



UNIVERSITAT  
POLITÈCNICA  
DE VALÈNCIA



UNIVERSIDAD  
POLITÈCNICA *de* TULANCINGO

---

# **Diseño y caracterización experimental de sistemas de atrapamiento y manipulación de micro-objetos mediante técnicas ópticas, térmicas y acústicas**

---

Memoria presentada por:  
**Francisco Misael Muñoz Pérez**

Directores:  
**Dr. Juan Antonio Monsoriu Serra**  
**Dr. J. Ricardo Arias González**  
**Dr. José Gabriel Ortega Mendoza**

Marzo, 2024





Dr. Juan Antonio Monsoriu Serra, Catedrático de Universidad y Dr. J. Ricardo Arias-Gonzalez, Profesor Titular de Universidad, ambos del Departamento de Física Aplicada de la Universitat Politècnica de València, así como el Dr. José Gabriel Ortega Mendoza, Profesor Titular de la Universidad Politécnica de Tulancingo.

CERTIFICAN que la presente memoria "Diseño y caracterización experimental de sistemas de atrapamiento y manipulación de micro-objetos mediante técnicas ópticas, térmicas y acústicas" resume el trabajo de investigación realizado, bajo su dirección, por D. Francisco M. Muñoz Pérez y constituye su Tesis para optar al título de Doctor.

Y para que conste, en cumplimiento de la legislación vigente, firman el presente documento en Valencia a 8 de Marzo de 2024.

Fdo.: Dr. Juan A. Monsoriu Serra    Fdo.: Dr. J. Ricardo Arias Gonzalez

Fdo.: Dr. José Gabriel Ortega Mendoza



*Dedicada a  
mi familia, en especial a mi madre y a mi padre*



# Agradecimientos

La realización de esta tesis ha sido un viaje en el que he contado con el apoyo y la colaboración de muchas personas e instituciones a lo largo del camino. Agradecer a todas ellas es mi deber, pero las páginas son limitadas. Por ello, deseo expresar mi profundo agradecimiento a:

A mis directores de tesis, el Dr. Juan A. Monsoriu, el Dr. J. Ricardo Arias Gonzalez y el Dr. José Gabriel Ortega Mendoza, quienes han sido mi guía constante en este proyecto. Su dedicación, apoyo y valiosas observaciones han sido invaluable para mi crecimiento académico.

Agradezco al grupo de Fibra Óptica en México por su apoyo y motivación, que me inspiraron a iniciar esta aventura en la investigación. También al Grupo de Óptica Difractiva de Valencia (DiOG) por acogerme como parte de su familia académica, mostrándome otra forma de hacer ciencia. Ambos grupos de investigación han contribuido significativamente a mi desarrollo profesional y me han dotado de valiosas herramientas en mi formación científica.

No existe una manera más gratificante de transitar este camino que hacerlo en compañía de personas excepcionales, sin importar la ubicación geográfica. En cada etapa de esta investigación, he tenido el placer de conocer personas maravillosas que se han convertido en amigos. Agradezco a mis amigos del laboratorio en México, en particular a Arturo, por su amistad invaluable. A mis amigos de toda la vida Román y Oscar que siempre me han apoyado e inspirado. También a aquellos con los que compartí momentos breves pero significativos, quienes

me enseñaron lecciones importantes, como Elio, cuyas conversaciones siempre son enriquecedoras. A mis compañeros del Grupo de Óptica Difractiva, en especial a Adrián quien no solo ha sido un compañero, sino un verdadero amigo. A Anabel y Diego, por esas charlas en el laboratorio y por su amistad constante. No puedo olvidar a Sento, cuyos consejos, paciencia y amistad han sido esenciales en mi formación profesional. A Samuel quien se a convertido en un gran amigo.

Mi más sincero agradecimiento al Dr. Juan Carlos Castro Palacio, quien ha sido una guía y fuente constante de motivación en mi viaje por el mundo de la física. Su influencia ha sido fundamental en mi desarrollo académico y personal.

También quiero agradecerte a ti bonita, quien con tu comprensión, paciencia y aliento han sido esenciales en este proceso, y quiero que sepas cuánto valoro tu presencia en mi vida. Gracias por ser mi refugio, mi motivación y gracias por tu amor incondicional.

Por último, pero no menos importante, quiero expresar mi agradecimiento a mi familia. Agradezco a mis padres, los pilares de mi vida, quienes, aunque no están físicamente presentes, siguen guiando mis pasos y ofreciendo su sabio consejo. A mi hermana Heidi, una mujer excepcional, y a mis hermanos, Alejandro y Josue, les agradezco profundamente por el apoyo incondicional, la complicidad y el amor que hemos compartido a lo largo de nuestras vidas. La presencia de todos ustedes ha sido un regalo invaluable, y estoy agradecido por cada momento compartido. Dedicó esta tesis a cada uno de ustedes, nadie más que ustedes puede apreciarla en su totalidad. Esta tesis es un tributo a su apoyo constante y amor inquebrantable.

# Resumen

La necesidad de confinar y manipular micro-objetos tiene aplicaciones en múltiples áreas de la ciencia y tecnología. Actualmente, existen diversas técnicas para lograr este objetivo, y una de las más destacadas es el uso de las llamadas pinzas ópticas, que se han convertido en una herramienta ampliamente utilizada en laboratorios de todo el mundo.

Este trabajo de investigación se centra en el fascinante campo del atrapamiento y manipulación de micro-objetos, con un enfoque destacado en la combinación de elementos ópticos difractivos y la técnica de pinzas ópticas. Esta combinación permite un aumento de la versatilidad de los sistemas experimentales de pinzas ópticas. Los avances presentados en esta tesis tienen aplicaciones en una amplia gama de campos, desde la nanotecnología hasta la biología celular.

Como lentes difractivas implementadas en los sistemas de pinzas ópticas, se introducen las lentes difractivas Kinoform basadas en la secuencia aperiódica m-Bonacci. Estas lentes permiten atrapar múltiples partículas simultáneamente y manipularlas tridimensionalmente en dos planos focales diferentes, lo que amplía significativamente las posibilidades de investigación y desarrollo en diversas disciplinas.

Además, se aborda la generación de múltiples trampas ópticas mediante lentes Kinoform cuadrifocales basadas en otra secuencia aperiódica conocida como Silver Mean, permitiendo atrapar partículas en cuatro planos focales de manera simultánea. Este avance mejora significativamente la versatilidad de los sistemas de pinzas ópticas.

Adicionalmente el uso de vórtices multiplexados en un sistema de pinzas ópticas, permite atrapar de manera independiente múltiples partículas y transferir momento angular. Estos avances abren nuevas posibilidades en la construcción de micromotores y aplicaciones de microensamblaje.

Un efecto asociado a las trampas ópticas es la generación de microburbujas, en la actualidad estas se han convertido en objeto de estudio debido a la facilidad de generación y a sus posibles aplicaciones como agentes de transporte de partículas o micro-objetos. Aprovechando este efecto en esta tesis se implementa una técnica de atrapamiento que emplea fuerzas termoforéticas en la captura y manipulación de microburbujas en líquidos. Esto constituye otro avance importante en el campo del atrapamiento tridimensional.

Por último, se desarrolla un laboratorio virtual utilizando COMSOL Multiphysics para simular el atrapamiento acústico, lo que permite a los estudiantes interactuar con el sistema y comprender mejor este fenómeno. Este enfoque educativo proporciona herramientas valiosas para la comprensión y análisis de la manipulación de partículas, lo que beneficia a los estudiantes de pre-grado y grado interesados en este campo.

En conjunto, todos estos avances representan contribuciones significativas en el campo del atrapamiento y manipulación de partículas, en particular a través de las pinzas ópticas, promoviendo el progreso tecnológico y científico en diversas disciplinas y brindando oportunidades educativas para futuras generaciones de investigadores y científicos.

A lo largo del desarrollo de esta tesis, se han creado nuevos elementos difractivos que superan ciertas limitaciones y aumentan las capacidades de las pinzas ópticas, abriendo nuevas perspectivas de aplicación para tecnologías preexistentes.



# Resum

La necessitat de confinar i manipular microobjectes té aplicacions a múltiples àrees de la ciència i la tecnologia. En l'actualitat, hi ha diverses tècniques per assolir aquest objectiu, i una de les més destacades és l'ús de les anomenades pinces òptiques, que han esdevingut una eina molt utilitzada en laboratoris de tot el món. Aquest treball de recerca se centra en el fascinant camp de la captura i la manipulació de microobjectes, destacant la combinació d'elements òptics difractius i la tècnica de les pinces òptiques. Aquesta combinació permet augmentar la versatilitat dels sistemes experimentals de pinces òptiques. Els avenços presentats en aquesta Tesi tenen aplicacions en una àmplia gamma de camps, des de la nanotecnologia a la biologia cel·lular. Com a lents difractives implementades en sistemes de pinces òptiques, es presenten les lents difractives Kinoform basades en la seqüència aperiòdica m-Bonacci. Aquestes lents permeten atrapar simultàniament múltiples partícules i manipular-les tridimensionalment en dos plans focals diferents, fet que amplia significativament les possibilitats de recerca i desenvolupament en diverses disciplines. A més, s'aborda la generació de múltiples trampes òptiques utilitzant lents Kinoform quadrifocals basades en una altra seqüència aperiòdica coneguda com a Silver Mean, que permet atrapar partícules en quatre plans focals simultàniament. Aquest avenç millora significativament la versatilitat dels sistemes de pinces òptiques. A més, l'ús de vòrtexs multiplexats en un sistema de pinces òptiques permet atrapar múltiples partícules de

manera independent i transferir el moment angular. Aquests avenços obren noves possibilitats en la construcció de micromotors i aplicacions de microasseblatge. Un efecte associat a les trampes òptiques és la generació de microbombolles, actualment aquestes s'han convertit en objecte d'estudi a causa de la facilitat de generació i de les seves potencials aplicacions com a agents de transport de partícules o microobjectes. Aprofitant aquest efecte, aquesta Tesi implementa una tècnica d'atrapament que utilitza forces termoforètiques en la captura i manipulació de microbombolles en líquids. Això constitueix un altre avenç important en el camp de l'atrapament tridimensional. Finalment, es desenvolupa un laboratori virtual utilitzant COMSOL Multiphysics per simular l'atrapament acústic, cosa que permet als estudiants interactuar amb el sistema i comprendre millor aquest fenomen. Aquest enfocament educatiu proporciona eines valuoses per a la comprensió i l'anàlisi de la manipulació de partícules, cosa que beneficia els estudiants de grau i postgrau interessats en aquest camp. En conjunt, tots aquests avenços representen contribucions significatives al camp de l'atrapament i la manipulació de partícules, particularment a través de pinces òptiques, promovent el progrés tecnològic i científic en diverses disciplines i proporcionant oportunitats educatives per a futures generacions d'investigadors i científics.

Al llarg del desenvolupament d'aquesta Tesi, s'han creat elements difractius nous que superen certes limitacions i augmenten les capacitats de les pinces òptiques, obrint noves perspectives d'aplicació per a tecnologies preexistents.

# Abstract

The need to confine and manipulate micro-objects has applications in multiple areas of science and technology. Currently, there are several techniques to achieve this goal, and one of the most prominent is the use of the so-called optical tweezers, which have become a widely used tool in laboratories around the world.

This research work focuses on the fascinating field of micro-object capture and manipulation, highlighting the combination of diffractive optical elements and the optical tweezers technique. This combination allows to increase the versatility of the experimental optical tweezers systems. The advances presented in this thesis have applications in a wide range of fields, from nanotechnology to cell biology.

As diffractive lenses implemented in optical tweezers systems, Kinoform diffractive lenses based on the aperiodic m-Bonacci sequence are presented. These lenses allow multiple particles to be trapped simultaneously and manipulated three-dimensionally in two different focal planes, which significantly expands the possibilities for research and development in various disciplines.

In addition, the generation of multiple optical traps is addressed using quadrifocal Kinoform lenses based on another aperiodic sequence known as Silver Mean, which allows particles to be trapped in four focal planes simultaneously. This advance significantly improves the versatility of optical tweezer systems.

In addition, the use of multiplexed vortices in an optical tweezer system allows multiple particles to be trapped independently and angular momentum to be transferred. These advances open up new possibilities in micromotor construction and microassembly applications.

One effect associated with optical traps is the generation of microbubbles, currently these have become an object of study due to the ease of generation and their potential applications as transport agents for particles or micro-objects. Taking advantage of this effect, this thesis implements a trapping technique that employs thermophoretic forces in the capture and manipulation of microbubbles in liquids. This constitutes another important advance in the field of three-dimensional trapping.

Finally, a virtual laboratory is developed using COMSOL Multiphysics to simulate acoustic trapping, allowing students to interact with the system and better understand this phenomenon. This educational approach provides valuable tools for the understanding and analysis of particle manipulation, benefiting undergraduate and graduate students interested in this field.

Taken together, all of these advances represent significant contributions to the field of particle trapping and manipulation, particularly through optical tweezers, promoting technological and scientific progress in various disciplines and providing educational opportunities for future generations of researchers and scientists.

Throughout the development of this thesis, new diffractive elements have been created that overcome certain limitations and increase the capabilities of optical tweezers, opening new application perspectives for pre-existing technologies.

# Índice general

Agradecimientos . . . . .	VII
Resumen . . . . .	IX
<b>1 Introducción general</b>	<b>1</b>
1.1 Antecedentes y objetivos de la investigación . . . . .	1
1.1.1 Atrapamiento Óptico: Generación de Trampas Ópticas . . . . .	2
1.1.2 Trampas Térmicas: Atrapamiento termoforético de microburbujas . . . . .	7
1.1.3 Atrapamiento a través de ondas acústicas: Le- vitación acústica . . . . .	15
1.1.4 Elementos Ópticos Difractivos EODs . . . . .	17
1.2 Estructura de la Tesis . . . . .	25
<b>2 Publicaciones</b>	<b>33</b>
2.1 Optical multi-trapping by $KmBL$ . . . . .	35
2.2 Multi-trap optical tweezers based on Kinoform Silver Mean lenses . . . . .	51
2.3 Multiplexed vortex beam-based optical tweezers generated with spiral phase mask . . . . .	67

2.4	Steady-state 3D trapping and manipulation of microbubbles using thermocapillary . . . . .	85
2.5	Visualizing acoustic levitation with COMSOL Multiphysics and a simple experimental setup . . . . .	105
<b>3</b>	<b>Discusión general de los resultados</b>	<b>119</b>
<b>4</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>123</b>
4.1	Cumplimiento de los objetivos . . . . .	123
4.2	Aportaciones realizadas . . . . .	125
4.3	Líneas de investigación futuras . . . . .	126
	<b>Bibliografía general</b>	<b>128</b>







# Capítulo 1

## Introducción general

En este capítulo se revisa en primer lugar el estado del arte y los conceptos básicos sobre los que se fundamenta esta tesis. A continuación, se definen los objetivos que se persiguen. Finalmente, se expone la estructura general que sigue este trabajo de tesis doctoral presentada en formato de compendio de publicaciones.

### 1.1 Antecedentes y objetivos de la investigación

La manipulación precisa de partículas a escala microscópica ha experimentado una evolución significativa gracias al desarrollo de técnicas de atrapamiento que aprovechan los principios fundamentales de la óptica, la termodinámica y la acústica. Estas técnicas no solo han permitido una observación más detallada y controlada de los fenómenos microscópicos, sino que también han generado avances en disciplinas que van desde la biología molecular hasta la nanotecnología. En esta tesis se explora la bases y aplicaciones de las trampas ópticas, térmicas y acústicas.

### 1.1.1 Atrapamiento Óptico: Generación de Trampas Ópticas

El atrapamiento óptico es una técnica innovadora que permite confinar partículas mediante la interacción de la luz con la materia, tiene sus raíces en las observaciones pioneras de Johannes Kepler en el siglo XVII. A partir de sus investigaciones, se planteó la sugerente idea de que la presión de los rayos solares estaba vinculada a la orientación de la cola de los cometas. Aunque esta suposición fue posteriormente refutada, sentó las bases cruciales para el desarrollo de una comprensión más profunda de la presión de radiación de la luz. La teoría corpuscular de la luz propuesta por Newton también desempeñó un papel fundamental al incorporar la noción de que los corpúsculos luminosos ejercen una fuerza mecánica al interactuar con la materia (Volpe, 2007). Este marco teórico consolidó la comprensión de los fundamentos físicos que subyacen en la manipulación óptica, abriendo así las puertas a futuros avances en la investigación y aplicación de esta técnica.

Con el progreso de la teoría electromagnética en el siglo XIX, Maxwell demostró que una onda electromagnética al incidir sobre la materia interactúa con las cargas que la constituyen, incluyendo la luz como una onda electromagnética que ejerce fuerzas ópticas o presión de radiación. En el siglo XX, los trabajos pioneros de Planck y Einstein sentaron las bases de la teoría cuántica al proponer que la luz presenta una dualidad onda-partícula. Estos estudios también demostraron que cada fotón interactúa con la materia, manifestando momento lineal. A pesar de ser una partícula sin masa, la magnitud de este momento puede expresarse mediante su energía en relación con la velocidad de la luz, de acuerdo con la teoría de la relatividad. Sin importar el comportamiento ondulatorio o corpuscular, la luz posee energía y momento lineal [Hecht12].

En 1970, Arthur Ashkin en los laboratorios Bell propuso un experimento para medir la presión de radiación de un láser y observó que las

partículas dieléctricas eran proyectadas en la dirección de propagación del haz láser debido a los efectos de la presión de radiación [Ashkin70]. Continuando su trabajo, colocó dos haces láser contra propagantes en busca de un punto donde las fuerzas se equilibraran y una partícula fuera confinada, estableciendo así la primera trampa óptica de la historia [Ashkin74]. En 1986, Ashkin desarrolló un sistema experimental de atrapamiento óptico estable con un único haz, hoy conocido como pinzas ópticas [Ashkin86].

Así pues, las pinzas ópticas representan una hazaña tecnológica que utiliza haces de luz láser para crear gradientes de intensidad, generando fuerzas ópticas sobre partículas y permitiendo su manipulación tridimensional [Ashkin74]. Sus aplicaciones abarcan desde la manipulación de moléculas individuales hasta la exploración de nanoestructuras, convirtiéndose en herramientas fundamentales para investigadores y científicos que buscan estudiar y manipular objetos microscópicos con alta precisión y control.

### **Fuerzas ópticas**

En términos de fuerzas ópticas, las investigaciones de Arthur Ashkin identificaron dos fuerzas resultantes de la transferencia de momento de la luz incidente a una partícula esférica: la fuerza de esparcimiento ( $F_{\text{scat}}$ ), que actúa en la dirección de propagación de la luz incidente, y la fuerza de gradiente ( $F_g$ ), que opera transversalmente. El equilibrio dinámico de estas fuerzas posibilita el confinamiento y la manipulación estable de partículas (ver figura 1.1) [Ashkin86, Ashkin92].

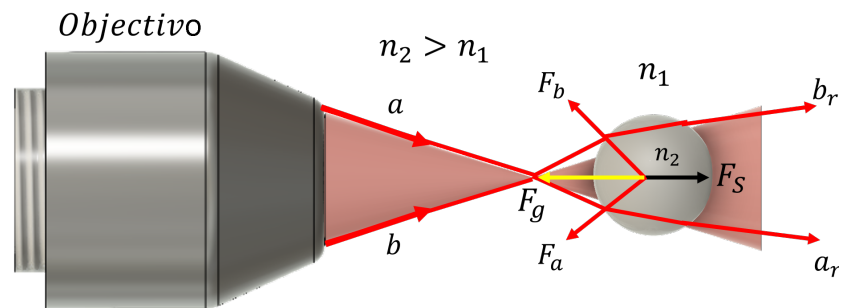


Figura 1.1: Diagrama de fuerzas de una trampa óptica originada por la focalización de un haz a través de un objetivo de microscopio.

Las fuerzas ópticas se pueden analizar mediante la óptica geométrica o trazo de rayos, una aproximación práctica únicamente válida cuando se cumple la condición  $D \gg \lambda$  ( $D$  diámetro de la partícula y  $\lambda$  longitud de onda). Esta aproximación considera que la luz está compuesta por rayos que se propagan en línea recta y que cambian de dirección debido a la reflexión o refracción. Así, la interacción de las fuerzas ópticas en un sistema de pinzas ópticas se explica mediante la transferencia de momento lineal de cada rayo. En consecuencia, las fuerzas de gradiente y de esparramiento se originan debido a la presión de radiación que actúa sobre dicho objeto [Brown01, I. Ricardez08].

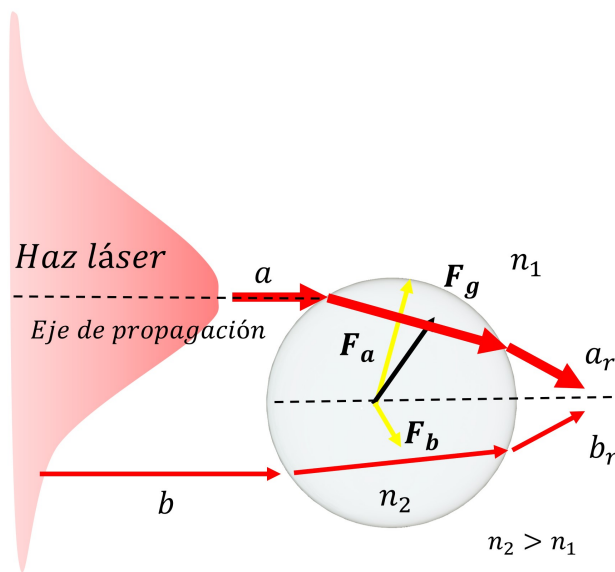


Figura 1.2: Trazo de rayos de los rayos incidente  $a$  y  $b$  (flechas rojas) mostrando la fuerza de gradiente  $\mathbf{F}_g$  que atrae la esfera hacia el foco del haz de captura (flecha negra). El grosor de cada flecha indica la magnitud de cada rayo.

Imaginemos un micro-objeto esférico con un índice de refracción homogéneo  $n_2$ , inmerso en un fluido con índice de refracción  $n_1$  ( $n_2 > n_1$ ), como se muestra en la Figura 1.2. Este objeto esférico recibe la irradiación de un haz láser con un perfil gaussiano, del cual se emiten los rayos  $a$  y  $b$  de diferente intensidad. Cuando estos rayos inciden en la esfera, sufren un intercambio de momento al refractarse, dando origen a las fuerzas  $\mathbf{F}_a$  y  $\mathbf{F}_b$ . La magnitud de estas fuerzas depende de la intensidad de los rayos  $a$  y  $b$ , con lo cual la diferencia de momento  $\Delta P_b > \Delta P_a$  y por consecuencia  $\mathbf{F}_a$  es mayor que  $\mathbf{F}_b$ . De la suma vectorial de estas fuerzas obtenemos la denominada **Fuerza de gradiente**  $\mathbf{F}_g$ , la cual apunta en dirección del eje de propagación del haz. La  $\mathbf{F}_g$  actúa como una fuerza restauradora hacia el punto focal.

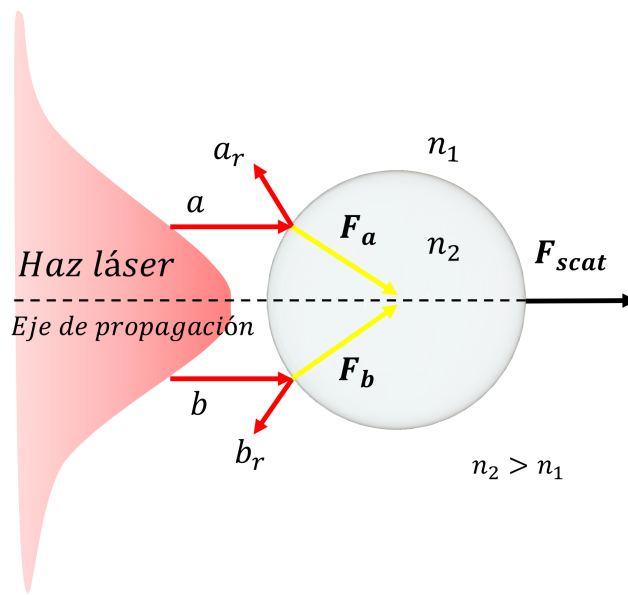


Figura 1.3: Trazo de rayos de rayos incidentes  $a$  y  $b$  (flechas rojas) mostrando la fuerza de esparramiento axial que proyecta a la partícula en dirección de propagación de la luz  $\mathbf{F}_{scat}$  (flecha negra).

Al examinar el escenario en el que los rayos  $a$  y  $b$  experimentan un cambio de dirección al reflejarse en la interfaz del objeto esférico, se produce un cambio de momento en el rayo reflejado. Como se ilustra en la Figura 1.3, esto genera fuerzas  $\mathbf{F}_a$  y  $\mathbf{F}_b$  opuestas a  $\Delta P$  para ambos rayos. La interacción resultante de estas dos fuerzas da lugar a una fuerza con la misma dirección de propagación del haz, a la cual denominamos **Fuerza de Esparramiento**  $\mathbf{F}_{scat}$  [Ashkin86, Ashkin92, Brown01, I. Ricardez08]. La interacción dinámica entre  $\mathbf{F}_g$  y  $\mathbf{F}_{scat}$  posibilita la formación de una trampa óptica y, por ende, el confinamiento de un objeto en el plano focal [Molloy02].

### **1.1.2 Trampas Térmicas: Atrapamiento termoforético de microburbujas**

La concepción del atrapamiento termoforético tiene sus raíces en la exploración de la interacción entre la luz y la materia, dando origen a fuerzas resultantes que, si bien inicialmente se consideraban indeseables en trampas ópticas, han demostrado ser beneficiosas como mecanismo de atrapamiento. Aunque las pinzas ópticas, introducidas por Arthur Ashkin en la década de 1986 [Ashkin86], transformaron la manipulación de partículas microscópicas mediante fuerzas ópticas, el enfoque termoforético emerge como una alternativa innovadora basada en gradientes térmicos.

El concepto de utilizar gradientes térmicos para la manipulación ha sido explorado en diversos contextos, encontrando un interés particular en la manipulación específica de microburbujas. En la década de los 90, surgieron los primeros trabajos que abordaron el atrapamiento de burbujas mediante flujos convectivos generados por la absorción de radiación láser en un líquido [Marcano93]. A inicios del siglo XXI, D.W. Berry et al. reportan la formación de microburbujas en la vecindad de partículas altamente absorbentes atrapadas ópticamente [D. W. Berry00]. En 2004, Taylor et al. presentaron el atrapamiento de partículas en la superficie de una microburbuja, inducido por el movimiento convectivo originado por la absorción láser en agua [Taylor04]. Investigaciones subsiguientes demostraron el atrapamiento de burbujas de gas utilizando el fenómeno de termocapilaridad, que dirige a la burbuja hacia la zona de máxima temperatura [Ortega-Mendoza18, Sarabia-Alonso20, MuñozPérez20b, Sarabia-Alonso21, MuñozPérez20c, MuñozPérez20a, MuñozPérez21]. Otros estudios exploraron el uso de sustratos absorbentes para generar efectos optotérmicos, una alternativa propuesta en 2007 por Ohta et al., que plantea la manipulación de burbujas de aire mediante fuerzas termocapilares generadas por la absorción láser en una película delgada [Ohta07a]. Investigaciones de H. Ramachandran et al. reportan la incorporación de fibras ópticas con el

objetivo de generar micro-burbubas en su punta con aplicaciones biomédicas [Ramachandran10].

En 2011, Zheng et al. introdujeron el empleo de burbujas de vapor como agentes de atrapamiento de partículas. Utilizando calentamiento focalizado debido a la absorción láser en una película de plata, lograron la evaporación del líquido circundante, generando así una burbuja de vapor. La manipulación de la burbuja es obtenida mediante el control de la posición de la luz focalizada del láser [Zheng11].

Investigaciones posteriores, como las llevadas a cabo por Maragò et al., exploraron la influencia de gradientes térmicos en partículas suspendidas, marcando un punto de partida crucial para la comprensión de las fuerzas termoforéticas [Maragó13]. La aplicabilidad del atrapamiento termoforético se ha expandido gracias a investigaciones como las de E. Flores-Flores et al. en "Thermal effects; Laser beam shaping; Optical tweezers or optical manipulation; Laser beams", donde se explora la manipulación de micropartículas a través de efectores optotérmicos, corrientes convectivas y fotoforesis [Flores-Flores15].

Estos antecedentes evidencian la evolución del atrapamiento termoforético como una técnica altamente prometedora en la manipulación de partículas y microburbujas, lo que ofrece un complemento valioso y amplía las posibilidades más allá de las técnicas tradicionales.

### **Introducción al Atrapamiento Termoforético**

El atrapamiento termoforético, una técnica fascinante en la manipulación de microobjetos, se basa en los gradientes térmicos generados por la interacción de la radiación láser con una solución. A diferencia de otras técnicas de atrapamiento que se centran en fuerzas ópticas directas, el atrapamiento termoforético aprovecha los efectos térmicos para lograr la manipulación precisa de partículas microscópicas. La dinámica térmica, cuando es suficientemente fuerte, puede superar fuerzas como la gravedad, permitiendo la manipulación estable de partículas [Kollipara23]. Unido a esto, la magnitud de la fuerza térmica puede



superar a la fuerza de flotabilidad o de arrastre, por ejemplo, para el caso de microburbujas que se desplazan dentro de un fluido.

En este contexto, la absorción selectiva de la radiación láser por parte de una solución absorbente crea variaciones locales de temperatura. Estas variaciones térmicas inducen gradientes de temperatura en el entorno, que generan diferencias de presión que se traducen en fuerzas termoforéticas sobre las partículas presentes en la solución. Este fenómeno permite dirigir y manipular micro-objetos de manera controlada. Ofrece una perspectiva única en el atrapamiento y transporte de partículas a nivel microscópico.

A lo largo de esta introducción, exploraremos los fundamentos teóricos del atrapamiento termoforético, a la vez que analizaremos las fuerzas responsables del atrapamiento y manipulación de microburbujas.

### **Termoforesis**

Como se mencionó previamente, la termoforesis es un fenómeno derivado de la formación de un gradiente de temperatura en un fluido; no obstante, además de la transferencia de calor, se produce un flujo de moléculas hacia la región de menor temperatura. Descubierta en 1856 por el científico Carl Ludwig en soluciones líquidas, no fue hasta 1879 que Charles Soret sentó las bases del denominado efecto Soret o termoforesis [Rahman14, M. Jerabek-Willemsen11]. Se pueden distinguir dos tipos de termoforesis: positiva y negativa. La primera ocurre cuando el flujo de partículas se desplaza de una región de mayor a una de menor temperatura. En contraste, cuando el movimiento es en dirección opuesta, se denomina termoforesis negativa.

Cuando el gradiente térmico se genera mediante la absorción de radiación láser y se produce un desplazamiento debido a efectos optotérmicos, se conoce como fotoforesis. En este contexto, se pueden identificar dos tipos de fotoforesis: la fotoforesis directa, donde las fuerzas ópticas suelen predominar, influyendo en la fuerza fotoforética y siendo

siempre positiva; y la fotoforesis indirecta, donde se forma un gradiente de temperatura sobre la partícula o el fluido circundante, dando origen a una fuerza termoforética. A diferencia de la fotoforesis directa, la fotoforesis indirecta puede ser tanto positiva como negativa [Hotoshi].

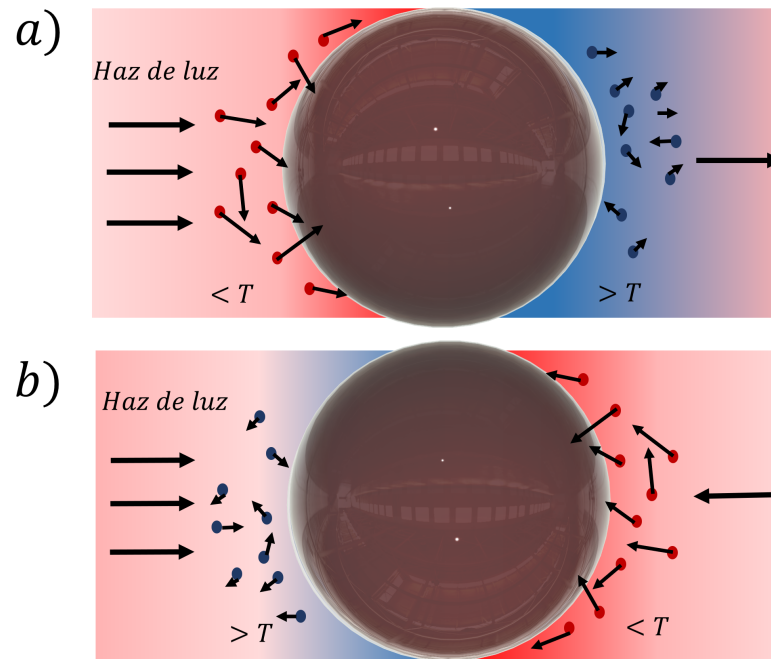


Figura 1.4: a) Fotoforesis indirecta positiva, desplazamiento de la partícula en dirección contraria al haz de luz y b) Fotoforesis indirecta negativa, movimiento en dirección del haz de luz.

La fotoforesis indirecta positiva está principalmente asociada a partículas con un alto coeficiente de absorción (ver Fig. 1.4 a)). En este caso, se genera un gradiente de temperatura en la superficie de la partícula, originando una fuerza que impulsa a la partícula en la dirección de la propagación de la radiación luminosa. Por otro lado, para partículas translúcidas con baja absorción, se forma una región de mayor

temperatura posterior a la partícula, dando lugar a un movimiento en dirección contraria a la propagación de la luz, denominándose a este fenómeno como fotoforesis indirecta negativa (ver Fig. 1.4 b)) [V. L. Kononenko97, Kononenko97].

### **Corrientes convectivas**

La convección es un proceso de transferencia de calor que implica el movimiento de un fluido, ya sea líquido o gas. Este fenómeno térmico se manifiesta cuando hay una diferencia de temperatura en el fluido, lo que ocasiona cambios en su densidad. La región más caliente del fluido presenta una menor densidad, provocando un desplazamiento a la región más fría de mayor densidad. Este movimiento genera corrientes de convección que transportan calor a través del fluido, contribuyendo a la distribución de la temperatura en el sistema.

En esencia, la convección es un mecanismo fundamental para la transferencia de energía térmica en fluidos. La convección puede clasificarse en natural y forzada [Welty60]:

- Convección natural: Es ocasionada por cambios de densidad originados por gradientes térmicos en un fluido.
- Convección forzada: Se origina por la inducción de agentes externos que provocan o aceleran un proceso de transferencia de calor.

### **Corrientes de Marangoni**

Debido a la generación de un gradiente térmico, no solo se produce un cambio en la densidad del fluido, unido a esto se origina un gradiente de tensión superficial. Esto queda de manifiesto en la ley de Eötvös que establece que la tensión superficial para la mayoría de líquidos guarda una relación estrecha con la temperatura [Palit56],

$$\sigma \propto \frac{1}{T}, \quad (1.1)$$

donde  $\sigma$  es la tensión superficial,  $T$  es la temperatura. Al incrementar la temperatura de un fluido, la energía cinética de las moléculas que lo integran aumenta ocasionando una disminución en la tensión superficial. El movimiento del fluido impulsado por el cambio de temperatura y la presencia de un gradiente de tensión da lugar a lo que se conoce como convección termocapilar o de Marangoni. Este fenómeno se origina en la frontera de dos fluidos o en una superficie libre y cobra relevancia en condiciones de microgravedad; en caso contrario, el proceso de convección natural prevalece. La convección de Marangoni surge por la diferencia de temperatura en el fluido que envuelve a la microburbuja que crea una diferencia de tensión superficial en la interfaz de esta (ver Figura 1.5).

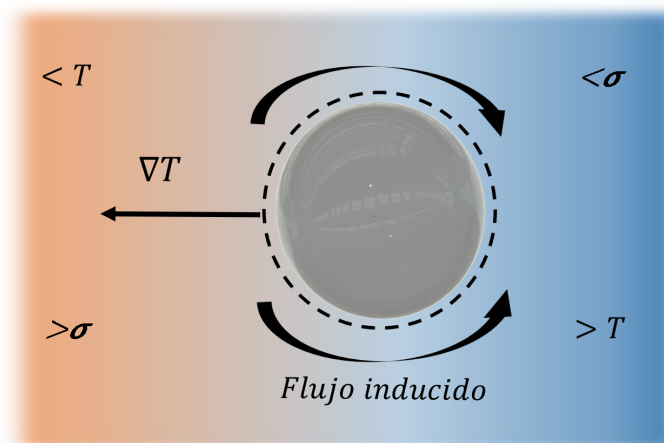


Figura 1.5: Desplazamiento de una microburbuja debido a la acción de la corriente de Marangoni. La microburbuja se desplaza sobre el eje de propagación del gradiente de temperatura. La línea punteada representa el estrés tangencial sobre la interfaz de la microburbuja.

La interacción del gradiente de tensión en la superficie provoca una tensión tangencial sobre la burbuja, desplazando consigo el líquido circundante. La corriente del líquido ejerce una fuerza sobre la burbuja, obligándola a migrar a la región mayor temperatura [Takahashi99, Scriven60, Ramos97]. La velocidad con que la microburbuja se mueve dentro de un fluido bajo la influencia de un gradiente térmico puede ser expresada como:

$$U_M = -\frac{d\sigma}{dT} \frac{R}{2\mu} \nabla T \quad (1.2)$$

donde  $\mu$  es el coeficiente de viscosidad dinámica,  $\nabla T$  es el gradiente temperatura y  $R$  es el radio de la burbuja [Young59]. Esta expresión se cumple cuando el número de Reynolds y el número de Marangoni se aproximan a cero.

### **Análisis de la Dinámica en la Captura de Microburbujas**

El atrapamiento de una microburbuja inmersa en un fluido y la presencia de un gradiente térmico están compuestos por el equilibrio dinámico de fuerzas hidrodinámicas y fuerzas optotérmicas. Las fuerzas hidrodinámicas están vinculadas a las características y al desplazamiento de la microburbuja en el seno de un fluido. Dentro de estas fuerzas, distinguiremos la fuerza de flotabilidad y la fuerza de arrastre, y como fuerza optotérmica, la fuerza de Marangoni (ver Fig. 1.6) [Sarabia-Alonso20].

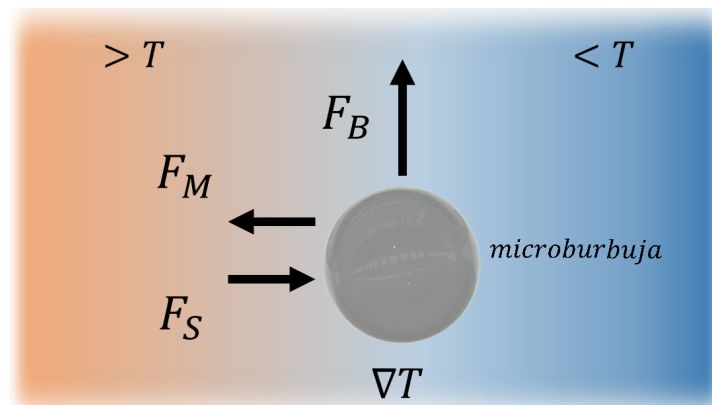


Figura 1.6: Diagrama de fuerzas que interactúan con una microburbuja dentro de un fluido con un gradiente de temperatura. Las flechas indican la dirección de acción de cada fuerza para el caso de gradiente térmico mostrado.

#### - Fuerza de flotabilidad

La fuerza de flotabilidad  $F_B$ , cuya expresión es derivada del principio de Arquímedes, es una fuerza ascendente que actúa sobre un objeto sumergido total o parcialmente en un fluido y se dirige en la dirección opuesta a la gravedad. Para el caso de una burbuja, la fuerza de flotabilidad se expresa como [Ramos97, A. A. Nepomnyashchy]:

$$F_B = \frac{4}{3}\pi R^3 g(\rho_l - \rho_v), \quad (1.3)$$

donde  $\rho_l$  es la densidad del líquido,  $\rho_v$  es la densidad del vapor dentro de la microburbuja, y  $g$  es la aceleración debida a la gravedad.

#### - Fuerza de arrastre

Del movimiento de la microburbuja dentro del fluido surge una fuerza ejercida por el propio fluido que se opone al desplazamiento y, por lo tanto, tiene una dirección contraria al movimiento. A esta fuerza

se le denomina Fuerza de arrastre o ley de Stokes  $F_S$  y está dada por [Ramos97, Parkinson08]:

$$F_S = -6\pi\mu RU_0, \quad (1.4)$$

donde  $U_0$  es la velocidad de la microburbuja moviéndose a lo largo del fluido. El signo negativo nos permite inducir una dirección contraria a la microburbuja respecto a las corrientes convectivas.

#### - Fuerza de Marangoni

La fuerza de Marangoni o fuerza termocapilar se manifiesta como consecuencia de la relación entre la tensión superficial y la temperatura en un fluido. Esta fuerza actúa sobre una microburbuja en la dirección donde la tensión superficial disminuye, es decir, en la dirección donde la temperatura es mayor. La expresión para  $F_M$  es dada por [Ramos97, Miniewicz17a]:

$$F_M = -2\pi R^2 \nabla T \frac{d\sigma}{dT} \quad (1.5)$$

donde  $\nabla T$  es el gradiente de temperatura y  $\sigma$  es la tensión superficial del fluido. Aunque una microburbuja, bajo las condiciones mencionadas, interactúa con fuerzas ópticas, estas no se consideran debido a que rondan en el orden de  $10^{-12}$  N en comparación con la magnitud de la fuerza de Marangoni que son del orden de  $10^{-6}$  N [Sarabia-Alonso21].

### 1.1.3 Atrapamiento a través de ondas acústicas: Levitación acústica

Las trampas acústicas, o trampas ultrasónicas, aprovechan ondas sonoras para generar nodos de presión, creando áreas donde las partículas pueden quedar atrapadas sin necesidad de contacto físico. Esta técnica

permite la levitación y manipulación tridimensional de partículas en líquidos, permitiendo una manipulación sin perturbaciones en entornos biológicos y experimentales. Las ecuaciones fundamentales que describen la levitación acústica incluyen la presión acústica, la velocidad del sonido y otros parámetros asociados.

La fuerza resultante  $F$  ejercida sobre un objeto en la levitación acústica se relaciona con el gradiente de presión acústica  $\nabla P$  y el volumen  $V$  del objeto mediante la ecuación:

$$F = -V\nabla P. \quad (1.6)$$

La levitación de un objeto requiere la generación de un campo acústico intenso y la creación de una onda estacionaria. Para lograr esto, se utilizan dos ondas sonoras idénticas que interfieren entre sí al viajar en direcciones opuestas. Este proceso genera puntos de presión máxima (antinodos) y nula (nodos) en el aire cuando el sonido se propaga, lo que es esencial para mantener el objeto en suspensión en un punto específico. La alta intensidad del campo acústico es necesaria debido a que las fuerzas generadas por las ondas sonoras suelen ser de baja intensidad. Cuando una partícula interactúa con el campo acústico estacionario, idealmente queda suspendida en los nodos de la onda. En estos nodos, la presión tiende a ser mínima, lo que provoca que la partícula experimente una presión constante, confinándola al centro en la dirección de propagación. Al aprovechar la diferencia de presión entre la parte superior e inferior, es posible identificar un punto de equilibrio dinámico donde la presión de radiación acústica actúa como una fuerza restauradora, contrarrestando la fuerza de la gravedad. La posición de los nodos de presión se encuentra espaciada cada  $\lambda_s/2$  ( $\lambda_s$  es la longitud de onda ultrasónica y  $n$  es el número de nodo). (ver Fig. 1.7) [Andrade19].



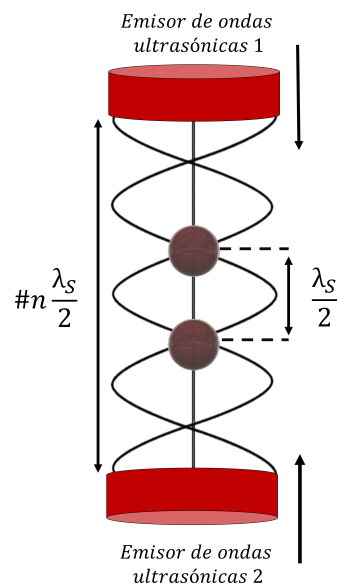


Figura 1.7: Levitación de dos partículas por la generación de una onda estacionaria formada por dos ondas ultrasónicas contra propagantes.

#### 1.1.4 Elementos Ópticos Difractivos EODs

Las lentes difractivas han ganado importancia en diversas aplicaciones debido a sus propiedades singulares y capacidades innovadoras de focalización. A diferencia de las lentes tradicionales que se basan en la refracción, las lentes difractivas manipulan la luz generando patrones específicos de difracción. Por ejemplo, podemos modificar la fase de la luz mediante máscaras de fase con funciones de transmitancia específicas. Al interactuar con la luz incidente, estas lentes aprovechan el fenómeno de la difracción para cambiar la dirección y las propiedades de la onda luminosa. Este enfoque proporciona un control más detallado sobre la luz, permitiendo la generación de patrones de focalización complejos como puede ser la creación de vórtices ópticos [Ojeda-Castañeda96].

El diseño y la fabricación de lentes difractivas permiten lograr patrones difractivos precisos y controlados. Estas lentes se encuentran en una amplia gama de campos: en sistemas de imágenes avanzadas, comunicación óptica, o en la generación de trampas ópticas [Wang02, Siemion12, Saavedra03], esta última aplicación explorada en esta tesis doctoral.

Las lentes difractivas ofrecen ventajas significativas, como la capacidad de superar algunas limitaciones presentes en las lentes convencionales, incluida la eliminación de aberraciones cromáticas y la propiedad de generar múltiples planos focales aumentando la profundidad de campo [Davis04, Remón13, Monsoriu04]. A continuación, se presenta un breve resumen de la teoría escalar de la difracción, la cual proporciona una comprensión detallada de las propiedades de focalización de estos EODs.

### Teoría de difracción de Fresnel

La teoría de difracción de Fresnel, desarrollada por Augustin-Jean Fresnel a principios del siglo XIX, es un marco fundamental en la comprensión del comportamiento de la luz cuando se propaga alrededor de obstáculos o a través de aperturas. La contribución esencial de Fresnel fue aplicar este principio a la teoría de la difracción, proporcionando una explicación matemática rigurosa y precisa [Goodman04]. Esta teoría se basa en el principio de Huygens, que postula que cada punto de un frente de onda actúa como una fuente secundaria de ondas esféricas. Si consideramos una apertura finita iluminada con una onda monocromática de longitud de onda  $\lambda$ , la amplitud del campo difractado puede ser expresado como:

$$U(P) = -\frac{1}{j\lambda} \iint_{\Sigma} U(P_0) \frac{e^{-jkr}}{r} \cos \alpha ds, \quad (1.7)$$

donde  $U(P_0)$  es la amplitud del campo incidente y  $k$  la constante de propagación de la luz. Esta ecuación representa la superposición de ondas

esféricas secundarias originadas por fuentes secundarias aparentes en el plano de la apertura. Cuando el tamaño de la apertura es considerablemente menor que  $z$ , la distancia descrita entre plano de observación y la posición de esta (ver Fig. 1.8).

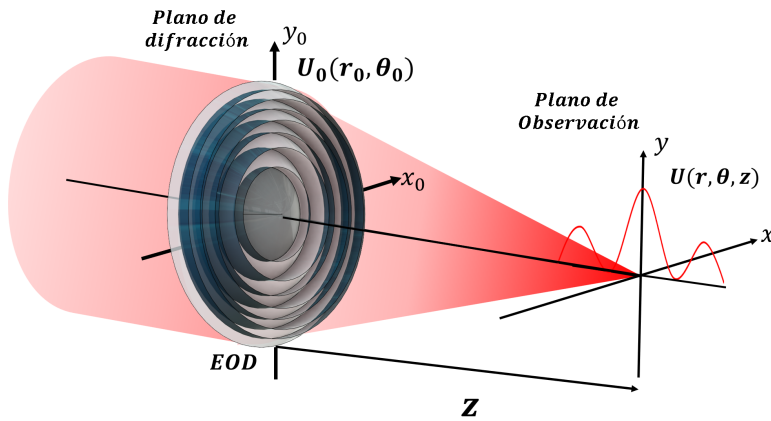


Figura 1.8: Diagrama de la difracción de Fresnel para una placa zonal con función de transmitancia  $U_0(r_0, \theta_0)$  y  $z$  es la distancia entre la placa zonal y el plano de observación.

Con lo cual  $\frac{1}{r}$  se puede aproximar a  $\frac{1}{z}$  al igual que el factor de oblicuidad  $\cos \alpha$  se aproxima a uno. Al ocurrir variaciones significativas en la fase, esta aproximación no puede considerarse en  $r$  que está implícito en el exponente. De la Eq. 1.7 es posible obtener una expresión para la amplitud del campo en el plano de observación:

$$U(r, \theta, z) = -\frac{e^{-jkz} e^{-\frac{jk}{2z}(r^2)}}{j\lambda z} \int_0^a \int_0^{2\pi} U_0(r_0, \theta_0) e^{-\frac{jk}{2z}(r_0^2)} e^{\frac{jk}{z} r r_0 \cos(\theta - \theta_0)} r_0 dr_0 d\theta_0. \quad (1.8)$$

La Eq. 1.8 es conocida como la integral de difracción de Fresnel en coordenadas polares, donde  $a$  es la radio de la pupila. Si se realiza la consideración para un elemento óptico difractivo con una función de transmitancia con simetría radial,  $U_0(r_0, \theta_0) = p(r_0)$ , y sustituyendo en la Eq. 1.8 es posible simplificar la integral de Fresnel. Integrando la componente azimutal de la ecuación obtenemos:

$$\int_0^{2\pi} e^{\frac{jk}{z} r r_0 \cos(\theta - \theta_0)} d\theta = 2\pi J_0\left(\frac{k}{z} r r_0\right), \quad (1.9)$$

donde  $J_0$  representa la función de Bessel de orden 0. Sustituyendo 1.9 en la Eq. 1.8 se obtiene,

$$U(r, \theta, z) = -2\pi \frac{e^{-jkz} e^{\frac{-jk}{2z}(r^2)}}{j\lambda z} \int_0^a p(r_0) J_0\left(\frac{k}{z} r r_0\right) e^{\frac{-jk}{2z} r_0^2} r_0 dr_0. \quad (1.10)$$

Además de la simetría radial, un EOD como una placa zonal exhibe periodicidad en  $r^2$ , lo que permite expresar la pupila como  $\xi = (r_0/a)^2$ . De esta manera,  $p(r_0) = q(\xi)$ . A partir del análisis realizado, podemos obtener la distribución de irradiancia de la siguiente manera [Garmendía-Martínez23b]:

$$I(\xi, z) = \left(\frac{a^2\pi}{\lambda z}\right)^2 \left| \int_0^1 q(\xi) e^{\frac{-j\pi}{\lambda z} a^2 \xi} J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda z} a r \sqrt{\xi}\right) d\xi \right|^2. \quad (1.11)$$

Empleando y sustituyendo la coordenada axial normalizada  $u = a^2/2\lambda z$  y la coordenada transversal normalizada  $v = r/a$  en la Eq. 1.11, es posible obtener la siguiente ecuación:

$$I(u, v) = 4\pi^2 u^2 \left| \int_0^1 q(\xi) J_0\left(4\pi u v \sqrt{\xi}\right) e^{-j2\pi u \xi} d\xi \right|^2. \quad (1.12)$$

### Placas Zonales

Las Placas Zonales (PZs) están compuestas por anillos concéntricos de material transparente y opaco, alternados de manera que todos posean la misma área. Esta disposición implica que los radios de las diversas zonas varían proporcionalmente a la raíz cuadrada de los números naturales [Goodman04]. Así, la transmitancia de estos elementos puede expresarse como una función periódica  $p(r^2)$ , donde  $r$  representa la variable radial (Fig. 1.9(a-b)).

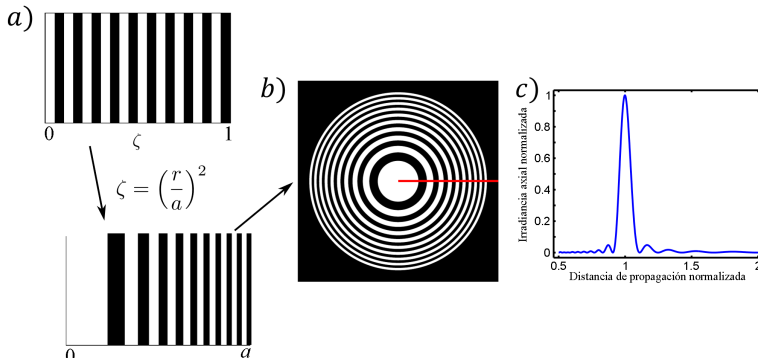


Figura 1.9: Diseño y caracterización de una PZ convencional: a) Derivación de la función de transmitancia radial a partir de una secuencia periódica, b) evaluación de la transmitancia en la pupila de la PZ y c) análisis de la irradiancia axial normalizada bajo iluminación monocromática .

Al iluminar una PZ de radio  $a$  y  $N$  zonas con una onda plana monocromática de longitud de onda  $\lambda$ , se generan focos ubicados a distancias,

$$f_n = \frac{a^2}{n_f \lambda N}, \quad (1.13)$$

donde  $n_f$  es el número de foco y  $n_f \in \mathbb{Z}$ . Por lo tanto, para  $n_f = \pm 1$  es posible obtener las distancias focales principales de la PZ y para  $n_f \neq 1$

las distancias focales secundarias. A través de la Eq. 1.13, podemos observar una dependencia explícita de la distancia focal con la longitud de onda, lo que se traduce en una alta aberración cromática. La Fig. 1.9(c) representa la irradiancia axial normalizada en torno al foco de orden  $n_f = 1$ .

Con el objetivo de modificar los perfiles de focalización de estos EODs, la secuencia periódica puede ser sustituida por distribuciones aperiódicas basadas en diferentes secuencias matemáticas deterministas. A estas lentes se les denomina *Placas Zonales Aperiódicas* [Giménez06, Calatayud13b, Ferrando13]. Si ahora suponemos que la función de transmitancia tiene una estructura aperiódica, la irradiancia axial tendrá propiedades características asociadas a la secuencia empleada. En este trabajo de investigación, se profundiza en el diseño de este tipo de lentes empleando las secuencias m-Bonacci y Silver Mean, como se muestra en el capítulo 2.

### Lente Kinoform

Las PZs presentan una simetría en la distribución de energía entre los focos reales y virtuales debido a su diseño, reduciendo su eficiencia difractiva. Un EOD con asimetría máxima en la distribución de energía, es decir, con un único plano focal, que se traduce en un aumento en su eficiencia difractiva, se le conoce como lente Kinoform. Se trata de un término acuñado de la unión de las palabras "Kinematic" y "Waveform". Esta lente presenta un perfil de fase radial cuadrático, con una forma de diente de sierra y una modulación de fase de  $2\pi$ . Todo esto para una longitud de onda de diseño  $\lambda_D$ , logrando que toda la energía sea redirigida al primer orden de difracción. Donde la distancia focal puede ser expresada como [Jordan70],

$$f = \frac{p}{2\lambda_D}. \quad (1.14)$$

### EOD en atrapamiento óptico

La utilización de EOD para la generación de trampas ópticas se presenta como una perspectiva altamente prometedora que puede impulsar significativamente el ámbito de la manipulación de partículas. Este enfoque híbrido ofrece la posibilidad de explorar nuevas configuraciones de trampas ópticas y abrir horizontes innovadores en la aplicación de tecnologías ópticas avanzadas. La integración de EODs en un sistema experimental de pinzas ópticas no solo amplía las capacidades de manipulación, sino que también permite un control más preciso y versátil sobre partículas microscópicas.

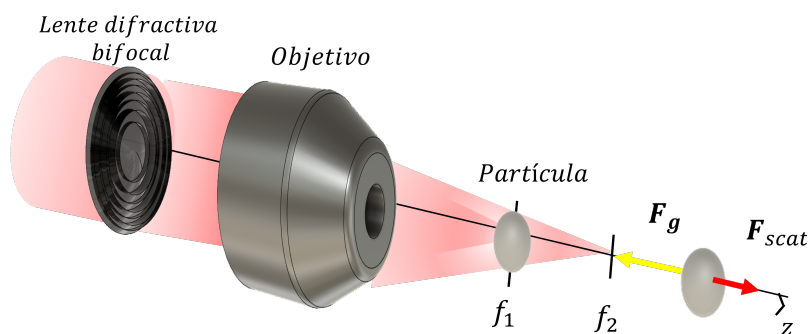


Figura 1.10: Esquema de atrapamiento múltiple a partir de una lente difractiva estructurada bifocal ( $f_1$  y  $f_2$ ). El atrapamiento se genera mediante las fuerzas ópticas que actúan sobre cada partícula en el eje de un objetivo de AN.

Las propiedades multifocales de los EODs brindan la capacidad de emplear cada plano focal generado como una trampa óptica individual, lo que posibilita el atrapamiento de partículas en distintos planos, como se ilustra en la Figura 1.10. Al tratarse de trampas ópticas independientes, se logra un análisis aislado de la interacción de las fuerzas ópticas. Una característica distintiva que aportan los EODs al atrapamiento óptico es la creación de trampas dinámicas, como los vórtices, que introducen un movimiento circular a las partículas confinadas. Este estudio

de investigación realiza la implementación de EODs en un sistema de pinzas ópticas, destacando la incorporación de estructuras aperiódicas innovadoras.

## Objetivos

El objetivo general de esta tesis doctoral es avanzar en el conocimiento y las aplicaciones de la óptica y la manipulación de micro-objetos a través del diseño, la caracterización experimental y la implementación de elementos ópticos difractivos en un arreglo de pinzas ópticas, así como la exploración de técnicas de atrapamiento por termocapilaridad y de levitación ultrasónica de micro-objetos. Con base en estas premisas, se establecen los siguientes objetivos de investigación:

- Diseñar y caracterizar lentes difractivas basadas en secuencias aperiódicas, específicamente las secuencias m-Bonacci y Silver Mean, con el fin de mejorar la precisión y versatilidad de las pinzas ópticas en la manipulación de partículas.
- Generar vórtices multiplexados y evaluar su eficacia en el atrapamiento óptico múltiple, ampliando así las capacidades de manipulación de partículas y su dinámica de movimiento angular.
- Derivado de los efectos térmicos en trampas ópticas, el estudio de la técnica de atrapamiento de micro-objetos mediante gradientes térmicos (atrapamiento termoforético) y su aplicabilidad en entornos experimentales específicos.
- Estudiar la levitación de micro-objetos a través de ondas ultrasónicas, con el objetivo de desarrollar un laboratorio virtual con aplicaciones didácticas.

Estos objetivos de investigación se orientan hacia la expansión de las capacidades de manipulación y control de partículas, contribuyendo



así al avance en las tecnologías de atrapamiento a través de técnicas ópticas, térmicas y acústicas para aplicaciones científicas innovadoras.

## 1.2 Estructura de la Tesis

Inicialmente, es fundamental destacar que esta tesis adopta el formato de compilación de artículos científicos. Cada uno de estos artículos es autónomo en su lectura, dado que incluyen los elementos necesarios para su comprensión, como el marco teórico, los objetivos, los resultados y las conclusiones. No obstante, es de gran relevancia subrayar que al combinar todos estos artículos se genera un único trabajo que mantiene un hilo argumental coherente. En consecuencia, la estructura de la tesis se organiza en 4 capítulos.

1. Introducción general
2. Publicaciones
  - 2.1. Optical multi-trapping by Kinoform m-Bonacci lenses.
  - 2.2. Multi-trap optical tweezers based on kinoform Silver Mean lenses.
  - 2.3. Multiplexed vortex beam-based optical tweezers generated with spiral phase mask.
  - 2.4. Steady-state 3D trapping and manipulation of microbubbles using thermocapillary.
  - 2.5. Visualizing acoustic levitation with COMSOL Multiphysics and a simple experimental setup.
3. Discusión general de los resultados
4. Conclusiones

En el **capítulo 1**, titulado "Introducción", se establece el marco contextual en el que se desarrolla esta tesis. En su primera sección, se aborda el panorama actual de la investigación relacionada con el atrapamiento óptico, termoforético, así como el los elementos difractivos. Se realiza una exposición detallada de los fundamentos teóricos que respaldan las fuerzas ópticas y termoforéticas en el contexto del atrapamiento de micro-objetos, y se introduce la teoría de la difracción escalar, junto con su aplicación en el análisis de los Elementos Ópticos Difractivos (EODs). Estos conceptos, en conjunto, sientan las bases de la investigación llevada a cabo y presentada en esta tesis. Además, se delimitan los objetivos planteados, junto con una descripción pormenorizada de la estructura de la tesis, resaltando la contribución individual de cada artículo en el cumplimiento de dichos objetivos

El **capítulo 2** de esta tesis alberga cinco artículos que representan el producto del trabajo de investigación y constituyen el núcleo de este trabajo de investigación. Los tres primeros artículos se centran en el atrapamiento y la manipulación óptica a través de un sistema experimental de pinzas ópticas. En estos artículos, se presentan tres innovadores elementos difractivos diseñados con el propósito de generar diversas configuraciones focales que se integran en el sistema de pinzas ópticas. El cuarto artículo se adentra en el atrapamiento y la manipulación mediante fuerzas termoforéticas, haciendo uso de un sistema experimental compuesto por fibras ópticas para atrapar microburbujas. El quinto artículo aborda el diseño, la construcción en 3D y el análisis de un levitador ultrasónico utilizando el software COMSOL Multiphysics. A continuación, se procederá a una descripción detallada de cada una de las publicaciones que componen esta tesis:

El **primer artículo**, con el título "Optical multi-trapping by Kinoform m-Bonacci lenses" [Muñoz-Pérez22], introduce una innovadora perspectiva en el campo del atrapamiento óptico. En este estudio, se presenta un nuevo elemento difractivo: las lentes difractivas Kinoform aperiódicas basadas en la secuencia m-Bonacci, que representan una estrategia pionera para el atrapamiento de partículas. Estas lentes di-

fractivas aprovechan sus propiedades únicas para permitir no solo el atrapamiento de múltiples partículas, sino también la manipulación tridimensional simultánea de estas partículas en diferentes planos focales, con una separación que puede ser cuidadosamente controlada. Este enfoque de múltiple atrapamiento óptico es una solución tecnológica versátil con aplicaciones en diversos campos interdisciplinarios, desde la nanotecnología hasta la biología celular, ampliando significativamente las posibilidades de investigación y desarrollo en estos campos. Como parte de este trabajo, fue presentado en el SPIE Photonics Europe Strasbourg 2022 en la modalidad de poster, así como un trabajo en extenso en el mismo congreso [MuñozPérez22].

El **segundo artículo**, con el título “Multi-trap optical tweezers based on kinoform Silver Mean lenses” [MuñozPérez23d], presenta un enfoque novedoso en la generación de múltiples trampas ópticas. En este trabajo, se aborda el diseño y la implementación de pinzas ópticas para la generación de múltiples trampas ópticas basadas en lentes kinoformes cuadrifocales conocidas como lentes Kinoform Silver Mean (KSMLs). Estas lentes, diseñadas con la secuencia Silver Mean, dirigen la luz incidente hacia cuatro focos únicos cuyas distancias focales están relacionadas con esta secuencia especial de la lente. Como resultado, un KSML mejora significativamente la eficiencia de difracción de las placas de zonales binarias de fase equivalentes. A través de resultados experimentales, se demuestra la capacidad de atrapar simultáneamente partículas en los cuatro planos focales, lo que permite su manipulación tridimensional. Esto amplía las capacidades de atrapamiento en el sistema de pinzas ópticas, destacando la versatilidad y las ventajas de estas lentes KSML en aplicaciones de investigación y desarrollo.

El **tercer artículo**, titulado “Multiplexed vortex beam-based optical tweezers generated with spiral phase mask” [Pérez23], presenta una nueva y emocionante perspectiva en el ámbito de las pinzas ópticas. En este estudio, se introducen vórtices multiplexados en un sistema de pinzas ópticas. Este EOD genera haces de vórtices multiplexados espacialmente, permitiendo el atrapamiento simultáneo de múltiples partículas

y la transferencia de momento angular. Como resultado, las partículas pueden orbitar de manera independiente alrededor del eje óptico en cada vórtice. Los resultados experimentales demuestran una dinámica de atrapamiento estable y un movimiento preciso de las partículas dentro de anillos concéntricos. Estas características abren nuevas posibilidades en la construcción de micromotores y micro-ensamblaje, entre otras aplicaciones, aprovechando el potencial de este enfoque innovador. Los resultados de este trabajo fueron presentados en el congreso 2023 IEEE Photonics Conference (IPC) como artículo en extenso [MuñozPérez23c].

En resumen, estos tres artículos han sido desarrollados en el contexto de un sistema experimental de pinzas ópticas, demostrando la flexibilidad de diseño y las capacidades de atrapamiento mejoradas a través de diversas configuraciones de planos focales generados por los elementos difractivos propuestos. Estos avances representan contribuciones significativas a la investigación en el campo del atrapamiento óptico, abriendo nuevas posibilidades en áreas multidisciplinares y promoviendo el progreso tecnológico y científico. Unido a esto, se ha desarrollado un artículo docente de la aplicación del fenómeno de difracción en el estudio de las propiedades elásticas de un hilo de nylon [MuñozPérez24]. A pesar que no es detallado en este trabajo, este artículo con fines docentes forma parte de esta investigación.

El **cuarto artículo** implementa otra técnica de atrapamiento que emplea fuerzas termoforéticas en el confinamiento de microburbujas. Este artículo tiene como título “Steady-state 3D trapping and manipulation of microbubbles using thermocapillary” [MuñozPérez20b]. Este artículo describe la captura y manipulación tridimensional de una microburbuja mediante gradientes de temperatura generados por absorción de luz. Se utilizaron dos fibras ópticas: Una para la generación de burbujas ( $OF_G$ ) y la otra para el atrapamiento y manipulación ( $OF_T$ ). La luz de un láser de onda continua de baja potencia se utiliza para atrapar y manipular las burbujas mediante la fuerza de Marangoni inducida por la absorción de luz en etanol. La microburbuja generada en la fibra  $OF_G$  migra hacia la fibra  $OF_T$ . La posición de atrapamiento de equilibrio alrededor de la fibra  $OF_T$  viene determinada por el equilibrio entre la fuerza de flotación ( $F_B$ ), la fuerza de arrastre ( $F_D$ ) y la fuerza de Marangoni, también conocida como fuerza termocapilar ( $F_M$ ). Esta novedosa técnica permite la captura y manipulación estables tridimensional de microburbujas en líquidos. Este trabajo fue presentado en el Congreso SPIE Optics + Photonics en sus ediciones 2020 y 2021 en la modalidad de poster y presentación oral. Unido a esto, los resultados fueron publicados como artículos en extenso en ambos congresos [MuñozPérez20c, MuñozPérez20a, MuñozPérez21].

El **quinto artículo** titulado “Visualizing acoustic levitation with COMSOL Multiphysics and a simple experimental setup” [MuñozPérez23a], muestra el diseño, construcción y estudio de un levitador ultrasónico. Este trabajo introduce un novedoso laboratorio virtual desarrollado con COMSOL Multiphysics. Este laboratorio virtual tiene como objetivo simular los niveles de atrapamiento al recrear el campo de presión acústica y su interacción con un conjunto de partículas. Los usuarios del laboratorio tienen la posibilidad de interactuar con el sistema y pueden ajustar en tiempo real parámetros como la frecuencia y la distancia entre transductores. Además, hemos elaborado y compartido de manera gratuita los archivos para la impresión 3D necesarios para la construcción de los componentes del levitador acústico, junto

con instrucciones detalladas para llevar a cabo la implementación experimental. Los resultados obtenidos en los experimentos, en conjunto con el laboratorio virtual, proporcionan a los estudiantes herramientas valiosas para comprender y analizar el fenómeno acústico en cuestión. Este artículo busca introducir el tema de atrapamiento y manipulación de micro-objetos a estudiantes de pregrado, grado y postgrado. Además este trabajo fue presentado en el XXX Congreso Universitario de Innovación Educativa en las Enseñanzas Técnicas 2023 (CUIEET'23) [MuñozPérez23b].

Tras recopilar los artículos, el **capítulo 3** se dedica a ofrecer una concisa pero significativa discusión sobre los resultados más destacados obtenidos a lo largo de la investigación. Posteriormente, en el **capítulo 4**, se presentan las conclusiones finales de esta tesis, donde se evalúa el logro de los objetivos inicialmente propuestos y se esbozan las potenciales direcciones para futuras investigaciones.

Este último capítulo no solo sintetiza los hallazgos clave, sino que también proporciona una reflexión más profunda sobre el significado de los resultados, su relevancia en el contexto más amplio de la disciplina y cómo contribuyen a la expansión del conocimiento existente. Además, se delinean posibles líneas de trabajo adicionales, lo que ofrece un punto de partida valioso para investigaciones futuras y contribuye al continuo desarrollo en el área de estudio.







## **Capítulo 2**

### **Publicaciones**



## 2.1 Optical multi-trapping by $KmBL$

**OPTICA**  
PUBLISHING GROUP

**Optics Express** Vol. 30, Issue 19, pp. 34378-34384 (2022) • <https://doi.org/10.1364/OE.465672>



### Optical multi-trapping by Kinoform m-Bonacci lenses


Francisco M. Muñoz-Pérez, Vicente Ferrando, Walter D. Furlan,  
Juan A. Monsoriu, and J. Ricardo Arias-Gonzalez

[Author Information](#) ▾


**Open Access**

  
Get PDF


  
Email

  
Share ▾

  
Get Citation ▾

  
Citation alert

  
Save article

  
Check for updates

**PDF Article**

**Abstract**

Optical manipulation is interfacing disciplines in the micro and nanoscale, from molecular biology to quantum computation. Versatile solutions for increasingly more sophisticated technological applications require multiple traps with which to maneuver dynamically several particles in three dimensions. The axial direction is usually overlooked due to difficulties in observing particles away from an objective-lens focal plane, a normal element in optical tweezers, and in managing interparticle distances along the trapping beam propagating direction, where

**More Like This**

[Diffractive m-bonacci lenses](#)  
Federico Machado, *et al.*  
Opt. Express 25(7)  
8267-8273 (2017)

[Twin axial vortices generated by Fibonacci lenses](#)  
Arnau Calatayud, *et al.*  
Opt. Express 21(8)

**Article**

**Outline** ▾

---

**Figures** (4)

---

**Suppl. Mat.** (3)

---

**Data Availability**

---

**Equations** (2)



## Optical multi-trapping by Kinoform m-Bonacci lenses

Francisco M. Muñoz-Pérez,<sup>1,2,\*</sup> Vicente Ferrando,<sup>1</sup> Walter D. Furlan,<sup>3</sup>  
Juan A. Monsoriu,<sup>1</sup> and J. Ricardo Arias-Gonzalez<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Centro de Tecnologías Físicas, Universitat Politècnica de València, 46022 Valencia, Spain.

<sup>2</sup>Laboratorio de Fibra Óptica, Universidad Politécnica de Tulancingo, División de Posgrado, Tulancingo, México.

<sup>3</sup>Departamento de Óptica, Universitat de València, Burjassot, E-46100, Spain.

\*fmmuopel@upvnet.upv.es

**Abstract** Optical manipulation is interfacing disciplines in the micro and nanoscale, from molecular biology to quantum computation. Versatile solutions for increasingly more sophisticated technological applications require multiple traps with which to maneuver dynamically several particles in three dimensions. The axial direction is usually overlooked due to difficulties in observing particles away from an objective-lens focal plane, a normal element in optical tweezers, and in managing interparticle distances along the trapping beam propagating direction, where strong radiation pressure and shadowing effects compromise the simultaneous and stable confinement of the particles. Here, aperiodic kinoform diffractive lens based on the m-Bonacci sequence are proposed as a new trapping strategy. This lens provides split first-order diffractive foci whose separation depends on the generalized m-golden ratio. We show the extended manipulation capabilities of a laser tweezers system generated by these lens, in which concomitant trapping of particles in different focal planes takes place. Positioning particles in the axial direction with computer-controlled distances allows dynamic three-dimensional all-optical lattices, useful in a variety of microscale and nanoscale applications.

## Introduction

With the advent of nanoscience, laser manipulation is becoming a key tool in multiple areas of interdisciplinary science, such as molecular biophysics, condensed matter and quantum technologies [Xin20, Hu20, Bustamante21, Weitenberg11]. A wealth of trapping designs to control micro and nanostructures are being generated with specific features that enable atom cooling, particle confinement, thermodynamic descriptions of molecular motors away from equilibrium or single-molecule mechano-chemical analyses of nucleic acids, proteins and viruses, to name a few [Kaufman21, Shi21, Juan11, Martínez17, Arias-Gonzalez14, Arias-Gonzalez13]. Optical tweezers are a versatile instrument with which to confine structures, measure forces (down to femto Newtons) and distances (in the subnanometer range), detect temperature gradients or scan structures in physiological environments to a high resolution [Stoev21, Rodríguez-Rodríguez20, Rodríguez-Rodríguez19, deLorenzo15, Balushi15]. In the last decade, structured beams have expanded the maneuvering capabilities of this instrument: elliptically polarized beams and the generation of vortices enable particle rotation [Paterson01, Padgett11, Arias-Gonzalez02], and both interferometric and holographic methods demonstrate simultaneous control on multiple particles [Jákl08, Chiou05]. In this regard, the use of spatial light modulators with which to model the phase of the beam largely increases the flexibility in beam-structure designs for optical tweezers [Gieseler21].

On the other hand, a renewed interest in diffractive optical elements has been raised in the last decades due to their capability to boost novel devices in the optical range [Furlan21, Machado18] and other electromagnetic windows [Mohacsi17, Furlan16, Remón18]. Diffractive lenses based on fractal aperiodic sequences present interesting properties for the generation of multiple foci with an extended depth of field [Saavedra03, Furlan07, Giménez10]. The design of new multifocal diffractive lenses using other aperiodic sequences, such as the Thue-Morse [Ferrando15] sequence or Walsh functions [Machado18], is also possible. We previously introduced a new diffractive bifocal structure, the Fibonacci Zone Plates (FZP) based on the Fibonacci sequence, and proved both theoretically and experimentally that an FZP provides a pair of foci whose separation depends on the golden ratio under monochro-

matic plane wave illumination [Monsoriu13]. We then proposed a generalization of the FZP, the so-called  $m$ -Bonacci [Machado17]. Since it is possible to generate multiple optical vortices by combining aperiodic lenses with a helical phase mask [Calatayud13], the incorporation of these diffractive elements offer great flexibility in the design and applications of optical tweezers systems [Pu15, Cheng16]. That is why the implementation of diffractive lenses is a highly efficient option in the development of new optical tweezers setup.

In this work, we design and implement an optical tweezers system with a Kinoform  $m$ -Bonacci lens. After introducing the theoretical basis and focusing properties of the lenses, we show that the diffractive properties of these lenses allow multiple trapping and simultaneous three-dimensional manipulation of particles at different focal planes with controlled separation. We end up by discussing applications in which our trapping strategy could lead to technological solutions in interdisciplinary fields.

### Kinoform $m$ -Bonacci Lens design

The Kinoform  $m$ -Bonacci Lenses (KmBLs) are diffractive pure phase elements based on the  $m$ -Bonacci sequence, a generalization of the Fibonacci sequence [Machado17]. The  $m$ -Bonacci set of numbers are obtained from  $m$  given elements  $N_{m,0} = 0$ ,  $N_{m,1} = 1$ , and  $N_{m,j} = \sum_{i=1}^j N_{m,j-i}$  with  $1 < j < m$ . From these seed elements, the  $S^{\text{th}}$  element of the  $m$ -Bonacci set of numbers is obtained by applying the iteration rule  $N_{m,S} = \sum_{i=1}^m N_{m,S-i}$  with  $S \geq m$ . As an example, to define the Tribonacci numbers series, we start from the first  $m$  elements as seeds:  $N_{3,0} = 0$ ,  $N_{3,1} = 1$ , and  $N_{3,2} = N_{3,0} + N_{3,1} = 1$ . Then, the next Tribonacci numbers ( $S > 3$ ) are obtained by applying the iteration rule  $N_{3,i} = N_{3,i-1} + N_{3,i-2} + N_{3,i-3}$ , so  $N_{3,i} = \{0, 1, 1, 2, 4, 7, 13, 24, 44, \dots\}$ . Given the  $m$ -Bonacci series, the generalized golden number or golden ratio is defined as the limit in the proportion between two consecutive  $m$ -Bonacci numbers:

$$\varphi_m = \lim_{S \rightarrow \infty} \frac{N_{m,S}}{N_{m,S-1}}, \quad (2.1.1)$$

resulting  $\varphi_2 = 1.618$  for the Fibonacci series ( $m = 2$ ), i.e, the well-known golden ratio, whereas for Tribonacci ( $m = 3$ ) and Tetranacci ( $m = 4$ ) series

the corresponding generalized  $m$ -golden ratio are  $\varphi_3 = 1.839$  and  $\varphi_4 = 1.927$ , respectively. Following a similar procedure, it is possible to generate a binary  $m$ -Bonacci sequence starting from  $m$  given seed elements and the concatenation of the previous ones  $t_{m,j} = \{t_{m,j-1} t_{m,j-2} \dots t_{m,0}\}$  with  $1 < j < m$ . Then, higher order  $S \geq m$  sequences are obtained by concatenating the preceding  $m$  elements,  $t_{m,S} = \{t_{m,S-1} t_{m,S-2} \dots t_{m,S-m}\}$ . To obtain the  $m = 3$  sequence, in accord with the Tribonacci example, we start from the seed elements  $t_{3,0} = \{B\}$ ,  $t_{3,1} = \{A\}$  and  $t_{3,2} = \{AB\}$ . Then, the successive order sequences are constructed by applying the concatenation rule  $t_{3,S} = \{t_{3,S-1}, t_{3,S-2}, t_{3,S-3}\}$ , obtaining  $t_{3,3} = \{ABAB\}$ ,  $t_{3,4} = \{ABABABA\}$ ,  $t_{3,5} = \{ABABABAABABAB\}$ , and so on. In order to design a KmBL, we have to note that two successive elements “B” are separated by either one or two “A” elements in any given sequence  $t_{m,S}$ . These sequences can be used to define the generating function,  $\Phi(\zeta)$ , for the quadratic radial phase distribution of the lens:  $\Phi(\zeta)$  is a function with compact support in the interval  $[0, 1]$  that varies linearly between  $\Phi = 0$  rad and  $\Phi = 2\pi$  rad at each sub-interval  $\{AB\}$  of the sequence and becomes  $\Phi(\zeta) = 0$  rad otherwise (see Fig. 2.1.1(a)).

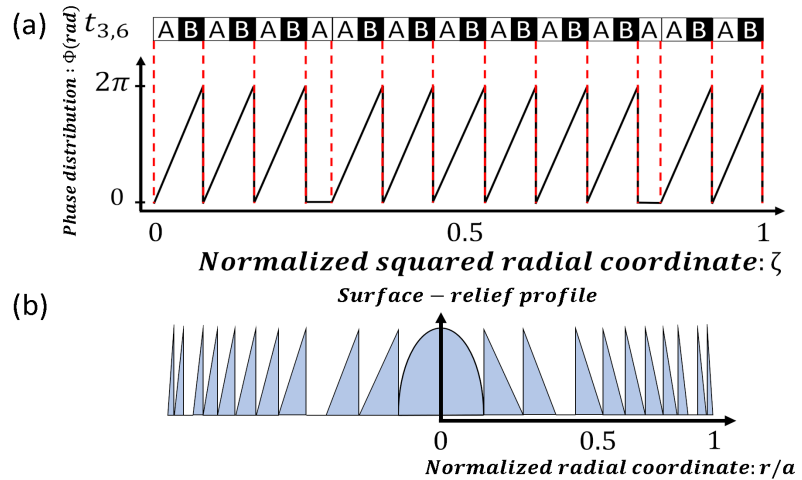


Figure 2.1.1: (a) Construction of the KmBL phase profile from the  $t_{3,6}$  sequence represented in the normalized square radial coordinate. (b) Surface-relief profile of the KmBL with  $m = 3$  and order  $S = 6$ .



The radial surface-relief profile of the KmBL with  $m = 3$  and  $S = 6$  is shown in Fig. 2.1.1(b). The normalized squared radial coordinate is defined as  $\zeta = (r/a)^2$ , where  $r$  is the radial coordinate of the lens and  $a$  is the external radius. The KmBL profile can present as a Fresnel kinoform lens with an aperiodic distribution of half-period defects.

### Focusing properties

To evaluate the focusing properties of KmBLs, we have computed the axial irradiance under monochromatic plane wave illumination by using the Fresnel approximation:

$$I(u) = 4\pi u^2 \left| \int_0^1 t(\zeta) \exp(-2\pi i u \zeta) d\zeta \right|^2 \quad (2.1.2)$$

where  $u = a^2/2\lambda z$  is the reduced axial coordinate,  $\lambda$  is the wavelength of the light,  $z$  is the focal length, and  $t(\zeta) = \exp[i\Phi(\zeta)]$  is the transmittance function, being  $\Phi(\zeta)$  the phase of the lens.

Figure 2.1.2 shows the KmBL axial irradiances for Fibonacci ( $m = 2$ ,  $S = 12$ ,  $a = 6.99$  mm), Tribonacci ( $m = 3$ ,  $S = 10$ ,  $a = 7.11$  mm) and Tetranacci ( $m = 4$ ,  $S = 9$ ,  $a = 6.05$  mm) series. The KmBLs provide a pair of foci whose vergences can be related to the generalized  $m$ -golden ratio. For the three lenses herein studied, the order  $S$  and the lens radius  $a$  have been tuned to provide the intermediate position between foci at the same axial position. Focal planes are located at  $f_a = 3.87$  D and  $f_b = 2.39$  D for Fibonacci,  $f_a = 3.4$  D and  $f_b = 2.87$  D for Tribonacci and  $f_a = 3.26$  D and  $f_b = 3.007$  D for Tetranacci.

The locations of the focal points change as the order  $m$  increases, making the distance between the focal planes shrink. This is an important, common feature of the three lenses, along with the fact that the focal length ratio,  $f_a/f_b$ , approaches  $1/(\varphi_m - 1)$ , with  $\varphi_m$  the generalized golden number mentioned above.

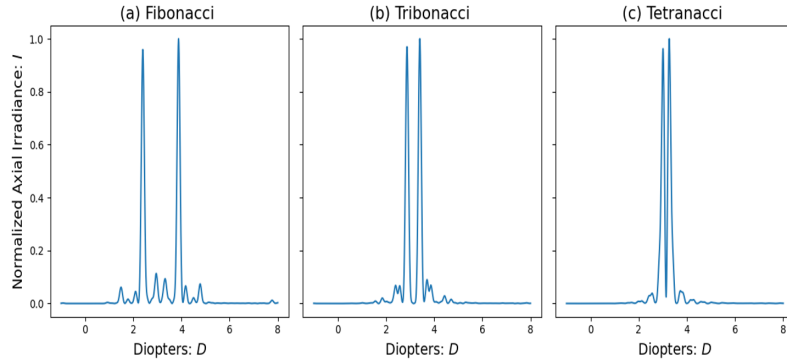


Figure 2.1.2: Normalized axial irradiance generated by three KmBL lenses. (a) Fibonacci ( $m = 2, S = 12$ ), (b) Tribonacci ( $m = 3, S = 10$ ) and (c) Tetranacci ( $m = 4, S = 9$ ).

## Experimental results

We implemented an optical tweezers setup to show the trapping capabilities of the above design, with diagram depicted in Fig. 2.1.3. A beam is emitted from a CW laser ( $\lambda = 1064$  nm, Laser Quantum, Mod. Opus 1064) with a maximum power of 3 W. A half-wave plate ( $\lambda/2$ ) is placed at the laser output followed by a linear polarizer ( $P$ ), which changes the direction of the beam linear polarization. The laser beam is then redirected by mirrors ( $M1$  and  $M2$ ) and expanded through a system of magnification 3, formed by lenses  $L1$  and  $L2$  (focal length  $f_1 = 50$  mm and  $f_2 = 150$  mm). The KmBL was projected on a spatial light modulator (SLM) (Holoeye PLUTO-2.1-NIR-149, phase-type, pixel size  $8 \mu\text{m}$  and resolution  $1920 \times 1080$  pixels) screen. The SLM is configured for a  $2.1\pi$  phase at a wavelength  $\lambda = 1064$  nm. The resulting KmBL beam, as modulated at the SLM, is reduced by a  $4f$  system formed by  $L3$  ( $f_3 = 150$  mm) and  $L4$  (focal length  $f_4 = 150$  mm).

A 1D blazed grating is added to each KmBL, which purpose is to act as a linear phase carrier. It allows the diffracted light to be conducted towards the first order of diffraction, thus preventing noise caused by specular reflection from higher diffraction orders. More in depth, the beam is spatially filtered by

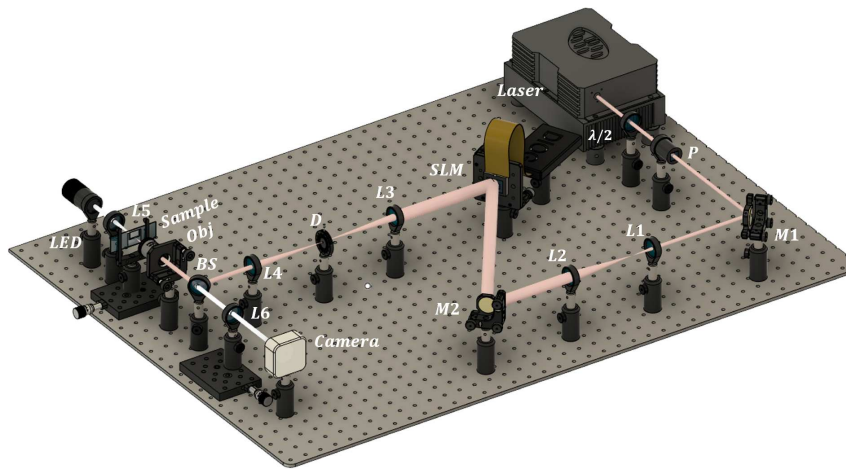


Figure 2.1.3: Experimental setup for trapping and manipulation of particles using kinoform m-bonacci lens-based laser tweezers.

a diaphragm ( $D$ ) placed at the focal point of  $L3$ , thus allowing only the first order to pass. The added linear phase carrier is offset by slightly tilting the SLM, making the first order of diffraction align with the diaphragm's optical axis. Then, the KmBL image is passed through a high-numerical aperture oil-immersion objective (Olympus UPLFLN 100X, NA= 1.3), placed at the  $L4$  focal plane. An LED light source (Thorlabs, Mounted High-Power, 1300 mA, Mod. MCWHL7) is included to illuminate the sample; its light is collimated and then focused on the sample through lens  $L5$  ( $f_5 = 30$  mm). Finally, a Beam Splitter (BS) is used to transmit visible light from the sample through the objective's back focal plane. The BS prevents reflections of infrared light from being transmitted to the imaging system. The resulting image is focused with lens  $L6$  ( $f_6 = 50$  mm). A CMOS camera sensor (Edmund Optics, Mod. EO-10012C) is used to capture the images.

We next analyze the experimental results that demonstrate trapping and manipulation of microparticles in the focal planes of the KmBLs. Figure 2.1.4 displays the stable trapping of two polystyrene microparticles (diameter  $\sim 2$   $\mu\text{m}$ ) using three different orders of KmBL (Fibonacci  $m = 2$ , Tribonacci

$m = 3$ , and Tetranacci  $m = 4$ ). The first particle is indicated by a red arrow and the second by a green arrow. As theoretically predicted, the formation of two focal planes by KmBL allows multiple trapping of microparticles but the three KmBLs have the same focusing distance and the middle position of the split foci remains at the same spatial position for the three cases shown in Fig. 2.1.4. The functional relation between both foci makes it possible to control the distance that separates the particles; namely, by increasing the number  $m$ , the distance between the foci decreases. In this regard, the trapping positions are  $Z_a = 6.779$  mm and  $Z_b = 6.847$  mm for Fibonacci,  $Z_a = 6.801$  mm and  $Z_b = 6.825$  mm for Tribonacci and  $Z_a = 6.807$  mm and  $Z_b = 6.819$  mm for Tetranacci, which provide separations between the particles of  $68.7 \mu\text{m}$  for Fibonacci,  $24.60 \mu\text{m}$  for Tribonacci, and  $11.7 \mu\text{m}$  for Tetranacci. As shown in Fig. 2.1.4(ac), the microparticles are trapped with the greatest separation for  $m = 2$ , a distance that decreases for  $m = 3$  and  $m = 4$ . It is important to mention that the high numerical aperture lens performs a rescaling of the focal points, that is, the power of the objective ( $P_O = 555$  D or  $\sim 150$  D in distilled water) modifies the axial distances of the foci. The oblique incidence of the beam provides a shift of the axial points in the transversal plane, so it facilitates the observation of both particles in different planes.

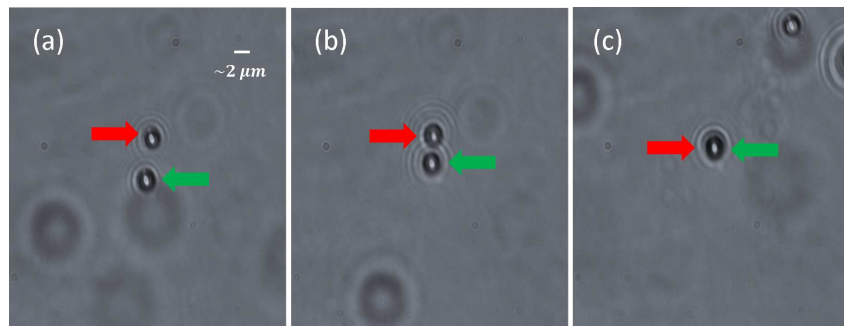


Figure 2.1.4: Particle trapping through Kinoform  $m$ -Bonacci Lens (KmBL) based on optical tweezers. (a) Fibonacci ( $m = 2, S = 12$ ), (b) Tribonacci ( $m = 3, S = 10$ ), and (c) Tetranacci ( $m = 4, S = 9$ ) (see Visualizations [Videos]).

The distance between the particles is considerably smaller for Tribonacci

KmBL, Fig. 2.1.4(b), relative to Fibonacci KmBL, Fig. 2.1.4(a). The Tetranacci KmBL case presents the smallest distance between the particles for the three KmBLs, see Fig. 2.1.4(c); in fact, the focal planes are so close that the particle in the foreground almost hides the view of the other particle behind.

## Conclusions

We have designed and implemented a kinoform  $m$ -Bonacci lens-based optical tweezers system, with which to trap multiple particles along the optical axis. These lenses generate two main foci, whose focal distance ratio is related to the order parameter. The trapping ability of the Fibonacci ( $m = 2$ ), Tribonacci ( $m = 3$ ), and Tetranacci ( $m = 4$ ) lenses exhibit stable confinement of two particles and the possibility to control the distance between them. In contrast to the diffractive design used in Ref. [Cheng16], which generates a binary fractal profile with a set of traps in different axial positions and intensities, the  $m$ -Bonacci kinoform lens produces a pair of foci with equivalent intensities whose positions are determined by the  $m$ -golden ratio. This confers similar stability to the trapped particles and affords the control of the distance between the optical traps through the order  $m$ .

Kinoform  $m$ -Bonacci lenses open an alternative way to full, 3D manipulation by optical arrangements with dynamic control on the trapping positions. In this regard, apart from continuous motion, stepping motion in the axial direction —where particles switch between discrete, transversal planes over which manipulation is continuously driven— could be induced. This is a desired competence in single-molecule experiments because it allows testing sudden configurational changes in biochemical reactions, within a background of thermal fluctuations. In addition, the fact that the axial direction is strictly more defined than the transversal ones in an optical setup affords higher precision in positioning nanoparticles along a line at controlled distances, useful to explore their mutual interactions under laser irradiation. Finally, we believe that the extension of our axially-generated multiplexed trapping to several beams —enabling three-dimensional optical lattices— will find applications as architectures for quantum computation.

## Acknowledgements

We acknowledge the financial support from Ministerio de Ciencia e Innovación (grant PID2019-107391RB-I00), Generalitat Valenciana (grant PROMETEO/2019/048), and Universitat Politècnica de València (PAID-01-20-25), Spain.

## Referencias

- [Arias-Gonzalez02] J. R. Arias-Gonzalez y M. Nieto-Vesperinas, “Radiation pressure over dielectric and metallic nanocylinders on surfaces: polarization dependence and plasmon resonance conditions”, *Opt. Lett.* **27**, 2149–2151 (2002).
- [Arias-Gonzalez13] J. R. Arias-Gonzalez, *Optical Tweezers to Study Viruses*, Springer, Dordrecht (2013).
- [Arias-Gonzalez14] J. R. Arias-Gonzalez, “Single-molecule portrait of dna and rna double helices”, *Integrative Biology* **6**, 904–925 (2014).
- [Balushi15] A. A. A. Balushi, A. Kotnala, S. Wheaton, R. M. Gelfand, Y. Rajashekara y R. Gordon, “Label-free free-solution nanoaperture optical tweezers for single molecule protein studies”, *Analyst* **140**, 4760–4778 (2015).
- [Bustamante21] C. J. Bustamante, Y. R. Chemla, S. Liu y M. D. Wang, “Optical tweezers in single-molecule biophysics”, *Nature Reviews Methods Primers* **1** (2021).
- [Calatayud13] A. Calatayud, V. Ferrando, F. Giménez, W. D. Furlan, G. Saavedra y J. A. Monsoriu, “Fractal square zone plates”, *Optics Communications* **286**, 42–45 (2013).
- [Cheng16] S. Cheng, X. Zhang, W. Ma y S. Tao, “Fractal zone plate beam based optical tweezers”, *Scientific Reports* **6**, 34492 (2016).
- [Chiou05] P. Y. Chiou, aron T. Ohta y M. Wu, “Massively parallel manipulation of single cells and microparticles using optical images”, *Nature* **436**, 370–372 (2005).
- [deLorenzo15] S. de Lorenzo, M. Ribezzi-Crivellari, J. R. Arias-Gonzalez, S. B. Smith y F. Ritort, “A temperature-jump optical trap for single-molecule manipulation”, *Biophysical Journal* **108**, 2854–2864 (2015).

- [Ferrando15] V. Ferrando, F. Giménez, W. D. Furlan y J. A. Monsoriu, “Bifrac-tal focusing and imaging properties of Thue-Morse Zone Plates.”, *Optics express* **23**, 19846–19853 (2015).
- [Furlan07] W. D. Furlan, G. Saavedra y J. A. Monsoriu, “White-light imaging with fractal zone plates”, *Optics Letters* **32**, 2109–2111 (2007).
- [Furlan16] W. D. Furlan, V. Ferrando, J. A. Monsoriu, P. Zagrajek, E. Czer-wińska y M. Szustakowski, “3D printed diffractive terahertz len-ses”, *Optics Letters* **41**, 1748–1751 (2016).
- [Furlan21] W. D. Furlan, D. Montagud, V. Ferrando, S. Garcia-Delpech y J. A. Monsoriu, “A new trifocal corneal inlay for presbyopia”, *Sci. Rep.* **11**, 6620 (2021).
- [Gieseler21] J. Gieseler, J. R. Gomez-Solano, A. Magazzú, I. P. Castillo, L. P. García, M. Gironella-Torrent, X. Viader-Godoy, F. Ritort, G. Pesce, A. V. Arzola, K. Volke-Sepúlveda y G. Volpe, “Optical tweezers: A comprehensive tutorial from calibration to applications”, *Adv. Opt. Photon.* **13**, 74–241 (2021).
- [Giménez10] F. Giménez, W. D. Furlan, A. Calatayud y J. A. Monsoriu, “Mul-tifractal zone plates”, *Journal of the Optical Society of America A* **27**, 1851–1855 (2010).
- [Hu20] S. Hu, Z.-W. Liao, L. Cai y X.-X. Jiang, “Near-field optical twee-zers for chemistry and biology”, *physica status solidi (a)* **217**, 1900604 (2020).
- [Jákl08] P. Jákl, T. s. Či zmár, M. Šerý y P. Zemánek, “Static optical sorting in a laser interference field”, *Applied Physics Letters* **92**, 161110 (2008).
- [Juan11] M. L. Juan, M. Righini y R. Quidant, “Plasmon nano-optical twee-zers”, *Nature Photonics* **5**, 349–356 (2011).
- [Kaufman21] A. M. Kaufman y K.-K. Ni, “Quantum science with optical twee-zer arrays of ultracold atoms and molecules”, *Nature Physics* **17**, 1324–1333 (2021).
- [Machado17] F. Machado, V. Ferrando, W. D. Furlan y J. A. Monsoriu, “Diffrac-tive m-bonacci lenses”, *Opt. Express* **25**, 8267–8273 (2017).

- [Machado18] F. Machado, V. Ferrando, F. Giménez, W. D. Furlan y J. A. Monsoriu, “Multiple-plane image formation by walsh zone plates”, *Opt. Express* **26**, 21210–21218 (2018).
- [Martínez17] I. A. Martínez, E. Roldán, L. Dinis y R. A. Rica, “Colloidal heat engines: a review”, *Soft Matter* **13**, 22–36 (2017).
- [Mohacsi17] I. Mohacsi, I. Vartiainen, B. Rosner, M. Guizar-Sicairos, V. A. Guzenko, I. McNulty, R. Winarski, M. V. Holt y C. David, “Interlaced zone plate optics for hard x-ray imaging in the 10 nm range”, *Sci. Rep.* **7**, 43624 (2017).
- [Monsoriu13] J. A. Monsoriu, A. Calatayud, L. Remón, W. D. Furlan, G. Saavedra y P. Andrés, “Bifocal Fibonacci diffractive lenses”, *IEEE Photonics Journal* **5**, 3400106 (2013).
- [Padgett11] M. Padgett y R. Bowman, “Tweezers with a twist”, *Nature Photonics* **5**, 343–348 (2011).
- [Paterson01] L. Paterson, M. P. MacDonald, J. Arlt, W. Sibbett, P. E. Bryant y K. Dholakia, “Controlled rotation of optically trapped microscopic particles”, *Science* **292**, 912–914 (2001).
- [Pu15] J. Pu y P. H. Jones, “Devil’s lens optical tweezers”, *Opt. Express* **23**, 8190–8199 (2015).
- [Remón18] L. Remón, S. García-Delpech, P. Udaondo, V. Ferrando, J. A. Monsoriu y W. D. Furlan, “Fractal-structured multifocal intraocular lens”, *PLOS ONE* **13**, 1–11 (2018).
- [Rodríguez-Rodríguez19] H. Rodríguez-Rodríguez, M. Acebrón, F. J. Iborra, J. R. Arias-Gonzalez y B. H. Juárez, “Photoluminescence activation of organic dyes via optically trapped quantum dots”, *ACS Nano* **13**, 7223–7230 (2019).
- [Rodríguez-Rodríguez20] H. Rodríguez-Rodríguez, G. Salas y J. R. Arias-Gonzalez, “Heat generation in single magnetic nanoparticles under near-infrared irradiation”, *The Journal of Physical Chemistry Letters* **11**, 2182–2187 (2020).
- [Saavedra03] G. Saavedra, W. D. Furlan y J. A. Monsoriu, “Fractal zone plates”, *Optics Letters* **28**, 971–973 (2003).



- [Shi21] Y. Shi, K. T. Nguyen, L. K. Chin, Z. Li, L. Xiao, H. Cai, R. Yu, W. Huang, S. Feng, P. H. Yap, J. Liu, Y. Zhang y A. Q. Liu, “Trapping and detection of single viruses in an optofluidic chip”, *ACS Sensors* **6**, 3445–3450, pMID: 34505501 (2021).
- [Stoev21] I. Stoev, B. Seelbinder, E. Erben, N. Maghelli y M. Kreysing, “Highly sensitive force measurements in an optically generated, harmonic hydrodynamic trap”, *eLight* **1** (2021).
- [Videos] Videos, “Optical multi-trapping by kinoform m-bonacci lenses”, [https://github.com/fmmuope/Video\\_Optical-multi-trapping-by-KmBL](https://github.com/fmmuope/Video_Optical-multi-trapping-by-KmBL).
- [Weitenberg11] C. Weitenberg, S. Kuhr, K. Mølmer y J. F. Sherson, “Quantum computation architecture using optical tweezers”, *Phys. Rev. A* **84**, 032322 (2011).
- [Xin20] H. Xin, Y. Li, Y.-C. Liu, Y. Zhang, Y.-F. Xiao y B. Li, “Optical forces: From fundamental to biological applications”, *Advanced Materials* **32**, 2001994 (2020).



## 2.2 Multi-trap optical tweezers based on Kinoform Silver Mean lenses



Physics > Optics

arXiv:2311.13024 (physics)

[Submitted on 21 Nov 2023]

### Multi-trap optical tweezers based on Kinoform Silver Mean lenses

Francisco M. Muñoz-Pérez, Adrián Garmendía-Martínez, Vicente Ferrando, Juan C. Castro-Palacio, Walter D. Furlan, Juan A. Monsoriu

In this paper, we present the design and implementation of multi-trap optical tweezers based on new quadrifocal kinoform lenses. The phase distribution of these diffractive lenses is characterized by the Silver Mean sequence. The focusing properties of the resulting aperiodic DOEs coined Kinoform Silver Mean Lenses (KSMLs) are numerically examined. It is shown that, under monochromatic illumination, a KSML drives most of the incoming light into four single foci whose focal lengths are related to the Silver ratio. In this way, a KSML improves the diffraction efficiency of binary Fresnel Silver Mean Zone Plates. Through experimental results, the simultaneous trapping of particles in the four focal planes and their three-dimensional manipulation is demonstrated.

Subjects: **Optics (physics.optics)**

Cite as: [arXiv:2311.13024](https://arxiv.org/abs/2311.13024) [physics.optics]

(or [arXiv:2311.13024v1](https://arxiv.org/abs/2311.13024v1) [physics.optics] for this version)

<https://doi.org/10.48550/arXiv.2311.13024> 



## Multi-trap optical tweezers based on kinoform Silver Mean lenses

Francisco M. Muñoz-Pérez,<sup>1,2,\*</sup> Adrián Garmendía-Martínez,<sup>1</sup>  
Vicente Ferrando,<sup>1</sup> Juan C. Castro-Palacio,<sup>1</sup> Walter D. Furlan,<sup>3</sup>  
and Juan A. Monsoriu,<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Centro de Tecnologías Físicas, Universitat Politècnica de València, 46022 Valencia, Spain.

<sup>2</sup>Laboratorio de Fibra Óptica, Universidad Politécnica de Tulancingo, División de Posgrado, Tulancingo, México.

<sup>3</sup>Departamento de Óptica y Optometría y Ciencias de la Visión, Universitat de València, Burjassot, E-46100, Spain.

\*fmmuope1@upvnet.upv.es

**Abstract** In this paper, we present the design and implementation of multi-trap optical tweezers based on new quadrifocal kinoform lenses. The phase distribution of these diffractive lenses is characterized by the Silver Mean sequence. The focusing properties of the resulting aperiodic DOEs coined Kinoform Silver Mean Lenses (KSMLs) are numerically examined. It is shown that, under monochromatic illumination, a KSML drives most of the incoming light into four single foci whose focal lengths are related to the Silver ratio. In this way, a KSML improves the diffraction efficiency of binary Fresnel Silver Mean Zone Plates. Through experimental results, the simultaneous trapping of particles in the four focal planes and their three-dimensional manipulation is demonstrated.

### Introduction

Laser manipulation has emerged as a pivotal tool in various interdisciplinary scientific fields, thanks to advancements in nanoscience. These applications span diverse domains like molecular biophysics, condensed matter physics, and quantum technologies [Xin20, Hu20, Bustamante21, Weitenberg11]. Re-

searchers have been actively developing trapping designs tailored for precise control of micro and nanostructures. These designs enable a wide range of applications, including atom cooling, particle confinement, thermodynamic studies of molecular motors in non-equilibrium states, and mechano-chemical analyses of nucleic acids, proteins, and viruses [Kaufman21, Shi21, Juan11, Martínez17, Arias-Gonzalez14, Arias-Gonzalez13]. Optical tweezers are versatile instruments that play a crucial role in confining structures. Over the past decade, the use of structured beams has expanded the capabilities of optical tweezers. Techniques like elliptically polarized beams and vortex generation have enabled particle rotation, while interferometric and holographic methods allow simultaneous control of multiple particles [Paterson01, Padgett11, Arias-Gonzalez02]. The use of DOEs has also significantly enhanced the flexibility of beam-structure designs for optical tweezers [Gieseler21]. Concurrently, there has been a resurgence of interest in DOEs because of their potential to revolutionize optical devices [Furlan21, Mohacsi17, Furlan16, Remón18].

Whit in this context, diffractive lenses based on fractal sequences have attracted attention for their ability to generate multiple foci with extended depth of field [Saavedra03, Furlan07, Giménez10]. It is also possible to design aperiodic diffractive lenses with interesting focusing and imaging properties by using Fibonacci [Monsoriu13], m-Bonacci [Muñoz-Pérez22], Thue-Morse [Ferrando15], Precious Mean [Xia20], and Walsh function [Machado18], among others. Following this trend, our research group has recently proposed the Silver Mean Zone Plates (SMZPs) [Garmendía-Martínez23], which are binary-amplitude diffractive lenses constructed using the aperiodic Silver Mean sequence [Maciá06]. A SMZP is intrinsically quadrifocal producing four foci which focal lengths are related to the Pell numbers. This focal distribution is replicated along the optical axis at added fractions of the focal length of the equivalent Fresnel Zone Plate with the same number of zones. The use of the Silver Mean sequence in the design of diffractive lenses opens new possibilities for multi-trapping and particle manipulation.

The combination of DOEs and optical tweezers holds great promise for advancing the field of particle manipulation and opening new avenues for scientific research, although the diffraction efficiency of these DOEs is crucial [Pérez23]. Consequently, in this work, we introduce the concept of Kinoform Silver Mean Lenses (KMSLs), i.e., blazed zone plates with a sawtooth

phase profile characterized by the silver mean sequence distributed on the square radial coordinate. As blazed DOEs, KSMLs drive most of the incoming light into the four main foci improving in this way the diffraction efficiency of binary SMZPs. That is why the implementation of KSMLs in the development of new multi-trap optical tweezers is a highly efficient option. We demonstrate experimentally that the focusing properties of KSMLs allow multiple trapping and three-dimensional particle manipulation at the four focal planes of the aperiodic diffractive lens.

### Kinoform Silver Mean lenses design

The KSMLs considered in this work are blazed DOEs with a phase distribution based on the Silver mean sequence, which can be correlated to the Pell numbers. This sequence of numbers can be obtained from the recurrence relation  $P_n = 2P_{n-1} + P_{n-2}$ , for  $n \geq 2$ , being  $P_0 = 0$  and  $P_1 = 1$ , so  $P_n = \{0, 1, 2, 5, 12, 29, 70, \dots\}$  [Koshy14, Horadam71]. The silver ratio is defined as the limit of the ratio between two consecutive Pell numbers:

$$\phi = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{P_n}{P_{n-1}} = 1 + \sqrt{2}. \quad (2.2.1)$$

Following a similar procedure based on Pell numbers, it is possible to generate the Silver Mean sequence starting from the seed elements  $S_0 = \{B\}$  y  $S_1 = \{A\}$ . Then, the sequence of order  $n \geq 2$  is constructed by applying the concatenation rule  $S_n = \{S_{n-1}S_{n-1}S_{n-2}\}$ . This aperiodic sequence can also be generated iteratively applying the substitution rules:  $g(A) = \{AAB\}$  and  $g(B) = \{A\}$  [Maciá06]. In this way,  $S_2 = \{AAB\}$ ,  $S_3 = \{AABAABA\}$ ,  $S_4 = \{AABAABAABAABAABA\}$ , etc. It is possible to observe that the total number of elements of a sequence of order  $n$  is  $P_n + P_{n-1}$ , so it results from the sum of  $P_n$  elements  $A$  plus  $P_{n-1}$  elements  $B$ .

In order to design a KSML of order  $n$ , we used a silver mean sequence,  $S_n$ , to define the phase distribution,  $\Phi(\zeta)$ , in the normalized square radial coordinate  $\zeta = (r/a)^2$ , where  $r$  is the radial coordinate and  $a$  is the lens radius. First we divide the interval  $[0, 1]$  in  $P_n + P_{n-1}$  sub-intervals of the same size. At each pair of sub-intervals  $\{AB\}$ ,  $\Phi(\zeta)$  is defined with a linear variation between  $\Phi = 0$  rad and  $\Phi = 2\pi$  rad, and  $\Phi(\zeta) = 0$  rad otherwise. In mathe-

mathematical terms, the generating function of the radial phase for the  $n$ -th order KSML can be written as,

$$\Phi_n(\zeta) = -\frac{2\pi}{2d_n} \sum_{j=1}^{P_{n-1}} \text{rect} \left[ \frac{\zeta - \zeta_{n,j}}{2d_n} \right] (d_m + \zeta_{n,j} - \zeta), \quad (2.2.2)$$

where  $d_n = 1/(P_n + P_n - 1)$  and  $\zeta_{n,j}$  is the position for the  $j$ -th element B of the Pell sequence of order  $n$ .

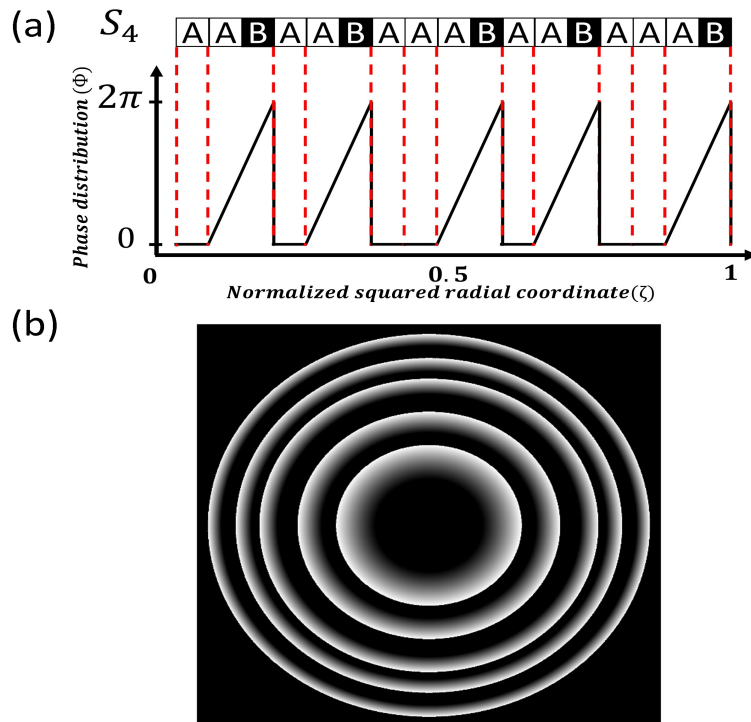


Figure 2.2.1: (a) Phase profile of a KSML of order  $n = 4$  represented in the normalized square radial coordinate and (b) the corresponding phase pupil function in the radial coordinate after applying symmetry of revolution.



### Focusing properties

To assess the focusing characteristics of KSMLs, we have calculated the axial irradiance under to monochromatic plane wave illumination using the Fresnel approximation [Goodman04],

$$I(u) = 4\pi u^2 \left| \int_0^1 t(\zeta) \exp(-2\pi i u \zeta) d\zeta \right|^2, \quad (2.2.3)$$

where  $u = a^2/2\lambda z$  is the reduced axial coordinate,  $\lambda$  is the wavelength of the incident light,  $z$  is the axial distance, and  $t(\zeta) = \exp[-i\Phi(\zeta)]$  is the transmittance function, being  $\Phi(\zeta)$  the phase function of the lens given by Eq. 2.2.2.

Figure 2.2.2 shows the axial irradiance distribution computed for KSMLs of orders  $n = 4, 5$  and  $6$ . The KSMLs provide four single foci distributed axially, which focal lengths can be correlated with the Silver ratio. As can be seen, the positions of the focal points change as the order  $n$  increases, causing the distance between the resulting focal planes to also increase. For the three lenses herein studied ( $a = 4.32$  mm,  $\lambda = 1064$  nm), the focal planes are located at  $F_a = 3.310$  D,  $F_b = 4.676$  D,  $F_c = 6.611$  D and  $F_d = 7.974$  D for  $S = 6$ ,  $F_a = 1.376$  D,  $F_b = 1.936$  D,  $F_c = 2.732$  D and  $F_d = 3.309$  D for  $S = 5$ , and  $F_a = 0.584$  D,  $F_b = 0.808$  D,  $F_c = 1.124$  D and  $F_d = 1.380$  D for  $S = 4$ . Like in binary SMZPs, it is possible to derive the ratio between the focal distances as  $\frac{F_d}{F_a} \approx 1 + \sqrt{2}$ ,  $\frac{F_d}{F_b} = 2$ , and  $\frac{F_c}{F_b} \approx 1 + \frac{1}{\phi} = \sqrt{2}$ . If we compute these ratios with the focal lengths obtained numerically for the KSMLs, they are considerably closer to the expected ones.

### Experimental results

We implemented an optical tweezers setup to show the multi-trapping capabilities of KSMLs, with a diagram depicted in Fig. 2.2.3. A beam is emitted from a CW laser ( $\lambda = 1064$  nm, Laser Quantum, Mod. Opus 1064) with a maximum power of 3 W. A half-wave plate ( $\lambda/2$ ) is placed at the laser output followed by a linear polarizer ( $P$ ), which changes the direction of the beam linear polarization. The laser beam is then redirected by mirrors ( $M1$  and  $M2$ ) and expanded through a system of magnification 3, formed by lenses  $L_1$  and

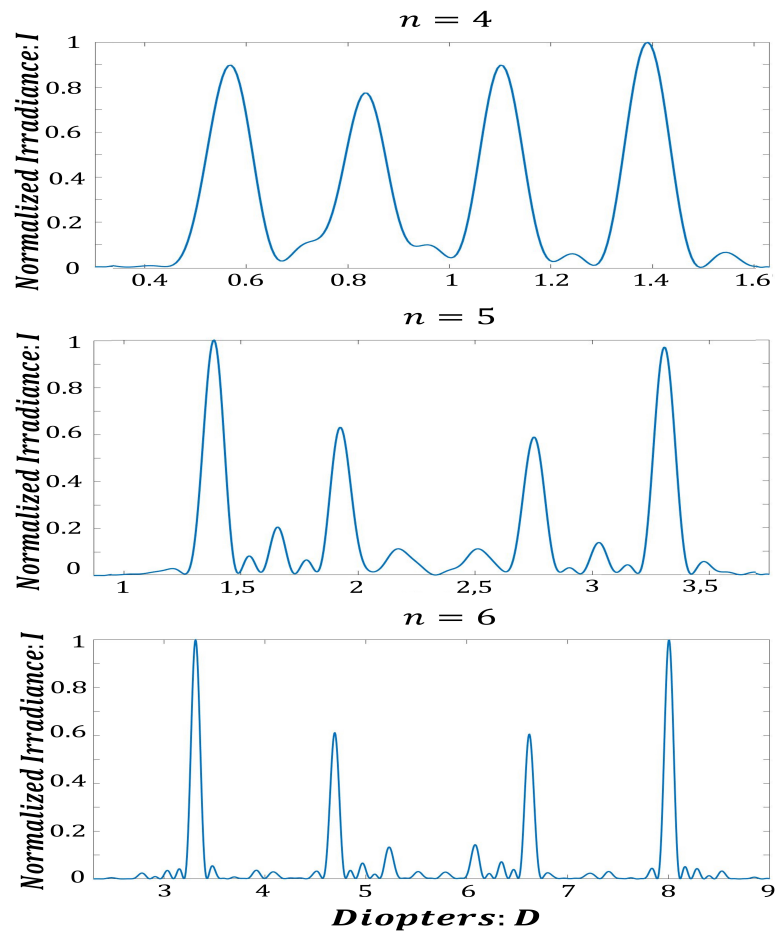


Figure 2.2.2: Normalized axial irradiance generated by KSMLs of three different orders  $n = 4$ ,  $n = 5$ , and  $n = 6$ .

$L_2$  (focal length  $f_1 = 50$  mm and  $f_2 = 150$  mm). The KSML was projected on a spatial light modulator (SLM) (Holoeye PLUTO-2.1-NIR-149, phase-type, pixel size  $8 \mu\text{m}$  and resolution  $1920 \times 1080$  pixels) screen. The SLM is configured for a  $2.1\pi$  phase at a wavelength  $\lambda = 1064$  nm. The resulting KSML beam, as modulated at the SLM, is directed by a  $4f$  system formed by

## 2.2. MULTI-TRAP OPTICAL TWEEZERS BASED ON KSMLs 59

$L_3$  ( $f_3 = 150$  mm) and  $L_4$  (focal length  $f_4 = 150$  mm). A 1D blazed gratings are incorporated into each KSML for the purpose of serving as linear phase carriers. Their role is to direct diffracted light towards the first order of diffraction, effectively eliminating noise caused by specular reflection from higher diffraction orders.

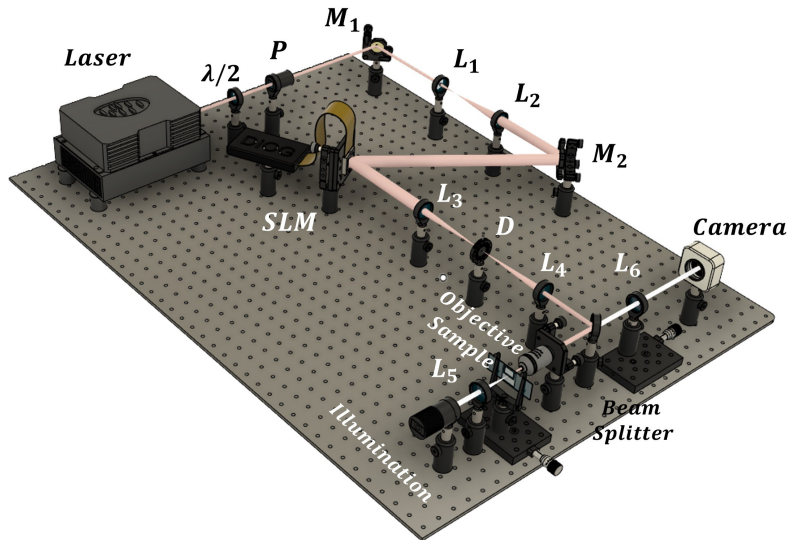


Figure 2.2.3: Experimental setup based on KSMLs for multi-trapping and manipulation of particles.

To achieve this, the beam undergoes spatial filtering through a diaphragm (denoted as  $D$ ) positioned at the focal point of lens  $L_3$ , allowing only the first order of diffraction to pass through. To ensure alignment, the added linear phase carrier is slightly tilted by adjusting the Spatial Light Modulator (SLM) so that the first order of diffraction aligns with the optical axis of the diaphragm. Subsequently, the KSML image passes through a high-numerical aperture oil-immersion objective (Olympus UPLFLN 100X, NA= 1.3) located at the focal plane of  $L_4$ . An LED light source (Thorlabs, Mounted High-Power, 1300 mA, Mod. MCWHL7) is employed to illuminate the sample. The light emitted from the LED is collimated and then focused onto the sample using

lens  $L_5$  (with a focal length of 30 mm). With the purpose of capturing images, a Beam Splitter (BS) is utilized to transmit visible light from the sample while preventing reflections of infrared light from reaching the imaging system. The image is then focused using lens  $L_6$  (with a focal length of 50 mm). Finally, a CMOS camera sensor (Edmund Optics, Mod. EO-10012C) is employed to capture the images generated in this optical configuration.

By using Eq. 2.2.3, we have computed the axial irradiance produced by a KSML of order  $n = 4$  and, for comparison purposes, those corresponding to binary-amplitude and binary-phase SMZPs of the same order. The results are shown in Fig. 2.2.4 (left panel). It is important to mention that the high numerical aperture lens performs a rescaling of the focal points, that is, the power of the objective ( $P_O = 555$  D or  $\sim 150$  D in distilled water) modifies the axial distances of the foci. As can be seen, the KSML drives most of the incoming light into four single foci corresponding to the first diffraction order of the lens. On the other hand, SMZPs provide multiple diffraction orders due to the binary nature of the structure. Note that the higher orders also present four diffraction peaks. The first order foci of the KSML coincide with the foci of the binary-phase and binary-amplitude SMZPs, but their relative intensity is approximately 60% and 90% lower, respectively. That is the reason why KSMLs are a more efficient option in the development of multi-trap optical tweezers.

We next analyze the experimental results that demonstrate the multi trapping of microparticles in the focal planes of KSMLs. Figure 2.2.4 shows the comparison between the experimental trapping position of each microparticle and the numerically expected positions. It is possible to observe (right panel) the stable trapping of four polystyrene microparticles (diameter  $\sim 2\mu m$ ) using a KSML. The small angle at which the beam is incident causes a relocation of the axial positions in the transverse plane, which simplifies the simultaneous observation of particles located in separate planes. Each particle is trapped at each focal point, so the multi-focusing capability of a KSML allows multiple trapping of microparticles. As is well known, the trapping dynamics cause the particles to undergo a slight displacement of the optical trap, which causes a small variation in the expected position of the focal points [Zhu20]. Nevertheless, as can be seen in Fig.2.2.4, the relative positions of the trapped

microparticles are similar to the positions of the focal points obtained numerically.

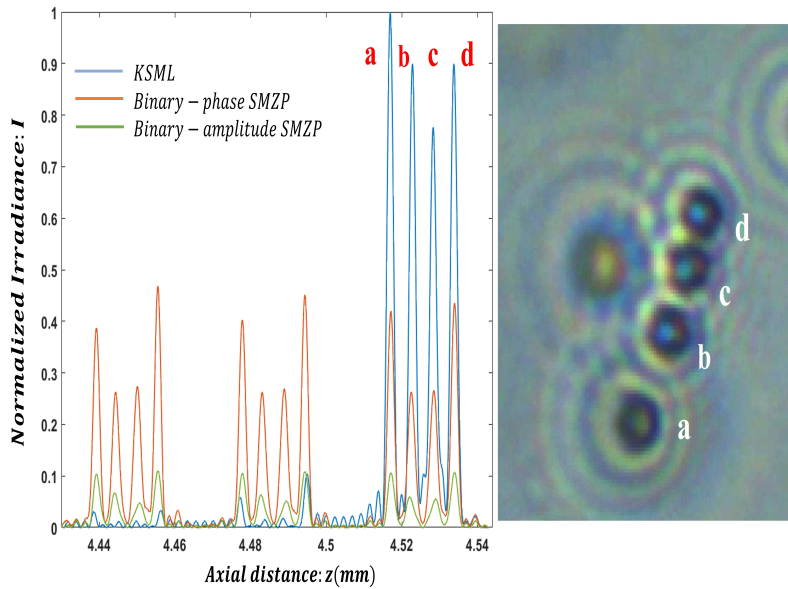


Figure 2.2.4: Particle multi-trapping with optical tweezers based on a KSML of order  $n = 4$ . Comparison of the axial position of the focal planes obtained numerically (left panel) and the experimental relative position of the trapped particles (right panel)

## Conclusions

A new multifoci kinoform lens based on the Silver Mean sequence and a multi-trap optical tweezers for multiple axial captures of microparticles are presented. The KSML has the characteristic of forming four single focal planes, improving the diffraction efficiency of binary SMZPs. It is also shown that the ratio between the focal lengths are related to the Silver ratio, obtaining a very good agreement. The multifocal feature of KSMLs allows its application in multiple axial capture, creating an alternative way to three-dimensional manipulation. The experimental position of particles trapped in each focal pla-

ne is compared with the numerically obtained focal plane positions. Positioning particles along a line at controlled distances would allow the interactions between them to be explored under laser irradiation. Coupled with its application in a system of optical tweezers, we consider that this type of aperiodic lens will allow the generation of multiple applications in various fields, such as ophthalmology, microscopy, or quantum computing.

### Acknowledgments

We acknowledge the financial support from Ministerio de Ciencia e Innovación (grant PID2022-1142407NB-I00), Generalitat Valenciana (grant CIPROM/2022/30), Universitat Politècnica de València (PAID-01-20-25), Spain.

### Referencias

- [Arias-Gonzalez02] J. R. Arias-Gonzalez y M. Nieto-Vesperinas, “Radiation pressure over dielectric and metallic nanocylinders on surfaces: polarization dependence and plasmon resonance conditions”, *Opt. Lett.* **27**, 2149–2151 (2002).
- [Arias-Gonzalez13] J. R. Arias-Gonzalez, *Optical Tweezers to Study Viruses*, Springer, Dordrecht (2013).
- [Arias-Gonzalez14] J. R. Arias-Gonzalez, “Single-molecule portrait of dna and rna double helices”, *Integrative Biology* **6**, 904–925 (2014).
- [Bustamante21] C. J. Bustamante, Y. R. Chemla, S. Liu y M. D. Wang, “Optical tweezers in single-molecule biophysics”, *Nature Reviews Methods Primers* **1** (2021).
- [Ferrando15] V. Ferrando, F. Giménez, W. D. Furlan y J. A. Monsoriu, “Bifractional focusing and imaging properties of Thue-Morse Zone Plates.”, *Optics express* **23**, 19846–19853 (2015).
- [Furlan07] W. D. Furlan, G. Saavedra y J. A. Monsoriu, “White-light imaging with fractal zone plates”, *Optics Letters* **32**, 2109–2111 (2007).
- [Furlan16] W. D. Furlan, V. Ferrando, J. A. Monsoriu, P. Zagrajek, E. Czerwińska y M. Szustakowski, “3D printed diffractive terahertz lenses”, *Optics Letters* **41**, 1748–1751 (2016).

- [Furlan21] W. D. Furlan, D. Montagud, V. Ferrando, S. Garcia-Delpech y J. A. Monsoriu, “A new trifocal corneal inlay for presbyopia”, *Sci. Rep.* **11**, 6620 (2021).
- [Garmendía-Martínez23] A. Garmendía-Martínez, W. Furlan, J. Castro-Palacio, J. Monsoriu y V. Ferrando, “Quadrifocal diffractive lenses based on the aperiodic silver mean sequence”, *Eur. Phys. J. D* **77** (2023).
- [Gieseler21] J. Gieseler, J. R. Gomez-Solano, A. Magazzú, I. P. Castillo, L. P. García, M. Gironella-Torrent, X. Viader-Godoy, F. Ritort, G. Pesce, A. V. Arzola, K. Volke-Sepúlveda y G. Volpe, “Optical tweezers: A comprehensive tutorial from calibration to applications”, *Adv. Opt. Photon.* **13**, 74–241 (2021).
- [Giménez10] F. Giménez, W. D. Furlan, A. Calatayud y J. A. Monsoriu, “Multi-fractal zone plates”, *Journal of the Optical Society of America A* **27**, 1851–1855 (2010).
- [Goodman04] J. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, Roberts and Company Publishers (2004).
- [Horadam71] A. Horadam, “Pell identities”, *The Fibonacci Quarterly* **9**, 245–252 (1971).
- [Hu20] S. Hu, Z.-W. Liao, L. Cai y X.-X. Jiang, “Near-field optical tweezers for chemistry and biology”, *physica status solidi (a)* **217**, 1900604 (2020).
- [Juan11] M. L. Juan, M. Righini y R. Quidant, “Plasmon nano-optical tweezers”, *Nature Photonics* **5**, 349–356 (2011).
- [Kaufman21] A. M. Kaufman y K.-K. Ni, “Quantum science with optical tweezer arrays of ultracold atoms and molecules”, *Nature Physics* **17**, 1324–1333 (2021).
- [Koshy14] T. Koshy, *Pell and Pell-Lucas Numbers with applications*, Springer (2014).
- [Machado18] F. Machado, V. Ferrando, F. Giménez, W. D. Furlan y J. A. Monsoriu, “Multiple-plane image formation by walsh zone plates”, *Opt. Express* **26**, 21210–21218 (2018).
- [Maciá06] E. Maciá, “The role of aperiodic order in science and technology”, *Reports on Progress in Physics* **69**, 397–441 (2006).

- [Martínez17] I. A. Martínez, E. Roldán, L. Dinis y R. A. Rica, “Colloidal heat engines: a review”, *Soft Matter* **13**, 22–36 (2017).
- [Mohacsi17] I. Mohacsi, I. Vartiainen, B. Rosner, M. Guizar-Sicairos, V. A. Guzenko, I. McNulty, R. Winarski, M. V. Holt y C. David, “Interlaced zone plate optics for hard x-ray imaging in the 10 nm range”, *Sci. Rep.* **7**, 43624 (2017).
- [Monsoriu13] J. A. Monsoriu, A. Calatayud, L. Remón, W. D. Furlan, G. Saavedra y P. Andrés, “Bifocal Fibonacci diffractive lenses”, *IEEE Photonics Journal* **5**, 3400106 (2013).
- [Muñoz-Pérez22] F. M. Muñoz-Pérez, V. Ferrando, W. D. Furlan, J. A. Monsoriu y J. R. Arias-Gonzalez, “Optical multi-trapping by kinoform fibonacci lenses”, *Opt. Express* **30**, 34378–34384 (2022).
- [Padgett11] M. Padgett y R. Bowman, “Tweezers with a twist”, *Nature Photonics* **5**, 343–348 (2011).
- [Paterson01] L. Paterson, M. P. MacDonald, J. Arlt, W. Sibbett, P. E. Bryant y K. Dholakia, “Controlled rotation of optically trapped microscopic particles”, *Science* **292**, 912–914 (2001).
- [Pérez23] F. M. Pérez, V. Ferrando, W. D. Furlan, J. Castro-Palacio, J. R. A. Gonzalez y J. A. Monsoriu, “Multiplexed vortex beam-based optical tweezers generated with spiral phase mask”, *iScience* 107987 (2023).
- [Remón18] L. Remón, S. García-Delpech, P. Udaondo, V. Ferrando, J. A. Monsoriu y W. D. Furlan, “Fractal-structured multifocal intraocular lens”, *PLOS ONE* **13**, 1–11 (2018).
- [Saavedra03] G. Saavedra, W. D. Furlan y J. A. Monsoriu, “Fractal zone plates”, *Optics Letters* **28**, 971–973 (2003).
- [Shi21] Y. Shi, K. T. Nguyen, L. K. Chin, Z. Li, L. Xiao, H. Cai, R. Yu, W. Huang, S. Feng, P. H. Yap, J. Liu, Y. Zhang y A. Q. Liu, “Trapping and detection of single viruses in an optofluidic chip”, *ACS Sensors* **6**, 3445–3450, PMID: 34505501 (2021).
- [Weitenberg11] C. Weitenberg, S. Kuhr, K. Mølmer y J. F. Sherson, “Quantum computation architecture using optical tweezers”, *Phys. Rev. A* **84**, 032322 (2011).



## 2.2. MULTI-TRAP OPTICAL TWEEZERS BASED ON KSMLs 65

- [Xia20] T. Xia, S. Tao y S. Cheng, “Twin equal-intensity foci with the same resolution generated by a modified precious mean zone plate”, *J. Opt. Soc. Am. A* **37**, 1067–1074 (2020).
- [Xin20] H. Xin, Y. Li, Y.-C. Liu, Y. Zhang, Y.-F. Xiao y B. Li, “Optical forces: From fundamental to biological applications”, *Advanced Materials* **32**, 2001994 (2020).
- [Zhu20] R. Zhu, T. Avsievich, A. Popov y I. Meglinski, “Optical tweezers in studies of red blood cells”, *Cells* **9**, 545 (2020).



## 2.3 Multiplexed vortex beam-based optical tweezers generated with spiral phase mask

iScience



Volume 26, Issue 10, 20 October 2023, 107987

Article

### Multiplexed vortex beam-based optical tweezers generated with spiral phase mask

FEEDBACK

Francisco M. Muñoz-Pérez<sup>1,2,4</sup> , Vicente Ferrando<sup>1</sup>, Walter D. Furlan<sup>3</sup>, Juan C. Castro-Palacio<sup>1</sup>, J. Ricardo Arias-Gonzalez<sup>1</sup>, Juan A. Monsoriu<sup>1</sup>

Show more

Outline | Share Cite

<https://doi.org/10.1016/j.isci.2023.107987>

[Get rights and content](#)

Under a Creative Commons [license](#)

open access

#### Highlights

- Design and implementation of a multiplexed spiral phase mask
- Implementation of multiplexed vortex beam-based optical tweezers
- Generation of concentric vortex beams with independent topological charges
- The transfer of angular momentum to trapped microparticles within each vortex



## Multiplexed vortex beam-based optical tweezers generated with spiral phase mask

Francisco M. Muñoz-Pérez,<sup>1,2,\*</sup> Vicente Ferrando,<sup>1</sup> Walter D. Furlan,<sup>3</sup> Juan C. Castro-Palacio,<sup>1</sup> J. Ricardo Arias-Gonzalez<sup>1</sup> and Juan A. Monsoriu,<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Centro de Tecnologías Físicas, Universitat Politècnica de València, 46022 Valencia, Spain.

<sup>2</sup>Laboratorio de Fibra Óptica, Universidad Politécnica de Tulancingo, División de Posgrado, Tulancingo, México.

<sup>3</sup>Departamento de Óptica y Optometría y Ciencias de la Visión, Universitat de València, Burjassot, E-46100, Spain.

\*fmmuopel@upvnet.upv.es

**Abstract** The design and implementation of a multiplexed spiral phase mask in an experimental optical tweezer setup are presented. This diffractive optical element allows the generation of multiple concentric vortex beams with independent topological charges and without amplitude modulation. The generalization of the phase mask for multiple concentric vortices is also shown. The design for a phase mask of two multiplexed vortices with different topological charges is developed. We experimentally show the transfer of angular momentum to the optically trapped microparticles by enabling nearly independent orbiting dynamics around the optical axis within each vortex. The angular velocity of the confined particles versus the optical power in the focal region is also discussed for different combinations of topological charges.

### Introduction

Vortex dynamics is present in diverse scientific areas, such as gravitation [Simula20] or fluidics [Goto21]. In optics, since the first proposal of an optical

vortex in the late 1980s [Couillet89], multiple applications have been developed for trapping and manipulation, communications, encryption and biosciences, among others [Zou20, Wang18, Fang20, Gong19, Gbur06, Furlan09, Paterson01, Liang20]. In 1996, Gargaran et al showed the stable trapping of low refractive index microparticles through optical vortices [Gahagan96]. With the development of new photonic technologies and components, the implementation of new strategies in vortex beam generation has grown, most notably with spiral phase plates [Lee04]. Previous works have shown that spiral phase zone plates, also known as vortex lenses, allow the generation of a series of optical vortices distributed along the optical axis [Furlan09, Tao06]. These vortex lenses are diffractive optical elements (DOEs) that can be easily generated with spatial light modulators (SLMs) [Muñoz-Pérez22, Calatayud13]. In this regard, Bobkova et al. recently operated both in the phase and amplitude of a multiplexed vortex-generating beam to manage full control of particlesâ motion on two vortices [Bobkova21].

The design of DOEs for vortex beam generation allows engineering multiple configurations, such as the multiplexed vortex phase mask proposed in this work. A vortex beam can be formed from a phase singularity characterized by its topological charge. These vortex beams present an angular momentum composed of an orbital component from the phase and intensity profile and a helical phase caused by their azimuthal phase dependence [Schmitz06, Roux04]. The aforementioned characteristics make vortex beams potential tools in optical trapping systems. The incorporation of vortex DOEs into an optical tweezers system increases the flexibility and capacity for trapping and manipulating particles [Gecevičius14, Padgett11, Liang18]. Optical vortices transfer angular momentum to trapped particles forcing them to move around the optical axis [Machado19, Morgan16], which is a valuable feature in an optical tweezers system. Furthermore, a spatially multiplexed vortex phase mask allows the generation of simultaneous concentric optical vortices, each constituting a trapping and manipulation system.

Previous works have demonstrated the utility of joint optical vortices as actuators in microfluidic and micromechanical systems [Bishop03, Ladavac04]. Intensity patterns are generally chosen to engineer vortices with the same topological charge [Li21, Tian21], a strategy that often constrains their dynamics. The generation of multiplexed vortices through DOEs offers an alterna-

tive option in the development of new optical tweezers systems that, through the control of the topological charge, boost the maneuverability at the micro and nanoscales [Pu15, Cheng16].

In this regard, we herein design and implement a new multiplexed vortex DOE in an experimental optical tweezers system. We present the phase mask profile design and numerical summations of the irradiance distribution. We build multiplexed optical vortices with torque-induced orbiting dynamics on confined beads exclusively based on the phase mask, i.e. with phase-only beam modulation. In this regard, this DOE generates spatially multiplexed vortices, and the intrinsic features of the phase mask allow both the multiple trapping of particles and the transfer of angular momentum, which make them orbit around the optical axis independently on each vortex. Experimental results show that multiplexed vortex beams generate stable dynamics in the trapping and particle motion within the concentric rings.

### Multiplexed spiral phase mask design

A spiral phase mask (SPM) is a DOE with a linear phase dependence only on the azimuthal angle. This phase distribution can be achieved by  $\Phi(\theta_0) = \text{mod}_{2\pi}[m\theta_0]$ , where  $m$  is the so-called topological charge (an integer number different from zero), and  $\theta_0$  is the azimuthal angle taken with respect to the optical axis of the pupil plane. Our strategy for generating multiplexed vortex beams, consists on integrating concentric SPMs with independent topological charges. In this regard, a multiplexed SPM (MSPM) is an arrangement of SPMs in concentric annular zones in a single DOE, which phase distribution  $\tau(r, \theta_0)$  can be defined by:

$$\tau(r, \theta_0) = \begin{cases} \text{mod}_{2\pi}[m_1\theta_0], 0 \leq r < r_1 \\ \dots \\ \text{mod}_{2\pi}[m_j\theta_0], r_{j-1} \leq r < r_j, \\ \dots \\ \text{mod}_{2\pi}[m_N\theta_0], r_{N-1} \leq r < a \end{cases}, \quad (2.3.1)$$

where  $r$  is the radial coordinate,  $a$  is the radius of the resulting DOE,  $N$  is the total number multiplexed SPMs, and  $m_j$  is the topological charge of the  $j$ -th SPM limited between radial distances  $r_{j-1}$  and  $r_j$ , being  $r_0 = 0$

and  $r_N = a$ . Figure 2.3.1 shows the phase distribution of an MSPM ( $N = 2$ ) with topological charges  $m_1 = -7$  and  $m_2 = 28$  used in this research work. The gray levels represent the phase modulation from 0 to  $2\pi$ . It is possible to observe the change of sign between the considered topological charges and the number of azimuthal periods corresponding to the value of each topological charge.

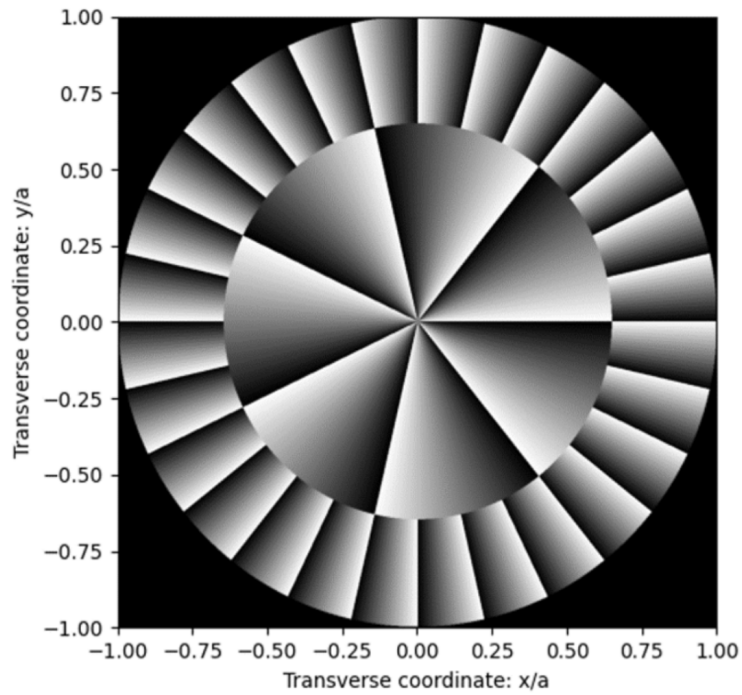


Figure 2.3.1: Phase distributions of a MSPM ( $N = 2$ ,  $m_1 = -7$ , and  $m_2 = 28$ ).

### Focusing properties with MSPM

The irradiance of the DOE is provided by the transmittance,  $t(\zeta, \theta_0) = q(\zeta) \cdot \exp[im\theta_0]$ , of the diffractive element when it is illuminated by a plane wave of wavelength  $\lambda$ , where  $\zeta = (r/a)^2$ . Let us now consider an MSPM with a phase



distribution given by Eq. 2.3.1 placed at the exit pupil of a microscope objective. The resulting irradiance within the Fresnel approximation as a function of the axial distance from the pupil plane  $z$  is [Goodman04]:

$$I(u, v, \theta) = u^2 \left| \sum_{j=1}^N \int_{\zeta_{j-1}}^{\zeta_j} \int_0^{2\pi} q(\zeta) \exp(im_j \theta_0) \exp(-i2\pi u \zeta) \exp[i4\pi u v \zeta^{1/2} \cos(\theta - \theta_0)] d\zeta d\theta_0 \right|^2 \quad (2.3.2)$$

where  $u = a^2/2\lambda z$  is the reduced axial coordinate,  $v = r/a$  is the normalized transverse coordinate, and  $\theta$  is the azimuthal coordinate. By solving the integral for the angular dependence, we find:

$$\int_0^{2\pi} \exp[im_j \theta_0] \exp[i4\pi u v \zeta^{1/2} \cos(\theta - \theta_0)] d\theta = 2\pi \exp[im_j(\theta_0 + \pi/2)] J_{m_j}(4\pi u v \zeta^{1/2}) \quad (2.3.3)$$

being  $J_{m_j}$  the Bessel function of the first kind of order  $m_j$ . As a consequence, Eq. 2.3.2 reduces to

$$I(u, v) = 4\pi^2 u^2 \left| \sum_{j=1}^N \int_{\zeta_{j-1}}^{\zeta_j} q(\zeta) \exp(-i2\pi u \zeta) J_{m_j}(i2\pi u v \zeta^{1/2}) d\zeta \right|^2 \quad (2.3.4)$$

We have computed the irradiances provided with the MSPM shown in Fig. 2.3.1 by using Eq. 2.3.4. The result can be seen in Fig. 2.3.2, where it is possible to discern two main vortices formed at the focal plane with the outer vortex exhibiting a sinusoidal azimuthal variation. The interference intensity profile stems from the superposition of both vortices as a consequence of the difference in topological charges. The intensity map of the inner vortex is homogeneous at the transverse, focal plane (see Fig. 2.3.2C), but the outer vortex is constituted of angularly-distributed lobes associated to alternating constructive and destructive wave superpositions. The total number of lobes in the outer vortex is 35, which is congruent with the relationship  $(m_2 - m_1) = (28 + 7) = 35$  derived elsewhere [Machado19].

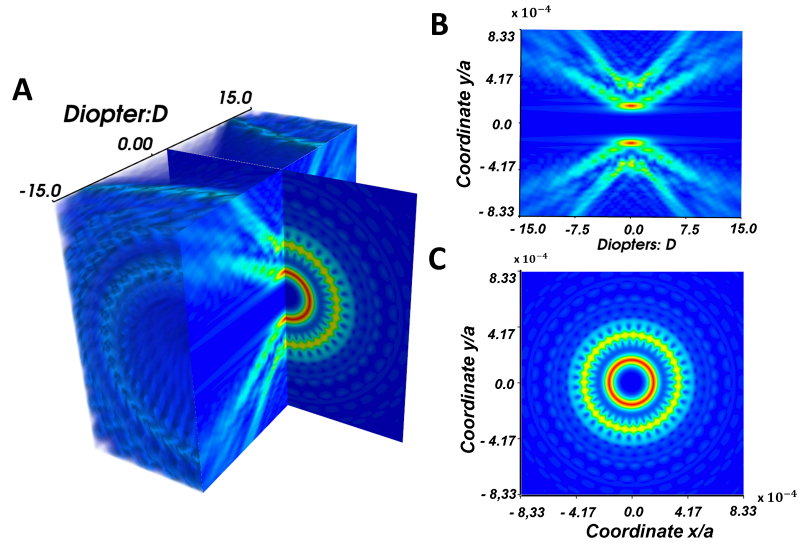


Figure 2.3.2: (A) Computed irradiance with the MSPM shown in Fig. 1. (B) and (C) Longitudinal and transversal irradiances, respectively, at the indicated planes.

### Trapping and manipulation with a MSPM

We present the experimental manipulation of microparticles through the multiplexed vortex beams shown in Fig. 2.3.2. Our optical setup allows the trapping of several microparticles arranged in two circular rings with nearly independent dynamics. Multiplexed Spiral Phase Mask (MSPM) for confined, rotational dynamics were set up in an optical tweezers design [Bobkova21], as represented in Fig. 2.3.3. In short, a continuous wave laser beam ( $\lambda = 1064$  nm, Laser Quantum, Mod. Opus 1064) is incident on a half-wave plate ( $\lambda/2$ ) followed by a linear polarizer ( $P$ ), which lets the direction of the linear polarization of the beam to be set. The laser beam is guided by mirrors ( $M_1$  and  $M_2$ ) onto a  $\times 3$  beam expander, as formed by lenses  $L_1$  and  $L_2$  (focal length  $f_1 = 50$  mm and  $f_2 = 150$  mm). The MSPM is projected onto a spatial light modulator (SLM) display (Holoeye PLUTO-2.1-NIR-149, phase type, pixel size  $8 \mu\text{m}$  and resolution  $1920 \times 1080$  pixels). A 1D blazed grating is added to each MSPM, which purpose is to act as a linear phase carrier. It allows

the diffracted light to be conducted towards the first order of diffraction, thus preventing noise caused by specular reflection from higher diffraction orders. The SLM is configured for a phase of  $2.1\pi$  at a wavelength  $\lambda = 1064$  nm. The modulated MSPM beam in the SLM is reduced by a  $4f$  system consisting of  $L_3$  ( $f_3 = 150$  mm) and  $L_4$  (focal length  $f_4 = 150$  mm).

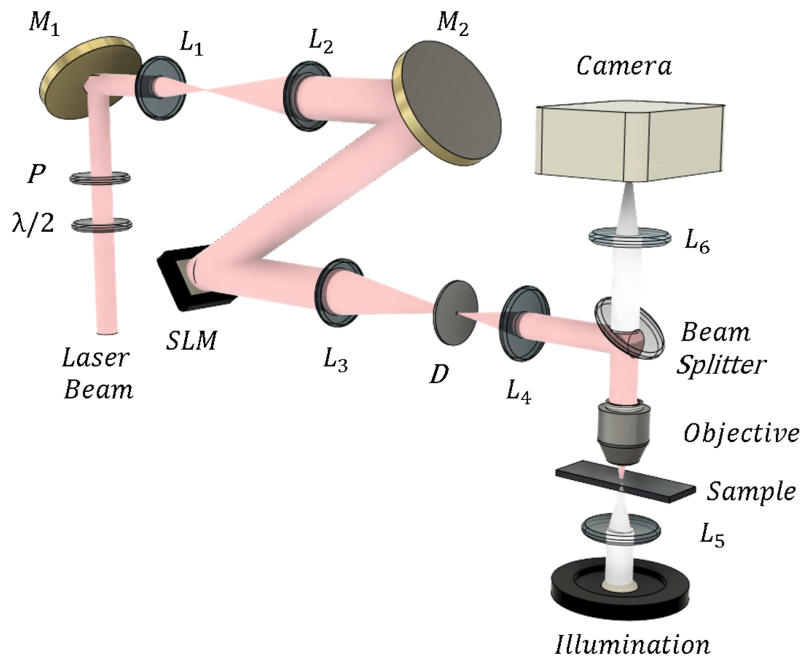


Figure 2.3.3: Experimental optical tweezers setup to confine particles by using MSPMs.

The beam is spatially filtered by a diaphragm ( $D$ ) placed at the focus of  $L_3$ , which lets only the first diffraction order pass. The SLM is tilted slightly to compensate for the added linear phase carrier, thus allowing the first-order diffraction to align with the optical axis of the diaphragm. The MSPM image is then passed through either a 40X objective or a high-numerical aperture oil-immersion objective (Olympus UPLFLN 100X, NA= 1.3) used for rotational dynamics analysis, positioned at the focal plane  $L_4$ . The sample is illuminated

with an LED light source (Thorlabs, Mounted High-Power, 1300 mA, Mod. MCWHL7) and the light collimated and focused on the sample through lens  $L_5$  ( $f_5 = 30$  mm). A beam splitter ( $BS$ ) allows the transmission of the visible light from the sample through the rear focal plane of the objective. The  $BS$  prevents reflections of infrared light from being transmitted to the imaging system. The resulting image is focused with lens  $L_6$  ( $f_6 = 50$  mm). A CMOS camera (Edmund Optics, Mod. EO-10012C) is used for imaging purposes of the particles at the confining plane.

In this regard, Fig. 2.3.4 shows the steady rotational motion of serial polystyrene beads (diameter  $\sim 2$   $\mu\text{m}$ ) in each vortex. The arrows indicate the direction of particle rotation, consistent with the sign of the topological charges herein used. In particular, since  $m_1$  is negative, the motion of the particles is levorotatory (anti-clockwise, as shown in the depicted planes of Fig. 2.3.4). The opposite takes place for the outer vortex, where  $m_2$  is positive, making the dynamics dextrorotatory (clockwise in Fig. 2.3.4).

An individual particle was selected in each concentric vortex for analyzing further the rotational motion in the fluid: the one in the inner vortex is marked with a blue dot, whereas that on the outer vortex with a red dot.

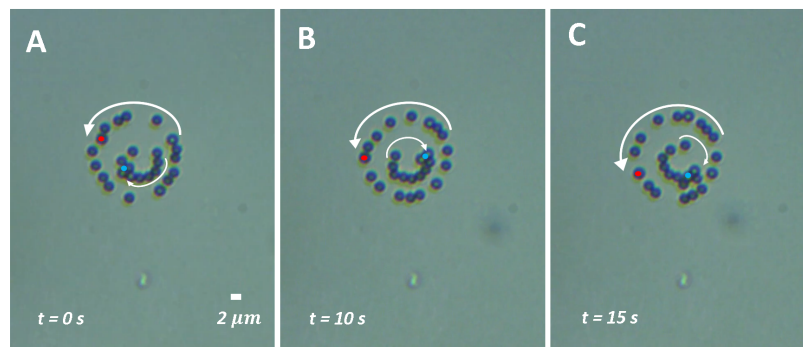


Figure 2.3.4: Sequence of images (A-C) for the dynamic trapping of microparticles around MSPM-based optical tweezers (see Video [VideoS1]). The inner vortex has a topological charge  $m_1 = -7$  and the outer one  $m_2 = 28$ .

An essential feature of our MSPM-based optical tweezers is the opposite directions between vortices, which are controlled by the topological charges of the phase mask. In this regard, by flipping signs in  $m_1$  and  $m_2$ , the two rotational motions of the particles reverse, as observed in Fig. 2.3.5(A-C). As expected, if the signs are the same for both topological charges, the direction of rotation direction becomes the same for both vortices.

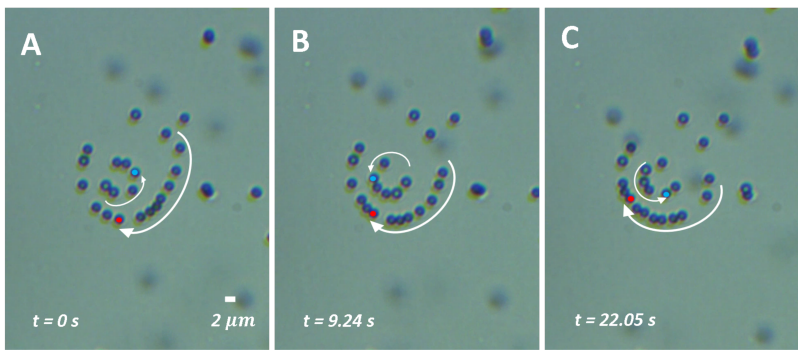


Figure 2.3.5: Sequence of images (A-C) for the dynamic trapping of microparticles around MSPM-based optical tweezers (see Video [VideoS2]). The inner vortex has a topological charge  $m_1 = 7$  and the outer one  $m_2 = -28$ .

The steady motion of the microparticles is a consequence of the torque exerted by light, which transfers angular momentum to the trapped particles, counteracted by the friction in the fluid environment. For manipulation purposes, we use phase modulation to exert rotational dynamics into confined beads, in contrast to polarization vortex manipulation, which is managed via the azimuthal imaginary Poynting momentum [Nieto-Vesperinas22, Xu19, Zhou22]. The angular velocity,  $\omega$ , of the orbiting dynamics depends on the confining vortex. To demonstrate this, we performed a more detailed analysis with a higher magnification objective (100x, NA = 1.3). The results are displayed in Fig. 2.3.6, where it is observed generally that the angular velocity of the external vortex is lower than that of the internal vortex.

The behavior of the angular velocity as a function of the optical power measured at the focal plane is shown in panels (A) and (B) for different values of  $m_1$  and of the constant topological charge  $m_2$ . The angular velocity

for the internal vortex increases with the optical power, unlike for the external vortex, which almost remains constant within the experimental error. The angular velocity is higher in the inner vortex as a consequence of the energy concentration due to the smaller diameter (see Fig. 2.3.6 (A)). The outer vortex, in contrast, enables lower angular velocities due to the spread of the focal irradiance over a larger diameter (see Fig. 2.3.6 (B)). Both the inner and outer vortex present an onset in the angular velocity increasing trend for an approximate power of 16 mW.

With regards to variations in the topological charge, Fig. 2.3.6 (C), it is observed that the rotational motion of the particles in the internal vortex starts at a threshold topological charge right before  $m_1 = 4$  and that their angular velocity exhibits a maximum for  $m_1 = 7$ . The diameter of the internal vortex is smaller than that of the particles for  $m_1 \leq 4$ , making the vortex approach a point trap, hence only capable of confining a single particle in the vortex center. The particles may present a spin angular momentum due to slight deviations from sphericity, which generate differential friction with the fluid around their surface while moving along the orbiting trajectories. However, we cannot ascertain this within experimental error in our assays. When  $m_1 > 7$ , the diameter of the internal vortex increases, causing a redistribution of the light power on a larger area at the focal region, which in turn reduces the irradiance and the angular momentum imparted by the photon flux onto the particles. These results are consistent with those of Liang et al. [Tian21], who studied the behavior of particles within a single vortex. The particles in the outer vortex, in contrast, although they exhibit motion at low values of  $m_1$  (see Fig. 2.3.6 (C)), their angular velocity increases only slightly with  $m_1$ , which is also due to the power distribution on a larger area for this external vortex.

Then, if vortices have sufficiently spaced radii, their superposition is negligible, preventing interactions among particles confined in different vortices. In addition, although the formation of the outer vortex is dependent on the generation of the inner vortex, two free parameters, namely, topological charges  $m_1$  and  $m_2$ , control in sufficiently ample ranges of values the following aspects of the vortices for the implementation of orbiting dynamics: (i) the radii of the inner and outer vortices; (ii), the orbiting direction of trapped particles within each vortex independently; (iii), the relative angular velocity

with which particles move in the two vortices. These features enable a nearly independent manipulation from a practical viewpoint.

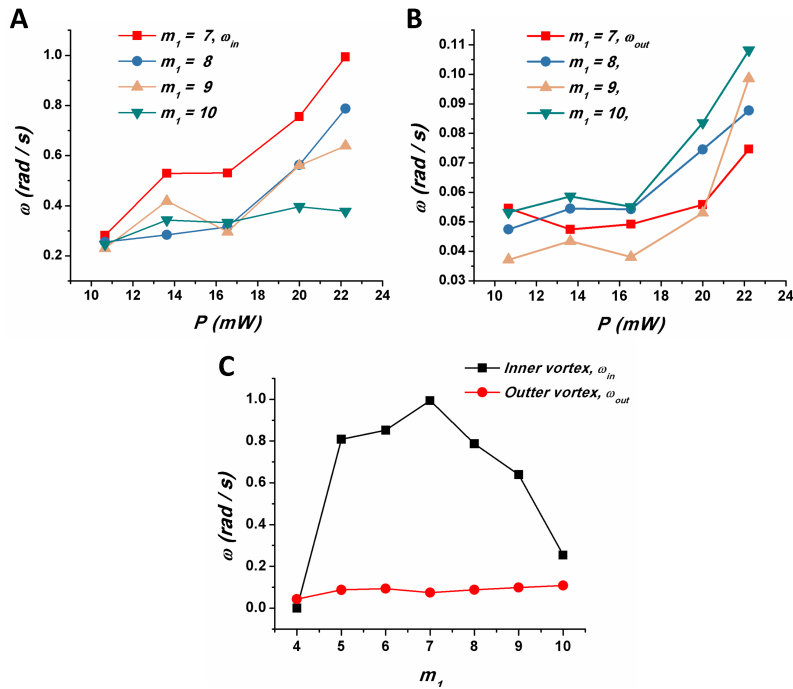


Figure 2.3.6: Orbiting dynamics of microparticles in an MSPM. (A-B) Modulus of the angular velocity for particles confined in the inner ( $\omega_{in}$ ) and outer ( $\omega_{out}$ ) vortices vs. optical power at the focal region for different topological charges of the internal vortex and  $m_2 = -38$ . (C) Angular velocity for particles confined in the inner and outer vortices vs. topological charge of the internal vortex at a focal power of 22.21 mW.

## Conclusions

A MSPM has been designed and implemented on an experimental arrangement of optical tweezers, which allows the trapping and manipulation of particles on each of the vortices formed. This DOE enables the formation on the

focal plane of an internal vortex with a topological charge  $m_1$  and an external vortex with a topological charge  $m_2$ . The trapped particles move around the circumference of each vortex due to the angular momentum imparted by phase distribution. The direction of rotation is dependent on the sign of each topological charge, with which it is possible to have a different approach in each vortex. The MSPM exhibits a stable trapping capacity of multiple particles in both vortices, regardless of the orbiting direction of spin. With this, the MSPM allow nearly independent rotation control between vortices, opening an alternative to the trapping of microstructures with dynamic manipulation in their rotation. Optical tweezers with holographic techniques are broadening the palette of applications in different areas and, in this regard, the development of MSPMs may contribute to breaking technological limitations in optical dragging, longitudinal optical blinding and both tomographic and super-resolution microscopy. We envision that MSPMs will be implemented in remote control of microrobots, shedding light on how to generate mechanical work at the nanoscale for functioning of microvalves, micromotors and complex nano-gears or for assembling of microstructures.

### Acknowledgments

We acknowledge the financial support from Ministerio de Ciencia e Innovación (grants PID2019-107391RB-I00 and PID2022-142407NB-I00), Generalitat Valenciana (grant CIPROM/2022/30), and Universitat Politècnica de València (PAID-01-20-25), Spain.

### Referencias

- [Bishop03] A. I. Bishop, T. A. Nieminen, N. R. Heckenberg y H. Rubinsztein-Dunlop, “Optical application and measurement of torque on microparticles of isotropic nonabsorbing material”, *Phys. Rev. A* **68**, 033802 (2003).
- [Bobkova21] V. Bobkova, J. Stegemann, R. Droop, E. Otte y C. Denz, “Optical grinder: sorting of trapped particles by orbital angular momentum”, *Opt. Express* **29**, 12967–12975 (2021).
- [Calatayud13] A. Calatayud, V. Ferrando, L. Remón, W. D. Furlan y J. A. Monsoriu, “Twin axial vortices generated by Fibonacci lenses”, *Optics Express* **21**, 10234–10239 (2013).



- [Cheng16] S. Cheng, X. Zhang, W. Ma y S. Tao, “Fractal zone plate beam based optical tweezers”, *Scientific Reports* **6**, 34492 (2016).
- [Coullet89] P. Coullet, L. Gil y F. Rocca, “Optical vortices”, *Optics Communications* **73**, 403–408 (1989).
- [Fang20] X. Fang, H. Ren y M. Gu, “Orbital angular momentum holography for high-security encryption”, *Nature Photonics* **14**, 102–108 (2020).
- [Furlan09] W. D. Furlan, F. Giménez, A. Calatayud y J. A. Monsoriu, “Devil’s vortex-lenses”, *Optics Express* **17**, 21891–21896 (2009).
- [Gahagan96] K. T. Gahagan y G. A. Swartzlander, “Optical vortex trapping of particles”, *Opt. Lett.* **21**, 827–829 (1996).
- [Gbur06] G. Gbur y T. D. Visser, “Phase singularities and coherence vortices in linear optical systems”, *Optics Communications* **259**, 428–435 (2006).
- [Gecevičius14] M. Gecevičius, R. Drevinskas, M. Beresna y P. G. Kazansky, “Single beam optical vortex tweezers with tunable orbital angular momentum”, *Applied Physics Letters* **104**, 231110 (2014).
- [Gong19] L. Gong, Q. Zhao, H. Zhang, X.-Y. Hu, K. Huang, J.-M. Yang y Y.-M. Li, “Orbital angular momentum holography for high-security encryption”, *Light: Science and Applications* **8**, 27 (2019).
- [Goodman04] J. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, Roberts and Company Publishers (2004).
- [Goto21] K. Goto, K. Nakajima y H. Notsu, “Twin vortex computer in fluid flow”, *New Journal of Physics* **23**, 063051 (2021).
- [Ladavac04] K. Ladavac y D. G. Grier, “Microoptomechanical pumps assembled and driven by holographic optical vortex arrays”, *Opt. Express* **12**, 1144–1149 (2004).
- [Lee04] W. M. Lee, X.-C. Yuan y W. C. Cheong, “Optical vortex beam shaping by use of highly efficient irregular spiral phase plates for optical micromanipulation”, *Opt. Lett.* **29**, 1796–1798 (2004).
- [Li21] X. Li, Y. Zhou, Y. Cai, Y. Zhang, S. Yan, M. Li, R. Li y B. Yao, “Generation of hybrid optical trap array by holographic optical tweezers”, *Frontiers in Physics* **9** (2021).

- [Liang18] Y. Liang, M. Lei, S. Yan, M. Li, Y. Cai, Z. Wang, X. Yu y B. Yao, “Rotating of low-refractive-index microparticles with a quasi-perfect optical vortex”, *Appl. Opt.* **57**, 79–84 (2018).
- [Liang20] Y. Liang, S. Yan, Z. Wang, R. Li, Y. Cai, M. He, B. Yao y M. Lei, “Simultaneous optical trapping and imaging in the axial plane: a review of current progress”, *Reports on Progress in Physics* **83**, 032401 (2020).
- [Machado19] F. Machado, P. Zagrajek, V. Ferrando, J. A. Monsoriu y W. D. Furlan, “Multiplexing thz vortex beams with a single diffractive 3-d printed lens”, *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* **9**, 63–66 (2019).
- [Morgan16] K. S. Morgan, J. K. Miller, B. M. Cochenour, W. Li, Y. Li, R. J. Watkins y E. G. Johnson, “Free space propagation of concentric vortices through underwater turbid environments”, *Journal of Optics* **18**, 104004 (2016).
- [Muñoz-Pérez22] F. M. Muñoz-Pérez, V. Ferrando, W. D. Furlan, J. A. Monsoriu y J. R. Arias-Gonzalez, “Optical multi-trapping by kinoform m-bonacci lenses”, *Opt. Express* **30**, 34378–34384 (2022).
- [Nieto-Vesperinas22] M. Nieto-Vesperinas y X. Xu, “The complex maxwell stress tensor theorem: The imaginary stress tensor and the reactive strength of orbital momentum. a novel scenery underlying electromagnetic optical forces”, *Light: Science and Applications* **11**, 297 (2022).
- [Padgett11] M. Padgett y R. Bowman, “Tweezers with a twist”, *Nature Photonics* **5**, 343–348 (2011).
- [Pu15] J. Pu y P. H. Jones, “Devil’s lens optical tweezers”, *Opt. Express* **23**, 8190–8199 (2015).
- [Roux04] F. S. Roux, “Distribution of angular momentum and vortex morphology in optical beams”, *Optics Communications* **242**, 45–55 (2004).
- [Schmitz06] C. H. J. Schmitz, K. Uhrig, J. P. Spatz y J. E. Curtis, “Tuning the orbital angular momentum in optical vortex beams”, *Opt. Express* **14**, 6604–6612 (2006).
- [Simula20] T. Simula, “Gravitational vortex mass in a superfluid”, *Phys. Rev. A* **101**, 063616 (2020).
- [Tao06] S. H. Tao, X.-C. Yuan, J. Lin y R. E. Burge, “Sequence of focused optical vortices generated by a spiral fractal zone plate”, *Applied Physics Letters* **89**, 031105 (2006).

- [Tian21] Y. Tian, L. Wang, G. Duan y L. Yu, “Multi-trap optical tweezers based on composite vortex beams”, *Optics Communications* **485**, 126712 (2021).
- [VideoS1] VideoS1, “Multiplexed vortex beam-based optical tweezers generated with spiral phase mask”, [https://github.com/fmmuope/Videos\\_Multiplexed-vortex-beam-based-\optical-tweezers-generated-with-SPM/](https://github.com/fmmuope/Videos_Multiplexed-vortex-beam-based-\optical-tweezers-generated-with-SPM/).
- [VideoS2] VideoS2, “Multiplexed vortex beam-based optical tweezers generated with spiral phase mask”, [https://github.com/fmmuope/Videos\\_Multiplexed-vortex-beam-based-\optical-tweezers-generated-with-SPM/](https://github.com/fmmuope/Videos_Multiplexed-vortex-beam-based-\optical-tweezers-generated-with-SPM/).
- [Wang18] X. Wang, Y. Song, Q. Zhang, F. Pang, Y. Li y B. Cao, “Interconnecting data based on vortex beams by adjusting the ellipticity of a ring-core fiber”, *Appl. Opt.* **57**, 7492–7500 (2018).
- [Xu19] X. Xu y M. Nieto-Vesperinas, “Azimuthal imaginary poynting momentum density”, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 233902 (2019).
- [Zhou22] Y. Zhou, X. Xu, Y. Zhang, M. Li, S. Yan, M. Nieto-Vesperinas, B. Li, C.-W. Qiu y B. Yao, “Observation of high-order imaginary poynting momentum optomechanics in structured light”, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **119**, e2209721119 (2022).
- [Zou20] X. Zou, Q. Zheng, D. Wu y H. Lei, “Controllable cellular micromotors based on optical tweezers”, *Advanced Functional Materials* **30**, 2002081 (2020).



## 2.4 Steady-state 3D trapping and manipulation of microbubbles using thermocapillary



ORIGINAL RESEARCH article  
 Front. Phys., 13 November 2020  
 Sec. Optics and Photonics  
 Volume 8 - 2020 | <https://doi.org/10.3389/fphy.2020.585590>

### Steady-State 3D Trapping and Manipulation of Microbubbles Using Thermocapillary

 F. M. Muñoz-Pérez<sup>1</sup>
 J. G. Ortega-Mendoza<sup>1\*</sup>  
 A. Padilla-Vivanco<sup>1</sup>
 C. Toxqui-Quitl<sup>1</sup>  
 J. A. Sarabia-Alonso<sup>2</sup>
 R. Ramos-García<sup>2</sup>



<sup>1</sup> Optical Fiber Laboratory, Universidad Politécnica de Tulancingo, División de Posgrado, Tulancingo, México  
<sup>2</sup> Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, Departamento de Óptica, Puebla, México

An experimental and theoretical study on the 3D trapping and manipulation of microbubbles by means low power laser-induced temperature gradients induced in ethanol by bulk light absorption ( $\lambda = 1550$  nm) is presented. Two optical fibers were used: One for bubble generation ( $OF_G$ ) and the other for both trapping and manipulation ( $OF_T$ ). Light from a Q-switched pulsed laser ( $\lambda = 532$  nm and pulse width  $\tau_p = 5$  ns) propagates in fiber  $OF_G$  and gets absorbed at silver nanoparticles (AgNPs), previously photodeposited, at the distal end of a fiber optic core, generating the microbubbles. In the fiber  $OF_T$ , light of low power CW laser was used to trap and manipulate the bubbles by thermocapillary induced by light bulk absorption in ethanol. The microbubble generated on  $OF_G$  migrates toward the fiber  $OF_T$ . The equilibrium between the buoyancy force  $F_B$ , drag force  $F_D$  and the Marangoni force (also known as thermocapillary force)  $F_M$  gives rise to a 3D stably trapping and manipulation of the microbubble for the best time to our best knowledge.



## Steady-state 3D trapping and manipulation of microbubbles using thermocapillary

F.M. Muñoz-Pérez,<sup>1</sup> J.G. Ortega-Mendoza,<sup>1\*</sup> A. Padilla-Vivanco,<sup>1</sup> C. Toxqui-Quitl,<sup>1</sup> J.A. Sarabia-Alonso,<sup>2</sup> and R. Ramos-García<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Laboratorio de Fibra Óptica, Universidad Politécnica de Tulancingo, División de Posgrado, Tulancingo, México.

<sup>2</sup>Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, Departamento de Óptica, Puebla, México.

\*jose.ortega@upt.edu.mx

**Abstract** An experimental and theoretical study on the 3D trapping and manipulation of microbubbles by means low power laser-induced temperature gradients induced in ethanol by bulk light absorption ( $\lambda = 1550$  nm) is presented. Two optical fibers were used: One for bubble generation ( $OF_G$ ) and the other for both trapping and manipulation ( $OF_T$ ). Light from a Q-switched pulsed laser ( $\lambda = 532$  nm & pulse width  $\tau_p = 5$  ns) propagates in fiber  $OF_G$  and gets absorbed at silver nanoparticles (AgNPs), previously photodeposited, at the distal end of a fiber optic core, generating the microbubbles. In the fiber  $OF_T$ , light of low power CW laser was used to trap and manipulate the bubbles by thermocapillary induced by light bulk absorption in ethanol. The microbubble generated on  $OF_G$  migrates towards the fiber  $OF_T$ . The equilibrium between the buoyancy force  $F_B$ , drag force  $F_D$  and the Marangoni force (also known as thermocapillary force)  $F_M$  gives rise to a 3D stably trapping and manipulation of the microbubble for the best time to our best knowledge.

### Introduction

Trapping and manipulation of microbubbles have become a very useful tool in various applications such as manipulation of micro-objects [Wu11,Shin17],

fabrication of micro-valves [Hashmi12, Takahashi99], photolithography [Lin16], among others. There are different techniques for generating, trapping, and manipulating microbubbles in liquids using thermal [Nelson12, Miniewicz17, Miniewicz16], acoustic [Friend11, Xi11], and optical effects [Prentice04, Garbin05, Ashkin86]. Thermal effects have been considered as an unwanted side effect on optical trapping; however, forces of thermal origin are orders of magnitude greater than optical ones, thus offering plenty of opportunities for the manipulation of micro-objects [Wu11, Shin17]. In fact, generation and 2D trapping of microbubbles using light induced temperature gradient using absorbent thin films deposited on one of the substrates has been demonstrated for several authors [Lin16, Zhao14, Ohta07]. Later, absorption in the bulk and from nano/microparticles suspended on the liquid were used to achieve thermal trapping and manipulation [Miniewicz16, Angelsky18, Zhang18]. More recently, Benerjee et al. [Li19], reported the trapping and 2D manipulation of bubbles due thermal bluming and Marangoni effect triggered by light absorption of a focused CW laser on colloidal particles suspended in isopropanol. However, they require rather large optical powers  $>100$  mW; besides, they did neither show steady-state trapping nor stably manipulation. Recently, our research group has demonstrated both the generation and quasi-steady-state trapping and manipulation of single microbubbles in optical fibers using the Marangoni effect [Ortega-Mendoza18, Sarabia-Alonso20]. Here, we report the 3D trapping and manipulation of a microbubble through temperature gradients generated by light absorption. Two optical fibers were used: One for bubble generation ( $OF_G$ ) and the other for trapping and manipulation ( $OF_T$ ). In the fiber  $OF_G$ , light from a Q-switched pulsed laser propagates and gets absorbed at silver nanoparticles, previously photodeposited at the distal end of the fiber optic core, generating the microbubbles. In the second fiber  $OF_T$ , the light from a low power CW laser is used to trap and manipulate the bubbles by Marangoni force induced by light absorption in ethanol. The generated microbubble on fiber  $OF_G$  migrates towards the fiber  $OF_T$ . The equilibrium trapping position around the fiber  $OF_T$  is determined by the balance between the buoyancy force ( $F_B$ ), drag force ( $F_D$ ), and the Marangoni force, also known as thermocapillary force ( $F_M$ ). To our best knowledge, this is the first time that 3D stable trapping and manipulation of the microbubble in liquids is reported.



### Experimental section

A beam from a pulsed second harmonic laser ( $\lambda = 532$  nm,  $\tau_p = 5$  ns, Spectra-Physics Q-switching Mod. Explorer 532-200-E) is coupled into a multimode optical fiber ( $OF_G$ ,  $50/125$   $\mu\text{m}$ ), using an aspherical lens with a focal distance of 4.5 mm as shown in Figure 2.4.1. Previously, AgNPs were immobilized using the photodeposition technique at the distal end of the fiber  $OF_G$  [Zaca-Morán15, Ortega-Mendoza13, Pimentel-Domínguez12]. The optical power loss caused by AgNPs absorption was approximately 2 dB. When light impinges on the AgNPs, they are heated up well beyond the ethanol's boiling temperature leading to the creation of thermocavitation bubbles [Sarabia-Alonso20]. A second laser, continuous wave (CW) laser ( $\lambda = 1550$  nm, Thorlabs model SFL1550S, and current controller model CDL1015) with single-mode optical fiber output ( $OF_T$ ,  $9/125$   $\mu\text{m}$ ) was used for trapping and manipulation of the microbubbles generated at fiber  $OF_G$ . No nanoparticles were photodeposited on fiber  $OF_T$ ; thermal effects were generated by light absorption in the bulk ethanol (ethanol absorption coefficient at  $\lambda = 1550$  nm is  $\alpha \sim 5.63$   $\text{cm}^{-1}$  or  $\sim 166$   $\mu\text{m}$  penetration length [Logsdon00]). The fibers  $OF_G$  and  $OF_T$  were placed in different configurations inside a 3 ml plastic cell. The visualization of the generation, trapping, and manipulation was done through a 5x microscope objective (Newport M-5X), a white LED, and a Motic3 camera (3 Mpx resolution) connected to a CPU.

### Experimental results

Figure 2.4.2 shows the generation and trapping of a microbubble for different fiber  $OF_T$  positions (fiber end facing downwards, horizontally, and upwards). The AgNPs strongly absorb light from the laser at 532 nm increasing its temperature. By heat transfer, the surrounding liquid is heated up well beyond its boiling temperature and eventually, evaporates explosively creating a microbubble that is expelled from the fiber end. The longer the pulsed laser is on, the larger the bubble's diameter [Sarabia-Alonso20]. In particular, the radius reached by the microbubble was approximately  $R \sim 42$   $\mu\text{m}$  for all the cases shown in Figure 2.4.2. The microbubble ascends through the fluid due to buoyancy, and in minor scale by convective currents, as shown in Figure 2.4.2 B, 2.4.2 E, and 2.4.2 H. When the bubble leaves the fiber  $OF_G$ , the CW laser

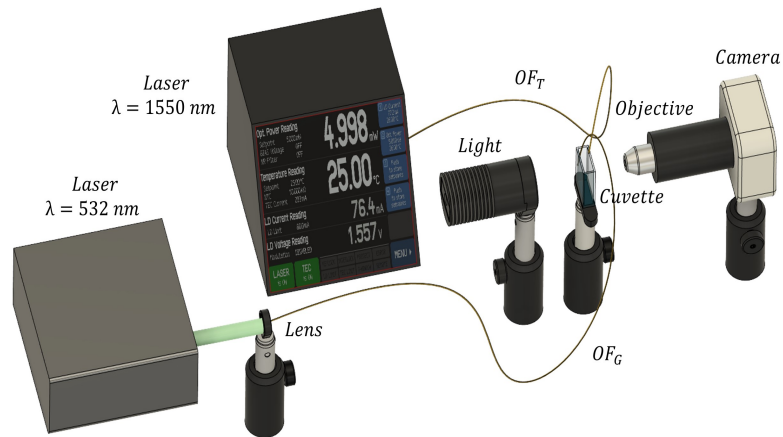


Figure 2.4.1: Experimental set up for generation and trapping of microbubbles. The microbubbles are generated at fiber  $OF_G$  using a pulsed laser ( $\lambda = 532$  nm,  $\tau_p = 5$  ns) and trapped at fiber  $OF_T$  using a CW low power laser ( $\lambda = 1550$  nm, Power 1-15 mW).

( $\lambda = 1550$  nm) is turned on heating up the liquid along its propagation path generating a temperature gradient attracting the microbubble towards it. This region is located along the propagation axis of the fiber  $OF_T$ , when the forces (Marangoni, drag, and buoyancy) are in equilibrium (see Figure 2.4.2C, 2.4.2 F, and 2.4.2 I) then the microbubble becomes trapped. The separation distance  $d$  between the fiber end  $OF_T$  and the center of the microbubble when the fiber  $OF_T$  was facing downwards, horizontally, and upwards was:  $\sim 75$   $\mu\text{m}$ ,  $\sim 100$   $\mu\text{m}$ , and  $\sim 350$   $\mu\text{m}$ , respectively.

For each of the cases shown, the radius of the microbubble was  $R \sim 42$   $\mu\text{m}$ . Note that the bubble follows the fiber  $OF_T$  displacements since the temperature gradient moves along with it. When the fiber  $OF_T$  is pointing upwards the microbubble is trapped at a greater distance  $d$ . Trapping is possible for different microbubble radii, as shown in Figure 2.4.3.

Microbubbles of radius  $R \geq 130$   $\mu\text{m}$  get in contact with the fiber  $OF_T$ , as one can see in Figure 2.4.4 A and 2.4.4 B. For these large bubbles, trapping becomes unstable and manipulation is not possible. Thus, a good criterion

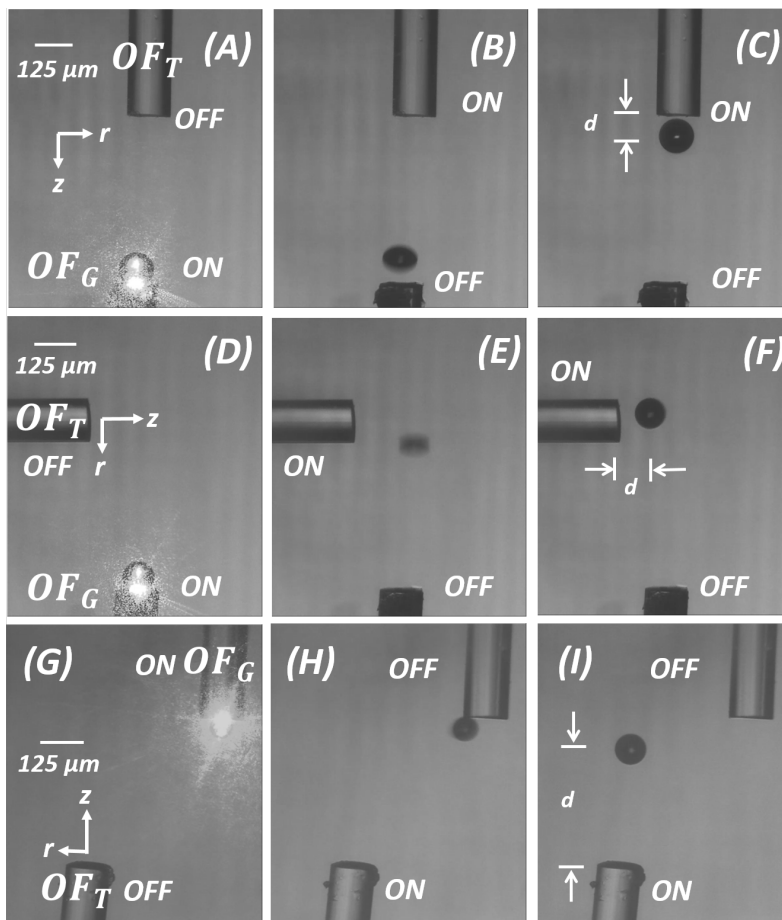


Figure 2.4.2: Generation and 3D trapping of a microbubble for different fiber  $OF_T$  positions: facing downwards (A), horizontally (D), and upwards (G). Bubble release from the fiber  $OF_G$ : (B), (E), and (H). Bubble trapping (C), (F), and (I).

for an upper limit of bubble manipulation is to choose those bubbles whose diameter is comparable with the  $OF_T$ 's diameter. On the other hand, the lower limit of trapped bubbles size could not determine since bubbles with diameter  $\leq 30 \mu\text{m}$  are very difficult to create as they grow very fast ( $\leq 100 \text{ms}$ ) which is comparable to the response time of our mechanical shutter. However,

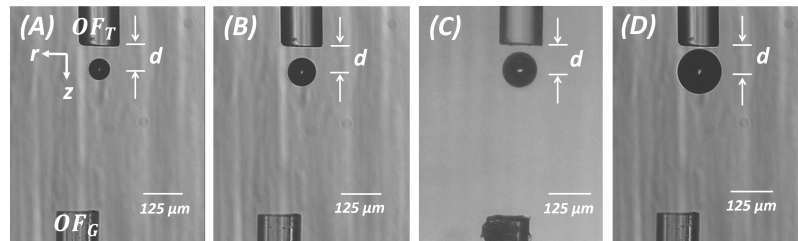


Figure 2.4.3: Trapping of microbubbles through a temperature gradient induced with a power of 2 mW for different radii  $R$  and its corresponding trapping distance  $d$ : (A)  $R \sim 32 \mu\text{m}$  &  $d \sim 71 \mu\text{m}$ , (B)  $R \sim 42 \mu\text{m}$  &  $d \sim 76 \mu\text{m}$ , (C)  $R \sim 50 \mu\text{m}$  &  $d \sim 74 \mu\text{m}$ , and (D)  $R \sim 62 \mu\text{m}$  &  $d \sim 78 \mu\text{m}$ .

with the proper shutter, the laser could be turned on from  $\mu\text{s}$  to  $\text{ms}$  and, thus, obtain smaller bubbles.

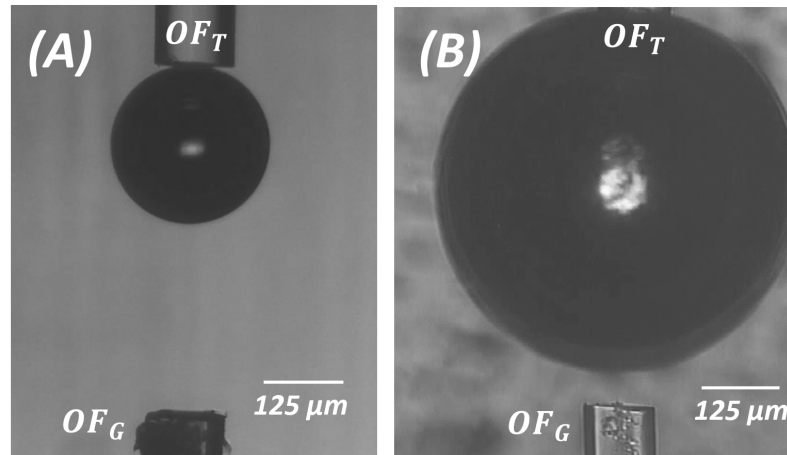


Figure 2.4.4: Trapping of microbubbles with a power of 2 mW. Large bubbles touch the optical fiber  $OF_T$  (A)  $R \sim 130 \mu\text{m}$ , and (B)  $R \sim 333 \mu\text{m}$ . For microbubbles of radius  $R \geq 130 \mu\text{m}$  trapping becomes unstable and manipulation is not possible.

Polystyrene microparticles (diameter  $\sim 1 \mu\text{m}$ ) were dissolved in ethanol to be used as tracers to measure the velocity of the convective currents induced

by light absorption with a power of 2 mW. Figure 2.4.5 shows the tracking of a cluster of microparticles due to the convective currents and the obtained velocity of these currents along the propagation axis. By video analysis, the velocity of the convective currents around of the optical fiber end ( $z = 120 \mu\text{m}$ ) was found to be  $\sim 0.64 \text{ mm/s}$  in the upward direction. For the largest used power in this work (15 mW) and for the same region ( $z = 120 \mu\text{m}$ ), the speed scales almost linearly  $\sim 7.7 \text{ mm/s}$ .

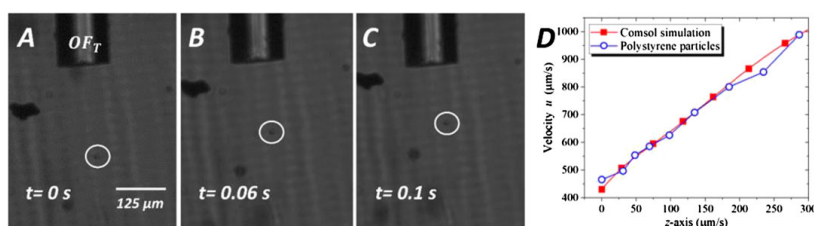


Figure 2.4.5: (A-C) Snapshots show that particles move in opposite direction to the beam propagation at a laser power  $P = 2 \text{ mW}$ . White circles indicate the position of a cluster of several polystyrene microparticles. (D) Typical velocity plot of the convective currents along the propagation distance  $z$  measured from the fiber end.

## Discussion

Experimental results show the trapping and manipulation of microbubbles, previously generated, using optically-induced temperature gradients caused by light absorption in ethanol [Sarabia-Alonso20]. Microbubbles are generated in ethanol by thermocavitation, i.e. the explosive phase transition from liquid to vapor around its critical-point ( $243^\circ\text{C}$ ) [Padilla-Martinez14] after light from a pulsed laser is absorbed at AgNPs deposited at the end of an optical fiber. One key characteristic of thermocavitation is that bubbles remain in contact with the interface (in this case fiber end with photodeposited AgNPs) at all times. Upon collapse, the bubble takes a toroidal shape due to a reentrant jet that eventually hits the hot surface and is instantaneously evaporated [Padilla-Martinez14]. This vapor microbubble is expelled from the fiber end with an exponentially decaying velocity as they move away from the fiber. The repetition rate of the laser is 10 kHz, so every  $100 \mu\text{s}$ , a microbubble

is expelled from the fiber creating a column of bubbles moving away from the fiber. Since the bubble velocity is continually decreasing, they eventually catch up and coalesce creating a larger continuously growing bubble. Thus, microbubble size, from tens to hundreds of micrometers in diameter, can be precisely generated by controlling the on-time of the laser (or equivalently, the number of pulses) [Sarabia-Alonso20]. This continuously growing bubble can be temporally trapped by the same fiber  $OF_G$  until it reaches a size such that buoyancy force overcomes the Marangoni force and the bubble leaves the trap. This temporarily trapping last only 55 seconds. In this work, this bubble is released by turning the pulsed laser off after the bubble reached a certain size and later trapped using another optical fiber with no nanoparticles deposited. This time, the trapping laser is a CW low power laser. The microbubble can be steadily trapped and manipulated for up 10 minutes. In order to achieve this goal, switch on/off synchronization between the lasers is necessary.

In order to understand the trapping mechanism, we analyze the involved forces using COMSOL Multiphysics 5.2 simulations. Light from the CW laser ( $\lambda = 1550$  nm) is exponentially attenuated ( $\alpha \sim 5.63$  cm<sup>-1</sup>) inside the ethanol, generating a transversal and longitudinal temperature gradient. Without loss of generalization, we will assume that the trapping fiber is pointing downwards so the microbubble will move up towards the trapping fiber by buoyancy force  $F_B$ . When it is in close proximity to the temperature gradient, it will experience the Marangoni force  $F_M$ . Due to the temperature gradient, convective currents are also generated within the fluid creating an additional drag force  $F_D$ . When the microbubble is trapped, an equilibrium between the buoyancy  $F_B$ , drag  $F_D$ , and Marangoni  $F_M$  forces is established. The direction of Marangoni's force is always directed towards the heat source while the buoyancy force and drag force, always points upwards. The equilibrium position is located at a distance  $d$ , measured from the tip of the fiber  $OF_T$  until the bubble geometrical center. Optical forces are not taken into account because their magnitudes are three orders of magnitude smaller than the buoyancy force and six orders of magnitude smaller than the Marangoni force  $F_M$  [Ortega-Mendoza18].

When the light is incident upon the ethanol a portion of it is absorbed

by the ethanol, producing a temperature gradient  $\nabla T$  that heats the ethanol up according to the heat transfer equation (where a steady-state condition is assumed) is given by [Flores-Flores15]:

$$\rho C_p u \cdot \nabla T = \nabla \cdot (k \nabla T) + Q, \quad (2.4.1)$$

where  $\rho$  is the ethanol density,  $C_p$  is the heat capacity,  $u$  is the fluid's field velocity,  $k$  is the thermal conductivity, and  $Q = \alpha I$  is the heat source per volume unit with  $\alpha$  the absorption coefficient and  $I$  the optical intensity of the Gaussian beam. To model the fluid's field velocity, both the heat transfer equation given by Eq 2.4.1 and the Navier-Stokes equations for incompressible fluids, given by Eq. 2.4.2 and Eq. 2.4.3, are solved by finite element method (Comsol Multiphysics).

$$\rho(u \cdot \nabla)u = \nabla \cdot [-pH + \mu(\nabla u + (\nabla u)^T)] + F, \quad (2.4.2)$$

$$\rho \nabla \cdot u = 0, \quad (2.4.3)$$

where  $H$  is the identity matrix,  $\mu$  is the ethanol viscosity, and  $F$  is the volumetric force per volume unit defined as  $F = g(\rho - \rho_0)$  where  $g$  is the gravitational acceleration,  $\rho$  is the ethanol density at temperature  $T$ , and  $\rho_0 = 789 \text{ Kg/m}^3$  is the ethanol density at room temperature.

The simulation was carried out in by considering a Gaussian laser beam whose spot corresponds to the fiber core radius  $\omega_0 = 4.5 \mu\text{m}$ , the absorption coefficient of ethanol of  $\alpha = 5.63 \text{ cm}^{-1}$ , a cuvette with square geometry of width 1 mm, and height 5 mm. The origin of the coordinate system is set at the optical fiber end. The cuvette used in the experiments is much larger than the cuvette used in the simulation but the results (temperature and liquid's velocity) do not change much ( $\sim 2\%$ ) respect to real cuvette. We prefer to keep the small container for the sake of computational time.

Figure 2.4.6 A shows the spatial temperature distribution induced by a 2 mW power laser. As expected, the temperature increases as it travels inside the liquid, reaches a peak, and eventually decreases exponentially according to Beer-Lambert law to room temperature for  $z \geq 2 \text{ mm}$ . Figure 2.4.6 B shows the temperature distribution along the propagation distance for different optical powers showing the same general behavior. Note the abrupt rise of the

temperature from room temperature until the peak one which occurs at a distance  $z_{HT} \sim 75.4 \mu\text{m}$  independently of the laser power (but determined by the absorption coefficient). Note that the temperature increases linearly with the power from  $\sim 3.4 \text{ K}$  for 2 mW to  $\sim 26.8 \text{ K}$  for the highest power of 15 mW. Figure 2.4.6 C show the transverse temperature profile at the highest temperature (i.e.  $z_{HT} = 75.4 \mu\text{m}$ ) with a spatial profile much wider than the Gaussian beam one as consequence of heat diffusion. Finally, Figure 2.4.6 D shows the velocity of the convective currents generated within the ethanol with an optical power of 2 mW. The convective currents peak velocity is about 0.7 mm/s (around  $z \sim 440 \mu\text{m}$ ) in concordance with the measured velocity (see Figure 2.4.5). The associated drag force  $F_D$  exerted on the bubble is given by  $F_D = 6\pi\mu Ru$ , where  $\mu = 1.17 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$  [Logsdon00]. For an optical power of 2 mW, the peak drag force is  $\sim 0.1 \text{ nN}$ , i.e. an order of magnitude smaller than the buoyancy force. However, when the highest power is used (15 mW), the drag force is comparable to the buoyancy force and cannot longer be neglected.

As Figure 2.4.7 A shows, the longitudinal temperature gradient profile obtained from COMSOL Multiphysics is quite steep before  $\sim 75.4 \mu\text{m}$  and after this point, the gradient is small but sufficiently large as to attract the bubble to the fiber. Note that all temperature gradients change sign at the same distance  $z_{HT} \sim 75.4 \mu\text{m}$  as shown in Figure 7B. The temperature gradient shows great similarity to the optical gradient present in optical traps. In fact, the transversal and longitudinal temperature gradient result in a Marangoni force that traps the bubble in 3 dimensions, just as in optical trapping.

In the Marangoni force, a tangential stress on the bubble's wall owing to the temperature dependence of the surface tension is exerted; the bubble will move towards the heat source while the liquid flows to the colder regions with a force given by [Ortega-Mendoza18, Ramos97]:

$$F_M = -2\pi R^2 \nabla T \frac{d\sigma}{dT}, \quad (2.4.4)$$

where  $\frac{d\sigma}{dT}$  is the temperature derivative of the surface tension of the liquid  $\sigma$  ( $-0.022 \text{ Nm}^{-1}$ ) [Gonçalves10]. The buoyancy force  $F_B$  which is given by:

$$F_B = \frac{4}{3}\pi\rho_0 g R^3, \quad (2.4.5)$$



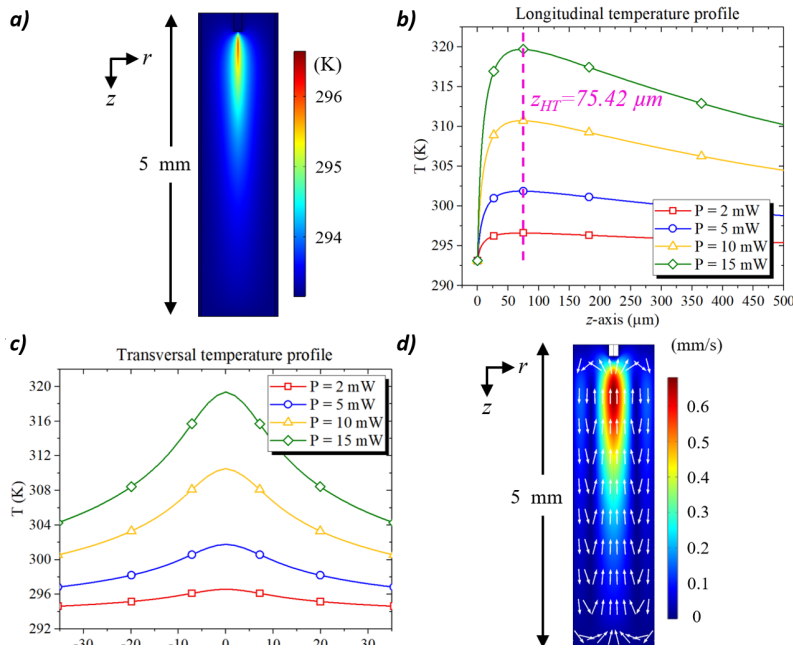


Figure 2.4.6: (A) Temperature distribution on ethanol due to light absorption for a power of 2 mW, (B) longitudinal temperature profile on the propagation axis  $z$  for several powers, (C) transverse temperature profile on  $z_{HT} = 75.4 \mu\text{m}$ , and (D) convective currents velocity produced by the temperature gradient with an optical power of 2 mW.

where  $\rho_0 = 789 \text{ Kg/m}^3$  is the density of the liquid (ethanol) [Gonçalves10][28]. The total force  $F_T$  experienced by a trapped microbubble used in this study is:

$$F_T = \pm F_M + F_B + F_D, \quad (2.4.6)$$

where the  $\pm$  sign indicates if the fiber is pointing upwards or downwards, respectively. From Figure 2.4.7 B and Eq. 2.4.4, we know that the bubble will be trapped transversally around  $r = 0$ , so let's analyze where the equilibrium position along  $z$  is located. Figure 2.4.8 shows the longitudinal total force. As

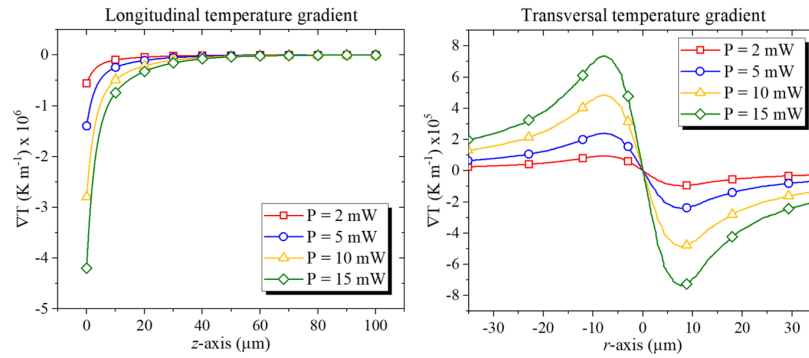


Figure 2.4.7: (A) Longitudinal gradient temperature profile along the propagation axis  $z$  and (B) transversal gradient temperature profile obtained at  $z_{HT} \sim 75.4 \mu\text{m}$ , for 2 mW, 5 mW, 10 mW, and 15 mW obtained through simulation in COMSOL Multiphysics.

expected, the Marangoni force is predominantly close to the optical fiber end where the temperature gradient is larger. When the total force  $F_T$  on the microbubble is equal to zero the microbubble will be trapped. The total longitudinal force for an optical power of 2 mW and microbubbles radii of  $32 \mu\text{m}$ ,  $42 \mu\text{m}$ ,  $50 \mu\text{m}$ , and  $62 \mu\text{m}$  is zero at  $z \sim 77 \mu\text{m}$ ,  $73 \mu\text{m}$ ,  $70.5 \mu\text{m}$ , and  $68 \mu\text{m}$ , respectively (see Figure 2.4.8) which are very close to those measured ( $71\text{--}78 \mu\text{m}$ ) obtained from Figure 2.4.3). As the power increases, the contribution of the drag force becomes comparable to the buoyance force and therefore the trapping distance decreases. One possible explanation for the disagreement between theory and experiment, rely on the fact that our simulation did not include the presence of the bubble. In addition, when the microbubble interacts with the beam laser there is an additional temperature profile that appears on the opposite (exit) surface of the microbubble that modifies the net temperature gradient. Since the Rayleigh distance for the trapping beam is  $\sim 41 \mu\text{m}$ , as the beam diffracts, the additional thermal gradient is stronger for smaller than larger bubbles (as seen in Figure 2.4.2). Nevertheless, this simple model explains reasonably well all the experiments reported.

In our previous work, we reported quasi-steady-state trapping for milliseconds up to 55 s before the bubble become so large that buoyancy dominates

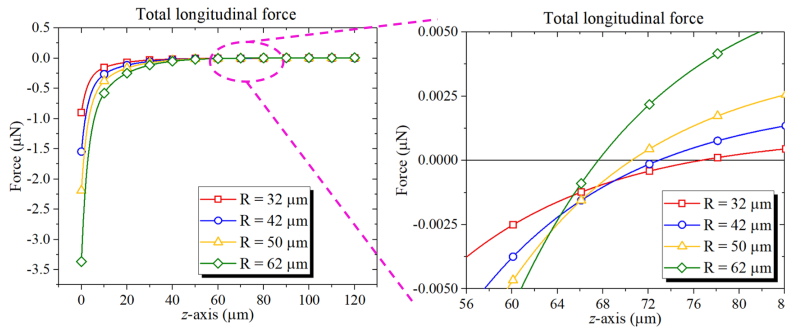


Figure 2.4.8: Total longitudinal force using Eq. 2.4.6 for microbubble with radii  $\sim 32 \mu\text{m}$ ,  $\sim 42 \mu\text{m}$ ,  $\sim 50 \mu\text{m}$ , and  $\sim 62 \mu\text{m}$ . The zero crossing displaces to the smaller distances  $z$  as the convective current increases as discussed in the main text.

over all forces escaping the trap [Sarabia-Alonso20]. Here using CW low power laser, we can extend the trapping time depending on the power used. For example, if a microbubble is trapped with a power 1-2 mW, the rate of vapor condensation exceeds that of evaporation and therefore the bubble will shrink over time. For a power of 1 mW, the microbubble decreases at a rate of  $\sim 2.3 \mu\text{m/s}$  and  $\sim 0.96 \mu\text{m/s}$  for 2 mW. However, if the microbubble is trapped with a power  $\sim 3 \text{ mW}$ , it increases its radius overtime at a rate of  $\sim 0.53 \mu\text{m/s}$ . Therefore, by fine-tuning the optical power it is possible to maintain an approximately constant ( $\sim > 1 \mu\text{m/min}$ ) size microbubble. For instance, in this work was possible to trap a microbubble of  $R \sim 75 \mu\text{m}$  for an approximately 10 minutes with an optical power of approximately 2.7 mW. During this time, the microbubble increased in size by 13%. We believe the trapping time can be further extended if the laser beam is intensity-modulated, for example with a square pulse, in order to achieve a balance of the rates of evaporation and condensation.

## Conclusions

In summary, we show for the first time, stably 3D trapping and the manipulation of microbubbles in absorbing liquids using a low power CW laser ( $\lambda = 1550 \text{ nm}$ ). Light absorption activates several phenomena (Marangoni

effects, convective currents, and buoyancy), each one producing competing forces: the Marangoni  $F_M$ , drag force  $F_D$ , and the buoyancy  $F_B$  forces. The large 3D thermal gradient produced by the low power laser but rather modest temperature increase provides the Marangoni force while the others affect the final trapping position along the propagation distance. A careful balance of vapor condensation and evaporation rate induced by the trapping laser produce stably trapping for up to 10 min using an optical power as low as 2.7 mW. The setup could further simplified if the bubbles are generated by Joule heating as it is commonly done in sonocavitation experiments. This work opens up applications for trapping and 3D manipulation of microbubbles using thermal effects in the same way as optical trapping does. We foresee interesting applications in fields such as microfluidics for flow control, nanoparticle trapping, photolithography, among others.

### Acknowledgements

We acknowledge the financial support from CONACyT (grant A1-S-28440).

### Referencias

- [Angelsky18] O. V. Angelsky, A. Y. Bekshaev, P. P. Maksimyak, A. P. Maksimyak y S. G. Hanson, “Low-temperature laser-stimulated controllable generation of micro-bubbles in a water suspension of absorptive colloid particles”, *Opt. Express* **26**, 13995–14009 (2018).
- [Ashkin86] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm y S. Chu, “Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles”, *Opt. Lett.* **11**, 288–290 (1986).
- [Flores-Flores15] E. Flores-Flores, S. A. Torres-Hurtado, R. Páez, U. Ruiz, G. Beltrán-Pérez, S. L. Neale, J. C. Ramirez-San-Juan y R. Ramos-García, “Trapping and manipulation of microparticles using laser-induced convection currents and photophoresis”, *Biomed. Opt. Express* **6**, 4079–4087 (2015).
- [Friend11] J. Friend y L. Y. Yeo, “Microscale acoustofluidics: Microfluidics driven via acoustics and ultrasonics”, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 647–704 (2011).

- [Garbin05] V. Garbin, D. Cojoc, E. Ferrari, R. Z. Proietti, S. Cabrini y E. D. Fabrizio, "Optical micro-manipulation using laguerre-gaussian beams", *Japanese Journal of Applied Physics* **44**, 5773 (2005).
- [Gonçalves10] F. Gonçalves, A. Trindade, C. Costa, J. Bernardo, I. Johnson, I. Fonseca y A. Ferreira, "Pvt, viscosity, and surface tension of ethanol: New measurements and literature data evaluation", *The Journal of Chemical Thermodynamics* **42**, 1039–1049 (2010).
- [Hashmi12] A. Hashmi, G. Yu, M. Reilly-Collette, G. Heiman y J. Xu, "Oscillating bubbles: a versatile tool for lab on a chip applications", *Lab Chip* **12**, 4216–4227 (2012).
- [Li19] Y. Li, U. Abeywickrema y P. Banerjee, "Dynamics of laser-induced microbubbles in an absorbing liquid.", *Opt. Eng. SPIE* **58**, 084107 (2019).
- [Lin16] L. Lin, X. Peng, Z. Mao, W. Li, M. N. Yogeesh, B. B. Rajeeva, E. P. Perillo, A. K. Dunn, D. Akinwande y Y. Zheng, "Bubble-pen lithography", *Nano Letters* **16**, 701–708, pMID: 26678845 (2016).
- [Logsdon00] J. E. Logsdon, *Ethanol*, John Wiley & Sons, Ltd (2000).
- [Miniewicz16] A. Miniewicz, S. Bartkiewicz, H. Orlikowska y K. Dradrach, "Marangoni effect visualized in two-dimensions optical tweezers for gas bubbles.", *Sci. Rep.* **6**, 34787 (2016).
- [Miniewicz17] A. Miniewicz, C. Quintard, H. Orlikowska y S. Bartkiewicz, "On the origin of the driving force in the marangoni propelled gas bubble trapping mechanism", *Phys. Chem. Chem. Phys.* **19**, 18695–18703 (2017).
- [Nelson12] W. C. Nelson y C.-J. Kim, "Droplet actuation by electrowetting-on-dielectric (ewod): A review", *Journal of Adhesion Science and Technology* **26**, 1747–1771 (2012).
- [Ohta07] A. T. Ohta, A. Jamshidi, J. K. Valley, H.-Y. Hsu y M. C. Wu, "Optically actuated thermocapillary movement of gas bubbles on an absorbing substrate", *Applied Physics Letters* **91**, 074103 (2007).
- [Ortega-Mendoza13] J. G. Ortega-Mendoza, F. Chávez, P. Zaca-Morán, C. Felipe, G. F. Pérez-Sánchez, G. Beltran-Pérez, O. Goiz y R. Ramos-García, "Selective photodeposition of zinc nanoparticles on the core of a single-mode optical fiber", *Opt. Express* **21**, 6509–6518 (2013).

- [Ortega-Mendoza18] J. G. Ortega-Mendoza, J. A. Sarabia-Alonso, P. Zaca-Morán, A. Padilla-Vivanco, C. Toxqui-Quitl, I. Rivas-Camero, J. Ramirez-Ramirez, S. A. Torres-Hurtado y R. Ramos-García, “Marangoni force-driven manipulation of photothermally-induced microbubbles”, *Opt. Express* **26**, 6653–6662 (2018).
- [Padilla-Martinez14] J. P. Padilla-Martinez, C. Berrospe-Rodriguez, G. Aguilar, J. C. Ramirez-San-Juan y R. Ramos-García, “Optic cavitation with CW lasers: A review”, *Physics of Fluids* **26**, 122007 (2014).
- [Pimentel-Domínguez12] R. Pimentel-Domínguez, J. Hernández-Cordero y R. Zenit, “Microbubble generation using fiber optic tips coated with nanoparticles”, *Opt. Express* **20**, 8732–8740 (2012).
- [Prentice04] P. A. Prentice, M. P. MacDonald, T. G. Frank, A. Cuschieri, G. C. Spalding, W. Sibbett, P. A. Campbell y K. Dholakia, “Manipulation and filtration of low index particles with holographic laguerre-gaussian optical trap arrays”, *Opt. Express* **12**, 593–600 (2004).
- [Ramos97] J. Ramos, “Lumped models of gas bubbles in thermal gradients”, *Applied Mathematical Modelling* **21**, 371–386 (1997).
- [Sarabia-Alonso20] J. A. Sarabia-Alonso, J. G. Ortega-Mendoza, J. C. Ramírez-San-Juan, P. Zaca-Morán, J. Ramírez-Ramírez, A. Padilla-Vivanco, F. M. Muñoz-Pérez y R. Ramos-García, “Optothermal generation, trapping, and manipulation of microbubbles”, *Opt. Express* **28**, 17672–17682 (2020).
- [Shin17] J. H. Shin, J. Seo, J. Hong y S. K. Chung, “Hybrid optothermal and acoustic manipulations of microbubbles for precise and on-demand handling of micro-objects”, *Sensors and Actuators B: Chemical* **246**, 415–420 (2017).
- [Takahashi99] K. Takahashi, J.-G. Weng y C.-L. Tien, “Marangoni effect in microbubble systems”, *Microscale Thermophysical Engineering* **3**, 169–182 (1999).
- [Wu11] Z.-B. Wu y W.-R. Hu, “Thermocapillary migration of a planar droplet at moderate and large Marangoni numbers.”, *Acta Mech* **223**, 609–626 (2011).

## 2.4. STEADY-STATE 3D TRAPPING AND MANIPULATION... 103

- [Xi11] X. Xi, F. B. Cegla, M. Lowe, A. Thiemann, T. Nowak, R. Mettin, F. Holsteyns y A. Lippert, “Study on the bubble transport mechanism in an acoustic standing wave field”, *Ultrasonics* **51**, 1014–1025 (2011).
- [Zaca-Morán15] P. Zaca-Morán, R. Ramos-García, J. G. Ortega-Mendoza, F. Chávez, G. F. Pérez-Sánchez y C. Felipe, “Saturable and two-photon absorption in zinc nanoparticles photodeposited onto the core of an optical fiber”, *Opt. Express* **23**, 18721–18729 (2015).
- [Zhang18] C.-L. Zhang, Y.-Q. Wang, Y. Gong, Y. Wu, G.-D. Peng y Y.-J. Rao, “The generation and assembly of laser-induced microbubbles”, *J. Lightwave Technol.* **36**, 2492–2498 (2018).
- [Zhao14] C. Zhao, Y. Xie, Z. Mao, Y. Zhao, J. Rufo, S. Yang, F. Guo, J. D. Mai y T. J. Huang, “Theory and experiment on particle trapping and manipulation via optothermally generated bubbles”, *Lab Chip* **14**, 384–391 (2014).





## 2.5 Visualizing acoustic levitation with COMSOL Multiphysics and a simple experimental setup

**WILEY**  
Online Library



Computer Applications in Engineering Education

Computer Applications in Engineering Education /  
Early View / e22718

RESEARCH ARTICLE | Open Access |

### Visualizing acoustic levitation with COMSOL Multiphysics and a simple experimental setup

Francisco M. Muñoz-Pérez , Juan C. Castro-Palacio,  
Marcos H. Giménez, Juan A. Monsoriu

First published: 01 February 2024  
<https://doi.org/10.1002/cae.22718>

[PoliBuscador - upv.es](http://PoliBuscador-upv.es)



## Visualizing acoustic levitation with COMSOL Multiphysics and a simple experimental setup

Francisco M. Muñoz-Pérez,<sup>1\*</sup> Juan C. Castro-Palacio,<sup>1</sup>  
Marcos H. Giménez,<sup>1</sup> and Juan A. Monsoriu,<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Centro de Tecnologías Físicas, Universitat Politècnica de València, 46022 Valencia, Spain.

\*fmmuope1@upvnet.upv.es

**Abstract** We present a new virtual laboratory developed with COMSOL Multiphysics for the simulation of an acoustic levitator. Our computer application simulates the acoustic pressure field and its interaction with a set of particles. Students can interact with the system by having the possibility of changing the frequency and distance parameters between transducers in real-time. We have also developed and shared for free use the 3D printing design files for the construction of necessary components for the acoustic levitator, as well as the instructions for its experimental implementation. The experimental results, along with the virtual laboratory, provide the students with useful tools to understand and interpret the acoustic phenomenon involved.

## Introduction

Acoustic levitation has become a very attractive technology due to its diverse features [Al-Nuaimi22]. One of them is that it allows the suspension of particles regardless of their composition as well as a manipulation environment in microgravity. Another relevant feature of acoustic levitation is that it allows the confinement of larger particles compared to light trapping techniques. Levitation has multiple applications such as the study of materials without being contained or requiring stable and non-invasive handling [Corrado86, Morris19]. Currently, this technology can be found in the study of small animals or liquids, or in the industrial sector in micro-assembly systems

just to mention a few examples [Watanabe18, Xie06, Youssefi19]. This type of levitator is based on a standing wave generated by ultrasonic transducers which produces a pattern for the acoustic pressure field. At the nodes of the pressure gradient, the particles present a dynamic equilibrium of forces, and it is at these points where the particles can be suspended [Crockett18, Jackson21].

Student's exposure to this technology type allows them to approach acoustics research topics and their applications early.. In addition, it reinforces the concepts of acoustic waves included in physics subjects for engineering. Previous work presents the study of acoustic levitators by addressing their construction However, a more didactic approach allows students to have a better understanding of this physical phenomenon. We believe that the combination of a virtual laboratory with an experimental system provides students with the means to develop their own understanding of the processes they are learning [Vidaurre02, Daineko17]. Moreover, virtual labs give users the possibility of controlling different variables involved, so they can analyze their influence on the results. Within this context, virtual labs can strengthen the concepts of acoustics studied in the classroom and boost the motivation of the students.

In this work, we present a new virtual laboratory developed with COMSOL multiphysics that allows numerical simulations for the visualization of the acoustic pressure field and the levitator nodes. COMSOL has emerged as software with multiple applications in science and technology due to its ease of use and flexibility [Riva21, Zhou18]. In addition, the design of an acoustic levitator for educational purposes and its low-cost experimental implementation with standard equipment is also included. The user interface allows the students to obtain the levitation positions by solving the physics problem numerically and also to make a comparison with what is observed experimentally.

## Basic theory

Acoustic levitation is a particle suspension technique that seeks to compensate the effects of gravity through the interaction of particles with a pressure field of acoustic radiation. It consists in the generation of a stationary wave due to

## 2.5. VISUALIZING ACOUSTIC LEVITATION WITH COMSOL...109

the acoustic radiation generated by an ultrasonic transducer and a reflector, or as in the case of this work by two transducers. If one reflector is placed, a large part of the acoustic wave is reflected and projected to the transducer. When two counter-propagating ultrasonic transducers are used on the same axis, an acoustic pressure field is generated in opposite directions forming a stationary acoustic radiation field. The superposition of these waves generates a distribution of maxima and minima (antinodes and nodes) of amplitude. Each ultrasonic transducer generates a wave of the same characteristics but in opposite directions,

$$P_1 = p_0 \sin(kz - \omega t) \text{ and } P_2 = p_0 \sin(kz + \omega t), \quad (2.5.1)$$

where  $p_0$  is the amplitude,  $\lambda$  the wavelength,  $k$  the wave number and  $\omega$  the angular frequency. It has been chosen the z-axis as the direction of propagation of the wave. When  $P_1$  and  $P_2$  waves are superimposed, a standing wave of the sound field  $P$  is generated, described by,

$$P = P_1 + P_2 = 2 p_0 \cos(\omega t) \sin(kz). \quad (2.5.2)$$

With this, the acoustic radiation pressure is obtained by means of  $F = (5/6)\pi R_s^3 (\omega/\rho_f v^3) p_0^2 \sin(2kz)$ , donde  $\rho_f$  is the air density and  $v$  is the sound velocity [Yosioka55].

The described distance between the two sources must fulfill the condition of being an integer multiplied by half wavelength,

$$d = n \frac{\lambda}{2}. \quad (2.5.3)$$

As a particle interacts with the stationary acoustic field, it is ideally suspended at the nodes of the wave. At the nodes, the pressure tends to be minimal, causing a particle located there to experience a constant pressure that confines it to the center over the direction of propagation. By using the upper and lower pressure difference, it is possible to find a point of dynamic equilibrium where the sound radiation pressure acts as a restoring and counteracting force to the force of gravity. The position of the pressure nodes are spaced every  $\frac{\lambda}{2}$ , distributed along the radiation direction at  $z = \frac{\lambda}{4}, 3\frac{\lambda}{4}, 5\frac{\lambda}{4}, \dots$  (see Figure 2.5.1). Thus, the wavelength can be obtained through,

$$\lambda = \frac{v}{f}, \quad (2.5.4)$$

where  $v$  is the speed of sound in the propagating medium (343 m/s in air at 23 °C) and  $f$  the frequency of the acoustic wave.

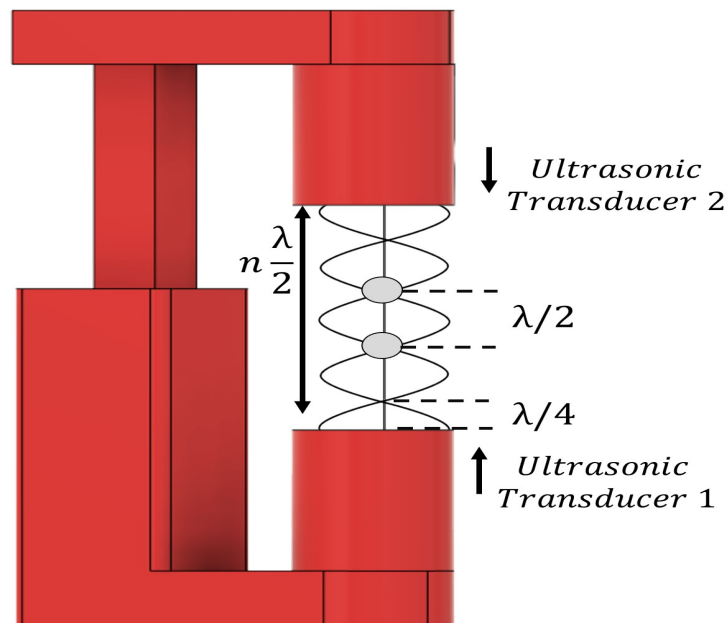


Figure 2.5.1: Schematic representation of acoustic levitation of counting-propagating transducers.

## The program

A virtual laboratory has been developed with COMSOL Multiphysics 6.0 to simulate the acoustic radiation field originating from the proposed acoustic levitator [Pérez]. Figure 2.5.2 shows the computation algorithm's flowchart consisting of three stages.

## 2.5. VISUALIZING ACOUSTIC LEVITATION WITH COMSOL...111

- The calculation process starts by choosing the input parameters and physical constants.
- A calculation section, which uses the parameters in the solution of the frequency domain inhomogeneous Helmholtz equation [COMSOL®].
- Finally, the algorithm delivers the simulation of the acoustic pressure field.

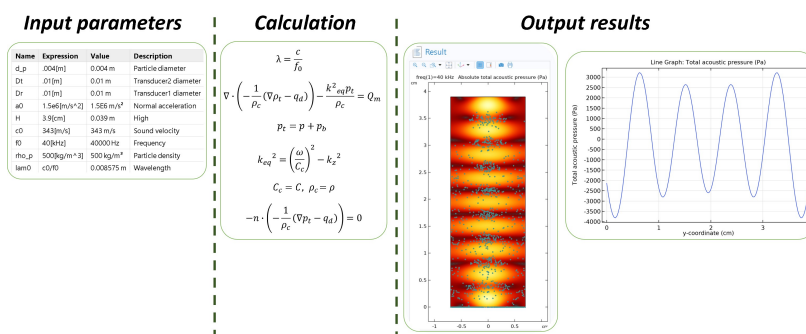


Figure 2.5.2: Flowchart of a virtual laboratory for acoustic levitation simulation.

Following this flowchart, we have implemented a COMSOL Multiphysics virtual lab whose main screen is shown in Figure 2.5.3. The interface is structured in these parts: the input parameters screen on the top left, an instructions section on the bottom left, and a results section on the right.

### Input parameters

Figure 2.5.3 shows the input parameters panel of the user interface. As can be seen, the virtual laboratory allows entering the frequency  $f$  of the sound wave and the distance  $d$  between the ultrasonic transducers. It also allows to choose whether to simulate the acoustic pressure field generated by both transducers or independently by transducer 1 (lower) or transducer 2 (upper). Another option available is the incorporation of particle interaction within the acoustic radiation field into the simulation (see Figure 2.5.3). This allows the student

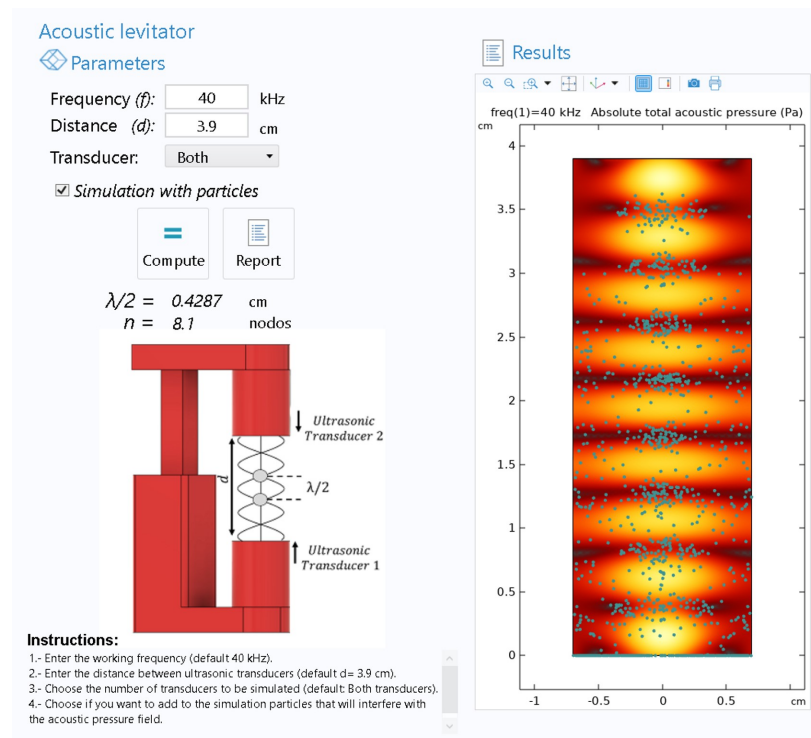


Figure 2.5.3: Virtual laboratory for acoustic levitation simulation.

to observe the levitation points and make a comparison with those observed experimentally. It is important to mention that this increases the computation time since the virtual laboratory performs a higher number of calculations. The examples shown in this manuscript were implemented on a PC with 8 GB RAM and an RYZEN 7 Processor. The average time is approximately 5 sec and with particle simulation of  $\approx 14$  sec. The calculation time depends on the characteristics of the PC where the virtual laboratory is implemented.



## Computation and results

Once the input parameters have been set, the user interface provides a “Compute” button to start the simulation process (see Figure 2.5.3). After a time-lapse, the result section shows the acoustic pressure field. If the option of simulation with particles has been activated previously, it will add particle interaction to the simulation result. Each time the input parameters are modified, it is necessary to click on the compute button to update the displayed results. For a better understanding of the results by the students, the virtual laboratory allows the generation of a more detailed report. By clicking the Results", the results of the simulations are exported to a file in the folder of the user's choice. The report incorporates a summary, a table of parameters, an image of the absolute acoustic pressure field, and a plot of the total acoustic pressure intensity along the direction of propagation of both ultrasonic waves.

## Results

The implementation of the acoustic levitator with polystyrene spheres has been carried out. The experimental setup shown in Figure 2.5.5 consists of two opposing ultrasonic transducers (PROWAVE, Mod. 400 SR160,  $f = 40$  kHz), a 3D-printed holder that allows us to control the distance between transducers, and a frequency generator. The design of the 3D printed holder was carried out using Fusion 360 software. It was sought to be functional and to use a minimum of parts. It consists of two pieces; the lower one contains the first transducer and acts as a base. The second piece is the upper part, where the second transducer is placed. The holder has also an extendable part that allows to regulate the separation between both transducers. The 3D design is available at Thingsiverse for free use [3DHOLDER]. The ultrasonic transducers are connected in parallel to the frequency generator. The latter is configured with a sinusoidal signal of  $f = 40$  kHz and  $V_{pp} = 10$  V. As shown in Figure 2.5.5, polystyrene spheres are placed at each node, seeking to levitate a particle at each node.

As explained in the program section, COMSOL virtual labs allow us to observe the absolute acoustic pressure field for different distances between transducers. Figure 2.5.5 shows a set of results obtained through the virtual lab

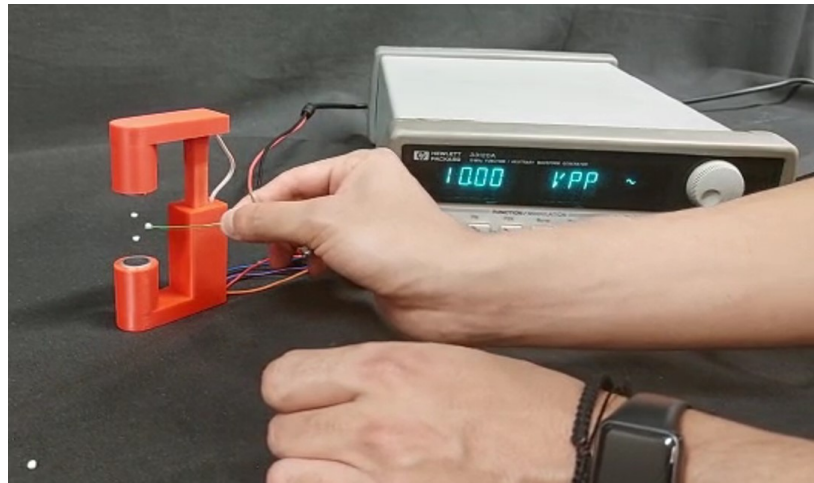


Figure 2.5.4: Experimental setup of acoustic levitator [Video].

and particle levitation with the acoustic levitator for three different distances  $d$ : a) 2.0 cm, b) 2.5 cm, and c) 4.5 cm. For these cases, the frequency value used in the virtual laboratory is  $f = 40 \text{ kHz}$ . This is because it is the operating frequency of the transducers used in the acoustic levitator. As can be seen, as the distance increases, so does the number of nodes, in turn allowing us to have a larger number of suspended particles. The distance between each node maintains the relationship  $\lambda/2$ . This relationship can be seen in Figure 2.5.5.

As shown in Figure 5a), we performed the levitation of four polystyrene spheres and the absolute acoustic pressure field. Measuring the distance between the centers of two consecutive particles, we can observe a distance of 4.36 mm, while through the virtual laboratory, it is 4.4 mm. Both distances are very close to each other ( $4.36 \text{ mm} \approx 4.4 \text{ mm}$ ). Using the experimental distance obtained,  $\lambda/2 = 4.36 \text{ mm}$ , we obtain the speed of sound:  $v \approx 8.72 \text{ mm} \times 40 \text{ kHz} = 348.8 \text{ m/s}$ . These values are very close to those reported in the literature for the speed of sound in air at  $30^\circ\text{C}$  [ToolBox03],  $v_a = 349.1 \text{ m/s}$ , the same ambient temperature at the time of this experiment. The discrepancy percentage is less than 0.01 %.

## 2.5. VISUALIZING ACOUSTIC LEVITATION WITH COMSOL...115

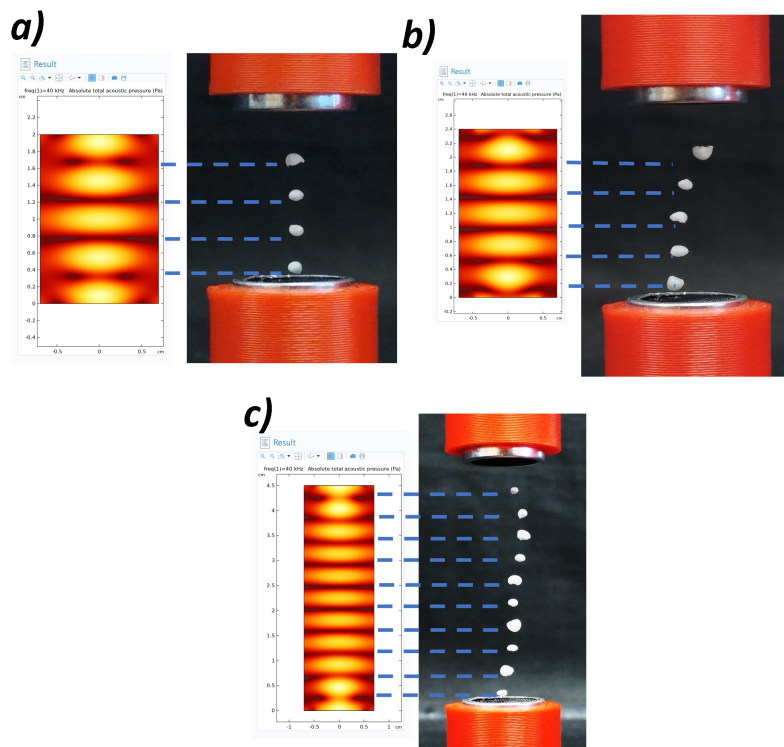


Figure 2.5.5: Results of the virtual laboratory and experimental for various distances between transducers for, a)  $d = 2.0$  cm, b)  $d = 2.5$  cm, and c)  $d = 4.5$  cm.

Another characteristic that we can check is the number of nodes generated in the standing wave. As seen in Figure 2.5.5 a-c, a comparison was made between the results obtained with the virtual laboratory and the experimental acoustic levitator. For a  $d = 2$  cm, the expected number of nodes is 4.66, as shown in Figure a) the levitation of 4 particles is possible. For 2 cm and 3 cm distances, the number of nodes is 5.83 and 10.49, respectively. As we can observe, in Figure 2.5.5 b-c, the number of levitated particles is 5 and 10, respectively.

## Conclusions

Acoustic levitation is a physical phenomenon whose applications are expanding fast. This is why it is relevant for engineering students to know about it. A theoretical immersion accompanied by a virtual laboratory allows the students to understand more clearly the physical concepts of acoustic levitation. We provide for free use the files for the 3D printing of the levitator used in this work which is a low-cost alternative and easy to implement in a practical laboratory. The simulation through the virtual laboratory developed in COMSOL allows the students to corroborate the physical conditions and to visualize the acoustic pressure fields that are not appreciable experimentally.

## Acknowledgement

We acknowledge the Spanish Ministerio de Ciencia e Innovación (grant PID2019-107391RB-I00) and by Generalitat Valenciana (grant CIPROM /2022/30), Spain. F.M.M.P also acknowledges the financial support from the Universitat Politècnica de València (PAID-01-20-25), Spain. The authors would like to thank the Instituto de Ciencias de la Educación (Institute of Education Sciences) at the Universitat Politècnica de València (Technical University of Valencia), Spain, for its support to the teaching innovation group MSEL.

## Referencias

- [3DHOLDER] 3DHOLDER, “Acoustic levitator holder”, <https://www.thingiverse.com/thing:6098283/files>, accessed: 2023-06-28.
- [Al-Nuaimi22] I. I. I. Al-Nuaimi, M. N. Mahyuddin y N. K. Bachache, “A non-contact manipulation for robotic applications: A review on acoustic levitation”, *IEEE Access* **10**, 120823–120837 (2022).
- [COMSOL©] COMSOL©, “Comsol documentation: Acoustics module users guide”, <https://doc.comsol.com/6.0/doc/com.comsol.help.aco/AcousticsModuleUsersGuide.pdf>, accessed: 2023-06-26.

- [Cordaro86] R. Cordaro y C. F. Cordaro, “A demonstration of acoustical levitation”, *The Physics Teacher* **24**, 416 (1986).
- [Crockett18] A. Crockett y W. Rueckner, “Visualizing sound waves with schlieren optics”, *American Journal of Physics* **86**, 870–876 (2018).
- [Daineko17] Y. Daineko, V. Dmitriyev y M. Ipalakova, “Using virtual laboratories in teaching natural sciences: An example of physics courses in university”, *Computer Applications in Engineering Education* **25**, 39–47 (2017).
- [Jackson21] D. P. Jackson y M.-H. Chang, “Acoustic levitation and the acoustic radiation force”, *American Journal of Physics* **89**, 383–392 (2021).
- [Morris19] R. H. Morris, E. R. Dye, P. Docker y M. I. Newton, “Beyond the langevin horn: Transducer arrays for the acoustic levitation of liquid drops”, *Physics of Fluids* **31**, 101301 (2019).
- [Pérez] F. M. M. Pérez, “Acoustic levitator”, <https://github.com/fmmuope/Acoustic-levitator.git>, accessed: 2023-06-28.
- [Riva21] N. Riva, F. Grilli y B. Dutoit, “Superconductors for power applications: an executable and web application to learn about resistive fault current limiters”, *European Journal of Physics* **42**, 045802 (2021).
- [ToolBox03] T. E. ToolBox, “Air - speed of sound vs. temperature.”, [https://www.engineeringtoolbox.com/air-speed-sound-d\\_603.html](https://www.engineeringtoolbox.com/air-speed-sound-d_603.html), accessed: 2023-06-26 (2003).
- [Vidaurre02] A. Vidaurre, J. Riera, M. H. Giménez y J. A. Monsoriu, “Contribution of digital simulation in visualizing physics processes”, *Computer Applications in Engineering Education* **10**, 45–49 (2002).
- [Video] Video, “Levitating objects using sound”, <https://media.upv.es/#/portal/video/afc70990-15a8-11ee-8071-7db45731f06b>, accessed: 2023-06-28.

- [Watanabe18] A. Watanabe, K. Hasegawa y Y. Abe, “Contactless fluid manipulation in air: Droplet coalescence and active mixing by acoustic levitation”, *Scientific Reports* **8**, 10221 (2018).
- [Xie06] W. J. Xie, C. D. Cao, Y. J. Lü, Z. Y. Hong y B. Wei, “Acoustic method for levitation of small living animals”, *Applied Physics Letters* **89**, 214102 (2006).
- [Yosioka55] K. Yosioka y Y. Kawasima, “Acoustic radiation pressure on a compressible sphere”, *Acta Acustica United with Acustica* **5**, 167–173 (1955).
- [Youssefi19] O. Youssefi y E. Diller, “Contactless robotic micromanipulation in air using a magneto-acoustic system”, *IEEE Robotics and Automation Letters* **4**, 1580–1586 (2019).
- [Zhou18] X. L. Zhou y J. H. Wang, “Improvement of students’ understanding about the phenomena of groundwater pumping by using computer software”, *Computer Applications in Engineering Education* **26**, 1792–1803 (2018).

## Capítulo 3

### Discusión general de los resultados

En este capítulo, se lleva a cabo una revisión de los resultados presentados en los artículos del capítulo anterior. Es esencial enfatizar que los principales hitos alcanzados después de varios años de investigación incluyen la creación de esta tesis doctoral y la inclusión de los artículos que la componen en revistas científicas.

Como se puede observar, a lo largo de esta tesis doctoral, se realizó el diseño de EODs cuyas características permitan aumentar las propiedades de atrapamiento de un sistema experimental de pinzas ópticas. Las lentes difractivas propuestas se basan principalmente en las secuencias aperiódicas m-Bonacci y Silver Mean. Centrándose en el diseño de elementos puros de fase y de tipo Kinoform. Para ambos casos, se ha podido comprobar que ambas lentes mejoran la eficiencia de difracción respecto a la placa zonal binaria equivalente mediante la eliminación de los altos órdenes de difracción. Tras estudiar las características difractivas de estas lentes, es posible observar que representan una opción viable en aplicaciones de atrapamiento óptico. Su incorporación en un sistema de pinzas ópticas permite anexar características de multi-atrapamiento, así como de manipulación empleando las pro-

propiedades de cada secuencia aperiódica. En el caso de la lente Kinoform *m*-Bonacci (KmBL) presenta características bifocales donde el orden *m* permite el control de la distancia entre planos focales demostrándose numérica y experimentalmente que estos mantienen la proporción aurea generalizada. La lente Kinoform Silver Mean (KSML) presenta una característica cuadrifocal, donde a través del orden de la secuencia se logra un control de la posición de los correspondientes planos focales. Las trampas ópticas generadas por estos EODs fueron demostradas experimentalmente al implementarse en un sistema de pinzas ópticas, permitiendo el atrapamiento múltiple de micro-objetos a lo largo de eje óptico.

Estudiando la formación de vórtices con EODs se abordó también el desarrollo de un innovador sistema de trampas ópticas que utiliza haces de vórtices multiplexados para la manipulación de partículas micrométricas. Estos haces de vórtices se generan mediante una máscara de fase espiral, lo que permite el atrapamiento simultaneo, representando un avance significativo en la tecnología de pinzas ópticas. Esta máscara de fase espiral multiplexada (MSPM) permite la generación de dos vórtices concéntricos a lo largo del eje óptico. Cada vórtice a través de su carga topológica es posible modificar su diámetro y dirección de giro de forma independiente. Al igual que las lentes aperiódicas mostradas anteriormente, las propiedades de focalización de la MSPM han sido demostradas experimentalmente como trampas ópticas con la cualidad de imprimir movimiento angular a las micropartículas confinadas. En resumen, estos EODs representan un enfoque revolucionario en las pinzas ópticas, abre nuevas posibilidades para la manipulación eficiente y simultánea de partículas, con aplicaciones potenciales en diversos ámbitos científicos y tecnológicos.

El estudio fue extendido a otras técnicas de atrapamiento de micro-objetos, una de ellas es el atrapamiento a través de fuerzas termocapilares. En este caso, como se explica en el capítulo anterior, este tipo de atrapamiento y manipulación es el resultado de la combinación de efectos ópticos y térmicos. Este trabajo se centra en el uso de efectos ter-



mocapilares, que implican la generación de gradientes térmicos dentro de un fluido, para lograr un control estable y preciso sobre microburbujas. A diferencia de las trampas ópticas, donde las fuerzas ópticas son predominantes, aquí la dinámica de fuerzas originadas térmicamente se vuelve mayormente relevante. Cabe destacar, que las fuerzas implícitas son la de flotabilidad y de arrastre, siendo la fuerza de Marangoni o termocapilar la principal responsable del mecanismo de atrapamiento. El estudio se centra en el atrapamiento de microburbujas debido a su estructura y facilidad de generación. El sistema propuesto está integrado por dos fibras ópticas, una de generación y una de atrapamiento. La incorporación de fibras ópticas flexibiliza el diseño experimental para la generación y atrapamiento. Este es un método novedoso en el atrapamiento tridimensional que ofrece prometedoras aplicaciones en diversos campos científicos y de ingeniería. Se demostró a través de simulación numérica y experimental los puntos de equilibrio dinámico de fuerzas consistentes a la posición de máxima intensidad en el gradiente térmico.

Además de las técnicas ópticas y térmicas estudiadas a largo del trabajo de investigación, este trabajo aborda el desarrollo de un levitador ultrasónico y un laboratorio virtual. En conjunto estos dos elementos dan como resultado una herramienta de estudio con aplicaciones en didácticas. Los resultados obtenidos muestran los niveles de presión acústica, demostrando correspondencia de los puntos de levitación obtenidos a través del laboratorio virtual y las posiciones de las partículas suspendidas experimentalmente. Esta herramienta busca facilitar el acercamiento de los estudiantes a esta tecnología. Esta contribución práctica amplía el alcance de la investigación más allá de la academia y tienen un impacto significativo en la enseñanza y la divulgación científica.

En conjunto, los resultados obtenidos aportan una nueva estrategia en el atrapamiento y manipulación de micro-objetos. De estos resultados se podrían derivar aplicaciones innovadoras en una variedad de campos científicos y tecnológicos.



# Capítulo 4

## Conclusiones

En el capítulo de conclusiones, se evalúa el grado de logro de los objetivos de investigación delineados en la introducción. Además, se sintetizan las conclusiones clave obtenidas, se destacan las contribuciones más significativas de este estudio y se plantean diversas direcciones para futuras investigaciones.

### 4.1 Cumplimiento de los objetivos

El primer objetivo, *Diseño y caracterización de lentes difractivas basadas en secuencias aperiódicas, concretamente m-Bonacci y Silver Mean, así como su incorporación en un sistema experimental de pinzas ópticas* fue alcanzado con los EODs presentados en los artículos 1 y 2. Estas lentes difractivas tienen la característica de formar múltiples planos focales. Para el caso de la lente basada en la secuencia m-Bonacci presenta un patrón bifocal y para la lente difractiva basada en la secuencia Silver Mean presenta la generación de cuatro planos focales. Las características multifocales de estas lentes, permiten el atrapamiento óptico en cada uno de ellos al incorporarse a un sistema de pinzas ópticas. Cabe destacar, que las posiciones de los puntos focales

se encuentran directamente ligadas a las propiedades de cada secuencia aperiódica como se demostró en cada artículo. Esta singularidad agrega al sistema de pinzas ópticas una característica de manipulación mayor, al poder controlar a través de los órdenes de cada secuencia la distancia entre cada trampa óptica o punto focal. Con esto se demuestra que los EODs propuestos son una opción viable en el atrapamiento y manipulación óptica a través de un sistema de pinzas ópticas.

El segundo objetivo, *Generación de vórtices multiplexados implementados en el atrapamiento óptico de partículas*, se ha alcanzado con la publicación del artículo 3. Para este objetivo se presenta el diseño de una máscara de fase multiplexada que genera un par de vórtices concéntricos con diferentes cargas topológicas. Al igual que los EODs propuestos en el primer objetivo, esta lente difractiva es implementada en un sistema de pinzas ópticas. Cada vórtice óptico genera una trampa óptica cuya característica principal es imprimir un momento angular a las partículas atrapadas obligándolas a desplazarse a través de cada uno de ellos. Es importante destacar que la dirección de giro es controlada a través de cada carga topológica, con lo cual son independientes entre sí. Esta característica agrega al sistema de pinzas ópticas la propiedad de incorporar una dinámica de movimiento angular.

Con el objetivo de explorar otras técnicas de atrapamiento de micro-objetos, como se menciona en los objetivos propuestos, se estudió la técnica de atrapamiento a través de fuerzas termocapilares. En el artículo 4 se presenta el atrapamiento 3D y manipulación estable de microburbujas a través de termocapilaridad. El empleo de fuerzas termocapilares representan una opción viable en el atrapamiento y manipulación de micro-objetos (en este caso particular microburbujas), demostrando que la magnitud de estas fuerzas es mayor en comparación a las generadas ópticamente.

El cuarto objetivo *Estudio de la levitación de micro-objetos a través de ondas ultrasónicas, así como el desarrollo de un laboratorio virtual con aplicaciones didácticas* fue alcanzado a través del artículo 5. En este artículo se presenta el diseño e implementación de un levitador

ultrasónico, cuyos planos para impresión 3D han sido colocados en acceso libre. Además, se presenta un laboratorio virtual, que en conjunto con el levitador permite a estudiantes de pre-grado, grado y postgrado la experimentación temprana a las tecnologías de atrapamiento y manipulación de micro-objetos.

## 4.2 Aportaciones realizadas

Tras comprobar que los objetivos planteados han sido plenamente alcanzados como resultado de la investigación presentada en esta tesis doctoral, vamos a resumir cuales han sido las principales aportaciones a la literatura existente.

Se presentaron dos nuevos EODs basados en las secuencias aperiódicas de m-Bonacci y Silver Mean. Ambas fueron diseñadas como lentes tipo Kinoform, demostrando aumentar su eficiencia difractiva en comparación a la Placa Zonal binaria equivalente. Con respecto a la lente difractiva basada en la secuencia m-Bonacci tiene la propiedad de generar dos puntos focales a lo largo del eje óptico. Con respecto a la lente difractiva basada en la secuencia Silver Mean, esta permite la formación de cuatro planos focales axialmente. Ambas lentes fueron implementadas en un sistema experimental de pinzas ópticas, demostrando que las características multifocales de estas lentes tienen una aplicación en el atrapamiento y manipulación múltiple.

Ligado a los EODs anteriores, se ha diseñado una máscara de fase espiral para la formación de vórtices ópticos. Este sistema permite la formación de dos vórtices concéntricos con cargas topológicas independientes. Al implementarse en un sistema de pinzas ópticas, esta confiere un novedoso mecanismo de atrapamiento y manipulación que imprime a las micropartículas un movimiento angular. Esta característica fue comprobada experimentalmente, junto a la realización de un estudio de la dinámica de las partículas sobre cada vórtice. Los EODs

propuestos agregan nuevas características de atrapamiento y manipulación al ya versátil sistema de pinzas ópticas.

En relación al atrapamiento y manipulación a través de fuerzas termocapilares, se desarrolló el estudio y caracterización experimental de un sistema de atrapamiento y manipulación de microburbujas. Se implementó un nuevo sistema experimental compuesto de fibras ópticas para la generación y atrapamiento 3D que posibilita la manipulación estable de microburbujas. Esta técnica aprovecha los fenómenos optotérmicos con aplicación en el atrapamiento micro-objetos, aportando un estudio de la dinámica de fuerzas implícitas.

Finalmente, se introduce el diseño e implementación de un levitador ultrasónico, así como de un laboratorio virtual con aplicaciones didácticas. Tanto los modelos para su impresión 3D, como el código fuente se encuentran disponibles. Esta medida busca que los estudiantes tengan una herramienta experimental sobre la tecnología de levitación a su alcance.

### **4.3 Líneas de investigación futuras**

Como parte de este documento se presentan las líneas de investigación futuras en relación a los contenidos de esta tesis. Las siguientes áreas resaltan oportunidades emocionantes y prometedoras que podrían contribuir significativamente al avance de la óptica, así como el atrapamiento y manipulación de partículas:

El desarrollo de nuevos elementos ópticos difractivos extendiendo el estudio a nuevas secuencias aperiódicas aplicadas en el diseño de lentes tipo Kinoform. Un ejemplo de estas secuencias aperiódicas son Period-doubling, Bronze mean, Copper mean, Nickel mean, Rudin-Saphiro, Paper folding, . . . . A su vez, otra posibilidad a explorar es la combinación de distintas secuencias para generar nuevas secuencias aperiódicas, como las secuencias de Fibonacci-Cantor, alternando las reglas de iteración de las series de Fibonacci y Cantor, produciendo

do nuevas propiedades de focalización. La implementación de nuevos EODs en el sistema de pinzas ópticas, aprovechando las características de focalización y buscando distribuciones de trampas ópticas tridimensionales. Por otra parte, a través de la utilización de la máscara de fase espiral de vórtices multiplexados propuesta en este trabajo de tesis, el desarrollo de un micromotor compuesto de micropartículas. El desarrollo de sistemas de micro-ensamblaje combinando las técnicas de atrapamiento y manipulación de micro-objetos. Asimismo, la exploración de sistemas de micro-ensamblaje, promete avances sustanciales en la miniaturización y la fabricación a escala micro.

En el ámbito de las fuerzas optotérmicas, la aplicación de estas técnicas para la manipulación de microburbujas abre perspectivas novedosas. Desde la construcción de micro válvulas fluídicas hasta la integración en sistemas difractivos, esta línea de investigación podría tener un impacto significativo en la microfluídica y la ingeniería de sistemas a escala microscópica.

La implementación de sistemas de levitación ultrasónica que incorporan lentes acústicas difractivas con las secuencias aperiódicas propuestas abre nuevas posibilidades en el control preciso de partículas en entornos sin contacto. Además, la creación de laboratorios virtuales que permitan a los estudiantes experimentar con estas técnicas de manera interactiva y temprana en su formación contribuiría a su comprensión y aplicación práctica de estos desarrollos científicos.

Estas áreas de investigación presentan un panorama amplio y emocionante para futuros estudios, que podrían llevar a descubrimientos fundamentales y aplicaciones prácticas revolucionarias en el campo de la óptica y la manipulación de partículas a nivel microscópico.





## Bibliografía general

- [3DHOLDER] 3DHOLDER, “Acoustic levitator holder”, <https://www.thingiverse.com/thing:6098283/files>, accessed: 2023-06-28.
- [A. A. Nepomnyashchy] P. C. A. A. Nepomnyashchy, M. G. Velarde and, *Thermocapillary and solutocapillary migration of drops (and bubbles) and their spreading due to the Marangoni effect*.
- [Al-Nuaimi22] I. I. I. Al-Nuaimi, M. N. Mahyuddin y N. K. Bachache, “A non-contact manipulation for robotic applications: A review on acoustic levitation”, *IEEE Access* **10**, 120823–120837 (2022).
- [Andrade19] M. A. B. Andrade y A. Marzo, “Numerical and experimental investigation of the stability of a drop in a single-axis acoustic levitator”, *Physics of Fluids* **31**, 117101 (2019).
- [Angelsky18] O. V. Angelsky, A. Y. Bekshaev, P. P. Maksimyak, A. P. Maksimyak y S. G. Hanson, “Low-temperature laser-stimulated controllable generation of micro-bubbles in a water suspension of absorptive colloid particles”, *Opt. Express* **26**, 13995–14009 (2018).
- [Arias-Gonzalez02] J. R. Arias-Gonzalez y M. Nieto-Vesperinas, “Radiation pressure over dielectric and metallic nanocylinders on surfaces: polarization dependence and plasmon resonance conditions”, *Opt. Lett.* **27**, 2149–2151 (2002).
- [Arias-Gonzalez13] J. R. Arias-Gonzalez, *Optical Tweezers to Study Viruses*, Springer, Dordrecht (2013).
- [Arias-Gonzalez14] J. R. Arias-Gonzalez, “Single-molecule portrait of dna and rna double helices”, *Integrative Biology* **6**, 904–925 (2014).

- [Ashkin70] A. Ashkin, “Acceleration and trapping of particles by radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 156–159 (1970).
- [Ashkin74] A. Ashkin y J. M. Dziedzic, “Stability of optical levitation by radiation pressure”, *Applied Physics Letters* **24**, 586–588 (1974).
- [Ashkin86] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm y S. Chu, “Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles”, *Opt. Lett.* **11**, 288–290 (1986).
- [Ashkin92] A. Ashkin, “Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime”, *Biophysical Journal* **61**, 569–582 (1992).
- [Balushi15] A. A. A. Balushi, A. Kotnala, S. Wheaton, R. M. Gelfand, Y. Rajashekar y R. Gordon, “Label-free free-solution nanoaperture optical tweezers for single molecule protein studies”, *Analyst* **140**, 4760–4778 (2015).
- [Bishop03] A. I. Bishop, T. A. Nieminen, N. R. Heckenberg y H. Rubinsztein-Dunlop, “Optical application and measurement of torque on microparticles of isotropic nonabsorbing material”, *Phys. Rev. A* **68**, 033802 (2003).
- [Bobkova21] V. Bobkova, J. Stegemann, R. Droop, E. Otte y C. Denz, “Optical grinder: sorting of trapped particles by orbital angular momentum”, *Opt. Express* **29**, 12967–12975 (2021).
- [Brown01] B. A. Brown y P. R. Brown, “Optical tweezers: theory and current applications”, *American Laboratory Articles* **33**, 13–20 (2001).
- [Bustamante21] C. J. Bustamante, Y. R. Chemla, S. Liu y M. D. Wang, “Optical tweezers in single-molecule biophysics”, *Nature Reviews Methods Primers* **1** (2021).
- [Calatayud13a] A. Calatayud, V. Ferrando, F. Giménez, W. D. Furlan, G. Saavedra y J. A. Monsoriu, “Fractal square zone plates”, *Optics Communications* **286**, 42–45 (2013).
- [Calatayud13b] A. Calatayud, V. Ferrando, L. Remón, W. D. Furlan y J. A. Monsoriu, “Twin axial vortices generated by Fibonacci lenses”, *Optics Express* **21**, 10234–10239 (2013).

- [Cheng16] S. Cheng, X. Zhang, W. Ma y S. Tao, “Fractal zone plate beam based optical tweezers”, *Scientific Reports* **6**, 34492 (2016).
- [Chiou05] P. Y. Chiou, aron T. Ohta y M. Wu, “Massively parallel manipulation of single cells and microparticles using optical images”, *Nature* **436**, 370–372 (2005).
- [COMSOL©] COMSOL©, “Comsol documentation: Acoustics module users guide”, <https://doc.comsol.com/6.0/doc/com.comsol.help.aco/AcousticsModuleUsersGuide.pdf>, accessed: 2023-06-26.
- [Cordaro86] R. Cordaro y C. F. Cordaro, “A demonstration of acoustical levitation”, *The Physics Teacher* **24**, 416 (1986).
- [Coullet89] P. Coullet, L. Gil y F. Rocca, “Optical vortices”, *Optics Communications* **73**, 403–408 (1989).
- [Crockett18] A. Crockett y W. Rueckner, “Visualizing sound waves with schlieren optics”, *American Journal of Physics* **86**, 870–876 (2018).
- [D. W. Berry00] N. R. H. D. W. Berry y H. Rubinszteindunlop, “Effects associated with bubble formation in optical trapping”, *Journal of Modern Optics* **47**, 1575–1585 (2000).
- [Daineko17] Y. Daineko, V. Dmitriyev y M. Ipalakova, “Using virtual laboratories in teaching natural sciences: An example of physics courses in university”, *Computer Applications in Engineering Education* **25**, 39–47 (2017).
- [Davis04] J. A. Davis, L. Ramirez, J. A. Rodrigo, T. Alieva y M. L. Calvo, “Focusing properties of fractal zone plates: experimental implementation with a liquid-crystal display”, *Optics Letters* **29**, 1321–1323 (2004).
- [deLorenzo15] S. de Lorenzo, M. Ribezzi-Crivellari, J. R. Arias-Gonzalez, S. B. Smith y F. Ritort, “A temperature-jump optical trap for single-molecule manipulation”, *Biophysical Journal* **108**, 2854–2864 (2015).
- [Fang20] X. Fang, H. Ren y M. Gu, “Orbital angular momentum holography for high-security encryption”, *Nature Photonics* **14**, 102–108 (2020).

- [Ferrando13] V. Ferrando, A. Calatayud, F. Giménez, W. D. Furlan y J. A. Monsoriu, “Cantor dust zone plates”, *Optics Express* **21**, 2701–2706 (2013).
- [Ferrando15] V. Ferrando, F. Giménez, W. D. Furlan y J. A. Monsoriu, “Bifrac-tal focusing and imaging properties of Thue-Morse Zone Plates.”, *Optics express* **23**, 19846–19853 (2015).
- [Flores-Flores15] E. Flores-Flores, S. A. Torres-Hurtado, R. Páez, U. Ruiz, G. Beltrán-Pérez, S. L. Neale, J. C. Ramirez-San-Juan y R. Ramos-García, “Trapping and manipulation of microparticles using laser-induced convection currents and photophoresis”, *Biomed. Opt. Ex-press* **6**, 4079–4087 (2015).
- [Friend11] J. Friend y L. Y. Yeo, “Microscale acoustofluidics: Microfluidics driven via acoustics and ultrasonics”, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 647–704 (2011).
- [Furlan07] W. D. Furlan, G. Saavedra y J. A. Monsoriu, “White-light imaging with fractal zone plates”, *Optics Letters* **32**, 2109–2111 (2007).
- [Furlan09] W. D. Furlan, F. Giménez, A. Calatayud y J. A. Monsoriu, “Devil’s vortex-lenses”, *Optics Express* **17**, 21891–21896 (2009).
- [Furlan16] W. D. Furlan, V. Ferrando, J. A. Monsoriu, P. Zagrajek, E. Czer-wińska y M. Szustakowski, “3D printed diffractive terahertz len-ses”, *Optics Letters* **41**, 1748–1751 (2016).
- [Furlan21] W. D. Furlan, D. Montagud, V. Ferrando, S. Garcia-Delpech y J. A. Monsoriu, “A new trifocal corneal inlay for presbyopia”, *Sci. Rep.* **11**, 6620 (2021).
- [Gahagan96] K. T. Gahagan y G. A. Swartzlander, “Optical vortex trapping of particles”, *Opt. Lett.* **21**, 827–829 (1996).
- [Garbin05] V. Garbin, D. Cojoc, E. Ferrari, R. Z. Proietti, S. Cabrini y E. D. Fabrizio, “Optical micro-manipulation using laguerre-gaussian beams”, *Japanese Journal of Applied Physics* **44**, 5773 (2005).
- [Garmendía-Martínez23a] A. Garmendía-Martínez, W. Furlan, J. Castro-Palacio, J. Monsoriu y V. Ferrando, “Quadrifocal diffractive lenses based on the aperio-dic silver mean sequence”, *Eur. Phys. J. D* **77** (2023).

- [Garmendía-Martínez23b] A. Garmendía-Martínez, F. M. Muñoz Pérez, W. D. Furlan, F. Giménez, J. C. Castro-Palacio, J. A. Monsoriu y V. Ferrando, “Comparative study of numerical methods for solving the fresnel integral in aperiodic diffractive lenses”, *Mathematics* **11** (2023).
- [Gbur06] G. Gbur y T. D. Visser, “Phase singularities and coherence vortices in linear optical systems”, *Optics Communications* **259**, 428–435 (2006).
- [Gecevičius14] M. Gecevičius, R. Drevinskas, M. Beresna y P. G. Kazansky, “Single beam optical vortex tweezers with tunable orbital angular momentum”, *Applied Physics Letters* **104**, 231110 (2014).
- [Gieseler21] J. Gieseler, J. R. Gomez-Solano, A. Magazzú, I. P. Castillo, L. P. García, M. Gironella-Torrent, X. Viader-Godoy, F. Ritort, G. Pesce, A. V. Arzola, K. Volke-Sepúlveda y G. Volpe, “Optical tweezers: A comprehensive tutorial from calibration to applications”, *Adv. Opt. Photon.* **13**, 74–241 (2021).
- [Giménez06] F. Giménez, J. A. Monsoriu, W. D. Furlan y A. Pons, “Fractal photon sieve”, *Optics Express* **14**, 11958–11963 (2006).
- [Giménez10] F. Giménez, W. D. Furlan, A. Calatayud y J. A. Monsoriu, “Multifractal zone plates”, *Journal of the Optical Society of America A* **27**, 1851–1855 (2010).
- [Gonçalves10] F. Gonçalves, A. Trindade, C. Costa, J. Bernardo, I. Johnson, I. Fonseca y A. Ferreira, “Pvt, viscosity, and surface tension of ethanol: New measurements and literature data evaluation”, *The Journal of Chemical Thermodynamics* **42**, 1039–1049 (2010).
- [Gong19] L. Gong, Q. Zhao, H. Zhang, X.-Y. Hu, K. Huang, J.-M. Yang y Y.-M. Li, “Orbital angular momentum holography for high-security encryption”, *Light: Science and Applications* **8**, 27 (2019).
- [Goodman04] J. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, Roberts and Company Publishers (2004).
- [Goto21] K. Goto, K. Nakajima y H. Notsu, “Twin vortex computer in fluid flow”, *New Journal of Physics* **23**, 063051 (2021).
- [Hashmi12] A. Hashmi, G. Yu, M. Reilly-Collette, G. Heiman y J. Xu, “Oscillating bubbles: a versatile tool for lab on a chip applications”, *Lab Chip* **12**, 4216–4227 (2012).

- [Hecht12] E. Hecht, *Optics*, Pearson (2012).
- [Horadam71] A. Horadam, “Pell identities”, *The Fibonacci Quarterly* **9**, 245–252 (1971).
- [Hu20] S. Hu, Z.-W. Liao, L. Cai y X.-X. Jiang, “Near-field optical tweezers for chemistry and biology”, *physica status solidi (a)* **217**, 1900604 (2020).
- [I. Ricardez08] E. E. O. I. Ricardez y J. A. Hernández, “Pinzas ópticas, una herramienta eficaz para micromanipulación”, *Faraute Ciens. y Tec.* **3**, 25–30 (2008).
- [Jackson21] D. P. Jackson y M.-H. Chang, “Acoustic levitation and the acoustic radiation force”, *American Journal of Physics* **89**, 383–392 (2021).
- [Jákl08] P. Jákl, T. s. Či zmár, M. Šerý y P. Zemánek, “Static optical sorting in a laser interference field”, *Applied Physics Letters* **92**, 161110 (2008).
- [Jordan70] H. P. L. L. Jordan, J. y D. Vaan Rooy, “Kinoform lenses”, *Applied Optics* **9**, 1883–1887 (1970).
- [Juan11] M. L. Juan, M. Righini y R. Quidant, “Plasmon nano-optical tweezers”, *Nature Photonics* **5**, 349–356 (2011).
- [Kaufman21] A. M. Kaufman y K.-K. Ni, “Quantum science with optical tweezer arrays of ultracold atoms and molecules”, *Nature Physics* **17**, 1324–1333 (2021).
- [Kollipara23] P. S. Kollipara, Z. Chen y Y. Zheng, “Optical manipulation heats up: Present and future of optothermal manipulation”, *ACS Nano* **17**, 7051–7063 (2023).
- [Kononenko97] V. L. Kononenko, J. C. Giddings y M. N. Myers, “On the possibility of photophoretic field-flow fractionation”, *Journal of Microcolumn Separations* **9**, 321–327 (1997).
- [Koshy14] T. Koshy, *Pell and Pell-Lucas Numbers with applications*, Springer (2014).
- [Ladavac04] K. Ladavac y D. G. Grier, “Microoptomechanical pumps assembled and driven by holographic optical vortex arrays”, *Opt. Express* **12**, 1144–1149 (2004).

- [Lee04] W. M. Lee, X.-C. Yuan y W. C. Cheong, “Optical vortex beam shaping by use of highly efficient irregular spiral phase plates for optical micromanipulation”, *Opt. Lett.* **29**, 1796–1798 (2004).
- [Li19] Y. Li, U. Abeywickrema y P. Banerjee, “Dynamics of laser-induced microbubbles in an absorbing liquid.”, *Opt. Eng. SPIE* **58**, 084107 (2019).
- [Li21] X. Li, Y. Zhou, Y. Cai, Y. Zhang, S. Yan, M. Li, R. Li y B. Yao, “Generation of hybrid optical trap array by holographic optical tweezers”, *Frontiers in Physics* **9** (2021).
- [Liang18] Y. Liang, M. Lei, S. Yan, M. Li, Y. Cai, Z. Wang, X. Yu y B. Yao, “Rotating of low-refractive-index microparticles with a quasi-perfect optical vortex”, *Appl. Opt.* **57**, 79–84 (2018).
- [Liang20] Y. Liang, S. Yan, Z. Wang, R. Li, Y. Cai, M. He, B. Yao y M. Lei, “Simultaneous optical trapping and imaging in the axial plane: a review of current progress”, *Reports on Progress in Physics* **83**, 032401 (2020).
- [Lin16] L. Lin, X. Peng, Z. Mao, W. Li, M. N. Yogeesh, B. B. Rajeeva, E. P. Perillo, A. K. Dunn, D. Akinwande y Y. Zheng, “Bubble-pen lithography”, *Nano Letters* **16**, 701–708, PMID: 26678845 (2016).
- [Logsdon00] J. E. Logsdon, *Ethanol*, John Wiley & Sons, Ltd (2000).
- [M. Jerabek-Willemsen11] D. B. P. B. M. Jerabek-Willemsen, C.J. Wienken y S. Duhr, “Molecular interaction studies using microscale thermophoresis”, *Assay and drug development technologies* **9**, 342–353 (2011).
- [Machado17] F. Machado, V. Ferrando, W. D. Furlan y J. A. Monsoriu, “Diffractive m-bonacci lenses”, *Opt. Express* **25**, 8267–8273 (2017).
- [Machado18] F. Machado, V. Ferrando, F. Giménez, W. D. Furlan y J. A. Monsoriu, “Multiple-plane image formation by walsh zone plates”, *Opt. Express* **26**, 21210–21218 (2018).
- [Machado19] F. Machado, P. Zagrajek, V. Ferrando, J. A. Monsoriu y W. D. Furlan, “Multiplexing thz vortex beams with a single diffractive 3-d printed lens”, *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* **9**, 63–66 (2019).

- [Maciá06] E. Maciá, “The role of aperiodic order in science and technology”, *Reports on Progress in Physics* **69**, 397–441 (2006).
- [Maragó13] J. P. H. G. P. G. V. G. Maragó, O. M. y A. C. Ferrari, “Optical trapping and manipulation of nanostructures”, *Nat. Nanotechnol.* **8**, 807–819 (2013).
- [Marcano93] A. Marcano y L. Aranguren, “Laser-induced force for bubble trapping in liquids”, *Appl. Phys. B.* **56**, 343–346 (1993).
- [Martínez17] I. A. Martínez, E. Roldán, L. Dinis y R. A. Rica, “Colloidal heat engines: a review”, *Soft Matter* **13**, 22–36 (2017).
- [Miniewicz16] A. Miniewicz, S. Bartkiewicz, H. Orlikowska y K. Dradrach, “Marangoni effect visualized in two-dimensions optical tweezers for gas bubbles.”, *Sci. Rep.* **6**, 34787 (2016).
- [Miniewicz17a] A. Miniewicz, C. Quintard, H. Orlikowska y S. Bartkiewicz, “On the origin of the driving force in the marangoni propelled gas bubble trapping mechanism”, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **19**, 18695–18703 (2017).
- [Miniewicz17b] A. Miniewicz, C. Quintard, H. Orlikowska y S. Bartkiewicz, “On the origin of the driving force in the marangoni propelled gas bubble trapping mechanism”, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **19**, 18695–18703 (2017).
- [Mohacsi17] I. Mohacsi, I. Vartiainen, B. Rosner, M. Guizar-Sicairos, V. A. Guzenko, I. McNulty, R. Winarski, M. V. Holt y C. David, “Interlaced zone plate optics for hard x-ray imaging in the 10 nm range”, *Sci. Rep.* **7**, 43624 (2017).
- [Molloy02] J. E. Molloy y M. J. Padgett, “Lights, action: Optical tweezers”, *Contemporary Physics* **43**, 241–258 (2002).
- [Monsoriu04] J. A. Monsoriu, G. Saavedra y W. D. Furlan, “Fractal zone plates with variable lacunarity”, *Optics Express* **12**, 4227–4234 (2004).
- [Monsoriu13] J. A. Monsoriu, A. Calatayud, L. Remón, W. D. Furlan, G. Saavedra y P. Andrés, “Bifocal Fibonacci diffractive lenses”, *IEEE Photonics Journal* **5**, 3400106 (2013).



- [Morgan16] K. S. Morgan, J. K. Miller, B. M. Cochenour, W. Li, Y. Li, R. J. Watkins y E. G. Johnson, “Free space propagation of concentric vortices through underwater turbid environments”, *Journal of Optics* **18**, 104004 (2016).
- [Morris19] R. H. Morris, E. R. Dye, P. Docker y M. I. Newton, “Beyond the langevin horn: Transducer arrays for the acoustic levitation of liquid drops”, *Physics of Fluids* **31**, 101301 (2019).
- [Muñoz-Pérez22] F. M. Muñoz-Pérez, V. Ferrando, W. D. Furlan, J. A. Monsoriu y J. R. Arias-Gonzalez, “Optical multi-trapping by kinoform fibonacci lenses”, *Opt. Express* **30**, 34378–34384 (2022).
- [MuñozPérez20a] F. M. Muñoz Pérez, A. R. Cruz-Garrido, J. A. Monsoriu-Serra, J. R. Arias-Gonzalez y J. G. Ortega-Mendoza, “Oscillation of a microbubble by means of marangoni force”, *Optical Trapping and Optical Micromanipulation XVII Proc. SPIE* **11463**, 1146327 (2020).
- [MuñozPérez20b] F. M. Muñoz Pérez, J. G. Ortega-Mendoza, A. Padilla-Vivanco, C. Toxqui-Quitl, J. A. Sarabia-Alonso y R. Ramos-García, “Steady-state 3d trapping and manipulation of microbubbles using thermocapillary”, *Frontiers in Physics* **8** (2020).
- [MuñozPérez20c] F. M. Muñoz Pérez, J. A. Sarabia-Alonso, A. Padilla-Vivanco, C. Toxqui-Quitl, J. G. Ortega-Mendoza y R. Ramos-García, “Trapping and manipulation of a microbubble in 3d through temperature gradients”, *Optical Trapping and Optical Micromanipulation XVII Proc. SPIE* **11463**, 1146319 (2020).
- [MuñozPérez21] F. M. Muñoz Pérez, J. G. Ortega-Mendoza y A. Guzmán-Barraza, “Migration of absorbing nanoparticles through temperature gradients”, *Optical Trapping and Optical Micromanipulation XVIII Proc. SPIE* **11798**, 117982V (2021).
- [MuñozPérez22] F. M. Muñoz Pérez, V. Ferrando, W. D. Furlan, J. A. Monsoriu y J. R. Arias González, “Multiplexed trapping with multifocal diffractive lenses”, *Nanophotonics IX Proc. SPIE* **12131**, 121310Z (2022).
- [MuñozPérez23a] F. M. Muñoz Pérez, J. C. Castro-Palacio, M. H. Giménez y J. A. Monsoriu, “Visualizing acoustic levitation using comsol multiphy-

- sics”, *Computer Applications in Engineering Education* e22718 (2023).
- [MuñozPérez23b] F. M. Muñoz Pérez, J. C. Castro-Palacio, M. H. Giménez Valentín y J. A. Monsoriu, “Levitación acústica usando comsol multiphysics”, *CUIEET* 30 **ID 173** (2023).
- [MuñozPérez23c] F. M. Muñoz Pérez, V. Ferrando, W. D. Furlan, J. C. Castro-Palacio, J. R. Arias González y J. A. Monsoriu, “Experimental generation of concentric vortex beams with independent topological charges”, *2023 IEEE Photonics Conference (IPC) IEEE*, 1–2 (2023).
- [MuñozPérez23d] F. M. Muñoz Pérez, A. Garmendía-Martínez, V. Ferrando, J. C. Castro-Palacio, W. D. Furlan y J. A. Monsoriu, “Multi-trap optical tweezers based on kinoform silver mean lenses”, *ArXiv* (2023).
- [MuñozPérez24] F. M. Muñoz Pérez, A. Garmendía-Martínez, J. C. Castro-Palacio, V. Ferrando y J. A. Monsoriu, “A diffraction approach to assess the elastic properties of a nylon string”, *Eur. J. Phys.* Accepted: February 6, 2024 (2024).
- [Nelson12] W. C. Nelson y C.-J. Kim, “Droplet actuation by electrowetting-on-dielectric (ewod): A review”, *Journal of Adhesion Science and Technology* **26**, 1747–1771 (2012).
- [Nieto-Vesperinas22] M. Nieto-Vesperinas y X. Xu, “The complex maxwell stress tensor theorem: The imaginary stress tensor and the reactive strength of orbital momentum. a novel scenery underlying electromagnetic optical forces”, *Light: Science and Applications* **11**, 297 (2022).
- [Ohta07a] A. T. Ohta, A. Jamshidi, J. K. Valley, H.-Y. Hsu y M. C. Wu, “Optically actuated thermocapillary movement of gas bubbles on an absorbing substrate”, *Applied Physics Letters* **91**, 074103 (2007).
- [Ohta07b] A. T. Ohta, A. Jamshidi, J. K. Valley, H.-Y. Hsu y M. C. Wu, “Optically actuated thermocapillary movement of gas bubbles on an absorbing substrate”, *Applied Physics Letters* **91**, 074103 (2007).
- [Ojeda-Castañeda96] J. Ojeda-Castañeda y C. Gómez-Reino, *Selected papers on zone plates*, tomo MS128, SPIE Optical Engineering Press, Washington (1996).

- [Ortega-Mendoza13] J. G. Ortega-Mendoza, F. Chávez, P. Zaca-Morán, C. Felipe, G. F. Pérez-Sánchez, G. Beltran-Pérez, O. Goiz y R. Ramos-García, “Selective photodeposition of zinc nanoparticles on the core of a single-mode optical fiber”, *Opt. Express* **21**, 6509–6518 (2013).
- [Ortega-Mendoza18] J. G. Ortega-Mendoza, J. A. Sarabia-Alonso, P. Zaca-Morán, A. Padilla-Vivanco, C. Toxqui-Quitl, I. Rivas-Camero, J. Ramirez-Ramirez, S. A. Torres-Hurtado y R. Ramos-García, “Marangoni force-driven manipulation of photothermally-induced microbubbles”, *Opt. Express* **26**, 6653–6662 (2018).
- [Padgett11] M. Padgett y R. Bowman, “Tweezers with a twist”, *Nature Photonics* **5**, 343–348 (2011).
- [Padilla-Martinez14] J. P. Padilla-Martinez, C. Berrospe-Rodriguez, G. Aguilar, J. C. Ramirez-San-Juan y R. Ramos-García, “Optic cavitation with CW lasers: A review”, *Physics of Fluids* **26**, 122007 (2014).
- [Palit56] S. R. Palit, “Thermodynamic interpretation of the eötvös constant”, *Nature* **177**, 11880 (1956).
- [Parkinson08] L. Parkinson, R. Sedev, D. Fornasiero y J. Ralston, “The terminal rise velocity of 10-100  $\mu\text{m}$  diameter bubbles in water”, *Journal of Colloid and Interface Science* **322**, 168–172 (2008).
- [Paterson01] L. Paterson, M. P. MacDonald, J. Arlt, W. Sibbett, P. E. Bryant y K. Dholakia, “Controlled rotation of optically trapped microscopic particles”, *Science* **292**, 912–914 (2001).
- [Pérez] F. M. M. Pérez, “Acoustic levitator”, <https://github.com/fmmuope/Acoustic-levitator.git>, accessed: 2023-06-28.
- [Pérez23] F. M. Pérez, V. Ferrando, W. D. Furlan, J. Castro-Palacio, J. R. A. Gonzalez y J. A. Monsoriu, “Multiplexed vortex beam-based optical tweezers generated with spiral phase mask”, *iScience* 107987 (2023).
- [Pimentel-Domínguez12] R. Pimentel-Domínguez, J. Hernández-Cordero y R. Zenit, “Microbubble generation using fiber optic tips coated with nanoparticles”, *Opt. Express* **20**, 8732–8740 (2012).

- [Prentice04] P. A. Prentice, M. P. MacDonald, T. G. Frank, A. Cuschieri, G. C. Spalding, W. Sibbett, P. A. Campbell y K. Dholakia, “Manipulation and filtration of low index particles with holographic laguerre-gaussian optical trap arrays”, *Opt. Express* **12**, 593–600 (2004).
- [Pu15] J. Pu y P. H. Jones, “Devil’s lens optical tweezers”, *Opt. Express* **23**, 8190–8199 (2015).
- [Rahman14] A. Rahman y Z. Saghir, “Thermodiffusion or soret effect: Historical review”, *International Journal of Heat and Mass Transfer* **73**, 693–705 (2014).
- [Ramachandran10] H. Ramachandran, A. K. Dharmadhikari, K. Bambardekar, H. Basu, J. A. Dharmadhikari, S. Sharma y D. Mathur, “Optical-tweezer-induced microbubbles as scavengers of carbon nanotubes”, *Nanotechnology* **21**, 245102 (2010).
- [Ramos97] J. Ramos, “Lumped models of gas bubbles in thermal gradients”, *Applied Mathematical Modelling* **21**, 371–386 (1997).
- [Remón13] L. Remón, A. Calatayud, V. Ferrando, F. Giménez, W. D. Furlan y J. A. Monsoriu, “Fractal diffractive lenses”, “Recent Research Development of Optics”, tomo 8, 31–71, Research Signpost, Kerala (India) (2013).
- [Remón18] L. Remón, S. García-Delpech, P. Udaondo, V. Ferrando, J. A. Monsoriu y W. D. Furlan, “Fractal-structured multifocal intraocular lens”, *PLOS ONE* **13**, 1–11 (2018).
- [Riva21] N. Riva, F. Grilli y B. Dutoit, “Superconductors for power applications: an executable and web application to learn about resistive fault current limiters”, *European Journal of Physics* **42**, 045802 (2021).
- [Rodríguez-Rodríguez19] H. Rodríguez-Rodríguez, M. Acebrón, F. J. Iborra, J. R. Arias-Gonzalez y B. H. Juárez, “Photoluminescence activation of organic dyes via optically trapped quantum dots”, *ACS Nano* **13**, 7223–7230 (2019).
- [Rodríguez-Rodríguez20] H. Rodríguez-Rodríguez, G. Salas y J. R. Arias-Gonzalez, “Heat generation in single magnetic nanoparticles under near-infrared irradiation”, *The Journal of Physical Chemistry Letters* **11**, 2182–2187 (2020).

- [Roux04] F. S. Roux, “Distribution of angular momentum and vortex morphology in optical beams”, *Optics Communications* **242**, 45–55 (2004).
- [Saavedra03] G. Saavedra, W. D. Furlan y J. A. Monsoriu, “Fractal zone plates”, *Optics Letters* **28**, 971–973 (2003).
- [Sarabia-Alonso20] J. A. Sarabia-Alonso, J. G. Ortega-Mendoza, J. C. Ramírez-San-Juan, P. Zaca-Morán, J. Ramírez-Ramírez, A. Padilla-Vivanco, F. M. Muñoz-Pérez y R. Ramos-García, “Optothermal generation, trapping, and manipulation of microbubbles”, *Opt. Express* **28**, 17672–17682 (2020).
- [Sarabia-Alonso21] J. A. Sarabia-Alonso, J. G. Ortega-Mendoza, S. Mansurova, F. M. Muñoz Pérez y R. Ramos-García, “3d trapping of microbubbles by the marangoni force”, *Opt. Lett.* **46**, 5786–5789 (2021).
- [Schmitz06] C. H. J. Schmitz, K. Uhrig, J. P. Spatz y J. E. Curtis, “Tuning the orbital angular momentum in optical vortex beams”, *Opt. Express* **14**, 6604–6612 (2006).
- [Scriven60] L. E. Scriven y C. V. Sterling, “The marangoni effects”, *Nature* **187**, 4733 (1960).
- [Shi21] Y. Shi, K. T. Nguyen, L. K. Chin, Z. Li, L. Xiao, H. Cai, R. Yu, W. Huang, S. Feng, P. H. Yap, J. Liu, Y. Zhang y A. Q. Liu, “Trapping and detection of single viruses in an optofluidic chip”, *ACS Sensors* **6**, 3445–3450, pMID: 34505501 (2021).
- [Shin17] J. H. Shin, J. Seo, J. Hong y S. K. Chung, “Hybrid optothermal and acoustic manipulations of microbubbles for precise and on-demand handling of micro-objects”, *Sensors and Actuators B: Chemical* **246**, 415–420 (2017).
- [Siemion12] A. Siemion, A. Siemion, M. Makowski, J. Suszek, J. Bomba, A. Czerwinski, F. Garet, J.-L. Coutaz y M. Sypek, “Diffractive paper lens for terahertz optics”, *Optics Letters* **37**, 4320–4322 (2012).
- [Simula20] T. Simula, “Gravitational vortex mass in a superfluid”, *Phys. Rev. A* **101**, 063616 (2020).

- [Stoev21] I. Stoev, B. Seelbinder, E. Erben, N. Maghelli y M. Kreysing, “Highly sensitive force measurements in an optically generated, harmonic hydrodynamic trap”, *eLight* **1** (2021).
- [Takahashi99] K. Takahashi, J.-G. Weng y C.-L. Tien, “Marangoni effect in microbubble systems”, *Microscale Thermophysical Engineering* **3**, 169–182 (1999).
- [Tao06] S. H. Tao, X.-C. Yuan, J. Lin y R. E. Burge, “Sequence of focused optical vortices generated by a spiral fractal zone plate”, *Applied Physics Letters* **89**, 031105 (2006).
- [Taylor04] R. S. Taylor y C. Hnatovsky, “Trapping and mixing of particles in water using a microbubble attached to an nso fiber probe”, *Opt. Express* **12**, 916–928 (2004).
- [Tian21] Y. Tian, L. Wang, G. Duan y L. Yu, “Multi-trap optical tweezers based on composite vortex beams”, *Optics Communications* **485**, 126712 (2021).
- [ToolBox03] T. E. ToolBox, “Air - speed of sound vs. temperature.”, [https://www.engineeringtoolbox.com/air-speed-sound-d\\_603.html](https://www.engineeringtoolbox.com/air-speed-sound-d_603.html), accessed: 2023-06-26 (2003).
- [V. L. Kononenko97] J. C. G. V. L. Kononenko, J. K. Shimkus y M. N. Myers, “Feasibility studies on photophoretic effects in field-flow fractionation of particles”, *Journal of Liquid Chromatography & Related Technologies* **20**, 2907–2929 (1997).
- [Vidaurre02] A. Vidaurre, J. Riera, M. H. Giménez y J. A. Monsoriu, “Contribution of digital simulation in visualizing physics processes”, *Computer Applications in Engineering Education* **10**, 45–49 (2002).
- [Video] Video, “Levitating objects using sound”, <https://media.upv.es/#/portal/video/afc70990-15a8-11ee-8071-7db45731f06b>, accessed: 2023-06-28.
- [Videos] Videos, “Optical multi-trapping by kinoform m-bonacci lenses”, [https://github.com/fmmuope/Video\\_Optical-multi-trapping-by-KmBL](https://github.com/fmmuope/Video_Optical-multi-trapping-by-KmBL).

- [VideoS1] VideoS1, “Multiplexed vortex beam-based optical tweezers generated with spiral phase mask”, [https://github.com/fmmuoep/Videos\\_Multiplexed-vortex-beam-based-\optical-tweezers-generated-with-SPM/](https://github.com/fmmuoep/Videos_Multiplexed-vortex-beam-based-\optical-tweezers-generated-with-SPM/).
- [VideoS2] VideoS2, “Multiplexed vortex beam-based optical tweezers generated with spiral phase mask”, [https://github.com/fmmuoep/Videos\\_Multiplexed-vortex-beam-based-\optical-tweezers-generated-with-SPM/](https://github.com/fmmuoep/Videos_Multiplexed-vortex-beam-based-\optical-tweezers-generated-with-SPM/).
- [Wang02] S. Wang, T. Yuan, E. D. Walsby, R. J. Blaikie, S. M. Durbin, D. R. S. Cumming, J. Xu y X.-C. Zhang, “Characterization of T-ray binary lenses”, *Optics Letters* **27**, 1183–1185 (2002).
- [Wang18] X. Wang, Y. Song, Q. Zhang, F. Pang, Y. Li y B. Cao, “Interconnecting data based on vortex beams by adjusting the ellipticity of a ring-core fiber”, *Appl. Opt.* **57**, 7492–7500 (2018).
- [Watanabe18] A. Watanabe, K. Hasegawa y Y. Abe, “Contactless fluid manipulation in air: Droplet coalescence and active mixing by acoustic levitation”, *Scientific Reports* **8**, 10221 (2018).
- [Weitenberg11] C. Weitenberg, S. Kuhr, K. Mølmer y J. F. Sherson, “Quantum computation architecture using optical tweezers”, *Phys. Rev. A* **84**, 032322 (2011).
- [Welty60] J. R. Welty, LIMUSA (1960).
- [Wu11] Z.-B. Wu y W.-R. Hu, “Thermocapillary migration of a planar droplet at moderate and large Marangoni numbers.”, *Acta Mech* **223**, 609–626 (2011).
- [Xi11] X. Xi, F. B. Cegla, M. Lowe, A. Thiemann, T. Nowak, R. Mettin, F. Holsteyns y A. Lippert, “Study on the bubble transport mechanism in an acoustic standing wave field”, *Ultrasonics* **51**, 1014–1025 (2011).
- [Xia20] T. Xia, S. Tao y S. Cheng, “Twin equal-intensity foci with the same resolution generated by a modified precious mean zone plate”, *J. Opt. Soc. Am. A* **37**, 1067–1074 (2020).
- [Xie06] W. J. Xie, C. D. Cao, Y. J. Lü, Z. Y. Hong y B. Wei, “Acoustic method for levitation of small living animals”, *Applied Physics Letters* **89**, 214102 (2006).

- [Xin20] H. Xin, Y. Li, Y.-C. Liu, Y. Zhang, Y.-F. Xiao y B. Li, “Optical forces: From fundamental to biological applications”, *Advanced Materials* **32**, 2001994 (2020).
- [Xu19] X. Xu y M. Nieto-Vesperinas, “Azimuthal imaginary poynting momentum density”, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 233902 (2019).
- [Yosioka55] K. Yosioka y Y. Kawasima, “Acoustic radiation pressure on a compressible sphere”, *Acta Acustica United with Acustica* **5**, 167–173 (1955).
- [Young59] G. J. S. Young, N. O. y M. J. Block, “The motion of bubbles in a vertical temperature gradient”, *Journal of Fluid Mechanics* **6**, 350–356 (1959).
- [Youssefi19] O. Youssefi y E. Diller, “Contactless robotic micromanipulation in air using a magneto-acoustic system”, *IEEE Robotics and Automation Letters* **4**, 1580–1586 (2019).
- [Zaca-Morán15] P. Zaca-Morán, R. Ramos-García, J. G. Ortega-Mendoza, F. Chávez, G. F. Pérez-Sánchez y C. Felipe, “Saturable and two-photon absorption in zinc nanoparticles photodeposited onto the core of an optical fiber”, *Opt. Express* **23**, 18721–18729 (2015).
- [Zhang18] C.-L. Zhang, Y.-Q. Wang, Y. Gong, Y. Wu, G.-D. Peng y Y.-J. Rao, “The generation and assembly of laser-induced microbubbles”, *J. Lightwave Technol.* **36**, 2492–2498 (2018).
- [Zhao14] C. Zhao, Y. Xie, Z. Mao, Y. Zhao, J. Rufo, S. Yang, F. Guo, J. D. Mai y T. J. Huang, “Theory and experiment on particle trapping and manipulation via optothermally generated bubbles”, *Lab Chip* **14**, 384–391 (2014).
- [Zheng11] Y. Zheng, H. Liu, Y. Wang, C. Zhu, S. Wang, J. Cao y S. Zhu, “Accumulating microparticles and direct-writing micropatterns using a continuous-wave laser-induced vapor bubble”, *Lab Chip* **11**, 3816–3820 (2011).
- [Zhou18] X. L. Zhou y J. H. Wang, “Improvement of students’ understanding about the phenomena of groundwater pumping by using computer software”, *Computer Applications in Engineering Education* **26**, 1792–1803 (2018).



- [Zhou22] Y. Zhou, X. Xu, Y. Zhang, M. Li, S. Yan, M. Nieto-Vesperinas, B. Li, C.-W. Qiu y B. Yao, “Observation of high-order imaginary poynting momentum optomechanics in structured light”, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **119**, e2209721119 (2022).
- [Zhu20] R. Zhu, T. Avsievich, A. Popov y I. Meglinski, “Optical tweezers in studies of red blood cells”, *Cells* **9**, 545 (2020).
- [Zou20] X. Zou, Q. Zheng, D. Wu y H. Lei, “Controllable cellular micromotors based on optical tweezers”, *Advanced Functional Materials* **30**, 2002081 (2020).