más rápido que el sonido. Como se ha mencionado, las variaciones de presión producen una variación en el índice de refracción, lo que permite hacer visibles los bordes de las ondas. En la misma fotografía se observa que la superficie que describen las ondas de choque es curva, debido que cerca del vértice las presiones son mayores de lo que son atrás, es decir, la curva es resultado de que la velocidad depende de la intensidad de la onda. De esta manera, la onda producida por la explosión de una bomba, o de un pulso láser de alta potencia, viaja durante un intervalo corto de tiempo a una velocidad más alta que la velocidad del sonido en el medio en que se propaga, hasta que se aleja tanto que se debilita por difusión.

La teoría que sustenta a las ondas de choque se construye a partir de un fluido ideal [110]. A partir del análisis de conservación de masa, momento y energía es posible obtener la relación de Rankine-Hugoniot, la cual describe la relación entre

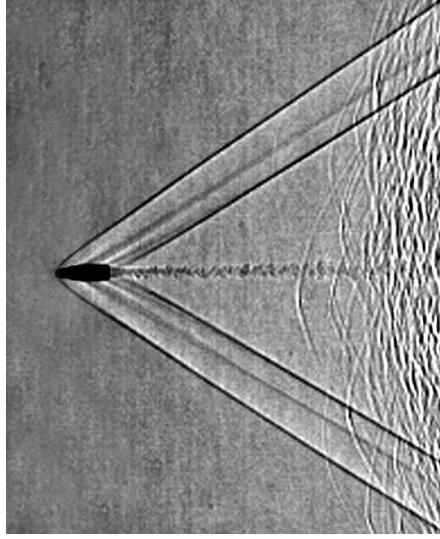


Figura 1.12: Visualización de onda de choque inducida en un gas por un proyectil que se mueve más rápido que sonido.

los estados inicial y final de onda de choque [110]:

$$\begin{aligned}
 e_1 - e_0 &= \frac{1}{2}(V_0 - V_1)(P_1 + P_0) \\
 &= \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1}\right)(P_1 + P_0)
 \end{aligned}
 \tag{1.10}$$

donde ρ es la densidad, e la energía interna, P presión y $V = \rho^{-1}$ el volumen específico. El subíndice 0 se refiere a que el fluido en cuestión está detrás del frente de choque, mientras que es subíndice 1 se refiere al que está comprimido. Las ecuaciones que se obtienen a partir de las relaciones de conservación contienen un total de ocho parámetros [110]. Si las condiciones iniciales se conocen (e_0 , P_0 , ρ_0), quedan cinco variables desconocidas y tres ecuaciones. Los cambios en las energía interna, presión y densidad se pueden determinar experimentalmente midiendo dos parámetros, U_S y ρ_1 , por ejemplo. Los datos de la relación de Hugoniot están disponibles [55] para materiales bien caracterizados, y la medición de un parámetro, como la velocidad de la onda de choque, será suficiente para conocer (e_1 , P_1 , ρ_1). La curva de Hugoniot se representa por la función $P_1 = H(V_1, P_0, V_0)$, que cual representa el punto de todos los estados finales accesibles mediante un experimento de una sola etapa con condiciones iniciales (e_0 , P_0 , ρ_0).

Para un gas ideal y para algunos otros fluidos, se puede demostrar que $d^2P/dV^2 >$

0 para todos los puntos, es decir, la curva es convexa (hacia a abajo); además, es posible obtener la forma explícita de la curva de Hugoniot [110]

En un sistema de coordenadas que está en reposo respecto de la onda de choque, la curva de Hugoniot puede reescribirse simplemente restando la velocidad de la onda de choque U_S de la velocidad de una partícula por adelante de la onda de choque ($U_p = 0$) y de una partícula detrás del choque (U_P). Las velocidades de las partículas en este nuevo sistema de coordenadas son:

$$u_0 = -U_S \quad (1.11)$$

$$u_1 = -U_P - U_S \quad (1.12)$$

A partir de estas ecuaciones, 1.11 y 1.12, y las de conservación de masa y momento, se encuentran las ecuaciones de Rayleigh:

$$\begin{aligned} \rho_0^2 U_S^2 &= \rho_0^2 u_0^2 \\ &= \rho_1^2 u_1^2 \\ &= -\frac{\Delta P}{\Delta V} \end{aligned} \quad (1.13)$$

con $\Delta P = P_1 - P_0$ y $\Delta V = V_1 - V_0$. La velocidad de la onda de choque se puede determinar gráficamente a partir de la pendiente $\Delta P/\Delta V$. En el límite de una onda de choque débil, $P_1 \rightarrow P_0$, entonces $V_1 \rightarrow V_0$ y $u_1 \rightarrow u_0$; el cambio de entropía se aproxima a 0 y U_S se aproxima a la velocidad acústica del fluido

$$\begin{aligned} U_S^2 &= -V_o^2 \frac{\Delta P}{\Delta V} \\ &\rightarrow -V_o^2 \left(\frac{dP}{dV} \right)_s \\ &\rightarrow c_0^2. \end{aligned} \quad (1.14)$$

Desde un punto de vista de las reacciones adiabáticas hay una aparente pérdida de energía: la energía de la onda sonora que está detrás de la onda de choque se transforma en calentamiento del medio en que se propaga después que pasa la onda de choque. De este modo, el proceso generación de una onda de choque es inherentemente disipativo. Entonces, a menos que se dé energía al frente del choque para mantener su movimiento (por ejemplo, una reacción química exotérmica) la onda de choque eventualmente se disipará en una onda acústica.

Las curvas de Hugoniot frecuentemente se ajustan a datos experimentales en la forma $U_S = a + bU_P$, y tablas para los parámetros de a y b se pueden encontrar

en la literatura para muchos materiales [55]. Para caracterizar de forma más completa el estado termodinámico de un material, se necesita complementar las relaciones de Hugoniot con otras ecuaciones de estado, por ejemplo la ecuación de Tait para fluidos [25].

1.2.2. Ondas de choque inducidas por pulsos láser

Las ondas de choque se pueden clasificar por la forma en que se generan [45]:

1. Disparadores tipo balísticos
2. Dispositivos explosivos
3. Disparadores eléctricos y electromagnéticos
4. Dispositivos que usan fuentes de radiación como láseres pulsados

Estas técnicas de generación de ondas de choque permiten investigar diferentes rangos de presiones, duraciones características, velocidades, etc. Dependiendo del material estudiado y el régimen de interés, diferentes métodos o combinaciones de ellos puede seleccionarse. En particular, para los intereses de esta investigación, se describirá la generación de ondas de choque con láseres pulsados, pues representan el posible estudio de regímenes de presión muy altas y duración muy corta de los eventos y tasas de deformación asociadas (típicamente) $10^{-8}s$. En este tipo de experimentos, un láser pulsado de corta duración ($10^{-9} s - 10^{-15} s$) y alta potencia ($\sim 10^9 W/cm^2$) se enfocan en la superficie de un material sólido o, menos comúnmente, en líquidos.

Como se ha mencionado, una variedad de fenómenos se observó al estudiar el enfoque de un láser pulsado en un líquido. En particular se encontró que algunos materiales pueden absorber cantidades significantes de la energía del pulso láser[9]. Un líquido “transparente” puede ser dopado con nanopartículas o impurezas, las cuales se calientan uniformemente si la penetración óptica excede el tamaño de las partículas. De esta manera las partículas del medio sobrepasan su temperatura de vaporización cuasi-adiabática e isocóricamente por el pulso láser de nanosegundos, creando un punto de gas a alta presión que conlleva la formación de una onda de choque que se propaga a través del medio [107]. Si la duración de los pulsos láser es menor que los tiempos de confinamiento de tensión y confinamiento térmico, se produce un repentino salto tanto en la presión como en la temperatura [75].

El confinamiento térmico indica que la difusión térmica durante el pulso láser puede despreciarse

$$\tau < \tau_{th} = \frac{d_c^2}{4D_T} \quad (1.15)$$

donde τ_{th} es el confinamiento térmico límite, d_c la resolución espacial deseada, y D_T la difusividad térmica.

El confinamiento de tensión indica que la expansión de volumen del absorbente durante el pulso láser puede despreciarse

$$\tau < \tau_{st} = \frac{d_c}{v_s} \quad (1.16)$$

donde v_s es la velocidad del sonido.

Los pulsos típicos utilizados en este trabajo tienen duración de 6 ns y se enfocan en áreas cercanas al valor límite de difracción del objetivo de microscopio utilizado (1.6 μm), teniendo confinamiento de tensión pero no térmico.

Las ondas de choque así generadas pueden ser observadas en fotografías, sin embargo esto es sumamente complicado dado los tiempos característicos de duración, por lo que nuevas y mejores técnicas de generación y de obtención de imágenes son importantes; se puede utilizar una iluminación adecuada y una magnificación muy grande, obteniendo fotografías que “siguen” las ondas de choque y la evolución de la dinámica de la burbuja, todo esto con la finalidad de medir los parámetros de la onda misma, tales como presión, velocidad, etc. Para la obtención de estas imágenes se utilizan principalmente dos técnicas, aquellas en las que se usan cámaras muy rápidas y captan en “una sola toma” el fenómeno, y aquellas en las que se obtiene la dinámica a través de la toma de muchas fotografías tomadas iluminando con una fuente de pulsos cortos a diferentes retrasos respecto del momento de formación, es decir, con técnicas tipo estroboscópicas (*pump-probe*).

Además, resulta de especial interés jugar con la geometría en la que se enfoca el láser para generar las ondas de choque y estudiar sus interacciones: con la burbuja, al reflejarse, al refractarse, en la posible convergencia de dos o más ondas de choque, etc.

La medición de la presión de las ondas de choque no es algo sencillo, pero se ha ido refinando con el paso del tiempo. Al inicio se utilizaban hidrófonos convencionales [19]. Actualmente se puede medir indirectamente por medios puramente

1. MARCO TEÓRICO

ópticos [69]. La posición $r(t)$ del frente de choque se puede extraer a partir de fotografías como función del tiempo. Diferenciar la curva $r(t)$ con respecto del tiempo da la velocidad de la onda de choque U_S . La cual se relaciona con la presión P_S por

$$P_S = C_1 \rho_0 U_S (10(U_S - c_0)/c_2 - 1) + P_{stat} \quad (1.17)$$

donde, para agua, $c_0 = 1483 \text{ m/s}$ la velocidad del sonido y $\rho_0 = 998 \text{ kg/m}^3$ la densidad del agua sin perturbar. $c_1 = 5190 \text{ m/s}$ y $c_2 = 25306 \text{ m/s}$ constantes empíricas determinadas por Rice y Walsh [82] a partir de la curva de Rankine-Hugoniot, ecuación 1.10. $P_{stat} = P_0$ es la presión estática en el líquido.

Formación de burbujas

Después de que la onda de choque generada se comienza a desplazar a través del medio, en el lugar de enfoque del pulso láser queda aún un volumen con alta presión y temperatura que no está en equilibrio con el medio. Este volumen se expande más lento en comparación con la onda de choque, realizando trabajo en contra de la presión exterior. Después de que la burbuja alcanza un radio máximo (R_m), la presión interior de la burbuja es (p_v), la cual resulta ser mucho menor que la presión externa (p_{stat}), de modo que la burbuja se comprimirá regresando a un pequeño volumen, invitando la expansión [22].

Las ecuaciones para la dinámica de burbujas esféricas ha sido estudiada desde varios enfoques, el modelo más simple es el de Rayleigh [81]

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = p_i - p_e \quad (1.18)$$

donde, R es el radio de la burbuja, ρ la densidad del líquido, p_i la presión dentro de la burbuja y p_e la presión externa del líquido. La diferencia de presiones $p_i - p_e$ genera la dinámica de la burbuja. Esta ecuación se puede integrar para determinar el intervalo de tiempo desde que la burbuja tiene tamaño máximo hasta el subsecuente mínimo (colapso), obteniendo el tiempo de colapso de Rayleigh.

$$T_c = 0.915 R_{max} \sqrt{\frac{\rho}{p_{stat} - p_v}} \quad (1.19)$$

donde, para agua, $p_v = 2.33 \text{ kPa}$ es la presión de vapor en la burbuja, $p_{stat} = 100 \text{ kPa}$ es la presión ambiental y $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$ la densidad del líquido antes de la onda de choque. Como se menciona, a partir de esta ecuación se observa la relación entre el tiempo de colapso de una burbuja, del radio máximo de la burbuja y de la densidad, presión de vapor e hidrostática, de modo que es posible

calcular el tiempo de colapso si se conocen el resto de parámetros, de la misma forma sería posible determinar la presión hidrostática si se mide el tiempo de colapso.

Interacciones y nuevos planteamientos

La aparente simple interacción de una onda de choque con una burbuja puede conllevar a fenómenos muy interesantes desde un punto de vista de los fluidos, como reflexión y refracción de las ondas de choque, producción de vorticidad y turbulencia, y a la aceleración de la interfaz líquido-gas. Esta interacción ha sido estudiada para burbujas de gas en medios gaseosos y en líquidos. Aunque con ciertas similitudes, tienen importantes diferencias [22, 86, 106].

En el problema de la interacción onda de choque-burbuja, la onda de choque se refleja en las paredes de la burbuja como ondas de tensión (presión negativa) debido al desajuste de impedancia acústico [52]. Como resultado el líquido se contrae. En principio, la tensión reflejada puede romper el líquido, generando burbujas cavitantes si la tensión sobrepasa la fuerza de tensión del líquido. La formación de burbujas cavitantes debido a la interacción de burbujas ultrasónicas se ha reportado en trabajos recientes [63], en los cuales se observa nubes cavitantes generándose a partir de la retrodispersión de ráfagas ultrasónicas enfocadas sobre burbujas cavitantes formadas durante el ciclo inicial del pulso acústico. Las observaciones se explican por interferencia constructiva entre la presión negativa reflejada y la fase de presión negativa de la ráfaga ultrasónica. Es posible explorar la generación de una nube de burbujas cavitantes inducidas por la interacción de un par de ondas de choques generadas por burbujas en agua [71].

Una amplia variedad de fenómenos se observa después de que la onda de choque pasa, incluyendo la formación de jets, burbujas toroidales, inestabilidades de superficie y su respectiva formación de burbujas, aglomeración de burbujas, rompimiento de partículas, etc. [52, 86].

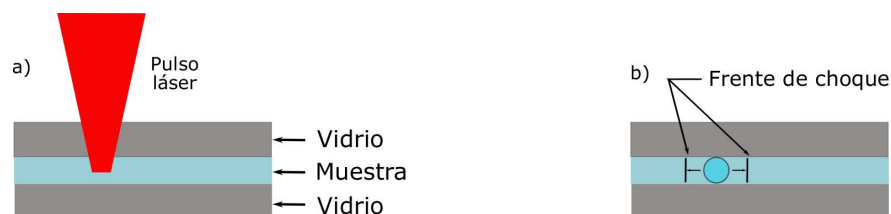


Figura 1.13: Nuevo enfoque de generación de ondas de choque

Recientemente, se han explorado los experimentos en los que las ondas de choque se propagan lateralmente en un material confinado entre dos paredes sólidas [69]. El material confinado es accesible para diagnósticos ópticos, permitiendo la visualización directa de las ondas de choque. En la figura 1.13 se describe este planteamiento, en el que las ondas se pueden observar directamente; esto tiene amplias ventajas, pues permite expandir el estudio de las ondas de choque en geometrías poco convencionales, tales como ondas de choque enfocadas cilíndricamente. Mediante una configuración de este estilo se puede estudiar diversos fenómenos derivados del enfoque: el confortamiento de materiales bajo condiciones extremas, la cavitación y sonoluminiscencia [35, 93, 108]; conllevando a aplicaciones tan diversas que van desde síntesis de nuevos materiales, producción de plasmas con altas temperaturas y densidades [61], aplicaciones en fusión termonuclear controlada [63], y varias aplicaciones médicas como litotricia (remoción de cálculos renales) y cirugías ortopédicas.

Este trabajo se centra en la enfocar ondas de choque mediante el planteamiento descrito, es decir, se busca modificar la estructura de un pulso láser dándole forma de anillo y se enfoca sobre una muestra de un líquido absorbente con una geometría anular, de tal forma que se generen dos ondas de choque, una externa y otra interna. Ésta última convergerá en un punto en el centro de la estructura. Además de la generación, el presente trabajo se enfoca en dos técnicas de visualización y en la caracterización de las ondas mismas y de sus interacciones con otras burbujas. Por último, utilizando la ecuación 1.13, de tiempo de colapso de Rayleigh, se busca determinar la presión en el lugar de convergencia de la onda de choque usando un *sensor de presión*, es decir, poniendo una burbuja en el centro y midiendo el tiempo de colapso para calcular la presión.

Metodología

En este capítulo se describen los dos experimentos realizados en este trabajo. El primero consiste en la generación de una burbuja con estructura anular y el estudio, por medio de fotografías tipo estroboscópico, de la dinámica de las ondas de choque inducidas; se detalla el arreglo experimental y la toma de datos. El segundo experimento consiste, nuevamente, en la generación de una burbuja anular, ubicando una burbuja en el centro de la estructura, la cual es generada con un láser continuo; se captura la evolución temporal de los eventos nuevamente con imágenes tipo estroboscópico y con una cámara de imagen unidimensional (Cámara *Streak*).

La naturaleza variable y destructiva de las ondas de choque conlleva a la búsqueda y refinamiento de las técnicas con las que se puedan obtener observaciones de su evolución temporal. Desde hace algunas décadas las ondas de choque generadas por láser se estudian por medio de técnicas ópticas, en la mayoría de las cuales las ondas se propagan hacia el observador [39]. Entre las técnicas ópticas de caracterización de las ondas de choque destacan: métodos basados en el uso de interferómetros (Mach-Zehnder y Michelson), métodos basados en holografía digital, fotografía tipo *Speckle*, *shadowgraphy* basado en la deflexión de la luz debido a gradientes en el índice de refracción del material, y fotografías tipo *Schlieren*. Para estudiar la rápida evolución de las ondas se pueden utilizar combinaciones de diferentes métodos y dispositivos: pulsos láser rápidos, cámaras tipo *Streak* y/o CCD (*Couple Charge Device*), por ejemplo.

En el presente trabajo se retoma el enfoque desarrollado por el grupo de trabajo de T. Pezeril [69], el cual permite observar las ondas de choque de forma perpendicular a su dirección de propagación y estudiar así la evolución espacio-temporal de las ondas de choque conforme se desplazan a través del material, en este método se inducen ondas de choque convergentes en una muestra líquida

2. METODOLOGÍA

confinada entre dos superficies. En la figura 2.1, se observa el método de generación de las ondas de choque que se desplazan lateralmente; en particular, éstas ondas se generan por un pulso láser que se enfoca con estructura anular sobre una muestra líquida. La absorción de la luz por la muestra induce la generación y la propagación de ondas de choque. El perfil de choque se puede extraer a través de la toma de fotografías tipo estroboscópicas, lo cual permite determinar la evolución temporal de la presión de las ondas confinadas en el sistema.

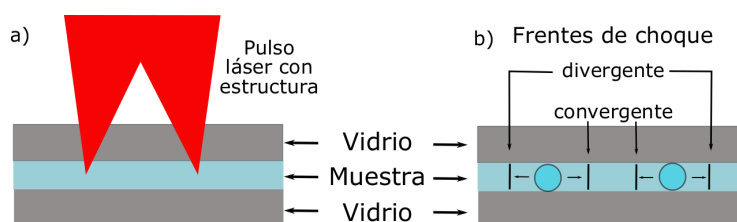


Figura 2.1: a) Enfoque de pulso láser con estructura anular; b) generación de ondas de choque

2.1. Generación y caracterización de ondas de choque convergentes

En esta sección se describe el experimento en el que se estudia una onda de choque que se propaga lateralmente en un medio confinado entre dos placas, la onda de choque se genera con un láser pulsado con estructura de anillo; la captura de fotografías se hace con la prueba tipo estroboscópica que se describe a continuación

Experimentos estroboscópicos

Los tiempos característicos de los fenómenos derivados de las ondas de choque inducidas por pulsos láser se dan típicamente en escalas de nanosegundos o menos, por lo que, como se ha explicado, se necesitan técnicas capaces de tomar fotografías rápidas. Para poder tomar el momento justo del fenómeno, el tiempo de exposición debe ser más pequeño que el tiempo de movimiento del objeto en el fotograma para evitar que la imagen se haga borrosa. Existen dos maneras de lograr un tiempo de exposición pequeño:

1. Usando una iluminación continua y un detector con velocidad de obturación rápida.
2. Usando un pulso corto como iluminación (flash o estrobo) y un detector lento.

Ésta última se conoce como tipo estroboscópica o “*pump probe*”, y ha resultado muy conveniente para el estudio de la dinámica de las ondas de choque, pues los pulsos láser de corta duración se pueden usar como iluminación [100], tomando mediciones de fenómenos repetibles modificando el retraso temporal entre el pulso del estrobo (*probe*) y el pulso que genera la onda de choque (*pump*).

2.1.1. Arreglo experimental

El arreglo experimental que se muestra en la Figura 2.2 permite controlar la estructura de los pulsos láser emitidos y la generación de burbujas cavitantes con distintas geometrías, además, por medio de la toma de fotografías ultrarrápidas, se posibilita el estudio de la dinámica de las burbujas y de las ondas de choque inducidas. En los siguientes párrafos se explica con detalle el arreglo, la toma de fotografías y de datos.

Láser

Para generar las burbujas y las ondas de choque se usaron pulsos de 6 ns de duración y longitud de onda de 532 nm, emitidos por un láser Nd:YAG doblado en frecuencia (Orion, New Wave Research, Fremont, CA), “Láser 1” en la figura 2.2. La polarización lineal de haz láser se rota con un retardador de media onda, dado que la modulación de fase por el SLM depende del estado de polarización de la luz incidente. El haz láser se expande con un telescopio formado por las lentes l_1 ($f = -30$ mm) y l_2 ($f = -400$ mm) para llenar el área activa del SLM, el cual modifica la estructura del láser. La energía del pulso láser se controló directamente con los indicadores del láser y, colocando un sensor a la entrada del microscopio, se midió la energía para cada variación, teniendo energías entre (222.1 ± 5.5) μJ y (78.7 ± 2.5) μJ .

Modulador Espacial de Luz

El SLM (Hamamatsu, X10468-01) usado para modificar la fase de los haces láser, tiene resolución de 600×800 px, con un área efectiva de 15.8×12 mm. El

2. METODOLOGÍA

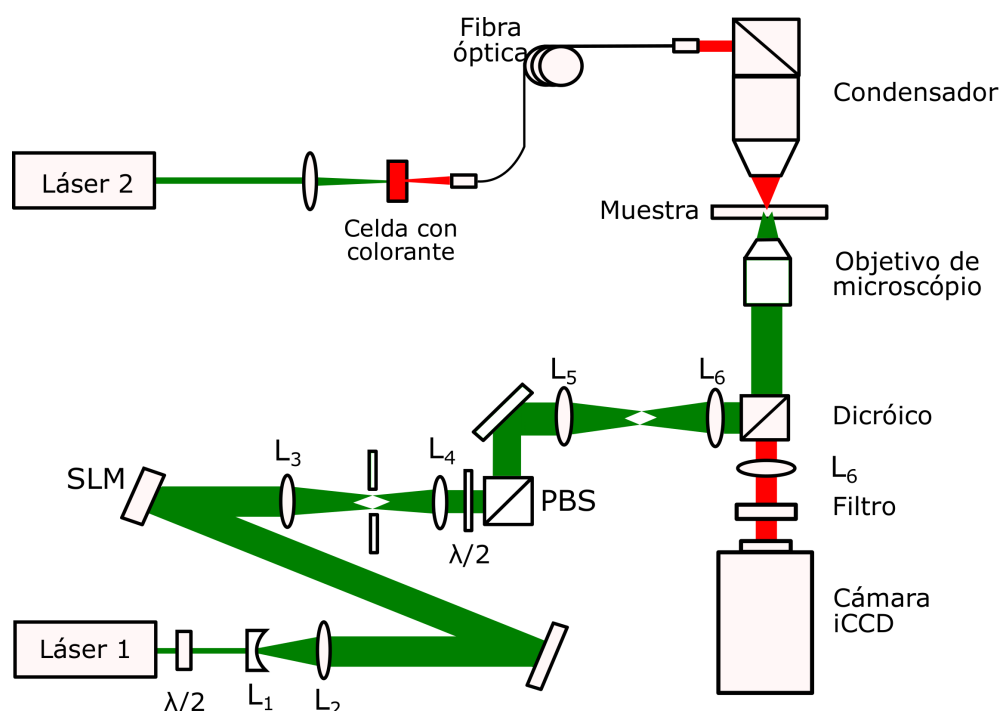


Figura 2.2: Arreglo experimental que permite el estudio estroboscópico de las ondas de choque inducidas al enfocar pulsos láser con estructura anular sobre una muestra líquida

pulso láser se refleja sobre el SLM y se propaga a través de la lente l_3 ($f = 400 \text{ mm}$), la cual proyecta el patrón deseado en el plano focal. La lente l_4 ($f = 100 \text{ mm}$) colima el haz.

Como se explicó en el capítulo anterior, por medio del SLM es posible generar configuraciones arbitrarias de burbujas cavitantes utilizando diferentes hologramas generados por computadora [70], en particular se genera un holograma por el método descrito en la sección 2.2.2. teniendo tres fases: Prisma, lente y de axicon, correspondientes a las fases descritas por las ecuaciones 1.5, 1.6 y 1.7. Las dos primeras, prisma y lente, se utilizan para poder controlar el enfoque y mover, en x y y , el lugar en donde se genera el anillo, es decir, los desplazamientos axiales y laterales, respectivamente. Con esto se busca determinar la ubicación en donde se distribuya de manera más homogénea la energía y se tenga el mejor enfoque, controlando además el radio del anillo. En la figura 2.3 se muestra el holograma generado por computadora y proyectado en el SLM con todas las fases nulas, excepto la de axicón.

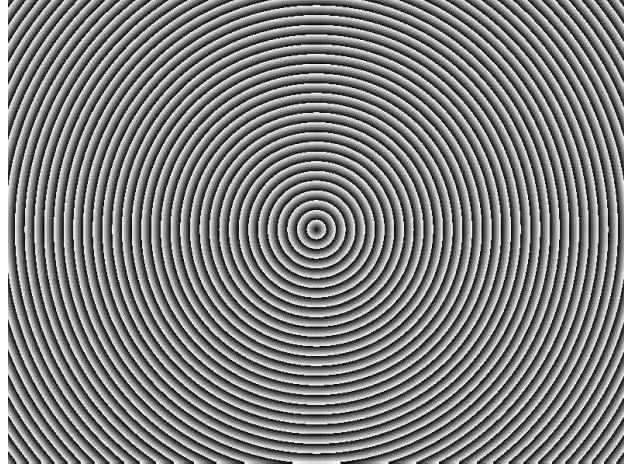


Figura 2.3: Holograma de axición generado por computadora y proyectado sobre el SLM.

Muestra

Continuando con la descripción del arreglo experimental mostrado en la Figura 2.2, las lentes l_5 ($f = 200 \text{ mm}$) y l_6 ($f = 250 \text{ mm}$) cambian el tamaño del haz para que se ajuste al diámetro de la apertura trasera del objetivo de microscopio ($10\times$, 0.4 NA). El haz láser se refleja del SLM con la fase deseada y se proyecta sobre el plano $z = 0$ (imagen 2.4).

El líquido utilizado como muestra es tinta sin diluir ($T6643$ Epson, magenta, $< 80\%$ peso en agua, densidad relativa 1.08), confinado entre un cubreobjetos y un portaobjetos de microscopio ($\#1$, $130 - 170 \mu\text{m}$ de grosor), se logra una separación entre las placas de vidrio colocando una capa de aluminio ($19 \mu\text{m}$ de grosor). Se utiliza esta tinta pues en algunos estudios [20], se ha encontrado que contiene impurezas que permiten la absorción láser, además de ser un compuesto común y barato.

Iluminación

Como iluminación se utilizó un segundo láser Nd:YAG doblado en frecuencia (NewWave, Solo) controlando el tiempo de retraso respecto de la generación de la burbuja para capturar la dinámica de los eventos (“Láser 2”, en la figura 2.2). El

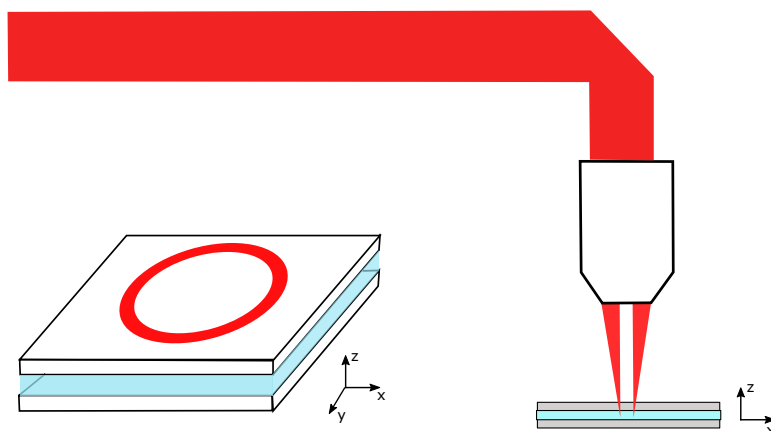


Figura 2.4: Proyección haz láser modificado sobre la muestra en $z = 0$

haz láser se enfoca en una celda con colorante (Exciton Rhodamine 698 diluida en metanol) para inducir la emisión centrada a 698 nm . Los pulsos emitidos a 698 nm se colectan con una fibra óptica que redirige la luz al condensador del microscopio e iluminan la muestra. El retraso temporal entre el pulso de iluminación y de generación de la burbuja se controla con un generador de pulsos.

2.1.2. Experimento: Generación de ondas de choque convergentes

Se generaron burbujas para distintas energías del “Láser 1”, a las cuales se les modificó el radio por medio del parámetro de fase del axicón. Se determinó el momento de generación de la burbuja y se definió como el tiempo 0, estudiando la dinámica por medio de fotografías tipo estroboscópicas hasta $3 \mu\text{s}$ después de la generación. La generación de la burbuja con estructura anular induce dos ondas de choque, una externa que diverge y una interna que converge (Figura 2.5). Las imágenes se tomaron con una cámara ICCD (Andor, Istar) en el plano $z = 0$. La localización de la muestra se ajustó para obtener el mejor enfoque con una tolerancia de $\pm 10 \text{ nm}$; además, por medio de un motor automático se cambió la posición de generación de la burbuja sobre la muestra (en el plano xy) para evitar tener cualquier alteración debida a la burbuja anterior.

Se midió el radio (en px) del anillo generado con distintos valores del parámetro del axicón, éste se convirtió a μm por medio de la relación $px - \mu\text{m}$ obtenida a partir de la toma de fotografías de una placa de calibración *USAF*. Los radios estudiados del anillo son: 55, 68, 80, 92 y $105 \mu\text{m}$. Con estos radios se realizan dos

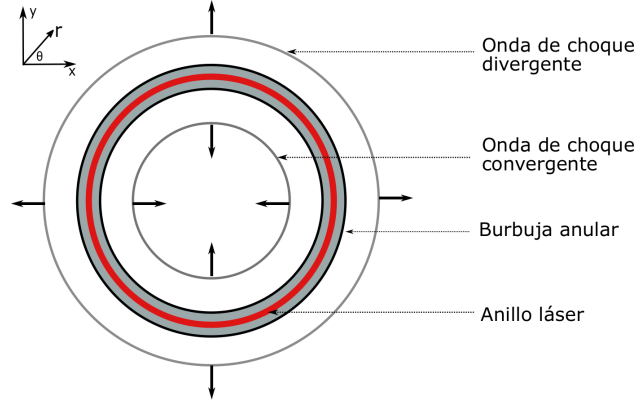


Figura 2.5: Enfoque de pulso láser con estructura anular y generación de ondas de choque. Las flechas indican la dirección de propagación de las ondas de choque.

pruebas en las que la energía difractada por el SLM para cada radio se adaptó de modo que se mantuviese una energía por unidad de área constante de $22 J/cm^2$ para la primera prueba, y otra de $14 J/cm^2$ para la segunda prueba, asumiendo que el ancho del anillo es de $1.6 nm$, cercano al valor límite de difracción. Estos radios y energías se eligen debido a que, después de las primeras pruebas, se observó que tanto la burbuja como la onda de choque se generaban, además de visualizar la convergencia de la onda de choque. El proceso se realizó de la siguiente manera: teniendo el valor del radio se calculó el área del anillo con la ecuación

$$A = \pi(r_e^2 - r_i^2)$$

donde r_e es el radio exterior y r_i el radio interior, cada uno se obtuvo sumando y restando $0.8 \mu m$ al radio dado por el parámetro del axicon. Dado que se busca tener una energía por unidad de área constante se debe cumplir la siguiente relación

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{E_1}{E_2}$$

Teniendo una energía primaria (E_1), basta despejar E_2 para conocer la energía necesaria para tener fluencia constante en términos de la energía anterior y de las áreas.

$$E_2 = E_1 \frac{A_2}{A_1}$$

2. METODOLOGÍA

De esta manera se calcularon las energías que debería difractar el SLM dependiendo del radio del anillo. Las energías se midieron a la entrada del microscopio con un medidor de energía (Thorlabs, PM100D). Se modificó la polarización del haz con un plato de media onda buscando tener la energía más cercana a la calculada. En las tablas 2.1 y 2.2 se muestran las energías calculadas y medidas para las dos energías por unidad de área mencionadas arriba.

Radio de anillo μm	Energía calculada μJ	Energía medida μJ
105		222.1 ± 5.5
92	198.11	197.7 ± 4.9
80	173.01	172.6 ± 3.5
68	149.18	148.1 ± 3.0
55	124.71	124.5 ± 2.3

Tabla 2.1: Radios y energías utilizados para generar las ondas de choque.
($22 J/cm^2$)

Radio de anillo μm	Energía calculada μJ	Energía medida μJ
105		140.3 ± 4.9
92	125.15	124.9 ± 4.2
80	109.36	107.5 ± 3.6
68	94.24	94.4 ± 3.6
55	78.72	78.7 ± 2.5

Tabla 2.2: Radios y energías utilizados para generar las ondas de choque.
($14 J/cm^2$)

Se estudia la dinámica de la burbuja y de las ondas de choque para cada radio tomando tres fotografías para cada retraso temporal. Como se ha mencionado se

analizó el intervalo temporal comprendido entre 0 y 3 μs , aunque para algunos radios el fenómeno de interés terminó mucho antes.

2.2. Estudio de ondas de choque convergentes sobre burbuja de vapor

Este experimento consiste, nuevamente, en la generación de una burbuja anular, pero ahora colocando una burbuja de vapor en el centro de la estructura, la cual se genera con un láser de onda continua (*cw-continuous wave*); por medio de la técnica usada en la sección anterior (fotografía tipo estroboscópica) es posible capturar el comportamiento de la burbuja una vez que la onda de choque convergente la golpea; además, capturando la evolución temporal con una cámara de imagen unidimensional (*Streak*) se puede estudiar la evolución temporal de un solo corte de la burbuja en un solo experimento [27]. Esto resulta muy conveniente pues, a diferencia de los experimentos descritos en la sección anterior, de un disparo a otro, el comportamiento de la burbuja puede variar notablemente.

Las técnicas de obtención de imágenes tipo estroboscópicas y tipo *Streak* se pueden utilizar como herramientas complementarias para entender mejor el fenómeno observado, a continuación se describe la obtención de imágenes con la cámara *Streak*.

Cámara *Streak*

Aunque se le conoce como “cámara” su funcionamiento difiere de lo que se conoce comúnmente como tal. Es un dispositivo que mide la luz de fenómenos que ocurren muy rápido, obteniendo información sobre intensidad *vs* tiempo *vs* posición (o longitud de onda). Actualmente son los instrumentos con la resolución más alta. En particular, en los fenómenos estudiados se aprovecha la simetría axial para obtener información de las trayectorias de un solo experimento tomando como muestra una pequeña “rebanada” analizando su perfil de intensidad en función del tiempo y la posición. De este modo será posible medir el tiempo de colapso y, a partir de éste, calcular la presión en el lugar de convergencia de la onda de choque.

2.2.1. Arreglo experimental

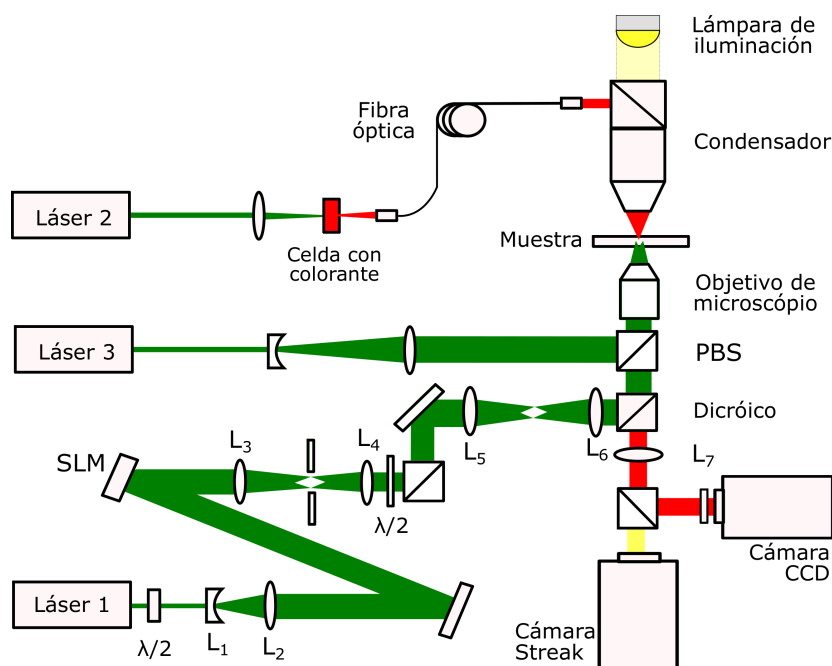


Figura 2.6: Dispositivo experimental para generación de burbuja con estructura anular, burbuja fija central y estudio de la convergencia de ondas de choque sobre la burbuja central.

El arreglo experimental utilizado (Figura 2.6) es bastante parecido al utilizado en la sección anterior. Se añadió un láser continuo (OPUS, 532), Láser 3, que genera una burbuja de vapor fija en la muestra, éste láser se introduce en la trayectoria del pulsado (Láser 1) por medio de un cubo polarizador (*CP*). Además del láser 2, el cual sirve como iluminación para los experimentos tipo estroboscópicos, se utilizó una lámpara de pulsos con duración de $2 \mu s$, para la captura de información con la cámara Streak. De este modo se obtuvieron dos tipos de fotografías: el primer tipo, análogo a las obtenidas en la sección anterior, se capturaron con una cámara CCD (Sensicam, P64) que muestra la burbuja con estructura anular y la burbuja central para un retraso temporal dado. Con esta cámara y utilizando el láser 2 es posible también estudiar la evolución temporal de las ondas de choque y cómo se comporta la burbuja central una vez que la onda de choque convergente la golpea. El segundo tipo de fotografías se realizó con una cámara de imagen unidimensional *Streak*, la cual muestra la evolución temporal de un corte fijo de la burbuja en forma de anillo y de la burbuja central;

de este modo se estudia, en una sola toma, la evolución temporal de la burbuja generada con el láser continuo después de que ésta es impactada por la onda de choque inducida por la burbuja con estructura anular. Esto resulta fundamental pues, como se observó en las imágenes obtenidas con la técnica estroboscópica, de una fotografía a otra existen variaciones debidas las burbujas generadas por las interacciones de las ondas de choque con las burbujas y los posteriores colapsos; con la cámara *Streak* se toma una sólo evento cada disparo. La muestra y la generación del holograma se realiza de la misma forma que como se explicó en la sección anterior.

2.2.2. Experimento: Ondas de choque convergentes sobre burbuja de vapor

Con el láser 3 se generó una burbuja de vapor fija y, alrededor de esta, se generó la burbuja con estructura anular inducida por el láser 1 y el SLM. De este modo la onda de choque convergente impacta con la burbuja central de vapor, como se observa en la Figura 2.7; esto se logra utilizando fases de desplazamiento laterales (Ecuación 1.5). Como se ha explicado en líneas anteriores, la toma de datos con la cámara *Streak* se hace en sólo una “rebanada”, obteniendo la evolución temporal de la luz en esta sección. Aprovechando la simetría axial del fenómeno de estudio se elige la región encerrada en la línea azul en la figura 2.7.

Se define un radio fijo para la burbuja anular ($r = 100 \mu m$), una energía fija de generación de la burbuja de vapor central (14.31 ± 0.15) mW , y se realizan tres variaciones en la energía con que se genera la burbuja anular, (118.8 ± 3.4) mJ , (229.4 ± 1.8) mJ y (348.3 ± 2.6) mJ . Para cada uno de estos experimentos también se toman secuencias estroboscópicas. En la tabla 2.3 se muestran las variaciones de la energía por unidad de área para la generación de la burbuja anular y la energía utilizada para generar la burbuja central de vapor, cada una correspondiente a un experimento, en el cual se tomaron 30 fotografías con la cámara *Streak* y tres por cada retraso temporal en las imágenes tipo estroboscópico.

2. METODOLOGÍA

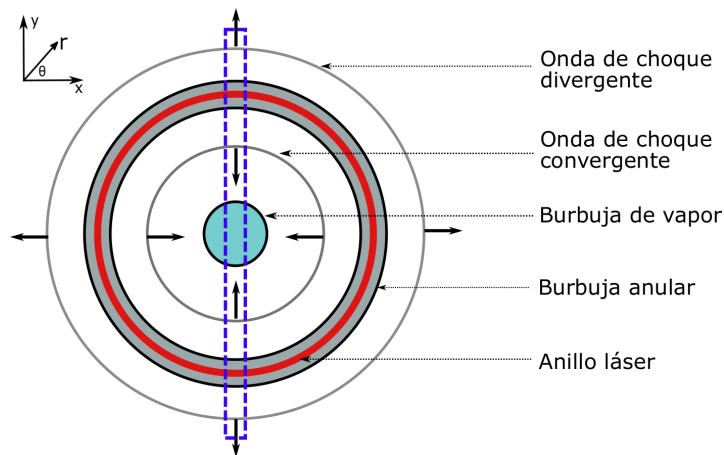


Figura 2.7: Convergencia de onda de choque inducida por burbuja con estructura anular sobre burbuja fija central, la región encerrada por la línea punteada azul muestra la sección capturada por la cámara Streak

Energía (mJ) Burbuja anular	Fluencia (J/cm^2) Burbuja anular	Potencia (mW) Burbuja Central
111.8 ± 3.4	10.6	14.31 ± 0.15
229.4 ± 1.8	22	14.31 ± 0.15
348 ± 2.6	33	16.88 ± 0.16

Tabla 2.3: Energías utilizadas para generar las ondas de choque y la burbuja central en cada experimento

Resultados y conclusiones

En este capítulo se muestran las imágenes obtenidas con las técnicas descritas en el capítulo anterior. Se divide en dos secciones, en la primera se muestran las imágenes obtenidas mediante la técnica estroboscópica, estudiando la dinámica de las ondas de choque y de las burbujas cavitantes generadas con estructura anular. Se comparan y discuten los resultados obtenidos para dos energías por unidad de área constantes, $22 J/cm^2$ y $14 J/cm^2$, y modificando los radios, tomando los valores de 55, 68, 80, 92 y $105 \mu m$. En la segunda sección se muestran las imágenes obtenidas con la técnica de imagen unidimensional con la cámara Streak, analizando los resultados obtenidos para tres energías por unidad de área distintas que generan la burbuja con estructura anular. Se realizan variaciones en la potencia del láser continuo con el que se genera una burbuja de vapor, ubicada en el centro de la estructura anular; además se comparan los resultados obtenidos con imágenes tipo estroboscópicas. Por último, se complementa el trabajo explicando los resultados obtenidos a partir de simulaciones numéricas realizadas con las condiciones experimentales de este trabajo.

3.1. Generación de ondas de choque convergentes

En la figura 3.1 se observa una serie completa de fotografías obtenidas mediante la técnica estroboscópica, 36 imágenes, correspondiendo cada una a un retraso temporal distinto respecto del momento de generación de la burbuja con estructura anular por medio del pulso láser de $6 ns$ de duración y una energía de $22 J/cm^2$, la estructura anular se genera con un radio de $80 \mu m$. Esta secuencia se muestra como ejemplo típico del comportamiento para los diferentes radios es-

3. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

tudiados en un intervalo temporal de casi $3 \mu s$; se observa primero la generación de la burbuja anular como la parte que aparece más oscura en forma de anillo y que comienza a crecer de forma homogénea, mostrando un tamaño máximo en el último cuadro; se observan también las dos ondas de choque generadas, una que se aleja conforme aumenta el retraso temporal, divergente, y que sale de cuadro $81 ns$ después del momento de generación, la otra onda de choque se acerca al centro, convergiendo cerca de $45 ns$ después del momento de generación y rebotando con la estructura anular unos cuantos nanosegundos después.

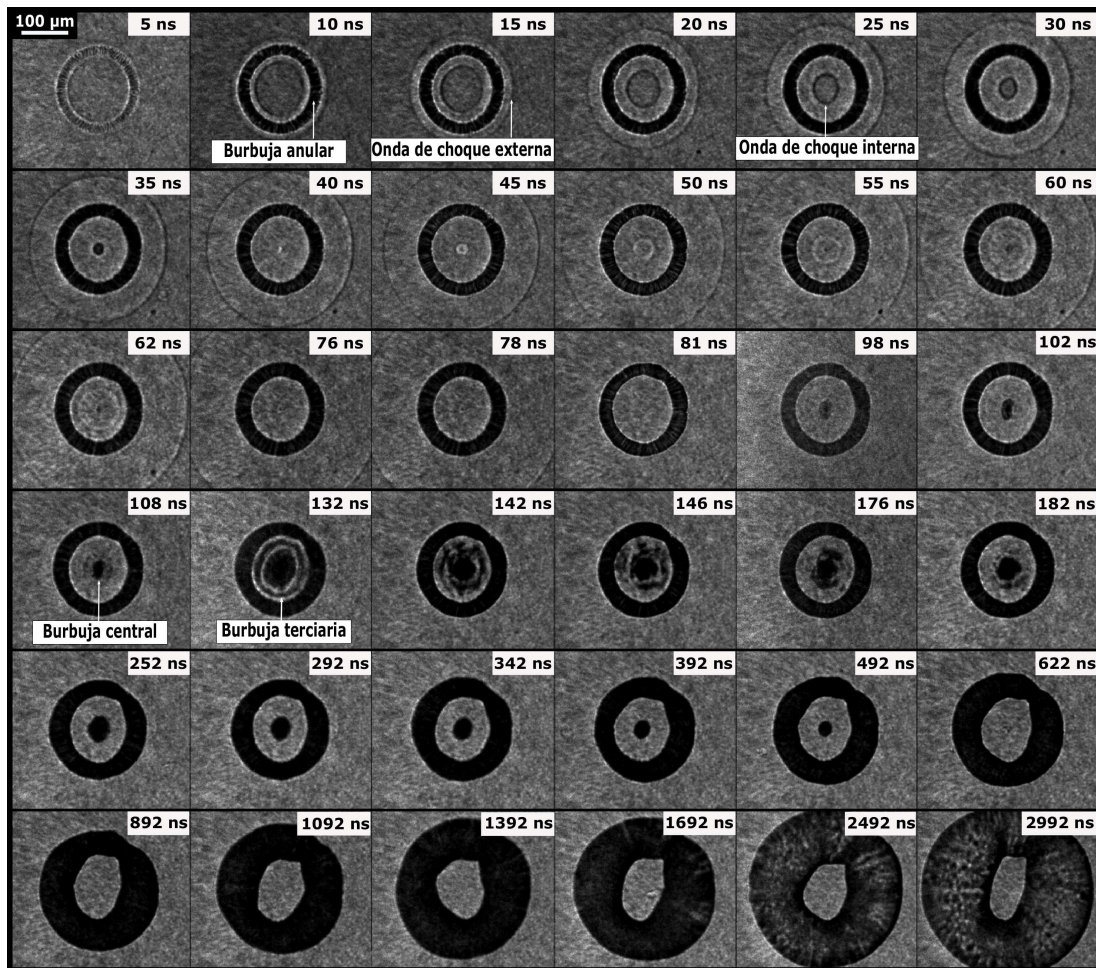


Figura 3.1: Serie completa de evolución temporal para una energía por unidad de área de $22 J/cm^2$ y $r = 80 \mu$. Se ejemplifica en algunos cuadros las ondas de choque interna y externa, y las burbujas anular, central y terciaria.

En el intervalo temporal que va desde 98 ns hasta 492 ns se observa la formación de una burbuja en el centro de la estructura, es decir, en el lugar de convergencia de la onda de choque interna; además, en el periodo comprendido entre 108 ns y 182 ns se nota la formación de una burbuja terciaria en el espacio comprendido entre la burbuja anular y la burbuja central, presentando el menor tiempo de vida. En la siguiente sección se describe el análisis de las fotografías para cada radio estudiado y para ambas energías por unidad de área constantes, comparando los tiempos y dimensiones características de las ondas de choque y de las burbujas.

En la figura 3.2 se ejemplifica el modo de análisis utilizado para cada fotografía. En la figura a) se muestra la imagen original, en la figura b) se observa la fotografía una vez que se aplica una corrección de iluminación y contraste, la cual se obtiene por medio de la toma de fotografía del fondo y “restándola” de la original. Aprovechando la simetría axial se elige un eje coordenado polar con origen en el centro de la estructura anular, de esta manera se puede integrar la intensidad sobre 2π para todos los pixeles, obteniendo un perfil como el que se muestra en la figura en c), a partir de cual se determina la posición de la onda de choque interna, de la burbuja anular y de la onda de choque externa, numeradas, respectivamente 1, 2 y 3 en la figura mencionada

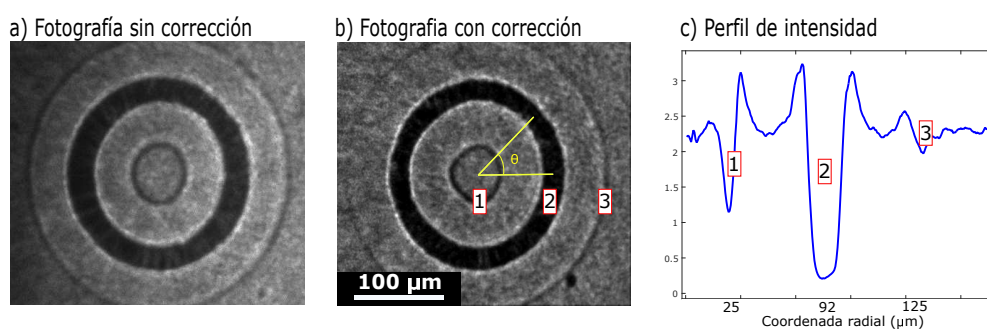


Figura 3.2: Método de análisis de las fotografías obtenidas, en a) se muestra la imagen original, en b) la fotografía con corrección de iluminación y ajuste de contraste, en c) se observa el perfil de intensidad en coordenadas polares, notando que a partir de dicho perfil es fácil obtener la posición (r) de las ondas de choque.

Este análisis también permite medir la evolución temporal de los radios de las burbujas nucleadas, tanto de la burbuja central como de la terciaria. De esta manera es posible generar perfiles para cada variación de radio y energía como el

3. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

mostrado en la figura 3.3, en la que se observa, como ejemplo, la evolución temporal de la coordenada radial de las burbujas anular, central y terciaria cuando la burbuja anular se genera inicialmente con $r = 92 \mu m$ y con $22 J/cm^2$. En esta figura no se observan las barras de error, la explicación se encuentra más adelante, al explicar las gráficas comparativas.

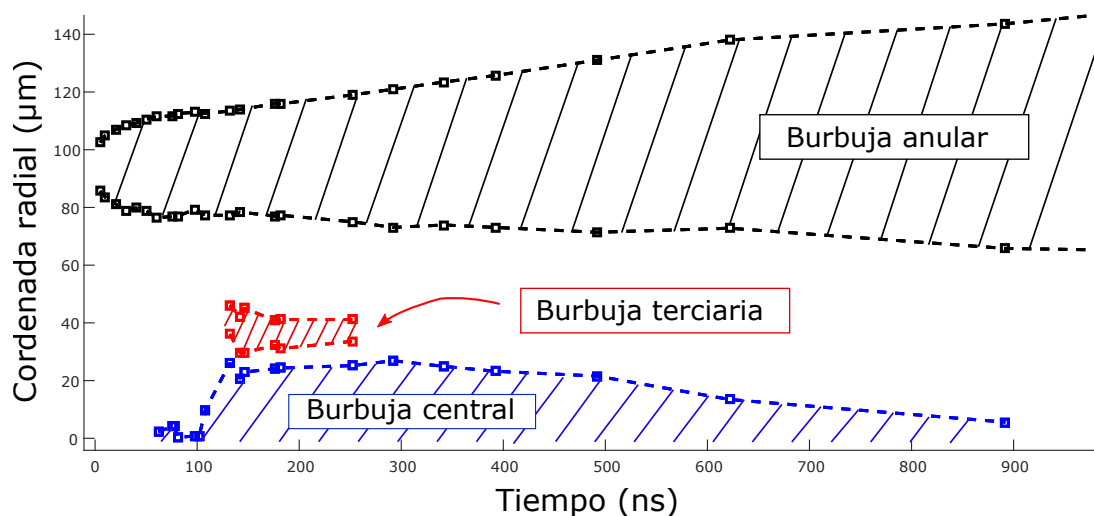


Figura 3.3: Gráficas de la evolución temporal de la coordenada radial para las burbujas anular, central y terciaria. Radio de generación $r = 92 \mu m$ y con $20 J/cm^2$.

En las figuras 3.4 y 3.5 se muestra la dinámica de la burbuja anular y de las ondas de choque las primeras decenas de nanosegundos después del momento de generación de la estructura para las cinco variaciones de radio estudiadas en este trabajo. En el cuadro central se observa el momento en el que la onda de choque interna alcanza el centro del anillo. Se observa que, como se esperaba, el tiempo en que esto ocurre aumenta conforme crece el radio del anillo, correspondiendo este tiempo a $30 ns$ para un radio de $55 \mu m$ y de $60 ns$ para el radio de $105 \mu m$.

Después del momento de convergencia se observa que la onda de choque comienza a alejarse del centro y se empieza a expandir, mientras que una burbuja cavitante formada al centro del anillo comienza a crecer. Una vez que la onda de choque interna llega a la burbuja anular inducida por pulso láser, se refleja como una onda de tensión y se mueve de regreso al centro del anillo.

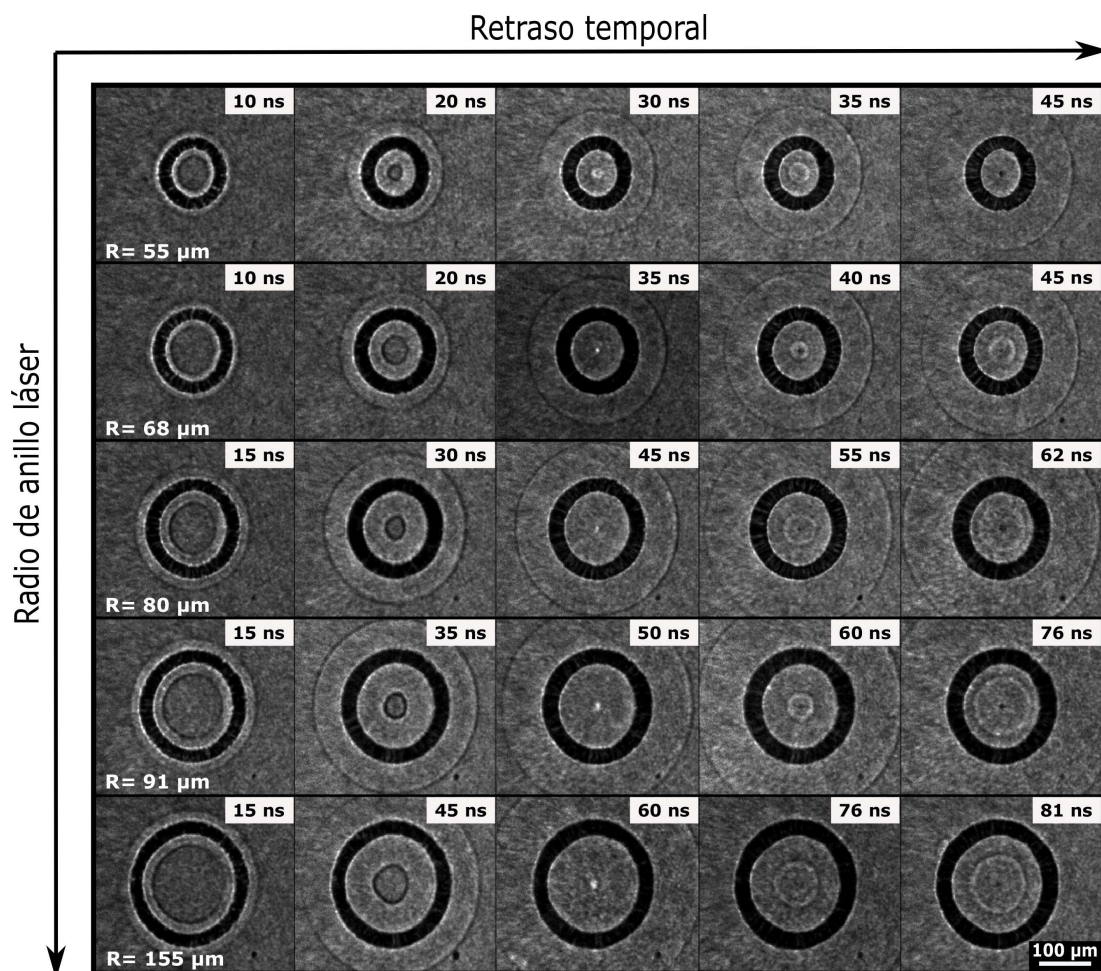


Figura 3.4: Serie de evolución temporal para diferentes radios. En la columna central se muestra el momento de convergencia; en el último fotograma de cada radio se observa una segunda burbuja nucleada en el centro de la estructura. ($22 J/cm^2$)

3. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

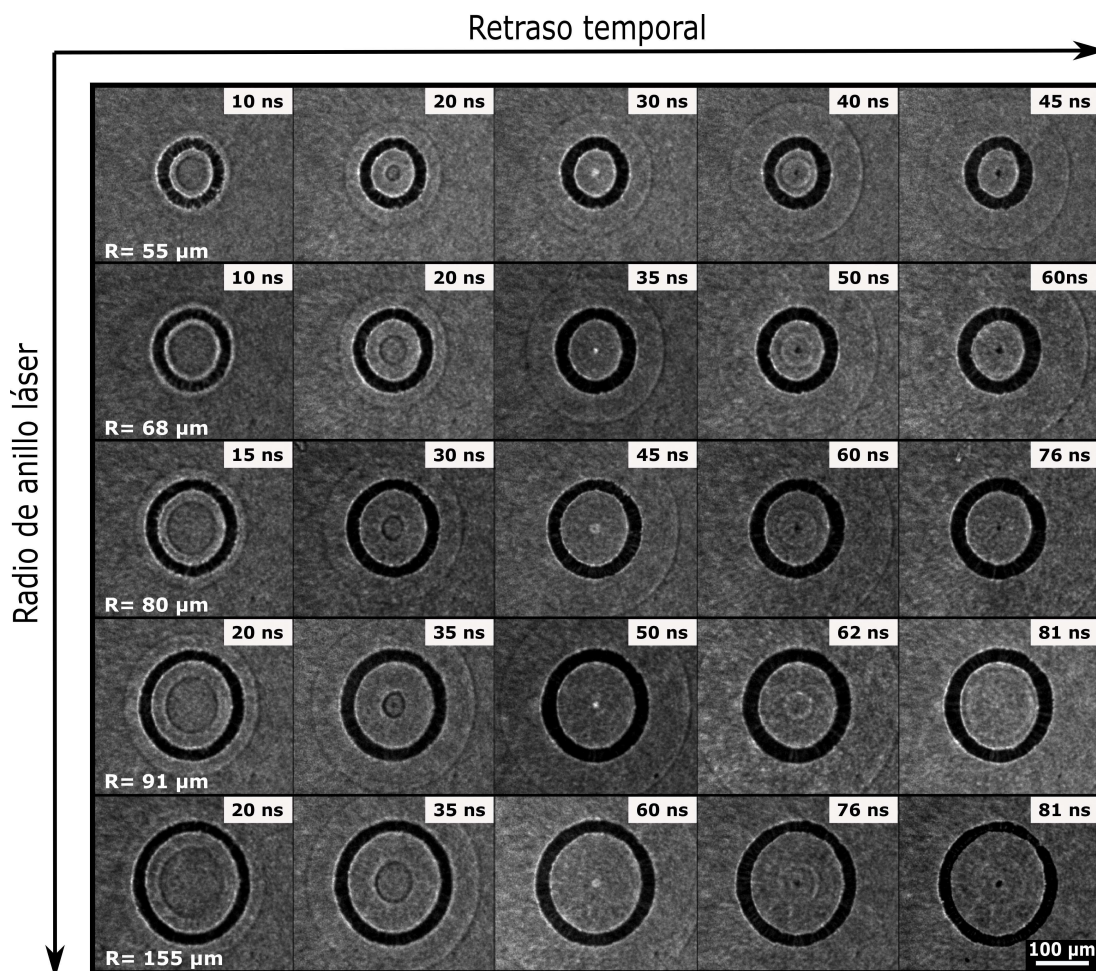


Figura 3.5: Serie de evolución temporal para diferentes radios. En la columna central se muestra el momento de convergencia; en el último fotograma de cada radio se observa una segunda burbuja nucleada en el centro de la estructura. ($14 J/cm^2$)

En la figura 3.6 se pone, a modo de comparación, los momentos de convergencia para todos los radios estudiados y para ambas energías por unidad de área, se observa que no existe una variación significativa en el momento en que la onda de choque interna alcanza el centro de la onda de choque, en comparación de una energía por unidad de área y otra.

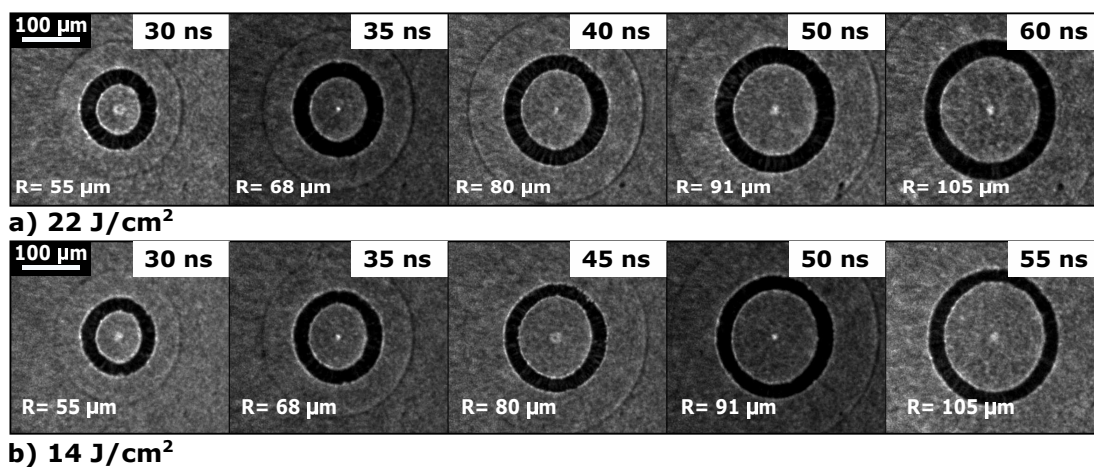


Figura 3.6: En cada fotograma se muestra el momento de convergencia para cada radio. (22 J/cm^2)

En la figura 3.7 se compara la evolución de la coordenada radial para las ondas de choque internas generadas con los diferentes radios y las dos energías por unidad de área estudiadas.

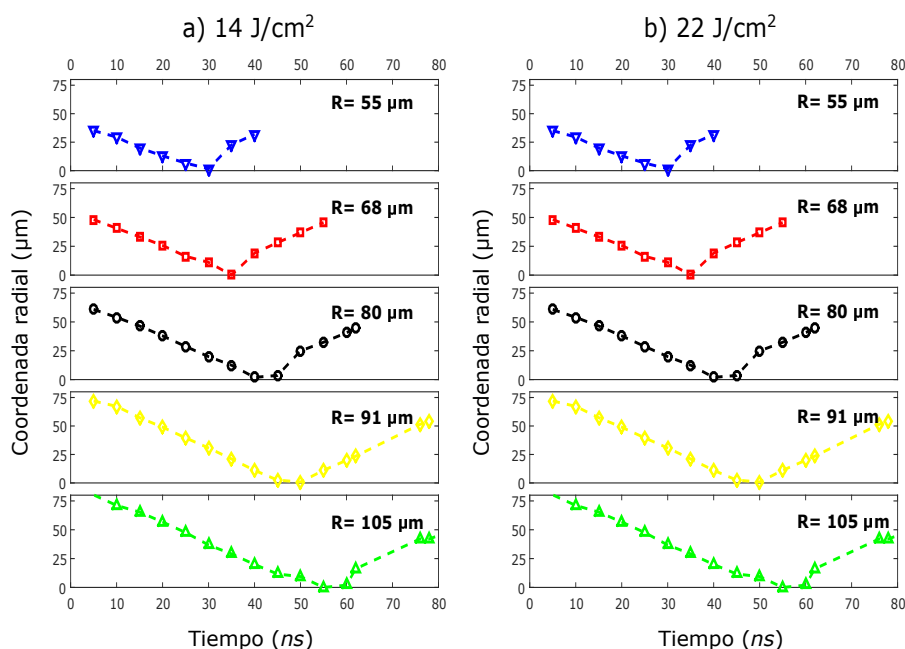


Figura 3.7: Trayectorias de la onda de choque interna para los diferentes radios estudiados.

3. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

Debido a las dimensiones de las gráficas, las barras de error no se alcanzan a distinguir y se confunden con los símbolos que determinan el punto medido. En la figura 3.8 se observa una gráfica de la evolución temporal de la onda de choque interna para $r = 68 \mu m$ y $22 J/cm^2$ con las dimensiones necesarias para que las barras de error sean visibles.

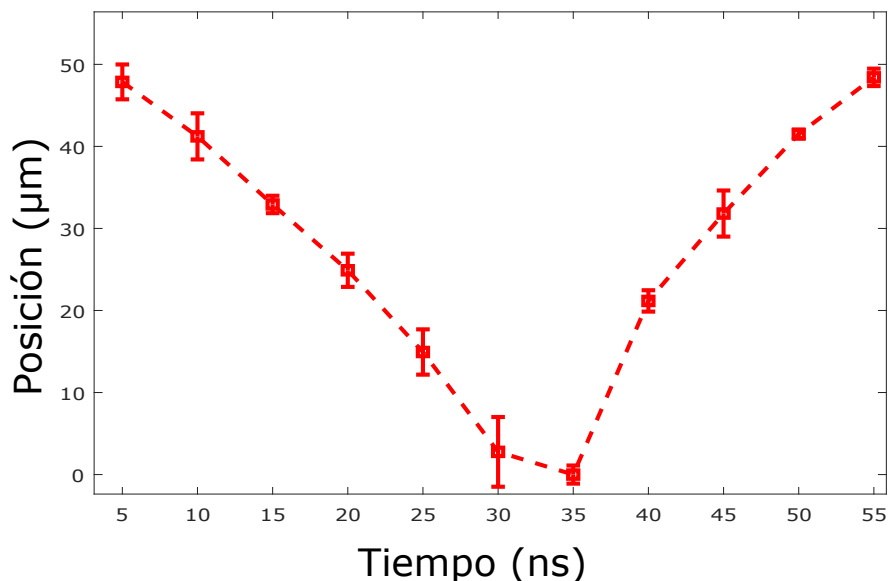


Figura 3.8: Ejemplo típico de trayectoria de la onda de choque interna para $r = 68 \mu m$ y $22 J/cm^2$ con barras de error incluidas.

En las figuras 3.9 y 3.10 se muestra el comportamiento de la burbuja cavitante central y de la burbuja terciaria, para energías de $22 J/cm^2$ y $14 J/cm^2$, respectivamente. La burbuja terciaria aparece, en todos los casos, en una escala temporal subsecuente a la reflexión de la onda de choque interna sobre la burbuja anular inducida por el pulso láser. Estas observaciones sugieren que la onda de choque que rebota se hace negativa después de reflejarse en la burbuja anular debido a la falta de coincidencia entre la impedancia acústica entre el líquido y la burbuja, lo que conlleva a la generación de la burbuja terciaria.

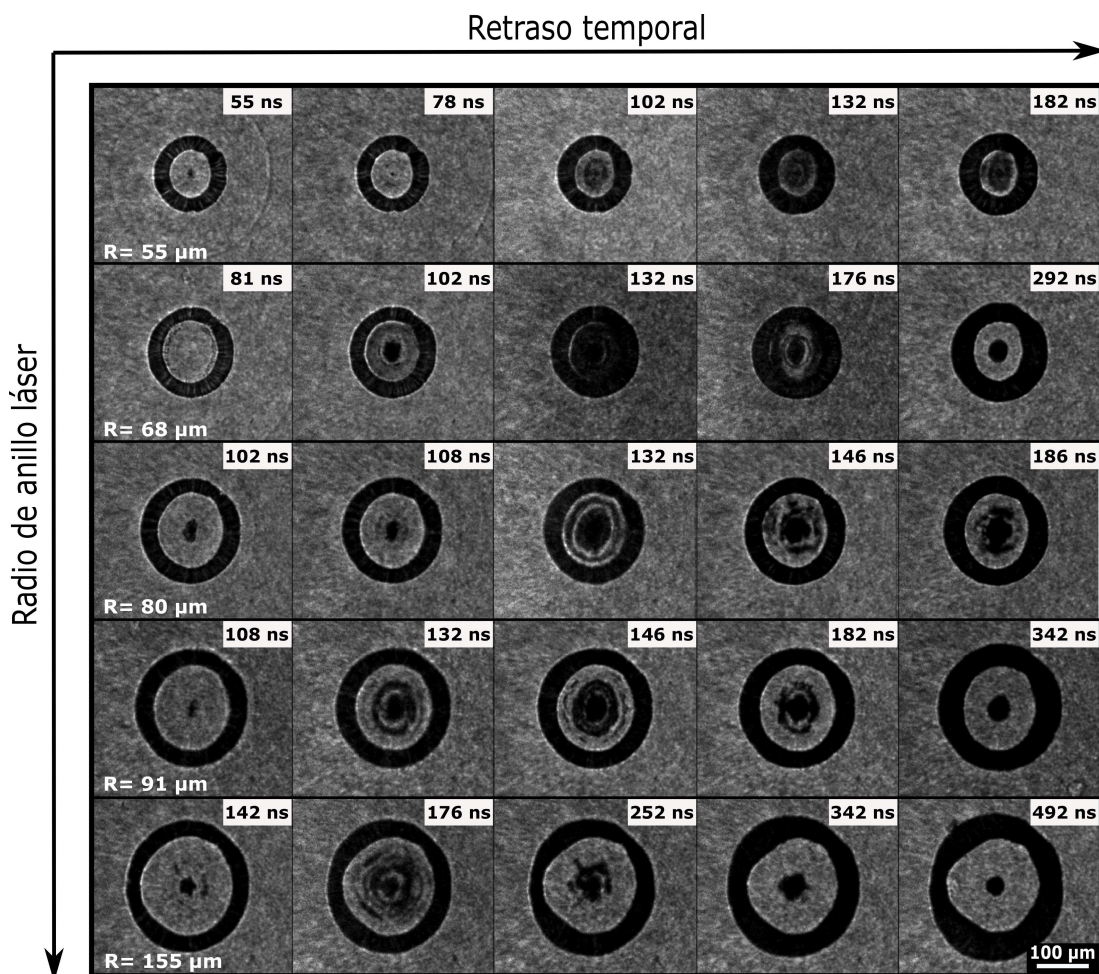


Figura 3.9: Serie de evolución temporal para diferentes radios. En la columna central se muestra el momento en que la burbuja terciaria parece tener mayor tamaño; en el último fotograma de cada radio se observa que la segunda burbuja disminuye su tamaño. (22 J/cm^2)

Se observa que la burbuja terciaria tiene un tamaño mayor para radios menores de la burbuja anular inducida por el pulso láser. Para los radios 55 μm y 68 μm , se presenta el instante en que las nubes de burbujas llenan por completo el espacio encerrado por la burbuja anular.

3. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

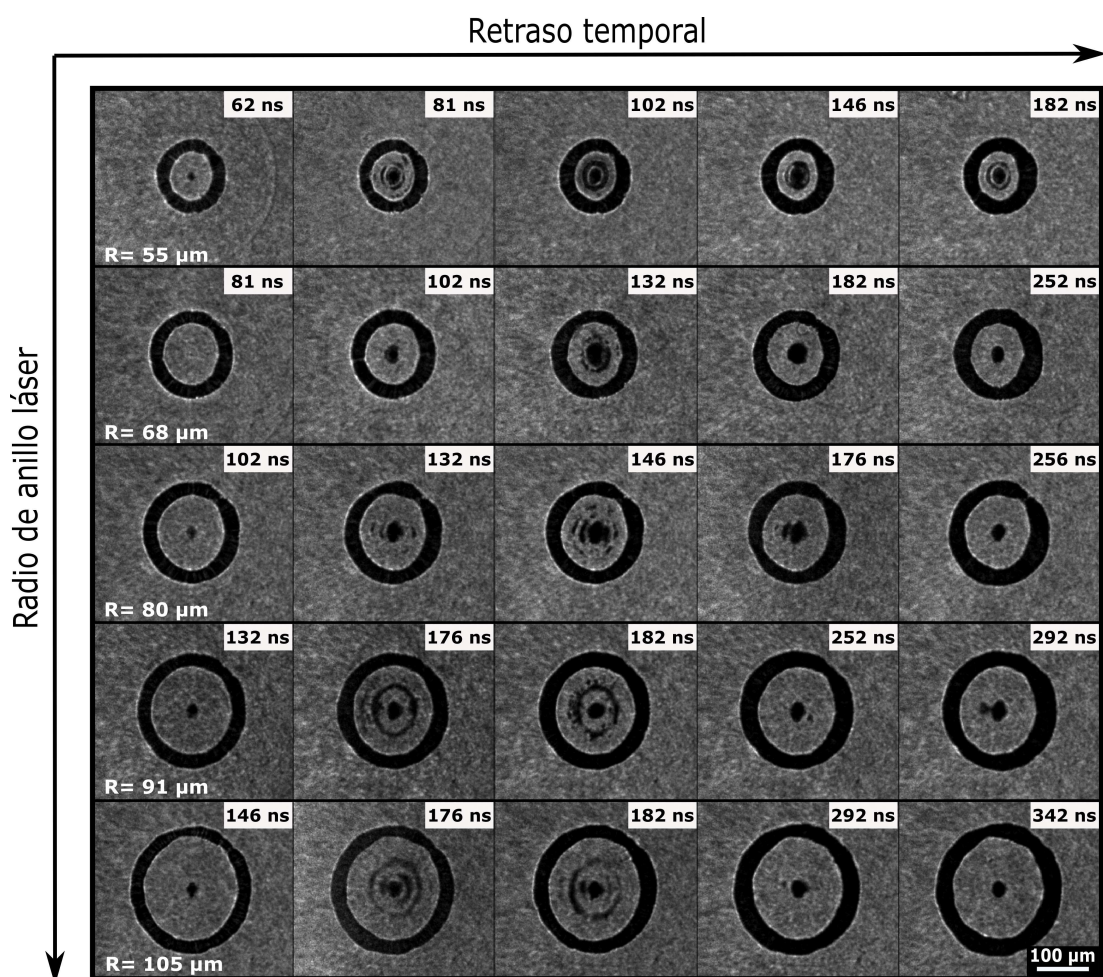


Figura 3.10: Serie de evolución temporal para diferentes radios. En la columna central se muestra el momento en que la burbuja terciaria parece tener mayor tamaño; en el último fotograma de cada radio se observa que la segunda burbuja disminuye su tamaño. $14 J/cm^2$

En la figura 3.11 se observan, a modo de comparación los instantes en que la burbuja terciaria parece tener mayor tamaño para todos los radios estudiados y para ambas energías. Se observa que para una energía de $22 J/cm^2$ las burbujas presentan mayor tamaño, llegando a ocupar el espacio confinado por la burbuja anular inducida por el pulso láser, mientras que para la energía de $14 J/cm^2$ esto no ocurre, aunque se sigue el mismo patrón de que a menor radio del anillo mayor el tamaño de las burbujas. La burbuja anular incrementa el tiempo de vida de la nube de burbujas generada [15], siendo para las burbujas nucleadas un tipo

3.1 Generación de ondas de choque convergentes

de capa protectora de la presión del líquido. Además, parece que las múltiples burbujas que se observan se generan debido a la reflexión de la onda de choque de tensión hacia el centro de la estructura. Lo más probable es que las burbujas tengan un tiempo de vida suficientemente largo para que aparezcan varias más de forma simultánea, mientras que la onda de choque rebota de ida y vuelta en la burbuja anular inducida por el pulso láser.

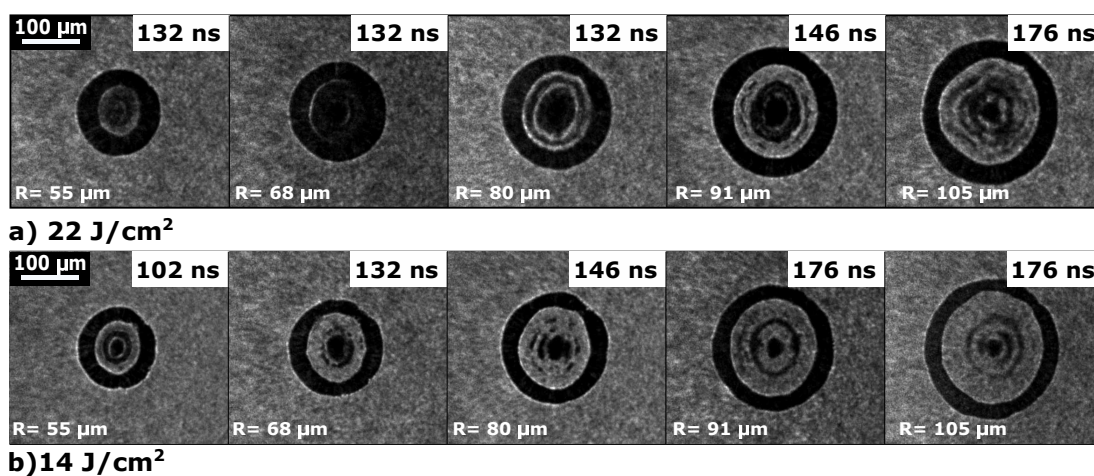


Figura 3.11: En cada fotograma se muestra, para cada radio, el momento en el cual la burbuja terciaria alcanza tamaño máximo.

En la figura 3.12 se observa la comparación de la evolución temporal de la coordenada radial de la burbuja terciaria. La aparición de esta burbuja tarda más para radios mayores, comenzando cerca de 40 ns después de la generación de la burbuja anular con $r = 55 \mu m$, mientras que para $r = 105 \mu m$ aparece hasta después de 150 ns. Además, parece tener un tiempo de vida más grande y un espesor más grande también a mayor radio.

3. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

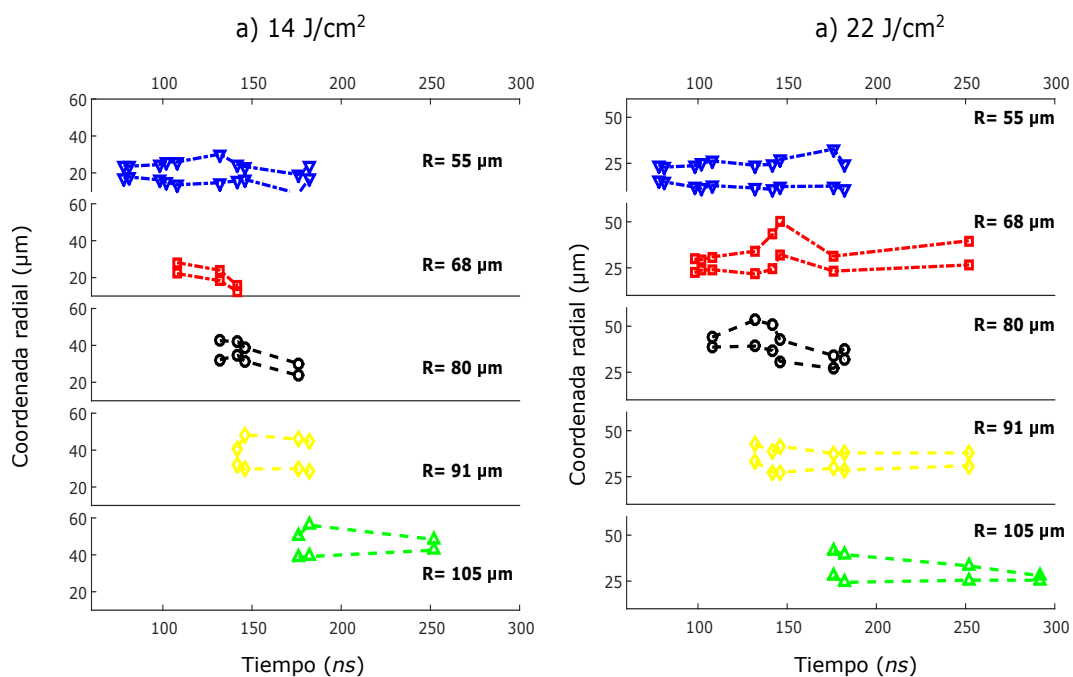


Figura 3.12: Comparación de dimensiones espaciales y temporales de las burbujas terciarias

Nuevamente, debido a las dimensiones de las gráficas, las barras de error no se alcanzan a distinguir y se confunden con los símbolos que determinan el punto medido, en la figura 3.13 se observa una gráfica de la evolución temporal de los extremos, interno y externo, de la burbuja terciaria para $r = 105 \mu\text{m}$ y 22 J/cm^2 con las dimensiones necesarias para que las barras de error resulten visibles.

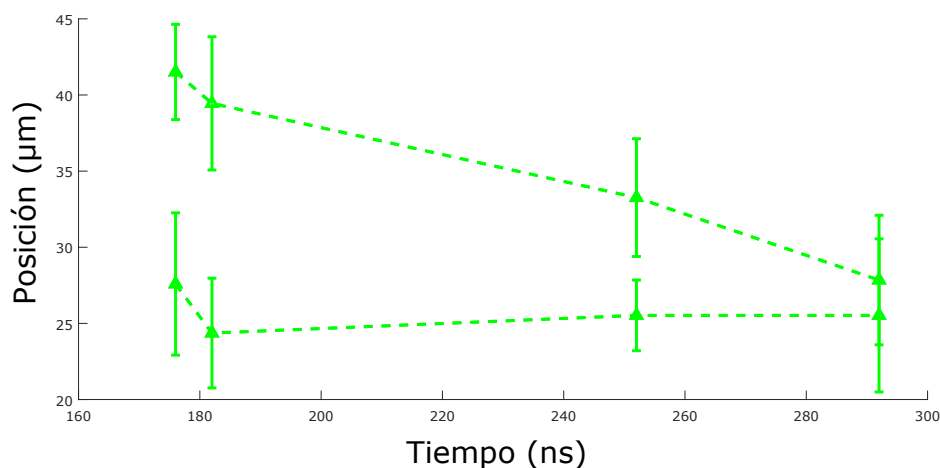


Figura 3.13: Ejemplo típico de la coordenada radial de los extremos interno y externo de la burbuja terciaria para $r = 105 \mu m$ y $22 J/cm^2$ con barras de error incluidas.

En las figuras 3.14 y 3.15, se observa únicamente la dinámica de la burbuja central. El intervalo temporal comienza pocos nanosegundos después de que la onda de choque interna alcanza el centro, notando que una pequeña burbuja se genera y desaparece después de pocos nanosegundos para dar lugar a una burbuja central más grande y de mucho mayor duración. En ambas imágenes se observa que la burbuja central aparece más rápido para radios menores, aunque también tiene menor duración.

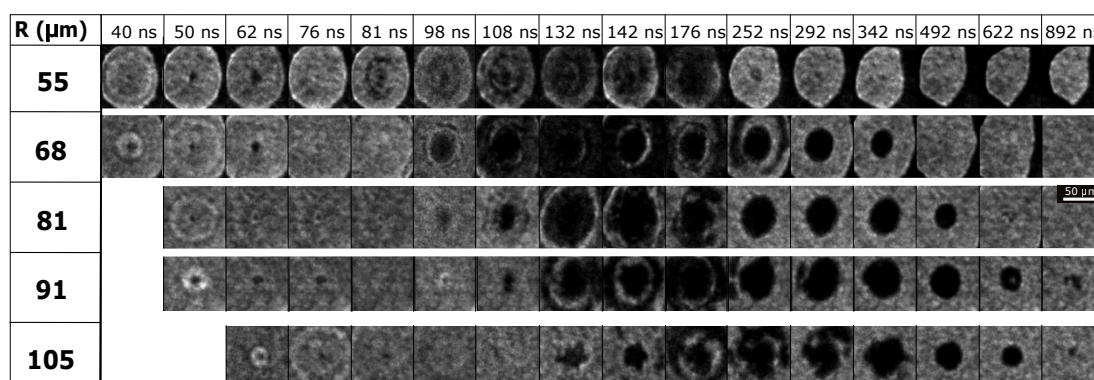


Figura 3.14: Evolución temporal de la burbuja central. $22 J/cm^2$

En la figura 3.15 se observa el mismo efecto de la burbuja central, aparecien-

3. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

do una pequeña y de corto tiempo de vida pocos nanosegundos después de la convergencia de la onda de choque interna y después la generación de una más grande y de mayor duración aunque, debido que la energía por unidad de área es menor, las nubes de burbujas que se generan debido a los rebotes de la onda de choque no son tan grandes y permiten apreciar mejor dicho comportamiento.

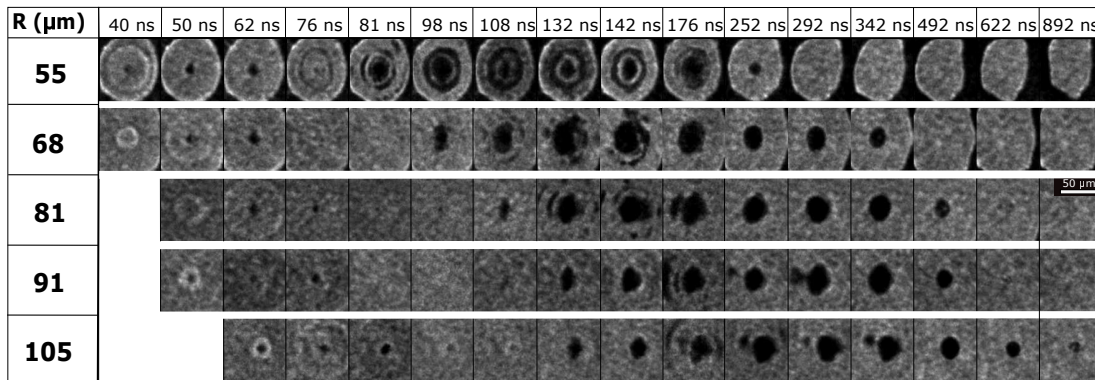


Figura 3.15: Evolución temporal de la burbuja central. $14 J/cm^2$

En la figura 3.16 se compara la evolución temporal de la coordenada radial para la burbuja central, para los diferentes radios estudiados y ambas energías por unidad de área. Notamos cómo se alcanza un notable mayor tamaño mientras más aumenta el radio de generación de la burbuja anular, mientras que su tiempo de vida parece disminuir solo levemente para una energía de generación menor.

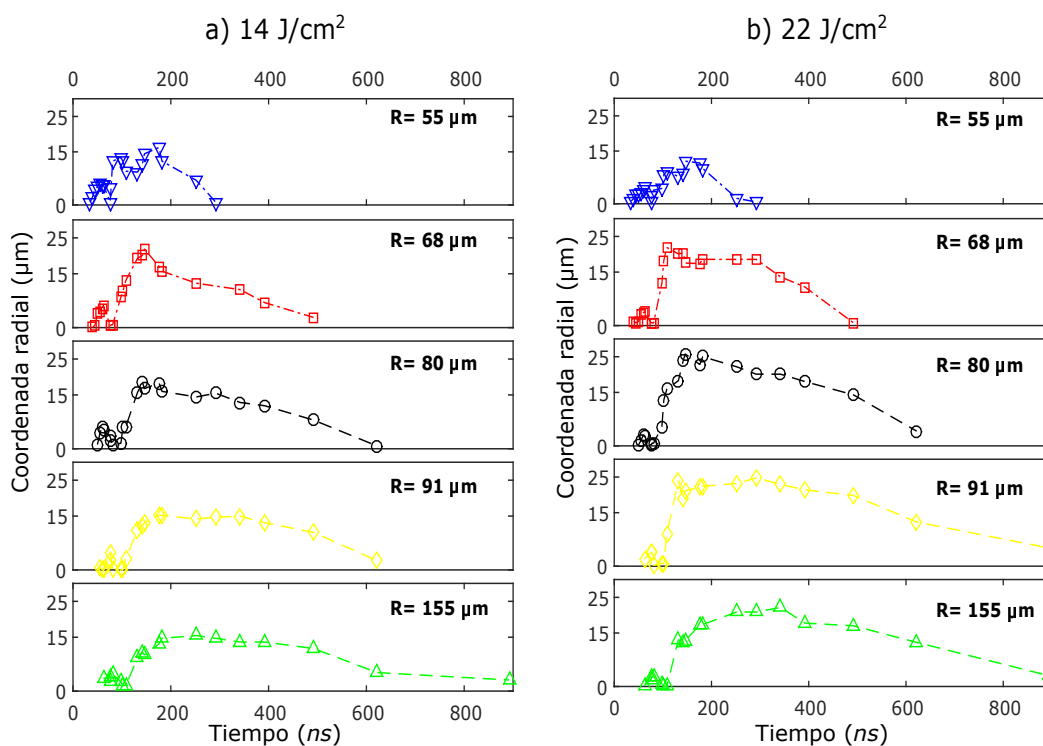


Figura 3.16: Gráficas de la evolución temporal de la coordenada radial de la burbuja central para los diferentes radios estudiados. a) 14 J/cm^2 y b) 22 J/cm^2

De la misma forma que en los análisis anteriores, debido a las dimensiones de las gráficas, las barras de error no se alcanzan a distinguir y se confunden con los símbolos que determinan el punto medido, en la figura 3.17 se observa una gráfica de la evolución temporal de los la coordenada radial de la burbuja central para $r = 80 \mu\text{m}$ y 22 J/cm^2 con las dimensiones necesarias para que las barras de error resulten visibles.

3. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

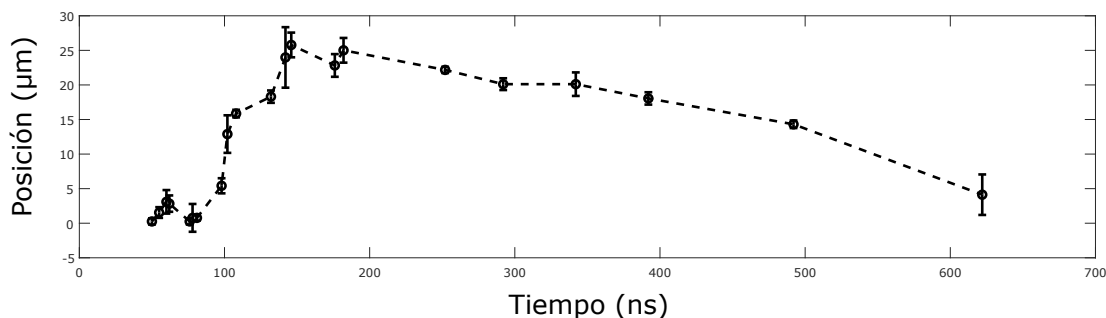


Figura 3.17: Ejemplo típico de la evolución de la coordenada radial de burbuja terciaria central para $r = 80 \mu m$ y $22 J/cm^2$ con barras de error incluidas.

Las simulaciones numéricas que complementan este trabajo fueron realizadas por F. De Colle y que aparecen en el artículo [102]. En la mismas se utilizando el código Euleriano MEZCAL, el cual integra las ecuaciones hidrodinámicas por un método de Gudunov de segundo orden, que se ha sido usado ampliamente en el estudio de problemas de dinámica de fluidos. Se simulan las trayectorias de las ondas de choque internas para los radios utilizados en los experimentos expuestos hasta ahora, y con un valor inicial del impulso de presión de $2 GPa$. Los resultados muestran excelente concordancia con los obtenidos experimentalmente, determinando velocidades del orden de $2000 m/s$ para las ondas de choque (Figura 6 de [?]). Se determina a través de las simulaciones que, para un radio de anillo de $50 \mu m$, la presión en el lugar de enfoque llega a los $40 GPa$. Además, se confirma la suposición de que la onda de choque, después de alcanzar el centro, se refleja pasando a tener un perfil bipolar. En el ecuación de estado esto indica que se tienen presiones negativas ([44], [96]), lo que conlleva a la formación de una burbuja cavitante en el centro de convergencia.

3.2. Ondas de choque convergentes sobre burbuja de vapor

Por medio del arreglo experimental utilizado en la sección anterior, se capturan fotografías de tipo estroboscópico con el método descrito, obteniendo las secuencias que se muestran en las figuras 3.18 y 3.19, en las que se observa la burbuja de vapor en el centro de la estructura para $11 J/cm^2$ en la primera y $20 J/cm^2$ en la segunda. La burbuja central de vapor que se genera con un láser continuo es golpeada por la onda de choque interna inducida al generar la

3.2 Ondas de choque convergentes sobre burbuja de vapor

burbuja anular con el láser pulsado aproximadamente a los 50 *ns*, respecto del momento de formación de la burbuja anular. Se observa que después del choque con la burbuja central de vapor, ésta se comprime y se expande durante los rebotes de la onda de choque interna con la burbuja anular inducida por el pulso láser, generando nubes de burbujas hasta aproximadamente 150 *ns* después de la generación, momento después del cuál la burbuja central parece comenzar a colapsar nuevamente.

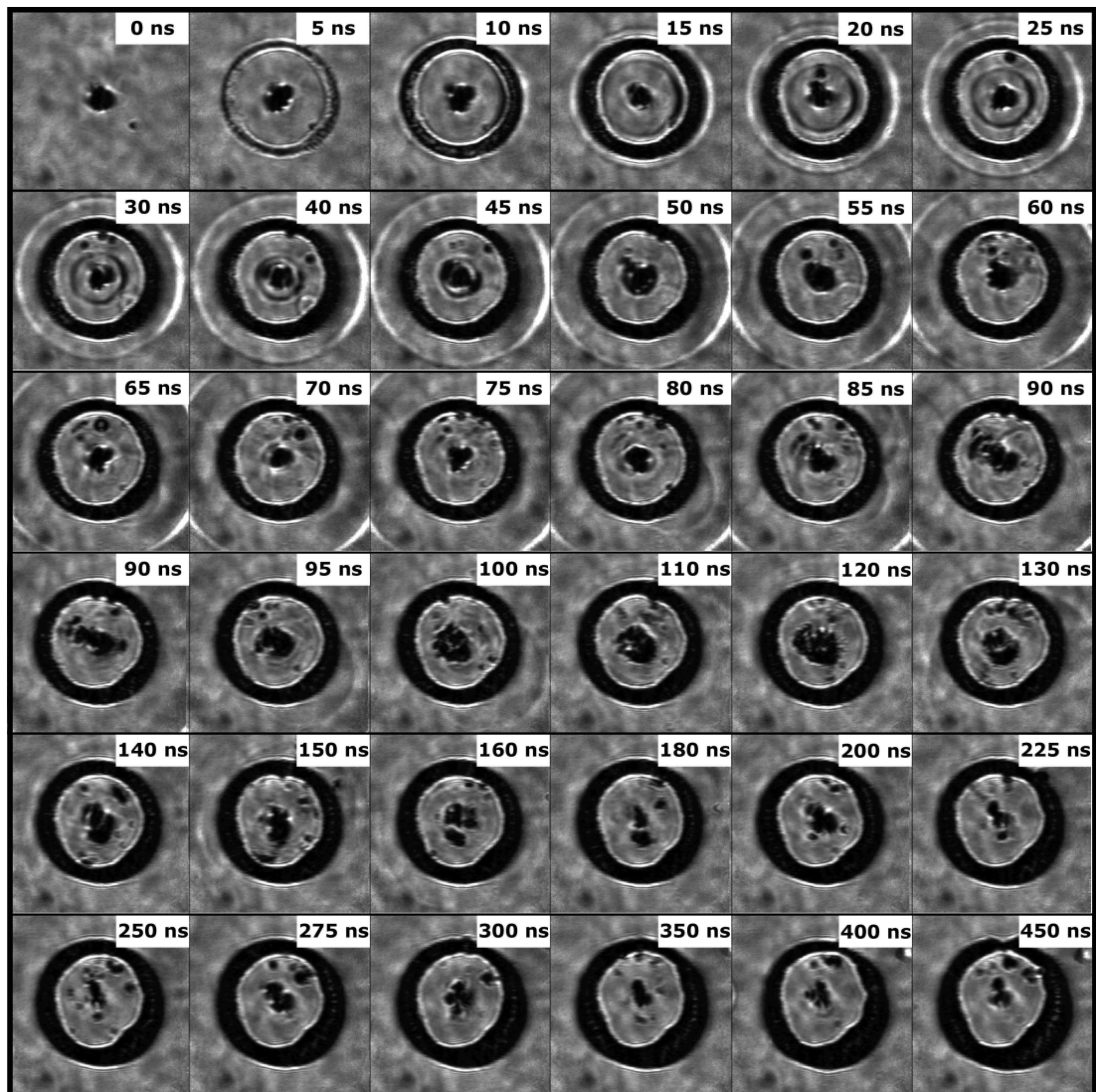


Figura 3.18: Secuencia completa con energía generadora de onda de choque ($11 J/cm^2$) y burbuja de vapor central ($14.31 mW$)

3. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

Como se puede observar, la variación de una fotografía a otra es bastante, lo cual se debe a que, dados los colapsos y los rebotes de las ondas de choque, se pueden generar burbujas que “estorban”; además, la burbuja central no siempre se genera, debido a la absorción del medio, con exactamente las mismas características, por lo que la técnica estroboscópica puede mostrar solo un panorama general y no definitivo de la dinámica de las burbujas y de las ondas de choque.

Resulta necesario un método de generación de una imagen que capture la dinámica en un solo evento, como lo es la técnica de imagen unidimensional con la cámara *Streak* descrita la sección 2.2.2

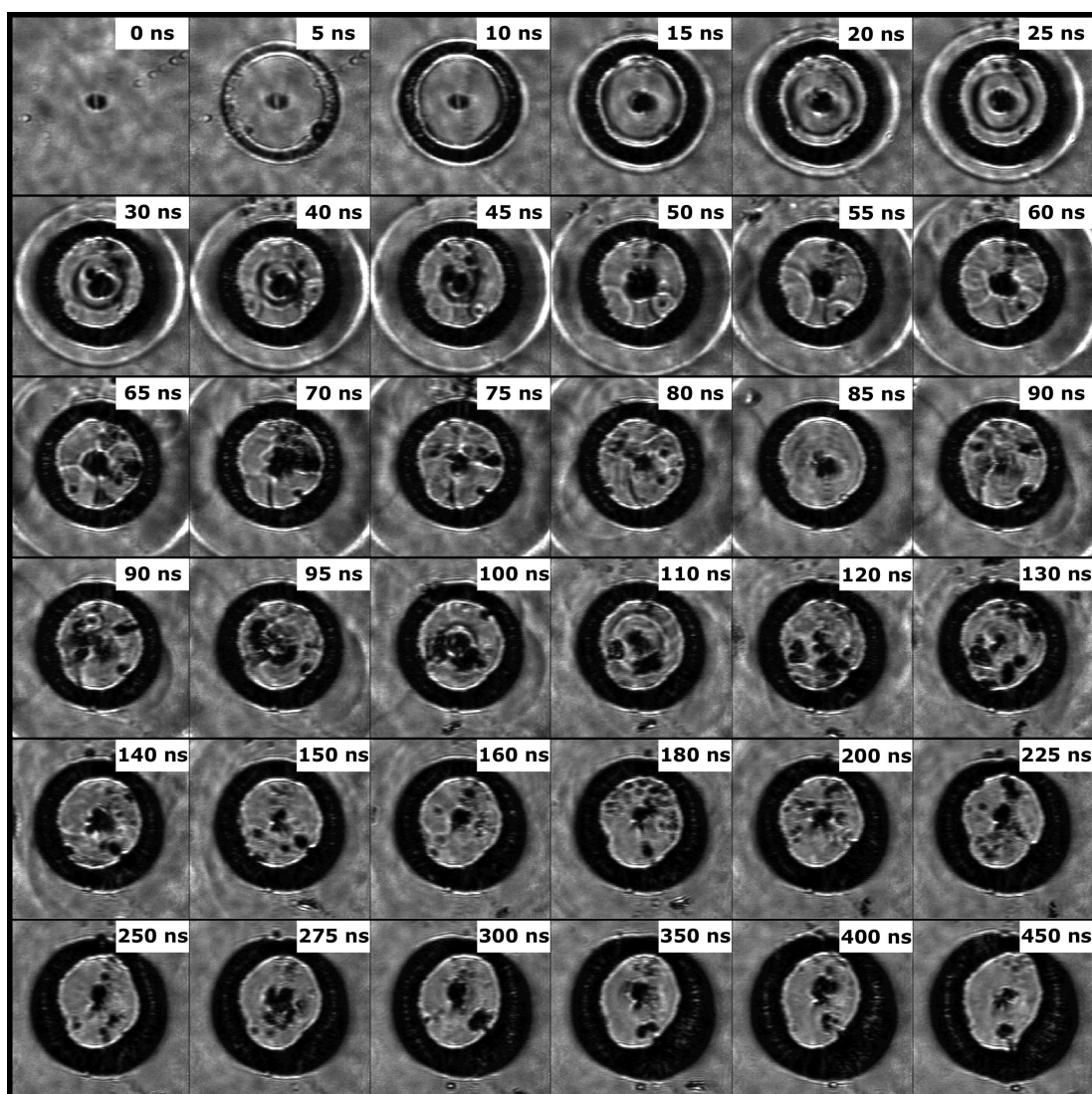


Figura 3.19: Secuencia completa con energía generadora de onda de choque ($20 J/cm^2$) y burbuja de vapor central ($14.31 mW$)

Como ejemplo del funcionamiento de este método, en la figura 3.20 se observa la generación de la burbuja anular por el pulso láser aún sin poner la burbuja central de vapor con el láser continuo, es decir, como el experimento de la sección anterior. En la figura se muestra la dinámica y los efectos de las ondas de choque para energías de $10 J/cm^2$ y $20 J/cm^2$; como se esperaba, según los resultados obtenidos en la sección anterior, unos cuantos nanosegundos después de la convergencia de la onda de choque interna, se genera una burbuja cavitante en el centro de la estructura y, poco después, debido a los rebotes de la onda con la burbuja

3. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

anular, se genera una burbuja terciaria de menor duración temporal. Todo esto resulta claramente visible en la figura, además de que los tiempos característicos coinciden también con los esperados debido a los resultados de la sección anterior.

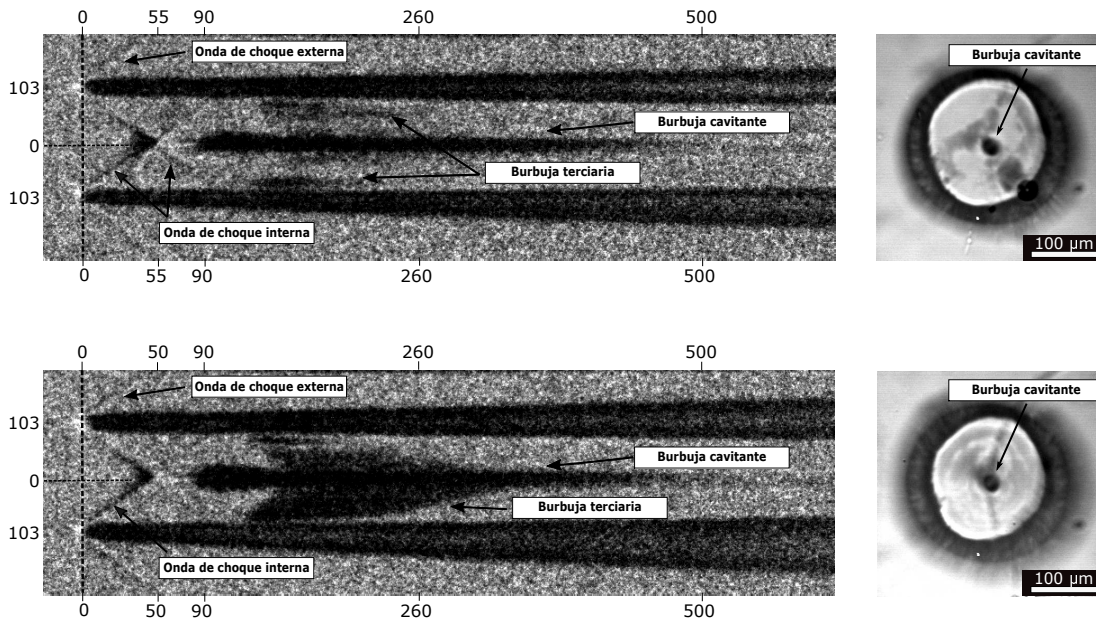


Figura 3.20: Imagen de *posición vs tiempo* de estructura anular sin burbuja central de vapor tomada con la cámara Streak. a) $20 J/cm^2$ y b) $34 J/cm^2$

Una vez que se comprueba el correcto funcionamiento de esta técnica observando el comportamiento de las ondas de choque y las burbujas por medio de la cámara Streak, se estudia ahora la dinámica de los eventos colocando la burbuja de vapor en el centro de la estructura. La figura 3.21 muestra los comportamientos de las ondas de choque y de la burbuja central de vapor una vez que la onda de choque interna la golpea; se muestran los resultados para tres energías por unidad de área diferentes $11 J/cm^2$, $22 J/cm^2$ y $33 J/cm^2$, con una potencia de generación de la burbuja central de $(14.31 \pm 0.16) mW$ en los dos primeros casos y de $(16.88 \pm 0.16) mW$ para el tercero.

3.2 Ondas de choque convergentes sobre burbuja de vapor

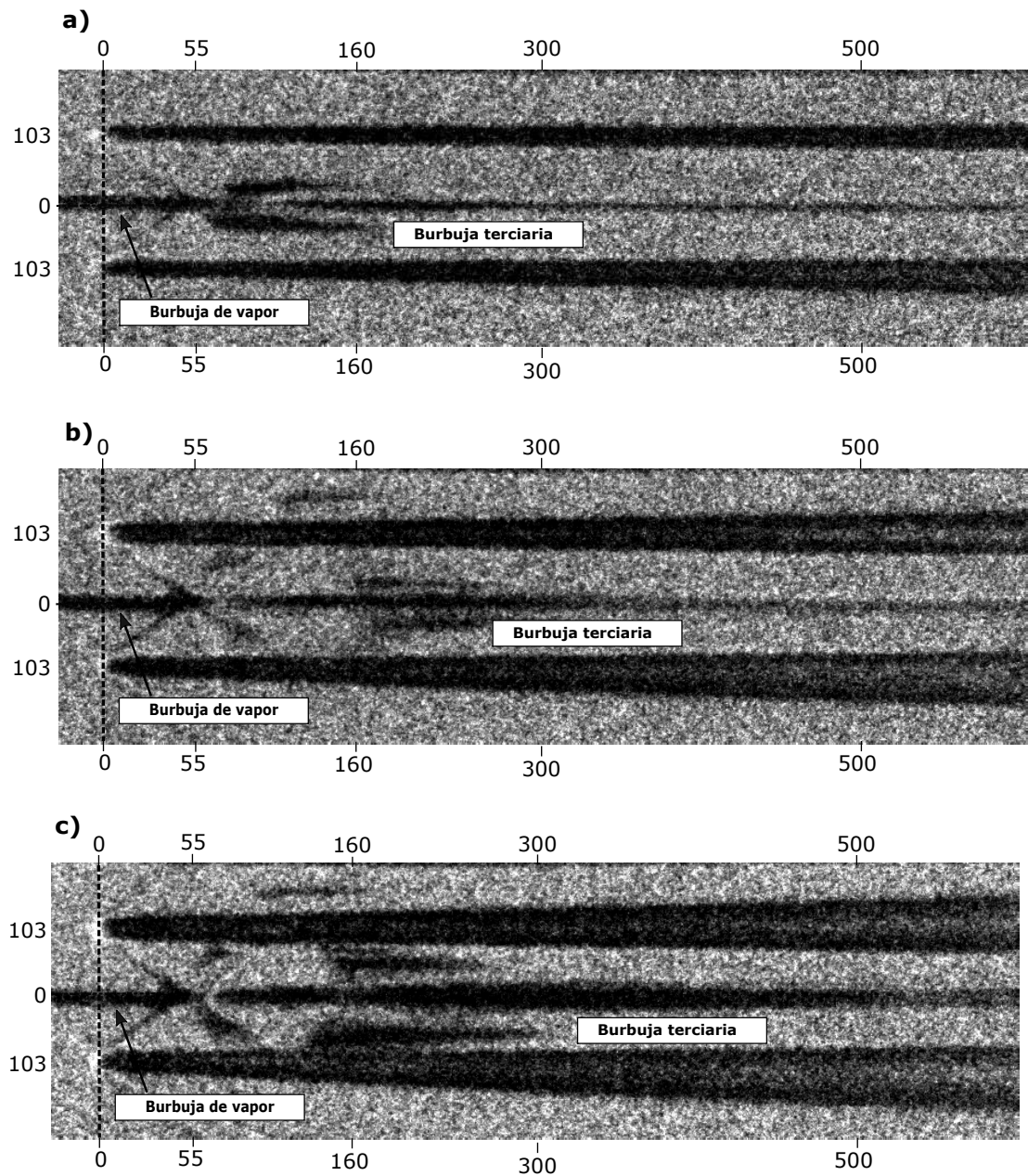


Figura 3.21: Imagen de *posición vs tiempo* de estructura anular con burbuja central de vapor tomada con la cámara Streak. a) $11 J/cm^2$, b) $22 J/cm^2$ y c) $33 J/cm^2$

Se observa en los tres casos que, después de que la onda de choque converge y golpea la burbuja de vapor central, ésta disminuye de tamaño de forma muy

3. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

rápida hasta su colapso, crece y colapsa nuevamente unas centenas de nanosegundos después; se observa también que se generan burbujas terciarias alrededor de la burbuja central, debido también a los rebotes de la onda de choque interna; cómo es posible observar, las burbujas terciarias son más grandes para energías de generación de la burbuja anular mayores, notando que en la figura 3.21 c), la burbuja central aumenta de tamaño antes del segundo colapso.

En la figura 3.22 se tiene, como ejemplo, una fotografía tomada con la cámara Streak, observando la convergencia de las ondas de choque inducidas por el pulso láser ($33 J/cm^2$) sobre la burbuja central ($r = 16 \mu m$) generada con el láser continuo ($16.88 \pm 0.16 mW$). Unos cuantos nanosegundos después de la convergencia de la onda de choque sobre la burbuja, se observa su rápido colapso, para el ejemplo mostrado en la figura éste se presenta después de $77 ns$, tomando como cero el momento de convergencia de las ondas de choque.

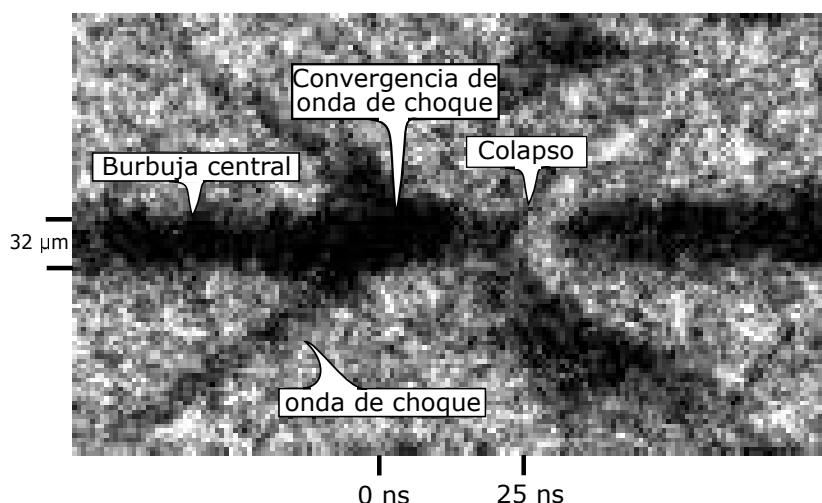


Figura 3.22: Imagen de *posición vs tiempo* de estructura anular con burbuja central de vapor tomada con la cámara Streak. En la imagen se observa la burbuja central generada con el láser continuo ($16.88 \pm 0.16 mW$), la convergencia de la onda de choque inducida por el pulso láser ($33 J/cm^2$) y el colapso de la burbuja central unos cuantos nanosegundos después de la convergencia.

En la Tabla 3.1 se observa la comparación entre el tiempo de colapso medido para la burbuja central tomando como referencia el momento de convergencia de la onda de choque interna generada por el pulso láser y el tiempo de colapso de Rayleigh, calculado con la ecuación 1.19, para una burbuja con el radio medido

de la burbuja central generada por el láser continuo. Los tiempos de colapso de la burbuja central después del impacto de la onda choque son notablemente más pequeños que los calculados teóricamente, siendo del orden de 20 veces más rápidos.

Fluencia (J/cm^2)	Radio de B. central (μm)	Tiempo de convergencia de onda de choque (ns)	Tiempo de colapso (ns)	T. Colapso de Rayleigh (ns)
10.6	13.52 ± 0.84	54.19 ± 0.40	45.68 ± 3.91	~ 1250
20	13.68 ± 0.92	54.67 ± 1.53	25.56 ± 4.60	~ 1267
33	15.77 ± 1.75	51.12 ± 1.87	26.27 ± 4.43	~ 1460

Tabla 3.1: Tabla de comparación de tiempos obtenidos a partir de las imágenes tomadas con la cámara Streak. En la primer columna se encuentra la energía por unidad de área con la cual se genera la burbuja con estructura anular, en la segunda el radio de la burbuja generada con el láser continuo, en la tercera columna el momento de convergencia de la onda de choque interna, en la cuarta columna se observa el tiempo medido del primer colapso de la burbuja central tomando como cero el momento de convergencia de la onda de choque (columna tres), por último en la quinta columna se tiene el tiempo de colapso de Rayleigh calculado con la ecuación 1.19

Medir los tiempos de colapso de la burbuja de vapor en el centro de la estructura nos permite, a partir de la ecuación 1.13, estimar la presión con que la onda de choque hace colapsar a la burbuja. Es decir, la burbuja de vapor funciona como un sensor de presión. Para una fluencia de $20 J/cm^2$ y radio de $100 \mu m$, se observa que el tiempo de colapso de es $25.56 ns$, determina a partir de la ecuación 1.13 que la presión con que la burbuja de vapor colapsa es equivalente a que estuviera rodeada por un medio con un presión hidrostática del orden de $300 MPa$, es decir, de $3000 atm$. Como se ha mencionado, medir presiones en dominios tan pequeños es todo un reto que, mediante la técnica descrita se ha logrado en primera instancia. Sin embargo, hace falta incluir varias cosas en el análisis, entre ellas el que aún no se considera que es un *pulso* de presión lo que hace colapsar

3. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

la burbuja, sino que se utiliza la ecuación de Rayleigh, que toma en cuenta que es la diferencia de presión del exterior y el interior lo que conlleva al colapso. De cualquier forma, lo anteriormente descrito representa un primer acercamiento a la medición de presiones de forma directa a escalas espaciales de micrometros.

Finalmente, es necesario mencionar que los objetivos propuestos al inicio de esta investigación se cumplen. Es decir, se logra generar, observar y enfocar ondas de choque inducidas por pulsos láser. Aunque aún no se puede considerar que la parte de la medición de presión en el lugar de enfoque de forma directa esté completa, sí representa un primer acercamiento exitoso, pues se utiliza la ecuación propuesta con los tiempos de colapso medidos a través de la fotografía con la cámara Streak. Los retos y perspectivas de estudio en el campo de ondas de choque de gran amplitud en líquidos que parten de este estudio son amplias y variadas, en particular resulta de interés el estudio de la interacción onda-burbuja y onda-medio a través del enfoque de las ondas de choque con la técnica utilizada a lo largo de esta investigación e inicialmente propuesta por el grupo de T. Pezeril [69]. Dado que durante el enfoque de las ondas de choque, y durante el colapso de las burbujas, el gas o vapor dentro de la burbuja se comprime y se pueden alcanzar temperaturas y presiones muy grandes, se proponen distintos caminos en la investigación que parten de lo aquí dicho: bajo las condiciones adecuadas, se podría obtener emisión de luz (sonoluminiscencia); obtención de datos de la curva de Hugoniot para nuevos materiales; nuevos métodos de síntesis de materiales. Además, las condiciones extremas de presión y temperatura pueden ser de gran interés químico, debido a la influencia del sonido en algunas reacciones químicas.

Apéndice A

Publicaciones

Single-bubble and multibubble cavitation in water triggered by laser-driven focusing shock wavesD. Veysset,^{1,2} U. Gutiérrez-Hernández,³ L. Dresselhaus-Cooper,^{1,2} F. De Colle,³ S. Kooi,² K. A. Nelson,^{1,2}
P. A. Quinto-Su,^{3,4} and T. Pezeril^{4,†}¹*Department of Chemistry, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139, USA*²*Institute for Soldier Nanotechnologies, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139, USA*³*Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 70-543, 04510 Ciudad de México, Mexico*⁴*Institut Molécules et Matériaux du Mans, UMR CNRS 6283, Université du Maine, 72085 Le Mans, France*

(Received 26 September 2017; revised manuscript received 14 May 2018; published 31 May 2018)

In this study a single laser pulse spatially shaped into a ring is focused into a thin water layer, creating an annular cavitation bubble and cylindrical shock waves: an outer shock that diverges away from the excitation laser ring and an inner shock that focuses towards the center. A few nanoseconds after the converging shock reaches the focus and diverges away from the center, a single bubble nucleates at the center. The inner diverging shock then reaches the surface of the annular laser-induced bubble and reflects at the boundary, initiating nucleation of a tertiary bubble cloud. In the present experiments, we have performed time-resolved imaging of shock propagation and bubble wall motion. Our experimental observations of single-bubble cavitation and collapse and appearance of ring-shaped bubble clouds are consistent with our numerical simulations that solve a one-dimensional Euler equation in cylindrical coordinates. The numerical results agree qualitatively with the experimental observations of the appearance and growth of large bubble clouds at the smallest laser excitation rings. Our technique of shock-driven bubble cavitation opens interesting perspectives for the investigation of shock-induced single-bubble or multibubble cavitation phenomena in thin liquids.

DOI: [10.1103/PhysRevE.97.053112](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.97.053112)**I. INTRODUCTION**

Liquids can withstand tensions due to intermolecular attractive potentials up to a tensile limit above which liquids rupture and bubbles nucleate. This limit varies depending on many factors, including the nature of the liquid, the purity of the liquid, as impurities drastically lower the limit through heterogeneous nucleation, the characteristics of the container [1], and the rate at which the tensile force is applied [2–4]. Water, in particular, has a wide range of measured tensile limits (from few to hundred negative MPa) that depend strongly on the rate at which the tensile force is applied [2–4]. Bubble generation, or cavitation, upon liquid rupture has implications in a variety of areas in technology and fundamental science. For instance, cavitation has been proposed as a damage mechanism for traumatic blast injury, but the phenomenon is still poorly understood due to the difficulty for real-time observations [5]. In addition, the extreme conditions of pressure and temperature reached during bubble collapse are of great interest for chemists that investigate chemical reactions under the influence of sound [6]. There is therefore a clear need for reproducing the conditions for reliable bubble cavitation in the laboratory to allow systematic observations and studies of cavitation phenomena. Cavitation bubbles can be generated upon reflection of shock waves at liquid-gas or liquid-solid boundaries [4,7,8] or upon interaction of shock waves [9,10]. In the present work we pursue the shock-focusing configuration

introduced by Pezeril *et al.* where a picosecond laser pulse shaped into a ring [11–14] is focused into a thin absorbing liquid sample to create high-amplitude converging shock waves and cavitation bubbles. This configuration enables the generation of localized high pressure away from the laser focus, contrarily to classical laser cavitation experiments [15–17], and the real-time observation of propagating shock waves as well as dynamics of cavitation bubbles. We experimentally evidence several stages and pathways of laser shock-induced cavitation phenomena. First, we observe the dynamics of the laser-induced annular cavitation bubble, coupled to the onset of the laser shock excitation. Second, a few nanoseconds after the shock converges at the center of the ring, a bubble nucleates at the focus as the shock rebounds and diverges away from the center. Third, in addition to the central bubble dynamics, we also observe the inner shock reflection at the annular laser-induced bubble and the subsequent nucleation of a tertiary bubble cloud.

In the present work, we expand the initial study on laser ring excitation [11–13] by exploring longer time delays in order to observe the dynamics of nucleated bubbles. We also model the shock wave propagation and focusing to quantify the effect of the laser ring radius on the negative pressure reached at the center. The paper is organized in the following way. First, we describe the experimental setup and show the results of bubble nucleation from single-shot experiments. Second, we study the effects of varying the laser ring radius on bubble nucleation using stroboscopic imaging. Finally, we discuss our numerical simulations on the shock dynamics obtained from a one-dimensional (1D) axisymmetric Euler solver.

*pedro.quinto@nucleares.unam.mx

†thomas.pezeril@univ-lemans.fr

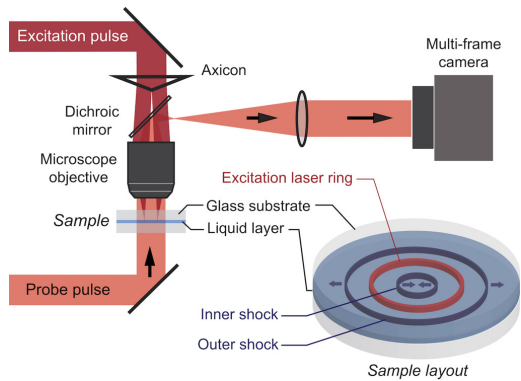


FIG. 1. Experimental setup. An axicon combined with a lens is used to focus a laser excitation pulse as a ring at the sample location. The sample is illuminated by a probe pulse and imaged with high magnification on a multiframe camera. After laser absorption by the liquid sample, two in-plane counterpropagating shock waves are launched and remain mostly confined within the liquid layer.

II. SINGLE-SHOT MULTIFRAME IMAGING, EXPERIMENTAL SETUP AND RESULTS

The experimental setup is depicted in Fig. 1. A 150-ps duration, 800-nm wavelength, laser pulse delivered by an amplified Ti:sapphire system is focused into a 10 μm -thick liquid layer as described in Refs. [11–13]. The thin liquid layer consists of a suspension of carbon nanoparticles in water (India ink diluted to yield 2% weight carbon concentration). The carbon concentration was chosen to find a good compromise between sufficient pump absorption for efficient shock generation and sufficient probe transmission for bright imaging. The layer is confined between two glass windows separated by a polymer spacer. The laser excitation pulse is shaped into a ring of 95 μm in radius in the plane of the liquid layer using a 0.5° axicon and a 3 cm focal length achromatic doublet as sketched in Fig. 1. After each shot of the laser excitation pulse, the sample is moved using a motorized stage to an undisturbed area in order to avoid remnant bubbles.

The time-resolved images are obtained through high-speed imaging. The high-frame-rate camera (SIMX 16, Specialized Imaging) that is used in the experiment can acquire 16 frames on a single shot, with tunable exposure time and tunable time interval between frames. As an illuminating probe, we use a 640 nm wavelength laser (Cavilux, Cavitar Ltd) of 30 μs pulse duration, which is longer than the total time required to acquire the 16 frames on the high-frame-rate camera.

Flash heating of the carbon nanoparticles upon laser irradiation causes the water to vaporize and thus to quickly expand, launching two counterpropagating shock waves propagating laterally within the liquid layer. In the present experiments, the stress generation through the vaporization process dominates over the thermoelastic process [18] that can be neglected. The inner-propagating wave converges towards the center while the outer-propagating wave diverges, as sketched in Fig. 1. The converging shock accelerates upon convergence

and increases in amplitude as it focuses towards the center of the ring. The diverging shock decreases in strength because of the combined effects of cylindrical divergence and attenuation. The rather efficient shock confinement within the liquid layer is ensured by the acoustic impedance mismatch between the liquid and the solid glass substrates [19].

Figure 2 shows a representative sequence of frames illustrating the bubble dynamics, recorded using a laser excitation energy of 0.5 mJ and a ring radius of 95 μm . The exposure time of each frame is set to 5 ns for frames 1 to 6 and 10 ns for the following frames. The shocks are not visible in these images, but based on previous work [11] on shock trajectories in this configuration, we expect the shock to reach the focus within 50 ns. At 60 ns about 10 ns after shock focus, we observe the onset of bubble cavitation and growth at the center, while the rebounding inner diverging shock diverges toward the annular laser-induced bubble. The central bubble nucleation at the shock focus is a consequence of the Gouy phase shift, a well-known occurrence that has been observed through imaging of converging electromagnetic or acoustic waves [11]. The following five frames show the appearance and evolution of a nucleated tertiary bubble cloud due to the inner shock being reflected at the annular laser-induced bubble. Finally, the tertiary bubbles disappear within a few hundreds of nanoseconds whereas the central bubble collapses in a timescale of 1–2 μs . Eventually, as shown in Fig. 2(a), at longer times (milliseconds to seconds), the annular bubble separates into several cylindrical bubbles. The fast collapse of the tertiary bubbles of very small diameters, on the order of 10 μm or smaller, suggests that those bubbles remain in the bulk of the water and are spherical; see Appendix A where we have added a plot showing the collapse of the tertiary bubbles that suggests the three-dimensional (3D) nature of those bubbles. As expected from the reflection of the shock pulse at the annular bubble wall, the bubble cloud appears at a distance from the annular bubble that corresponds to about half the pulse length. This is a consequence of the partial overlap of the shock front with its inverted part at the bubble boundary during the reflection process. This effect vanishes the effective tensile pressure jump at the vicinity of the boundary. For this reason, as seen in Fig. 2(a), the bubbles appear at a distance of about 10 μm away from the annular bubble.

To obtain the trajectories of the bubble walls, we extract the positions of the bubble boundaries from each of the frames presented in Fig. 2. The extracted trajectories are shown in Fig. 3. From the trajectories of the bubble walls, in particular the trajectory of the central bubble, we estimate the bubble wall average speed during the bubble expansion (first stage) and during the bubble collapse (second stage). The two stages of bubble motion have noticeable different average speeds, $v_{\text{expansion}} \sim 40 \mu\text{m}/\mu\text{s}$ and $v_{\text{collapse}} \sim 10 \mu\text{m}/\mu\text{s}$. The asymmetry in the bubble wall motion during each of the expansion and collapse stages calls for a comparison with the classical single-bubble wall motion in a liquid driven by an external acoustic field. In the latter situation, the nonlinear 3D Rayleigh-Plesset equations model accurately the first stage of smooth expansion and the second stage of violent collapse of the single-bubble motion, which leads to the observation of sonoluminescence [20]. As a comparison, the average bubble wall speed in sonoluminescence is in the range of $v_{\text{expansion}} =$

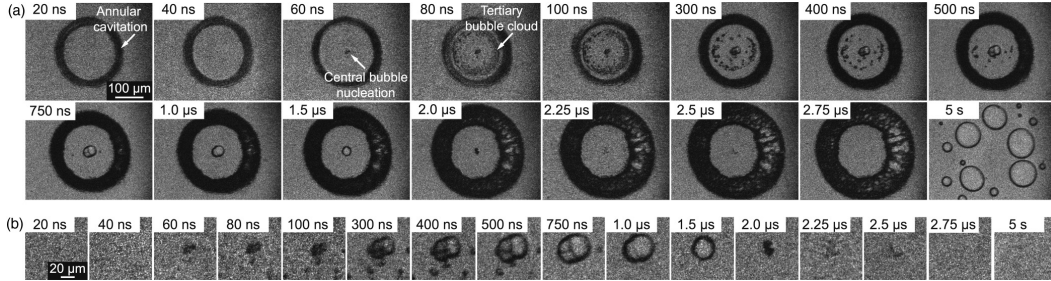


FIG. 2. (a) Single-shot frames recorded for an excitation pulse of 0.5 mJ and a laser ring of 95 μm radius. The bubble formation at the vicinity of the annular bubble and the collapse dynamics of the central bubble are clearly apparent on this sequence of time-resolved images. (b) Zoomed-in images taken from (a) highlighting the dynamics of the central bubble.

3 $\mu\text{m}/\mu\text{s}$ and $v_{\text{collapse}} = 10\text{--}20 \mu\text{m}/\mu\text{s}$. Our results suggest that in the present experimental situation the first stage of bubble expansion is more violent than the second stage of bubble collapse, which does not match the well-established Rayleigh-Plesset 3D model used in sonoluminescence but is consistent with the slower collapse of bubbles in thin liquids modeled with a 2D Rayleigh-Plesset equation [21]. Hence, these estimations indicate that the conditions for the observation of the sonoluminescence phenomena are probably not fulfilled here. Even though our experimental attempts to observe sonoluminescence in our specific cylindrical configuration of bubble implosion were unsuccessful so far, these results of shock-driven bubble creation and implosion create interest in the context of the sonoluminescence phenomena.

As can be seen in Fig. 2(b), it appears that the central bubble nucleation occurs at multiple sites, which is particularly evident after 300 ns. This is not surprising, and this is caused by the conjugation of two factors. First, because of experimental imperfections, the laser focus is not an ideal ring with

homogeneous laser intensity distribution, and consequently the shock focuses in a complex geometrical shape leading to several tensile sites for nucleation. Second, impurities, such as carbon nanoparticle clusters or trapped bubbles, and the liquid-solid interface act as multiple sites and opportunities for heterogeneous nucleation. If no particular effort is taken during sample preparation to eliminate impurities or treat the container surfaces, heterogeneous nucleation occurs at negative pressures inferior to the homogenous nucleation threshold (tensile strength of the liquid). For instance, the theoretical tensile strength of pristine water is about 140 MPa at 25°C [22], but heterogeneous nucleation thresholds have been measured at varying pressures ranging from a few MPa to a few tens of MPa.

III. SINGLE-SHOT STROBOSCOPIC IMAGING, EXPERIMENTS VARYING THE LASER RING RADIUS

Experiments varying the laser excitation ring radius R were performed to observe the effect of radius on the tertiary bubble cloud for a constant laser excitation fluence of 25 J/cm². Such single-shot experiments were performed on a stroboscopic manner using delayed flash illuminations from two distinct electronically time-delayed laser systems. In these stroboscopic experiments, the dynamics are imaged with strobe photography by changing the time delay between the excitation pulse and the imaging pulse. The experimental setup for the stroboscopic measurements is described in Ref. [10], and it is similar to that shown in Fig. 1. For the excitation pulse, we used a Nd:YAG laser (New Wave, Solo PIV) with a duration of 6 ns and a wavelength of 532 nm. The excitation laser pulse is shaped with a computer-controlled spatial light modulator to allow a straightforward modification of the laser ring radius at the focus of a 10 \times , 0.4 NA microscope objective. A second frequency-doubled Nd:YAG laser (New Wave, Solo PIV) is used for delayed flash illumination at a well-defined time delay to capture the dynamics of the events. The beam is focused into a dye cell (Exciton Rhodamine 698 diluted in methanol) to excite emission centered at 698 nm. The emitted 698 nm imaging pulses are coupled to an optical fiber that directs the light into the condenser of the microscope to illuminate the sample. The single-shot events are imaged with an ICCD camera (Andor, IStar). The studied liquid is

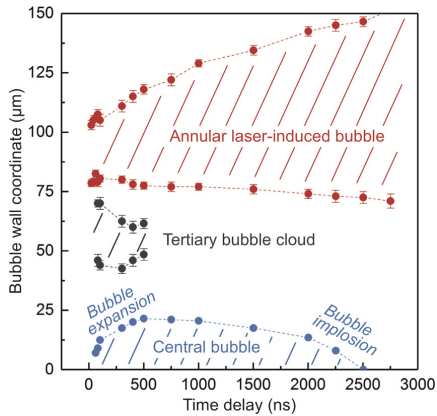


FIG. 3. Bubble walls trajectories extracted from the frames displayed in Fig. 2. The two stages of the central bubble wall trajectory (expansion and collapse) have analogies with the classical Rayleigh-Plesset bubble dynamics well established in single-bubble sonoluminescence [20].

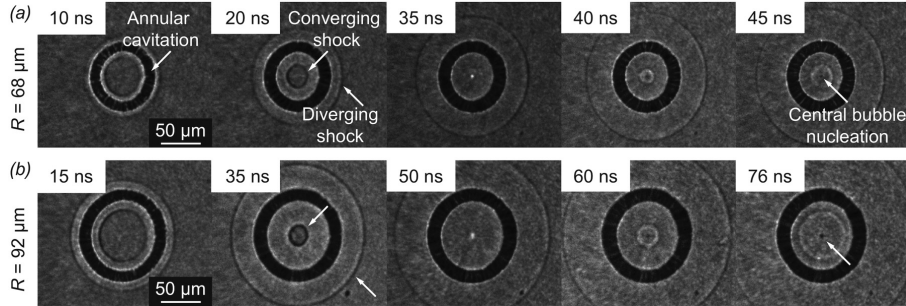


FIG. 4. Selection of single-shot stroboscopic time-resolved images recorded for different laser ring radii $R = 68 \mu\text{m}$ (a), $92 \mu\text{m}$ (b). The central image taken at 35 ns and 50 ns in each sequence indicate the instant of inner shock focus. Each individual frame has a width of $410 \mu\text{m}$. See Appendix B for more radii.

undiluted ink (T6643 Epson, magenta, $<80\%$ water by weight, 1.08 relative density) of $19 \mu\text{m}$ thickness confined between two glass substrates. The studied laser ring radii R are 55, 68, 80, 92, and $105 \mu\text{m}$. In terms of laser pulse energy, the diffracted energy at the largest radius of $105 \mu\text{m}$ is $222 \mu\text{J}$. The energy for the other radii are adapted to maintain a constant laser fluence of 25 J/cm^2 , assuming a laser ring width of $1.6 \mu\text{m}$ close to the diffraction-limited spot size. Similarly to the multiframe imaging experiments, the Rayleigh length for the laser beam waist at focus is several times bigger than the sample thickness. The sample location is adjusted to the best focus with a tolerance of $\pm 10 \mu\text{m}$.

Figure 4 shows the dynamics of the annular laser-induced bubbles and the shock-induced central bubbles for two distinct laser ring radius R of $68 \mu\text{m}$ and $92 \mu\text{m}$. The central images in Fig. 4 shows the inner shock that focuses at the center of the laser ring. As expected, the time for shock focusing increases when the laser ring radius R increases. At longer time delays, the diverging inner shock and a cavitation bubble growing at the center can be seen on the images displayed in Fig. 4. Once the inner diverging shock reaches the wall of the annular laser-induced bubble, it is reflected as a tensile shock wave and travels back toward the center of the ring.

As evidenced in Fig. 5, a tertiary bubble cloud such as the one observed in Fig. 2, appears on a timescale following the reflection of the diverging inner shock at the annular laser-induced bubble wall. These observations suggest that the rebounding shock wave becomes negative upon reflection at the annular laser-induced bubble wall due to the acoustic impedance mismatch between the liquid and the bubble, which

leads to the nucleation of the tertiary bubble cloud. We also observe that the nucleated bubble clouds are larger for smaller laser excitation rings; see the frames bounded by dashed lines in Fig. 5. For instance, for the laser ring radius R of 55 and $68 \mu\text{m}$, the bubble clouds fully fill the space enclosed by the annular laser-induced bubble. Qualitatively, it is obvious from the selected images in Fig. 5 that the bubble cloud fills more and more the whole ring as the ring size decreases. We also speculate that the annular laser-induced bubble increases the lifetime of the nucleated bubble clouds [23] by shielding the microbubbles from the liquid static pressure. It seems as well that multiple bubble clouds are nucleated as the reflected inner tensile shock focuses towards the center. Most probably, the bubble clouds in Fig. 5 have a sufficiently long lifetime for several bubble clouds to appear simultaneously while the shock bounces back and forth inside the annular laser-induced bubble.

IV. NUMERICAL SIMULATIONS

Our numerical simulations intend to describe the inner shock wave propagation and focusing within the laser-induced bubble ring to model the conditions of the appearance of single-bubble and bubble clouds arising from the tensile component of the inner shock wave. Additional effects are not considered in our simulations, including shielding by the annular laser-induced bubble [23] and possible shear-induced nucleation due to the interaction between the shock and the glass boundary [7,8,19]. The effect of liquid impurities and liquid confinement at different layer thicknesses that can most

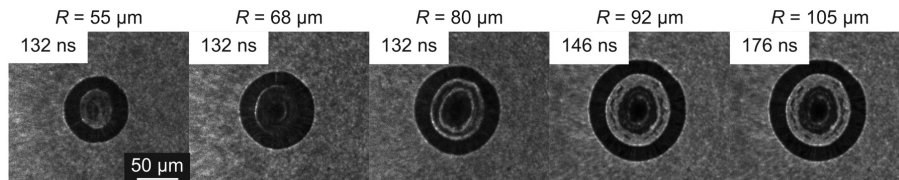


FIG. 5. Selection of stroboscopic time-resolved images recorded such as in Fig. 4, at different radii, at times where the bubble cloud is the largest. The inner bubble cloud appears after reflection of the inner shock at the annular laser-induced bubble. Qualitatively, the bubble cloud appears to fill most of the inner part of the annular bubble at small laser ring radius. Each individual frame has a width of $410 \mu\text{m}$.

probably influence the pressure thresholds for bubble nucleation through heterogeneous nucleation are not accounted in our model.

We simulate the shock wave evolution by solving a single-component Euler equation with the stiffened equation of state for water [24], assuming for simplicity an infinite acoustic impedance mismatch between water and the glass substrate. Since the shock speed is several times larger than the speed of the bubble wall, the bubble nucleation can be considered as quasistatic at the shock timescale and a single-component solver is sufficient. The crucial point of the numerical simulations is to model accurately the shock pressure profile during propagation and focusing. We run a series of numerical simulations by using the MEZCAL code, an Eulerian code which integrates the hydrodynamics equations by a second-order, in space and time, Godunov method [25,26]. The code has been extensively used to study fluid dynamics problems. The hydrodynamics equations are integrated in the conservative form by solving the equations regulating the evolution of mass, momentum, and total energy e defined as the sum of thermal e_{th} and kinetic energy e_k : $e = e_k + e_{th}$. The thermal energy is related to the fluid pressure p by the following equation of state,

$$e_{th} = \frac{p}{\Gamma - 1} + \Gamma p_{\infty}, \quad (1)$$

with $p_{\infty} = 3.07 \times 10^8$ Pa, and the adiabatic index $\Gamma = 7.15$ [10,27]. The speed of sound is then defined in the code by $c_s = \sqrt{\Gamma(p + p_{\infty})/\rho}$.

The simulations include a 1D, cylindrically symmetric uniform grid with radial coordinate r in the range 0–150 μm with steps of 5 μm resolved by 6000 cells, corresponding to a spatial resolution of 2.5×10^{-2} μm per cell. The computational region is initialized by setting a uniform density of 1000 kg/m^3 and a pressure of 10^5 Pa. We assume that the energy of the laser beam is homogeneously deposited on a ring of radius R and width $\Delta R = 1.6$ μm , similar to the diffraction limited spots of the microscope objectives used in this study. We initialize the impulse pressure to a value $p = 2$ GPa to interpret our experimental observations of Fig. 5. We run several models with R varying from 15 to 110 μm . The evolution of the shock is followed during 1400 ns.

The simulations of the trajectories of the inner shock waves for different laser ring radii are plotted in Fig. 6. The continuous lines represent the results of simulations for several laser excitation radii R_{sim} of 55, 70, 80, 90, and 105 μm and an initial pressure of 2 GPa, while the symbols correspond to the radial position r of the inner shock waves, as they propagate toward and later away from the center ($r = 0$ μm), extracted from the images displayed in Fig. 4. The error bars on each symbol indicate the uncertainties in tracking the shock front coordinates. There is a reasonable agreement between the numerical simulations and the experimental results, which confirms the accuracy of the modeling. We have run additional numerical simulations of a weak shock wave at much longer distances to compare our numerical results to the analytical solutions for the far-field acoustic radiation of a ring piston in cylindrical coordinates [28]. The numerical simulations agree really well with the analytical theory (see Appendix C) and suggest that our numerical modeling is accurate for the

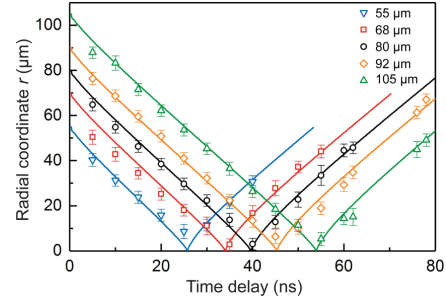


FIG. 6. Numerical simulations of the inner shock trajectories for several laser ring radii of $R_{sim} = 55, 70, 80, 90, 105$ μm and an initial pressure of 2 GPa. The symbols correspond to the inner shock trajectories extracted from Fig. 4 for different laser ring radii.

modeling of the shock propagation from low- to strong-amplitude shock waves.

The simulations of the time evolution of the spatial pressure profiles for a laser ring radius R of 50 μm , from $t = 0$ ns, corresponding to the initial pressure impulse of 2 GPa driven by the laser to the instant at which the inner shock focuses at the center are shown in Fig. 7(a). The joint effects of the ring and the geometrical in-plane confinement of the cylindrical shock wave while approaching the center entail a sudden and giant increase of the shock pressure right at the shock focus at $r = 0$ μm to 40 GPa [the vertical range is limited to 2.8 GPa in Fig. 7(a)]. On the other hand, the geometrical divergence of the outer shock wave induces a gradual decrease in amplitude. Figure 7(b) shows the simulated shock pressure profiles at longer times after the inner shock has focused and diverged away from the center. The acoustic discontinuity at the shock focus, an occurrence of the Gouy phase shift [11], is responsible for the transformation of the unipolar shape of the incoming spatial shock profile into a bipolar spatial shock profile with a tensile pressure tail. The simulations in Fig. 7(b) confirm that upon crossing the shock focus, the inner shock profile becomes bipolar with a characteristic positive pressure front and a tensile pressure tail. The tensile pressure tail, which in the equation of state corresponds to a negative pressure, can stretch the liquid below vaporization resulting in bubble cavitation right at the shock focus where the tensile pressure is maximum, as evidenced in our experimental observations of the appearance of a central bubble at the shock focus. In the simulations displayed in Fig. 7(b), we also notice that after reaching a maximum tensile value at the center at $r = 0$ μm , the tension at the center decreases as the shock wave propagates away, and the minimum value of the pressure shifts and extends to larger values of r [see Fig. 7(b) at 42 ns], which indicates that the bubble cavitation effect at the center can probably spread at long distances to the focus.

In order to interpret the behavior of the appearance of the central bubble, we have performed numerical simulations of the tensile pressure at the center for different values of the laser excitation radius R . The plot of the largest tensile pressures reached at the center at $r = 0$ μm as a function of the laser

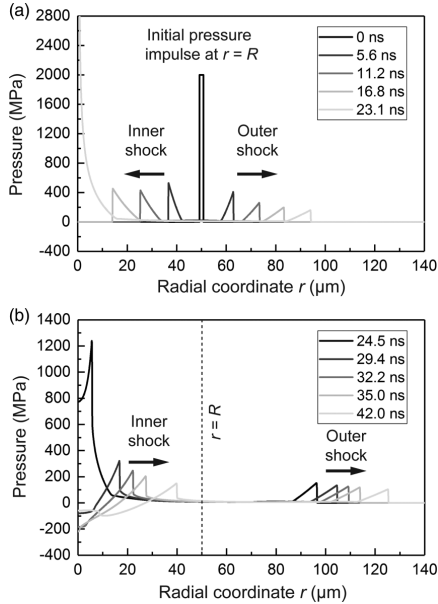


FIG. 7. Numerical simulations of the spatial pressure profiles at different times during shock propagation of both inner and outer shock waves, departing from the laser ring coordinate $r = R = 50 \mu\text{m}$. (a) Both spatiotemporal pressure profiles until the time of shock focusing. (b) The spatiotemporal pressure profiles of both inner and outer shock waves at later times after shock focusing. The appearance of a tensile tail on the inner shock spatial profile, right after shock focusing, arises from the acoustic discontinuity at the center.

excitation radius R is shown in Fig. 8 (left axis). The maximum tensile pressure is reached for the smallest R and decreases monotonically for larger values of R . In the experiment, the liquid is expected to break at moderate negative pressures due to heterogeneous nucleation. Therefore, the central cavitation bubble should appear as soon as the value of the pressure drops below the vapor pressure, which occurs a few nanoseconds after shock focusing. As seen in the simulations of Fig. 8 (left

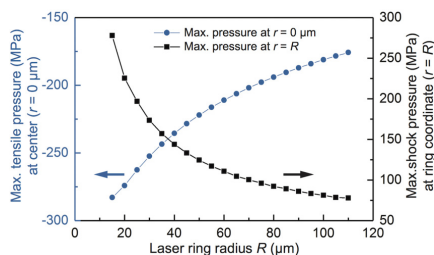


FIG. 8. (left axis) Maximum tension pressure as a function of the laser ring radius R , these are reached at the center ($r = 0 \mu\text{m}$) shortly after the inner shock focuses. (right axis) Maximum positive pressure as the inner shock rebounds and reaches original position $r = R$.

axis), the tensile pressure tail of the focusing shock wave is well below the vapor pressure and should induce bubble cavitation at the center for any given R ; however, the tensile pressure being higher for small R , the bubble cavitation effect at the center is expected to be more efficient for small R . Note that our simulations predict tensile pressures at the center of focus in the range of hundreds of MPa, which is well above heterogeneous or homogenous cavitation thresholds. Because the present method is based on focusing and pressure amplification, it is particularly appropriate for creating large tensile transient pressures but can hardly serve as a way to measure nucleation thresholds. Indeed, weak shocks, obtained by using lower laser energies or larger excitation radii, approach the linear acoustic limit, and pressure estimations can no longer be deduced from the experimental measurement of the acoustic speed, contrary to Ref. [11].

Similarly, in order to model the conditions of the appearance of the bubble cloud, we have performed numerical simulations of the inner shock wave propagation away from the shock focus, until it reaches the annular laser-induced bubble wall where it gets converted into a tensile wave. Figure 8 (right axis) shows the maximum value of the pressure of the inner shock front right at the laser ring coordinate $r = R$, where it gets reflected by the laser-induced annular bubble and converted into a tensile wave, for different values of the laser excitation radius R . For simplicity, we assume that the laser-induced annular bubble does not expand. From the simulations displayed in Fig. 8 (right axis), it appears that smaller radii R lead to higher shock pressures at the ring coordinate. Hence, we expect stronger reflected tensile shock waves for smaller laser radii, which should most likely give rise to larger bubble clouds. This is qualitatively confirmed by our experimental observations of bubble clouds for different radii R in Fig. 5, where larger tertiary bubble clouds are observed for smaller laser excitation rings.

V. CONCLUSION

We have experimentally observed several transient phenomena such as single-bubble cavitation as well as bubble cloud nucleation as a result of the propagation and focusing of a cylindrical shock wave.

Our experimental results are supported by numerical modeling, which have shown that, as expected, the rebounding inner shock stretches the liquid at the center of the ring. This results in the appearance of a single cavitation bubble at the center which expands and collapses in a few microseconds. The nucleation of a tertiary bubble cloud, resulting from the reflection of the inner diverging shock at the annular laser-induced bubble, is experimentally observed and is supported by our numerical modeling as well. The experimental observations of larger bubble clouds for smaller laser ring radii agree qualitatively with our simulations. Our findings shed light on shock-induced cavitation and bubble nucleation.

Ultrasound-driven sonoluminescence in confined liquid geometries like microfluidic channels has been observed in Ref. [29]. So far our experimental attempts for the observation of sonoluminescence in our specific cylindrical configuration and liquid confinement of bubble implosion has been unsuccessful. At the moment, the present work of converging

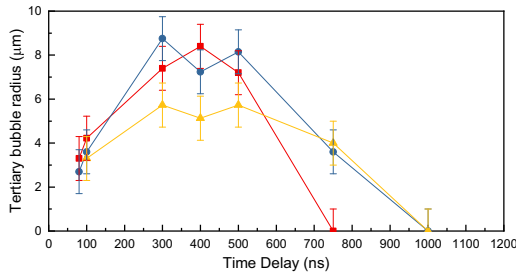


FIG. 9. Bubble radii as a function of time for a selection of three most visible bubbles (blue, red, and yellow) from the tertiary bubble cloud, extracted from Fig. 2.

shock-driven bubble creation and implosion opens interesting perspectives and challenges in the frame of high-amplitude shock waves in liquids and energetic cavitation [30–33].

ACKNOWLEDGMENTS

This work was partially supported by the following grants: U.S. Army Research Office through the Institute for Soldier Nanotechnologies, Contract No. W911NF-13-D-0001; Office of Naval Research DURIP Grant No. N00014-13-1-0676; CONACYT Contracts No. 253706, No. 253366, and No. 269314; DGAPA-UNAM, (PAPIIT) Contracts No. IN104415, No. IN117917, and No. IA103315; and CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique) under a PICS contract (Projet International de Coopération Scientifique).

APPENDIX A: SINGLE-SHOT MULTIFRAME IMAGING, TERTIARY BUBBLE CLOUD

The characteristic timescale of collapse for a selection of bubbles from the tertiary bubble cloud is displayed in Fig. 9. The fast collapse of the tertiary bubbles of very small diameters, on the order of 10 μm or smaller, suggests that those bubbles remain in the bulk of the water and are spherical.

APPENDIX B: SINGLE-SHOT STROBOSCOPIC IMAGING, EXPERIMENTS VARYING THE LASER RING RADIUS

Figure 10 shows the dynamics of the annular laser-induced bubbles and the shock-induced central bubbles as a function of laser radius. Each row corresponds to a different value for the laser ring radius R (55, 68, 80, 92, and 105 μm), with the smallest being at the top row, while the columns correspond to different time delays. The central column in Fig. 10 shows images of the inner shock that focuses at the center of the laser ring. As expected, the time for shock focusing increases when the laser ring radius R increases. At longer time delays, the diverging inner shock and a cavitation bubble growing at the center can be seen on the right column of images displayed in Fig. 10. Once the inner diverging shock reaches the wall of the annular laser-induced bubble, it is reflected as a tensile shock wave and travels back toward the center of the ring.

As evidenced in Fig. 11, a tertiary bubble cloud such as the one observed in Fig. 2 appears on a timescale following

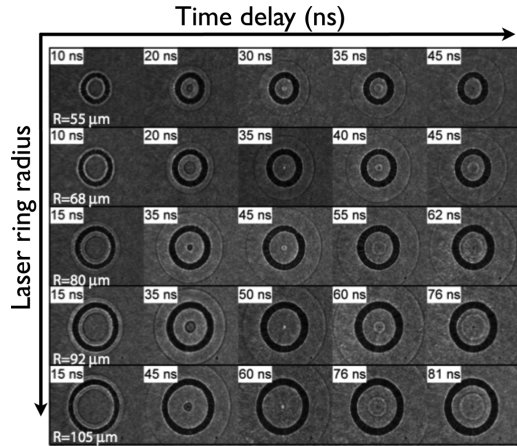


FIG. 10. Single-shot stroboscopic time-resolved images recorded for different laser ring radii $R = 55, 68, 80, 92, 105 \mu\text{m}$. Each individual frame has a width of 410 μm. The central column shows the instant of inner shock focus.

the reflection of the diverging inner shock at the annular laser-induced bubble wall. These observations suggest that the rebounding shock wave becomes negative upon reflection at the annular laser-induced bubble wall due to the acoustic impedance mismatch between the liquid and the bubble, which leads to the nucleation of a tertiary bubble cloud. We also observe that the nucleated bubble clouds are larger for smaller laser excitation rings; see the frames bounded by dashed lines in Fig. 11. For instance, for the laser ring radius R of 55 and 68 μm, the bubble clouds fully fill the space enclosed by the

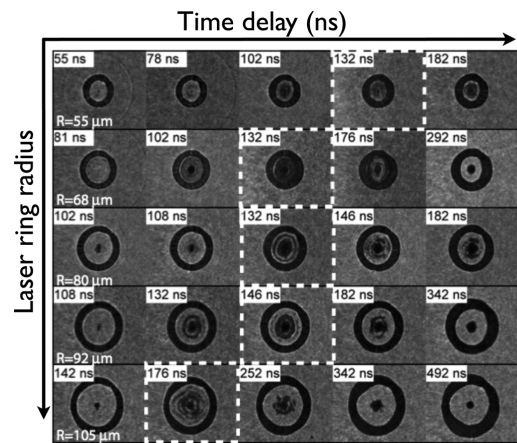


FIG. 11. Stroboscopic time-resolved images recorded such as in Fig. 10, at longer timescales. A bubble cloud appear after reflection of the inner shock at the annular laser-induced bubble. The dashed frames highlight the instant when the bubble cloud appears to be largest. Each individual frame has a width of 410 μm.

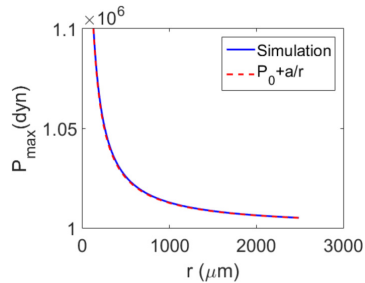


FIG. 12. Plot of the maximum pressure evolution at long distances and analytical fit following a/r with $a = 1250$ Pa.

annular laser-induced bubble; see at the 132 ns time delay in Fig. 11. We also speculate that the annular laser-induced bubble increases the lifetime of the nucleated bubble clouds [23] by shielding the microbubbles from the liquid static pressure. It seems as well that multiple bubble clouds are nucleated as the reflected inner tensile shock focuses towards the center. Most

probably, the bubble clouds in Fig. 11 have a sufficiently long lifetime for several bubble clouds to appear simultaneously while the shock bounces back and forth inside the annular laser-induced bubble.

APPENDIX C: FAR FIELD SIMULATIONS

The analytical solution for a ring piston in cylindrical coordinates, as given in Ref. [28] decays as $1/r$ in the far field. Accordingly, we have run additional numerical simulations at much longer distances from the ring, to explore the far-field limit and compare our numerical results with the analytical theory. The results of a low-amplitude shock with an initial pressure of 1 MPa are presented in Fig. 12. The numerical simulations agree perfectly with the analytical theory. We observe that the maximum pressure decays as $1/r$ as soon as the shock propagation distance reaches about $300 \mu\text{m}$ and beyond. The agreement between the analytical theory and the simulations confirm the accuracy of our numerical modeling, which can simulate low to strong shock waves, at short distances or long distances.

- [1] E. Herbert, S. Balibar, and F. Caupin, *Phys. Rev. E* **74**, 041603 (2006).
- [2] A. Maxwell, C. Cain, T. Hall, J. B. Fowlkes, and Z. Xu, *Ultrasound Med. Biol.* **39**, 449 (2013).
- [3] A. Arvengas, K. Davitt, and F. Caupin, *Rev. Sci. Instrum.* **82**, 034904 (2011).
- [4] K. Ando, A.-Q. Liu, and C.-D. Ohl, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 044501 (2012).
- [5] J. Goeller, A. Wardlaw, D. Treichler, J. O'Bruba, and G. Weiss, *J. Neurotrauma* **29**, 1970 (2012).
- [6] K. S. Suslick, *Science* **247**, 1439 (1990).
- [7] J. R. T. Seddon, M. P. Kok, E. C. Linnartz, and D. Lohse, *Europhys. Lett.* **97**, 24004 (2012).
- [8] K. Ando, A.-Q. Liu, and C.-D. Ohl, Vapor bubble nucleation in a sessile water drop, in *Proceedings of the Eighth International Symposium on Cavitation*, (CAV2012), edited by C.-D. Ohl, E. Klaseboer, S. W. Ohl, S. W. Gong, and B. C. Khoo (Research Publishing Services, 2012), p. 546, Chap.181.
- [9] C. D. Ohl and S. W. Ohl, Shock wave interaction with single bubbles and bubble clouds, in *Bubble Dynamics and Shock Waves*, edited by C. F. Delale (Springer, Berlin, 2013), pp. 3–31.
- [10] P. A. Quinto-Su and K. Ando, *J. Fluid Mech.* **733**, R3 (2013).
- [11] T. Pezeril, G. Saini, D. Veyssset, S. Kooi, P. Fidkowski, R. Radovitzky, and K. A. Nelson, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 214503 (2011).
- [12] D. Veyssset, T. Pezeril, S. Kooi, A. Bulou, and K. A. Nelson, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 161902 (2015).
- [13] D. Veyssset, A. Maznev, T. Pezeril, S. Kooi, and K. A. Nelson, *Sci. Rep.* **6**, 24 (2016).
- [14] D. Veyssset, A. Maznev, I. Veres, T. Pezeril, S. Kooi, A. Lomonosov, and K. A. Nelson, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 031901 (2017).
- [15] C. D. Ohl, T. Kurz, R. Geisler, O. Lindau, and W. Lauterborn, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **357**, 269 (1999).
- [16] C. Bell and J. Landt, *Appl. Phys. Lett.* **10**, 46 (1967).
- [17] A. Vogel, S. Busch, and U. Parlitz, *J. Acoust. Soc. Am.* **100**, 148 (1996).
- [18] M. W. Sigrist and F. K. Kneubuhl, *J. Acoust. Soc. Am.* **64**, 1652 (1978).
- [19] L. Dresselhaus-Cooper, J. E. Gorfain, C. T. Key, B. K. Ofori-Okai, S. J. Ali, D. J. Martynowych, A. Gleason, S. Kooi, and K. A. Nelson, [arXiv:1707.08940](https://arxiv.org/abs/1707.08940).
- [20] M. P. Brenner, S. Hilgenfeldt, and D. Lohse, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 425 (2002).
- [21] P. A. Quinto-Su, K. Y. Lim, and C. D. Ohl, *Phys. Rev. E* **80**, 047301 (2009).
- [22] J. C. Fisher, *J. Appl. Phys.* **19**, 1062 (1948).
- [23] N. Bremond, M. Arora, C. D. Ohl, and D. Lohse, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 224501 (2006).
- [24] J. P. Cocchi, R. Saurel, and J. C. Loraud, *Shock Waves* **5**, 347 (1996).
- [25] F. De Colle and A. C. Raga, *Astron. Astrophys.* **449**, 1061 (2006).
- [26] F. De Colle, A. C. Raga, and A. Esquivel, *Astrophys. J.* **689**, 302 (2008).
- [27] K. M. Shyue, *J. Comp. Phys.* **142**, 208 (1998).
- [28] D. T. Blackstock, *Fundamentals of Physical Acoustics* (John Wiley & Sons, New York, 2000).
- [29] S.-W. O. Tandiono, D. S. W. Ow, E. Klaseboer, V. V. Wong, R. Dumke, and C.-D. Ohl, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **108**, 5996 (2011).
- [30] O. Antonov, L. Gilburd, S. Efimov, G. Bazalitski, V. Tz. Gurovich, and Ya. E. Krasik, *Phys. Plasmas* **19**, 102702 (2012).
- [31] M. Nitishinskiy, S. Efimov, D. Yanuka, V. Tz. Gurovich, and Ya. E. Krasik, *Phys. Plasmas* **23**, 103507 (2016).
- [32] G. N. Sankin, W. N. Simmons, S. L. Zhu, and P. Zhong, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 034501 (2005).
- [33] M. C. Ramsey and R. W. Pitz, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 154301 (2013).

Bibliografía

- [1] Ackermann, G. K. and Eichler, J. (2008). *Holography: A Practical Approach*.
- [2] Ando, K., Liu, A. Q., and Ohl, C. D. (2012a). Homogeneous nucleation in water in microfluidic channels. *Phys. Rev. Lett.*, 109(4):1–5.
- [3] Ando, K., Ohl, C.-D., and Liu, A.-Q. (2012b). Vapor bubble nucleation in a sessile water drop. *Proc. Eighth Int. Symp. Cavitation*, (Cav):546–549.
- [4] Arita, Y., Torres-Mapa, M. L., Lee, W. M., Čižmár, T., Campbell, P., Gunn-Moore, F. J., and Dholakia, K. (2011). Spatially optimized gene transfection by laser-induced breakdown of optically trapped nanoparticles. *Appl. Phys. Lett.*, 98(9).
- [5] ASHKIN and A. (1987). Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams. *Nature*, 339:769–771.
- [6] Ashkin, A. and Dziedzic, J. M. (1989). Internal cell manipulation using infrared laser traps. *Proc. Natl. Acad. Sci.*, 86(20):7914–7918.
- [7] Ashkin, A., Dziedzic, J. M., and Yamane, T. (1987). Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams. *Nature*, 330(6150):769–771.
- [8] Beck, R. (2011). *Adaptive Optics for Laser Processing*. PhD thesis, Heriot-Watt University.
- [9] Bell, C. E. and Landt, J. A. (1967). Laser-induced high-pressure shock waves in water. *Appl. Phys. Lett.*, 10(2):46–48.
- [10] Bich, A., Rieck, J., Dumouchel, C., Roth, S., Weible, K. J., Eisner, M., Voelkel, R., Zimmermann, M., Rank, M., Schmidt, M., Bitterli, R., Ramanan, N., Ruffieux, P., Scharf, T., Noell, W., Herzig, H.-P., and De Rooij, N. (2008).

BIBLIOGRAFÍA

- Multifunctional micro-optical elements for laser beam homogenizing and beam shaping. *Phot. Process. Microelectron. Photonics VII*, 6879(2008):68790Q.
- [11] Bjorno, L. (1980). Cavitation and inhomogeneities in underwater acoustics. Gottinge, FRG 9-11 July 1979. In *Ultrasonics*, volume 18, page 94.
- [12] Blackstock, D. T. and Atchley, A. A. (2001). Fundamentals of Physical Acoustics. *J. Acoust. Soc. Am.*
- [13] Bowman, R., Muller, N., Zambrana-Puyalto, X., Jedrkiewicz, O., Di Trapani, P., and Padgett, M. J. (2011). Efficient generation of Bessel beam arrays by means of an SLM. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, 199(1):159–166.
- [14] BRAGG, W. L. (2006). Microscopy by Reconstructed Wave-fronts. *Nature*, 166(4218):399–400.
- [15] Bremond, N., Arora, M., Ohl, C. D., and Lohse, D. (2006). Controlled multibubble surface cavitation. *Phys. Rev. Lett.*, 96(22):1–4.
- [16] Brennen, C. E. (2013). *Cavitation and bubble dynamics*.
- [17] Bruneau, M. (2010). *Fundamentals of Acoustics*.
- [18] Burvall, A. (2004). *Axicon imaging by scalar diffraction theory*. Number April.
- [19] Carome, E. F., Moeller, C. E., and Clark, N. A. (2005). Intense Ruby-Laser-Induced Acoustic Impulses in Liquids. *J. Acoust. Soc. Am.*, 40(6):1462–1466.
- [20] Chen, Y. H., Chu, H. Y., and Lin, L. (2006). Interaction and fragmentation of pulsed laser induced microbubbles in a narrow gap. *Phys. Rev. Lett.*, 96(3):1–4.
- [21] Cofré Henríquez, A. (2018). Desarrollo de un sistema basado en un LCOS-SLM para la generación de espectros sintonizables. *Rev. Dr. UMH*, 2(2):2.
- [22] Delale, C. F. (2013). *Bubble dynamics and shock waves*. Springer.
- [23] Dresselhaus-Cooper, L. E. (2018). *Materials far from equilibrium : shock-induced deformation and chemistry in RDX and experimental development*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology.
- [24] Dufresne, E. R., Grier, D. G., Spalding, G. C., Dearing, M. T., and Sheets, S. A. (2001). Computer-Generated Holographic Optical Tweezer Arrays optical trap (s) input beam objective L2 imaging optics. pages 1–9.

-
- [25] Dymond, J. H. and Malhotra, R. (1988). The Tait equation: 100 years on. *Int. J. Thermophys.*, 9(6):941–951.
- [26] Einstein, A. (1905). Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. *Ann. Phys.*, 322(6):132–148.
- [27] Feng, J., Shin, H. J., Nasiatka, J. R., Wan, W., Young, A. T., Huang, G., Comin, A., Byrd, J., and Padmore, H. A. (2007). An x-ray streak camera with high spatio-temporal resolution. *Appl. Phys. Lett.*, 91(13):1–4.
- [28] Feurer, T., Stoyanov, N. S., Ward, D. W., and Nelson, K. A. (2002). Direct Visualization of the Gouy Phase by Focusing Phonon Polaritons. *Phys. Rev. Lett.*, 88(25):4.
- [29] Feynman, R. P., Leighton, R. B., Sands, M., and Hafner, E. M. (1965). The Feynman Lectures on Physics; Vol. I. *Am. J. Phys.*
- [30] Fisher, J. C. (1948). The fracture of liquids. *J. Appl. Phys.*, 19(11):1062–1067.
- [31] Frieden, B. R. (2008). Lossless Conversion of a Plane Laser Wave to a Plane Wave of Uniform Irradiance. *Appl. Opt.*, 4(11):1400.
- [32] Gabor, D. (1949). Microscopy by Reconstructed Wave-fronts. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 197(4218):454–487.
- [33] García-Martínez, P., Sánchez-López, M. M., Davis, J. A., Cottrell, D. M., Sand, D., and Moreno, I. (2012). Generation of Bessel beam arrays through Dammann gratings. *Appl. Opt.*, 51(9):1375.
- [34] Hamamatsu (1990). Phase spatial light modulator LCOS-SLM. *Handb. lcos slm*, 33(3):319–23.
- [35] Hawker, N. A. and Ventikos, Y. (2012). Interaction of a strong shockwave with a gas bubble in a liquid medium: A numerical study. *J. Fluid Mech.*
- [36] Hecht, E. (2002). *Optics*. Pearson Education, 4th editio edition.
- [37] Herbert, E., Balibar, S., and Caupin, F. (2006). Cavitation pressure in water. *Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys.*, 74(4):148–165.
- [38] Hugoniot, H. (1887). Sur la Propagation du Mouvement dans les Corps et Spécialement dans les Gaz Parfaits, Première Partie. *J. l'École Polytech.*
-

BIBLIOGRAFÍA

- [39] Huston, A. L., Justus, B. L., and Campillo, A. J. (1985). Spectral shifts in the fluorescence spectrum of anthracene under the influence of laser driven shock compression. *Chem. Phys. Lett.*, 118(3):267–270.
- [40] Ihlemann, J. and Rubahn, K. (2000). Excimer laser micro machining: Fabrication and applications of dielectric masks. *Appl. Surf. Sci.*, 154:587–592.
- [41] Jayasinghe, A. K., Rohner, J., and Hutson, M. S. (2011). Holographic UV laser microsurgery. *Biomed. Opt. Express*, 2(9):2590.
- [42] Jerri, A. J. (1977). The Shannon Sampling Theorem—Its Various Extensions and Applications: A Tutorial Review. *Proc. IEEE*, 65(11):1565–1596.
- [43] Kelly Thu-Lan (1997). *Liquid Crystal Spatial Light Modulators As Computer Controlled Optical Elements*. PhD thesis, University of Adelaide.
- [44] Kinjo, T. and Matsumoto, M. (1998). Cavitation processes and negative pressure. *Fluid Phase Equilib.*, 144(1-2):343–350.
- [45] Krehl, P. O. K. (2009). *History of Shock Waves, Explosions and Impact*.
- [46] Lauterborn, W. (1972). High-speed photography of laser-induced breakdown in liquids. *Appl. Phys. Lett.*, 21(1):27–29.
- [47] Lauternorn, W., Kurtz, T., Mettin, R., and Ohl, C. D. (1999). Experimental and theoretical bubble dynamics. In Prigogine, I. and Rice, S. A., editors, *Adv. Chem. Phys.*, volume 110, chapter 5, pages 1–359. John Wiley & Sons, Inc.
- [48] Leach, J., Wulff, K., Sinclair, G., Jordan, P., Courtial, J., Thomson, L., Gibson, G., Karunwi, K., Cooper, J., Laczik, Z. J., and Padgett, M. (2006). Interactive approach to optical tweezers control. *Appl. Opt.*, 45(5):897.
- [49] Leaird, D. E. and Weiner, A. M. (2008a). Femtosecond optical packet generation by a direct space-to-time pulse shaper. *Opt. Lett.*, 24(12):853.
- [50] Leaird, D. E. and Weiner, A. M. (2008b). Femtosecond optical packet generation by a direct space-to-time pulse shaper. *Opt. Lett.*, 24(12):853.
- [51] Lees, J. M., Kim, K., Ruiz, M. C., Lyons, J. J., and Steele, A. L. (2012). Energetic Explosions at Tungurahua Volcano, Ecuador, May/June 2010: VLP, LP and Tremor Signals. *AGU Fall Meeting Abstracts*, pages V31G–08.
- [52] Leighton, T. G. and Apfel, R. E. (2005). *The Acoustic Bubble*, volume 96.

- [53] Lim, K. Y., Quinto-Su, P. A., Klaseboer, E., Khoo, B. C., Venugopalan, V., and Ohl, C. D. (2010). Nonspherical laser-induced cavitation bubbles. *Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys.*, 81(1):1–9.
- [54] Lipkens, B. (2002). Classic Papers in Shock Compression Science . *J. Acoust. Soc. Am.*, 111(3):1143–1144.
- [55] Mader, C. L., Gibbs, T. R., Hopson, J. W., Marsh, S. P., Hoyt, M. S., Thayer, K. V., Craig, B. G., and Deal, W. E. (1980). Data Los Alamos Series on Dynamic. *Univ. Calif. Press*.
- [56] Magaletti, F., Gallo, M., Marino, L., and Casciola, C. M. (2015a). Dynamics of a vapor nanobubble collapsing near a solid boundary. In *J. Phys. Conf. Ser.*, volume 656.
- [57] Magaletti, F., Gallo, M., Marino, L., and Casciola, C. M. (2016). International Journal of Multiphase Flow Shock-induced collapse of a vapor nanobubble near solid boundaries. *Int. J. Multiph. Flow*, 84:34–45.
- [58] Magaletti, F., Marino, L., and Casciola, C. M. (2015b). Shock wave formation in the collapse of a vapor nanobubble. *Phys. Rev. Lett.*, 114(6):1–5.
- [59] Maiman, T. H. (1960). Stimulated optical radiation in Ruby. *Nature*, 187(4736):493–494.
- [60] Maiman, T. H., Hoskins, R. H., D’Haenens, I. J., Asawa, C. K., and Evtuhov, V. (1961). Stimulated optical emission in fluorescent solids. II. Spectroscopy and stimulated emission in ruby. *Phys. Rev.*, 123(4):1151–1157.
- [61] Matsuo, H., Ebihara, K., Ohya, Y., and Sanematsu, H. (1985). Spectroscopic study of cylindrically converging shock waves. *J. Appl. Phys.*, 58(7):2487–2491.
- [62] Maxwell, A. D., Cain, C. A., Hall, T. L., Fowlkes, J. B., and Xu, Z. (2013). Probability of Cavitation for Single Ultrasound Pulses Applied to Tissues and Tissue-Mimicking Materials. *Ultrasound Med. Biol.*, 39(3):449–465.
- [63] Maxwell, A. D., Wang, T.-y., Cain, C. A., Fowlkes, J. B., Sapozhnikov, O. A., Bailey, M. R., and Xu, Z. (2011). Cavitation clouds created by shock scattering from bubbles during histotripsy. *J. Acoust. Soc. Am.*, 130(4):1888–1898.
- [64] Maxwell, J. C. (2010). *A Treatise on Electricity and Magnetism*. Cambridge University Press, Cambridge.
- [65] Mcgloin, D. and Dholakia, K. (2005). Bessel beams: Diffraction in a new light. *Contemp. Phys.*

BIBLIOGRAFÍA

- [66] McLeod, J. H. (1954). The Axicon: A New Type of Optical Element. *J. Opt. Soc. Am.*, 44(8):592.
- [67] Mourou, G. and Strickland, D. (1985). Compression of Amplified Chirped Optical Pulses. *Opt. Commun.*, 56(3):219–221.
- [68] Pecha, R. and Gompf, B. (2000). Microimplosions: Cavitation collapse and shock wave emission on a nanosecond time scale. *Phys. Rev. Lett.*, 84(6):1328–1330.
- [69] Pezeril, T., Saini, G., Veysset, D., Kooi, S., Fidkowski, P., Radovitzky, R., and Nelson, K. A. (2011). Direct visualization of laser-driven focusing shock waves. *Phys. Rev. Lett.*, 106(21):1–4.
- [70] Quinto-Su, P. A. and Ando, K. (2013). Nucleating bubble clouds with a pair of laser-induced shocks and bubbles. *J. Fluid Mech.*, 733:R3.
- [71] Quinto-Su, P. A., Huang, X. H., Gonzalez-Avila, S. R., Wu, T., and Ohl, C. D. (2010). Manipulation and microrheology of carbon nanotubes with laser-induced cavitation bubbles. *Phys. Rev. Lett.*, 104(1):4–7.
- [72] Quinto-Su, P. A., Kuss, C., Preiser, P. R., and Ohl, C. D. (2011). Red blood cell rheology using single controlled laser-induced cavitation bubbles. *Lab Chip*, 11(4):672–678.
- [73] Quinto-Su, P. A. and Ohl, C. D. (2009a). Interaction between two laser-induced cavitation bubbles in a quasi-two-dimensional geometry. *J. Fluid Mech.*, 633:425–435.
- [74] Quinto-Su, P. A. and Ohl, C. D. (2009b). Interaction between two laser-induced cavitation bubbles in a quasi-two-dimensional geometry. *J. Fluid Mech.*, 633:425–435.
- [75] Quinto-Su, P. A. and Venugopalan, V. (2007). Mechanisms of Laser Cellular Microsurgery. *Methods Cell Biol.*, 82.
- [76] Quinto-Su, P. A., Venugopalan, V., and Ohl, C.-D. (2008). Generation of laser-induced cavitation bubbles with a digital hologram. *Opt. Express*, 16(23):18964.
- [77] Rankine, W. J. M. (1998). On The Thermodynamic Theory of Waves of Finite Longitudinal Disturbance. In *Class. Pap. Shock Compression Sci.*

-
- [78] Rau, K. R., Quinto-Su, P. A., Hellman, A. N., and Venugopalan, V. (2006). Pulsed laser microbeam-induced cell lysis: Time-resolved imaging and analysis of hydrodynamic effects. *Biophys. J.*, 91(1):317–329.
- [79] Rawat, R. S. (2015). Dense Plasma Focus - From Alternative Fusion Source to Versatile High Energy Density Plasma Source for Plasma Nanotechnology. In *J. Phys. Conf. Ser.*
- [80] Rayleigh, L. (1917a). VIII. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity . *London, Edinburgh, Dublin Philos. Mag. J. Sci.*
- [81] Rayleigh, L. (1917b). VIII. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity . *London, Edinburgh, Dublin Philos. Mag. J. Sci.*, 34(200):94–98.
- [82] Rice, M. H. and Walsh, J. M. (1957). Equation of state of water to 250 kilobars. *J. Chem. Phys.*, 26(4):824–830.
- [83] Rinkevichyus, B. S., Evtikhieva, O. A., and Raskovskaya, I. L. (2010). Laser refractography. In *Laser Refract.*, pages 1–189.
- [84] Saini, G. (2010). *Spectroscopic observation of materials under dynamic conditions*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology.
- [85] Saleh, B. E. A. and Teich, M. C. (1991). *Fundamentals of Photonics*, volume 5. John Wiley & Sons, Inc., New Jersey, second edition.
- [86] Sankin, G. N., Simmons, W. N., Zhu, S. L., and Zhong, P. (2006). Shock wave interaction with laser-generated single bubbles. *AIP Conf. Proc.*, 838(July):311–314.
- [87] Saxby, G. (2017). Practical Holography. *J. Glob. Inf. Manag.*, 25(3):63–80.
- [88] Schirber, M. (2005). For nuclear fusion, could two lasers be better than one? *Science (80-.)*, 310(5754):1610–1611.
- [89] Seddon, J. R. T., Kok, M. P., Linnartz, E. C., and Lohse, D. (2012). Bubble puzzles in liquid squeeze: Cavitation during compression. *EPL (Europhysics Lett.)*, 97(2):24004.
- [90] Shaw, S. J., Schiffers, W. P., Gentry, T. P., and Emmony, D. C. (1999). Study of the interaction of a laser-generated cavity with a nearby solid boundary. *J. Phys. D. Appl. Phys.*, 32(14):1612–1617.

BIBLIOGRAFÍA

- [91] Soifer, V. A. (2013). *Computer Design of Diffractive Optics*. 1st edition.
- [92] Subbarao, D. (2008). Topological phase in Gaussian beam optics. *Opt. Lett.*, 20(21):2162.
- [93] Suslick, K. S. (1995). Applications of Ultrasound to Materials Chemistry. *MRS Bull.*
- [94] Tarallo, M. G., Miller, J., Agresti, J., D'Ambrosio, E., DeSalvo, R., Forest, D., Lagrange, B., Mackowsky, J. M., Michel, C., Montorio, J. L., Morgado, N., Pinard, L., Remilleux, A., Simoni, B., and Willems, P. (2007). Generation of a flat-top laser beam for gravitational wave detectors by means of a nonspherical Fabry-Perot resonator. *Appl. Opt.*, 46(26):6648.
- [95] Teng, P., Nishioka, N. S., Anderson, R. R., and Deutsch, T. F. (1987). Optical studies of pulsed-laser fragmentation of biliary calculi. *Appl. Phys. B Photophysics Laser Chem.*, 42(2):73–78.
- [96] Thompson, P. A. and Lambrakis, K. C. (1973). Negative shock waves. *J. Fluid Mech.*, 60(1):187–208.
- [97] Umhofer, U., Jäger, E., and Bischoff, C. (2011). Refractive and diffractive laser beam shaping optics. *Laser Tech. J.*, 8(3):24–27.
- [98] Van Wijngaarden, L. (2016). Mechanics of collapsing cavitation bubbles. *Ultrason. Sonochem.*, 29:524–527.
- [99] Vaughan, J. C. (2005). *Two-Dimensional Ultrafast Pulse Shaping and its Application to Coherent Control and Spectroscopy*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology.
- [100] Velten, A., Willwacher, T., Gupta, O., Veeraraghavan, A., Bawendi, M. G., and Raskar, R. (2012). Recovering three-dimensional shape around a corner using ultrafast time-of-flight imaging. *Nat. Commun.*, 3:745–748.
- [101] Veysset, D. (2016). *Real-Time Observations of Materials under Dynamic Loading Conditions at the Micron Scale*. PhD thesis, Massachusetts Intitute of Technology.
- [102] Veysset, D., Gutiérrez-Hernández, U., Dresselhaus-Cooper, L., De Colle, F., Kooi, S., Nelson, K. A., Quinto-Su, P. A., and Pezeril, T. (2018). Single-bubble and multibubble cavitation in water triggered by laser-driven focusing shock waves. *Phys. Rev. E*, 97(5):1–7.

- [103] Veysset, D., Iàznev, A. A., Pezeril, T., Kooi, S., and Nelson, K. A. (2016). Interferometric analysis of laserdriven cylindrically focusing shock waves in a thin liquid layer. *Sci. Rep.*, 6(1).
- [104] Vogel, A., Busch, S., and Parlitz, U. (1996). Shock wave emission and cavitation bubble generation by picosecond and nanosecond optical breakdown in water. *J. Acoust. Soc. Am.*, 100(1):148–165.
- [105] Vogel, A., Hentschel, W., Holzfuss, J., and Lauterborn, W. (1986). Cavitation Bubble Dynamics and Acoustic Transient Generation in Ocular Surgery with Pulsed Neodymium:YAG Lasers. *Ophthalmology*, 93(10):1259–1269.
- [106] Wolfrum, B., Kurz, T., Mettin, R., and Lauterborn, W. (2003). Shock wave induced interaction of microbubbles and boundaries. *Phys. Fluids*, 15(10):2916–2922.
- [107] Xia, J., Yao, J., and Wang, L. H. V. (2014). PHOTOACOUSTIC TOMOGRAPHY: PRINCIPLES AND ADVANCES (Invited Review). *Prog. Electromagn. Res.*, 147:1–22.
- [108] Xu, H., Zeiger, B. W., and Suslick, K. S. (2013). Sonochemical synthesis of nanomaterials.
- [109] Zeek, E., Maginnis, K., Backus, S., Russek, U., Murnane, M., Mourou, G., Kapteyn, H., and Vdovin, G. (2008). Pulse compression by use of deformable mirrors. *Opt. Lett.*, 24(7):493.
- [110] Zel’dovich, Y. B., Raizer, Y. P., Hayes, W. D., Probstein, R. F., and Gill, S. P. (2011). *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Vol. 1.
- [111] Zhernokletov, M. V. and Glushak, B. L. (2007). *Material Properties under Intensive Dynamic Loading*. Springer.