



UNIVERSIDAD JUÁREZ AUTÓNOMA DE TABASCO
DIVISIÓN ACADÉMICA DE CIENCIAS BÁSICAS



“Oscilación armónica en pinzas ópticas”

TESIS

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE

LICENCIADO EN FÍSICA

PRESENTA

LORENA DEL CARMEN OCHOA LOPEZ

DIRECTOR

DR. IBIS RICARDEZ VARGAS

Cunduacán, Tab.

Junio 2024

Declaración de Autoría y Originalidad

En la Ciudad de Cunduacán, el día 29 del mes Junio del año 2024, la que suscribe Lorena del Carmen Ochoa Lopez, alumna del Programa de Licenciatura en Física con número de matrícula 182A12009, adscrito a la División Académica de Ciencias Básicas, de la Universidad Juárez Autónoma de Tabasco, como autora de la Tesis presentada para la obtención del título Licenciado en Física y titulada **“OSCILACIÓN ARMÓNICA EN PINZAS ÓPTICAS”** dirigida por el Dr. Ibis Ricárdez Vargas.

DECLARO QUE:

La Tesis es una obra original que no infringe los derechos de propiedad intelectual ni los derechos de propiedad industrial u otros, de acuerdo con el ordenamiento jurídico vigente, en particular, la LEY FEDERAL DEL DERECHO DE AUTOR (Decreto por el que se reforman y adicionan diversas disposiciones de la Ley Federal del Derecho de Autor del 01 de julio de 2020 regularizando y aclarando y armonizando las disposiciones legales vigentes sobre la materia), en particular, las disposiciones referidas al derecho de cita.

Del mismo modo, asumo frente a la Universidad cualquier responsabilidad que pudiera derivarse de la autoría o falta de originalidad o contenido de la Tesis presentada de conformidad con el ordenamiento jurídico vigente.

Cunduacán, Tabasco a 29 de Junio del 2024.



Lorena del Carmen Ochoa Lopez
182A12009

DIRECCIÓN

Cunduacán, Tabasco; a 28 de junio de 2024.

C. LORENA DEL CARMEN OCHOA LÓPEZ
PASANTE DE LA LIC. EN FÍSICA
P R E S E N T E

Por medio del presente, me dirijo a usted para hacer de su conocimiento que proceda a la impresión del trabajo titulado "**OSCILACIÓN ARMÓNICA EN PINZAS ÓPTICAS**", dirigido por el Dr. Ibis Ricárdez Vargas, bajo la modalidad de titulación por **TESIS**. La comisión de revisión conformada por el Dr. José Luis Benítez Benítez, Dr. Cristino Ricárdez Jiménez, Dr. Jorge Mauricio Paulin Fuentes, Mtro. Ricardo Arias Palacios y Mtro. Santiago Antonio Méndez Pérez, liberó el documento en virtud de que reúne los requisitos para el **EXAMEN PROFESIONAL** correspondiente.

Sin otro particular, reciba usted un cordial saludo:

ATENTAMENTE



DRA. HERMICENDA PÉREZ VIDAL
DIRECTORA

C.c.p. Pasante.
C.c.p. Archivo.

Carta de Cesión de Derechos

Cunduacán, Tabasco a 28 de junio 2024

Por medio de la presente manifestamos haber colaborado como AUTOR(A) y/o AUTORES(RAS) en la producción, creación y/o realización de la obra denominada **“OSCILACIÓN ARMÓNICA EN PINZAS ÓPTICAS”**.

Con fundamento en el artículo 83 de la Ley Federal del Derecho de Autor y toda vez que, la creación y/o realización de la obra antes mencionada se realizó bajo la comisión de la Universidad Juárez Autónoma de Tabasco; entendemos y aceptamos el alcance del artículo en mención, de que tenemos el derecho al reconocimiento como autores de la obra, y la Universidad Juárez Autónoma de Tabasco mantendrá en un 100% la titularidad de los derechos patrimoniales por un período de 20 años sobre la obra en la que colaboramos, por lo anterior, cedemos el derecho patrimonial exclusivo en favor de la Universidad.

COLABORADORES



Lorena del Carmen Ochoa Lopez

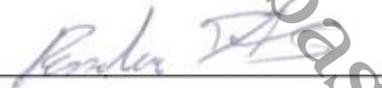


Dr. Ibis Ricárdez Vargas

TESTIGOS



Dr. José Luis Benítez Benítez



Dr. Jorge Mauricio Paulin Fuentes

LICENCIATURA - OSCILACIÓN ARMÓNICA CON PINZAS ÓPTICAS.pdf

INFORME DE ORIGINALIDAD

10%

ÍNDICE DE SIMILITUD

FUENTES PRIMARIAS

1	inaoe.repositorioinstitucional.mx Internet	188 palabras — 1%
2	hdl.handle.net Internet	92 palabras — 1%
3	idoc.pub Internet	60 palabras — < 1%
4	tesis.ipn.mx Internet	59 palabras — < 1%
5	d-nb.info Internet	56 palabras — < 1%
6	ojs.unipamplona.edu.co Internet	51 palabras — < 1%
7	revistas.unipamplona.edu.co Internet	46 palabras — < 1%
8	tel.archives-ouvertes.fr Internet	46 palabras — < 1%
9	documentop.com Internet	44 palabras — < 1%

*Dedicado a
mis padres y a mi hermana.*

Universidad Juárez Autónoma de Tabasco.
México.

Agradecimientos

Quiero expresar mi más profundo agradecimiento a las personas que, de una manera u otra, contribuyeron a la culminación de esta tesis y de mis estudios de licenciatura. En primer lugar, quiero agradecer a mi supervisor de tesis, el Dr. Ibis Ricárdez Vargas, por su apoyo, profesionalismo y dedicación. Sus consejos y su meticulosa revisión de cada detalle de la tesis no solo mejoraron significativamente mi trabajo, sino que también fortalecieron mi formación académica. Agradezco profundamente su paciencia y el tiempo que invirtió en mi desarrollo.

Agradezco a la División Académica de Ciencias Básicas de la Universidad Juárez Autónoma de Tabasco, ya que las experimentaciones de esta tesis fueron realizadas en el Laboratorio de Nanosistemas del CICTAT. También quiero expresar mi gratitud a los profesores que, de alguna manera, me inspiraron y contribuyeron a mi formación académica. Al Dr. José Guadalupe Segovia López, por enseñarme el verdadero significado de estudiar y por siempre exigirme dar lo mejor de nosotros. Al Dr. Alejandro Torres, quien me inspiró a seguir el camino de la física médica.

Un agradecimiento especial a mis padres, el contador Pedro Ochoa López y la licenciada María Teresa López Custodio, quienes no solo siempre me han brindado su amor, sino que también fueron un apoyo constante y significativo para que pudiera terminar esta licenciatura. Siempre estuvieron conmigo en mis momentos altos y bajos, y por ello les estaré eternamente agradecida. A mi hermana Diana Cecilia Ochoa López, quien además de ser un apoyo emocional constante, fue una de las personas que más me motivó a terminar esta tesis en el menor tiempo posible, incluso cuando yo me rehusaba a hacerlo.

A Eduardo Barredo, quien hizo mi vida más bonita durante mi estancia en la universidad. Me apoyó profesionalmente, escuchó mis sueños y me impulsó a cumplirlos. Finalmente, a mis amigas Virginia Velázquez y Daniela Fernández, quienes desde el primer día que entramos a la universidad, me brindaron su amistad y apoyo incondicional. Su compañía y respaldo fueron fundamentales para mantenerme motivada y enfocada en mis estudios.

Resumen

En 1970, Arthur Ashkin mostró que la luz láser puede afectar la dinámica de partículas, identificando dos fuerzas de radiación: una en la dirección del haz y otra perpendicular al gradiente de intensidad [1]. Ashkin usó esta última para atrapar microesferas de polietileno en una solución acuosa [2]. Este hecho marcó el inicio de lo que él llamó **pinzas ópticas** en 1986. Moviendo el haz o cambiando su intensidad, atrapó y manipuló partículas extremadamente pequeñas, permitiendo su estudio y análisis [3].

Se han perfeccionado técnicas para describir matemáticamente el atrapamiento óptico en movimiento. Para capturas individuales destacan la pinza de guiado óptico, la trampa de un solo haz, doble haz, levitación óptica y trampas acusto-ópticas [4], [5]. Para capturas múltiples, se usan trampas ópticas holográficas e interferométricas, que emplean patrones de luz para atrapar y manipular partículas microscópicas [6], [7]. Con estas variadas técnicas, se puede definir el comportamiento de un conjunto de partículas en un movimiento controlado.

Estudios más recientes han demostrado que partículas pueden ser confinadas en potenciales armónicos, mostrando así una diversidad de variables de movimiento en el espacio [8]. Utilizando los conceptos de la óptica ondulatoria y la interacción cuántica luz-materia, la teoría presentada en este trabajo nos ayuda a modelar y entender cómo una pinza óptica puede operar en un patrón oscilante.

En este estudio, se ha usado un sistema interferométrico tipo Mach-Zehnder que genera un patrón de intensidad gaussiano. En este patrón, partículas microscópicas son atrapadas en las franjas de intensidad gracias a las fuerzas de gradiente presentes. Además, el patrón de interferencia dinámico oscila armónicamente debido a un cambio de fase controlado en uno de los brazos del interferómetro. Esta modulación permite que las microesferas atrapadas sigan con precisión el movimiento de las franjas de intensidad. De igual manera se realizó una simulación del formalismo teórico el cual concuerda fielmente con las observaciones experimentales.

Abstract

In 1970, Arthur Ashkin demonstrated that laser light can affect particle dynamics, identifying two radiation forces: one in the direction of the beam and another perpendicular to the intensity gradient [1]. He used the latter to trap polyethylene microspheres in an aqueous solution [2]. This led to the creation of what he named **optical tweezers** in 1986. By adjusting the beam or changing its intensity, he trapped and manipulated extremely small particles, facilitating their study and analysis [3].

After that event, techniques have been refined to mathematically describe optical trapping in motion. For individual particle capture, notable methods include optical guiding tweezers, single-beam traps, dual-beam traps, optical levitation, and acousto-optic traps [4], [5]. For multiple particle capture, holographic and interferometric optical traps are employed, using light patterns to precisely trap and manipulate microscopic particles [6], [7]. These varied techniques allow for controlled movement of particle ensembles.

Recent studies have shown that particles can be confined in harmonic potentials, demonstrating a variety of movement variables in space [8]. Using concepts from wave optics and light-matter quantum interaction, the theory presented in this work helps model and understand how an optical tweezer operates in an oscillating pattern.

In this study, a Mach-Zehnder interferometric system generating a Gaussian intensity pattern was used. In this pattern, microscopic particles are trapped in intensity fringes due to present gradient forces. Additionally, the dynamic interference pattern oscillates harmonically due to a phase shift controlled in one arm of the interferometer. This modulation allows the trapped microspheres to precisely follow the movement of the intensity fringes. The theoretical formalism was also simulated, closely matching the experimental observations.

Índice general

Resumen	iii
Abstract	iv
1 Introducción	1
1.1 Antecedentes de la micro-manipulación óptica	1
1.2 Teoría de las pinzas ópticas	2
1.2.1 Régimen de Mie o régimen de rayos ópticos	4
1.2.2 Fuerza de Stokes	7
1.3 Métodos de captura colectiva	8
2 Teoría de la trampa interferométrica armónica	10
2.1 Modelo de captura óptica	10
2.1.1 Interferómetro de Mach-Zehnder	10
2.1.2 Fuerzas y potenciales en una trampa interferométrica	12
2.2 Simulación del patrón de interferencia armónica	14
2.2.1 Variación de la fuerza	15
2.2.2 Variación de la velocidad	18
3 Sistema experimental del oscilador armónico óptico	21
3.1 Implementación del arreglo experimental	21
3.2 Preparación de la muestra	23
3.3 Resultados experimentales	26
3.3.1 Oscilación armónica de micropartículas	27
3.3.2 Separación de partículas por oscilación armónica	31
3.4 Análisis de resultados	34
3.4.1 Efectos de la oscilación armónica	34
3.4.2 Importancia del tamaño de las partículas	35

4 Conclusiones	37
4.1 Implicaciones y aplicaciones	38
A Códigos para simulaciones	40
A.1 Variación de la fuerza óptica	40
A.2 Cálculo del potencial óptico	42
A.3 Cálculo fuerza transversal vs longitud L_x	43
A.4 Velocidad vs longitud L_x	43
Bibliografía	45

Universidad Juárez Autónoma de Tabasco.
México.

Capítulo 1

Introducción

1.1 Antecedentes de la micro-manipulación óptica

Una pinza óptica convencional consiste en un arreglo experimental que fundamentalmente utiliza un rayo luminoso capaz de capturar y desplazar microesferas ópticamente según se desee [9]. El hecho de que la luz ejerce fuerza sobre la materia no es reciente; se remonta al siglo XVII, cuando Johannes Kepler observó que la cola de los cometas siempre se orientaba en dirección opuesta al sol y propuso que esto podía explicarse por la presión de la luz solar [2]. Más tarde se encontró que no era el único fenómeno responsable de tal desviación; sin embargo, la presión luminosa juega un papel crucial en el comportamiento de las partículas en el espacio [10], [11].

En 1873, la teoría electromagnética propuesta por Maxwell estableció las bases para comprender que la luz puede ejercer una fuerza óptica sobre los objetos. Esta teoría encontró confirmación práctica en 1910 gracias a los experimentos del físico ruso P. Lebedev, quien verificó que la luz efectivamente ejerce presión sobre los cuerpos [12] utilizando una balanza de torsión con superficies reflectantes y absorbentes que se movían al ser iluminadas por una luz [7], [13]. Por otro lado, el trabajo conjunto de Albert Einstein y Max Planck reveló que la luz no solo se propaga en ondas, sino también como partículas denominadas fotones, capaces de ejercer presión y transferir momento a objetos [14]. Este descubrimiento subraya que, ya sea como onda o partícula, la luz porta energía y momento lineal, principios que se mantienen en cualquier interacción entre la radiación y la materia [10].

Durante el siglo XX, medir la presión de la luz representó un desafío, debido a la sutileza del fenómeno [2]. No obstante, el desarrollo del láser en los años sesenta transformó profundamente el estudio y la aplicación de la luz. La singularidad del haz láser radica en su radiación altamente monocromática, direccional y coherente, lo que significa que todas sus

ondas se propagan en fase y con gran intensidad [15]. Además, tiene una elevada potencia que puede propagarse en una dirección muy precisa y bien definida [10]. Este avance no solo incrementó la capacidad para investigar la luz con una precisión sin precedentes, sino que también amplió las posibilidades de experimentación. La prueba de esto es que, en 1970, Arthur Ashkin, en los laboratorios Bell de EE. UU., usó microesferas de látex transparentes suspendidas en agua de diversos tamaños para medir esta presión sin que el calentamiento por absorción de luz afectara los resultados [16]. Ashkin descubrió que las partículas no solo eran empujadas en la dirección del láser, sino también atraídas hacia su centro. Este hallazgo demostró la posibilidad de ejercer un control preciso sobre la materia a escala micrométrica mediante el uso de la luz [2], [17].

El hito más significativo vino en 1986, cuando Ashkin creó una trampa óptica tridimensional. Esta trampa podía capturar partículas de tamaños entre 25 nanómetros y 10 micrómetros, usando solo un rayo láser altamente concentrado [13]. Este avance cambió el juego en la manipulación de objetos minúsculos con luz. Por su trabajo pionero y sus aplicaciones en sistemas biológicos, Ashkin recibió el Premio Nobel de Física en 2018, un reconocimiento compartido con Gérard Mourou y Donna Strickland por sus revolucionarias invenciones en el campo de la física láser [18].

La innovación de Ashkin sentó las bases para lo que sería una de las herramientas más revolucionarias en la ciencia: las pinzas ópticas [19], y desde su invención se han encontrado aplicaciones en un amplio espectro de campos, desde la física de coloides hasta la biología celular y molecular, demostrando ser instrumentales en experimentos que requieren una manipulación precisa de células, virus y otras entidades biológicas sin causarles daño [20]. Además, su capacidad para manipular partículas sin contacto físico ha abierto nuevas vías en la investigación de procesos biológicos y en el desarrollo de tecnologías innovadoras en biotecnología y nanociencia.

1.2 Teoría de las pinzas ópticas

Las pinzas ópticas, o trampas ópticas, representan un avance tecnológico fundamental en el campo de la manipulación de partículas a micro y nanoescala [16]. Al colocar un objeto biológico dentro de un haz láser convergente, las pinzas ópticas no solo permiten la manipulación detallada de materiales a escalas molecular y celular, sino que también habilitan la medición directa de fuerzas y desplazamientos [11].

Un aspecto revolucionario de estas trampas es su capacidad para realizar la captura colectiva de partículas. Este desarrollo ha ampliado significativamente las posibilidades experimentales, permitiendo la manipulación simultánea de múltiples objetos y abriendo caminos hacia experimentaciones complejas que eran difíciles de lograr con tecnologías previas, como la microscopía de fuerza atómica o el uso de microagujas de vidrio [16], [21]. La introducción de variantes de trampas como las pinzas ópticas interferométricas, que facilitan la captura múltiple y ofrecen control adicional sobre las partículas mediante la manipulación de patrones de interferencia, subraya la importancia creciente de estas herramientas en la exploración y manipulación del mundo microscópico [2], [7].

Para comprender cómo funcionan las pinzas ópticas, es esencial explorar el fundamento de este método. Arthur Ashkin identificó dos tipos principales de fuerzas de radiación: la **fuerza de scattering**, también llamada presión de radiación, que actúa en la dirección de propagación del haz, y la **fuerza de gradiente**, que opera a lo largo del gradiente de intensidad de manera perpendicular al haz [1], [10]. La fuerza de scattering o fuerza de dispersión se caracteriza por ser la resultante de la dispersión de la luz en el medio, siendo proporcional a la intensidad de la luz incidente [16]. En contraste, la fuerza de gradiente emerge de la interacción de la luz coherente al polarizar la partícula, la cual experimenta una fuerza en el gradiente de un campo electromagnético [21].

La descripción de estas fuerzas está íntimamente relacionada con la relación entre el tamaño de una partícula D y la longitud de onda λ de la luz utilizada [9]. Para describir esta relación existe una variedad de métodos denominados métodos aproximados, que requieren de ciertas suposiciones que simplifican los cálculos [22]. La selección adecuada de un régimen teórico es crucial, ya que determina la manera en que se calculan y se aplican estas fuerzas para el atrapamiento y la manipulación efectiva de partículas [7].

La interacción entre la luz y las partículas se describe a través de tres regímenes teóricos: En el **régimen de Rayleigh** (figura 1.1a), cuando $D \ll \lambda$, las partículas se consideran mucho menores que la longitud de onda de la luz, y la dispersión de luz por estas partículas puede ser aproximada por dipolos oscilantes [23]. En el **régimen de Mie**, o **régimen de rayos ópticos** (figura 1.1c), cuando $D \gg \lambda$, el tratamiento se centra en el comportamiento de la luz al encontrarse con partículas comparativamente grandes, permitiendo un análisis más detallado de la dispersión y la absorción [24]. Por último, el **régimen generalizado de Lorenz-Mie** (figura 1.1b) se aplica cuando $D \approx \lambda$, requiriendo un modelado completo de la interacción onda-partícula para calcular las fuerzas de atrapamiento óptico, especialmente relevante para partículas no esféricas o anisotrópicas, donde la interacción se vuelve más compleja [7], [25].

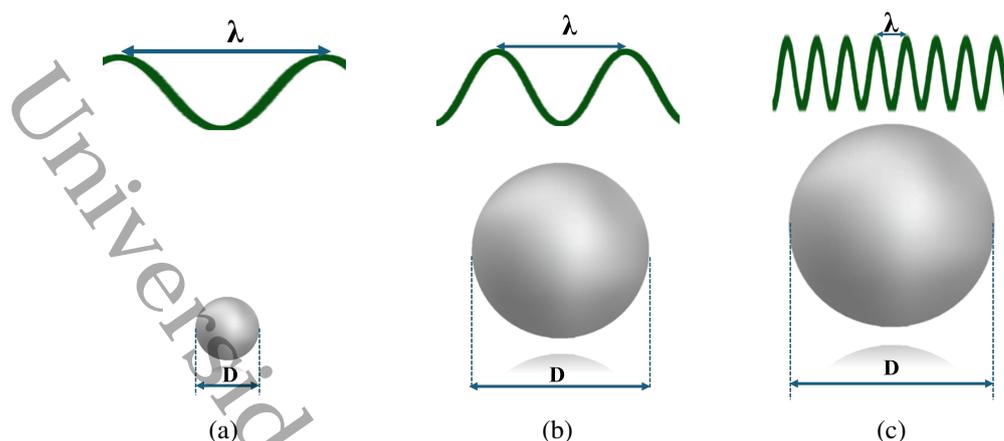


Figura 1.1. Regímenes Teóricos. a) Régimen de Rayleigh. b) Régimen de Lorenz-Mie. c) Régimen de Rayos Ópticos

Para ser capturada por pinzas ópticas, una partícula debe ser dieléctrica, lo que implica que posee baja conductividad eléctrica y la capacidad de formar dipolos eléctricos internos ante un campo eléctrico [2]. Además, es crucial que el índice de refracción de la partícula sea superior al del medio que la rodea [26]. Es por ello que en esta investigación se emplea el uso de micropartículas dieléctricas isotrópicas, transparentes, homogéneas y no conductoras. En este contexto, el régimen de Mie adquiere especial relevancia cuando el tamaño de la partícula es comparable o mayor a la longitud de onda de la luz empleada. Este régimen ofrece una base teórica sólida para comprender cómo las variaciones en el índice de refracción de la partícula, en comparación con el medio que la rodea, influyen en la efectividad del atrapamiento [27].

1.2.1 Régimen de Mie o régimen de rayos ópticos

En el régimen de Mie, aplicable cuando el diámetro D de una partícula esférica es considerablemente mayor que la longitud de onda λ de la luz ($D \gg \lambda$), la captura de luz y las fuerzas ejercidas pueden entenderse mediante la óptica geométrica [7]. Este enfoque asume que un rayo de luz incide en la superficie de una partícula esférica, separando dos medios con índices de refracción diferentes, n_1 y n_2 , donde parte del rayo se refleja y parte se transmite [28].

La transmisión siempre ocurre cuando la luz pasa de un medio de índice más bajo a uno más alto [29]. Se considera una partícula esférica expuesta a un haz de luz con una potencia inicial P , como se ilustra en la figura 1.2, entendiéndose a PR como las potencias de las reflexiones sucesivas y PT a las de las transmisiones, donde R y T representan los coeficientes de Fresnel para la reflexión y la transmisión, respectivamente. Después de la interacción

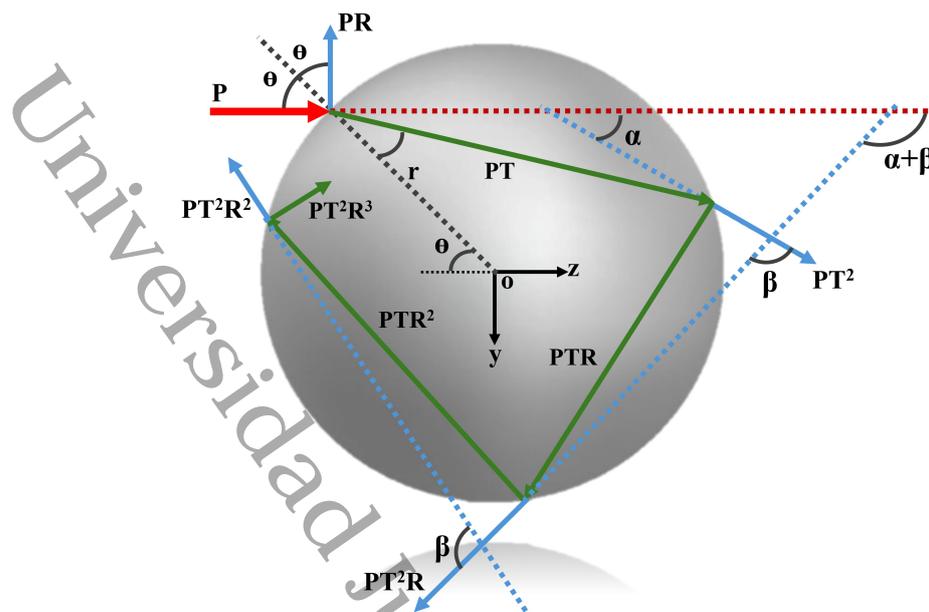


Figura 1.2. Representación de la interacción de un rayo de luz con potencia P al incidir en una esfera dieléctrica, mostrando el rayo reflejado PR y la serie de rayos refractados PT^2, PTR, PT^2R, \dots según los coeficientes de Fresnel para reflexión R y transmisión T [24].

inicial con el haz, se desencadena una serie infinita de rayos reflejados y refractados [26]. Por ejemplo, la potencia del primer rayo transmitido será PT^2 , mientras que la del primer rayo reflejado será PTR . El proceso continúa de manera similar con el rayo subsiguiente teniendo una potencia de PT^2R [24]. Esta secuencia ocurre múltiples veces dentro de la partícula, con rayos reflejados y transmitidos interactuando repetidamente con la superficie interna [28], hasta que la intensidad se reduce lo suficiente como para ser absorbida por la misma [26]. Este intercambio de momento lineal entre los rayos de luz y la partícula es el responsable tanto de la presión de radiación, originada por las reflexiones sucesivas dentro de la partícula, como de la fuerza de gradiente producto de las transmisiones a través de la partícula [16]. Estas fuerzas juegan un papel crucial en el atrapamiento óptico, permitiendo la manipulación precisa de partículas a micro y nanoescala.

Para definir matemáticamente estas fuerzas nótese que se definió la potencia del haz como P , en términos corpusculares cada fotón transporta un momento definido como

$$p = \frac{E}{v}, \quad (1.1)$$

donde E es la energía que transporta el fotón y v es la velocidad de la luz en el medio [2], [26]. La potencia P de un láser se define como la rapidez con la que el haz láser emite energía E por unidad de tiempo t [30], expresada matemáticamente como

$$P = \frac{dE}{dt}. \quad (1.2)$$

Con esto y usando la segunda ley de Newton $F = \frac{\Delta p}{\Delta t}$ [7], se obtiene una expresión para la fuerza máxima que un rayo puede transmitir a un objeto [3]

$$F = \frac{Pc}{n_m}; \quad (1.3)$$

donde n_m es el índice de refracción del medio. Sin embargo, dado que ocurren múltiples transmisiones y reflexiones dentro de la partícula, la fuerza óptica en cada evento es solo una fracción de la fuerza total [2]. Al detallar estas fracciones de fuerzas, se obtienen las fuerzas resultantes para las componentes \hat{x} y \hat{y} , y así, empleando la geometría, se pueden definir las fuerzas de gradiente F_g (ec. 1.4) y dispersión F_s (ec. 1.5) [24],

$$F_g = \frac{n_m P}{c} \left(R \sin(2\theta) - \frac{T^2 [\sin(2\theta - 2r) + R \sin(2\theta)]}{1 + R^2 + 2R \cos(2r)} \right) \quad (1.4)$$

y

$$F_s = \frac{n_m P}{c} \left(1 + R \cos(2\theta) - \frac{T^2 [\cos(2\theta - 2r) + R \cos(2\theta)]}{1 + R^2 + 2R \cos(2r)} \right). \quad (1.5)$$

En estas expresiones, los términos dentro de los paréntesis suelen ser reemplazados por Q_s o Q_g , definiéndose como parámetros adimensionales que representan la eficiencia de las fuerzas de scattering y gradiente en la trampa, respectivamente [27].

La fuerza de gradiente F_g , que orienta las partículas hacia los puntos de máxima intensidad del campo, se expresa como

$$F_g = Q_g \frac{P n_m}{c}. \quad (1.6)$$

Por otro lado, la fuerza de scattering F_s , que impulsa las partículas en la dirección de propagación del haz, se redefine por

$$F_s = Q_s \frac{P n_m}{c} \quad (1.7)$$

En estas ecuaciones n_m es el índice de refracción del medio y c la velocidad de la luz [9]. La fuerza total F_{mag} en las pinzas ópticas se calcula como la suma vectorial de F_s y F_g [24], matemáticamente

$$F_{mag} = \sqrt{F_s^2 + F_g^2}. \quad (1.8)$$

Adicionalmente, el coeficiente de eficiencia total Q_{mag} se determina por la relación

$$Q_{mag} = \sqrt{Q_s^2 + Q_g^2}, \quad (1.9)$$

siendo Q_{mag} el factor de atrapamiento [2]. Esta cantidad determina la eficiencia con la que la pinza puede atrapar y manipular partículas. En situaciones donde las ondas planas inciden sobre partículas que absorben completamente la luz, el valor de Q_{mag} se establece en 1, indicando que toda la energía incidente se transforma eficientemente en fuerza de atrapamiento. Este caso representa un escenario ideal en el que la partícula captura la máxima cantidad de momento posible del haz incidente [2], [9]. Dicho esto la fuerza total se reformula

$$F_{mag} = Q_{mag} \frac{P n_m}{c}. \quad (1.10)$$

Estableciendo así la base para la manipulación de partículas individuales mediante pinzas ópticas. Sin embargo, este trabajo se centra en la expansión significativa de las pinzas ópticas hacia la captura colectiva.

1.2.2 Fuerza de Stokes

La Ley de Stokes es un principio esencial en la dinámica de fluidos que describe la fuerza de arrastre que una esfera experimenta al moverse a través de un fluido viscoso, este concepto es fundamental para comprender el comportamiento de la dinámica de una partículas microscópicas en medios viscosos, y tiene aplicaciones significativas en diversas áreas científicas y tecnológicas, incluyendo el uso de pinzas ópticas armónicas para manipular micropartículas [31]. Según la Ley de Stokes, la fuerza de arrastre F_d que actúa sobre una esfera de radio R que se mueve a una velocidad v en un fluido con viscosidad dinámica η [32], [33], se expresa como

$$F_d = 6\pi\eta Rv. \quad (1.11)$$

Derivada por George Gabriel Stokes en 1851, esta ecuación es válida bajo condiciones de flujo laminar, caracterizadas por un número de Reynolds bajo (generalmente menor a 1); en tales condiciones, las fuerzas inerciales son insignificantes en comparación con las fuerzas viscosas. La fuerza de arrastre descrita por Stokes se genera debido a la fricción viscosa entre la superficie de la esfera y el fluido circundante, a medida que la esfera se desplaza, debe mover el fluido a su alrededor, creando una resistencia que se manifiesta como una fuerza opuesta al movimiento [34].

Esta fuerza es directamente proporcional a la velocidad de la esfera y al radio de la misma, y depende linealmente de la viscosidad del fluido [7]. En el contexto de las pinzas ópticas armónicas, esta ley es crucial para el diseño y operación de los sistemas de manipulación de micropartículas pues afecta directamente la eficiencia con la que estas partículas pueden ser movidas y posicionadas dentro del fluido.

1.3 Métodos de captura colectiva

La captura múltiple en pinzas ópticas, que facilita el manejo simultáneo de diversas partículas, constituye una evolución significativa en las técnicas de manipulación óptica. Esta capacidad amplía el alcance de los experimentos posibles, permitiendo una mayor complejidad y diversidad en los procedimientos experimentales. Lo precedente se logra mediante técnicas avanzadas que posibilitan la generación y el control simultáneo de múltiples trampas ópticas, las cuales se clasifican en diversas categorías, cada una con sus propias aplicaciones y ventajas específicas, adaptándose a diferentes necesidades y contextos experimentales.

- **Trampas Ópticas Holográficas**

Las trampas ópticas holográficas utilizan hologramas para modificar la forma del haz de atrapamiento en tiempo real y bajo control computarizado, su teoría principal de funcionamiento se basa en el control preciso de patrones para generar campos ópticos complejos que atrapan partículas microscópicas, empleando para ello un modulador espacial de luz (SLM) o un Dispositivo de Micromirrors Digital (DMD) [21], creando regiones de alta y baja intensidad que ejercen fuerzas ópticas sobre las partículas [35]. Este método posibilita la generación de campos de atrapamiento tridimensionales arbitrarios, es decir, permiten crear cientos de trampas a partir de un único láser de

atrapamiento y manipular sus posiciones de manera independiente y en tiempo real [36].

- **Trampas acusto-ópticas**

Las pinzas ópticas, al utilizar haces láser enfocados, proporcionan un control extremadamente preciso y selectivo de partículas individuales. En contraste, la trampa acústica utiliza longitudes de onda de alrededor de 1 mm, lo que permite la captura simultánea de múltiples partículas de tamaño considerable [37]. Así, aprovechando las propiedades de los campos ópticos y acústicos para atrapar y mover partículas de diferentes tamaños y materiales de manera precisa y controlada se crean las trampas óptico-acústicas, que son sistemas que combinan las ventajas de las trampas ópticas y acústicas para manipular partículas a nivel microscópico. Estas trampas son compatibles con configuraciones microfluídicas y se utilizan para implementar clasificación activa de partículas [38].

- **Trampas Interferométricas**

Las pinzas ópticas interferométricas usan dos o más haces láser para crear un patrón de franjas de interferencia, que se crea en el foco de un objetivo microscópico y las partículas se manipulan moviendo este patrón sobre la muestra, permitiendo modificar la dinámica de las partículas de diferentes índices de refracción o tamaño en un plano horizontal [39], [40]. Estas trampas son particularmente útiles para organizar partículas en estructuras ordenadas y para estudios que requieren un alto grado de simetría y regularidad [7]. Este trabajo se centra justamente en el uso de trampas ópticas interferométricas donde, mediante un patrón de interferencia, se induce un movimiento senoidal en partículas dieléctricas homogéneas isotrópicas.

En el siguiente capítulo, se analiza a profundidad la teoría detrás de estas pinzas ópticas interferométricas y el movimiento armónico inducido en las partículas. Se explora cómo las trampas interferométricas facilitan el control preciso del movimiento de las partículas dieléctricas homogéneas isotrópicas.

Capítulo 2

Teoría de la trampa interferométrica armónica

2.1 Modelo de captura óptica

Este capítulo se enfocará en la teoría detrás de la implementación de oscilación armónica en pinzas ópticas interferométricas. El punto de partida de la discusión será el funcionamiento de un interferómetro, específicamente un interferómetro de Mach-Zehnder, ya que es fundamental para comprender cómo se logra la trampa interferométrica. Este enfoque inicial es esencial para detallar posteriormente cómo las propiedades de interferencia contribuyen a la manipulación precisa de partículas mediante oscilación armónica dentro de la trampa óptica.

2.1.1 Interferómetro de Mach-Zehnder

Como se menciona en el capítulo I, hay diversas metodologías para la captura múltiple de micropartículas; no obstante, el enfoque de este estudio se centrará exclusivamente en la aplicación de trampas interferométricas. Este método se fundamenta en la interferometría, un principio óptico que permite la obtención de patrones de intensidad precisos y controlables. En particular, las trampas interferométricas se basan en el principio de superposición de ondas para confinar partículas de dimensiones específicas dentro de regiones de alta intensidad lumínica.

Para implementar esta técnica, en este trabajo se emplea un interferómetro de Mach-Zehnder, este dispositivo divide un haz de luz incidente en dos que recorren caminos ópticos distintos, permitiendo la acumulación de diferencias de fase dependiendo de las condiciones a lo largo de cada trayectoria. Al recombinarse, estos haces generan un patrón de interferencia que se puede ajustar para crear regiones de alta intensidad lumínica, donde las

partículas pueden ser atrapadas y manipuladas.

Para una trampa interferométrica, es vital comprender cómo se distribuye la intensidad del haz de luz en el espacio y cómo se modula esta en el tiempo. La distribución de intensidad en un punto específico y en un instante dado se describe por la siguiente ecuación

$$I(r, t) = \frac{4P_0}{\pi w^2} \cos^2 \left(\frac{\pi x}{L_x} + \frac{\Delta\phi(t)}{2} \right) \exp \left(-\frac{2r^2}{w^2} \right). \quad (2.1)$$

En esta ecuación, P_0 representa la potencia incidente del haz, w es la anchura del perfil Gaussiano que describe la distribución espacial del haz, r es la distancia radial desde el centro del haz y L_x es la longitud espacial o periodo, que define la periodicidad de las franjas de interferencia en la dirección x . La función $\cos^2(\cdot)$ modela el patrón de interferencia generando franjas alternas de máxima y mínima intensidad, donde la posición de estas franjas es modulada por $\Delta\phi(t)$. Esta modulación temporal permite el control dinámico de la posición de las franjas de interferencia, facilitando el manejo preciso de las partículas atrapadas en las zonas de alta intensidad lumínica.

Para el propósito de este trabajo de tesis $\Delta\phi(t)$ es la diferencia de fase introducida por el dispositivo del arreglo experimental, que varía en el tiempo de forma senoidal para crear un movimiento oscilatorio en las franjas de interferencia. Esta diferencia de fase se expresa como

$$\Delta\phi(t) = \phi_{\text{máx}} \sin(\omega t + \phi_0). \quad (2.2)$$

Donde $\phi_{\text{máx}}$ es la amplitud máxima de la oscilación de fase, que determina cuánto se desplazan las franjas de interferencia; ω es la frecuencia angular de la oscilación, controlando la rapidez con que se mueven las franjas; y ϕ_0 es la fase inicial, estableciendo la posición inicial de estas.

Esta formulación matemática permite un control dinámico, donde la modulación temporal de la fase $\Delta\phi(t)$ induce un movimiento oscilatorio en las franjas de interferencia.

2.1.2 Fuerzas y potenciales en una trampa interferométrica

Después de haber definido la dinámica de la interferencia en el interferómetro de Mach-Zehnder, la siguiente sección se dedica al análisis de las fuerzas potenciales que actúan sobre las partículas dentro de las pinzas interferométricas. Estas fuerzas son esenciales para entender cómo las partículas pueden ser manipuladas y controladas dentro de estas trampas. La fuerza total transversal que actúa sobre una partícula, situada en un punto específico (x_0, y_0) , se determina integrando las interacciones luz-partícula sobre la superficie de la partícula. Este cálculo incorpora tanto la intensidad del campo de luz como las propiedades ópticas y geométricas de la partícula. La ecuación que representa matemáticamente esta fuerza es

$$F(x_0, y_0) = \frac{n_m R_0^2}{2c} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \left[T^2 \left(\frac{\sin(2(\theta_t - \theta)) - R \sin(2\theta)}{1 + R^2 + 2R \cos(2\theta_t)} \right) + R \sin(2\theta) \right] \times I(x, y) \sin(2\theta) \cos(\phi) d\phi d\theta. \quad (2.3)$$

En esta ecuación, n_m es el índice de refracción del medio, R_0 es el radio de la partícula, y c es la velocidad de la luz. La integración se realiza sobre el hemisferio iluminado de la partícula. Los ángulos θ y ϕ en las coordenadas esféricas describen la orientación de cada punto sobre la superficie de la partícula, con θ correspondiendo al ángulo de incidencia de la luz y θ_t al ángulo transmitido.

La relación entre las coordenadas de cada punto en la superficie de la esfera y la posición del centro de la partícula respecto al eje del haz se describe correctamente en términos de coordenadas esféricas mediante dos ecuaciones.

- En el eje X,

$$x = x_0 + R_0 \cos(\phi) \sin(\theta).$$

- En el eje Y,

$$y = y_0 + R_0 \sin(\phi) \sin(\theta),$$

donde (x_0, y_0) indica la posición del centro de la partícula en el plano XY. Estas ecuaciones nos permiten representar cualquier punto en la superficie de la partícula en función de su posición central y su geometría.

La relación entre la fuerza ejercida sobre las partículas y la distribución de intensidad del haz de luz evidenciada en la ecuación [2.3](#) es fundamental para el control preciso de la manipulación de partículas. La intensidad del haz, descrita en la ecuación [2.1](#), es un factor

crítico que debe integrarse en la ecuación de la fuerza transversal. Al hacerlo, se puede influir directamente en la magnitud y dirección de las fuerzas actuantes sobre las partículas al ajustar parámetros clave del sistema, tales como la potencia del haz, el período espacial de las franjas de interferencia y los cambios de fase.

Para la correcta integración de ambas ecuaciones, se busca expresar la intensidad $I(r,t)$ en términos de las coordenadas esféricas θ y ϕ que se utilizan en la integral de la fuerza. La distancia radial r en el patrón de interferencia se relaciona con x y y como $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ obteniendo así la intensidad

$$I(\theta, \phi) = \frac{4P_0}{\pi w^2} \cos^2 \left(\frac{\pi(x_0 + R_0 \cos(\phi) \sin(\theta))}{L_x} + \frac{\Delta\phi(t)}{2} \right) \times \exp \left(-\frac{2(x_0^2 + y_0^2 + 2R_0 \sin(\theta)(\cos(\phi) + \sin(\phi)) + R_0^2 \sin^2(\theta))}{w^2} \right). \quad (2.4)$$

Para calcular la fuerza transversal $F(x_0, y_0)$, se debe integrar $I(\theta, \phi)$ multiplicada por la función de fuerza en las coordenadas esféricas

$$F(x_0, y_0) = \frac{n_m R_0^2}{2c} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \left[T^2 \left(\frac{\sin(2(\theta_t - \theta)) - R \sin(2\theta)}{1 + R^2 + 2R \cos(2\theta_t)} \right) + R \sin(2\theta) \right] \times I(\theta, \phi) \sin(2\theta) \cos(\phi) d\phi d\theta. \quad (2.5)$$

Esta integral, debe evaluarse para obtener la fuerza total ejercida sobre la partícula debido al campo de luz.

El potencial óptico $U(x_0, y_0)$ es una medida de la energía potencial almacenada en el campo de luz en la que se encuentra una partícula, es crucial para determinar las posiciones de equilibrio de las partículas, donde la fuerza óptica es cero y la partícula puede permanecer estacionaria. En términos matemáticos, el potencial óptico en la dirección x se obtiene integrando la fuerza óptica transversal a lo largo de esta dirección, como se indica en la ecuación

$$U(x_0, y_0) = - \int_0^{x_0} F(x, y_0) dx. \quad (2.6)$$

Aunque la solución exacta de este potencial se debe abordar mediante métodos numéricos

debido a la complejidad de las funciones involucradas, es crucial para identificar las posiciones de equilibrio de las partículas dentro de la trampa. Estas posiciones, determinadas por los mínimos del potencial óptico, son fundamentales para el control preciso y la manipulación de las partículas en aplicaciones experimentales y prácticas. En secciones posteriores, se abordará la implementación numérica y la aplicación de estos conceptos teóricos para proporcionar una comprensión más profunda y una herramienta efectiva para el diseño y la optimización de trampas ópticas interferométricas.

2.2 Simulación del patrón de interferencia armónico

En esta sección, se detalla la simulación computacional realizada para el análisis del comportamiento de las trampas interferométricas armónicas para la manipulación óptica de múltiplos de partículas. Se presenta el código implementado en MATLAB, los resultados obtenidos en forma de gráficas y los valores clave utilizados en la simulación.

Anteriormente se estableció que la fuerza transversal $F(x_0, y_0)$ ejercida por un haz de luz sobre una esfera dieléctrica se calcula integrando sobre el hemisferio iluminado de la partícula. Esta integral tiene en cuenta los ángulos polares y azimutales en coordenadas esféricas, así como los coeficientes de reflectancia y transmisión promediados, tal como se describe en su ecuación. El código desarrollado en MATLAB tiene como principal objetivo proporcionar una visualización detallada de cómo la fuerza óptica interactúa con las partículas microscópicas y cómo esta fuerza varía con la distancia transversal.

Debido a la complejidad de las integrales involucradas, que no permiten una solución analítica directa, se optó por la implementación de métodos numéricos. En particular, se eligió el método de Monte Carlo por su eficacia al abordar problemas que requieren la integración sobre dominios complejos o funciones multidimensionales, donde los enfoques tradicionales resultan inadecuados o directamente impracticables. Este método se fundamenta en la generación de muestras aleatorias para estimar soluciones de problemas matemáticos, ya sean de naturaleza determinista o probabilística. A pesar de su simplicidad y versatilidad, el método de Monte Carlo destaca especialmente en simulaciones físicas complejas, donde las interacciones y efectos a modelar son particularmente intrincados.

Antes de detallar el código y su funcionamiento, es esencial discutir cómo se seleccionaron los parámetros utilizados en las simulaciones. Para analizar la influencia de la posición transversal de las partículas dentro de un patrón de franjas, se ha desarrollado una simulación

teórica en la que las partículas se encuentran inmersas en agua con un índice de refracción de 1.33. Las partículas en estudio varían en tamaño, con radios de $1 \mu\text{m}$, $3 \mu\text{m}$ y $5 \mu\text{m}$, representadas en los resultados por curvas de colores rojo, azul y verde, respectivamente (figura 2.1).

El código inicia estableciendo una serie de parámetros físicos y ópticos esenciales para la simulación. Estos incluyen el índice de refracción del medio, así como los coeficientes de transmisión y reflexión, los cuales son fundamentales porque influyen directamente en la intensidad de la luz que interactúa con las partículas. También se define el ángulo de transmisión ($\theta_t = \frac{\pi}{4}$), crucial para especificar la trayectoria de la luz después de su interacción con la partícula. La potencia del haz incidente ($P_0 = 10 \text{ mW}$) se selecciona cuidadosamente, dado que determina la fuerza óptica que se ejerce sobre las partículas. Además, el ancho del haz ($w = 50 \mu\text{m}$) se considera debido a su impacto en cómo se distribuye la intensidad de la luz en el espacio.

Se establece un rango de valores x_0 para evaluar la fuerza óptica en diversas posiciones transversales alrededor del punto focal. Utilizando el método de Monte Carlo, se estima la integral necesaria para calcular la fuerza en cada posición x_0 . Los resultados de esta simulación se representan gráficamente (figura 2.1), mostrando cómo varía la fuerza óptica en función de la distancia transversal x_0 para partículas de diferentes tamaños.

Por otro lado, posterior a la evaluación de la fuerza óptica, las figuras 2.2 representan el potencial óptico para cada uno de los períodos espaciales estudiados. Es importante mencionar que los valores presentados en estas gráficas están normalizados para facilitar una comparación más efectiva entre los diferentes tamaños de partículas y condiciones del patrón de franjas, centrándose en las tendencias y comportamientos relativos en lugar de en valores absolutos del potencial.

Se observa que se han obtenido resultados que reflejan patrones de comportamiento similares a los observados por Volke-Sepulveda [41], especialmente en lo que respecta a las posiciones de equilibrio y la capacidad de las partículas más grandes para seguir el patrón en movimiento, en contraste con las partículas más pequeñas que quedan atrás.

2.2.1 Variación de la fuerza

Resulta de gran utilidad comprender el comportamiento de la fuerza óptica aplicada a una partícula y cómo esta fuerza varía en función del cambio en la longitud espacial L_x . Para ello,

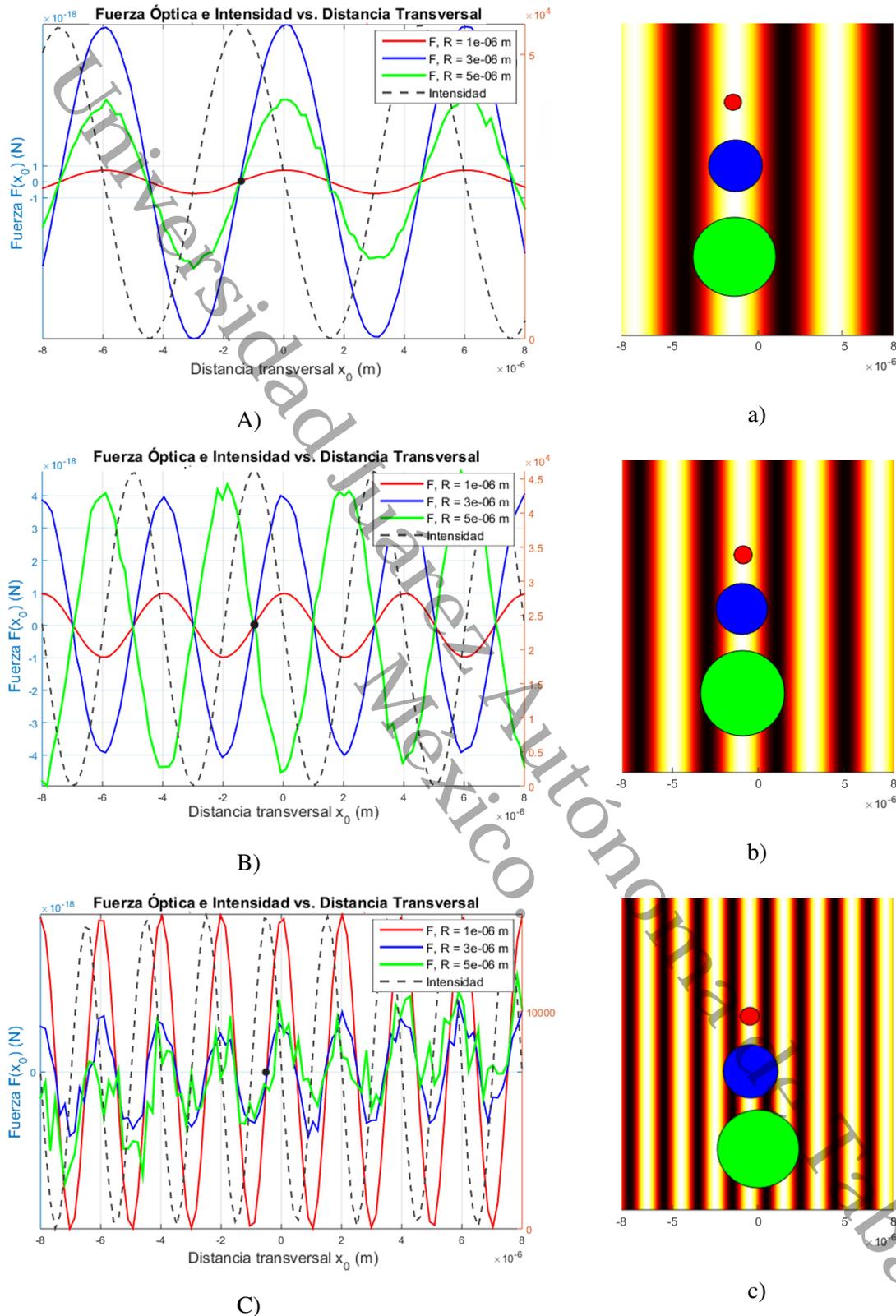


Figura 2.1. Las tres figuras (A, B y C) presentan la fuerza óptica $F(x_0, y_0)$ respecto a la distancia transversal x_0 para partículas de tres diferentes radios $1 \mu\text{m}$ (línea roja), $3 \mu\text{m}$ (línea azul) y $5 \mu\text{m}$ (línea verde), bajo variaciones en el período espacial del patrón de franjas. Cada gráfico corresponde a un período espacial distinto: A) $L_{x1} = 6 \mu\text{m}$, B) $L_{x2} = 4 \mu\text{m}$ y C) $L_{x3} = 2 \mu\text{m}$, respectivamente. Las tres figuras (a, b y c) presentan distribuciones de intensidad para visualizar en qué posición se encuentran las posiciones de equilibrio.

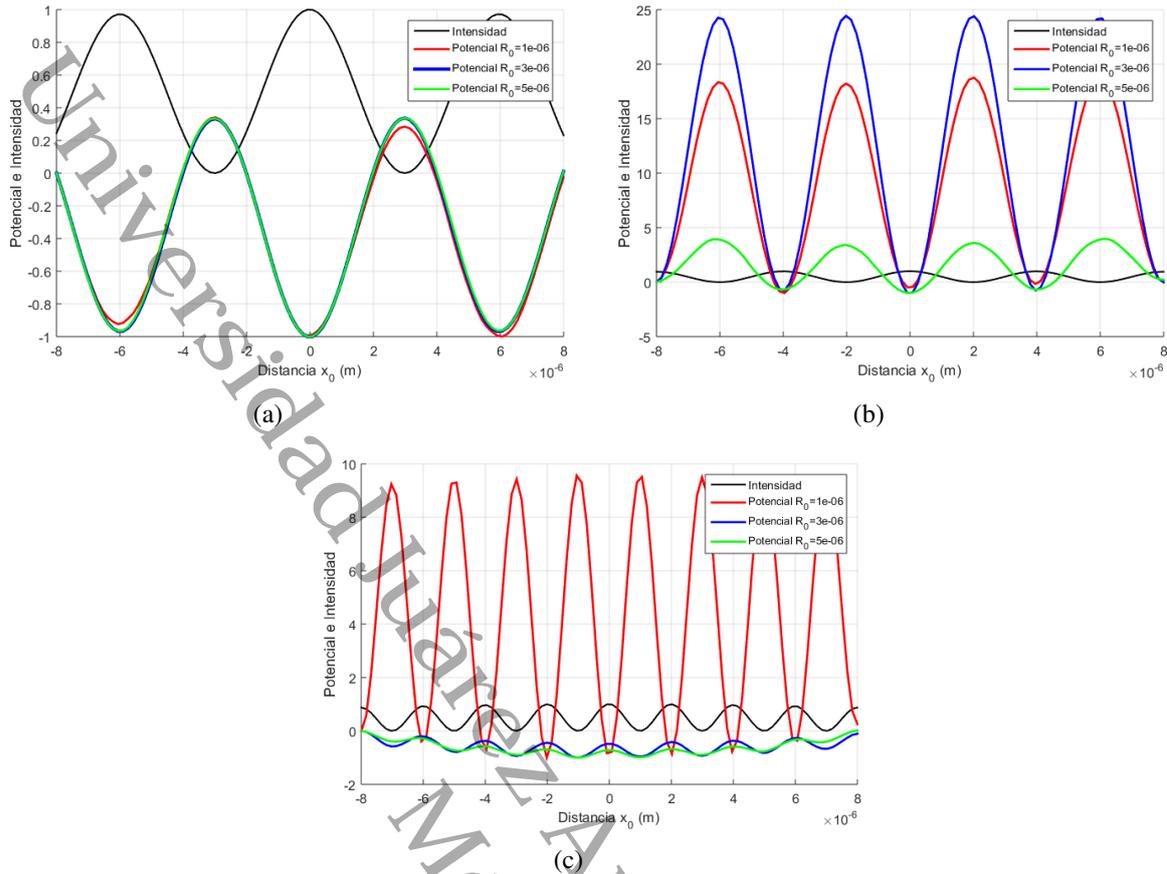


Figura 2.2. Las tres figuras (a, b y c) representan los valores que toma el potencial óptico $U(x_0, y_0)$ respecto a la distancia transversal x_0 nuevamente para partículas de tres diferentes tamaños y periodos $L_x = 6 \mu\text{m}$, $L_x = 4 \mu\text{m}$ y $L_x = 2 \mu\text{m}$.

se realiza una predicción utilizando un código que analiza esta variación, empleando valores arbitrarios para parámetros como la potencia del haz, la fase inicial, el tamaño de la partícula analizada, y otros valores que se observan en la figura 2.3.

Al comparar la fuerza transversal normalizada frente a la variación de la longitud espacial L_x y analizar para tres tamaños de partículas diferentes ($1 \mu\text{m}$, $3 \mu\text{m}$ y $5 \mu\text{m}$), se observa un comportamiento no idéntico, pero notablemente similar en los patrones de fuerza para cada tamaño. Esta selección de tamaños resultó particularmente útil ya que refleja las condiciones reales del laboratorio y facilita la interpretación de los resultados experimentales con mayor precisión.

Para la partícula de $1 \mu\text{m}$, se identificaron dos puntos críticos de fuerza, valores en los que la fuerza es notablemente alta, que corresponden a $L_x = 2 \mu\text{m}$ y $L_x \approx 5.5 \mu\text{m}$. De manera similar, al analizar la fuerza de captura en la partícula de $3 \mu\text{m}$, se observan dos máximos en $L_x = 3 \mu\text{m}$ y $L_x \approx 5 \mu\text{m}$, aunque se podría esperar un punto aún más alto para valores de L_x

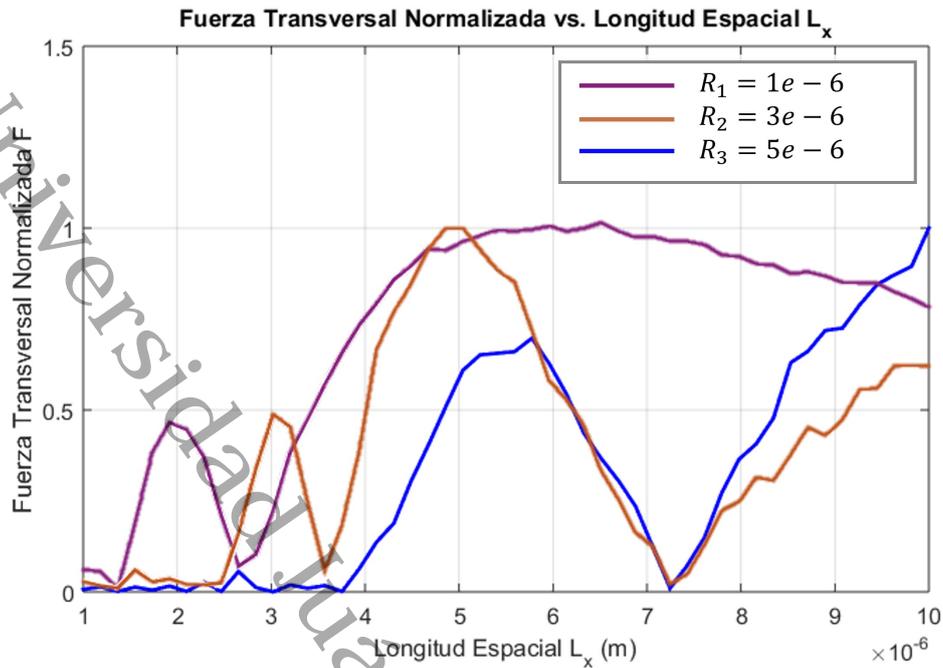


Figura 2.3. Variación de la fuerza promedio en función de la longitud espacial L_x , considerando $P_0 = 42$ mW, partículas con un diámetro de $1 \mu\text{m}$, $3 \mu\text{m}$ y $5 \mu\text{m}$, con una fase inicial de 2π . Se observa que la fuerza no es constante, mostrando picos máximos y mínimos, lo que indica que la interacción entre la partícula y el campo óptico es altamente dependiente de la configuración espacial del sistema.

mayores a $10 \mu\text{m}$. Por último, durante el análisis de la partícula más grande, $5 \mu\text{m}$, el máximo se encuentra aproximadamente en $L_x \approx 5.8 \mu\text{m}$, aunque nuevamente podríamos anticipar la existencia de puntos críticos para valores aún más elevados de L_x .

Los máximos de intensidad de fuerza coinciden con valores donde la magnitud de la longitud espacial es el doble que la magnitud del tamaño de las partículas, ilustran claramente la relación entre el tamaño de la partícula y la longitud espacial para la efectividad de la captura óptica.

2.2.2 Variación de la velocidad

Adicionalmente se explora el comportamiento dinámico de las partículas cuando son influenciadas por un patrón de interferencia óptica en constante cambio. En este contexto, la velocidad de las partículas se convierte en un indicador crucial de cómo responden ante las fuerzas y campos ópticos. La figura 2.4 ilustra de manera simulada cómo varía la velocidad de las partículas en función de la longitud transversal cuando están inmersas en el potencial óptico descrito previamente en este estudio. Este análisis nos permite adentrarnos en predicciones sobre la dinámica de las partículas al manipular ciertos parámetros del sistema, mientras

mantenemos otros constantes para aislar los efectos deseados.

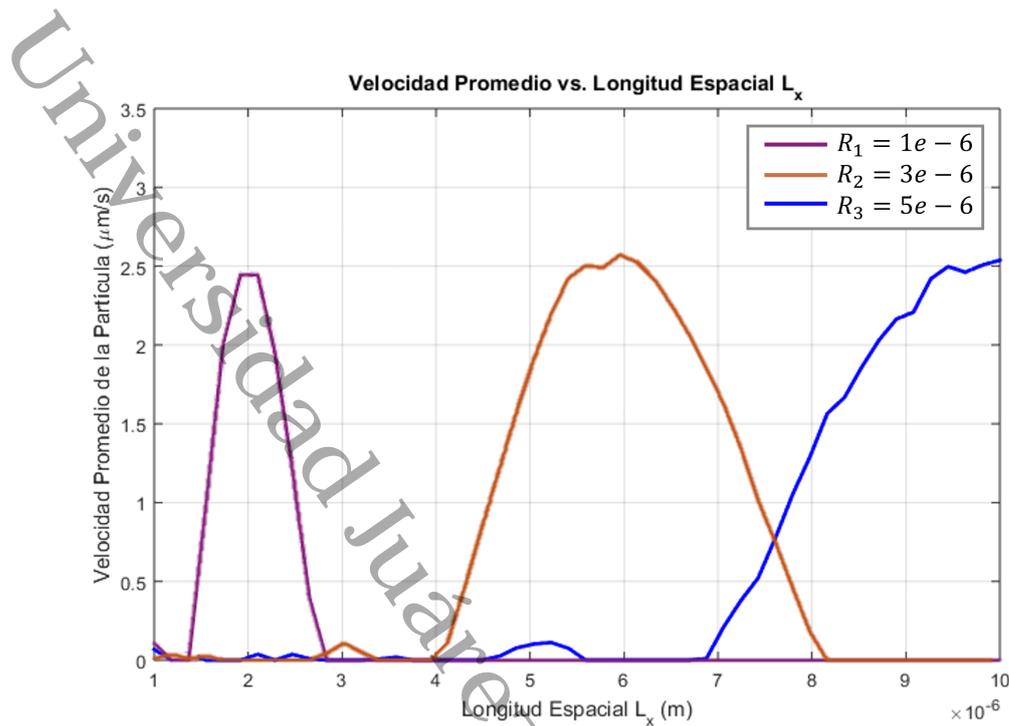


Figura 2.4. Velocidad promedio de partículas de $2 \mu\text{m}$ de diámetro como función de la longitud espacial L_x de las franjas de interferencia considerando una potencia de 10 mW y $\phi_0 = 2\pi$

En la figura [2.4](#), se muestra una gráfica que ilustra cómo la velocidad de la partícula depende del periodo L_x . Al analizar minuciosamente las imágenes y los resultados de las simulaciones, se revela un patrón interesante en la velocidad de las partículas bajo la influencia del patrón de interferencia óptica. Para las partículas de 1, 3 y 5 micras, se identifican puntos donde la velocidad alcanza su máximo, lo que denota una respuesta específica ante la longitud espacial y el tamaño de las partículas en el contexto de la captura óptica.

Las partículas de 1 micra muestran un pico de velocidad bien definido cuando la longitud espacial es de 2 micras, lo que sugiere una captura óptica altamente efectiva en estas condiciones específicas. Este comportamiento sugiere que las partículas de este tamaño interactúan de manera óptima con el patrón de interferencia, alcanzando una velocidad considerable en el punto de resonancia espacial. Para las partículas de 3 micras, el punto máximo de velocidad se encuentra alrededor de una longitud espacial de 6 micras; la amplitud mayor de este pico indica una fuerte respuesta de las partículas a las variaciones del patrón óptico, indicando que estas partículas no solo alcanzan una alta velocidad, sino que también mantienen esta velocidad sobre un rango más amplio de condiciones espaciales.

De manera similar, las partículas de 5 micras alcanzan su velocidad máxima cerca de

una longitud espacial de 10 micras; en este caso, la amplitud del pico es aún mayor, lo que implica una captura óptica efectiva, pero con una mayor dispersión debido al tamaño y las características intrínsecas de estas partículas. Esta dispersión puede estar relacionada con la mayor inercia de las partículas más grandes y la complejidad adicional en su interacción con el campo óptico.

La alineación de estos picos de velocidad máxima con valores que son el doble de la longitud espacial enfatiza la relación crucial entre la longitud espacial y el tamaño de las partículas para lograr una eficaz captura óptica. Esta observación subraya la importancia de ajustar las condiciones del patrón óptico para maximizar la captura de partículas. La identificación de un valor máximo específico de la velocidad también proporciona un punto de referencia importante para ajustar los parámetros del sistema y optimizar la configuración experimental para obtener el rendimiento deseado.

Es fundamental tener en cuenta que los resultados obtenidos hasta este punto se basan en simulaciones computacionales. Si bien estas simulaciones proporcionan información valiosa y permiten hacer predicciones sobre el comportamiento de las partículas bajo condiciones específicas, es imperativo validar estos resultados mediante experimentación real. Los códigos empleados se encuentran detallados en el apéndice de esta tesis. En el siguiente capítulo, se llevarán a cabo experimentos detallados para comprobar la veracidad y la aplicabilidad de las predicciones generadas por las simulaciones.

Capítulo 3

Sistema experimental del oscilador armónico óptico

Este capítulo describe cada componente del arreglo óptico y describe cómo la configuración específica permite explorar las dinámicas de las trampas interferométricas armónicas bajo variadas condiciones experimentales. La capacidad de ajustar dinámicamente las características del campo de luz, como la diferencia de fase y la intensidad del patrón de interferencia, es crucial para estudiar el comportamiento de las partículas atrapadas y optimizar la eficiencia de la trampa.

3.1 Implementación del arreglo experimental

El sistema experimental presentado en la figura 3.1 muestra el montaje configurado para la manipulación de micropartículas mediante un oscilador armónico óptico. La fuente de luz, un láser estabilizado de Helio-Neón (Thorlabs *HRS015B*) que emite a una longitud de onda de 632,992 nm con una potencia de salida de más de 12 mW, constituye la esencia del sistema. Esta fuente, con modos de estabilización de frecuencia e intensidad, asegura la estabilidad necesaria para aplicaciones de alta precisión. En el modo de estabilización de frecuencia, mantiene constante la longitud de onda, lo cual es crucial para la interferometría utilizada en el experimento. El haz pasa a través de un expansor de haz (F) aumenta la sección transversal de haz antes de ser dirigido a través de la lente L1, cuya función es colimar el haz. La colimación es crucial en la experimentación óptica, ya que garantiza la uniformidad del haz, mejora la precisión en las mediciones, reduce las aberraciones, y permite un mejor control sobre la propagación. Además, optimiza el acoplamiento del haz en las etapas subsecuentes del experimento, asegurando una propagación uniforme y paralela.

Posteriormente, el haz colimado se integra a un interferómetro de Mach-Zehnder, configurado para el control independiente de caminos ópticos. Este se utiliza para dividir el haz de luz en dos trayectorias separadas, que luego se recombinan para crear un patrón de interferencia, que es extremadamente sensible a las diferencias de fase entre los dos caminos, lo que permite detectar cambios muy pequeños en las distancias recorridas por los haces o en las propiedades del medio a través del cual viajan. La trayectoria dentro del interferómetro comienza al llegar al primer cubo divisor no polarizado (CD1), cuya función es separar el haz colimado en dos, permitiendo que ambos sigan diferentes caminos ópticos. Uno de ellos sigue la trayectoria R1 y es dirigido hacia el espejo S1, el cual redirige el haz de R1 hacia el segundo cubo divisor (CD2). El haz que sigue el camino R2 es dirigido hacia un espejo piezoeléctrico S2. Este espejo está controlado por un generador de funciones, que aplica una señal eléctrica variable para mover el espejo de manera precisa y controlada, introduciendo un desfase dinámico con un patrón sinusoidal. Entonces el haz del camino R2 es redirigido al CD2 con el desfase dinámico generado. Como ambos son dirigidos al mismo cubo divisor del haz, estos se unifican, y es aquí cuando termina la parte del arreglo correspondiente al interferómetro.

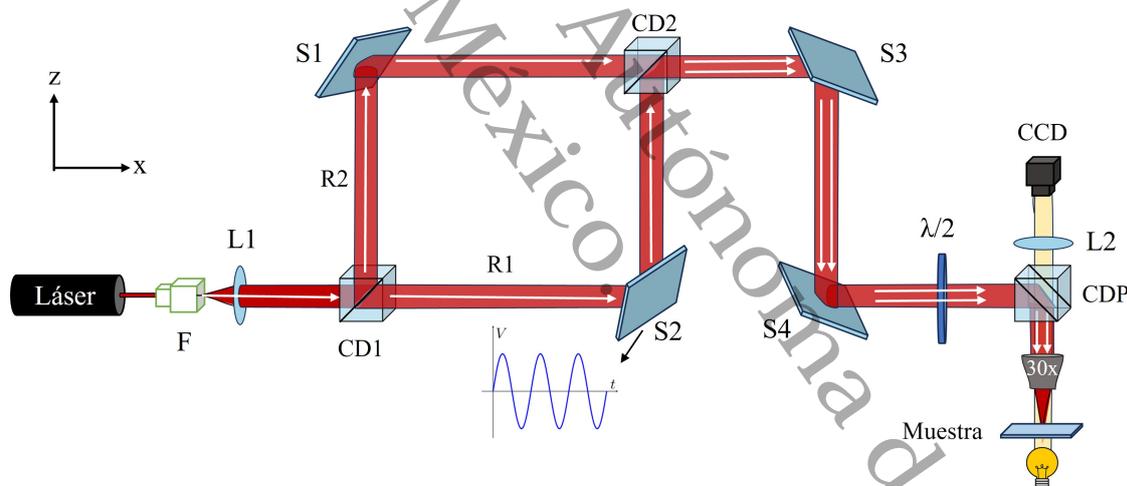


Figura 3.1. Sistema experimental del oscilador armónico óptico: Vista esquemática del sistema experimental para un oscilador armónico óptico utilizando un interferómetro de Mach-Zehnder. El montaje incluye un láser estabilizado de Helio-Neón (Thorlabs HRS015B) que emite a 632.992 nm, divisores de haz no polarizados (CD1, CD2) y polarizado (CDP), espejos (S1, S2, S3 y S4), una placa retardadora de media onda ($\lambda/2$), y un objetivo de microscopio 30x para la focalización en la muestra. Un generador de funciones controla el espejo piezoeléctrico S2 para ajustar la fase del patrón de interferencia, induciendo un movimiento sinusoidal en las partículas. La interferencia resultante se dirige a través de un sistema de observación similar al de un microscopio, con una cámara CCD que captura las imágenes del comportamiento de las partículas iluminadas.

Posterior a esto, mediante los espejos S3 y S4, los haces combinados son redirigidos hacia el arreglo que dirigirá la interferencia hacia la muestra. Primero, el haz proveniente del interferómetro se hace pasar por una placa retardadora de $\lambda/2$. La utilidad de esta placa

es rotar la polarización, maximizando la potencia disponible para la muestra y asegurando que esta sea adecuada para las siguientes etapas del experimento. Después de esto, el haz polarizado se dirige a su vez a un cubo divisor polarizado (CDP). Este último separa el haz en componentes de polarización ortogonales, dirigiendo uno de los componentes hacia el objetivo del microscopio 30x, que focalizará la interferencia sobre la muestra.

El sistema de observación puede describirse similar a un microscopio. Sobre el CDP se coloca una cámara CCD (Charge-Coupled Device). Estas cámaras son esenciales para este tipo de mediciones debido a su alta sensibilidad a la luz y capacidad para captar imágenes con alta resolución y bajo ruido. La cámara CCD permite la captura precisa del patrón de interferencia y el comportamiento de las micropartículas con gran detalle y precisión. La muestra es iluminada por una fuente de luz colocada debajo de la muestra, lo que permite visualizar el comportamiento de la muestra frente al patrón de interferencia. Esta iluminación adicional asegura que la estructura y los detalles de las micropartículas sean claramente visibles, facilitando el análisis detallado del experimento.

Para garantizar la estabilidad del montaje y reducir al mínimo las vibraciones externas, todo el sistema experimental se instala sobre una mesa óptica antivibratoria que proporciona una plataforma robusta y estable, que es fundamental para mantener la precisión y la repetibilidad de los experimentos. Las mesas ópticas antivibratorias están diseñadas específicamente para absorber y amortiguar las vibraciones que podrían interferir con las mediciones sensibles y los delicados ajustes ópticos. Cabe destacar que, en la sección siguiente, se presentará un análisis detallado de la preparación de la muestra, explicando los procedimientos y técnicas utilizados para asegurar que las muestras estén en condiciones óptimas para la experimentación.

3.2 Preparación de la muestra

La preparación de las muestras se realiza mediante el uso de una muestra homogénea con partículas de sílice ($n_p = 1,45$) de $3 \mu\text{m}$ de diámetro, adquiridas de Polysciences. Estas micropartículas fueron seleccionadas por su estabilidad y uniformidad ya que aseguran una dispersión homogénea y evitan problemas de aglomeración que podrían interferir con los experimentos de micromanipulación óptica. Se mezcló una porción de partículas en agua destilada, revolviendo hasta integrar completamente. Las preparaciones realizadas contenían aproximadamente 3 mililitros cada una, asegurando una dispersión uniforme de las partículas en el agua.

Adicionalmente, se preparó una segunda muestra, que consistió en una solución heterogénea nuevamente con partículas de sílice. En esta ocasión, se adquirieron partículas con diámetros de $1\ \mu\text{m}$, $3\ \mu\text{m}$ y $5\ \mu\text{m}$, también de Polysciences. Esta mezcla se realizó para evaluar la capacidad del sistema de micromanipulación óptica para diferenciar y capturar partículas de diferentes tamaños en la misma muestra.

Para preparar la solución, las partículas de diferentes tamaños se mezclaron en varias proporciones utilizando agua destilada ($n_m = 1,33$) como medio de suspensión. Se realizaron preparaciones nuevamente de aproximadamente 2 a 3 mililitros. Las partículas, que vienen en estado sólido tipo polvo, se añadieron en pequeñas porciones al agua destilada. Inicialmente, se colocó una pequeña cantidad de partículas y se observó la muestra bajo el microscopio para asegurarse de que no estuviera sobresaturada. Si la muestra resultaba sobresaturada, se añadía más agua para diluirla adecuadamente. Este procedimiento se repetía hasta obtener una dispersión homogénea y adecuada para la micromanipulación óptica.

Las partículas se colocan en agua por varias razones esenciales para asegurar una captura óptica efectiva. Primero, si las partículas se colocaran directamente sobre el portaobjetos, tenderían a adherirse a su superficie, lo que complicaría el proceso de manipulación y podría hacer que la captura óptica fuera prácticamente imposible. Además, la presencia de agua permite una manipulación más suave y controlada de las partículas, reduciendo el riesgo de daños y facilitando su movimiento en respuesta a las fuerzas ópticas aplicadas.

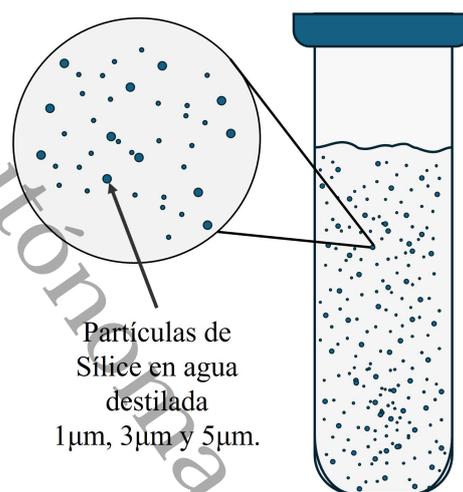


Figura 3.2. Representación de la solución preparada para las muestras. Utilizando partículas con diámetros de $1\ \mu\text{m}$, $3\ \mu\text{m}$ y $5\ \mu\text{m}$ de Polysciences.

Otro motivo por el cual se utiliza agua es el índice de refracción, ya que en la captura óptica, no se considera solo el índice de refracción de la partícula (n_p) y el medio (n_m), sino la relación entre estos dos, conocida como **índice de refracción relativo**, expresada como $m = \frac{n_p}{n_m}$; esta relación es fundamental para la eficiencia de la captura. Para optimizar la captura óptica, es vital que haya una diferencia significativa entre los índices de refracción de la partícula y el medio. Si los índices de refracción de la partícula y del medio fueran similares,

lograr una captura efectiva tendría más complicaciones. De hecho, para que la captura sea más eficiente, es deseable que el índice de refracción relativo (m) sea mayor que 1.

Para colocar la muestra y que sea analizada correctamente, primero se prepara el portaobjetos, en este se coloca una pegatina con un orificio en el centro. El objetivo de esta pegatina es delimitar un espacio en el portaobjetos para las partículas, permitiendo que estas puedan moverse en un volumen. La pegatina tiene un espesor $d \approx 200 \mu\text{m}$ que proporciona suficiente profundidad para que las partículas de $1 \mu\text{m}$, $3 \mu\text{m}$ y $5 \mu\text{m}$ puedan moverse libremente. Luego, esta configuración se cubre con un cubreobjetos para asegurar una observación adecuada bajo el microscopio.

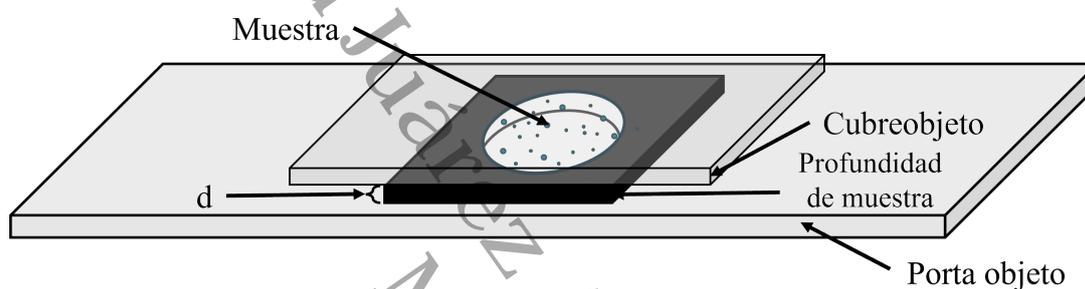


Figura 3.3. Representación de la solución preparada para las muestras. Utilizando partículas con diámetros de $1 \mu\text{m}$, $3 \mu\text{m}$, y $5 \mu\text{m}$ de Polysciences.

Un aspecto importante a considerar es la separación entre el cubreobjetos y el objetivo del microscopio ya que, si hay aire entre ellos, se produce una dispersión significativa de los rayos de luz que afecta negativamente la intensidad de la interferencia sobre la muestra, ya que el aire tiene un índice de refracción diferente al del vidrio del cubreobjetos y del medio de la muestra. La discrepancia en los índices de refracción provoca que los rayos de luz se desvíen y se dispersen, reduciendo la eficiencia de la captura y, por ende, disminuyendo la calidad de la imagen obtenida.

Para evitar este problema, se aplica una gota de aceite de inmersión, éste actúa como un puente óptico entre el cubreobjetos y el objetivo, minimizando la diferencia en los índices de refracción y, por lo tanto, reduciendo la dispersión de la luz. El aceite de inmersión empleado en la experimentación fue proporcionado por Reasol, caracterizado por una viscosidad de 300 cSt y un índice de refracción de 1.518, seleccionado específicamente para igualar el índice de refracción del espacio entre el objetivo y el cristal del cubreobjetos. Al hacer esto, se minimiza la dispersión de la luz y se maximiza la cantidad de luz que entra en el objetivo del microscopio; esto mejora significativamente la calidad de la imagen al asegurar que más rayos

de luz sean capturados y enfocados correctamente. Además, al usar un medio con un índice de refracción similar al del vidrio del cubreobjetos, se eliminan las aberraciones esféricas obteniendo así una imagen más clara y nítida, permitiendo una mejor observación de la muestra.

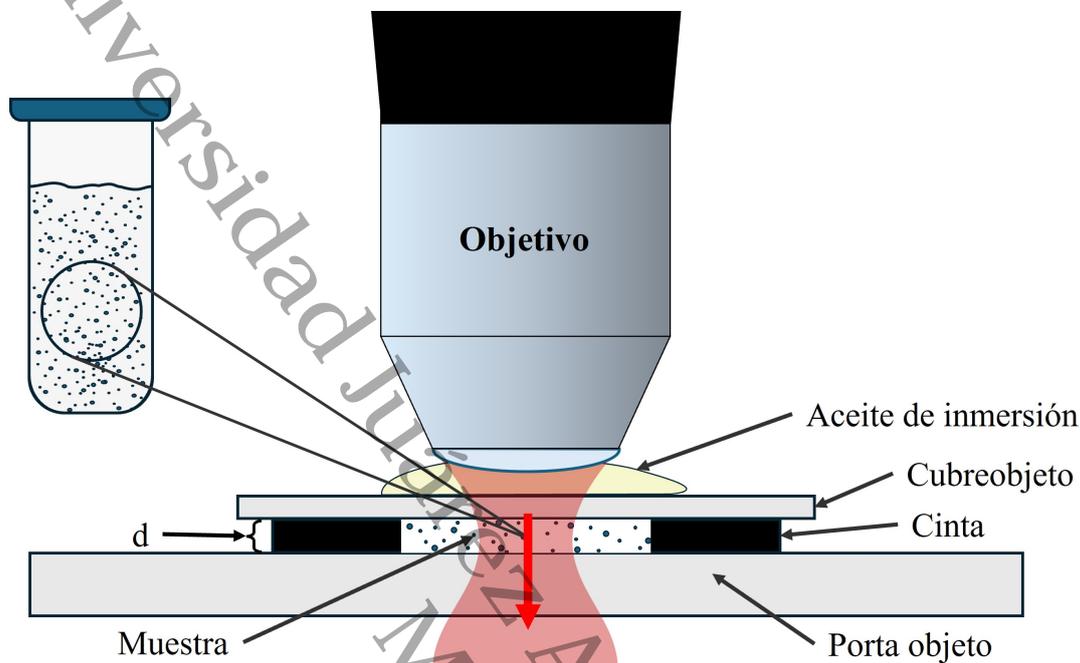


Figura 3.4. Representación de la estructura de la muestra y como el haz incide sobre ella.

En la figura 3.4 se muestra cómo la lente del objetivo del microscopio queda inmersa en el aceite. Además, se visualiza cómo se alinea la cintura del haz con el volumen donde se encuentra la solución, ya que este es el punto de mayor intensidad y definición de la interferencia. La cintura del haz, es donde la concentración de luz es máxima, permitiendo una mayor precisión y claridad en la observación de las partículas dentro de la muestra.

3.3 Resultados experimentales

Se llevaron a cabo experimentos con dos muestras distintas para estudiar el comportamiento de las partículas bajo condiciones específicas. La primera de ellas es compuesta por partículas homogéneas de sílice con un diámetro de $3 \mu\text{m}$. La segunda muestra es heterogénea, conteniendo partículas de $1 \mu\text{m}$, $3 \mu\text{m}$ y $5 \mu\text{m}$. En ambos experimentos, se ajustaron cuidadosamente parámetros como la longitud espacial y la frecuencia del haz incidente para garantizar la precisión y reproducibilidad de los resultados. Estos ajustes permitieron observar y comparar cómo las diferentes partículas respondían al campo de interferencia creado por el

haz de luz.

El uso de una muestra homogénea y otra heterogénea permitió contrastar los efectos del campo de interferencia en partículas de tamaño uniforme frente a partículas de tamaños variados, proporcionando valiosos datos sobre la manipulación óptica y la dinámica de partículas en campos de interferencia.

3.3.1 Oscilación armónica de micropartículas

El proceso experimental comenzó utilizando una muestra compuesta por partículas homogéneas de tamaño uniforme. En esta fase inicial, se establecieron algunos parámetros fijos esenciales para el experimento: la potencia del haz incidente se fijó en 42 mW, y la longitud de onda del haz se determinó en 633×10^{-9} m, además se estableció una longitud espacial de aproximadamente $3 - 4 \mu\text{m}$.

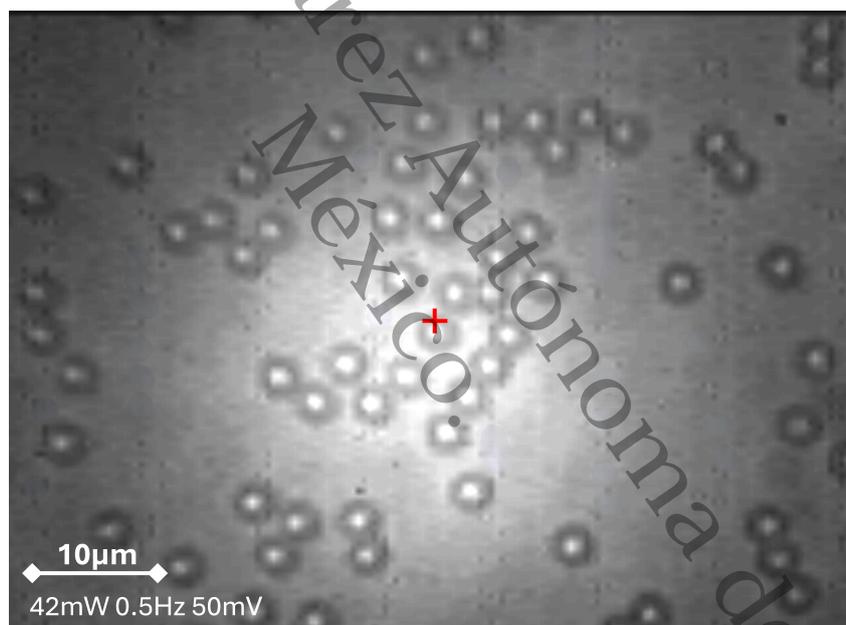


Figura 3.5. Imágen tomada con cámara CCD. Muestra de partículas al inicio de la exposición al haz de luz.

Antes de que las partículas se vieran influenciadas por el potencial dinámico, se observó que estas se movían de manera aleatoria en el agua destilada, siguiendo un movimiento browniano típico (figura 3.5). Este comportamiento es característico de partículas suspendidas en un fluido, donde las colisiones con las moléculas del agua provocan desplazamientos erráticos. A medida que la interferencia comenzaba a afectar a las partículas, debido a que la longitud espacial L_x era aproximadamente igual, se observó un cambio significativo en el comportamiento de las micropartículas dentro del área de interferencia del spot. Estas se

movían de manera aleatoria, y al ser incididas comenzaron a organizarse y seguir un patrón de movimiento sinusoidal inducido por el potencial dinámico. Este cambio en el movimiento de las partículas se manifestó como una alineación con las líneas de interferencia creadas por el haz de luz. Las partículas se organizaban a lo largo de estas líneas, formando patrones regulares que se asemejaban a filas o cadenas.

En la figura 3.6 se presenta una secuencia de imágenes que ilustran el movimiento sinusoidal seguido por las micropartículas bajo la influencia del patrón de interferencia; proporciona una visión clara del comportamiento dinámico de las partículas a medida que oscilan de un lado a otro. En la primera imagen (figura 3.6a), se observa cómo las partículas comienzan a formar filas ligeramente curvadas hacia la izquierda, esta curvatura inicial es indica el comienzo de la oscilación armónica, donde las partículas están siendo arrastradas hacia la izquierda por la interferencia.

En la segunda imagen (figura 3.6b), las partículas que previamente fueron desplazadas hacia la izquierda ahora regresan al centro, en esta etapa se hace más evidente cómo las micropartículas se alinean con el patrón de interferencia, formando líneas rectas en el centro. Esta alineación central demuestra el punto de equilibrio en la oscilación armónica, donde las fuerzas del patrón dinámico equilibran a las partículas, posicionándolas a lo largo de las líneas de interferencia.

Finalmente, en la figura 3.6c, se observa cómo las partículas son arrastradas hacia la derecha, formando curvas notables, dichas puede ser atribuida a la atenuación de la intensidad de la interferencia en los bordes del spot. Esta curvatura es una manifestación del comportamiento dinámico de las partículas cuando interactúan con los bordes del campo de interferencia, donde las variaciones en la intensidad del campo pueden influir la dinámica de las partículas. En general esta secuencia de imágenes no solo muestra el movimiento sinusoidal, sino que también destaca la capacidad de la interferencia para manipular y organizar las partículas de manera precisa.

Durante la experimentación, también se realizaron pruebas variando la velocidad de oscilación, modulada mediante el espejo piezoeléctrico controlado por un generador de funciones. Al incrementar la velocidad de oscilación, se observó que el potencial dinámico ya no era capaz de capturar eficazmente las partículas y superaba la magnitud la fuerza de fricción debido al fluido, este fenómeno está relacionado con la fuerza de Stokes, que describe la resistencia que experimentan las partículas en un fluido. La fuerza de Stokes es proporcional a la velocidad de la partícula y al coeficiente de viscosidad del fluido, lo que significa que, a

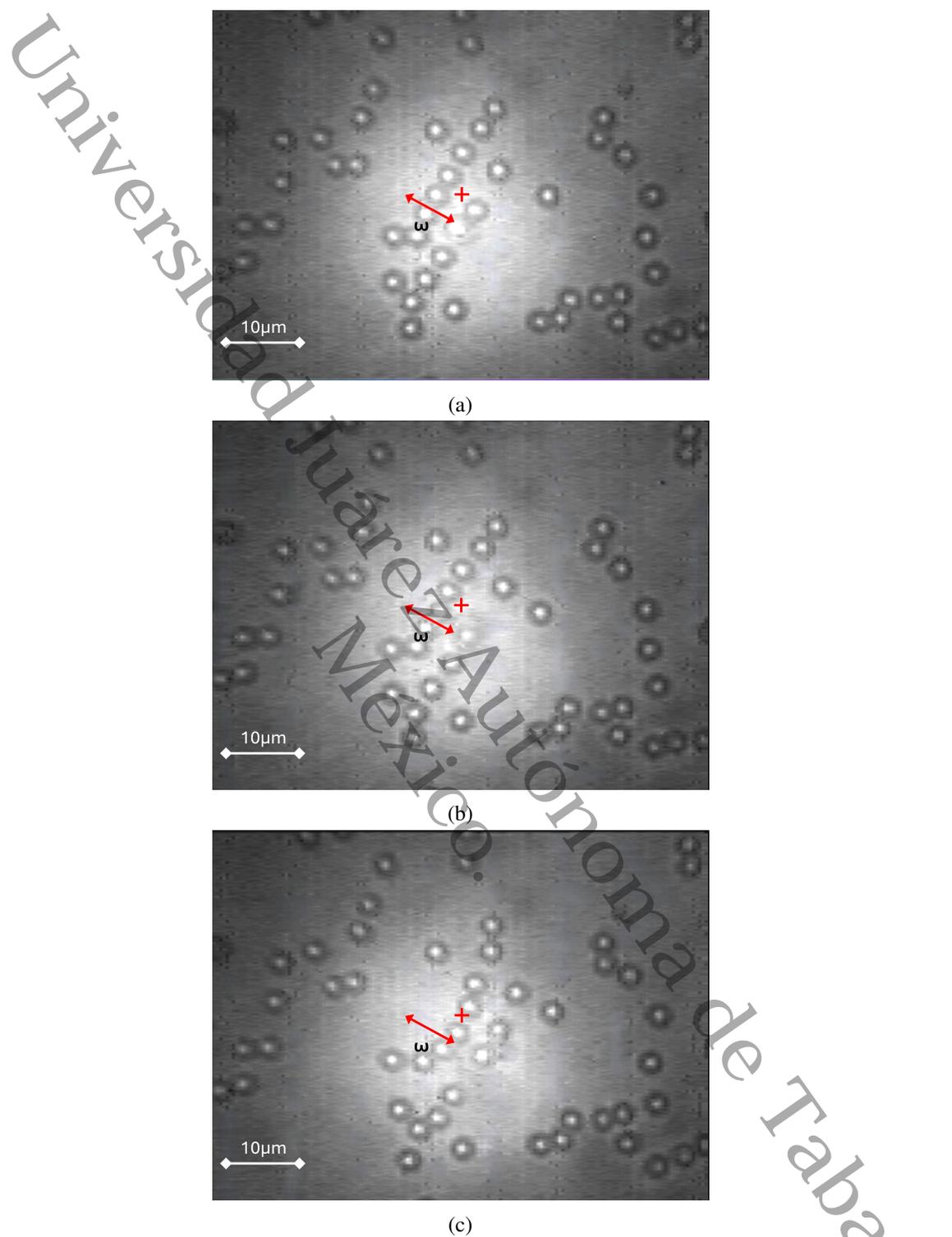


Figura 3.6. Secuencia de imágenes que representan el movimiento sinusoidal seguido por las micropartículas bajo la influencia potencial dinámico. (a)Oscilación izquierda: Las partículas forman una fila ligeramente curvada hacia la izquierda. (b)Oscilación centro: Las partículas regresan al centro, alineándose con el patrón de interferencia. (c)Oscilación derecha: Las partículas son arrastradas hacia la derecha.

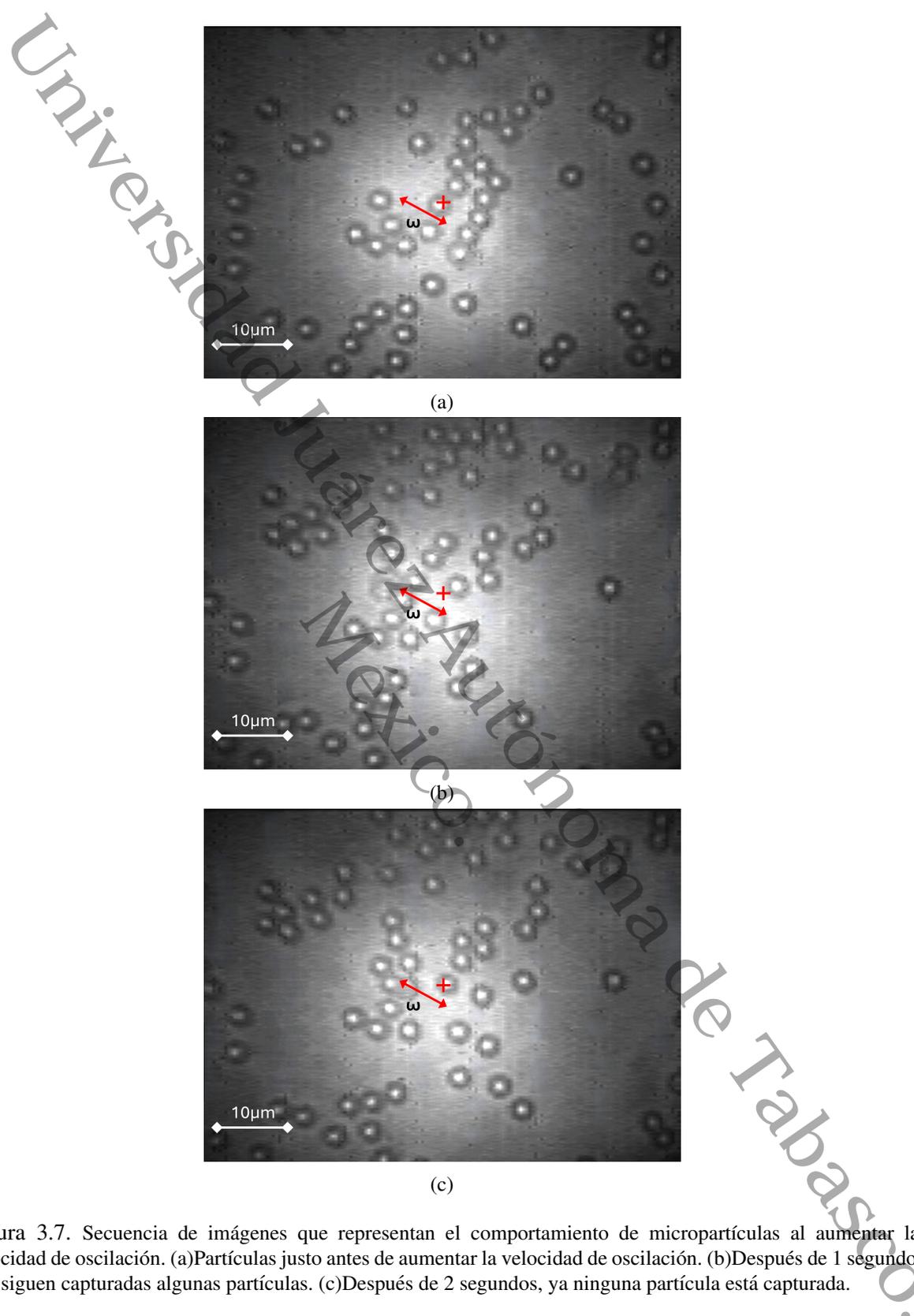


Figura 3.7. Secuencia de imágenes que representan el comportamiento de micropartículas al aumentar la velocidad de oscilación. (a)Partículas justo antes de aumentar la velocidad de oscilación. (b)Después de 1 segundo, aún siguen capturadas algunas partículas. (c)Después de 2 segundos, ya ninguna partícula está capturada.

velocidades de oscilación más altas, la fricción impide que el potencial dinámico capture y mantenga a las partículas en su trayectoria sinusoidal.

En la figura 3.7 se ilustra la secuencia del comportamiento de las partículas al incrementar la frecuencia de oscilación. La figura 3.7a muestra una alineación y atrapamiento por el patrón de interferencia antes de aumentar la frecuencia de oscilación. Aproximadamente un segundo después de comenzar a elevar la velocidad de oscilación, algunas partículas aún se mantienen confinadas, como se observa en la figura 3.7b. Finalmente, en la figura 3.7c se aprecia que las partículas (aproximadamente 2 segundos después) ya no son capturadas y su movimiento es aleatorio. Esta secuencia de imágenes destaca cómo el aumento de la frecuencia de oscilación afecta la capacidad de las partículas para permanecer capturadas en el patrón de interferencia, demostrando la importancia de la velocidad de oscilación para mantener la captura óptica eficiente.

3.3.2 Separación de partículas por oscilación armónica

Adicionalmente se experimentó con la muestra dos (heterogénea $1\ \mu\text{m}$, $3\ \mu\text{m}$ y $5\ \mu\text{m}$), en las simulaciones computacionales realizadas en el capítulo anterior se ha demostrado de manera consistente que el tamaño de las partículas desempeña un papel determinante en su capacidad de ser atrapadas por el patrón de interferencia. En la fase experimental, se procedió a ajustar cuidadosamente parámetros como la potencia del haz, la frecuencia y la longitud espacial para observar su impacto durante la captura.

Los resultados experimentales, representados en las secuencias de imágenes de la figura 3.8, revelan un fenómeno interesante. Inicialmente, se observa un conjunto de micropartículas de diferentes tamaños influenciadas por el patrón dinámico de interferencia, generando movimientos oscilatorios senoidales en respuesta al patrón 3.8a. Las franjas generadas por la interferencia siguen un patrón dinámico senoidal, con la longitud espacial ajustada entre 3 a 3.5 micras. Sin embargo, a medida que transcurre el tiempo (4 a 5 segundos), se evidencia un arrastre selectivo de las partículas, donde aquellas con cierto tamaño específico son capturadas de manera efectiva (figura 3.8b).

Posteriormente, en la figura 3.8c, donde ha transcurrido un tiempo mayor (10 segundos), se observa la captura efectiva únicamente de aquellas partículas con un tamaño específico, en este caso, las partículas de 3 micras. Es valioso señalar que las partículas más pequeñas (1 micra), inicialmente parecían seguir el patrón de oscilación, pero después de una o dos oscilaciones completas, eran expulsadas del patrón, lo cual limitó su captura. Estos resultados

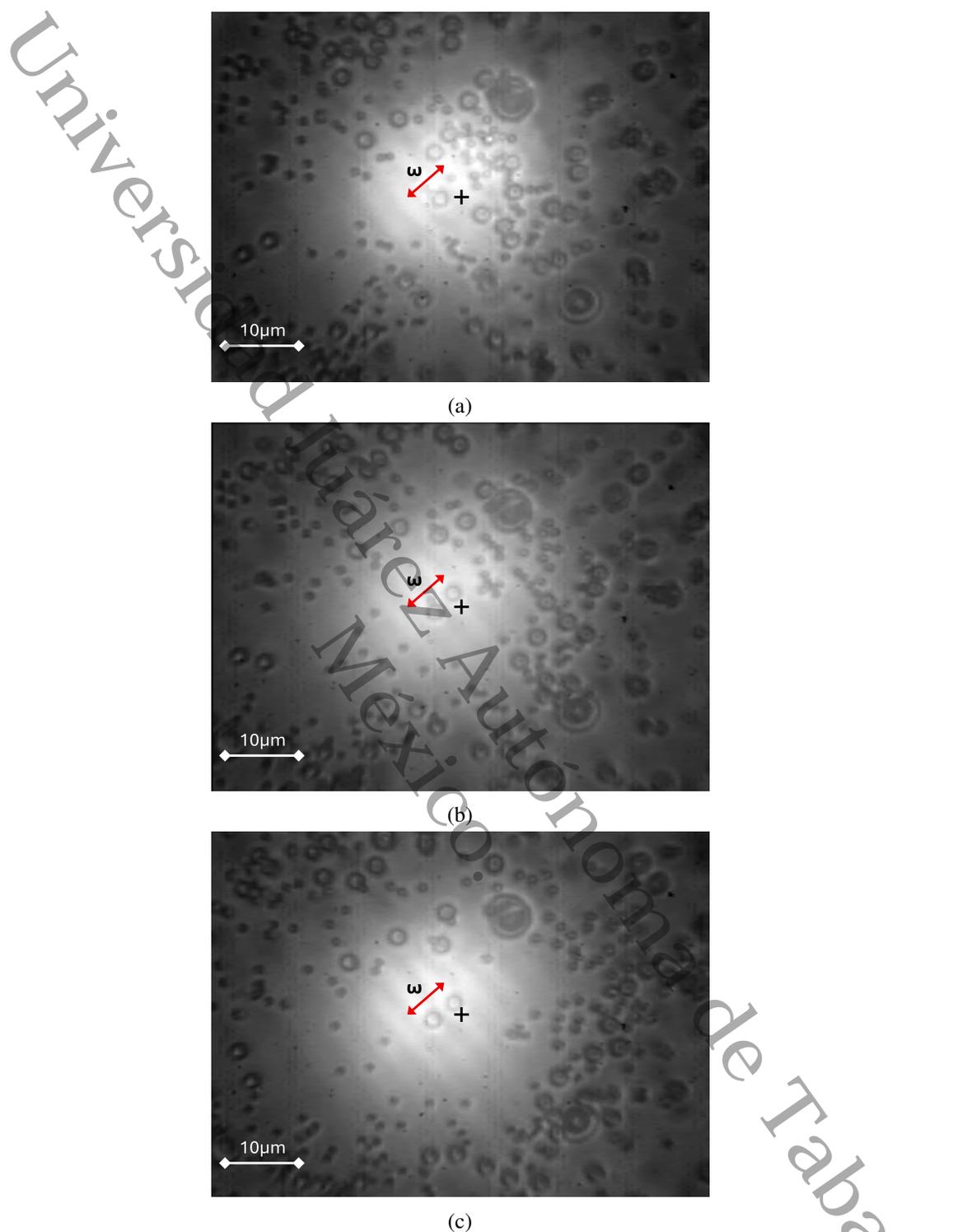


Figura 3.8. Secuencia de imágenes que muestra la separación óptica por tamaño. (a) Muestra inicial antes de que afecte el potencial dinámico. (b) Después de 5 segundos, se observa una segregación parcial de partículas, solo se amarran al potencial partículas de $1\mu\text{m}$ y $3\mu\text{m}$. (c) Después de 10 segundos, se completa la separación óptica y solamente partículas de $3\mu\text{m}$ son capturadas. Otros tamaños fueron segregados

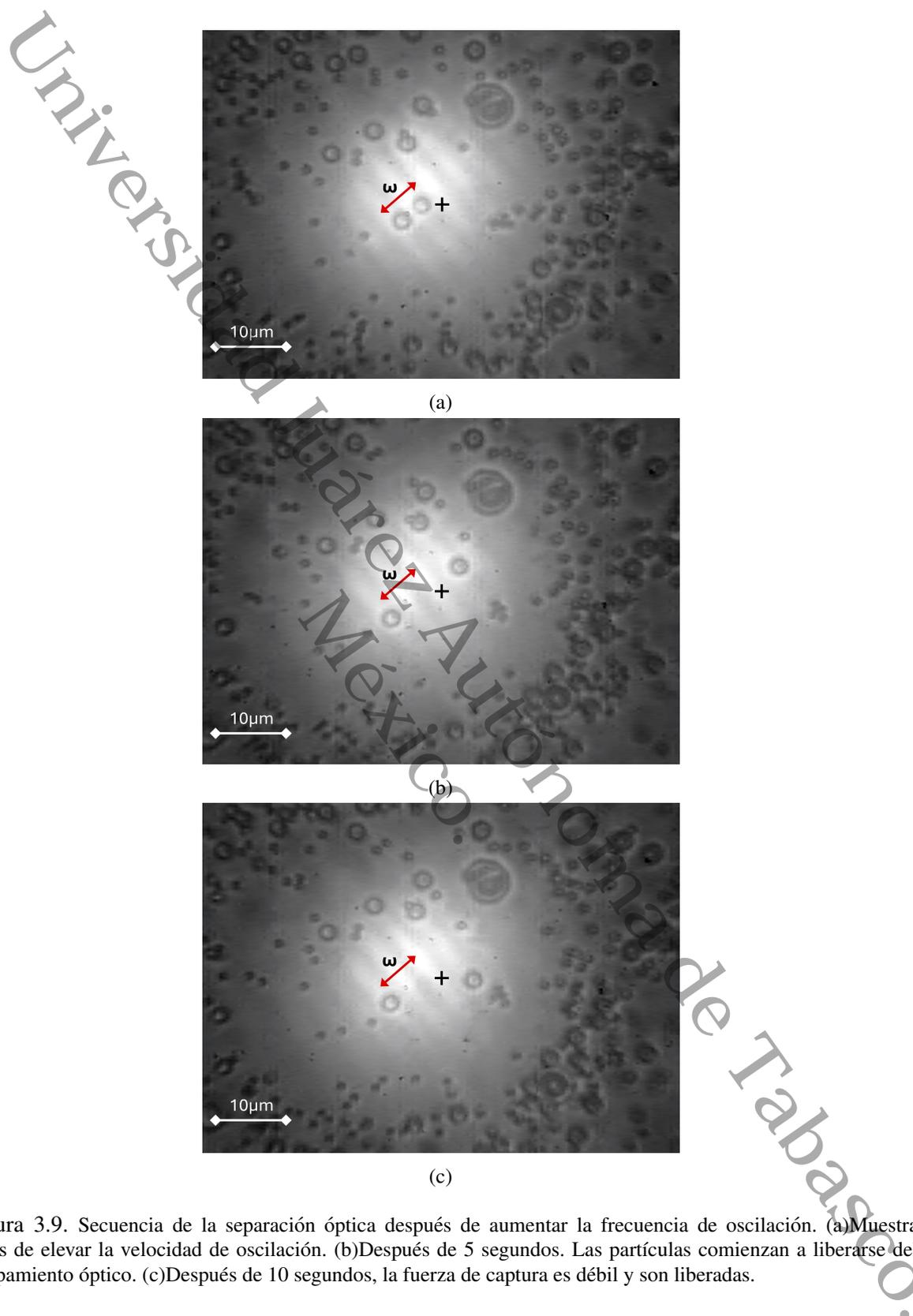


Figura 3.9. Secuencia de la separación óptica después de aumentar la frecuencia de oscilación. (a) Muestra antes de elevar la velocidad de oscilación. (b) Después de 5 segundos. Las partículas comienzan a liberarse del atrapamiento óptico. (c) Después de 10 segundos, la fuerza de captura es débil y son liberadas.

subrayan la capacidad del potencial dinámico para inducir un arrastre selectivo de partículas, permitiendo una separación efectiva basada en el tamaño en las franjas de intensidad generadas.

Para finalizar esta sección, se analiza el comportamiento de las partículas al elevar la frecuencia de oscilación (figura 3.9). Las observaciones para este caso son muy similares a los observados para la mezcla homogénea.

En la Figura 3.9, se muestra una secuencia que ilustra cómo las partículas responden al incremento de la frecuencia de oscilación. Antes de comenzar a elevar la velocidad de oscilación, las partículas se encuentran atrapadas y seleccionadas por el patrón de interferencia, como se observa en la figura 3.9a. Esta fase inicial muestra las partículas aún alineadas y atrapadas en el patrón de interferencia debido a la baja frecuencia de oscilación, que permite una captura efectiva.

Después de aumentar la velocidad de oscilación, algunas partículas aún permanecen confinadas en el patrón de interferencia. Sin embargo, transcurridos aproximadamente 5 segundos, la fuerza de captura comienza a debilitarse y las partículas empiezan a liberarse, como se puede ver en la figura 3.9b. En esta etapa, la mayor velocidad de oscilación provoca que algunas partículas no puedan seguir el patrón dinámico y empiecen a moverse libremente.

Por último, al aumentar aún más la velocidad de oscilación, la fuerza de captura óptica ya no es suficiente para vencer la fuerza de Stokes, resultando en que las partículas ya no quedan confinadas y se mueven de manera aleatoria (figura 3.9c). En esta fase (después de 10 segundos), la velocidad de oscilación es tan alta que ninguna partícula logra permanecer atrapada, evidenciando la dependencia crítica entre la frecuencia de oscilación y la efectividad de la captura óptica.

3.4 Análisis de resultados

3.4.1 Efectos de la oscilación armónica

El movimiento senoidal de las micropartículas se controló variando la frecuencia de oscilación, se observa que, a frecuencias bajas, las partículas siguen el movimiento del patrón de interferencia de manera sincronizada. Esto se debe a que la fuerza de atrapamiento óptico es más estable y efectiva, ya que, al considerar la fuerza de Stokes, la baja velocidad de estas resulta en una fuerza de arrastre menor. Se intuye entonces que, a bajas frecuencias la velocidad de las partículas es baja, lo que minimiza esta resistencia y permite que se muevan

fácilmente junto con el patrón de interferencia, manteniéndose atrapadas.

Sin embargo, a frecuencias altas, la resistencia del medio circundante impide que las partículas se mantengan atrapadas, la dinámica del sistema cambia significativamente, la inercia de las partículas se vuelve dominante y esto combinado con una mayor fuerza de Stokes debido a velocidades más altas, hace que estas no sigan el patrón de interferencia de manera efectiva. Al tener la certeza que la fuerza de captura óptica se debilita o fortalece bajo ciertas condiciones, se determina que existe una frecuencia de oscilación óptima, en la cual la captura es más efectiva, esta frecuencia promedio representa el punto donde la interacción entre la fuerza de captura óptica y la resistencia del medio está equilibrada.

La efectividad de la captura óptica también podría ser modificada ajustando la potencia del haz láser. En los experimentos realizados la potencia se mantuvo constante, sin embargo, al aumentar su magnitud se puede mejorar el atrapamiento óptico incluso a velocidades de oscilación más altas; ya que el aumento en la potencia genera un campo de luz más intenso, lo cual incrementa la fuerza y permite que el sistema tenga mayor capacidad para mantener capturadas a las partículas, aun cuando la frecuencia de oscilación sea elevada.

3.4.2 Importancia del tamaño de las partículas

Como se ha mencionado, existe una relación directa y crucial entre el tamaño de las partículas y su capacidad para ser capturadas por el patrón de interferencia, lo cual ha sido también confirmado por las observaciones experimentales. Para los diferentes tamaños se obtienen máximos valores de la fuerza y velocidad en longitudes espaciales específicas; en el caso de la muestra 2 (sílice heterogénea), se observa el movimiento de oscilación armónica solo para las partículas capturadas con mayor fuerza ($R_0 = 3 \mu\text{m}$ para $L_x = 3 \mu\text{m}$), por ello se deduce que el radio R_0 se acopla al período espacial L_x , de manera que las partículas con tamaños coincidentes con la longitud espacial del patrón son capturadas de manera más eficiente.

Para las más pequeñas de la muestra mencionada, la captura obtenida fue más inestable. Esto se interpreta que, para microesferas de menor tamaño a la magnitud del período espacial, las fuerzas ejercidas por el patrón de interferencia se distribuyen sobre una región más extensa reduciendo así la efectividad de la captura.

Al igual que en la muestra homogénea, se observó los efectos de altas velocidades de oscilación; en este caso, la fuerza de captura se debilitaba significativamente, impidiendo se venciera la resistencia debido al rozamiento con las moléculas de agua. Este fenómeno es

consistente con las observaciones previas de la muestra homogénea, donde la fuerza de captura disminuye a medida que la frecuencia de oscilación aumenta, afectando negativamente la eficacia de la captura óptica.

Se observó un comportamiento interesante en ambas muestras posterior al aumento de la velocidad; las partículas en los bordes de la trampa aparentaron regresar al centro y reorganizarse en los espacios vacíos. Sin embargo, se concluye que estas partículas no provenían del centro, sino que ascendían desde la parte inferior de la muestra debido a efectos de gravedad, variaciones de temperatura, u otras perturbaciones. Esto se infiere debido a que las partículas están suspendidas en toda la muestra, la cual tiene un grosor de aproximadamente $d \approx 200 \mu\text{m}$ y una anchura de 6 mm, dado que las partículas más grandes son de aproximadamente $5 \mu\text{m}$, tienen un espacio considerable para moverse aleatoriamente dentro del medio.

En general el modelo teórico desarrollado ofrece una comprensión detallada de cómo los parámetros del sistema óptico influyen en la captura y manipulación de micropartículas y coincide con éxito con las observaciones experimentales.

Capítulo 4

Conclusiones

En este trabajo de tesis se ha investigado la dinámica de captura y manipulación de micropartículas mediante un sistema de trampas ópticas interferométricas oscilantes. El cálculo de la fuerza transversal de captura $F(x_0, y_0)$ y la intensidad (ecuaciones 2.5 y 2.4) expresadas en el capítulo 2 es crucial para entender cómo las partículas se mueven y se mantienen atrapadas en el campo de luz. La ecuación propuesta para describir esta fuerza incluye la modulación temporal y espacial del campo de luz, reflejando la relación entre el índice de refracción del medio, el tamaño de la partícula y la velocidad de la luz. De los resultados de las simulaciones y las observaciones experimentales obtenidas, destacan la importancia de varios parámetros en la efectividad de la captura óptica, concluyendo:

- La eficiencia de captura es máxima cuando la longitud espacial del patrón de interferencia coincide con el tamaño de las partículas esféricas. Esta relación es crucial para optimizar la captura y manipulación de micropartículas.
- La captura óptica es más eficiente a bajas frecuencias de oscilación. A frecuencias bajas, las partículas siguen el movimiento del patrón de interferencia de manera sincronizada. A frecuencias altas, la velocidad de las micropartículas es mayor y la fuerza de Stokes impiden una captura efectiva, destacando la necesidad de encontrar una frecuencia de oscilación óptima. Mientras la fuerza de Stokes sea menor que la fuerza de captura óptica, las partículas permanecerán atrapadas.
- Incrementar la potencia del haz mejora la captura, especialmente a altas frecuencias de oscilación. Al generar un campo de luz más intenso, se incrementa la fuerza de atrapamiento y se permite que el sistema tenga mayor capacidad para mantener

atrapadas a las micropartículas, aun cuando la frecuencia de oscilación sea elevada. Sin embargo, es importante notar que existe un límite en el aumento de la potencia del haz, ya que una potencia excesiva puede dañar las partículas.

- Para partículas menores al periodo espacial, la captura es menos eficiente debido a la distribución extensa de la fuerza. Para microesferas de menor tamaño a la magnitud del periodo espacial, las fuerzas ejercidas por el patrón de interferencia se distribuyen sobre una región más extensa reduciendo así la efectividad de la captura.
- Finalmente, la oscilación armónica en la pinza óptica considerando lo anterior es efectiva, ejerciendo fuerzas de presión de radiación sobre las microesferas que permiten su manipulación y desplazamiento controlado. Este mecanismo es capaz de mantener las partículas atrapadas en el patrón de interferencia.

Estos hallazgos validan la precisión de los modelos y códigos utilizados, subrayando la importancia de ajustar los parámetros del sistema óptico para optimizar la captura y manipulación de micropartículas.

4.1 Implicaciones y aplicaciones

La técnica de pinzas ópticas armónicas posee un potencial significativo en la manipulación de células y microorganismos. Gracias al control preciso de partículas a escala microscópica, se pueden llevar a cabo experimentos biológicos como la separación de células por tamaño, la manipulación de organelas intracelulares y el estudio de interacciones celulares. Esto es particularmente útil en investigaciones sobre enfermedades y en el desarrollo de terapias a nivel celular. Por ejemplo, las pinzas ópticas armónicas podrían aplicarse al estudio de microorganismos, de manera análoga al trabajo realizado con glóbulos rojos y bacterias tipo bacilo, como se describe en el trabajo "Pinzas de luz: Descubriendo el mundo microscópico" [9].

Cabe mencionar que en esta tesis se ha trabajado con micropartículas de alto índice de refracción, donde este es mayor que el del medio en el que se encuentran, lo cual favorece la captura óptica debido a la concentración de la fuerza de gradiente hacia el centro del haz de luz. Sin embargo, también es posible analizar el comportamiento de partículas con un índice de refracción menor que el del medio, una técnica conocida como "pinzas ópticas

de índice de refracción bajo”. Explorar esta técnica puede abrir nuevas oportunidades en la micromanipulación de materiales avanzados y en la investigación de fenómenos físicos en medios complejos.

Este trabajo de tesis abre diversas vías para futuras investigaciones y mejoras en la técnica de pinzas ópticas armónicas. Explorar el uso de diferentes tipos de partículas, como materiales biológicos, resulta de interés. En este caso para evitar daños sería necesario emplear láseres infrarrojos, menos perjudiciales para las células y otros organismos sensibles a la luz visible. Asimismo, ampliar el estudio a partículas en escalas nanométricas tiene el potencial de ofrecer aplicaciones relevantes en nanomedicina, nanoingeniería y la creación de nuevos materiales con propiedades específicas. Además, en investigaciones futuras, sería beneficioso implementar patrones de potencial dinámico más variados, como configuraciones holográficas o redes de interferencia complejas, lo que permitiría un análisis más detallado de cómo estos nuevos patrones afectan la captura y manipulación de partículas.

Apéndice A

Códigos para simulaciones

Los siguientes códigos fueron elaborados en MATLAB, se implementaron para analizar la variación de la fuerza óptica aplicada a partículas de diferentes tamaños respecto a la posición transversal x_0 . A continuación, se describen las secciones y lógica de cada uno.

A.1 Variación de la fuerza óptica

- Inicialización y Definición de Parámetros

```
1 %CALCULO DE FUERZA TRANSVERSA DE CAPTURA ÓPTICA
2 %TESIS= OSCILACIÓN ARMÓNICA ÓPTICA
3
4 clear all
5 clc
6 close all
7
8 % Parámetros
9 n_m = 1.087; % Índice de refracción del medio
10 c = 3e8; % Velocidad de la luz
11 T = 0.7; % Coeficiente de transmisión
12 R = 0.3; % Coeficiente de reflexión
13 theta_t = pi/4; % Ángulo transmitido
14 P_0 = 42e-3; % Potencia del haz incidente
15 w = 50e-6; % Ancho del haz
16 phi_max = 2 * pi; % Máximo cambio de fase
17 omega = 0.5; % Frecuencia angular
18 phi_0 = 0; % Fase inicial
19 t = 4; % Tiempo
20 y_0 = 0; % Valor de y_0 fijo
21
```

- Se define el ángulo de rotación de polarización y se ajusta el factor de intensidad

```
22 % Parámetro de rotación de polarización
23 angulodepolarizacion = pi / 4; % ángulo de rotación
24 factordeintensidad = cos(angulodepolarizacion)^2;
```

- Además se establece el rango de valores x_0 , los radios de las partículas a evaluar y se preparan matrices para almacenar los resultados de la fuerza e intensidad

```

26 % Definir el rango de x_0 (distancia transversal) a evaluar
27 x_0_valores = linspace(-0.08 * w, 0.08 * w, 100);
28
29 % Radios de las partículas para evaluar
30 radii = [1e-6, 3e-6, 5e-6];
31
32 % Preparar las figuras para almacenar los resultados de la fuerza
33 F_valores_radii = zeros(length(radii), length(x_0_valores));
34 I_valores = zeros(1, length(x_0_valores)); % Intensidad en función de x_0
35

```

- Cálculo de la Fuerza Óptica transversal

El código utiliza el método de Monte Carlo para calcular la fuerza óptica promedio sobre una partícula en diferentes posiciones transversales x_0 . Este método implica generar un gran número de muestras aleatorias para las variables angulares θ y ϕ calcular la contribución de la fuerza y la intensidad en cada muestra, y luego promediar estos valores para obtener una estimación precisa de la fuerza óptica.

```

36 % Bucle sobre los dos valores de R_0
37 for idx = 1:length(radii)
38     R_0 = radii(idx);
39     L_x = 3e-6;
40     % Bucle para calcular la fuerza en cada valor de x_0
41     for i = 1:length(x_0_valores)
42         x_0 = x_0_valores(i);
43         % Calculo de la intensidad y la fuerza en el punto x_0 usando el método de Monte Carl
44         num_samples = 100000; % Número de muestras
45         force_samples = zeros(1, num_samples);
46         intensity_samples = zeros(1, num_samples);
47         for j = 1:num_samples
48             theta = (pi / 2) * rand();
49             phi = 2 * pi * rand();
50
51             % Calcular x, y, r, y la fase
52             x = x_0 + R_0 * cos(phi) * sin(theta);
53             y = y_0 + R_0 * sin(phi) * sin(theta);
54             r = sqrt(x^2 + y^2);
55             phi_t = phi_max * sin(omega * t + phi_0); % Modulación temporal de la fase
56             phase = (pi * x / L_x) + (phi_t / 2); % Inclusión de la modulación temporal
57
58             % Calcular la intensidad en estos puntos
59             intensity = (4 * P_0 / (pi * w^2)) * cos(phase)^2 * exp(-2 * r^2 / w^2) * factordeintensidad;
60
61             % Calcular la contribución de la fuerza para esta muestra
62             sin2theta = sin(2 * theta);
63             cosPhi = cos(phi);
64             force_contrib = (T^2 * (sin(2 * (theta_t - theta)) - R * sin2theta) / (1 + R^2 + 2 * R * cos(2 * theta_t)) + R * sin2theta);
65             force_samples(j) = intensity * force_contrib * sin2theta * cosPhi;
66
67             % Guardar la intensidad
68             intensity_samples(j) = intensity;
69         end
70         % Calcular la fuerza promedio a partir de las muestras y guardarla
71         F_valores_radii(idx, i) = n_m * R_0^2 / (2 * c) * mean(force_samples);
72         % Calcular la intensidad promedio y guardarla
73         if idx == 1 % Solo calculamos la intensidad una vez (son iguales para todos los radios)
74             I_valores(i) = mean(intensity_samples);
75         end
76     end
77 end

```

Finalmente, los resultados se normalizan y se grafican para visualizar la variación de la fuerza óptica y la intensidad respecto a la posición transversal x_0 .

A.2 Cálculo del potencial óptico

El siguiente comando calcula el potencial óptico $U(x_0, y_0)$ para partículas de diferentes tamaños a lo largo de la distancia transversal x_0 (se consideran parámetros similares al cálculo de la fuerza transversal).

- Se calcula la intensidad del patrón

```

30 % Preparar las figuras para almacenar los resultados del potencial
31 U_valores_radII = zeros(length(radII), length(x_O_valores));
32
33 % Cálculo de la intensidad a lo largo de x_O
34 intensidad_valores = zeros(1, length(x_O_valores));
35 for i = 1:length(x_O_valores)
36     x_O = x_O_valores(i);
37     phase = (pi * x_O / L_x) + phi_max * sin(omega * t + phi_O) / 2;
38     intensidad_valores(i) = (4 * P_O / (pi * w^2)) * cos(phase)^2 * exp(-2 * x_O^2 / w^2);
39 end
40 intensidad_valores = intensidad_valores / max(intensidad_valores);

```

- Para cada radio de partícula, se calcula la fuerza para la integración usando el método de Monte Carlo y se integra para obtener el potencial óptico.

```

42 % Cálculo del potencial para cada radio de partículas
43 for idx = 1:length(radII)
44     R_O = radII(idx);
45     F_valores_radII = zeros(1, length(x_O_valores));
46     % Calcular la fuerza para la integración
47     for i = 1:length(x_O_valores)
48         x_O = x_O_valores(i);
49         pruebas = 100000;
50         fuerza = zeros(1, pruebas);
51         for j = 1:pruebas
52             theta = (pi/2) * rand();
53             phi = 2 * pi * rand();
54             x = x_O + R_O * cos(phi) * sin(theta);
55             y = y_O + R_O * sin(phi) * sin(theta);
56             r = sqrt(x^2 + y^2);
57             phi_t = phi_max * sin(omega * t + phi_O);
58             phase = (pi * x / L_x) + (phi_t / 2);
59             intensity = (4 * P_O / (pi * w^2)) * cos(phase)^2 * exp(-2 * r^2 / w^2);
60             sin2theta = sin(2 * theta);
61             cosPhi = cos(phi);
62             fuerza_c = (T^2 * (sin(2 * (theta_t - theta)) - R * sin2theta) / (1 + R^2 + 2 * R * cos(2 * theta_t)) + R * sin2theta);
63             fuerza(j) = intensity * fuerza_c * sin2theta * cosPhi;
64         end
65         F_valores_radII(i) = n_m * R_O^2 / (2 * c) * mean(fuerza);
66     end
67
68 % Integrando fuerza
69 for i = 2:length(x_O_valores)
70     U_valores_radII(idx, i) = U_valores_radII(idx, i-1) - 0.5 * (F_valores_radII(i) + F_valores_radII(i-1)) * dx;
71 end
72 U_valores_radII(idx, :) = U_valores_radII(idx, :) / abs(min(U_valores_radII(idx, :)));
73
74 end

```

De igual manera, se generan gráficas que muestran el potencial óptico e intensidad en función de x_0 para los diferentes tamaños de partículas, permitiendo observar las posiciones de equilibrio.

A.3 Cálculo fuerza transversal vs longitud L_x

- En este caso se define el rango de valores a evaluar para L_x

```

27 %Rango de L_x (longitud espacial) a evaluar
28 L_x_valores = linspace(1e-6, 10e-6, 50);
29
30 % Preparar un vector para almacenar los resultados de la fuerza
31 F_avg_L_x = zeros(length(L_x_valores), 1);
32

```

- Se genera un bucle que, posterior al cálculo de la intensidad, obtiene los valores de la fuerza transversal para cada valor dentro del rango definido para L_x para finalmente ser graficados

```

32
33 % Calcular la fuerza promedio de la partícula para cada valor de L_x
34 for idx = 1:length(L_x_valores)
35     L_x = L_x_valores(idx);
36     x_0_valores = linspace(-0.08 * w, 0.08 * w, 100);
37     F_avg = 0;
38     for i = 1:length(x_0_valores)
39         x_0 = x_0_valores(i);
40         % Usar el método de Monte Carlo para calcular la intensidad y la fuerza
41         repeticiones = 10000;
42         fuerza = zeros(1, repeticiones);
43         for j = 1:repeticiones
44             theta = (pi / 2) * rand();
45             phi = 2 * pi * rand();
46             x = x_0 + R_0 * cos(phi) * sin(theta);
47             y = y_0 + R_0 * sin(phi) * sin(theta);
48             r = sqrt(x^2 + y^2);
49             phi_t = phi_max * sin(omega * t + phi_0);
50             phase = (pi * x / L_x) + (phi_t / 2);
51             intensidad = (4 * P_0 / (pi * w^2)) * cos(phase)^2 * exp(-2 * r^2 / w^2) * factor_intensidad;
52             sin2theta = sin(2 * theta);
53             cosPhi = cos(phi);
54             fuerza_c = (T^2 * (sin(2 * (theta_t - theta)) - R * sin2theta) / (1 + R^2 + 2 * R * cos(2 * theta_t)) + R * sin2theta);
55             fuerza(j) = intensidad * fuerza_c * sin2theta * cosPhi;
56         end
57         F_avg = F_avg + (n_m * R_0^2 / (2 * c)) * mean(fuerza);
58     end
59     F_avg_L_x(idx) = abs(F_avg / length(x_0_valores)); % Promedio de la fuerza
60 end

```

A.4 Velocidad vs longitud L_x

Este último programa se utiliza para calcular la velocidad promedio de las partículas (utilizando la fuerza de Stokes) en función de la longitud del periodo espacial L_x .

- Se define el coeficiente de fricción dinámico (η) y se calcula el coeficiente de fricción total (γ). Además, se establece el ángulo de rotación de la polarización para obtener el factor de intensidad.

```

23
24 % Rango de L_x de 1 um a 10 um
25 L_x_valores = linspace(1e-6, 10e-6, 50);
26
27 % Coeficiente de fricción (Stokes)
28 eta = 1e-3; % Viscosidad dinámica del agua
29 gamma = 6 * pi * eta * R_0; % Coeficiente de fricción
30
31 % Parámetro de rotación de polarización
32 angulo_polarizacion = pi / 4;
33 factordeintensidad = cos(angulo_polarizacion)^2;
34
35 % Preparar un vector para almacenar los resultados de la velocidad
36 velocidad_L_x = zeros(length(L_x_valores), 1);
37

```

- Se calcula la fuerza ejercida sobre las partículas para cada valor de L_x ; una vez obtenida, se calcula la velocidad promedio de las partículas utilizando la Ley de Stokes, que relaciona la fuerza aplicada con la velocidad a través del coeficiente de fricción (γ).

```

38 % Calcular la fuerza promedio de la partícula para cada valor de L_x
39 for idx = 1:length(L_x_valores)
40     L_x = L_x_valores(idx);
41     x_O_valores = linspace(-0.08 * w, 0.08 * w, 100); % Centrado alrededor del punto focal
42     F_avg = 0;
43     for i = 1:length(x_O_valores)
44         x_O = x_O_valores(i);
45         % Usar el método de Monte Carlo para calcular la intensidad y la fuerza
46         repeticiones = 10000;
47         fuerza = zeros(1, repeticiones);
48         for j = 1:repeticiones
49             theta = (pi / 2) * rand();
50             phi = 2 * pi * rand();
51             x = x_O + R_0 * cos(phi) * sin(theta);
52             y = y_O + R_0 * sin(phi) * sin(theta);
53             r = sqrt(x^2 + y^2);
54             phi_t = phi_max * sin(omega * t + phi_O);
55             phase = (pi * x / L_x) + (phi_t / 2);
56             intensidad = (4 * P_0 / (pi * w^2)) * cos(phase)^2 * exp(-2 * r^2 / w^2) * factordeintensidad;
57             sin2theta = sin(2 * theta);
58             cosPhi = cos(phi);
59             fuerza_c = (T^2 * (sin(2 * (theta_t - theta)) - R * sin2theta) / (1 + R^2 + 2 * R * cos(2 * theta_t)) + R * sin2theta);
60             fuerza(j) = intensidad * fuerza_c * sin2theta * cosPhi;
61         end
62         F_avg = F_avg + (n_m * R_0^2 / (2 * c)) * mean(fuerza);
63     end
64     F_avg = F_avg / length(x_O_valores);
65
66     F_avg = max(F_avg, 0);
67
68 % Calcular la velocidad utilizando la Ley de Stokes
69 velocidad_L_x(idx) = F_avg / gamma;
70 end
71

```

Bibliografía

- [1] A. Ashkin, «Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure», *Physical Review Letters*, vol. 24, n.º 4, págs. 156-159, 1970, ISSN: 0031-9007. DOI: [10.1103/PhysRevLett.24.156](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.24.156), dirección: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.24.156>.
- [2] A. E. Cervantes-Martínez, «Pinzas ópticas: teoría y aplicaciones», Tesis de Licenciatura, Universidad de Sonora, Hermosillo, Sonora, 2003.
- [3] A. Magazzú, D. Spadaro, M. G. Donato et al., «Optical tweezers: a non-destructive tool for soft and biomaterial investigations», *Rendiconti Lincei*, vol. 26, n.º S2, págs. 203-218, 2015, ISSN: 1720-0776. DOI: [10.1007/s12210-015-0395-4](https://doi.org/10.1007/s12210-015-0395-4), dirección: <http://dx.doi.org/10.1007/s12210-015-0395-4>.
- [4] A. Ashkin., «Optical Trapping and Manipulation of Neutral Particles Using Lasers», *Optics and Photonics News*, vol. 10, n.º 5, pag. 41, 1999, ISSN: 1541-3721. DOI: [10.1364/opn.10.5.000041](https://doi.org/10.1364/opn.10.5.000041), dirección: <http://dx.doi.org/10.1364/opn.10.5.000041>.
- [5] K. Dholakia, B. W. Drinkwater y M. Ritsch-Marte, «Comparing acoustic and optical forces for biomedical research», *Nature Reviews Physics*, vol. 2, n.º 9, págs. 480-491, 2020.
- [6] M. Polin, K. Ladavac, S. H. Lee et al., «Optimized holographic optical traps», *Optics Express*, vol. 13, n.º 15, pag. 5831, 2005, ISSN: 1094-4087. DOI: [10.1364/opex.13.005831](https://doi.org/10.1364/opex.13.005831), dirección: <http://dx.doi.org/10.1364/opex.13.005831>.
- [7] I. Ricardez-Vargas, «Nuevas técnicas de micromanipulación en pinzas ópticas», Tesis doct., Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica, Santa María Tonantzintla, Puebla, México, 2007.
- [8] M. O. Brown, S. R. Muleady, W. J. Dworschack et al., «Time-of-flight quantum tomography of an atom in an optical tweezer», *Nature Physics*, vol. 19, n.º 4, págs. 569-573, 2023, ISSN: 1745-2481. DOI: [10.1038/s41567-022-01890-8](https://doi.org/10.1038/s41567-022-01890-8), dirección: <http://dx.doi.org/10.1038/s41567-022-01890-8>.

- [9] M. M. Flores-Vivas, «Pinzas de luz: Descubriendo el mundo microscópico», Tesis de Licenciatura, Universidad Juárez Autónoma de Tabasco, Cunduacán, Tabasco, 2023.
- [10] K. P. Volke-Sepulveda, I. Ricardez-Vargas y R. Ramos-Garcia, «Pinzas ópticas: las delicadas manos de la luz», *Ciencia - Academia Mexicana de Ciencias*, vol. 58, n.º 4, págs. 18-25, 2007. dirección: <https://biblat.unam.mx/es/revista/ciencia-academia-mexicana-de-ciencias/articulo/pinzas-opticas-las-delicadas-manos-de-la-luz>.
- [11] Д.Е. Грунина, «Оптический пинцет: принцип действия», en *Материалы XVI Международной студенческой научной конференции «Студенческий научный форум»*. dirección: <https://scienceforum.ru/2024/article/2018035969>.
- [12] E. Hecht y A. Zajac, *Optics Addison-Wesley*, 3.ª ed. Addison-Wesley Reading, MA, ISBN: 0-201-83887-7.
- [13] D. McGloin, «Optical tweezers: 20 years on», *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 364, n.º 1849, págs. 3521-3537, 2006, ISSN: 1471-2962. DOI: [10.1098/rsta.2006.1891](https://doi.org/10.1098/rsta.2006.1891). dirección: <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2006.1891>.
- [14] K. C. Neuman y S. M. Block, «Optical trapping», *Review of Scientific Instruments*, vol. 75, n.º 9, págs. 2787-2809, 2004, ISSN: 1089-7623. DOI: [10.1063/1.1785844](https://doi.org/10.1063/1.1785844). dirección: <http://dx.doi.org/10.1063/1.1785844>.
- [15] M. O. Gallardo y E. J. Quel, «Una Nueva Historia del Láser», en *Charla-seminario "Hacia una Nueva Historia del Láser"*, 2019, págs. 1-19.
- [16] J. G. Animas del Ángel, «Pinzas Ópticas Aplicadas a la Fabricación de Nanocompuestos», Tesis de mtría., Instituto Politécnico Nacional, Altamira, Tamps., 2014.
- [17] J. Calderón-Lorca, «Pinzas Ópticas», Tesis de Licenciatura, Universidad de Alicante. Departamento de Física Aplicada, 2023.
- [18] M. C. Asplund, J. A. Johnson y J. E. Patterson, «The 2018 Nobel Prize in Physics: optical tweezers and chirped pulse amplification», *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, vol. 411, n.º 20, págs. 5001-5005, 2019, ISSN: 1618-2650. DOI: [10.1007/s00216-019-01913-z](https://doi.org/10.1007/s00216-019-01913-z). dirección: <http://dx.doi.org/10.1007/s00216-019-01913-z>.
- [19] I. Ricardez-Vargas, J. A. Carbajal-Domínguez, J. A. Bernal-Arroyo et al., «Análisis de captura colectiva de microsferas dieléctricas en patrones ópticos 2D», *Journal of Basic Sciences*, vol. 1, n.º 1, 2015, ISSN: 2594-2840.

- [20] A. Ashkin y J. M. Dziedzic, «Optical Levitation by Radiation Pressure», *Applied Physics Letters*, vol. 19, n.º 8, págs. 283-285, 1971, ISSN: 1077-3118. DOI: [10.1063/1.1653919](https://doi.org/10.1063/1.1653919). dirección: <http://dx.doi.org/10.1063/1.1653919>.
- [21] J. D. Kolbow, N. C. Lindquist, C. T. Ertsgaard et al., «Nano-Optical Tweezers: Methods and Applications for Trapping Single Molecules and Nanoparticles», *ChemPhysChem*, vol. 22, n.º 14, págs. 1409-1420, 2021, ISSN: 1439-7641. DOI: [10.1002/cphc.202100004](https://doi.org/10.1002/cphc.202100004). dirección: <http://dx.doi.org/10.1002/cphc.202100004>.
- [22] D. Páez-Amaya, N. A. Arias-Hernandez y M. L. Molina-Prado, «Interfaz gráfica para el análisis de las fuerzas de captura en una pinza óptica usando las aproximaciones de Rayleigh y Mie», *Bistua Revista de la Facultad de Ciencias Básicas*, vol. 14, n.º 2, págs. 182-193, 2016. DOI: [10.24054/01204211.v2.n2.2016.2192](https://doi.org/10.24054/01204211.v2.n2.2016.2192). dirección: <https://doi.org/10.24054/01204211.v2.n2.2016.2192>.
- [23] Y. Harada y T. Asakura, «Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime», *Optics Communications*, vol. 124, n.º 5-6, págs. 529-541, 1996, ISSN: 0030-4018. DOI: [10.1016/0030-4018\(95\)00753-9](https://doi.org/10.1016/0030-4018(95)00753-9). dirección: [http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018\(95\)00753-9](http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018(95)00753-9).
- [24] A. Ashkin, «Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime», *Biophysical Journal*, vol. 61, n.º 2, págs. 569-582, 1992, ISSN: 0006-3495. DOI: [10.1016/s0006-3495\(92\)81860-x](https://doi.org/10.1016/s0006-3495(92)81860-x). dirección: [http://dx.doi.org/10.1016/s0006-3495\(92\)81860-x](http://dx.doi.org/10.1016/s0006-3495(92)81860-x).
- [25] K. Volke-Sepulveda, «Light Beams with Angular Momentum and Applications in Optical Tweezers», Tesis doct., Tesis de Doctorado INAOE, 2003.
- [26] A. K. Reyes, «Implementación y Caracterización de un Sistema de Pinzas Ópticas Mediante Interferometría», Tesis doct., Centro de Investigaciones en Óptica, A.C., León, Guanajuato, 2022.
- [27] G. Pesce, P. H. Jones, O. M. Maragò et al., «Optical tweezers: theory and practice», *The European Physical Journal Plus*, vol. 135, n.º 12, 2020, ISSN: 2190-5444. DOI: [10.1140/epjp/s13360-020-00843-5](https://doi.org/10.1140/epjp/s13360-020-00843-5). dirección: <http://dx.doi.org/10.1140/epjp/s13360-020-00843-5>.
- [28] M. López-Gonzalo, «Pinzas Ópticas», Grado en física, 2021.
- [29] E. E. Samaniego-Onofre, «Implementación y prueba de una pinza óptica para captura y manipulación de micropartículas», B.S. thesis, Quito, 2020, jul. de 2020. dirección: <https://bibdigital.epn.edu.ec/bitstream/15000/20995/1/CD%5C%2010522.pdf>.

- [30] D. C. Giancoli, L. R. L. Cacheux-Pulido, Nagore-Cázares et al., *Física General VII* (Física General). Prentice-Hall Hispanoamericana, 1988, ISBN: 9789688801406.
- [31] M. Gonzales. «Ley de Stokes». Accedido el 27 de Noviembre de 2023. (2011), dirección: <https://fisica.laguia2000.com/complementos-matematicos/ley-de-stokes>.
- [32] M. Ortiz-Domínguez y A. Cruz-Avilés, «Viscosidad de un fluido», *Ingenio y Conciencia Boletín Científico de la Escuela Superior Ciudad Sahagún*, vol. 9, n.º 17, págs. 77-84, 2022, ISSN: 2007-784X. DOI: [10.29057/escs.v9i17.7893](https://doi.org/10.29057/escs.v9i17.7893), dirección: <http://dx.doi.org/10.29057/escs.v9i17.7893>.
- [33] R. Fernández-Cruz, J. L. Hernández-Pérez y J. Solá de los Santos, «Puntualizaciones en las Aplicaciones Didácticas de la Ley de Stokes», *Lat. Am. J. Phys. Educ. Vol.*, vol. 8, n.º 1, pág. 126, 2014.
- [34] J. Pérez-Rodríguez, J. J. Miret, J. Espinosa et al., «Medidas de Viscosidad: Viscosímetro. Ley de Stokes», Universidad de Alicante, Facultad de Ciencias, inf. téc., 2010.
- [35] D. G. Grier e Y. Roichman, «Holographic optical trapping», *Applied Optics*, vol. 45, n.º 5, pág. 880, 2006, ISSN: 1539-4522. DOI: [10.1364/ao.45.000880](https://doi.org/10.1364/ao.45.000880), dirección: <http://dx.doi.org/10.1364/ao.45.000880>.
- [36] J. E. Curtis, B. A. Koss y D. G. Grier, «Dynamic holographic optical tweezers», *Optics Communications*, vol. 207, n.º 1-6, págs. 169-175, 2002, ISSN: 0030-4018. DOI: [10.1016/S0030-4018\(02\)01524-9](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(02)01524-9), dirección: [http://dx.doi.org/10.1016/S0030-4018\(02\)01524-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0030-4018(02)01524-9).
- [37] G. Thalhammer, R. Steiger, M. Meinschad et al., «Combined acoustic and optical trapping», *Biomedical Optics Express*, vol. 2, n.º 10, pág. 2859, 2011, ISSN: 2156-7085. DOI: [10.1364/boe.2.002859](https://doi.org/10.1364/boe.2.002859), dirección: <http://dx.doi.org/10.1364/boe.2.002859>.
- [38] A. Marzo-Pérez, «Holographic Acoustic Elements for Manipulating Levitating Particles: Applications in Human-Computer Interaction», *Nature communications*, vol. 6, n.º 1, pág. 8661, 2016.
- [39] A. E. Chiou, W. Wang, G. J. Sonek et al., «Interferometric optical tweezers», *Optics Communications*, vol. 133, n.º 1-6, págs. 7-10, 1997, ISSN: 0030-4018. DOI: [10.1016/S0030-4018\(96\)00456-7](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(96)00456-7), dirección: [http://dx.doi.org/10.1016/S0030-4018\(96\)00456-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0030-4018(96)00456-7).

- [40] M. P. MacDonald, L. Paterson, W. Sibbett et al., «Trapping and manipulation of low-index particles in a two-dimensional interferometric optical trap», *Optics Letters*, vol. 26, n.º 12, págs. 863-865, 2001, ISSN: 1539-4794. DOI: [10.1364/ol.26.000863](https://doi.org/10.1364/ol.26.000863). dirección: <http://dx.doi.org/10.1364/ol.26.000863>.
- [41] K. P. Volke-Sepulveda, I. Ricardez-Vargas y R. Ramos-Garcia, «Characterization of an interferometric optical sieve for particle sorting», K. Dholakia y G. C. Spalding, eds., 2006, ISSN: 0277-786X. DOI: [10.1117/12.679857](https://doi.org/10.1117/12.679857). dirección: <http://dx.doi.org/10.1117/12.679857>.

Universidad Juárez Autónoma de Tabasco.
México.

Alojamiento de la Tesis en el Repositorio Institucional	
Título de Tesis:	Oscilación armónica en pinzas ópticas
Autor(a) o autores(as) de la Tesis:	Lorena del Carmen Ochoa Lopez, Dr. Ibis Ricárdez Vargas.
ORCID:	0009-0000-3560-5825
Resumen de la Tesis:	<p>En 1970, Arthur Ashkin mostró que la luz láser puede afectar la dinámica de partículas, identificando dos fuerzas de radiación: una en la dirección del haz y otra perpendicular al gradiente de intensidad [1]. Ashkin usó esta última para atrapar microesferas de polietileno en una solución acuosa [2]. Este hecho marcó el inicio de lo que él llamó pinzas ópticas en 1986. Moviendo el haz o cambiando su intensidad, atrapó y manipuló partículas extremadamente pequeñas, permitiendo su estudio y análisis [3]. Se han perfeccionado técnicas para describir matemáticamente el atrapamiento óptico en movimiento. Para capturas individuales destacan la pinza de guiado óptico, la trampa de un solo haz, doble haz, levitación óptica y trampas acusto-ópticas [4], [5]. Para capturas múltiples, se usan trampas ópticas holográficas e interferométricas, que emplean patrones de luz para atrapar y manipular partículas microscópicas [6], [7]. Con estas variadas técnicas, se puede definir el comportamiento de un conjunto de partículas en un movimiento controlado.</p> <p>Estudios más recientes han demostrado que partículas pueden ser confinadas en potenciales armónicos, mostrando así una diversidad de variables de movimiento en el espacio [8]. Utilizando los conceptos de la óptica ondulatoria y la interacción cuántica luz-materia, la teoría presentada en este trabajo nos ayuda a modelar y entender cómo una pinza óptica puede operar en un patrón oscilante. En este estudio, se ha usado un sistema interferométrico tipo Mach-Zehnder que genera un patrón de intensidad gaussiano. En este patrón, partículas microscópicas son atrapadas en las franjas de intensidad gracias a las fuerzas de gradiente presentes. Además, el patrón de interferencia dinámico oscila armónicamente debido a un cambio de fase controlado en uno de los brazos del interferómetro. Esta modulación permite que las microesferas atrapadas sigan con precisión el movimiento de las franjas de intensidad. De igual manera se realizó una simulación del formalismo teórico el cual concuerda fielmente con las observaciones experimentales.</p>
Palabras claves de la Tesis:	Pinzas ópticas, oscilación armónica, interferometría, interferómetro de Mach-Zehnder, micropartículas, fuerza de scattering, fuerza de gradiente, teoría de Mie, patrón de interferencia, fuerzas de radiación, potencial óptico, micromanipulación, distribución de intensidad, dieléctricas, índice de refracción, fuerza transversal, campo de luz.
Referencias citadas	1. A. Ashkin, "Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure", <i>Physical Review Letters</i> , vol. 24, no. 4, pp. 156-159, 1970, ISSN: 0031-9007. DOI: 10.1103/physrevlett.24.156. URL: http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.24.156 .

	<p>2. A. E. Cervantes-Martínez, “Pinzas ópticas: teoría y aplicaciones”, Tesis de Licenciatura, Universidad de Sonora, Hermosillo, Sonora, 2003.</p> <p>3. A. Magazzú, D. Spadaro, M. G. Donato et al., “Optical tweezers: a non-destructive tool for soft and biomaterial investigations”, <i>Rendiconti Lincei</i>, vol. 26, no. S2, pp. 203-218, 2015, ISSN: 1720-0776. DOI: 10.1007/s12210-015-0395-4. URL: http://dx.doi.org/10.1007/s12210-015-0395-4.</p> <p>4. A. Ashkin, “Optical Trapping and Manipulation of Neutral Particles Using Lasers”, <i>Optics and Photonics News</i>, vol. 10, no. 5, p. 41, 1999, ISSN: 1541-3721. DOI: 10.1364/opn.10.5.000041. URL: http://dx.doi.org/10.1364/opn.10.5.000041.</p> <p>5. K. Dholakia, B. W. Drinkwater y M. Ritsch-Marte, “Comparing acoustic and optical forces for biomedical research”, <i>Nature Reviews Physics</i>, vol. 2, no. 9, pp. 480-491, 2020.</p> <p>6. M. Polin, K. Ladavac, S. H. Lee et al., “Optimized holographic optical traps”, <i>Optics Express</i>, vol. 13, no. 15, p. 5831, 2005, ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/opex.13.005831. URL: http://dx.doi.org/10.1364/opex.13.005831.</p> <p>7. I. Ricardez-Vargas, “Nuevas técnicas de micromanipulación en pinzas ópticas”, Tesis doct., Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica, Santa María Tonantzintla, Puebla, México, 2007.</p> <p>8. M. O. Brown, S. R. Muleady, W. J. Dworschack et al., “Time-of-flight quantum tomography of an atom in an optical tweezer”, <i>Nature Physics</i>, vol. 19, no. 4, pp. 569-573, 2023, ISSN: 1745-2481. DOI: 10.1038/s41567-022-01890-8. URL: http://dx.doi.org/10.1038/s41567-022-01890-8.</p> <p>9. M. M. Flores-Vivas, “Pinzas de luz: Descubriendo el mundo microscópico”, Tesis de Licenciatura, Universidad Juárez Autónoma de Tabasco, Cunduacán, Tabasco, 2023.</p> <p>10. K. P. Volke-Sepulveda, I. Ricardez-Vargas y R. Ramos-García, “Pinzas ópticas: las delicadas manos de la luz”, <i>Ciencia - Academia Mexicana de Ciencias</i>, vol. 58, no. 4, pp. 18-25, 2007. URL: https://biblat.unam.mx/es/revista/ciencia-academia-mexicana-de-ciencias/articulo/pinzas-opticas-las-delicadas-manos-de-la-luz.</p> <p>11. Грунина, А. А., “Оптический пинцет: принцип действия”, в Материалы XVI Международной студенческой научной конференции, <i>Студенческий научный форум</i>, адрес: https://scienceforum.ru/2024/article/2018035969.</p>
--	--

<p style="writing-mode: vertical-rl; transform: rotate(180deg); font-size: 2em; opacity: 0.3;">Universitat de València</p>	<p>12. E. Hecht y A. Zajac, <i>Optics</i>, 3.a ed., Addison-Wesley Reading, MA, ISBN: 0-201-83887-7.</p>
	<p>13. D. McGloin, “Optical tweezers: 20 years on”, <i>Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences</i>, vol. 364, no. 1849, pp. 3521-3537, 2006, ISSN: 1471-2962. DOI: 10.1098/rsta.2006.1891. URL: http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2006.1891 .</p>
	<p>14. K. C. Neuman y S. M. Block, “Optical trapping”, <i>Review of Scientific Instruments</i>, vol. 75, no. 9, pp. 2787-2809, 2004, ISSN: 1089-7623. DOI: 10.1063/1.1785844. URL: http://dx.doi.org/10.1063/1.1785844 .</p>
	<p>15. M. O. Gallardo y E. J. Quel, “Una Nueva Historia del Láser”, en <i>Charla-seminario Hacia una Nueva Historia del Láser</i>, 2019, pp. 1-19.</p>
	<p>16. J. G. Animas del Ángel, “Pinzas Ópticas Aplicadas a la Fabricación de Nanocompuestos”, Tesis de maestría, Instituto Politécnico Nacional, Altamira, Tamps., 2014.</p>
	<p>17. J. Calderón-Lorca, “Pinzas Ópticas”, Tesis de Licenciatura, Universidad de Alicante. Departamento de Física Aplicada, 2023.</p>
	<p>18. M. C. Asplund, J. A. Johnson y J. E. Patterson, “The 2018 Nobel Prize in Physics: optical tweezers and chirped pulse amplification”, <i>Analytical and Bioanalytical Chemistry</i>, vol. 411, no. 20, pp. 5001-5005, 2019, ISSN: 1618-2650. DOI: 10.1007/s00216-019-01913-z. URL: http://dx.doi.org/10.1007/s00216-019-01913-z .</p>
	<p>19. I. Ricardez-Vargas, J. A. Carbajal-Domínguez, J. A. Bernal-Arroyo et al., “Análisis de captura colectiva de microesferas dieléctricas en patrones ópticos 2D”, <i>Journal of Basic Sciences</i>, vol. 1, no. 1, 2015, ISSN: 2594-2840.</p>
	<p>20. A. Ashkin y J. M. Dziedzic, “Optical Levitation by Radiation Pressure”, <i>Applied Physics Letters</i>, vol. 19, no. 8, pp. 283-285, 1971, ISSN: 1077-3118. DOI: 10.1063/1.1653919. URL: http://dx.doi.org/10.1063/1.1653919 .</p>
	<p>21. J. D. Kolbow, N. C. Lindquist, C. T. Ertsgaard et al., “Nano-Optical Tweezers: Methods and Applications for Trapping Single Molecules and Nanoparticles”, <i>ChemPhysChem</i>, vol. 22, no. 14, pp. 1409-1420, 2021, ISSN: 1439-7641. DOI: 10.1002/cphc.202100004. URL: http://dx.doi.org/10.1002/cphc.202100004 .</p>
<p>22. D. Páez-Amaya, N. A. Arias-Hernandez y M. L. Molina-Prado, “Interfaz gráfica para el análisis de las fuerzas de captura en una</p>	

	<p>pinza óptica usando las aproximaciones de Rayleigh y Mie”, <i>Bistua Revista de la Facultad de Ciencias Básicas</i>, vol. 14, no. 2, pp. 182-193, 2016. DOI: 10.24054/01204211.v2.n2.2016.2192. URL: https://doi.org/10.24054/01204211.v2.n2.2016.2192 .</p> <p>23. Y. Harada y T. Asakura, “Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime”, <i>Optics Communications</i>, vol. 124, no. 5–6, pp. 529-541, 1996, ISSN: 0030-4018. DOI: 10.1016/0030-4018(95)00753-9. URL: http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018(95)00753-9 .</p> <p>24. A. Ashkin, “Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime”, <i>Biophysical Journal</i>, vol. 61, no. 2, pp. 569-582, 1992, ISSN: 0006-3495. DOI: 10.1016/s0006-3495(92)81860-x. URL: http://dx.doi.org/10.1016/s0006-3495(92)81860-x .</p> <p>25. K. Volke-Sepulveda, “Light Beams with Angular Momentum and Applications in Optical Tweezers”, Tesis doct., Tesis de Doctorado INAOE, 2003.</p> <p>26. A. K. Reyes, “Implementación y Caracterización de un Sistema de Pinzas Ópticas Mediante Interferometría”, Tesis doct., Centro de Investigaciones en Óptica, A.C., León, Guanajuato, 2022.</p> <p>27. G. Pesce, P. H. Jones, O. M. Maragó et al., “Optical tweezers: theory and practice”, <i>The European Physical Journal Plus</i>, vol. 135, no. 12, 2020, ISSN: 2190-5444. DOI: 10.1140/epjp/s13360-020-00843-5. URL: http://dx.doi.org/10.1140/epjp/s13360-020-00843-5 .</p> <p>28. M. López-Gonzalo, “Pinzas Ópticas”. Grado en física, 2021.</p> <p>29. E. E. Samaniego-Onofre, “Implementación y prueba de una pinza óptica para captura y manipulación de micropartículas”, B.S. thesis, Quito, 2020, jul. de 2020. URL: https://bibdigital.epn.edu.ec/bitstream/15000/20995/1/CD%5C%2010522.pdf .</p> <p>30. D. C. Giancoli, L. R. L. Cacheux-Pulido, Nagore-Cázares et al., <i>Física General VII (Física General)</i>. Prentice-Hall Hispanoamericana, 1988, ISBN: 9789688801406.</p> <p>31. M. Gonzales. “Ley de Stokes”. Accedido el 27 de noviembre de 2023. (2011). URL: https://fisica.laguia2000.com/complementos-matematicos/ley-de-stokes .</p> <p>32. M. Ortiz-Domínguez y A. Cruz-Avilés, “Viscosidad de un fluido”, <i>Ingenio y Conciencia Boletín Científico de la Escuela Superior Ciudad Sahagún</i>, vol. 9, no. 17, pp. 77-84, 2022, ISSN:</p>
--	---

Universidad de Zaragoza	2007-784X. DOI: 10.29057/escs.v9i17.7893. URL: http://dx.doi.org/10.29057/escs.v9i17.7893 .
	33. R. Fernández-Cruz, J. L. Hernández-Pérez y J. Solá de los Santos, “Puntualizaciones en las Aplicaciones Didácticas de la Ley de Stokes”, <i>Lat. Am. J. Phys. Educ. Vol</i> , vol. 8, no. 1, p. 126, 2014.
	34. J. Pérez-Rodríguez, J. J. Miret, J. Espinosa et al., “Medidas de Viscosidad: Viscosímetro. Ley de Stokes”, Universidad de Alicante, Facultad de Ciencias, inf. técn., 2010.
	35. D. G. Grier e Y. Roichman, “Holographic optical trapping”, <i>Applied Optics</i> , vol. 45, no. 5, p. 880, 2006, ISSN: 1539-4522. DOI: 10.1364/ao.45.000880. URL: http://dx.doi.org/10.1364/ao.45.000880 .
	36. J. E. Curtis, B. A. Koss y D. G. Grier, “Dynamic holographic optical tweezers”, <i>Optics Communications</i> , vol. 207, no. 1–6, pp. 169-175, 2002, ISSN: 0030-4018. DOI: 10.1016/s0030-4018(02)01524-9. URL: http://dx.doi.org/10.1016/s0030-4018(02)01524-9 .
	37. G. Thalhammer, R. Steiger, M. Meinschad et al., “Combined acoustic and optical trapping”, <i>Biomedical Optics Express</i> , vol. 2, no. 10, p. 2859, 2011, ISSN: 2156-7085. DOI: 10.1364/boe.2.002859. URL: http://dx.doi.org/10.1364/boe.2.002859 .
	38. A. Marzo-Pérez, “Holographic Acoustic Elements for Manipulating Levitating Particles: Applications in Human-Computer Interaction”, <i>Nature communications</i> , vol. 6, no. 1, p. 8661, 2016.
	39. A. E. Chiou, W. Wang, G. J. Sonek et al., “Interferometric optical tweezers”, <i>Optics Communications</i> , vol. 133, no. 1–6, pp. 7-10, 1997, ISSN: 0030-4018. DOI: 10.1016/s0030-4018(96)00456-7. URL: http://dx.doi.org/10.1016/s0030-4018(96)00456-7 .
	40. M. P. MacDonald, L. Paterson, W. Sibbett et al., “Trapping and manipulation of low-index particles in a two-dimensional interferometric optical trap”, <i>Optics Letters</i> , vol. 26, no. 12, pp. 863-865, 2001, ISSN: 1539-4794. DOI: 10.1364/ol.26.000863. URL: http://dx.doi.org/10.1364/ol.26.000863 .
	41. K. P. Volke-Sepulveda, I. Ricardez-Vargas y R. Ramos-García, “Characterization of an interferometric optical sieve for particle sorting”, K. Dholakia y G. C. Spalding, eds., 2006, ISSN: 0277-786X. DOI: 10.1117/12.679857. URL: http://dx.doi.org/10.1117/12.679857 .