

TESIS DEFENDIDA POR

David Alejandro Domínguez Vargas

Y aprobada por el siguiente comité:

Dr. Victor Ruiz Cortés

Director del Comité

Dr. Kevin Arthur O'Donnel

Miembro del Comité

Dra. Diana Tentori Santacruz

Miembro del Comité

Dra. Carmen Paniagua Chávez

Miembro del Comité

Dr. Santiago Camacho López

Miembro del Comité

Dr. Roger Sean Cudney Bueno

*Coordinador del programa de posgrado
en óptica*

Dr. David Hilario Covarrubias Rosales

*Encargado del Despacho de la
Dirección de Estudios de Posgrado*

29 de Noviembre de 2007

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN
SUPERIOR DE ENSENADA



PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS
EN ÓPTICA

**Medición y comparación de fuerzas de confinamiento mediante
haces tipo Gaussiano y Bessel en un sistema de asimiento
óptico**

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de

MAESTRO EN CIENCIAS

Presenta:

David Alejandro Domínguez Vargas

Ensenada, Baja California a Noviembre de 2007.

RESUMEN de la tesis de **David Alejandro Domínguez Vargas**, presentada como requisito parcial para obtener el grado de MAESTRO EN CIENCIAS en ÓPTICA. Ensenada, B. C. Noviembre de 2007.

Medición y comparación de fuerzas de confinamiento mediante haces tipo Gaussiano y Bessel en un sistema de asimiento óptico

Resumen aprobado por:

Dr. Victor Ruiz Cortés

Director de Tesis

En este trabajo de tesis se propone la utilización de haces tipo Bessel como una manera de mejorar la fuerza de confinamiento de un sistema de pinzas ópticas ya que en los sistemas convencionales es utilizado un haz Gaussiano, teniendo este, el inconveniente de transportar la mayor cantidad de energía en el centro del haz, donde contribuye escasamente a la fuerza de confinamiento. Se propone una técnica de fabricación de elementos ópticos difractivos en película fotográfica como método de generación de haces con diferentes perfiles de intensidad de bajo costo. Se observa la respuesta de dichos elementos en amplitud y fase y se discute su desempeño como elemento difractivo. Se observa el fenómeno de transferencia de momento angular orbital propio de los haces tipo Bessel. También, como parte de una colaboración con el departamento de acuicultura del CICESE, se realizaron experimentos de manipulación con microalgas. Se observa y documenta la respuesta de dichos microorganismos a la presión de radiación ejercida por el haz láser utilizado en el sistema. Con esta aplicación se pretende difundir el sistema de pinzas ópticas del departamento de óptica para su utilización de manera interdisciplinaria.

Palabras clave: Fuerza de confinamiento, Haz Bessel, Elemento Óptico Difractivo.

ABSTRACT of the thesis presented by **David Alejandro Domínguez Vargas**, as a partial requirement to obtain the SCIENCE MASTER degree in OPTICS. Ensenada, B. C. November 2007.

Medición y comparación de fuerzas de confinamiento mediante haces tipo Gaussiano y Bessel en un sistema de asimiento óptico

Abstract approved by:

Dr. Victor Ruiz Cortés

Thesis director

In this thesis project we propose the use of beams of the Bessel type to improve trapping force in a optical tweezers system since in the conventional systems a Gaussian beam is used, having the inconvenient of transporting most of the energy in the central part of the beam, where its contribution is almost non-existence in the trapping force. We propose a fabrication technique to make diffractive optical elements of photographic film to generate beams with different intensity profile at low cost. We observe the respond of such elements in phase and amplitude and we discuss its performance as diffractive element. We observe the orbital angular momentum a property that is part of the Bessel beam behavior. Also, as part of the collaboration with the aquaculture department at CICESE, we performed experiments manipulating of micro-algae. We observe and record the respond of such microorganism to the radiation pressure exerted by the laser used in the system. With this application we intend to show the optical tweezers system in the optics department to be used in an interdisciplinary way.

Keywords: Trapping force, Bessel beam, Diffractive optical element.

*A mis padres:
Jose Maria y Maria Guadalupe.*

*A mi hermana:
Anabel.*

*Y a mi compañera inseparable:
Carmen.*

Agradecimientos

Doy gracias a Dios quien tuvo a bien brindarme la oportunidad de completar mis estudios de maestría gozando de buena salud y en la compañía de mis seres queridos. Agradezco a mis padres y a mi hermana por el amor, el apoyo y las palabras de aliento que me ayudaron a seguir adelante. Quiero agradecer a Carmen por el amor, la paciencia infinita, el contagiarme con su buen humor y por las palabras de animo que me ayudaron a terminar este trabajo de tesis.

Deseo también agradecer al Dr. Víctor Ruiz Cortés por dirigir este trabajo de tesis, por el conocimiento aportado y por su paciencia. De igual manera quiero agradecer a la Dra. Diana Tentori Santacruz, Dra. Carmen Paniagua Chávez, Dr. Santiago Camacho López y al Dr. Kevin A. O'Donnell por sus valiosos comentarios como sinodales de este trabajo.

Quiero también agradecer el apoyo técnico brindado por Fabián Alonso Cordero, Marcia Padilla Castillo, Octavio Meillon Menchaca, Miguel de Jesús Farfán Sánchez y Pedro Leree Acevedo. De igual manera a la Sra. Lourdes Trujillo por regalarnos las microalgas para la parte aplicada a la biología de este trabajo.

Agradezco a Hector Cruz Ramírez y a Pedro Pizá Ruiz por compartir sus conocimientos e ideas conmigo. Agradezco a mis compañeros y amigos por el apoyo y los buenos momentos compartidos a lo largo de esta experiencia.

Agradezco a CONACYT por la beca otorgada durante la realización de los estudios de maestría en el CICESE.

Ensenada, México
29 de Noviembre de 2007.

David Alejandro Domínguez Vargas

Tabla de Contenido

Capítulo	Página
Tabla de Contenido	i
Resumen	ii
Abstract	iii
Agradecimientos	v
Lista de Figuras	viii
Lista de Tablas	xiii
I Introducción	1
I.1 Objetivos de la tesis	3
I.2 Organización de la tesis	3
II Antecedentes de confinamiento óptico	5
II.1 Presión de radiación.	6
II.2 Fenómeno de asimiento óptico.	8
II.3 Revisión de los diferentes arreglos existentes de pinzas ópticas.	13
III Haces tipo Bessel	20
III.1 Justificación	21
III.2 Características de los haces tipo Bessel	22
III.3 Métodos para la generación de haces tipo Bessel	26
III.3.1 Axicón	26
III.3.2 Pantalla de cristal líquido	29
III.3.3 Espejos deformables	30
III.3.4 Elementos Ópticos Difractivos en Película fotográfica	31
IV Elementos ópticos difractivos en película fotográfica	33
IV.1 Elementos ópticos difractivos (EOD)	34
IV.2 Generación de la mascarilla de fase	35
IV.3 Método de fabricación propuesto	42
IV.3.1 Caracterización de la película fotográfica	45
IV.3.2 Resultados experimentales en la fabricación de haces tipo Bessel	51
V Metodología experimental y resultados	56
V.1 Técnica de medición de fuerza de asimiento	57
V.2 Descripción del arreglo experimental	59
V.2.1 Haz gaussiano	60
V.2.2 Haz Bessel de orden cero	65
V.2.3 Haz Bessel de orden $n = 10$	68
V.2.4 Confinamiento de microalgas	75
VI Conclusiones	77
VI.1 Trabajo futuro	80
Bibliografía	81

Tabla de Contenido (Continuación)

Capítulo	Página
A Proceso de revelado y blanqueado	83
A.1 Película fotográfica	83
A.2 La imagen latente	84
A.3 Revelado	85
A.4 Fijado	86
A.5 Blanqueado	86
B Montage FR2	88
C Resultados de la medición de fuerza de confinamiento	89
C.1 Confinamiento con haz gaussiano	90
C.2 Confinamiento con haz Bessel de orden cero	95

Lista de Figuras

Figura		Página
1	La fuerza	8
2	(a) Fotones incidiendo en la esfera y siguiendo la trayectoria de rayos trazada mediante la ley de Snell. (b) Diagrama de fuerzas que da como resultado una fuerza neta diferente de cero.	9
3	(a) Descomposición de los rayos P_1 y P_2 en sus respectivas componentes al entrar en la esfera. (b) Descomposición de los rayos P_1 y P_2 al salir de la esfera.	10
4	Diagrama del trazo de rayos en una esfera con un haz enfocado. (a) Abajo del centro de la esfera, provocando que la esfera experimente una fuerza resultante hacia abajo. (b) Al hacer el análisis, la fuerza que experimenta la esfera es hacia la derecha.	12
5	Diseño de pinzas ópticas propuesto por Bechhoefer (2002)	14
6	Diagrama esquemático de unas pinzas ópticas con dos trampas. PBSC Cubos divisores de haz por polarización, por sus siglas en inglés; L_1, L_2, L_3, L_4 lentes con distancias focales f_1, f_2, f_3 y f_4 respectivamente. GMM Espejos en montura gimbal, MO objetivo de microscopio, OEA abertura de entrada del objetivo, EPM espejo posicionador externo.	15
7	Diagrama esquemático del primer diseño propuesto por Liesener (2000) donde integra una pantalla de cristal líquido para generar múltiples trampas.	17
8	Segundo diseño propuesto por Liesener (2000) en el que se agrega un LCD direccionado ópticamente.	18
9	Diagrama esquemático del diseño utilizado por Ruiz y Wang (2003)	19
10	Diferencia de perfiles de intensidad	21
11	Perfiles de intensidad para (a) haz Bessel de orden $n = 0$, (b) haz Bessel orden $n = 2$, mediante simulaciones numéricas.	23
12	Simulación numérica que muestra las propiedades de reconstrucción del haz tipo Bessel de orden $n = 0$. El haz se reconstruye después de una distancia Z_{min} . Imagen tomada del artículo Bessel beams: diffraction in a new light (<i>McGloinyDholakia, 2005</i>).	24
13	Diferencia entre una lente cónica y una lente planoconvexa. (a) La lente cónica produce una línea focal. (b) La lente planoconvexa produce un punto focal.	26
14	Bessel de orden cero formado por la interferencia de ondas planas propagándose sin efectos de difracción una distancia z_{max}	27

Lista de Figuras (Continuación)

Figura		Página
15	Esquema del arreglo experimental utilizado por McGloin y Dholakia (Bessel beams: diffraction in a new light) en el que incorporan un axicón para el confinamiento de micro-esferas.	28
16	Diagrama esquemático de un arreglo para la generación de perfiles de intensidad mediante el uso de un LCD.	29
17	(a) Fase necesaria para generar un vórtice óptico. (b) Distribución de intensidad generado en el plano de Fourier (Guo et al., 2005)	30
18	(a)Arreglo experimental para la generación de un haz tipo Bessel mediante un espejo deformable. (b) Haz Bessel tipo generado (Boyko et al., 2005)	31
19	EOD fabricado para simular una lente convergente(a)usando el proceso químico tanning se genera una variación en el espesor de la película fotográfica (b) Mediante el proceso químico conocido como non-tanning se produce una variación en el índice de refracción de la película.	32
20	La lente como EOD. El frente de onda incidente se enfoca como resultado de la variación del espesor de la lente.	34
21	Geometría de difracción. Frente de onda plano incidiendo en una mascarilla de fase en el plano (η, ξ) , patrón de difracción en el plano (x, y)	36
22	Generación del patrón de difracción de Fresnel utilizando una lente positiva.	40
23	Geometría para el análisis de abertura finita de la lente	41
24	(a)Estructura de la película fotográfica (b) Película fotográfica al momento de ser expuesta.	43
25	Película fotográfica después de la exposición a la luz.(a) Formación de plata metálica mediante el revelado de los haluros de plata expuestos. (b) Película fotográfica después del proceso de fijado.	44
26	Elemento óptico difractivo modulando el frente de onda.	44
27	Curva Hurter - Driffield típica para una emulsion fotográfica.	45
28	Arreglo experimental utilizado en el experimento de caracterización en amplitud de la película fotográfica. También se muestra la mascarilla en tonos de gris grabada en la película.	46
29	Resultados experimentales de película fotográfica Technical Pan para diferentes valores de luminosidad . (a) $L = -80$ (b) $L = -60$ (c) $L = -40$ (d) $L = -20$	47
30	Resultados experimentales de película fotográfica T-max 100 para diferentes valores de luminosidad. (a) $L = -90$. (b) $L = -80$. (c) $L = -70$. (d) $L = -60$	48

Lista de Figuras (Continuación)

Figura	Página
31 Interferómetro tipo Mach-Zehnder instrumentado para medir los cambios de fase introducidos por el EOD.	49
32 (a) interferograma del tono de gris 250. (b) Cambio de fase equivalente a los tonos de gris de la imagen grabada en el negativo.	50
33 Distribución de variaciones de fase necesarias para generar un haz Bessel de orden cero producido por un axicón con un ángulo de 0.23 grados.	51
34 (a) Simulación del patrón de difracción de Fresnel de un haz tipo Bessel de orden $n = 0$ visto a 1.5cm del EOD. (b) Patrón de difracción obtenido en el laboratorio a 1.5cm de el EOD diseñado para generar un haz Bessel de orden $n = 0$	52
35 Fotografías del perfil de intensidad de un haz Bessel de orden $n = 0$ con un ángulo de $\Theta = 0.29$ grados a diferentes distancias. (a)40cm (b)60cm (c)80cm (d)1.25m (e)1.5m (f)2.0m.	53
36 Fase necesaria para generar un haz tipo Bessel de orden $n = 60$	54
37 (a) Patrón de difracción calculado para un haz Bessel de orden $n = 60$. (b) Patrón de intensidad obtenido en el laboratorio de un EOD que genera un haz Bessel de orden $n = 60$	54
38 Fotografía de la distribución de intensidad de un haz Bessel de orden $n = 60$ con un ángulo de 0.29 grados a diferentes distancias. (a)80cm (b)1.0m (c)1.5m (d)2.0m.	55
39 Secuencia utilizada para medir fuerzas de asimiento en una partícula. (a) La partícula es confinada utilizando un haz gaussiano o Bessel (b) La platina del nano-posicionador se desplaza a una velocidad constante v ; esta será la velocidad del fluido donde está suspendida la partícula. (c) Se incrementa la velocidad de fluido hasta que la fuerza de arrastre es suficiente para desprender a la partícula de la región focal donde estaba confinada. Conociendo la velocidad de escape, es posible conocer la fuerza de asimiento utilizando la ecuación 36.	57
40 Gráfica de desplazamiento de la platina con respecto al tiempo para una frecuencia de 2Hz y un voltaje 6vpp.	58
41 Posición de una esfera al momento de realizarse el experimento de medición de fuerza de confinamiento.	59
42 Arreglo óptico utilizado en el confinamiento de micro-esferas con perfil de intensidad gaussiano.	60
43 Corrección de la desviación por el sistema afocal introducida por el espejo.	61
44 Curva de reflectancia del espejo dielectrico.	62
45 Partícula de $3\mu m$ de diámetro confinada por un haz gaussiano.	62

Lista de Figuras (Continuación)

Figura	Página
46 (a) Curva de potencia del laser de $780nm$. (b) Curva de potencia registrada en el plano del espécimen.	63
47 Resultados experimentales de la medición de fuerza de confinamiento obtenidos con un haz gaussiano enfocado para diferentes diámetros de partícula.	64
48 Arreglo de pinzas ópticas utilizado en la medición de fuerzas con un haz Bessel de orden cero.	65
49 Haz Bessel de orden cero generado por un axicón de una pulgada de diámetro con un ángulo de 1° (a) Perfil de intensidad (b) Figura en tres dimensiones que muestra la distribución de potencia	66
50 Resultados experimentales de la medición de fuerza de confinamiento obtenidos con un haz Bessel de orden cero enfocado para diferentes diámetros de partícula.	67
51 Porcentaje de aumento de fuerza promedio registrado en los experimentos realizados con haz Bessel de orden cero respecto al confinamiento con haz gaussiano.	68
52 Arreglo de pinzas ópticas utilizado en el confinamiento con un haz Bessel de orden $n = 10$	69
53 Bessel de orden $n = 10$ utilizado en el experimento. (a) Fase necesaria para generar el perfil de intensidad. (b) Fotografía del haz a $12cm$ de distancia.	70
54 Resultados experimentales de medición de fuerza de confinamiento con un haz Bessel de orden $n = 10$ para diámetros de esferas de (a) $5\mu m$. (b) $10\mu m$	70
55 Comparación de la eficiencia de confinamiento entre las 3 diferentes distribuciones de intensidad utilizadas para el confinamiento de esferas.	71
56 Secuencia de fotografías tomadas a diferentes tiempos de esferas de $5\mu m$ de diámetro orbitando en el anillo principal del haz Bessel como consecuencia de la transferencia de momento angular. (a) $0s$ (b) $1s$ (c) $1.67s$ (d) $2.40s$ (e) $3.20s$ (f) $3.8s$	72
57 Secuencia de fotografías tomadas a diferentes tiempos de esferas de $2\mu m$ de diámetro orbitando en el anillo principal del haz Bessel como consecuencia de la transferencia de momento angular. (a) $0s$ (b) $0.06s$ (c) $0.13s$ (d) $0.20s$ (e) 0.26 (f) $0.53s$	72
58 Vector de Poynting para un haz producido por un vórtice	73
59 Pruebas con microalgas(a) haz gaussiano. (b) Haz Bessel	75
60 Resultados del experimento de observar el umbral de daño para microalgas de la clase <i>Isochrysis sp.</i>	76

Lista de Figuras (Continuación)

Figura		Página
61	Estructura de la película fotográfica.	84
62	Fotografía de un montage Fr2	88
63	Gráfica de los resultados presentados en la tabla III	90
64	Gráfica de los resultados presentados en la tabla IV.	91
65	Gráfica de los resultados presentados en la tabla V.	92
66	Gráfica de los resultados presentados en la tabla VI.	93
67	Gráfica de los resultados presentados en la tabla VII.	94
68	Gráfica de los resultados presentados en la tabla VIII.	95
69	Gráfica de los resultados presentados en la tabla IX.	96
70	Gráfica de los resultados presentados en la tabla X.	97
71	Gráfica de los resultados presentados en la tabla XI.	98

Lista de Tablas

Tabla		Página
I	Proceso de revelado (re-halogenación).	87
II	Fórmula para el blanqueador re-halogenante.	87
III	Fuerza de asimiento medida para una partícula esférica de $1\mu m$ de diámetro con un haz gaussiano enfocado.	90
IV	Fuerza de asimiento medida para una partícula esférica de $2\mu m$ de diámetro con un haz gaussiano enfocado.	91
V	Fuerza de asimiento medida para una partícula esférica de $3\mu m$ de diámetro con un haz gaussiano enfocado.	92
VI	Fuerza de asimiento medida para una partícula esférica de $5\mu m$ de diámetro con un haz gaussiano enfocado.	93
VII	Fuerza de asimiento medida para una partícula esférica de $10\mu m$ de diámetro con un haz gaussiano enfocado.	94
VIII	Fuerza de asimiento medida para una partícula esférica de $2\mu m$ de diámetro con un haz Bessel de orden cero enfocado.	95
IX	Fuerza de asimiento medida para una partícula esférica de $3\mu m$ de diámetro con un haz Bessel de orden cero enfocado.	96
X	Fuerza de asimiento medida para una partícula esférica de $5\mu m$ de diámetro con un haz Bessel de orden cero enfocado.	97
XI	Fuerza de asimiento medida para una partícula esférica de $10\mu m$ de diámetro con un haz Bessel de orden cero enfocado.	98

Capítulo I

Introducción

El hecho de que la luz pueda mover objetos, es un resultado que tiene origen en las propiedades de la luz y su interacción con la materia, que en los últimos años ha permitido increíbles avances en algunas áreas de la ciencia. Si bien, es conocido desde los inicios de la óptica que la luz posee momento lineal y angular, y que por lo tanto podía ejercer una presión de radiación en objetos físicos, no fue sino hasta principios de 1970 que Ashkin (1970) mostró que se podían usar las fuerzas de presión de radiación de un haz láser altamente enfocado para afectar la dinámica de una micropartícula dieléctrica.

Dicho fenómeno tiene su sustento en la transferencia de momento de los fotones que inciden en las partículas (Ashkin, 1970). De la relación de onda-partícula propuesta por de Broglie sabemos que el momento del fotón es muy pequeño. Esto significa que cuando la fuente óptica es un láser, estamos restringidos a partículas en escalas de micrómetros o nanómetros, esto debido a que las fuerzas generadas se encuentran típicamente en el rango de los piconewtons.

Este descubrimiento es el principio en el cual se basan los sistemas de manipulación óptica (pinzas ópticas). Si bien estos dispositivos son relativamente jóvenes, en la actualidad representan un rol importante en ramas de la ciencia como la física, la química y la biología. Este gran auge se debe a que los dispositivos de micromanipulación

óptica ofrecen gran precisión y un control fino en el posicionamiento de partículas. Es importante mencionar que el uso de técnicas de micromanipulado es, y en un futuro cercano, seguirá siendo un factor determinante en el desarrollo de áreas como la ingeniería genética, la ingeniería mecánica (construcción de micromáquinas y la creación de micromotores) y en biología, por mencionar algunas.

I.1 Objetivos de la tesis

El principal objetivo del proyecto de tesis es la medición y comparación de fuerzas de asimiento en el confinamiento óptico de micropartículas mediante haces tipo gaussiano y Bessel. Como metas específicas se proponen las siguientes:

- Fabricación de elementos ópticos difractivos (EOD) en película fotográfica para la generación de patrones de intensidad tipo Bessel.
- Medición de la fuerza de confinamiento de micro-esferas con un haz tipo gaussiano.
- Medición de la fuerza de confinamiento de micro-esferas con haces tipo Bessel.
- Micromanipulación de microorganismos con diferentes patrones de intensidad.
- Observación de daños en los microorganismos debido a la radiación óptica.

I.2 Organización de la tesis

En el primer capítulo de este trabajo de tesis se presenta una breve introducción al descubrimiento del fenómeno de asimiento óptico, se plantean algunas aplicaciones actuales y se detallan los objetivos principales que persigue este trabajo.

El segundo capítulo presenta los antecedentes teóricos que explican el fenómeno de asimiento y se presentan diferentes arreglos experimentales de pinzas ópticas utilizados por los diferentes grupos dedicados a la investigación en esta área.

En el tercer capítulo se presenta una introducción a los haces tipo Bessel propuestos para la optimización del confinamiento óptico. Se resalta también la propiedad de ser adifraccionales y se presentan diferentes técnicas para la generación de los mismos.

El cuarto capítulo describe la técnica de fabricación de haces tipo Bessel a partir de elementos difractivos en película fotográfica. Se presenta la teoría que permite modular el perfil transversal de intensidad. En esta sección se presentan resultados de la caracterización de la película fotográfica y de los perfiles generados con ella.

En el quinto capítulo se abordan las características del sistema manipulador y la técnica de medición de fuerza de confinamiento. Se presentan resultados de las fuerzas detectadas con haz gaussiano y con haz Bessel. También se muestran los resultados obtenidos en aplicaciones biológicas.

El sexto capítulo de esta tesis presenta el análisis y las conclusiones de los resultados obtenidos en este trabajo de tesis.

Capítulo II

Antecedentes de confinamiento óptico

En este capítulo se abordan antecedentes teóricos de la presión de radiación así como los fundamentos teóricos que sustentan el fenómeno de asimiento óptico. También se aborda una breve explicación de los diferentes diseños de pinzas ópticas utilizados por los diferentes grupos de investigación en el mundo.

II.1 Presión de radiación.

La idea de la existencia de una presión ejercida por la luz tuvo su inicio en una hipótesis propuesta por J. Kepler en 1619 (Hecht, 2000), quien atribuía una fuerza ejercida por la radiación solar que desviaba los cometas de impactarse con el sol. Esta idea no parecía estar tan alejada de la realidad para quienes visualizaban la luz como un flujo de cuantos de energía, que al interactuar con la materia ejercerían una fuerza sobre ella. Pero los experimentos realizados no podían percibir la existencia de dicha presión de radiación y la teoría fue quedándose en el olvido.

Increíblemente, no fue sino hasta 254 años después, que Maxwell demostró que efectivamente las ondas ejercían una presión (Hecht, 2000), y escribió: “En un medio en el que las ondas se propagan, hay una presión en la dirección normal a las ondas, numéricamente igual a la energía en una unidad de volumen”.

Maxwell explica que cuando una onda electromagnética incide en la superficie de un material, interacciona con las cargas que constituyen el material masivo. Sin importar que la onda sea absorbida parcialmente o reflejada, ejerce una fuerza sobre aquellas cargas, y por consiguiente, sobre la superficie misma.

Es posible calcular la fuerza resultante por la presión de radiación mediante la teoría electromagnética, en la que la segunda ley de Newton sugiere que la onda misma lleva un momento (Hecht, 2000). Como demostró Maxwell, la presión de la radiación (\mathcal{P}) equivale a la densidad de energía de la onda electromagnética (Hecht, 2000).

$$\mathcal{P} = u = u_E + u_B, \tag{1}$$

donde u_E y u_B son la densidad de energía del campo eléctrico y la densidad de energía del campo magnético respectivamente, cuyos valores en el vacío son:

$$u_E = \frac{\epsilon_0}{2} E^2, \quad u_B = \frac{1}{2\mu_0} B^2, \quad (2)$$

por lo tanto, tenemos:

$$\mathcal{P} = \frac{\epsilon_0}{2} E^2 + \frac{1}{2\mu_0} B^2. \quad (3)$$

De manera alternativa también podemos expresar la presión de radiación en términos de la magnitud del vector de Poynting , es decir:

$$\mathcal{P}(t) = \frac{S(t)}{c}, \quad (4)$$

donde el vector de $S(t)$ representa el vector de Poynting y c es la velocidad de la luz. Esta sería la presión instantánea que se ejercería en una superficie perfectamente absorbente por un haz incidiendo normalmente. Puesto que los campos E y B cambian rápidamente, $S(t)$ cambiará rápidamente, por lo tanto, por razones prácticas nos ocupamos de la presión de radiación promedio, es decir:

$$\langle \mathcal{P}(t) \rangle_t = \frac{\langle S(t) \rangle_t}{c} = \frac{I}{c}, \quad (5)$$

donde I es la intensidad del campo eléctrico. Esta explicación dada por Maxwell viene a respaldar la hipótesis propuesta por J. Kepler y pone los fundamentos teóricos para lo que en un futuro sería el confinamiento óptico.

II.2 Fenómeno de asimiento óptico.

Como ya se ha venido mencionando, la presión por radiación es el fenómeno que permite el asimiento óptico de partículas, y fue demostrado por el científico A. Ashkin (1970). En dicha investigación, se identificaron dos fuerzas básicas ejercidas sobre la partícula, la fuerza de esparcimiento en dirección de la luz incidente, y la fuerza gradiente en dirección del gradiente de intensidad del haz, como se muestra en la Figura 1. Es mediante la manipulación de estas fuerzas, que se puede lograr el confinamiento y posicionamiento de micropartículas.

Para explicar el fenómeno de asimiento óptico utilizaremos dos ramas principales de la óptica: óptica geométrica donde consideraremos que la luz es un rayo, y la óptica cuántica, donde la consideración principal es que la luz es un flujo de fotones.

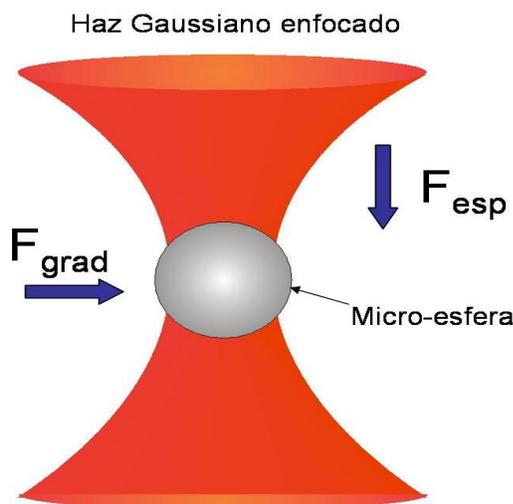


Figura 1: La fuerza gradiente y la fuerza de esparcimiento son las fuerzas principales que operan en el confinamiento cuando un haz gaussiano es enfocado en una partícula.

Utilizando óptica geométrica podemos seguir la trayectoria de un par de rayos P_1 y P_2 que entran a la esfera (Figura 2), utilizando las leyes de Snell podemos saber a que

ángulo saldrán de la esfera con respecto a la normal. En la Figura se aprecia que entre más grande es el ángulo de incidencia, más pequeño es el ángulo de salida de la esfera con respecto a la normal, un punto que nos llevará a una conclusión interesante al final del análisis.

Si ahora suponemos que son cuantos de energía los que atraviesan la esfera, podemos calcular cual sería la fuerza neta sobre la esfera. Haciendo uso de la relación de la dualidad onda-partícula postulada por de Broglie (Eisberg y Resnick, 2002) sabemos que los fotones tienen una longitud de onda y un momento asociado, por lo que al incidir sobre la esfera habrá una transferencia de la cantidad de movimiento (momento) al igual que al refractarse, lo que dará origen a una fuerza neta que experimentará la esfera como se muestra en la Figura 2.

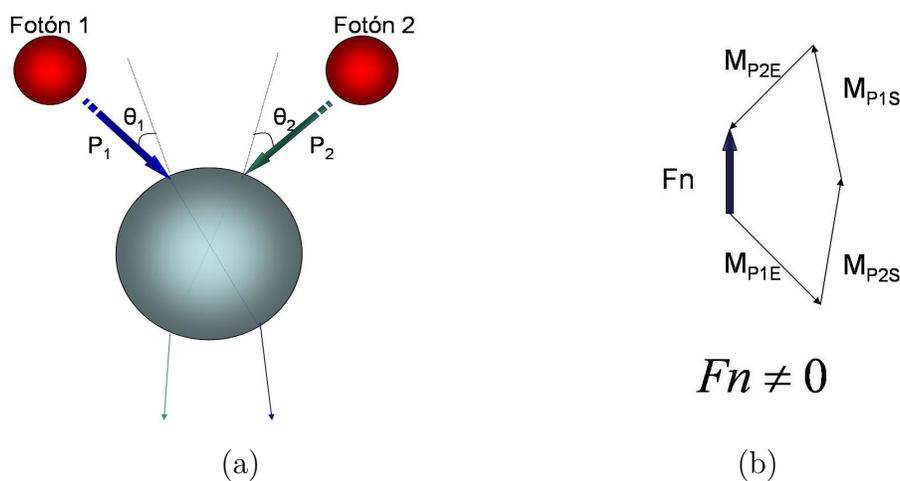


Figura 2: (a) Fotones incidiendo en la esfera y siguiendo la trayectoria de rayos trazada mediante la ley de Snell. (b) Diagrama de fuerzas que da como resultado una fuerza neta diferente de cero. M_{P1E} , M_{P2E} son las componentes perpendiculares a la normal para el rayo P_1 y P_2 respectivamente al momento de entrar a la esfera. M_{P1S} , M_{P2S} Son las componentes paralelas a la normal para el rayo P_1 y P_2 respectivamente al momento de salir de la esfera.

Para explicar mejor lo que sucede cuando la luz interactúa con la esfera, dividiremos en dos etapas la transferencia de momento de los fotones hacia la esfera.

En la primera etapa de este análisis los fotones inciden en la esfera con ángulos θ_1 y θ_2 como se muestra en la Figura 3(a). Descomponiendo ambos vectores en sus respectivas componentes, se observa que las componentes perpendiculares a la normal marcadas como P_{1p} y P_{2p} se anulan debido a que tienen la misma magnitud pero viajan en sentidos diferentes, caso contrario a las componentes paralelas P_{1N} y P_{2N} que se suman, dando una fuerza neta hacia abajo de la esfera.

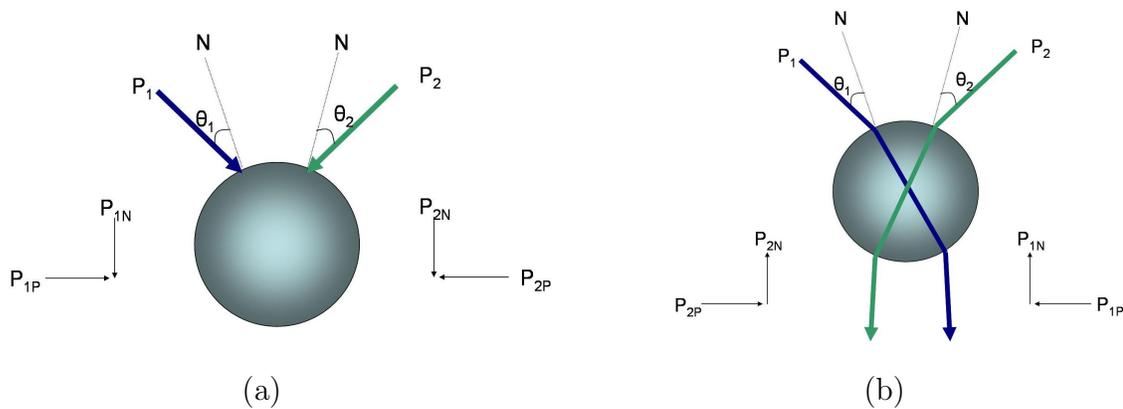


Figura 3: (a) Descomposición de los rayos P_1 y P_2 en sus respectivas componentes al entrar en la esfera. (b) Descomposición de los rayos P_1 y P_2 al salir de la esfera.

La segunda etapa de análisis se presenta cuando la luz luego de que se refracta en la superficie viaja dentro de la esfera y llega a la siguiente frontera, donde se vuelve a refractar dando lugar a otra transferencia de momento para luego dejar la esfera (Figura 3b).

Una vez más las componentes perpendiculares del vector de momento P_{1p} y P_{2p} se anulan, y las componentes paralelas a la normal P_{1N} y P_{2N} se suman, dando como resultado una fuerza neta hacia arriba de la esfera y que es contraria a la fuerza neta encontrada en la primera refracción.

Es importante señalar que la fuerza neta está en función del ángulo de incidencia debido a la descomposición del vector en sus componentes ($P_{1N} = P_1 \cos\theta$), por lo que para ángulos muy grandes de entrada la fuerza neta hacia abajo será muy pequeña, mientras que la fuerza neta hacia arriba será mayor y viceversa. De ahí que en los sistemas de pinzas ópticas que discutiremos más adelante, utilizan objetivos de microscopio con aberturas numéricas grandes (NA por sus siglas en inglés), para que la luz entre a ángulos de incidencia grandes y poder tener un mejor confinamiento. El confinamiento se dice que es estable cuando la fuerza gradiente es mayor que la fuerza de esparcimiento, y esto es alcanzado con NA grandes (Fällman y Axener, 1997).

En la realidad muy difícilmente enfocamos el haz en el centro de la esfera, siempre es en puntos aleatorios. Sin embargo, esto no es importante, ya que la esfera siempre tiende a buscar el equilibrio, que se encuentra en el centro del haz enfocado, tal y como se muestra en la Figura 4 donde se muestra el trazo de rayos para dos puntos diferentes del centro.

En el primer caso, el haz se estaría enfocando en el eje, pero desplazado hacia abajo del centro de la esfera como se muestra en el Figura 4a. Haciendo el trazo de rayos y descomponiendo los vectores en sus respectivas componentes encontramos que la fuerza resultante es hacia abajo, devolviendo la esfera al centro del haz.

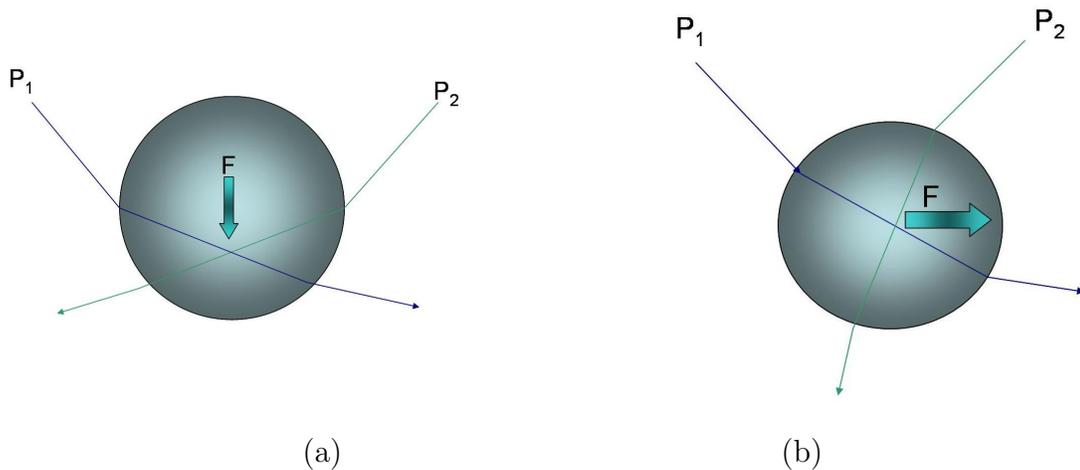


Figura 4: Diagrama del trazo de rayos en una esfera con un haz enfocado. (a) Abajo del centro de la esfera, provocando que la esfera experimente una fuerza resultante hacia abajo. (b) Al hacer el análisis, la fuerza que experimenta la esfera es hacia la derecha.

Lo mismo sucede en el caso cuando el haz es enfocado a la derecha de la esfera (Figura 4b), luego de hacer el análisis, la fuerza resultante es hacia la derecha devolviendo una vez más la esfera al centro del haz.

Como se había comentado al inicio, existen dos fuerzas principales actuando en el confinamiento de micro-partículas, la fuerza de esparcimiento que actúa en dirección del haz incidente, que trata de “sacar” las partículas de la región focal y la fuerza gradiente, que trata de llevar la partícula hacia el centro del haz enfocado.

II.3 Revisión de los diferentes arreglos existentes de pinzas ópticas.

Existe una gran variedad de diseños de pinzas ópticas entre los diferentes grupos que trabajan con ellas, tan complejos como el experimento lo requiera. En esta sección mostraremos algunos arreglos básicos que están diseñados sólo para mostrar el fenómeno de confinamiento óptico y analizaremos algunas modificaciones hechas para lograr un fin más específico sobre todo en el área de la biología.

El diseño más simple de una pinza óptica está compuesto por un microscopio convencional, un láser y una cámara de dispositivo de cargas acopladas (CCD) donde se adquiere la imagen formada por el objetivo de microscopio, ya que podría ser peligroso utilizar el ocular del microscopio como sistema de visión (Bechhoefer y Wilson, 2002); esto debido a que las reflexiones del láser en la muestra del microscopio podrían dañar al ojo. El arreglo experimental mostrado en la Figura 5 fue propuesto por Bechhoefer (2002) y fue diseñado para que los estudiantes universitarios lo utilizaran sin ocasionarse daño alguno, esto explica que la longitud de onda utilizada se encuentra en el visible ($658nm$) y que la potencia sea pequeña pero suficiente para lograr el confinamiento.

Este diseño sólo utiliza dos espejos, uno de reflexión total y uno dichroico, que permiten introducir el haz en el objetivo de microscopio, y sólo utiliza una lente para formar la imagen a la distancia estándar de $160mm$ antes del objetivo de microscopio. Otra de las características que Bechhoefer resalta de este diseño es la sencillez en su alineación, esto debido a que el haz viaja horizontal al objetivo de microscopio, caso contrario a otros diseños, donde el haz debe viajar perpendicular a la mesa óptica agregándole un grado de complejidad a la alineación.

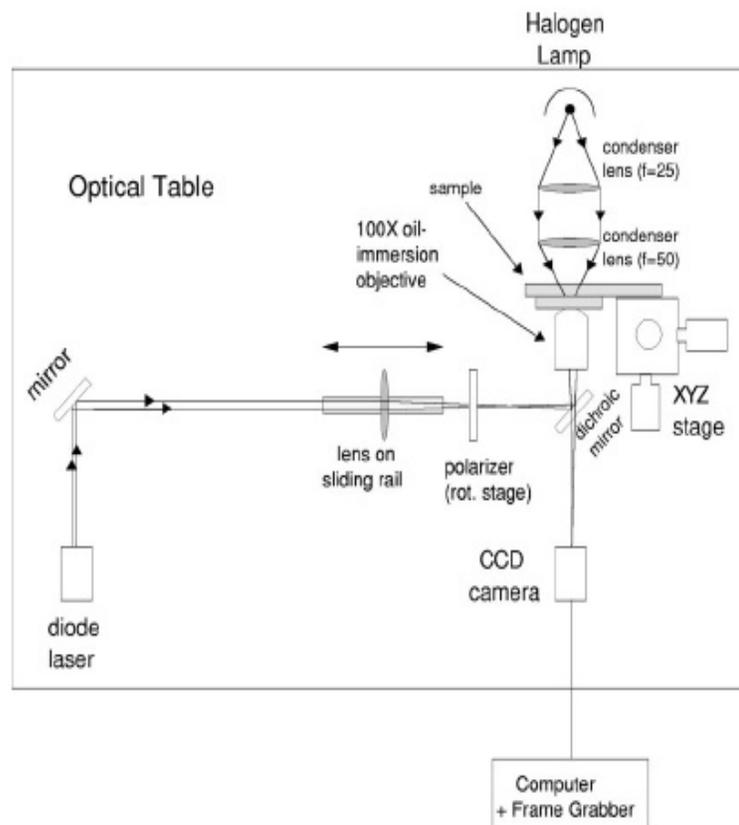


Figura 5: Diseño de pinzas ópticas propuesto por Bechhoefer (2002)

Dentro de las desventajas está el hecho de que el posicionador XYZ no es de ajuste fino, lo que dificulta el confinamiento específico de partículas. Otra desventaja es que no cuenta con un sistema afocal que permita minimizar los problemas de viñeta debido a pequeños errores en la alineación y a la abertura finita del objetivo de microscopio.

Un diseño más elaborado y que elimina algunas de las desventajas del sistema propuesto por Bechhoefer es el diseño que propone Fällman (1997), que permite formar dos trampas ópticas que pueden ser posicionadas prácticamente en cualquier punto de la muestra.

En este diseño está contemplado el sistema afocal y es utilizado con el fin de poder posicionar la trampa óptica en un plano $X - Y$ sin alterar el perfil de distribución de intensidad.

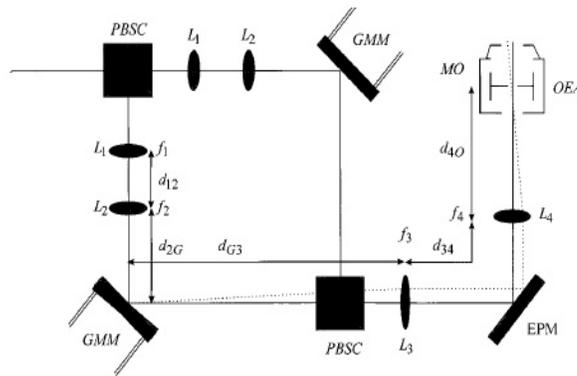


Figura 6: Diagrama esquemático de unas pinzas ópticas con dos trampas. PBSC Cubos divisores de haz por polarización, por sus siglas en inglés; L_1 , L_2 , L_3 , L_4 lentes con distancias focales f_1 , f_2 , f_3 y f_4 respectivamente. GMM Espejos en montura gimbal, MO objetivo de microscopio, OEA apertura de entrada del objetivo, EPM espejo posicionador externo.

El arreglo óptico está diseñado de manera que el plano anterior del objetivo de microscopio sea un plano conjugado con un espejo montado en una base tipo “gimbal” como se muestra en la Figura 6. Esta base permite cambiar ligeramente la dirección de propagación antes del objetivo de microscopio, dando como resultado un cambio en la posición $X - Y$ de la trampa óptica sin alterar el perfil de distribución de intensidad en el plano de la muestra. Otra de las ventajas que posee este diseño, es la integración de un sistema afocal en cada uno de los brazos que permite variar la posición de la trampa óptica en el eje Z , mediante el desplazamiento de la lente L_1 , esto sin variar la cantidad de luz que llega al plano de entrada del objetivo de microscopio (Fällman y Axener, 1997).

Dentro de las desventajas que tiene este sistema es que no permite mover la posición de las dos trampas en el eje Z con una sola lente sin variar la intensidad a la entrada del objetivo; para poder desplazar la trampa es necesario hacerlo individualmente. Este diseño también debe de contar con un láser de potencia considerable, ya que el haz pasa por un divisor para poder generar las dos trampas simultáneamente.

Otro inconveniente de este diseño es que el movimiento de las trampas es mecánico y aunque no necesariamente es una desventaja, existen otras alternativas para mover las trampas ópticas, una de ellas es utilizando una pantalla de cristal líquido (LCD por sus siglas en inglés) como en el diseño propuesto por J. Liesener (2000) cuyo sistema permite no sólo mover en tres dimensiones la trampa óptica, sino que mediante la utilización de hologramas generados por computadora y desplegados en la pantalla LCD puede tener un número determinado de trampas y moverlas independientemente una de la otra en tiempo real.

El primer diseño propuesto por Liesener (2000) mostrado en la Figura 7, trabaja de la siguiente manera: usando algoritmos de computación se diseñan patrones de fase, los cuales son grabados en un LCD. La luz al atravesar el LCD es modulada en fase, dando origen a un patrón de intensidad, este patrón es introducido en el objetivo de microscopio utilizando un espejo dicróico. Para este sistema se utilizó un láser de argón de $1W$ de potencia que emite a una longitud de onda de $\lambda = 488nm$.

Este diseño presenta problemas con la eficiencia de difracción de su pantalla LCD, esto debido a que su modulador espacial introduce cambios de fase menores a 2π , lo que genera que el orden cero de difracción aparezca en los diferentes diseños de trampas

ópticas generadas (J.Liesener *et al.*, 2000). La eficiencia de difracción, definida como la razón de la potencia del primer orden de difracción con respecto a la potencia de entrada es de 9.5%. Por lo cual Liesener (2000) presenta una modificación mucho más elaborada pero que permite maximizar la eficiencia de difracción hasta un 53%.

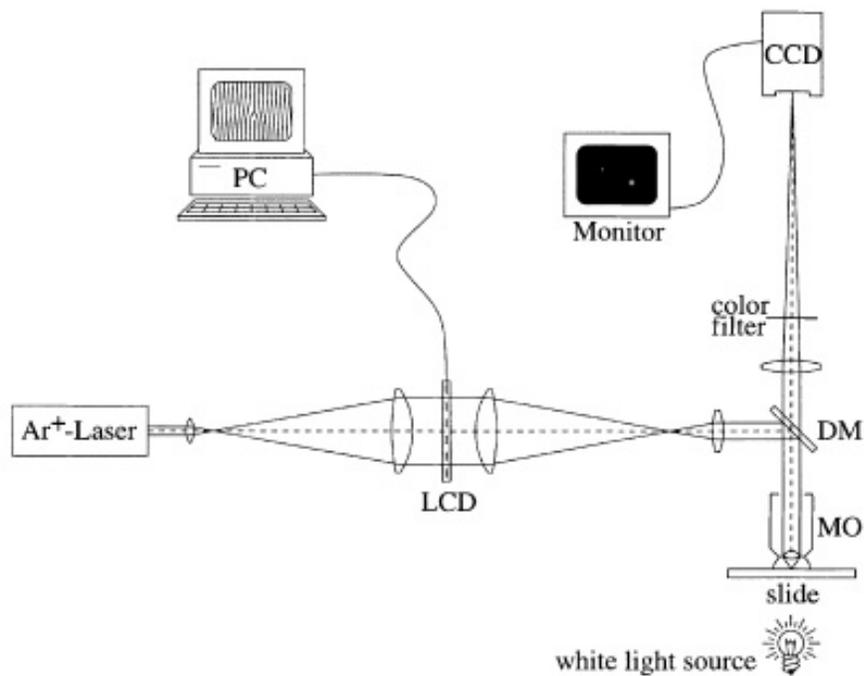


Figura 7: Diagrama esquemático del primer diseño propuesto por Liesener (2000) donde integra una pantalla de cristal líquido para generar múltiples trampas.

Para corregir los problemas con la eficiencia de difracción agrega al diseño una pantalla de cristal líquido que opera en reflexión y es controlada ópticamente (OALCD por sus siglas en inglés) además de un láser He-Ne a una longitud de onda de $\lambda = 633nm$ y un filtro pasa-bajas.

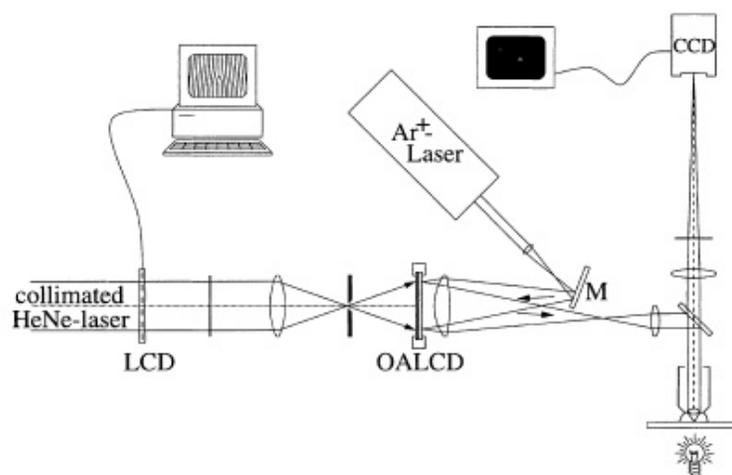


Figura 8: Segundo diseño propuesto por Liesener (2000) en el que se agrega un LCD direccionado ópticamente.

El patrón de fase simulado es grabado en el LCD y es reconstruido con el láser de HeNe. Después de un proceso de filtrado, el patrón de difracción del holograma se vuelve a convertir en una distribución de fase por el OALCD donde el patrón de difracción es reconstruido en reflexión por un láser de $488nm$ y es introducido al objetivo de microscopio con un espejo dicróico como se muestra en la Figura 8.

La ventaja de este nuevo diseño es que trabaja en reflexión, lo cual lo hace altamente eficiente. Posee las ventajas de los arreglos anteriormente mencionados, incluso el poder mover en tiempo real la trampa en los tres ejes.

Un ejemplo interesante que permite ilustrar el porque es necesario el poder posicionar la trampa óptica es el experimento publicado por Ruiz y Wang (2003) en el cual combinan la micromanipulación de partículas con la ablación. Lo que los autores reportan es el introducir vesículas con carga útil en una muestra, posicionar la vesícula mediante las pinzas ópticas en un área seleccionada previamente para después hacer uso

de la ablación para descargar la carga útil de dicha vesícula. Estos resultados tienen gran aplicación en la medicina, principalmente en la manipulación de neuronas, etc.

El arreglo óptico que ellos utilizaron se muestra en la Figura 9. Este cuenta con un láser de pulsos ultra cortos, que es utilizado tanto para posicionar la vesícula como para el proceso de ablación. El láser es guiado por tres espejos hasta introducirlo en el objetivo de microscopio. No es un diseño muy estable, tiene algunos problemas con el perfil que llega al plano del espécimen, en gran parte debido a la calidad de los componentes ópticos (Ruiz y Wang, 2003).

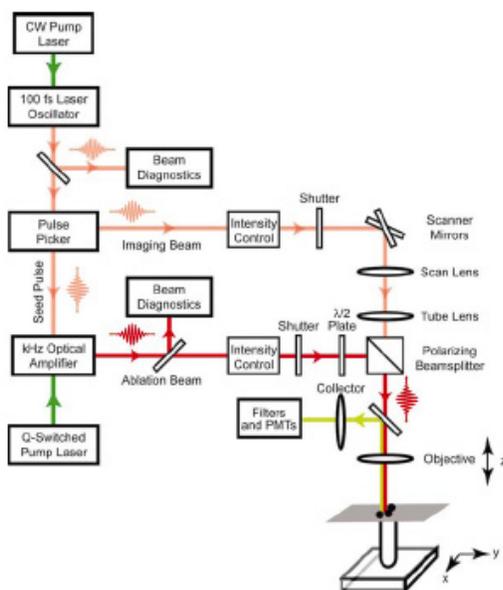


Figura 9: Diagrama esquemático del diseño utilizado por Ruiz y Wang (2003)

Capítulo III

Haces tipo Bessel

En este capítulo se propone la implementación de un haz tipo Bessel como una forma de mejorar la fuerza de confinamiento de las pinzas ópticas. Este capítulo contiene una breve introducción de haces tipo Bessel. También se presentan ventajas y desventajas con respecto al haz gaussiano así como los diferentes experimentos para generar aproximaciones de haces tipo Bessel de varios órdenes.

III.1 Justificación

Uno de los resultados obtenidos en la sección II.2 de este trabajo es que los rayos que llegan con ángulos muy pequeños con respecto a la normal en un punto dado de la partícula no contribuyen al confinamiento. Si analizamos un perfil de intensidad gaussiano veremos que la mayor densidad de rayos, que se encuentra precisamente en el centro del haz, entran a ángulos muy pequeños y como resultado contribuyen muy poco a la fuerza de confinamiento.

La intención es manipular el perfil de intensidad de un haz gaussiano de manera que la energía que se encuentra en el centro del haz, que es la que escasamente contribuye al confinamiento, sea redistribuida de manera que la luz entre a la partícula a ángulos de incidencia grandes y por consiguiente la fuerza de confinamiento se maximiza. Esto se puede lograr utilizando haces tipo Bessel de orden superior ($n > 0$). Estos haces son radialmente simétricos y no tienen energía en el centro del haz, como se muestra en la Figura 10 donde se aprecia la diferencia de distribución de intensidad entre un haz con perfil gaussiano (Figura 10a) y un haz con perfil tipo Bessel de orden uno (10b).

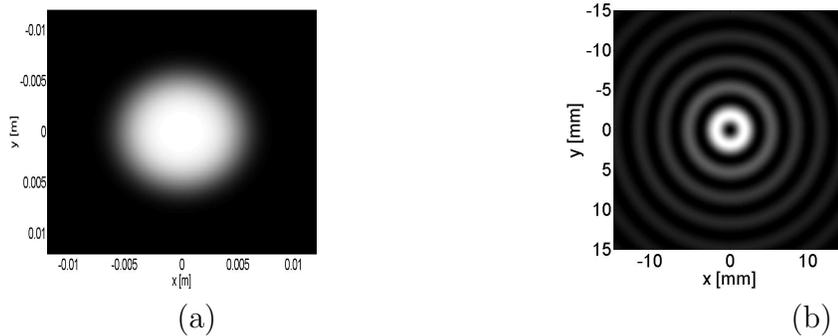


Figura 10: (a) Perfil de intensidad de un haz gaussiano. (b) Perfil de intensidad de un haz tipo Bessel de orden $n = 1$.

Existen diferentes maneras de generar un haz tipo Bessel, en este trabajo se optó por la fabricación de elementos ópticos difractivos en películas fotográficas, el cual se tratará con más detalle en el capítulo IV.

III.2 Características de los haces tipo Bessel

En 1987 Durnin (1987) demostró que se podían obtener una serie de soluciones para la ecuación de onda paraxial en el espacio libre, que no sufrieran efectos de difracción. Matemáticamente, la amplitud del campo eléctrico es proporcional a una función Bessel, de ahí que comúnmente se le conozca como haz tipo Bessel (Durnin, 1987).

$$E_n(r, \phi, z, t) = A \exp(i(k_z z - \omega t)) J_n(k_r r) \exp(\pm i n \phi), \quad (6)$$

donde J_n es el orden $-n$ de la función Bessel de primera clase, y k_z y k_r son los componentes longitudinal y radial del vector de onda k , respectivamente. El haz Bessel de orden superior ($n > 0$) tiene una estructura de fase elipsoidal debido al término de fase acimutal.

Este tipo de haces Bessel tienen la propiedad de que en propagación en el eje z la intensidad $I(x, y, z) \propto |E(x, y, z)|^2$ obedece:

$$I(x, y, z \geq 0) = I(x, y). \quad (7)$$

Esto significa, que el perfil transversal de intensidad se mantiene sin alteraciones al propagarse en el espacio libre, es decir, presentan una cierta inmunidad al fenómeno de difracción por lo que en la literatura se les refiere como haces adifraccionales (Arlt, 1999).

El haz Bessel de orden cero tiene un punto brillante en el centro y está rodeado de anillos de menor intensidad (Figura 11a) mientras que para ordenes mayores, el centro del haz no transporta energía y la intensidad esta distribuida en los anillos que lo rodean como se muestra en la Figura 11b.

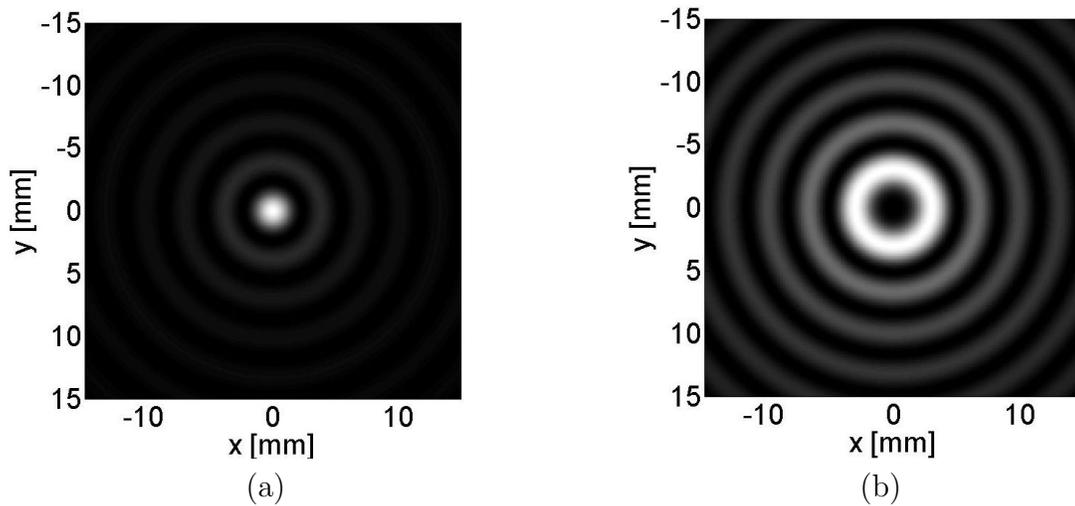


Figura 11: Perfiles de intensidad para (a) haz Bessel de orden $n = 0$, (b) haz Bessel orden $n = 2$, mediante simulaciones numéricas.

Teóricamente cada uno de los anillos del haz Bessel contiene aproximadamente la misma potencia (Arlt, 1999), por lo que en la práctica se requeriría tener potencia infinita para poder reproducirlos perfectamente (al igual que con una onda plana). Lo que Durnin (1987) demuestra en su investigación es que experimentalmente se pueden generar aproximaciones (haces quasi-Bessel) que poseerán las propiedades antes mencionadas sobre una distancia longitudinal finita (McGloin y Dholakia, 2005).

También es importante resaltar que dado que en un haz tipo Bessel la Potencia en los anillos es la misma, a mayor número de anillos menor será la potencia en el centro del haz, lo cual es de considerarse en ciertas situaciones; sin embargo, a mayor cantidad de anillos mayor la distancia en que el haz mantiene su resistencia a los fenómenos de difracción (McGloin y Dholakia, 2005).

Un haz Bessel de orden cero puede considerarse como un haz formado por la interferencia de ondas planas viajando dentro de un cono de apertura:

$$\theta = \arctan k_r/k_z \quad (8)$$

Esta consideración le da a los haces tipo Bessel de orden cero una propiedad interesante de reconstrucción, esto es, dado que la energía se transporta en los anillos del haz y no en su centro, si el haz es obstaculizado por un objeto, luego de una distancia mínima (z_{min}) el haz volverá a reconstruirse (McGloin y Dholakia, 2005). La distancia mínima para que ocurra dicha reconstrucción es obtenida mediante un análisis geométrico (McGloin y Dholakia, 2005), dando como resultado:

$$z_{min} \simeq \frac{ak}{2k_z} \quad (9)$$

Donde a es el ancho de la obstrucción medido desde el centro del haz. Los efectos de reconstrucción pueden observarse en la Figura 12.

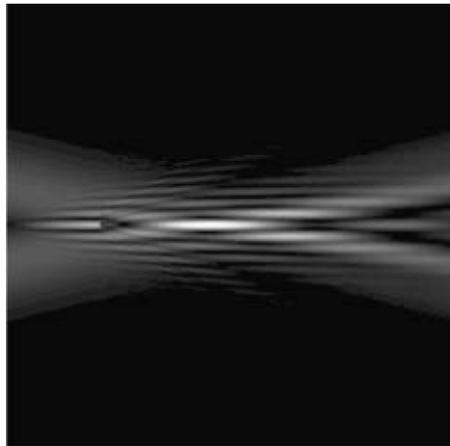


Figura 12: Simulación numérica que muestra las propiedades de reconstrucción del haz tipo Bessel de orden $n = 0$. El haz se reconstruye después de una distancia Z_{min} . Imagen tomada del artículo Bessel beams: diffraction in a new light (McGloinyDholakia, 2005).

Esta propiedad resulta de gran importancia particularmente en el confinamiento de micro-partículas mediante pinzas ópticas, ya que brinda la oportunidad de atrapar más de una partícula a lo largo del eje de propagación del haz Bessel.

La mayoría de la teoría y de los experimentos están centrados al estudio del haz Bessel en su forma más simple (Arlt, 1999), cuya expresión de campo eléctrico es proporcional a la función Bessel de orden cero:

$$E(r, z, t) = A_0 = \exp(i(k_z z - \omega t)) J_0(k_r r), \quad (10)$$

con el máximo ancho central:

$$FWHM = 2.253/k_r \quad (11)$$

Aunque el ancho de la cintura del haz usualmente se caracteriza por el radio del primer cero:

$$r_0 = 2.405/k_r. \quad (12)$$

En la siguiente sección se abordarán diferentes métodos para generar haces tipo Bessel.

III.3 Métodos para la generación de haces tipo Bessel

Existen en la actualidad, una gran variedad de grupos dedicados a la investigación de haces tipo Bessel, y que han desarrollado diferentes técnicas que permiten generarlos experimentalmente. En esta sección se discutirán con detalle algunas de estas técnicas y así mismo se mencionarán las ventajas que presentan y sus posibles limitaciones.

III.3.1 Axición

Una manera eficiente de generar una aproximación a un haz Bessel de orden cero, es mediante el uso de lentes cónicas a las cuales se les conoce comúnmente como axición y que es ilustrado en la Figura 13a. Mientras que una lente al ser iluminada por una onda plana genera un punto focal (Figura 13b), un axición genera una línea focal (Figura 13a).

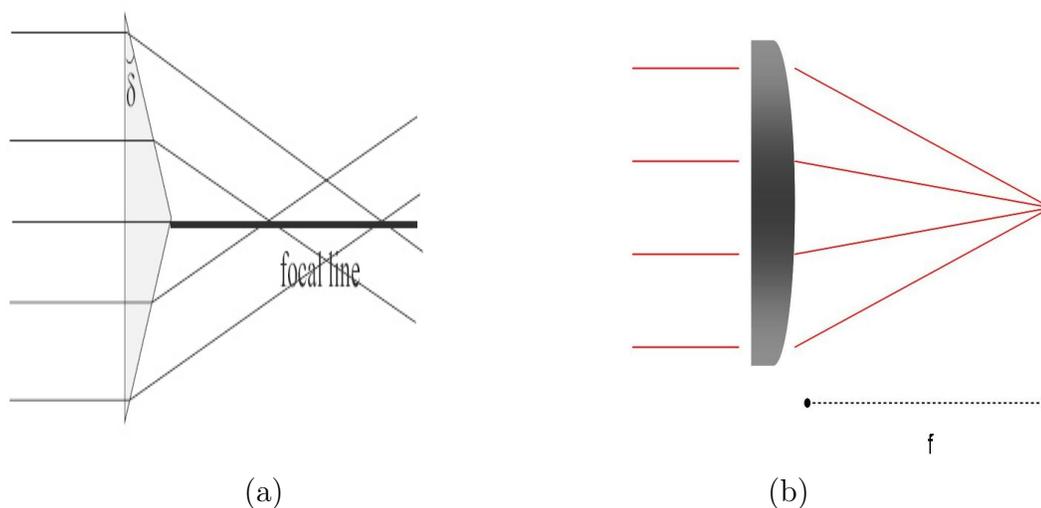


Figura 13: Diferencia entre una lente cónica y una lente planoconvexa. (a) La lente cónica produce una línea focal. (b) La lente planoconvexa produce un punto focal.

Esta línea focal es generada por la interferencia de los frentes de onda planos emergentes del axicón, luego de que la onda plana se refracta en el axicón, estos viajan en un cono de apertura θ (McGloin y Dholakia, 2005) que en la aproximación paraxial es:

$$\theta = (n - 1)\gamma, \quad (13)$$

donde n es el índice de refracción del materia del axicón y γ es el ángulo de apertura del axicón.

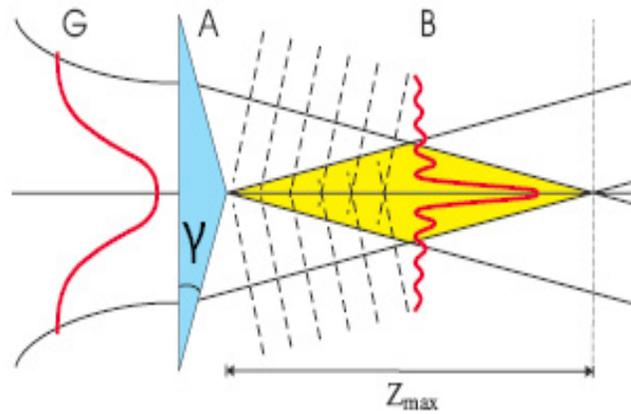


Figura 14: Bessel de orden cero formado por la interferencia de ondas planas propagándose sin efectos de difracción una distancia z_{max} .

La Figura 14 ilustra el concepto de un haz Bessel generado por ondas planas. El haz Generado posee una distancia z_{max} en la que mantiene sus propiedades adifraccionales, que se puede calcular mediante una aproximación geométrica, dando como resultado:

$$z_{max} = \frac{R}{\tan\theta}, \quad (14)$$

donde R es el radio del axicón.

Los haces Bessel producidos por un axicón tienen gran aplicación en las pinzas ópticas, una de sus ventajas como ya se ha mencionado con anterioridad, es su capacidad de confinar más de una partícula a la vez, aunque el confinamiento no es propiamente en tres dimensiones. En la Figura 15 se muestra un sistema de pinzas ópticas utilizado por McGloin y Dholakia (2005) en el que generan un haz Bessel de orden cero mediante el uso de un axicón.

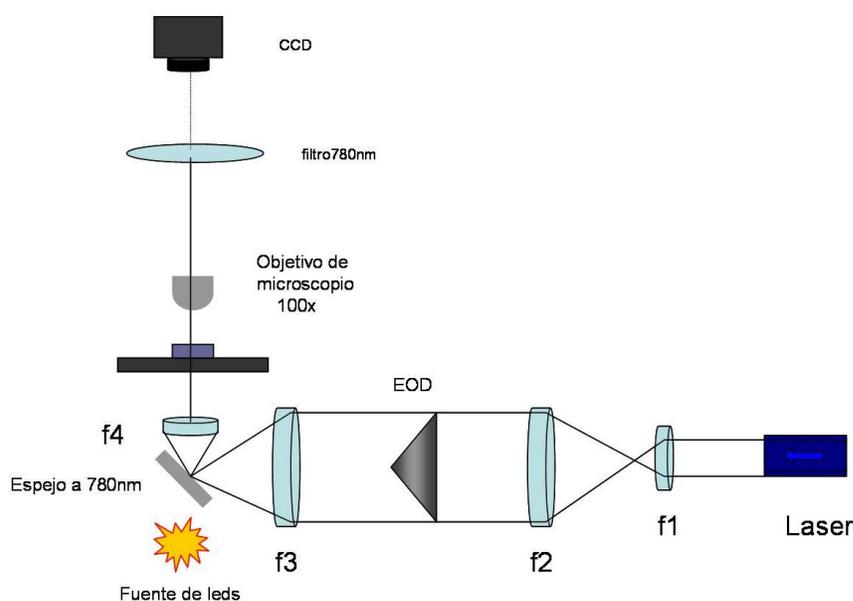


Figura 15: Esquema del arreglo experimental utilizado por McGloin y Dholakia (Bessel beams: diffraction in a new light) en el que incorporan un axicón para el confinamiento de micro-esferas.

Aunque el uso de un axicón para producir un haz tipo Bessel es un método eficiente, no permite generar otros perfiles de intensidad, como los siguientes métodos que se discutirán a continuación.

III.3.2 Pantalla de cristal líquido

Una alternativa viable que permite no sólo producir un haz tipo Bessel de orden cero sino haces Bessel de orden superior, es mediante el uso de una pantalla de cristal líquido (LCD por sus siglas en inglés) utilizada como un elemento modulador espacial de fase.

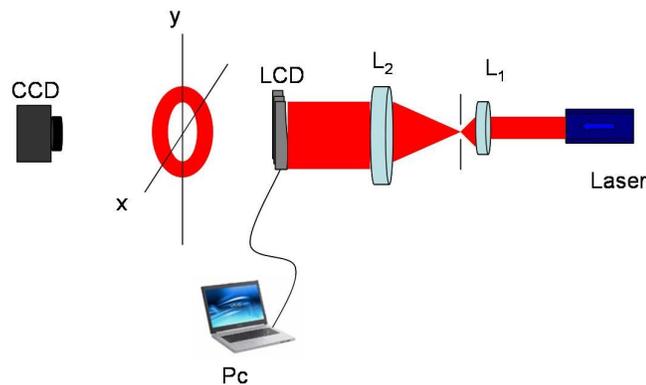


Figura 16: Diagrama esquemático de un arreglo para la generación de perfiles de intensidad mediante el uso de un LCD.

El método de generación de haces Bessel mediante LCD es conocido como hologramas generados por computadora (CGH por sus siglas en inglés) y consiste en desplegar en la pantalla LCD una imagen de la fase que se desea introducir al frente de onda (Guo *et al.*, 2005). El patrón de difracción generado se puede interpretar matemáticamente como la transformada de Fourier de la imagen desplegada en el LCD.

Un ejemplo de la generación de haces Bessel de orden superior, es el resultado de las investigaciones reportadas por Guo *et al.* (2005). Ellos reportan la generación eficiente de haces tipo Bessel usando patrones de fase grabados en una pantalla Sony *LCX029* con 1024×768 píxeles. El arreglo experimental es mostrado en la Figura 16 y los resultados reportados son mostrados en la Figura 17

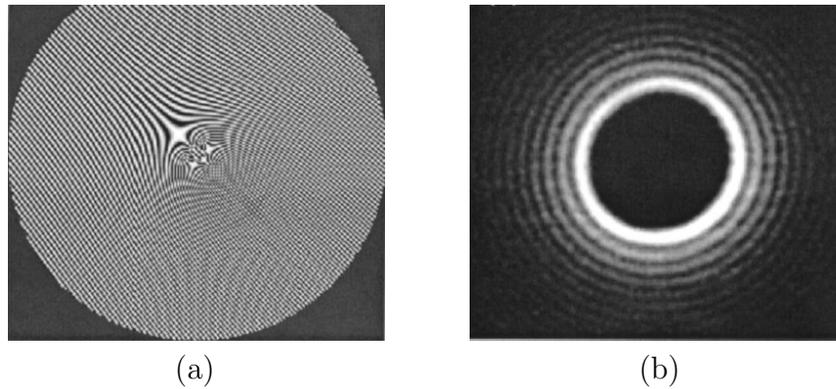


Figura 17: (a) Fase necesaria para generar un vórtice óptico. (b) Distribución de intensidad generado en el plano de Fourier (Guo et al., 2005)

III.3.3 Espejos deformables

Los espejos deformables (DM por sus siglas en inglés) se encuentran entre los sistemas más comunes de óptica adaptativa que permiten cambiar la forma del haz que se refleja en el espejo y es usado ampliamente para la corrección de frentes de onda aberrados. Los DM presentan la ventaja de ser muy eficientes debido a su naturaleza reflectiva en comparación con los moduladores de cristal líquido (El-Agmy R, 2005).

En un trabajo presentado por Boyko (2005) se utilizó un espejo con actuadores dieléctricos fabricado por la compañía CILAS con 19 actuadores. El arreglo utilizado es mostrado en la Figura 18.

Dentro de las ventajas que presenta esta opción para generar haces tipo Bessel se encuentra la alta reflectancia (aprox. 95%), es un sistema acromático y hay una disminución en los órdenes de difracción debido a que es posible introducir un cambio de fase de 2π (Boyko *et al.*, 2005). Las desventajas que presenta es que necesita alto voltaje de operación y su resolución está limitada al número de electrodos.

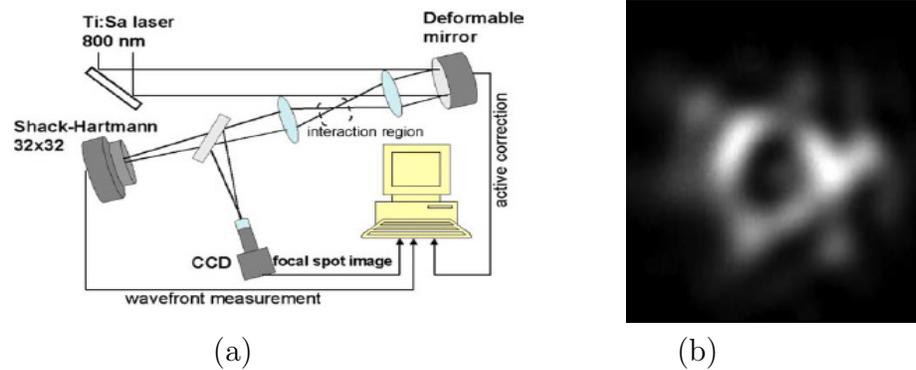


Figura 18: (a) Arreglo experimental para la generación de un haz tipo Bessel mediante un espejo deformable. (b) Haz Bessel tipo generado (Boyko et al., 2005)

III.3.4 Elementos Ópticos Difractivos en Película fotográfica

Otro método que permite generar diferentes distribuciones de intensidad es el uso de mascarillas de fase grabadas en película fotográfica comúnmente conocidos como elementos ópticos difractivos (EOD). Este método es relativamente económico comparado con los métodos anteriormente descritos y es el método utilizado en esta tesis para fabricar los haces Bessel. En el siguiente capítulo se discutirá a detalle la técnica de fabricación.

La modulación del frente de onda utilizando película fotográfica como elemento de fase se puede lograr cambiando ciertas características de la película fotográfica mediante un proceso químico conocido como blanqueado de película fotográfica. Las características que se pueden modificar mediante este proceso son las siguientes:

- Variación del espesor de la película.
- Variación del índice de refracción de la película.
- Variación de densidad de la película.

El proceso químico que da como resultado estas tres posibilidades es en general diferente. Cuando el resultado que se requiere es una variación en el grosor de la película el proceso se denomina *tanning – bleach* (Figura 19a), mientras que para una variación en el índice de refracción se le denomina *nontanning – bleach* (Figura 19b).

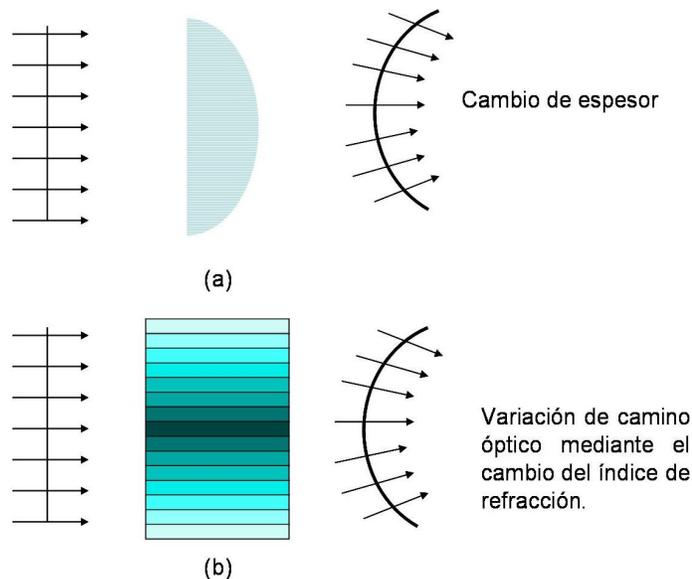


Figura 19: EOD fabricado para simular una lente convergente(a) usando el proceso químico *tanning* se genera una variación en el espesor de la película fotográfica (b) Mediante el proceso químico conocido como *non-tanning* se produce una variación en el índice de refracción de la película.

En este trabajo de tesis se optó por el método de re-halogenación que da como resultado una variación de la densidad de la película fotográfica. Este método se discutirá con más detalle en el siguiente capítulo.

Capítulo IV

Elementos ópticos difractivos en película fotográfica

En este capítulo se describe el método de fabricación de los elementos ópticos difractivos en película fotográfica utilizados en la parte experimental de la tesis para obtener haces tipo Bessel de diferentes órdenes y se plantean las ecuaciones que explican su comportamiento.

IV.1 Elementos ópticos difractivos (EOD)

Los elementos ópticos difractivos son elementos en reflexión o transmisión que modulan el frente de onda incidente, el resultado de dicha modulación es un patrón de difracción. Los elementos ópticos difractivos pueden modular la amplitud, la fase o la amplitud y fase de un frente incidente.

En este trabajo de tesis se fabricaron elementos ópticos difractivos que modulan solo la fase del frente de onda de incidente. Esto con el fin de aprovechar al máximo la intensidad de entrada al sistema, ya que el hecho de tener modulación en amplitud tiene como consecuencia la pérdida parcial de potencia.

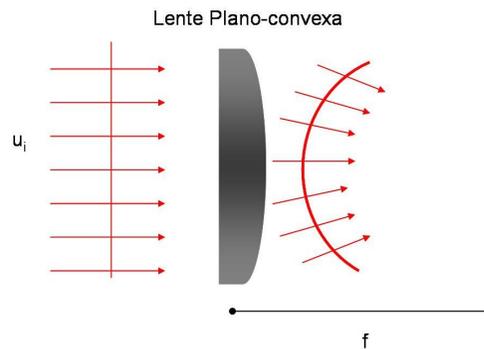


Figura 20: La lente como EOD. El frente de onda incidente se enfoca como resultado de la variación del espesor de la lente.

Un ejemplo de un elemento óptico difractivo de fase es una lente plano-convexa, en el que el frente de onda de entrada recorre mayor distancia en el centro de la lente que en los extremos, produciendo así un frente de onda convergente al foco de la lente, como se muestra en la Figura 20, y donde la modulación de la fase del frente de onda incidente se obtiene mediante la variación del espesor de la lente.

De la misma manera una película fotográfica puede ser utilizada como un elemento óptico difractivo. Mediante una técnica de blanqueado (que se discutirá más adelante) se pueden generar variaciones en la densidad de la película fotográfica, dando como resultado la modulación de la fase de la onda incidente.

La técnica propuesta para la fabricación de EOD en película fotográfica en este trabajo consiste en tres pasos que son, diseño de la mascarilla de fase, grabado de la mascarilla de fase en la película y blanqueado de la película fotográfica.

IV.2 Generación de la mascarilla de fase

Una herramienta fundamental en el diseño de las mascarillas de fase es la aproximación al principio de Huygens-Fresnel (Hecht, 2000) el cual establece que “cada punto sin obstrucción de un frente, en un instante de tiempo determinado, sirve como fuente de trenes de onda secundarios esféricos (de la misma frecuencia que la onda primaria). La amplitud del campo óptico en cualquier punto mas allá es la superposición de todos estos trenes de onda”. Mediante este principio es posible conocer la distribución de amplitud compleja y por lo tanto la intensidad a una distancia z del elemento óptico difractivo.

En la Figura 21 el elemento difractivo está contenido en el plano (η, ξ) , la amplitud inmediatamente después del elemento difractivo $U(P_1)$ se obtiene mediante la relación:

$$U(P_1) = T(\eta, \xi) \cdot U_i, \quad (15)$$

donde U_i es la amplitud compleja que incide sobre el elemento difractivo con una función de transmitancia $T(\eta, \xi)$.

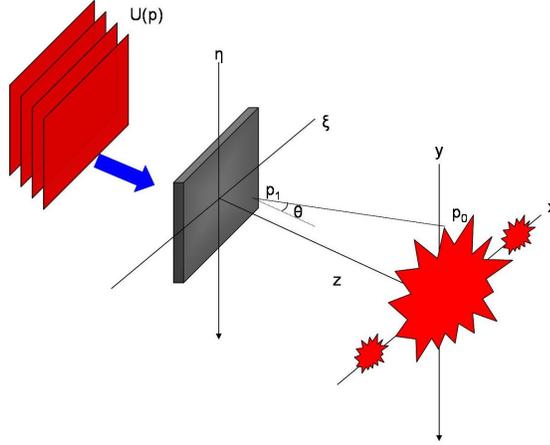


Figura 21: Geometría de difracción. Frente de onda plano incidiendo en una mascarilla de fase en el plano (η, ξ) , patrón de difracción en el plano (x, y) .

El patrón de difracción está contenido en el plano (x, y) y a una distancia z normal al plano (η, ξ) . Por lo tanto, haciendo uso del principio Huygens-Fresnel, la amplitud compleja en el plano (x, y) es (Goodman, 1996)

$$U(P_0) = \frac{1}{j\lambda} \iint_{S_i} U(p_1) \frac{\exp(jk_{01})}{r_{01}} \cos(\Theta) dS, \quad (16)$$

donde S_i indica una integración sobre el plano del elemento óptico, Θ es el ángulo entre el vector normal \hat{n} y el vector $r_{\hat{0}1}$ apuntando de P_0 hacia P_1 y $U(P_1)$ es la amplitud compleja inmediatamente después del elemento óptico. Imponiendo que $U(p_1) = 0$ fuera del elemento óptico, tenemos:

$$U(x, y) = \iint_{\Sigma} h(x, y; \xi, \eta) U(\xi, \eta) d\xi d\eta, \quad (17)$$

donde $h(x, y; \xi, \eta)$ equivale a:

$$h(x, y; \xi, \eta) = \frac{1}{j\lambda} \frac{\exp(jkr_{01})}{r_{01}} \cos(\hat{n}, \hat{r}_{01}). \quad (18)$$

Re-definiendo la función $U(\xi, \eta)$

$$U(\xi, \eta) = \begin{cases} U(\xi, \eta), & \text{si } U(\xi, \eta) \text{ se encuentra en } \Sigma ; \\ 0, & \text{si } (\xi, \eta) \text{ esta fuera de } \Sigma, \end{cases} \quad (19)$$

donde Σ representa el área donde la amplitud compleja en el plano del elemento es diferente de cero, por lo tanto tenemos:

$$U(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} h(x, y; \xi, \eta) U(\xi, \eta) d\xi d\eta. \quad (20)$$

Dado que observaremos cerca del eje óptico, podemos hacer la aproximación $\cos(\hat{n}, \hat{r}_{01}) \approx 1$, donde el error introducido al hacer esta suposición es menor que 5% si el ángulo entre \hat{r}_{01} y \hat{n} es menor a 18 grados (Goodman, 1996). En la aproximación de Fresnel podemos escribir:

$$h(x, y; \xi, \eta) = \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \exp \frac{jk}{2z} [(x - \xi)^2 + (y + \eta)^2]; \quad (21)$$

donde se utilizó el hecho de que:

$$r_{01} = \sqrt{z^2 + (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2} \approx z \left[1 + \frac{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}{z^2} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (22)$$

Para reducir la ecuación a una forma menos complicada de utilizar, podemos escribir la aproximación de Fresnel de la siguiente manera:

$$U(x, y) = \frac{\exp jkz}{j\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) \exp \frac{jk}{2z} [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2] d\xi d\eta, \quad (23)$$

si el término $\exp \frac{jk}{2z} (x^2 + y^2)$ es factorizado fuera de la ecuación, la ecuación (23) queda:

$$U(x, y) = \frac{e^{jkz}}{j\lambda z} e^{j\frac{k}{2z}(x^2+y^2)} \iint_{-\infty}^{\infty} \left\{ U(\xi, \eta) e^{(j\frac{k}{2z}\xi^2 + \eta^2)} \right\} e^{j\frac{2j}{\lambda z}(x\xi + y\eta)} d\xi d\eta. \quad (24)$$

Esto es, la distribución del campo en el plano (x, y) puede ser interpretada como la transformada de Fourier del producto de la amplitud compleja de entrada al sistema $U(\xi, \eta)$ por un término de fase. Usualmente tanto a la forma de la ecuación 23 como a la ecuación 24 se les conoce como la integral de difracción de Fresnel.

Existe otra aproximación al teorema de Huygens-Fresnel que puede ser utilizada con el fin de simplificar los cálculos en una computadora, la condición que se debe satisfacer es la siguiente:

$$z \gg \frac{k(\xi^2 + \eta^2)_{\max}}{2} \quad (25)$$

Lo que implica que el tamaño máximo del elemento difractivo debe ser pequeño comparado con la distancia al plano de observación. Bajo esta condición, el término de fase $\exp(j\frac{k}{2z}\xi^2 + \eta^2)$ tiende a uno, y la ecuación toma la forma:

$$U(x, y) = \frac{e^{jkz}}{j\lambda z} e^{j\frac{k}{2z}(x^2+y^2)} \iint_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) e^{j\frac{2\pi}{\lambda z}(x\xi+y\eta)} d\xi d\eta, \quad (26)$$

donde matemáticamente, la amplitud compleja $U(x, y)$ es la transformada de Fourier de la función de transmitancia del elemento difractivo (excepto por algunos factores multiplicativos que preceden a la integral) con frecuencias espaciales dadas por:

$$f_x = \frac{x}{\lambda z} \quad \text{y} \quad f_y = \frac{y}{\lambda z}. \quad (27)$$

La condición que se debe cumplir para la aproximación de Fraunhofer no siempre es fácil de alcanzar, al menos para frecuencias ópticas (Goodman, 1996), ya que por ejemplo para una longitud de onda $\lambda \approx 0.6 \mu m$ (luz roja) y un elemento difractivo de 2.5 cm de ancho la distancia z al plano de observación debe ser (Goodman, 1996):

$$z \gg 1,600 \text{ metros}. \quad (28)$$

Aunque es posible observar el patrón de difracción a distancias menores que esta distancia, esto se puede lograr, por ejemplo, colocando una lente positiva entre el plano de observación y el EOD.

Si consideramos la geometría mostrada en la Figura 22, el elemento difractivo está localizado a una distancia d en frente de la lente y es iluminado por una onda plana incidente de amplitud A . La transmitancia del elemento difractivo de entrada es representada por T_A .

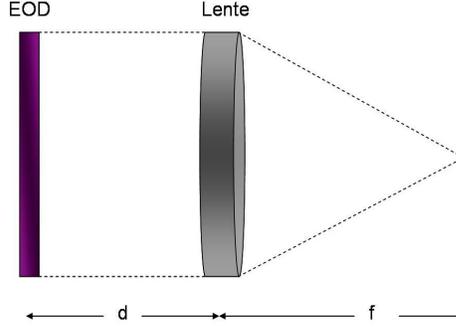


Figura 22: Generación del patrón de difracción de Fresnel utilizando una lente positiva.

Sea $F_o(fx, fy)$ el espectro de Fourier de la luz transmitida por el elemento óptico difractivo y sea $F_l(fx, fy)$ el espectro de Fourier de la luz que incide en la lente; esto es:

$$F_o(fx, fy) = \mathfrak{F}\{AT_A\} \quad F_l(fx, fy) = \mathfrak{F}\{U_l\}. \quad (29)$$

Asumiendo que la aproximación paraxial es válida para la distancia d , tenemos:

$$F_l(fx, fy) = F_o(fx, fy) \exp[-i\pi\lambda d(fx^2 + fy^2)], \quad (30)$$

donde se ha omitido un término de fase constante $\exp(ikd)$ (Goodman, 1996) .

Ignorando por un momento el hecho de que la lente tiene una abertura finita (haciendo la función de pupila $p = 1$) se tiene:

$$U_f(u, v) = \frac{\exp[i\frac{k}{2f}(u^2 + v^2)]}{i\lambda f} F_l\left(\frac{u}{\lambda f}, \frac{v}{\lambda f}\right). \quad (31)$$

Sustituyendo la ecuación 30 en 31 tenemos:

$$U_f(u, v) = \frac{\exp[i\frac{k}{2f}(1 - \frac{d}{f})(u^2 + v^2)]}{i\lambda f} F_o\left(\frac{u}{\lambda f}, \frac{v}{\lambda f}\right). \quad (32)$$

O de manera similar

$$U_f(u, v) = A \frac{\exp[i\frac{k}{2f}(1 - \frac{d}{f})(u^2 + v^2)]}{i\lambda f} \times \iint_{-\infty}^{\infty} t_A(\xi, \eta) \exp[-i\frac{2\pi}{\lambda f}(\xi u + \eta v)] d\xi d\eta. \quad (33)$$

Por lo tanto, excepto por factores multiplicativos de amplitud y fase que preceden a la integral, la amplitud compleja en el plano focal es la transformada de Fourier de la función de transmitancia de amplitud compleja del objeto evaluada en las frecuencias $(u/\lambda f, v/\lambda f)$. Cuando el objeto es colocado en el plano focal frente a la lente, la curvatura de fase desaparece (Goodman, 1996), dejando una relación de transformada de Fourier exacta.

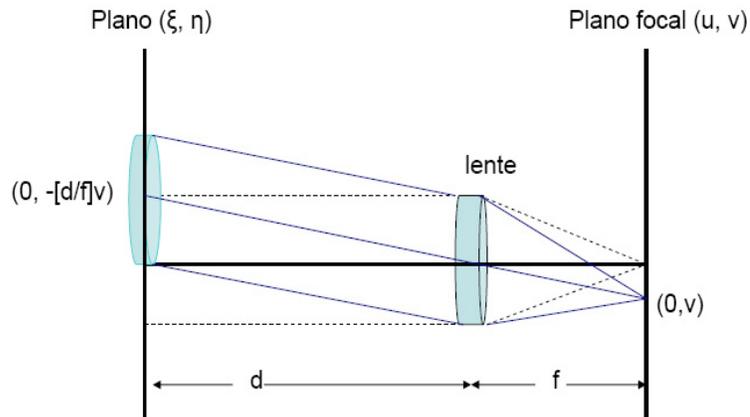


Figura 23: Geometría para el análisis de apertura finita de la lente

La extensión finita de la apertura de la lente puede ser tomada en cuenta proyectando esta apertura hacia atrás sobre el plano del elemento difractivo (Figura 23), centrando la proyección sobre la línea que une el centro de la lente con el punto (u, v) .

El valor de U_f en (u, v) puede ser encontrado de la transformada de Fourier de la porción del objeto contenida dentro de la región “subtendida” por la función de pupila P , centrada en las coordenadas $[\xi = -(d/f)u, \eta = -(d/f)v]$. Por lo tanto:

$$U_f = (u, v) = \frac{A \exp[i\frac{k}{2f}(1 - \frac{d}{f})(u^2 + v^2)]}{i\lambda f} \times \iint_{-\infty}^{\infty} t_A(\xi, \eta) P(\xi + \frac{d}{f}u, \eta + \frac{d}{f}v) \exp[-i\frac{2\pi}{\lambda f}(\xi u + \eta v)] d\xi d\eta \quad (34)$$

Al efecto de limitar el elemento óptico mediante la abertura finita de la lente se le conoce como efecto de viñeta. Este efecto puede ser reducido si el elemento óptico difractivo es mucho más pequeño que la lente, o si el elemento difractivo se encuentra cerca de la lente (Goodman, 1996).

IV.3 Método de fabricación propuesto

La película fotográfica antes de ser expuesta consiste en una gelatina en la que están suspendidos haluros de plata que son sensibles a la luz. Esta gelatina está depositada sobre un acetato que le sirve como substrato (Figura 24a).

El método de fabricación propuesto en este trabajo de tesis consiste en grabar el patrón de fase (Figura 24b), previamente diseñado numéricamente, en un negativo fotográfico blanco y negro para después someterlo a un proceso de blanqueado. Para grabar dicho negativo se utilizó una impresora de negativos Montage FR2 (apéndice B). Este dispositivo permite exponer el negativo fotográfico a una pantalla de alta definición donde se despliega una imagen con el patrón de fase, generalmente se despliega en escala de grises. Mediante un programa computacional es posible variar los parámetros de la imagen como son: contraste, brillo, luminosidad, etc.

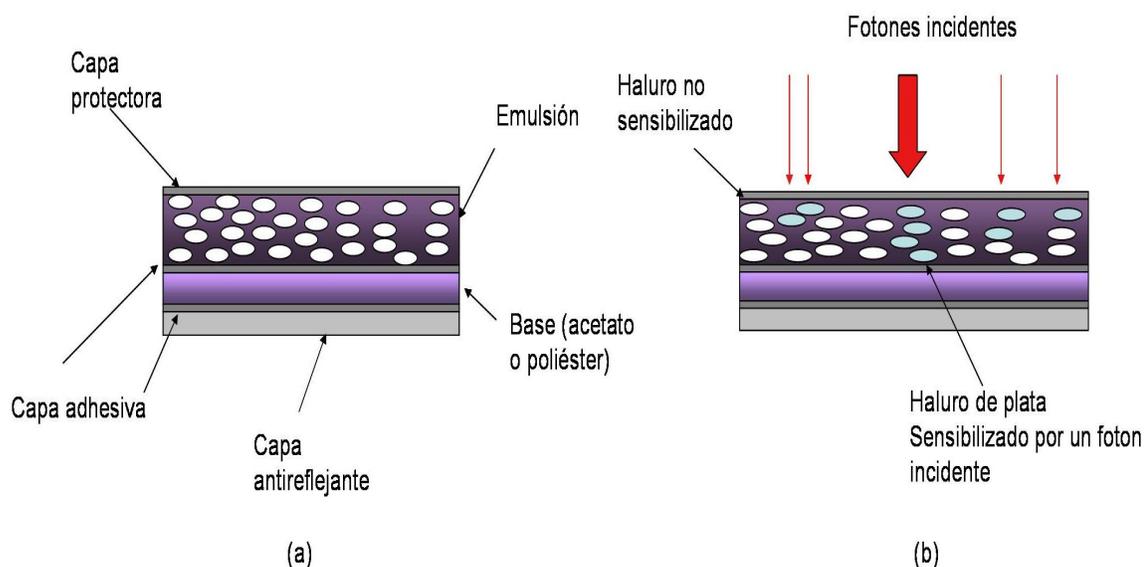


Figura 24: (a) Estructura de la película fotográfica (b) Película fotográfica al momento de ser expuesta.

Una vez que el negativo ha sido expuesto, se le somete a un proceso químico conocido como revelado para convertir en plata metálica los haluros de plata que fueron afectados por los fotones incidentes (Figura 25a). Después los haluros que no fueron afectados son removidos, mientras la plata es fijada usando otra solución química conocida como rapid fixer sol A (Figura 25b). En este punto del proceso, el negativo es considerado un modulador espacial de amplitud, esto debido principalmente a la absorción causada por la presencia de plata metálica en el negativo (Goodman, 1996). Por lo que es necesario someterlo a un proceso de blanqueado (apéndice A).

El proceso de blanqueado consiste en convertir los granos de plata metálica producidos durante el revelado de la película en haluros de plata. El proceso de blanqueado utilizado en la tesis es el método de re-halogenado convencional, debido a que el blanqueado se realiza después de que el negativo a sido previamente fijado.

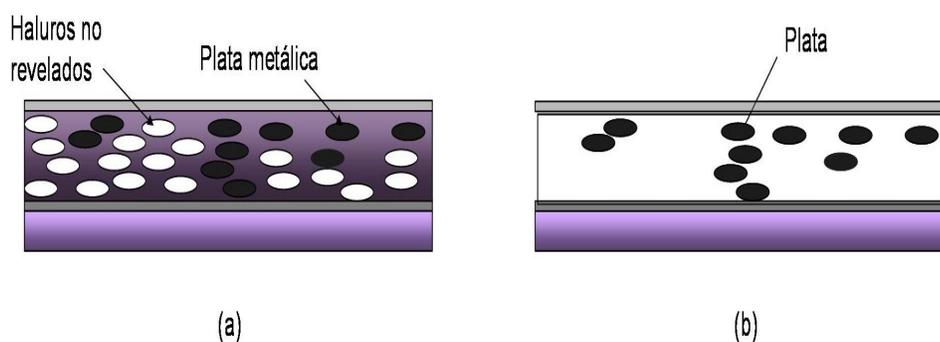


Figura 25: Película fotográfica después de la exposición a la luz. (a) Formación de plata metálica mediante el revelado de los haluros de plata expuestos. (b) Película fotográfica después del proceso de fijado.

Como resultado del blanqueado, en el negativo quedan diferencias de densidad de haluros de plata. Es mediante estas variaciones de densidad que se logra modular el camino óptico que recorre el frente de onda incidente, dando como resultado el poder controlar la fase que se introduce al frente de onda.

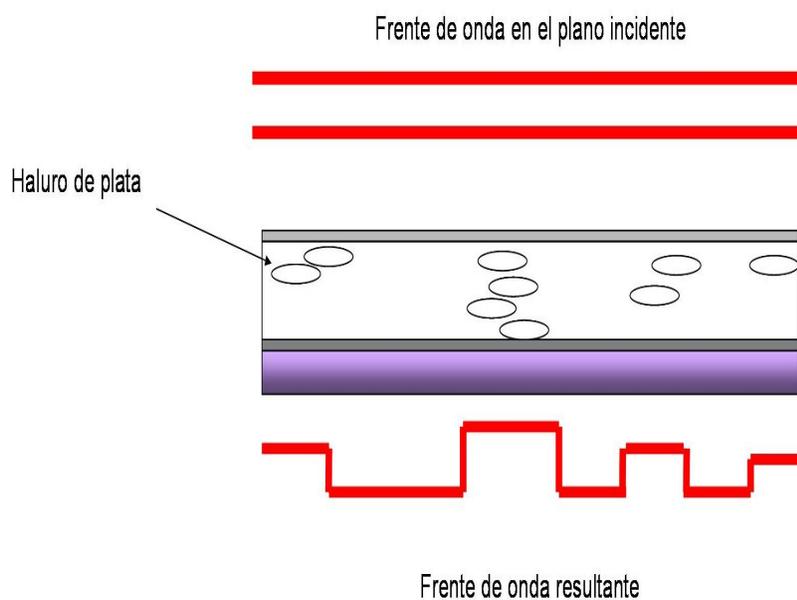


Figura 26: Elemento óptico difractivo modulando el frente de onda.

Al término del proceso químico, el negativo fotográfico sufre una reducción en su tamaño físico, por lo cual Kim (1994) sugiere someterlo a un baño de alcohol etílico y posteriormente a un baño de alcohol isopropílico para recuperar su tamaño original (Kim, 1994).

Como ya se mencionó, una de las principales ventajas de este tipo de elementos es su bajo costo de fabricación, y el fácil acceso al material necesario para elaborarlos. Dentro de las desventajas se encuentra el tiempo necesario para elaborarlos, aproximadamente 40 minutos de proceso químico. Además poseen una eficiencia de difracción baja, esto debido a que no se logra alcanzar un cambio máximo de fase de 2π .

IV.3.1 Caracterización de la película fotográfica

Para generar los elementos ópticos difractivos en película fotográfica es necesario conocer la respuesta de la emulsión fotográfica a la variación de los diferentes parámetros en el proceso de grabado.

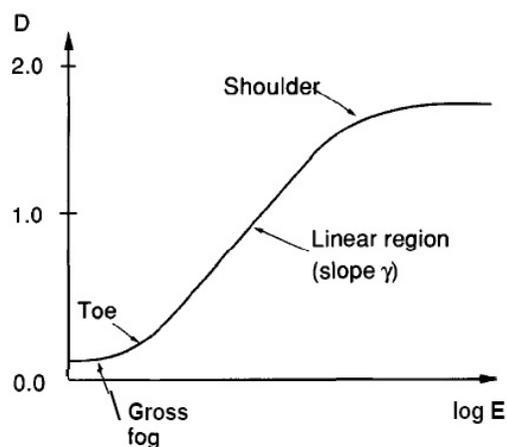


Figura 27: Curva Hurter - Driffield típica para una emulsión fotográfica.

Una herramienta importante que describe el comportamiento de la emulsión es la curva publicada en 1880 por F. Hurter y V. C. Driffield conocida como curva H & D mostrada en la Figura 27. En esta gráfica se muestran los cambios de densidad (D) contra la variación de la exposición (E) de la emulsión, donde E se define como la energía que incide en la emulsión fotográfica por unidad de área durante el tiempo de exposición T .

Como ya se mencionó anteriormente (IV.3), el cambio de fase introducido por el elemento es modulado mediante la variación de 255 tonos de gris. Con el fin de grabar la película en la zona lineal de la curva H & D se diseñó el experimento mostrado en la Figura 28. Un láser se hace incidir sobre un negativo fotográfico donde se grabó la imagen. Esta imagen se codificó con tonos de gris desde el 1 hasta el 255 en pasos de 10. Variando el parámetro de luminosidad (L) desde -100 hasta 100 en pasos de 20.

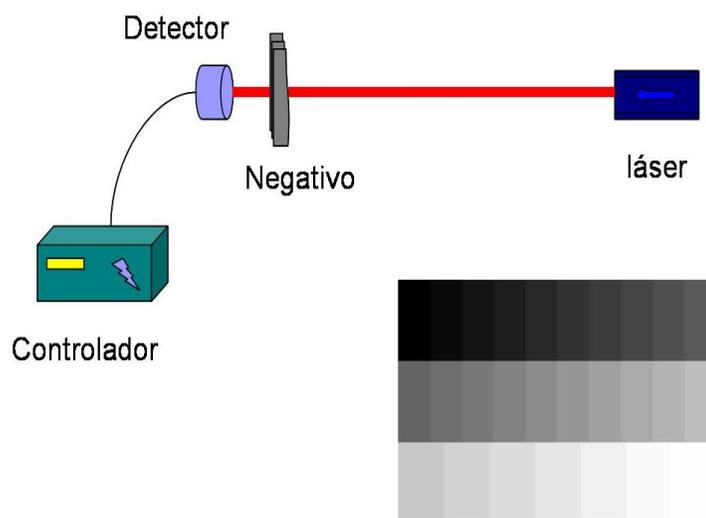


Figura 28: Arreglo experimental utilizado en el experimento de caracterización en amplitud de la película fotográfica. También se muestra la mascarilla en tonos de gris grabada en la película.

Una vez revelado el negativo se le hizo incidir un haz con perfil de intensidad gaussiano y se midió la potencia transmitida a través del elemento. El primer experimento se realizó con película fotográfica Kodak Technical Pan. Los resultados obtenidos se muestran en la Figura 29. Como se puede observar, conforme se varía el parámetro de luminosidad la curva tiende a manifestar un comportamiento más lineal, teniendo la mejor aproximación para una luminosidad de -60 .

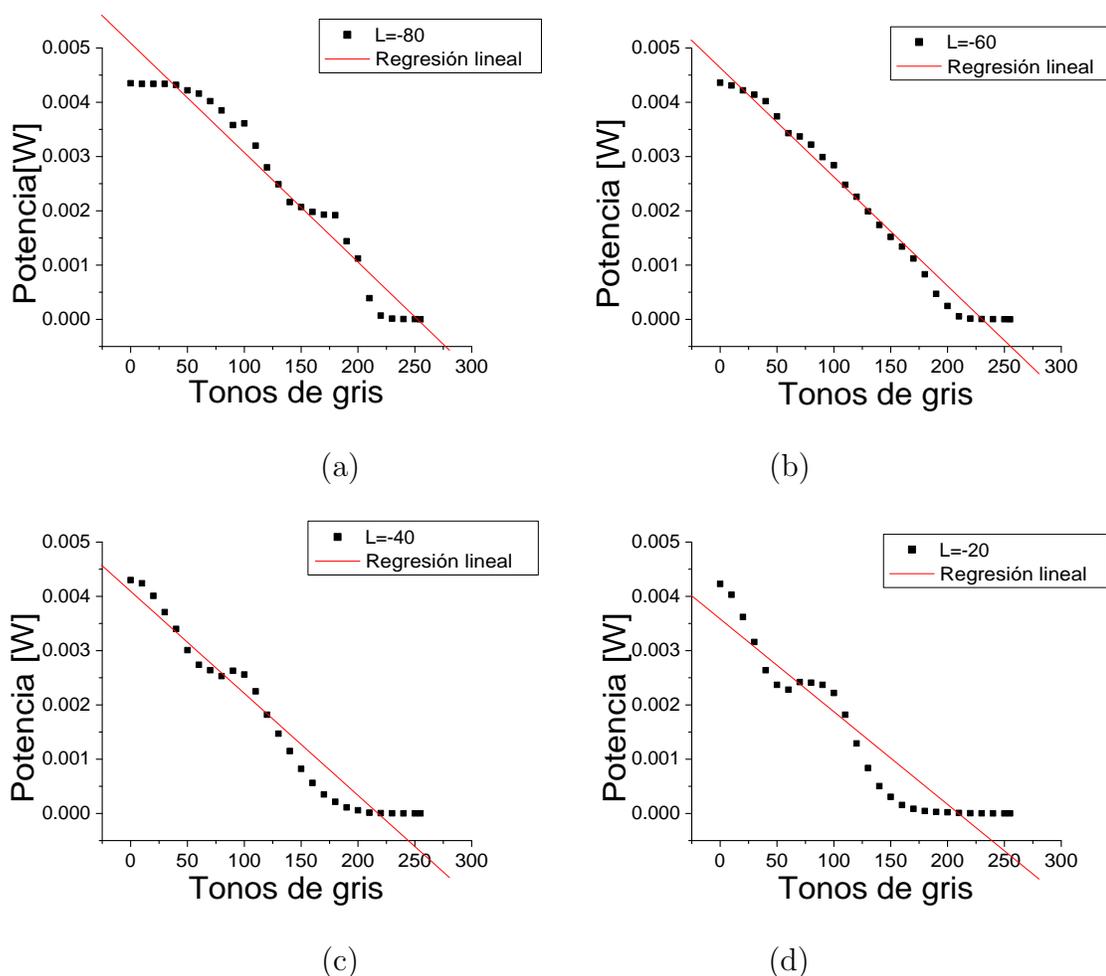


Figura 29: Resultados experimentales de película fotográfica Technical Pan para diferentes valores de luminosidad . (a) $L = -80$ (b) $L = -60$ (c) $L = -40$ (d) $L = -20$

Los resultados demuestran que para una luminosidad -60 el utilizar el rango de gris que va desde 10 hasta 210 garantiza el grabar el negativo en la parte lineal de la curva de respuesta de la emulsión, para que cada incremento en un tono de gris en la imagen grabada en la película equivalga al mismo incremento de densidad en la película fotográfica después de ser blanqueada.

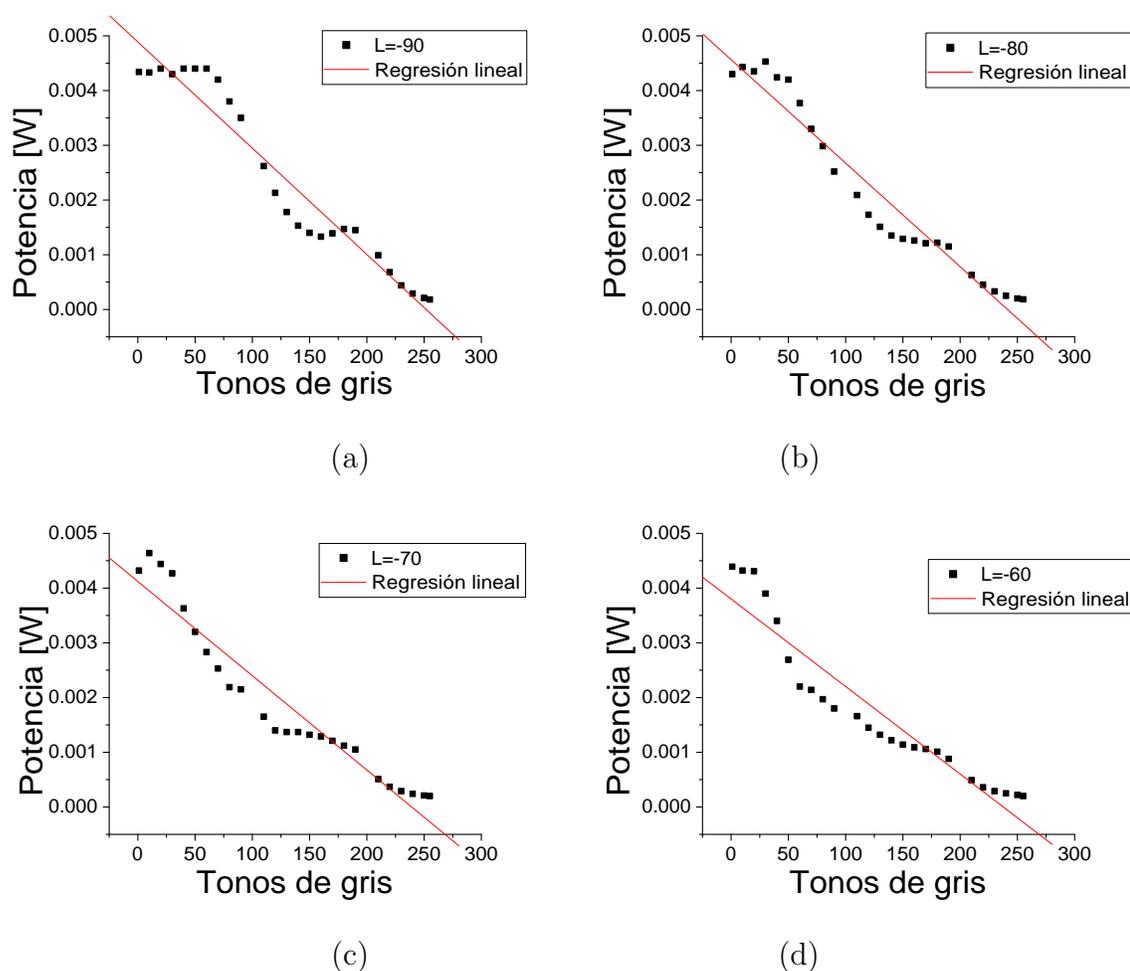


Figura 30: Resultados experimentales de película fotográfica T-max 100 para diferentes valores de luminosidad. (a) $L = -90$. (b) $L = -80$. (c) $L = -70$. (d) $L = -60$.

Buscando encontrar una respuesta más satisfactoria se realizó el mismo experimento para la película Kodak T-max 100. Los resultados son presentados en la Figura 30. Experimentalmente para ningún valor de luminosidad se obtuvo un comportamiento lineal, por lo que se decidió sólo seguir caracterizando la película Technical Pan con un valor de luminosidad de $L = -60$.

El siguiente experimento que se realizó fue medir el cambio de fase que introduce la película fotográfica blanqueada, esto es, como elemento difractivo de fase. Para esto se utilizó un interferómetro tipo Mach-Zehnder como el que se muestra en la Figura 31.

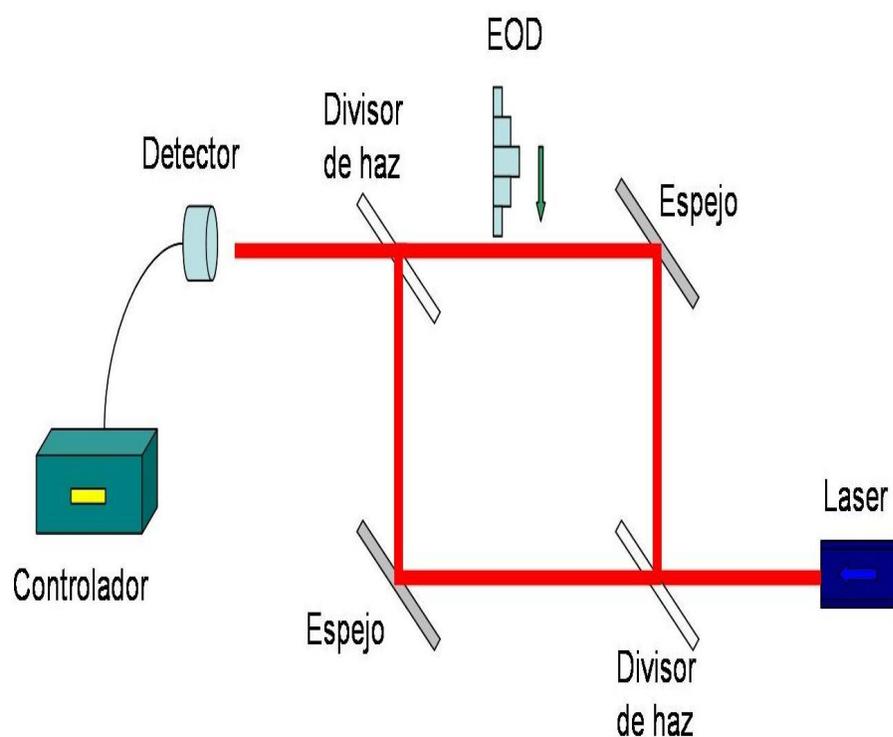


Figura 31: Interferómetro tipo Mach-Zehnder instrumentado para medir los cambios de fase introducidos por el EOD.

Este tipo de interferómetro permite medir la diferencia de camino óptico entre el haz de referencia y el haz objeto. El experimento se realizó alterando el camino óptico del haz objeto con distintos elementos difractivos correspondientes a los 255 tonos de gris utilizados, esto con el fin de medir la contribución de cada tono de gris al incremento en el camino óptico. Los resultados muestran que para el tono 250 se alcanza un cambio en el camino óptico de aproximadamente 2π .

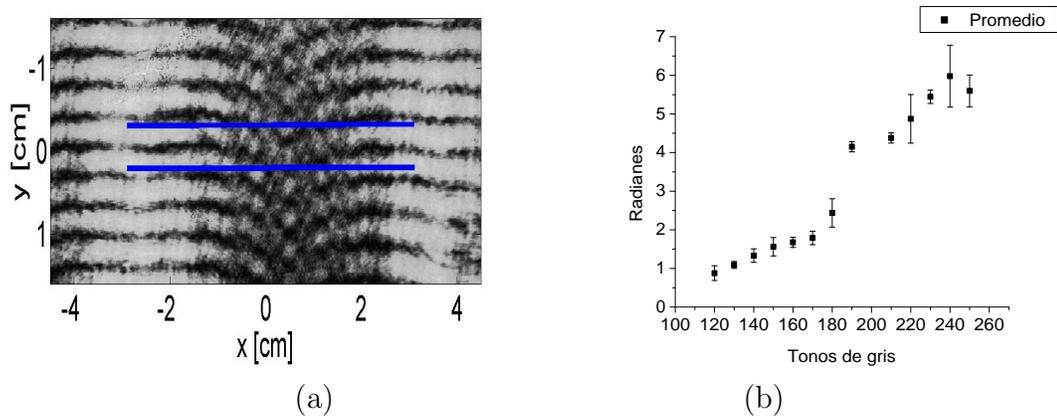


Figura 32: (a) interferograma del tono de gris 250. (b) Cambio de fase equivalente a los tonos de gris de la imagen grabada en el negativo.

En el experimento realizado, sólo se detectaron cambios de fase a partir del tono 120, aunque la película muestra cambios de amplitud de manera lineal desde el tono 10. Sin embargo, los cambios de fase son muy pequeños y no fue posible medirlos con el interferómetro propuesto. La Figura 32b muestra los resultados medidos con el interferómetro.

IV.3.2 Resultados experimentales en la fabricación de haces tipo Bessel

Utilizando las aproximaciones de Fresnel y de Fraunhofer se realizaron algoritmos de programación para simular la distribución de fase para las mascarillas de fase fabricadas. Mediante estos programas podemos obtener la distribución de fase que introduce un axicón, y así simular un elemento óptico difractivo en película fotográfica que introduzca la fase a un frente de onda incidente. Para el caso de un axicón la expresión matemática que describe la función de transmitancia es la siguiente (Bin y Zhu, 1998)

$$t(r) = \begin{cases} \exp[-jk(n-1)r\Theta], & \text{para } r < D/2; \\ 0, & \text{para } r \geq D/2, \end{cases} \quad (35)$$

donde $r = (x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}}$ es la coordenada radial, n es el índice de refracción del axicón, D es el diámetro del axicón y Θ es el ángulo formado por la superficie cónica con respecto a la superficie plana.

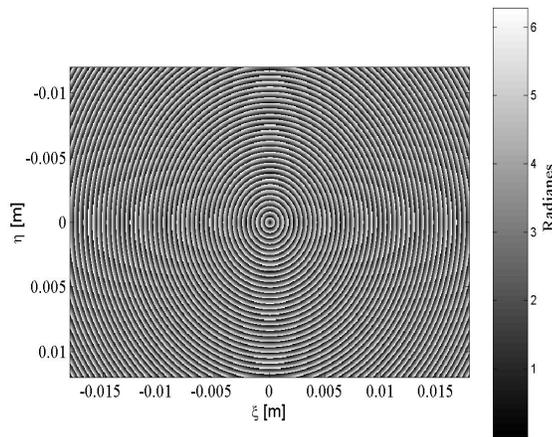


Figura 33: Distribución de variaciones de fase necesarias para generar un haz Bessel de orden cero producido por un axicón con un ángulo de 0.23 grados.

En la Figura 33 se muestra la fase que introduce el axicón al frente de onda que incide sobre el elemento óptico difractivo. Mediante la aproximación de Fresnel y el uso de algoritmos de programación observamos en la Figura 34 una comparación del resultado de la simulación teórica (34a) y el patrón de difracción obtenido utilizando un EOD en el laboratorio (34b). Como se muestra en esta comparación, el haz Bessel de orden cero generado mediante el elemento óptico difractivo es muy parecido al obtenido en la simulación numérica.

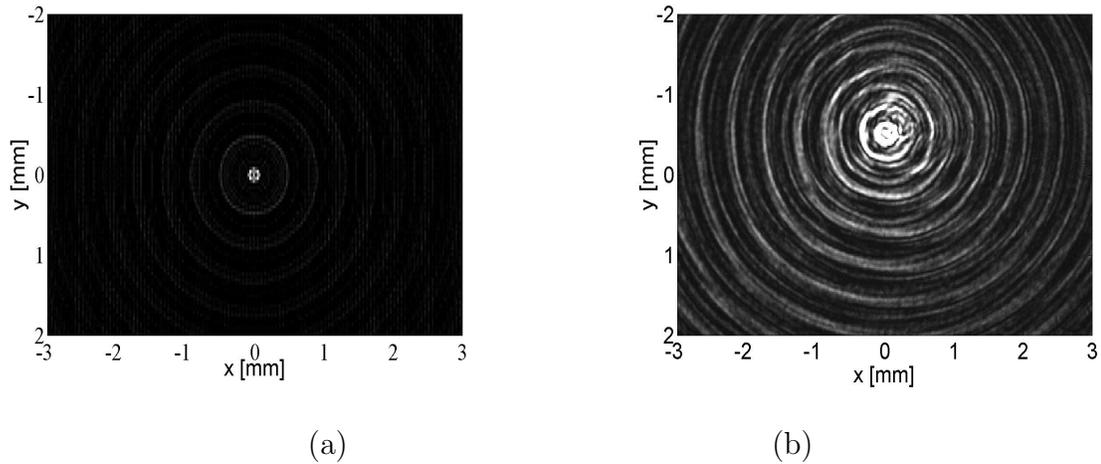


Figura 34: (a) Simulación del patrón de difracción de Fresnel de un haz tipo Bessel de orden $n = 0$ visto a 1.5cm del EOD. (b) Patrón de difracción obtenido en el laboratorio a 1.5cm de el EOD diseñado para generar un haz Bessel de orden $n = 0$.

Como ya se ha mencionado antes, el axicón produce una distribución de intensidad invariante en el eje de propagación, por lo cual se tomó una serie de fotos a diferentes distancias de propagación para demostrar que los haces fabricados con los elementos difractivos fabricados en película fotográfica mantienen esta propiedad.

En la Figura 35 se puede observar que el haz se mantiene sin sufrir efectos severos de difracción una distancia de 1.40m aproximadamente.

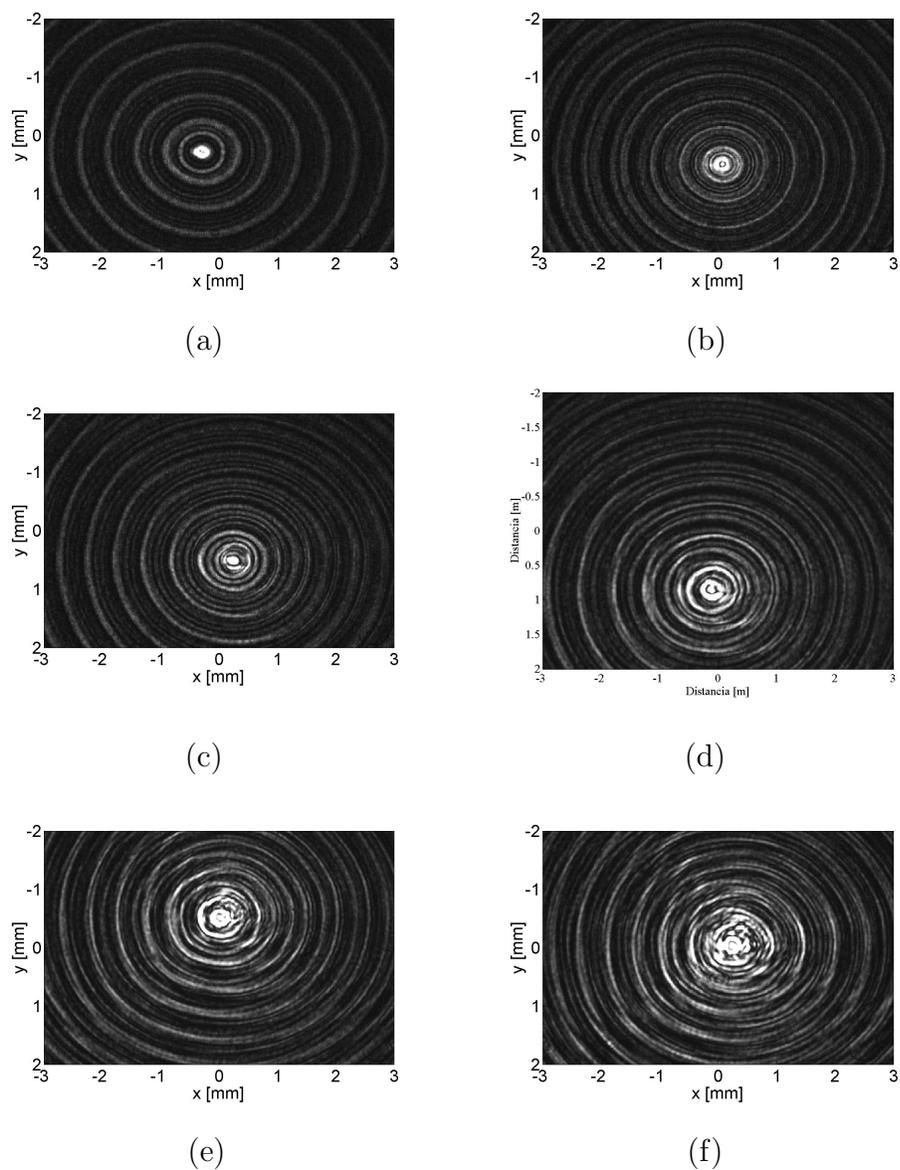


Figura 35: Fotografías del perfil de intensidad de un haz Bessel de orden $n = 0$ con un ángulo de $\Theta = 0.29$ grados a diferentes distancias. (a)40cm (b)60cm (c)80cm (d)1.25m (e)1.5m (f)2.0m.

Otro haz que también es posible fabricar utilizando esta técnica es el Bessel de orden superior ($n \geq 1$). En la Figura 36 se muestra la fase que es necesario introducir para obtener un perfil de intensidad Bessel de orden $n = 60$.

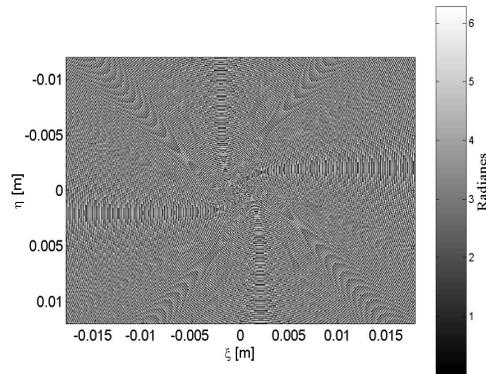


Figura 36: Fase necesaria para generar un haz tipo Bessel de orden $n = 60$

Nuevamente, utilizando la aproximación de Fresnel, se realiza una comparación entre el patrón de difracción calculado numéricamente y el obtenido en el laboratorio. La Figura 37 muestra que la técnica utilizada para la generación de haces tipo Bessel de orden superior, en este caso $n = 60$ sigue siendo adecuada.

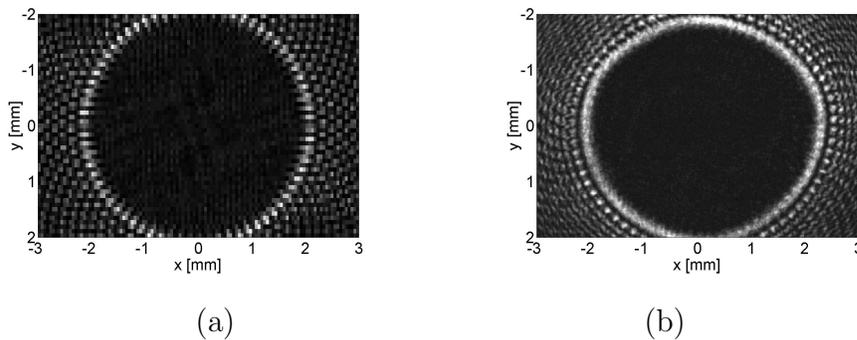


Figura 37: (a) Patrón de difracción calculado para un haz Bessel de orden $n = 60$. (b) Patrón de intensidad obtenido en el laboratorio de un EOD que genera un haz Bessel de orden $n = 60$.

Al igual que el haz Bessel de orden cero, el haz Bessel de orden setenta mantiene la propiedad de no difractarse, como se muestra en la Figura 38 donde se presentan fotografías del haz a diferentes distancias de propagación.

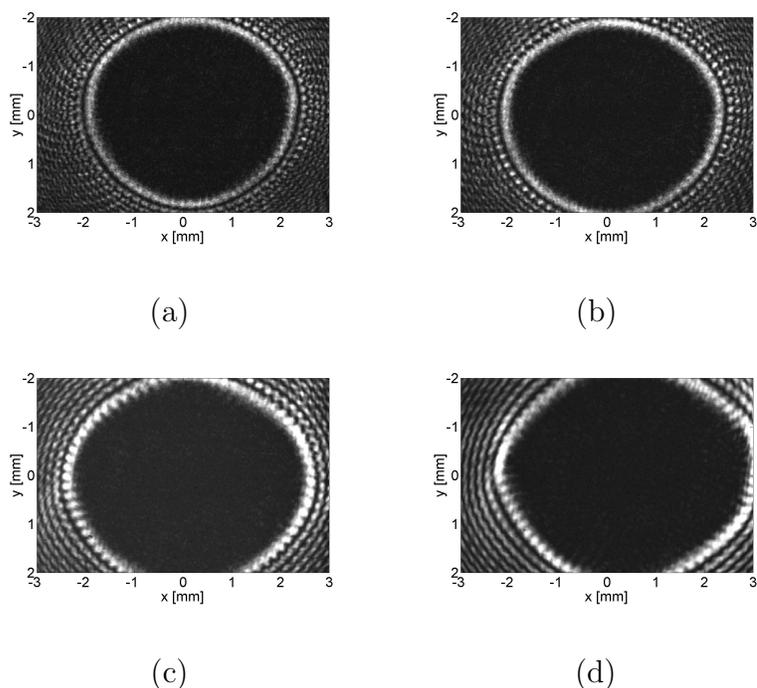


Figura 38: Fotografía de la distribución de intensidad de un haz Bessel de orden $n = 60$ con un ángulo de 0.29 grados a diferentes distancias. (a) 80cm (b) 1.0m (c) 1.5m (d) 2.0m .

Como se aprecia en la Figura 38 el haz si mantiene sus propiedades adifraccionales a lo largo de una distancia aproximada de setenta centímetros. Para distancias de propagación mayores, los efectos de difracción empiezan a deformar el haz, perdiendo este su simetría.

Capítulo V

Metodología experimental y resultados

En este capítulo se describen los arreglos experimentales y la técnica implementada para la medición de la fuerza de confinamiento de las pinzas ópticas. También se presentan en este capítulo los resultados obtenidos.

V.1 Técnica de medición de fuerza de asimiento

Para este trabajo de tesis es necesario conocer con que magnitud se puede confinar una partícula para haces con características conocidas (longitud de onda, potencia óptica, perfil de intensidad). Para conocer dicha magnitud se utilizó la técnica descrita por Sato (1990) que estima la fuerza de confinamiento mediante el uso de la ley de Stokes (Sato *et al.*, 1990).

Con base en esta ley se puede describir la fuerza necesaria para remover una microesfera de la trampa óptica. Dado que la ley de Stokes es aplicable a partículas esféricas, la fuerza que actúa sobre la partícula puede ser obtenida mediante la siguiente expresión (D'Helon *et al.*, 1994):

$$F_d = 6\pi\eta r v, \quad (36)$$

donde F_d es la fuerza de arrastre que actúa en la esfera, η es la viscosidad del medio, r es el radio de la esfera y v es la velocidad de escape.

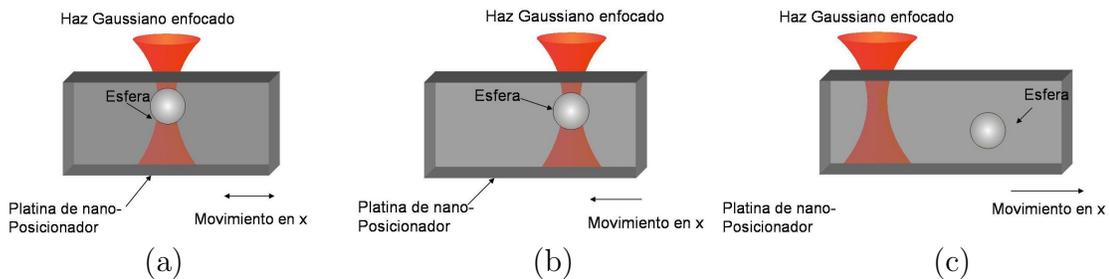


Figura 39: Secuencia utilizada para medir fuerzas de asimiento en una partícula. (a) La partícula es confinada utilizando un haz gaussiano o Bessel (b) La platina del nano-posicionador se desplaza a una velocidad constante v ; esta será la velocidad del fluido donde está suspendida la partícula. (c) Se incrementa la velocidad de fluido hasta que la fuerza de arrastre es suficiente para desprender a la partícula de la región focal donde estaba confinada. Conociendo la velocidad de escape, es posible conocer la fuerza de asimiento utilizando la ecuación 36.

Mediante el uso de un nano-posicionador controlado por un generador de señales es posible conocer de manera indirecta la velocidad de escape. El nano-posicionador oscila senoidalmente a la frecuencia (f) del generador de señales desplazándose una distancia aproximada de $d = 16\mu m$. Haciendo la consideración de que la velocidad con que se desplaza la platina es constante, esto es, aceleración cero, podemos calcular la velocidad de escape (v) en función de la frecuencia de oscilación de la platina, que está dada por:

$$v = 2df, \quad (37)$$

donde el factor de 2 surge de tomar en cuenta sólo la parte de la oscilación donde la velocidad se considera constante, como se muestra en la Figura 40. La técnica para medir la fuerza de asimiento se muestra en la secuencia de la Figura 39.

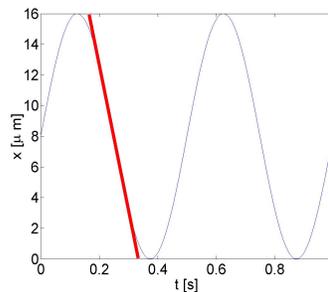


Figura 40: Gráfica de desplazamiento de la platina con respecto al tiempo para una frecuencia de 2Hz y un voltaje 6vpp.

Como primer paso se confina una partícula y se asegura que esté aislada, es decir, que no se encuentren partículas cerca de ella. El siguiente paso es asegurarse de que la partícula no esté cerca ni del cubreobjetos ni del portaobjetos como se muestra en la Figura 41. Después se incrementa la frecuencia a la que oscila la platina, hasta que la esfera se desprende del haz enfocado (Figura 39c). En ese momento decimos que la

fuerza de arrastre (F_d) del fluido es igual a la fuerza de confinamiento (F_c) de las pinzas ópticas. Este experimento se realiza 5 veces y después se aumenta la potencia del láser al siguiente valor predeterminado.

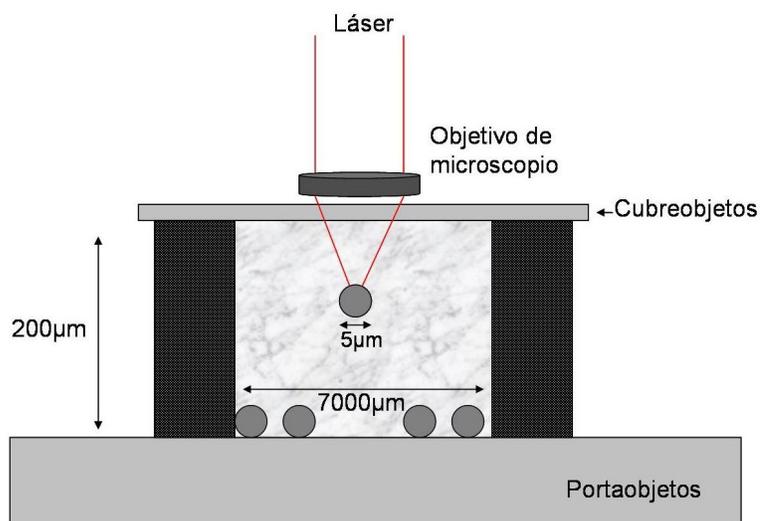


Figura 41: Posición de una esfera al momento de realizarse el experimento de medición de fuerza de confinamiento.

V.2 Descripción del arreglo experimental

Como se mencionó en el capítulo I, el diseño de pinzas ópticas es dependiente de las necesidades del experimento. En este trabajo se propone una comparación entre diferentes perfiles de intensidad y en principio, el arreglo utilizado es el mismo, la única diferencia es que para el experimento con un haz Bessel de orden cero, se introdujo un axicón en el sistema.

V.2.1 Haz gaussiano

El arreglo utilizado en el experimento con el haz gaussiano se muestra en la Figura 42. La característica principal de este diseño óptico es que permite hacer mediciones de fuerza de confinamiento óptico. La fuente de luz utilizada en este diseño es un láser de diodo de la compañía Blue Sky Research modelo PS0260 – 00 circuláser con una longitud de onda $\lambda = 780nm$ que incluye corrección asimétrica, según los datos proporcionados por el fabricante.

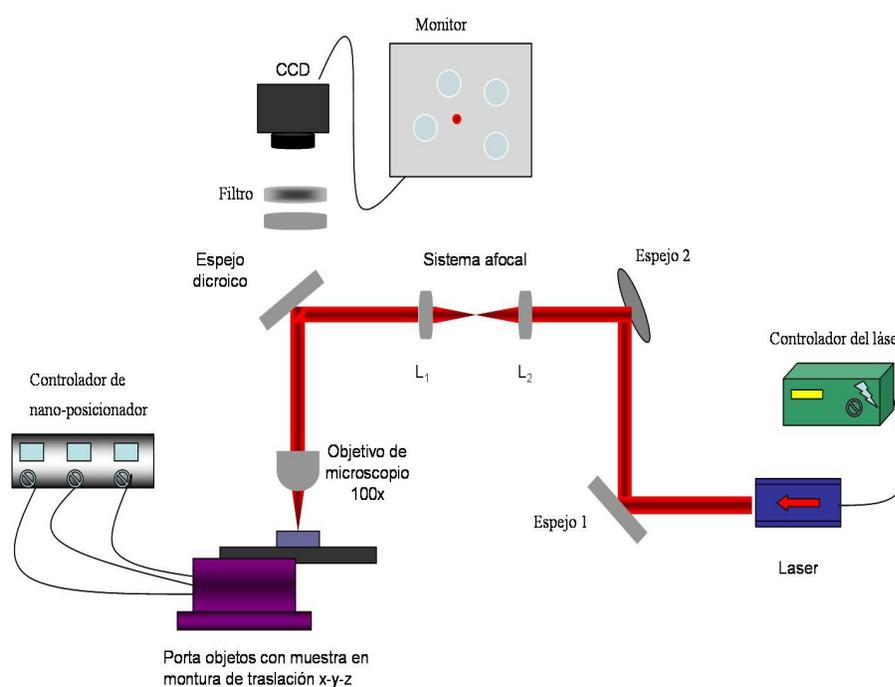


Figura 42: Arreglo óptico utilizado en el confinamiento de micro-esferas con perfil de intensidad gaussiano.

La luz emitida por el láser es guiada por un espejo metálico de la marca Thorlabs a donde un espejo montado en una base tipo “gimbal” introduce el haz a un sistema afocal. El sistema afocal, como ya se mencionó con anterioridad, es un sistema que permite mover el haz enfocado en el plano del espécimen sin alterar el perfil de distribución de

intensidad, ya que el sistema está diseñado de manera que el plano antes del objetivo de microscopio sea un plano conjugado con el espejo montado en la base tipo “gimbal”. Esta base permite cambiar ligeramente la dirección de propagación antes del objetivo de microscopio, dando como resultado un cambio en la posición x-y del haz enfocado pero sin tener efectos de viñeta. Dicho sistema afocal está compuesto por dos lentes biconvexas L_1 y L_2 Thorlabs LB1904 idénticas, con diámetro de $25.44mm$ y con una distancia focal de $f = 125mm$.

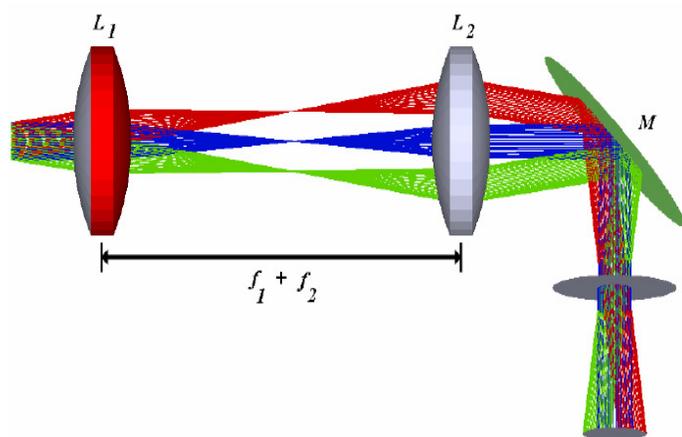


Figura 43: Corrección de la desviación por el sistema afocal introducida por el espejo.

Posteriormente, el haz es guiado mediante un espejo dicroico a la entrada del objetivo de microscopio. El espejo dicroico es de la marca Edmund, y su curva de reflectancia se muestra en la Figura 44. El objetivo de microscopio utilizado en el sistema tiene dos funciones, la primera es enfocar el haz en el plano del espécimen para dar lugar al confinamiento y la segunda es la de servir como parte del sistema de visión. El objetivo utilizado es de la compañía Edmund Scientific con una potencia de $100X$ y una abertura numérica 1.25, mediante el uso de aceite de inmersión.

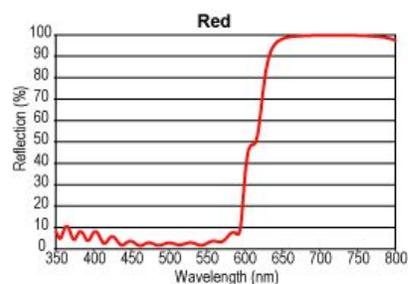


Figura 44: Curva de reflectancia del espejo dicróico.

La platina está montada en un bloque nano-posicionador que se desplaza mediante un sistema de piezoeléctricos de la compañía Melles Griot; el controlador es alimentado con un generador de señales de la marca Agilent que envía una señal senoidal de control de 6 volts pico a pico (vpp).

El experimento se observa a través de una cámara CCD Pulnix TM-7CN y una lente L_3 con una distancia focal $f = 75\text{mm}$ y un diámetro de 25.4mm . La muestra es iluminada usando un condensador de microscopio Baush & Lomb KHS 403746. Además, el sistema cuenta con un filtro rechazo de banda a la longitud de onda emitida por el diodo láser. Una imagen típica de una partícula confinada por un haz gaussiano se muestra en la Figura 45.

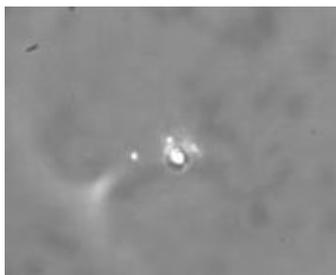


Figura 45: Partícula de $3\mu\text{m}$ de diámetro confinada por un haz gaussiano.

La potencia máxima medida a la salida del láser alcanzó los $47mW$ como se muestra en la Figura 46a. Sin embargo, debido a pérdidas en el espejo dielectrico y principalmente en el objetivo de microscopio, la potencia máxima registrada en el plano imagen del objetivo fue de $11.3mW$ como se aprecia en la Figura 46b.

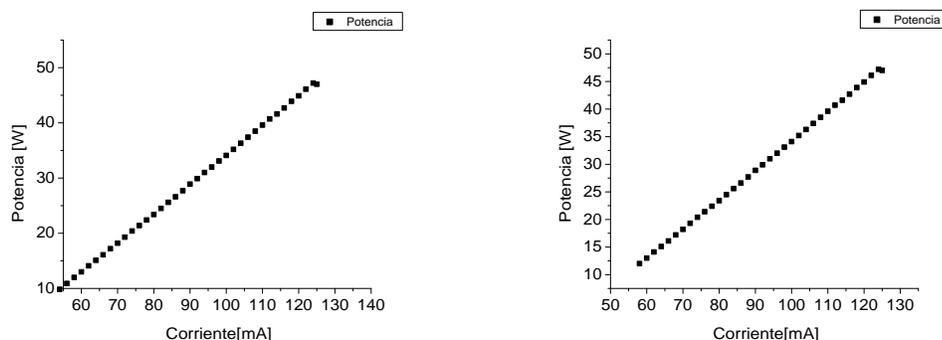


Figura 46: (a) Curva de potencia del laser de $780nm$. (b) Curva de potencia registrada en el plano del espécimen.

Utilizando la técnica de medición de asimiento mencionada en la sección V.1, se realizaron experimentos con micro-esferas de la marca Duke Scientific Corporation con diámetros de 1, 2, 3, 5 y $10\mu m$. El experimento se realizó 5 veces para cada diámetro de partícula en un rango de 5 a $11mW$ de potencia. Los resultados obtenidos de todas las muestras y diámetros se presentan en el apéndice C.1.

En la Figura 47 se muestran las fuerzas promedio obtenidas para los diferentes diámetros de esferas. Se observa que para esferas de $10\mu m$ de diámetro la mayor fuerza de confinamiento promedio que se obtuvo fue de $F_c = 13.53pN$; mientras que para esferas de $1\mu m$ la mayor fuerza promedio fue de $F_c = 0.81pN$. La fuerza de asimiento máxima detectada en este experimento fue de $14.53pN$ para una esfera de $10\mu m$ a una potencia de $11.3mW$. De la misma forma, para esferas de 5, 3, 2, $1\mu m$ de diámetro la fuerza máxima registrada para una potencia de $11.3mW$ fue de 7.77, 3.63, 2.22, $0.83pN$

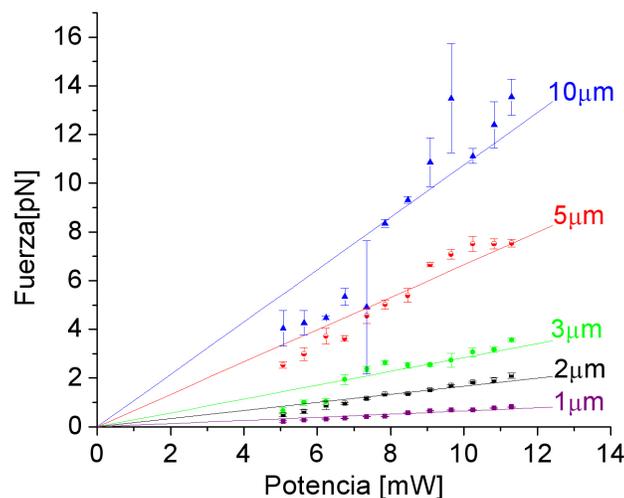


Figura 47: Resultados experimentales de la medición de fuerza de confinamiento obtenidos con un haz gaussiano enfocado para diferentes diámetros de partícula.

respectivamente. Por otra parte, la mayor fuerza de confinamiento registrada para una potencia mínima fue de 4.96, 2.67, 0.79, 0.62, 0.22 pN para esferas de 10, 5, 3, 2, 1 μm respectivamente. La importancia de conocer la fuerza máxima de confinamiento con la potencia mínima radica en la posibilidad de confinar microorganismos, por ejemplo microalgas, con una fuerza suficiente pero a la menor potencia posible para evitar daños a los microorganismos.

En los experimentos con esferas de 10 μm se registró mayor desviación estándar en las mediciones. Una de las causas de esto es que la técnica utilizada para medir la velocidad relativa de las esferas V.1 está limitada a esferas de tamaño significativamente menor a la magnitud del desplazamiento de la platina que es aproximadamente de 16 μm . Una manera de reducir la desviación estándar sería reemplazar la platina por otra que pueda lograr un mayor desplazamiento, siendo la razón entre el diámetro de la esfera y la longitud de desplazamiento de por lo menos 0.31.

V.2.2 Haz Bessel de orden cero

Para el experimento con el haz tipo Bessel se realizaron dos cambios en el diseño de pinzas ópticas usado para el experimento con el haz gaussiano. Se cambió el láser de $\lambda = 780nm$ a $50mW$ por un láser de la misma marca y modelo pero de $\lambda = 808nm$ y con $150mW$ de potencia, esto con el fin de compensar las pérdidas por el axicón y por el objetivo de microscopio.

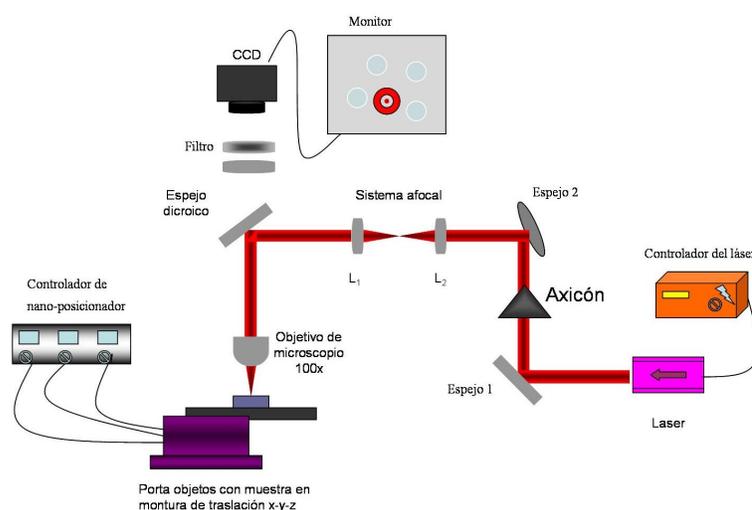


Figura 48: Arreglo de pinzas ópticas utilizado en la medición de fuerzas con un haz Bessel de orden cero.

La segunda modificación fue introducir un axicón con el fin de generar un haz Bessel de orden cero de manera eficiente en la región del espécimen. El axicón se colocó entre el espejo 1 y el espejo 2 como se muestra en la Figura 48.

En la Figura 49a se muestra una fotografía del haz Bessel de orden cero que se introdujo en el objetivo de microscopio. Se ha estimado que el centro del haz contiene aproximadamente el 7.67% de la potencia del haz. El primer anillo contiene el 12% de la potencia y el resto de la potencia se encuentra distribuido en los anillos secundarios.

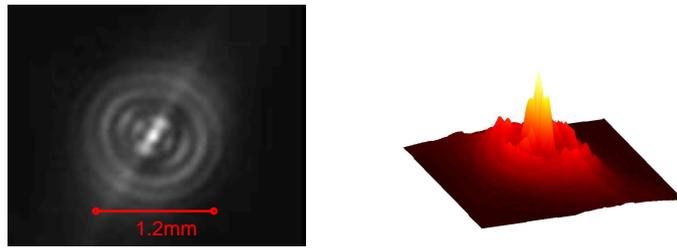


Figura 49: Haz Bessel de orden cero generado por un axicón de una pulgada de diámetro con un ángulo de 1° (a) Perfil de intensidad (b) Figura en tres dimensiones que muestra la distribución de potencia

Usando la técnica propuesta en la sección V.1 se realizaron experimentos para esferas de 2, 3, 5 y $10\mu m$ de diámetro. Los resultados de todos los experimentos de la medición de fuerza de confinamiento se muestran en el apéndice C.2. En la Figura 50 se muestra la fuerza promedio obtenida en los experimentos con un haz Bessel generado por un axicón.

En la Figura 50 se observa que para esferas de $10\mu m$ de diámetro la mayor fuerza de confinamiento promedio que se obtuvo fue de $F_c = 13.99pN$; mientras que para la esfera de $2\mu m$ la mayor fuerza promedio fue de $F_c = 1.95pN$. La fuerza de asimiento máxima detectada en este experimento fue de $15.92pN$ para una esfera de $10\mu m$ a una potencia de $11.3mW$. De la misma forma, para esferas de 5, 3, $2\mu m$ de diámetro la máxima fuerza registrada para una potencia de $11.3mW$ fue de 9.11, 4.03, $2.04pN$, respectivamente.

De la misma manera que en el experimento con el haz gaussiano, se registró mayor desviación estándar para las esferas de $10\mu m$ de diámetro que para las esferas de diámetros menores, esto como ya se menciono, debido al desplazamiento limitado de la platina.

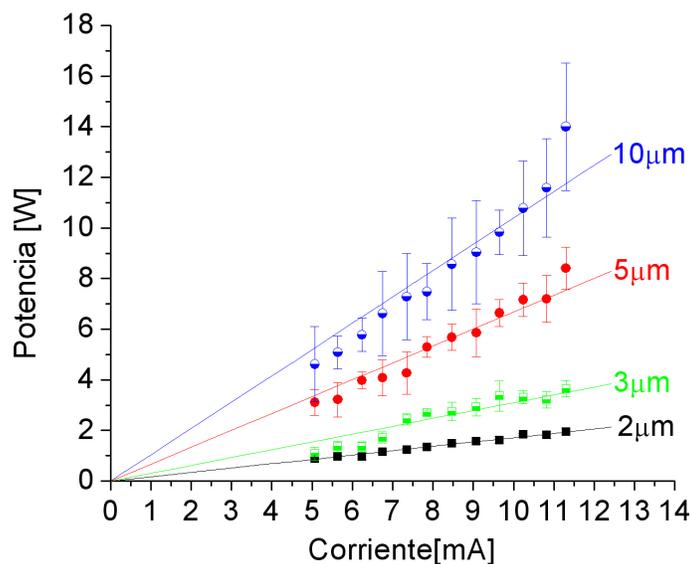


Figura 50: Resultados experimentales de la medición de fuerza de confinamiento obtenidos con un haz Bessel de orden cero enfocado para diferentes diámetros de partícula.

Para el caso de esferas de $1\mu m$ no se logró confinar a las esferas, esto debido a que el haz Bessel de orden cero en el plano del espécimen es aproximadamente de $2\mu m$. En este caso el confinamiento no es estable, lo que dificulta el confinamiento de las esferas.

En la Figura 51 se muestra el porcentaje de aumento de fuerza promedio lograda con el uso de un haz Bessel de orden cero en lugar de utilizar un haz gaussiano. En la Figura se aprecia una notable mejoría en las partículas más pequeñas (2 y $3\mu m$) debido a que su tamaño es comparable con el tamaño del haz, en contraste con las partículas de 5 y $10\mu m$ que no presentan un cambio significativo en el uso de un haz Bessel de orden cero.

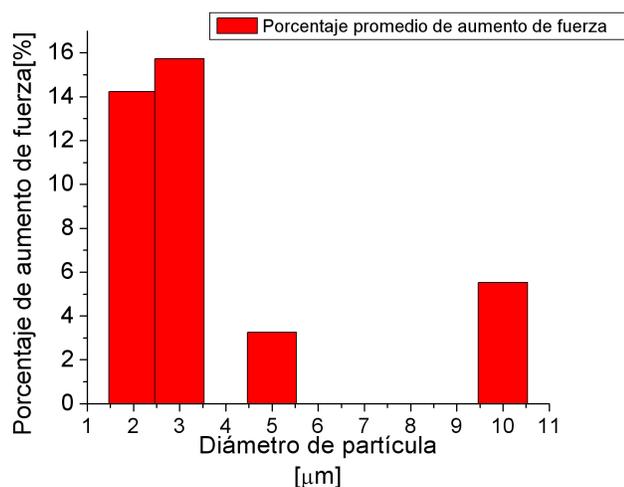


Figura 51: Porcentaje de aumento de fuerza promedio registrado en los experimentos realizados con haz Bessel de orden cero respecto al confinamiento con haz gaussiano.

V.2.3 Haz Bessel de orden $n = 10$

El siguiente experimento que se realizó fue el introducir un haz Bessel de orden $n = 10$ a las pinzas ópticas. Para esto se utilizó un elemento óptico difractivo en película fotográfica. EL EOD fue puesto entre el espejo 1 y el espejo 2 como se observa en la Figura 52.

En la Figura 53a se muestra la distribución de fase necesaria para generar un haz Bessel de orden $n = 10$. En la Figura 53b se muestra una fotografía del haz generado a 12cm del EOD. Utilizando las lentes $L2$, $L1$ y el objetivo de microscopio se logró reducir el primer anillo del haz de 2.5mm a $5.62\mu\text{m}$ en el plano imagen. La potencia máxima registrada en el plano del espécimen fue de 4.14mW , esto debido a las pérdidas tanto en el EOD al momento de formar el haz Bessel como al introducirse el haz en el objetivo de microscopio.

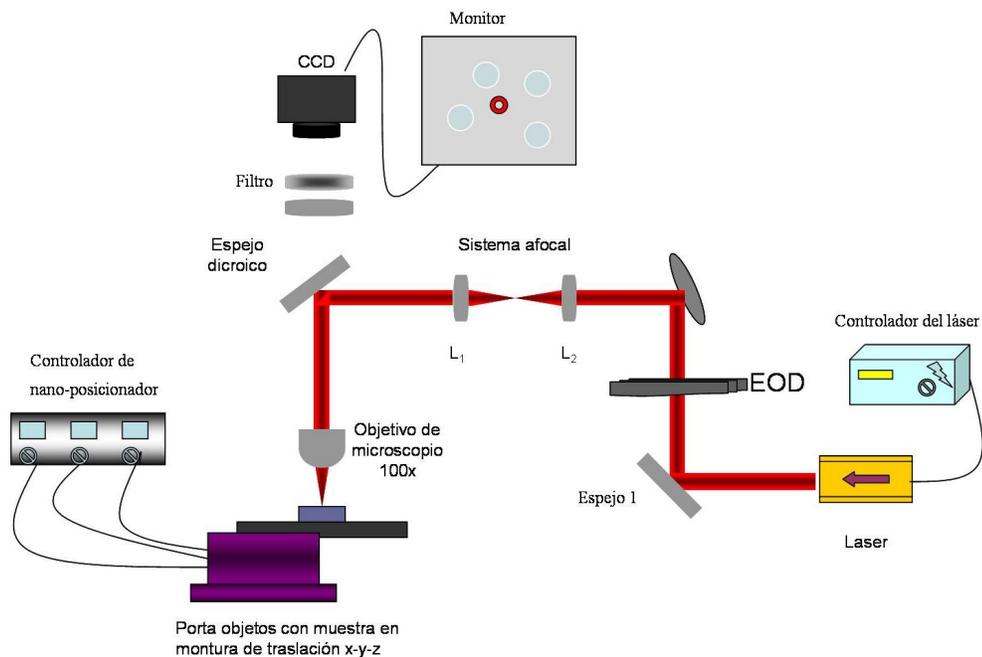


Figura 52: Arreglo de pinzas ópticas utilizado en el confinamiento con un haz Bessel de orden $n = 10$

Se realizaron mediciones para esferas de $5\ \mu\text{m}$ y $10\ \mu\text{m}$. Los resultados son mostrados en la Figura 54. Como se aprecia en los resultados, la fuerza de confinamiento registrada fue muy pequeña debido a las pérdidas de potencia antes mencionadas y al hecho de que parte de la potencia está siendo distribuida en un número grande de anillos secundarios, que debido a su tamaño no están contribuyendo al confinamiento. Para la esfera de $5\ \mu\text{m}$ de diámetro (Figura 54a) la fuerza de confinamiento promedio fue de $F_c = 0.16\ \text{pN}$ con una desviación estándar de $\sigma_{F_c} = 0.02\ \text{pN}$ a una potencia de confinamiento en el primer anillo de $P = 0.31\ \text{mW}$. Para el experimento de la esfera de $10\ \mu\text{m}$ de diámetro la fuerza de confinamiento promedio fue de $F_c = 1.04\ \text{pN}$ con una desviación estándar de $\sigma_{F_c} = 0.08\ \text{pN}$ a una potencia de confinamiento en los tres primeros anillos de $P = 0.61\ \text{mW}$.

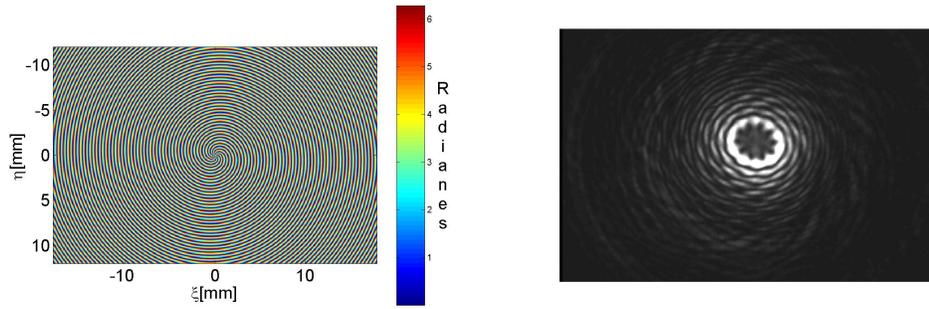


Figura 53: Bessel de orden $n = 10$ utilizado en el experimento. (a) Fase necesaria para generar el perfil de intensidad. (b) Fotografía del haz a 12cm de distancia.

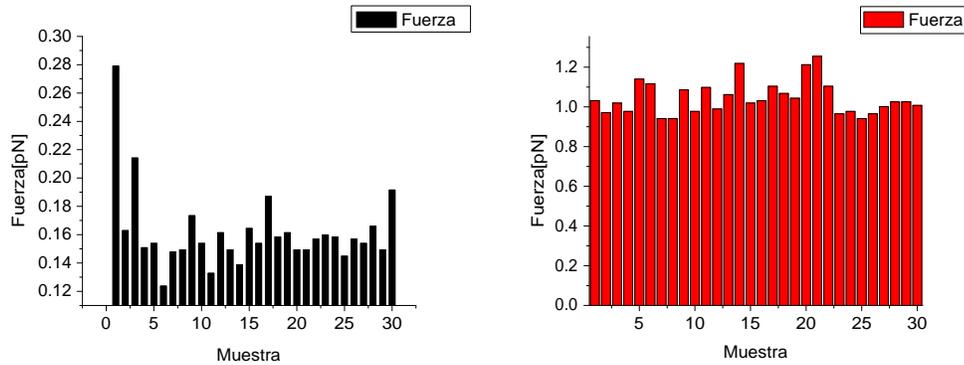


Figura 54: Resultados experimentales de medición de fuerza de confinamiento con un haz Bessel de orden $n = 10$ para diámetros de esferas de (a) $5\mu\text{m}$. (b) $10\mu\text{m}$.

Los resultados obtenidos no permiten una comparación directa con los obtenidos en los dos experimentos anteriores, por lo que se propuso compararlos utilizando el factor de eficiencia de confinamiento Q (Ashkin, 1992) y que es obtenido de la siguiente manera:

$$Q = \frac{F_c \cdot c}{P \cdot n_l}, \quad (38)$$

donde F_c es la fuerza de confinamiento registrada en el experimento, P es la potencia del láser en el plano del espécimen, n_l es el índice del medio que rodea las esferas de latex y c es la velocidad de la luz.

En la figura 55 se muestra una comparación con los 3 perfiles de intensidad utilizados en este trabajo, la comparación sólo se realiza para esferas de 5 y $10\mu m$, ya que son los diámetros de esferas que fueron comunes en los tres experimentos de medición de fuerzas. Los resultados muestran la mayor eficiencia de confinamiento para esferas de $10\mu m$ de diámetro con el haz Bessel de orden $n = 10$, lo cual confirma la suposición hecha al principio de esta tesis.

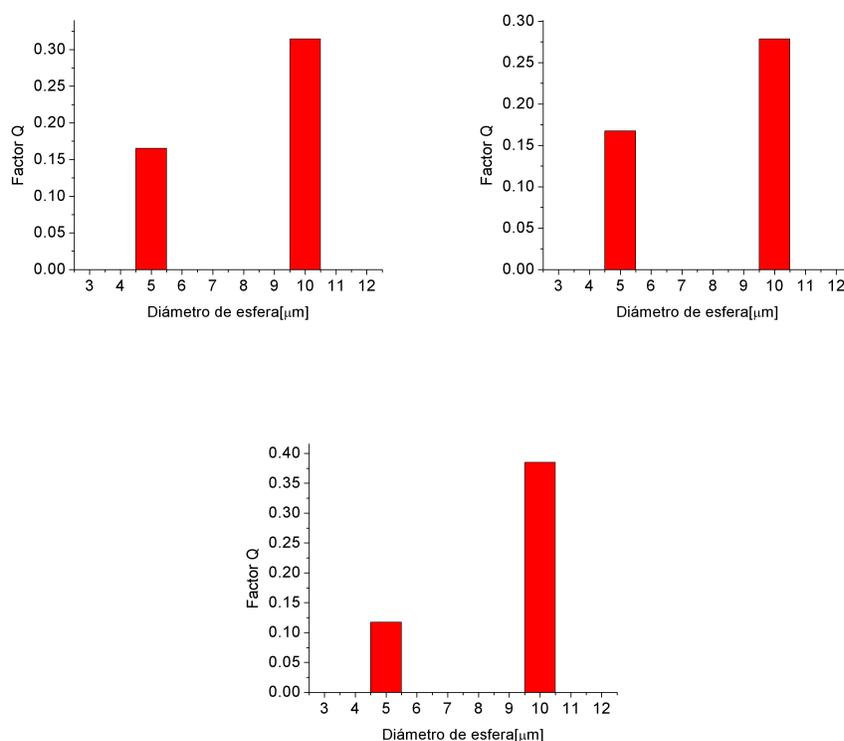


Figura 55: Comparación de la eficiencia de confinamiento entre las 3 diferentes distribuciones de intensidad utilizadas para el confinamiento de esferas.

Un fenómeno que se observó fue la transferencia de momento angular del haz hacia las partículas. La manera en que esto se manifiesta es cuando partículas dieléctricas (ej. $5\mu m$ de diámetro) son confinadas con el primer anillo del haz Bessel de orden $n = 10$ y empiezan a “orbitar” con una dirección contraria a las manecillas del reloj (Figura 56).

Para verificar este comportamiento, se utilizó una muestra de esferas con un diámetro de $2\mu m$. En este experimento, un conjunto de seis esferas fueron confinadas en el anillo principal del haz Bessel (Figura 57) y de igual manera se registró un movimiento orbital en dirección opuesta a las manecillas del reloj.

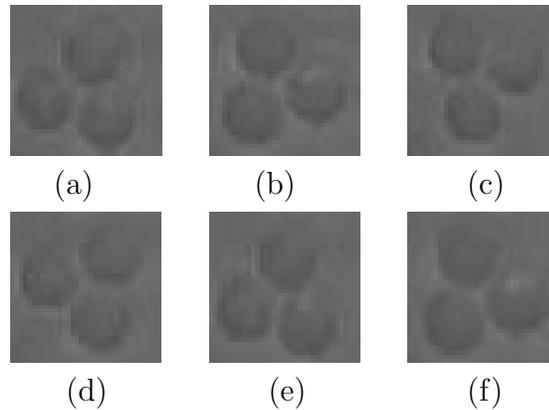


Figura 56: Secuencia de fotografías tomadas a diferentes tiempos de esferas de $5\mu m$ de diámetro orbitando en el anillo principal del haz Bessel como consecuencia de la transferencia de momento angular. (a) $0s$ (b) $1s$ (c) $1.67s$ (d) $2.40s$ (e) $3.20s$ (f) $3.8s$

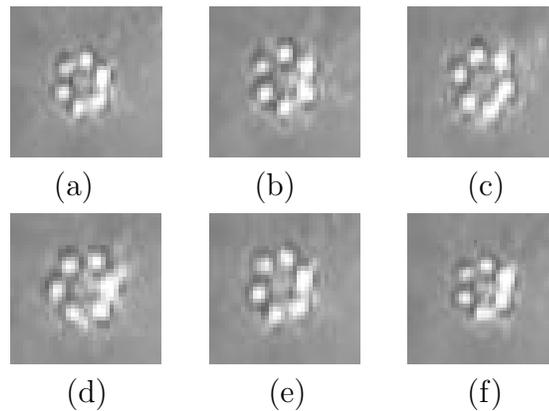


Figura 57: Secuencia de fotografías tomadas a diferentes tiempos de esferas de $2\mu m$ de diámetro orbitando en el anillo principal del haz Bessel como consecuencia de la transferencia de momento angular. (a) $0s$ (b) $0.06s$ (c) $0.13s$ (d) $0.20s$ (e) $0.26s$ (f) $0.53s$

Una manera de explicar lo que está sucediendo, es haciendo un análisis de las componentes del vector de Poynting (Mansuripur, 2002) del haz. Para determinar

la dirección de movimiento es necesario conocer la distribución del vector de momento. Como lo menciona Mansuripur (2002) la densidad de momento del campo está dada por:

$$\vec{P} = \frac{\langle \vec{S} \rangle}{c^2}, \quad (39)$$

donde $\langle S \rangle$ es el vector de Poynting promedio y c es la velocidad de la luz. De la ecuación 39 se puede observar que el vector de densidad de momento es directamente proporcional al vector de Poynting, por lo que sólo se considerará este para explicar la transferencia de momento. Mansuripur (2002) obtiene la distribución del vector de Poynting para un haz producido por un vórtice con carga topológica $m = 3$.

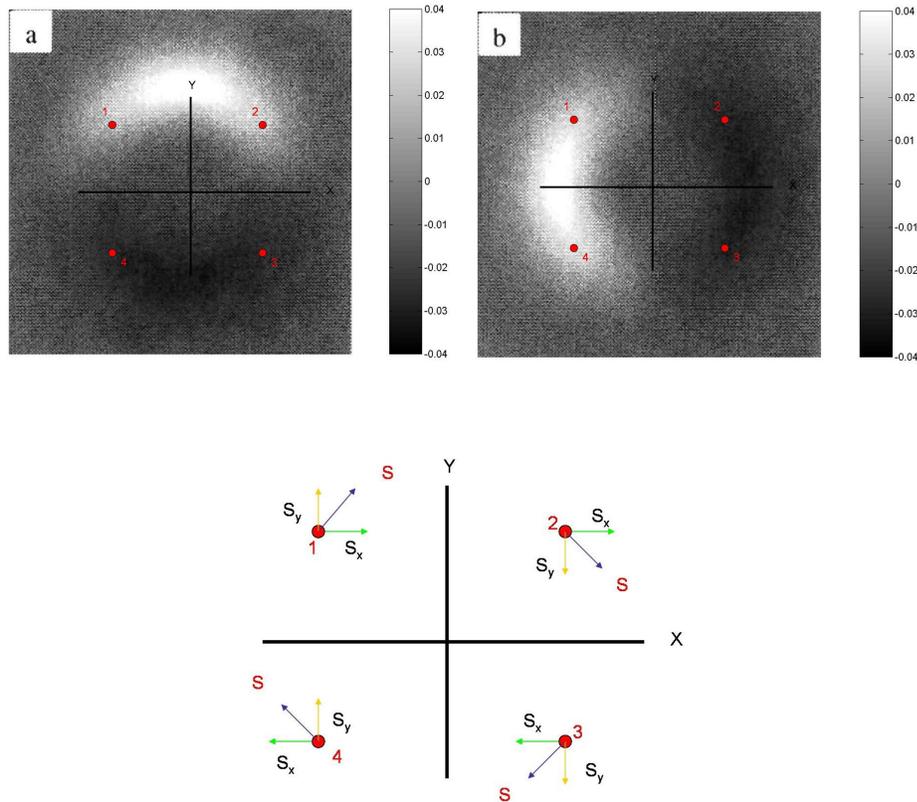


Figura 58: Vector de Poynting para un haz producido por un vórtice

En la Figura 58 se muestran las componentes del vector de Poynting en x y y (las imágenes fueron tomadas de Mansuripur (2002)). En esta Figura, S_x toma valores entre $-0.04 \leq S_x \leq 0.04$ al igual que la componente del vector de Poynting S_y la cual también toma valores entre $-0.04 \leq S_y \leq 0.04$. Un valor positivo de S_x indica que la componente del vector apunta en dirección de x positiva mientras que un valor negativo indica que la componente del vector apunta en dirección de x negativa.

Si analizamos los vectores correspondientes a los puntos marcados con los números 1, 2, 3, 4 en las Figuras 58(a) y 58(b) es posible conocer el vector de Poynting en ese punto y así formar una distribución de la dirección del vector de momento que el haz transfiere a la partícula como se muestra en la Figura 58c.

Considérese primero el punto marcado con el número 1 en las imágenes que representan el vector de Poynting (Figura 58), el valor de la componente del vector de Poynting en x (S_x) es positiva al igual que en y (S_y) con la misma magnitud, el vector de Poynting resultante está representado en la Figura 58c. De igual manera se hace el análisis para los puntos 2, 3 y 4. Como resultado tenemos una secuencia de vectores de Poynting, y por lo tanto el vector de densidad de momento, describe una trayectoria circular. La dirección del movimiento orbital lo asigna la espiral que describe la fase.

V.2.4 Confinamiento de microalgas

En este trabajo se realizaron experimentos de confinamiento de microalgas como parte de una posible aplicación de las pinzas ópticas en el área de la biología. De los resultados de esta serie de experimentos se propone el uso del confinamiento óptico para confinar microorganismos para la observación de su respuesta a la radiación óptica. Se busca asimismo la evaluación del daño celular debido a la interacción con la luz. La selección de la longitud de onda es también de gran importancia, en este caso para el haz láser empleado (cuya longitud de onda es de 808nm) el coeficiente de absorción del agua es pequeño y por lo tanto no daña o destruye a las microalgas fácilmente. Esta es una técnica no invasiva que puede competir con los sistemas de micromanipulación mecánica convencionales en costo y versatilidad.

Las microalgas con las que se trabajaron son de la clase Prymnesiophyceae, su nombre científico es: *Isochrysis* sp, son células sub-esféricas o fusiformes, biflageladas y tienen un tamaño de $6 - 8 \times 4 - 6 \mu m$. Las microalgas fueron proporcionadas por el cepario del departamento de acuicultura del CICESE.

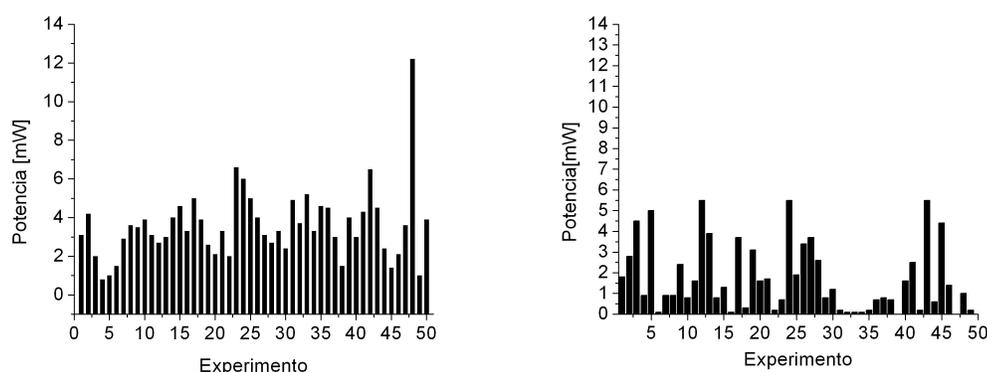


Figura 59: Pruebas con microalgas(a) haz gaussiano. (b) Haz Bessel

En este experimento se planteó la idea de conocer la potencia óptica mínima necesaria para confinarlas de manera eficiente, por lo que se realizaron confinamientos con dos tipos de perfiles de intensidad, gaussiano y Bessel de orden cero. Los resultados son mostrados en la Figura 59.

Como se aprecia en la Figura 59, se requirió de menor potencia para confinar las microalgas al utilizar un haz Bessel de orden cero, donde la potencia mínima necesaria fue de $1.71mW$; mientras que para un haz gaussiano la potencia mínima necesaria fue de $3.57mW$. Los datos obtenidos con el haz gaussiano presentan una desviación estándar de $0.25mW$; mientras que para el haz Bessel de orden cero la desviación estándar fue de $1.66mW$.

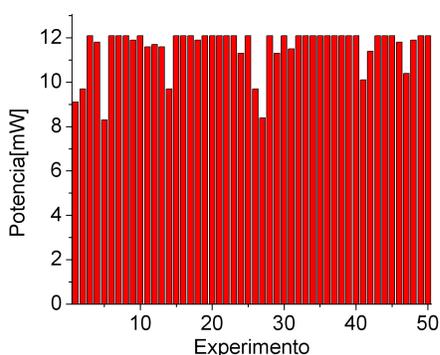


Figura 60: Resultados del experimento de observar el umbral de daño para microalgas de la clase *Isochrysis sp.*

Otro experimento que se planeó fue el de encontrar el umbral de potencia en el que las microalgas mueren debido a la radiación óptica. Para esto se confinaron microalgas vivas y se aumento la potencia hasta que la microalga muriera. Los resultados son presentados en la figura 60. Los resultados muestran que generalmente las microalgas mueren a una potencia óptica de $12mW$ a una longitud de onda $\lambda = 782nm$.

Capítulo VI

Conclusiones

La motivación principal de este trabajo fue el realizar una comparación entre las fuerzas de confinamiento óptico producidas utilizando un haz con distribución de intensidad gaussiano y un haz con un perfil de intensidad tipo Bessel. Esta comparación nos permite establecer criterios en la selección del perfil de intensidad dependiendo las necesidades del experimento.

Para poder realizar esta comparación se propuso la generación de haces tipo Bessel utilizando película fotográfica como elemento óptico difractivo de fase. Con el fin de conocer el comportamiento de la película fotográfica se realizaron experimentos de caracterización en amplitud y fase. Los resultados muestran que es posible trabajar en la zona lineal de la película fotográfica Technical Pan utilizando una luminosidad de $L=-60$. Sin embargo el comportamiento en fase demuestra que la película no logra introducir cambios de fase de 2π , lo que resulta en la aparición de un orden cero en el patrón de difracción. Este orden cero es un resultado no deseable para este trabajo, ya que la energía que es transportada en el centro del haz contribuye escasamente a la fuerza de confinamiento de las partículas.

Dentro de las desventajas que presenta la generación de haces tipo Bessel en película fotográfica está la dimensión física del haz Bessel generado, que resulta ser demasiado grande para su utilización en las pinzas, y como consecuencia se requiere de la utilización

de un sistema de lentes para disminuir su tamaño, de manera que pueda ingresar al objetivo de microscopio. Además, otra desventaja de los haces generados por este método es la cantidad de anillos resultantes en el haz Bessel, ya que la energía se distribuye en los anillos por igual.

Otra de las desventajas que presenta la generación de haces tipo Bessel en película fotográfica se encuentra el tiempo necesario para la elaboración del elemento difractivo, generalmente de 2 horas. Este retraso impide una rápida verificación de las características del patrón de difracción demandado, además limita el confinamiento de micropartículas a un movimiento mecánico mediante el espejo anterior al sistema afocal del sistema de pinzas ópticas utilizado.

Los resultado obtenidos muestran que los haces generados por este método mantienen una propiedad de inmunidad a los efectos de difracción de aproximadamente $1.40m$ para el caso del haz Bessel de orden cero y $70cm$ para el haz Bessel de orden $n = 70$.

En este trabajo se realizó el confinamiento de esferas de diámetros que van desde $1\mu m$ a $10\mu m$ con un haz gaussiano. Los resultados son congruentes con los obtenidos en un trabajo previo realizado por Cortés (2005). Los resultados muestran un confinamiento estable en tres dimensiones con el haz gaussiano, el cual no es posible lograr con haces con características adifraccionales, ya que estos presentan una profundidad de foco mayor.

Para los experimentos de confinamiento con un haz Bessel de orden cero se utilizó un axicón de vidrio BK7 como método de generación del haz, con el fin de obtener un

haz de dimensiones pequeñas que minimizara las pérdidas de potencia a la entrada del objetivo de microscopio. Los experimentos de medición de fuerzas con un haz Bessel de orden cero mostraron una mejoría en la fuerza de confinamiento obtenida para esferas de diámetros de $2\mu m$ y $3\mu m$ ya que el haz Bessel es aproximadamente de las mismas dimensiones. Para las esferas de 5 y $10\mu m$ los resultados no mostraron una mejoría considerable, debido a la proporción del diámetro del haz con el diámetro de la esfera. Se registró también un apilamiento de hasta 5 esferas de $2\mu m$ de diámetro y de 3 esferas de $3\mu m$ diámetro debido a la propiedad adifraccional de este haz.

Para el confinamiento de esferas con un haz Bessel de orden superior se utilizó EOD que genera un haz tipo Bessel de orden $n = 10$ el cual fue el haz más pequeño que se pudo introducir en las pinzas sin que perdiera su distribución de intensidad. Debido al tamaño del haz Bessel las pérdidas de potencia son considerables, dando como resultado una potencia máxima en el plano del espécimen de $4.14mW$ de una potencia de salida del láser de $150mW$. Estos $4mW$ son distribuidos en los anillos del Bessel, lo que impide una correcta comparación de las fuerzas registradas con esta haz, con las obtenidas por los otros haces utilizados. Sin embargo se observó transferencia de momento angular del haz Bessel de orden $n = 10$ a las esferas. Luego de que las esferas fueron confinadas, estas empezaron a orbitar en el anillo principal del haz en el sentido contrario a las manecillas del reloj, lo cual es un resultado interesante y en el cual se propone trabajar en un futuro cercano.

Como parte de una aplicación de las pinzas en el área de la biología, se realizó el confinamiento de microalgas proporcionadas por el cepario del departamento de acuicultura del CICESE. Los experimentos permiten concluir que para la manipulación de estos organismos resulta más eficiente utilizar un haz Bessel de orden cero en vez

de utilizar un haz gaussiano, ya que mediante el uso de un haz Bessel de orden cero se reduce la cantidad de potencia necesaria para la manipulación de estos organismos reduciendo también el posible daño debido a la absorción de potencias altas por estos microorganismos.

VI.1 Trabajo futuro

Confinamiento con patrones de intensidad diferentes sin ninguna característica adicional que la distribución de intensidad.

Confinamiento con haces con distribución espacial diferente a los haces Bessel y propiedades de transferencia de momento angular diferentes.

Estudio de las velocidades y por lo tanto de fuerza angular y angular orbital ejercido en las partículas.

Aunque se lograron elementos ópticos difractivos con relativa alta eficiencia, se propone el uso de otros sistemas para generarlos, entre otros pantallas de cristal líquido en transmisión y reflexión. El uso de la película fotográfica como material para fabricar EOD es muy barato comparado con otros métodos, por eso fue el propuesto en esta tesis.

Se propone el uso del confinamiento óptico para asir microorganismos para su micromanipulación, en especial utilizarlo en la selección de microalgas. Se sugiere asimismo la evaluación del daño celular debido a la interacción con la luz.

Bibliografía

- Arlt, J. (1999). *Applications of Laguerre-Gaussian beam and Bessel beam to both nonlinear optics and atom optics*. Tesis de doctorado, Physics and Astronomy, University of St Andrews. 155 p.
- Ashkin, A. (1970). Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, **24**(4): 156–159.
- Ashkin, A. (1992). Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime. *Biophysical Journal*, **61**: 569–582.
- Bechhoefer, J. y Wilson, S. (2002). Faster, cheaper, safer optical tweezers for the undergraduate laboratory. *American Association of Physics Teachers*, **70**(4): 393–400.
- Bin, Z. y Zhu, L. (1998). Diffraction property of an axicon in oblique illumination. *Applied Optics*, **37**(13): 2563–2568.
- Bjelhagen, H. (1993). *Silver - Halide Recording Materials*. Springer - verlag. 440 p.
- Boyko, O., Planchon, T. A., Mercere, P., Valentin, C., y Balcou, P. H. (2005). Adaptive shaping of a focused intense laser beam into a doughnut mode. *Opt. Communications.*, **246**: 131–140.
- D'Helon, C., Dearden, E. W., Rubinsztein-Dunlop, H., y Heckenberg, N. R. (1994). Measurement of the optical force and trapping range of a single-beam gradient optical trap for micron-sized latex spheres. *Journal of modern optics*, **41**(3): 595–601.
- Durnin, J. (1987). Exact-solutions for nondiffracting beams. i. the scalar theory. *Opt. Soc. Am.*, **4**(4): 651–654.
- Eisberg, R. y Resnick, R. (2002). *Física cuántica: átomos, moléculas, sólidos y partículas*. Limusa. 833 p.

- El-Agmy R, H. Bulte, A. H. G. (2005). Adaptive beam profile control using a simulated annealing algorithm. *Optics Express*, **13**(16): 6085–6091.
- Fällman, E. y Axener, O. (1997). Desing for fully steerable dual-trap optical tweezers. *Applied Optics*, **36**(10): 2107–2113.
- Goodman, J. W. (1996). *Introduccion to Fourier Optics*. McGraw-Hill. 441 p.
- Guo, C.-S., Liu, X., y Ren., X.-Y. (2005). Optimal annular computer-generated holograms for the generation of optical vortices. *Op. Soc. Am*, **22**(2): 385–390.
- Hecht, E. (2000). *Óptica*. Pearson, tercera edición edición. 708 p.
- J.Liesener, Reicherter, M., Haist, T., y Tiziani, H. (2000). Multi-fuctional optical tweezers using computer-generated holograms. *Optics Communications*, **185**: 77–82.
- Kim, N. (1994). Qualitative analysis of bleached holographic diffraction grating in silver-halide emulsions. *Optics Communications*, **105**(1): 1–6.
- Kowaliski, P. (1972). *Applied Photographic Theory*. John Wiley & Sons. 544 p.
- Mansuripur, M. (2002). *Classical Optics and its Applications*. Cambridge. 502 p.
- McGloin, D. y Dholakia, K. (2005). Bessel beams: diffraction in a new light. *Contemporary Physics*, **46**(1): 15–28.
- Ruiz, I. y Wang, H. . P. (2003). Optical trapping and ablation “putting light to work”. Reporte técnico, University of california San Diego. 12 p.
- Sato, S., Ohynumi, M., Shibata, H., y Inaba, H. (1990). Optical trapping of small particles using a 1.3 μm compact ingaasp diode laser. *Op. Soc. Am*, **16**(5): 282–284.

Apéndice A

Proceso de revelado y blanqueado

La técnica que se utilizó para la generación de los elementos difractivos se basa en un procedimiento similar a la fotografía convencional más un procedimiento de blanqueado que permite que el elemento difractivo modifique en fase, el frente de onda incidente.

Para lograr elementos ópticos difractivos con alta eficiencia, es necesario conocer los diferentes fenómenos químicos que suceden a lo largo del proceso de fabricación; desde la formación de la imagen latente hasta la re-halogenación de la imagen visible en el negativo de la película. Es por eso que a lo largo de este apéndice se abordan los fenómenos que tienen lugar en dicho proceso químico.

A.1 Película fotográfica

La película fotográfica es una cinta plástica de acetato de celulosa sobre la que se extiende una emulsión. La emulsión es una gelatina en la que están suspendidos cristales de haluros de plata que son sensibles a la luz.

Existen en la actualidad tres tipos de haluros de plata utilizados comúnmente en las películas fotográficas: cloruro de plata, bromuro de plata y yoduro de plata (Bjelkhagen, 1993). Generalmente, la película fotográfica se compone de una capa protectora, la emulsión sensible a la luz, la base de la película y la capa antireflectora, como se muestra en la Figura 61.

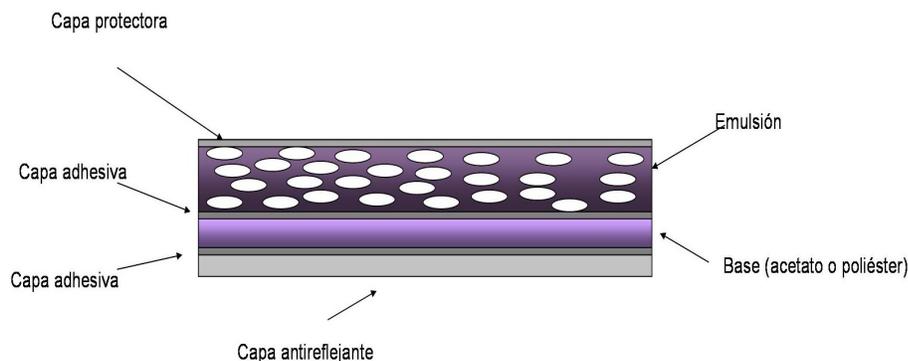


Figura 61: Estructura de la película fotográfica.

A.2 La imagen latente

Durante la exposición de la película fotográfica a la luz los haluros de plata sufren una modificaciones en su estructura lo que los hace diferentes de aquellos que no fueron expuestos. Este cambio incrementa la probabilidad de ser reducidos químicamente a plata metálica mediante una solución para revelar. Siendo dichas modificaciones invisibles aún con los mejores microscopios electrónicos e indiscernibles de otra manera que no sea mediante el uso del revelador (Kowaliski, 1972), dicha modificación recibe el nombre de imagen latente.

La naturaleza química de esta imagen ha dado lugar a numerosas teorías, en 1938 se dieron a conocer los resultados de las investigaciones de Gurney y Mott que se consideran como los cimientos de la teoría de la formación de la imagen latente (Kowaliski, 1972).

La mayoría de los investigadores coinciden en que la formación de la imagen latente se realiza en dos etapas: La primera, cuando un cuanto de energía luminosa $h\nu$, al penetrar en el cristal de bromuro de plata, actúa sobre un ión bromuro Br^- , en el nivel energético exterior, y le cede su energía. Esta energía permite al ión bromuro expulsar su electrón suplementario, para pasar nuevamente al átomo de bromo libre (con siete electrones en su última órbita en lugar de los ocho que presenta el ión bromuro).



Y la segunda etapa tiene que ver con la formación de plata cuando el fotoelectrón se combina con iones de plata.



dando origen a átomos de plata metálica fija. Este proceso raramente llega hasta este punto debido a que los iones de plata no emigran tan rápidamente como los fotoelectrones, lo cual frena el proceso de formación de plata metálica. Es por eso que se necesita para poder apreciar la imagen latente, un proceso de revelado.

A.3 Revelado

El revelado, como ya se mencionó, es el proceso mediante el cual la imagen latente formada durante la exposición se hace visible al convertir los haluros de plata expuestos a plata metálica. Desde el punto de vista de la química, el proceso de revelado es una reacción de reducción.

Durante el proceso de revelado, los cristales de haluros de plata que contienen la imagen latente son convertidos a plata metálica por el proceso de reducción disparado por el agente reductor que contiene la solución para revelar. El agente reductor contenido en el revelador es entonces oxidado. En general, este proceso es el más común en el revelado de materiales fotográficos y que también se aplica a la mayoría de los hologramas fabricados con materiales que contengan haluros de plata.

A.4 Fijado

El proceso de fijado tiene la función de sacar de la emulsión los haluros de plata que no fueron expuestos a la luz y que por lo tanto, en el proceso de revelado no fueron convertidos en plata metálica. Este proceso es importante ya que de no realizarse, los haluros de plata seguirán reaccionando a la luz y eventualmente convertirán en plata metálica y oscurecerán la imagen obtenida (Goodman, 1996).

Generalmente las soluciones utilizadas para el fijado están compuestas por sulfatos de sodio o de amonio, que son los agentes activos que eliminan de la emulsión los haluros de plata no afectados por el revelado.

A.5 Blanqueado

El proceso de blanqueado es una fase importante en el grabado de hologramas en materiales compuestos por haluros de plata. Este proceso asegura una alta eficiencia de difracción, una cualidad necesaria para la correcta reconstrucción de las imágenes.

Se le llama blanqueado al proceso de convertir una imagen compuesta de granos de plata a una imagen compuesta de haluros de plata. En la fotografía convencional, el blanqueado es utilizado para variar la densidad y el contraste de las imágenes blanco y negro.

El blanqueado es el proceso inverso al proceso de revelado. Durante el proceso de revelado, un ión de plata es reducido a plata metálica, mientras que durante el proceso de blanqueado, la plata metálica es oxidada a un ión de plata (Bjelkhagen, 1993), por lo que comúnmente el blanqueado es conocido como una reacción *redox* (reducción - oxidación).

En la tabla I se muestra el procedimiento propuesto por Nam Kim (Kim, 1994) y

que fue utilizado en la fabricación de elementos ópticos difractivos en este trabajo de tesis, y en la tabla II la lista de ingredientes para la fabricación del blanqueador .

Proceso de revelado y blanqueado	
Pre-revelado (agua)	2 min.
Revelado (Kodak D19 a una temperatura ambiente)	6 min.
Enjuague (agua)	3 min.
Fijador rapid fixer (solución A)	3 min.
Enjuague (agua)	3 min.
Blanqueado(cuadro II)	5 min.
Enjuague (agua)	3 min.
Baño de limpieza (sulfito de sodio)	2 min.
Enjuague (agua)	10 min.
Alcohol etílico	2 min.
Isopropanol	4 min.

Tabla I: Proceso de revelado (re-halogenación).

blanqueador	
Dicromato de Potasio	1.8 g
Bromuro de Potasio	1.0 g
Ácido Sulfúrico	1 ml
Agua Destilada	1 l

Tabla II: Fórmula para el blanqueador re-halogenante.

Apéndice B

Montage FR2

El Montage FR2 es un dispositivo que permite grabar imágenes digitales en negativos fotográficos. Posee un software que permite variar parámetros como la luminiscencia, contraste, etc.

Características principales

- Pantalla de alta resolución 4096 x 2732 píxeles
- Dimensión de pixel de 8.78 x 8.78 μ m
- Puerto SCSI.
- Acepta formatos JPG, BMP, TIFF.



Figura 62: Fotografía de un montage Fr2

Apéndice C

Resultados de la medición de fuerza de confinamiento

En este apéndice se muestran los resultados de todas las mediciones realizadas para conocer la fuerza de confinamiento para una haz gaussiano, para un haz Bessel de orden cero generado con un axicón y para un haz Bessel de orden $n = 10$ generado por un elemento óptico difractivo.

Para el haz con perfil gaussiano se realizaron experimentos con esferas de 1, 2, 3, 5 y 10 μm de diámetro en un rango de 5 a 11 mW . Para cada diámetro de esfera, el experimento se realizó 5 veces.

Para el haz con perfil Bessel de orden cero, se realizaron experimentos para esferas de 2, 3, 5 y 10 en un rango de 5 a 11 mW . El experimento se realizó 5 veces con cada diámetro de esfera.

En el caso del haz Bessel de orden $n = 10$ la potencia es 4 mW debido a las pérdidas tanto en la generación del haz Bessel como en su propagación a través del sistema óptico y al entrar en el objetivo de microscopio. Además, sólo se realizaron experimentos para esferas con diámetros de 5 y 10 μm .

C.1 Confinamiento con haz gaussiano

Tabla III: Fuerza de asimiento medida para una partícula esférica de $1\mu m$ de diámetro con un haz gaussiano enfocado.

Medición de fuerza de confinamiento para esferas de $1\mu m$							
Potencia	Experimento1	Experimento2	Experimento3	Experimento4	Experimento5	Fuerza promedio	Desviación estándar
[mW]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]
5.070	0.217	0.148	0.227	0.227	0.218	0.208	0.034
5.640	0.235	0.256	0.279	0.271	0.274	0.263	0.018
6.240	0.302	0.303	0.321	0.329	0.304	0.312	0.012
6.750	0.347	0.347	0.345	0.344	0.331	0.343	0.007
7.350	0.423	0.419	0.408	0.397	0.406	0.411	0.010
7.850	0.427	0.397	0.422	0.435	0.425	0.421	0.014
8.470	0.545	0.524	0.578	0.552	0.580	0.556	0.024
9.080	0.648	0.661	0.633	0.639	0.654	0.647	0.011
9.650	0.697	0.694	0.687	0.679	0.652	0.682	0.018
10.240	0.697	0.687	0.688	0.695	0.696	0.693	0.005
10.820	0.737	0.761	0.788	0.787	0.780	0.771	0.021
11.300	0.792	0.838	0.835	0.784	0.838	0.818	0.027

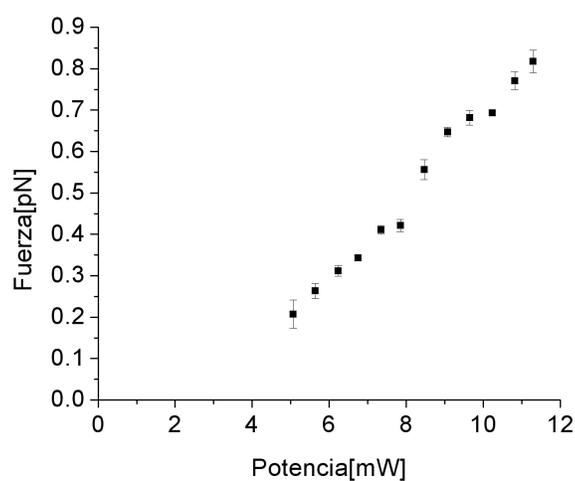


Figura 63: Gráfica de los resultados presentados en la tabla III .

Tabla IV: Fuerza de asimiento medida para una partícula esférica de $2\mu m$ de diámetro con un haz gaussiano enfocado.

Medición de fuerza de confinamiento para esferas de $2\mu m$							
Potencia	Experimento1	Experimento2	Experimento3	Experimento4	Experimento5	Fuerza promedio	Desviación estándar
[mW]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]
5.070	0.461	0.464	0.474	0.401	0.620	0.484	0.081
5.640	0.567	0.519	0.675	0.659	0.719	0.628	0.082
6.240	0.731	0.898	0.798	1.180	0.821	0.885	0.175
6.750	0.993	0.907	0.948	0.992	0.914	0.951	0.041
7.350	1.175	1.091	1.164	1.183	1.185	1.160	0.039
7.850	1.340	1.314	1.344	1.306	1.361	1.333	0.023
8.470	1.358	1.352	1.390	1.310	1.362	1.355	0.029
9.080	1.552	1.532	1.483	1.479	1.550	1.519	0.036
9.650	1.716	1.592	1.697	1.713	1.708	1.685	0.053
10.240	1.786	1.856	1.775	1.858	1.866	1.828	0.044
10.820	1.990	1.771	1.839	2.036	1.913	1.910	0.108
11.300	1.942	2.228	2.143	2.126	2.059	2.100	0.107

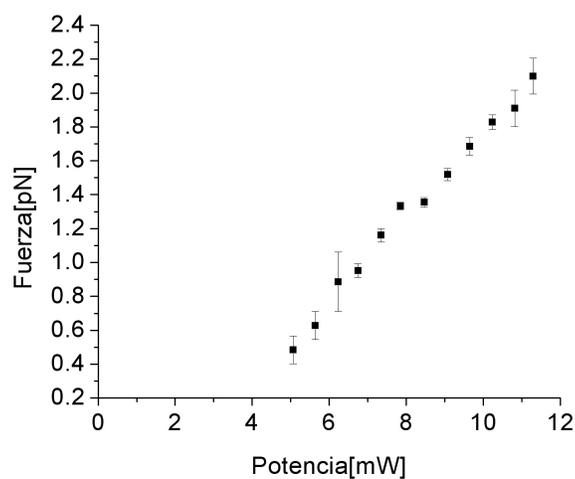


Figura 64: Gráfica de los resultados presentados en la tabla IV.

Tabla V: Fuerza de asimiento medida para una partícula esférica de $3\mu m$ de diámetro con un haz gaussiano enfocado.

Medición de fuerza de confinamiento para esferas de $3\mu m$							
Potencia	Experimento1	Experimento2	Experimento3	Experimento4	Experimento5	Fuerza promedio	Desviación estándar
[mW]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]
5.070	0.778	0.587	0.505	0.792	0.603	0.653	0.126
5.640	0.978	0.882	1.167	0.974	0.950	0.990	0.106
6.240	1.125	1.166	1.050	0.870	0.912	1.025	0.130
6.750	1.659	1.768	2.014	2.154	2.092	1.937	0.214
7.350	2.331	2.408	2.208	2.330	2.537	2.363	0.121
7.850	2.764	2.569	2.584	2.565	2.651	2.627	0.084
8.470	2.448	2.677	2.363	2.501	2.583	2.514	0.121
9.080	2.530	2.497	2.638	2.552	2.465	2.536	0.066
9.650	2.672	2.617	2.324	2.992	3.025	2.726	0.290
10.240	2.919	3.301	2.916	3.227	2.929	3.058	0.190
10.820	3.254	3.129	3.011	3.167	3.252	3.163	0.101
11.300	3.430	3.608	3.576	3.637	3.572	3.565	0.080

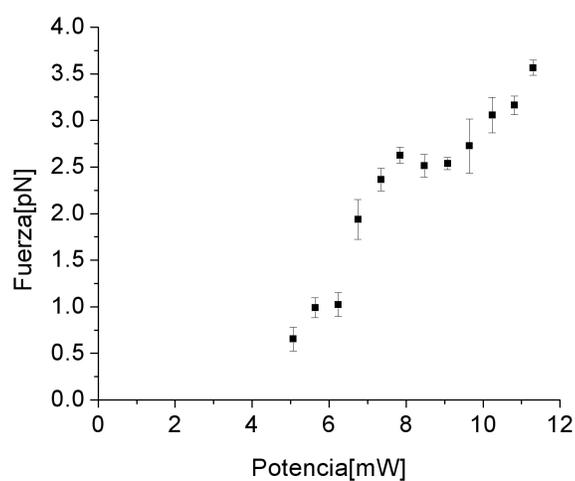


Figura 65: Gráfica de los resultados presentados en la tabla V.

Tabla VI: Fuerza de asimiento medida para una partícula esférica de $5\mu m$ de diámetro con un haz gaussiano enfocado.

Medición de fuerza de confinamiento para esferas de $5\mu m$							
Potencia	Experimento1	Experimento2	Experimento3	Experimento4	Experimento5	Fuerza promedio	Desviación estándar
[mW]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]
5.070	2.564	2.574	2.348	2.469	2.680	2.527	0.125
5.640	2.981	3.126	2.523	3.216	3.066	2.982	0.271
6.240	3.426	3.523	3.494	4.138	4.001	3.716	0.328
6.750	3.438	3.583	3.681	3.679	3.755	3.627	0.122
7.350	4.308	5.044	4.500	4.657	4.283	4.558	0.311
7.850	4.890	5.000	4.806	5.215	5.212	5.025	0.185
8.470	5.785	5.510	5.403	5.049	5.189	5.387	0.286
9.080	6.793	6.620	6.658	6.558	6.650	6.656	0.086
9.650	7.273	7.033	6.772	7.198	7.145	7.084	0.195
10.240	7.259	7.338	7.413	7.481	8.037	7.506	0.309
10.820	7.389	7.240	7.691	7.757	7.466	7.508	0.214
11.300	7.777	7.587	7.422	7.377	7.520	7.537	0.157

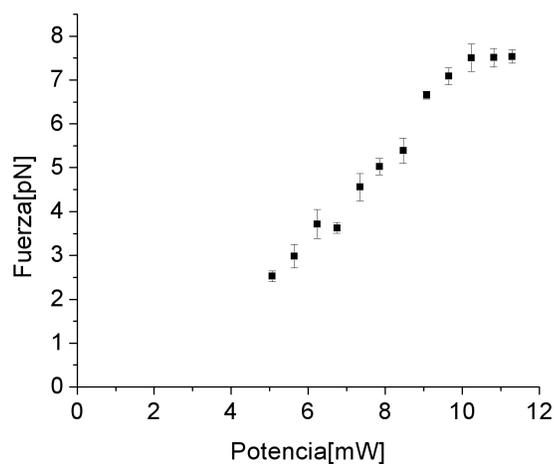


Figura 66: Gráfica de los resultados presentados en la tabla VI.

Tabla VII: Fuerza de asimiento medida para una partícula esférica de $10\mu m$ de diámetro con un haz gaussiano enfocado.

Medición de fuerza de confinamiento para esferas de $10\mu m$							
Potencia	Experimento1	Experimento2	Experimento3	Experimento4	Experimento5	Fuerza promedio	Desviación estándar
[mW]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]
5.070	4.946	4.621	3.487	3.233	3.921	4.041	0.730
5.640	3.842	3.830	5.085	4.283	4.289	4.266	0.510
6.240	4.518	4.361	4.518	4.506	4.470	4.475	0.066
6.750	4.982	5.157	5.169	5.821	5.562	5.338	0.343
7.350	6.273	0.006	6.213	6.092	5.929	4.903	2.740
7.850	8.324	8.565	8.445	8.204	8.204	8.348	0.157
8.470	9.169	9.289	9.229	9.531	9.350	9.313	0.139
9.080	10.134	10.073	10.194	12.185	11.702	10.858	1.007
9.650	12.667	17.071	13.874	12.788	11.039	13.488	2.244
10.240	11.581	11.159	11.159	10.797	10.918	11.123	0.300
10.820	11.280	13.150	13.572	11.823	12.124	12.390	0.949
11.300	12.486	13.391	14.537	13.813	13.451	13.536	0.743

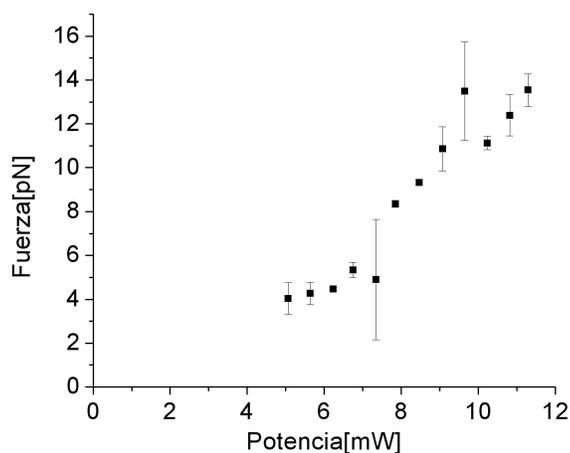


Figura 67: Gráfica de los resultados presentados en la tabla VII.

C.2 Confinamiento con haz Bessel de orden cero

Tabla VIII: Fuerza de asimiento medida para una partícula esférica de $2\mu\text{m}$ de diámetro con un haz Bessel de orden cero enfocado.

Medición de fuerza de confinamiento para esferas de $2\mu\text{m}$							
Potencia	Experimento1	Experimento2	Experimento3	Experimento4	Experimento5	Fuerza promedio	Desviación estándar
[mW]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]
5.070	0.833	0.921	0.897	0.925	0.779	0.871	0.063
5.640	0.976	0.926	0.965	1.059	0.941	0.973	0.052
6.240	0.788	0.895	1.064	1.119	1.000	0.973	0.133
6.750	1.161	1.190	1.221	1.129	1.057	1.152	0.063
7.350	1.170	1.286	1.288	1.272	1.109	1.225	0.081
7.850	1.369	1.418	1.312	1.233	1.416	1.349	0.078
8.470	1.451	1.484	1.477	1.497	1.525	1.487	0.027
9.080	1.349	1.644	1.552	1.671	1.628	1.569	0.130
9.650	1.442	1.721	1.484	1.711	1.724	1.616	0.141
10.240	1.872	1.763	1.867	1.868	1.825	1.839	0.046
10.820	1.812	1.917	1.688	1.706	1.970	1.819	0.125
11.300	1.708	2.004	1.995	2.044	2.018	1.954	0.139

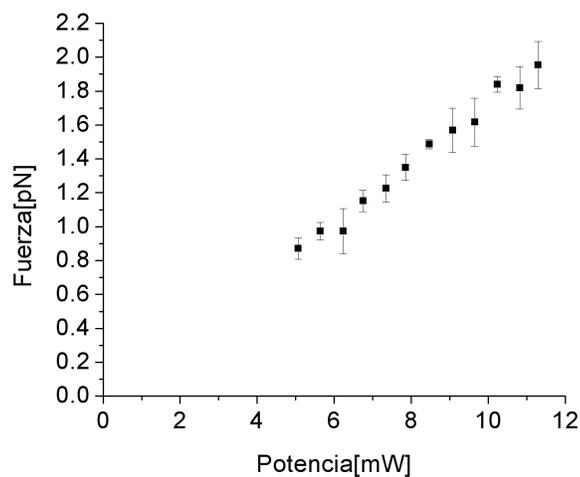


Figura 68: Gráfica de los resultados presentados en la tabla VIII.

Tabla IX: Fuerza de asimiento medida para una partícula esférica de $3\mu m$ de diámetro con un haz Bessel de orden cero enfocado.

Medición de fuerza de confinamiento para esferas de $3\mu m$							
Potencia	Experimento1	Experimento2	Experimento3	Experimento4	Experimento5	Fuerza promedio	Desviación estándar
[mW]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]
5.070	0.939	1.292	0.958	0.799	1.414	1.080	0.260
5.640	1.107	1.378	1.180	1.472	1.616	1.350	0.209
6.240	1.192	1.313	1.292	1.308	1.676	1.356	0.186
6.750	1.434	1.891	1.780	1.951	1.567	1.725	0.219
7.350	2.534	2.341	2.525	2.667	2.113	2.436	0.215
7.850	2.725	2.689	2.611	2.863	2.625	2.703	0.101
8.470	2.575	2.334	3.301	2.882	2.617	2.742	0.368
9.080	2.925	2.758	3.296	2.446	3.172	2.919	0.338
9.650	3.415	3.192	2.889	2.964	4.361	3.364	0.594
10.240	3.139	3.654	3.532	3.036	3.187	3.310	0.268
10.820	3.088	3.535	3.556	2.835	3.047	3.212	0.319
11.300	3.329	4.038	3.865	3.676	3.312	3.644	0.322

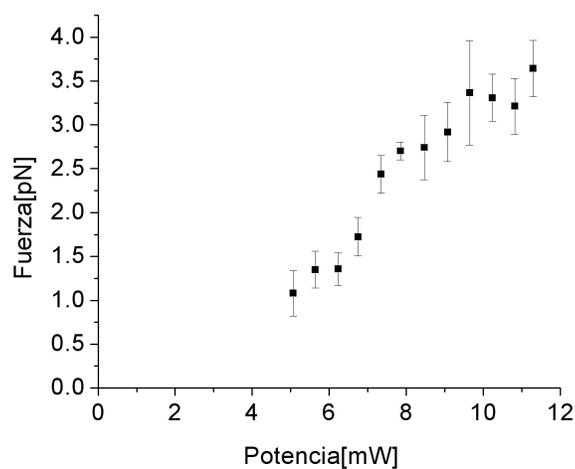


Figura 69: Gráfica de los resultados presentados en la tabla IX.

Tabla X: Fuerza de asimiento medida para una partícula esférica de $5\mu m$ de diámetro con un haz Bessel de orden cero enfocado.

Medición de fuerza de confinamiento para esferas de $5\mu m$							
Potencia	Experimento1	Experimento2	Experimento3	Experimento4	Experimento5	Fuerza promedio	Desviación estándar
[mW]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]
5.070	2.634	2.571	3.705	3.527	3.100	3.108	0.511
5.640	2.279	3.793	3.111	3.949	2.941	3.214	0.677
6.240	3.866	4.206	3.931	4.379	3.508	3.978	0.335
6.750	2.900	3.960	4.370	4.788	4.379	4.079	0.721
7.350	3.716	3.194	4.949	5.195	4.298	4.270	0.834
7.850	5.070	5.605	5.625	5.494	4.691	5.297	0.406
8.470	5.506	6.181	5.714	6.112	4.889	5.680	0.523
9.080	4.658	6.842	6.264	6.425	5.070	5.852	0.937
9.650	6.370	7.385	6.682	6.792	5.967	6.639	0.526
10.240	6.778	8.066	7.256	7.366	6.323	7.158	0.656
10.820	6.872	8.283	7.363	7.660	5.809	7.198	0.929
11.300	8.749	9.111	8.258	8.891	7.004	8.403	0.842

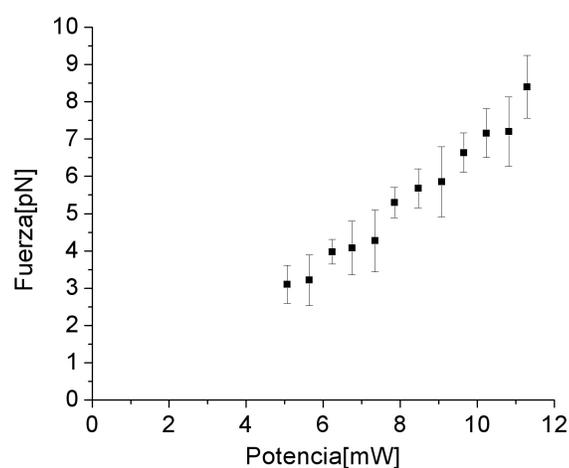


Figura 70: Gráfica de los resultados presentados en la tabla X.

Tabla XI: Fuerza de asimiento medida para una partícula esférica de $10\mu m$ de diámetro con un haz Bessel de orden cero enfocado.

Medición de fuerza de confinamiento para esferas de $10\mu m$							
Potencia	Experimento1	Experimento2	Experimento3	Experimento4	Experimento5	Fuerza promedio	Desviación estándar
[mW]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]	[pN]
5.070	4.946	4.621	3.487	3.233	3.921	4.041	0.730
5.640	3.842	3.830	5.085	4.283	4.289	4.266	0.510
6.240	4.518	4.361	4.518	4.506	4.470	4.475	0.066
6.750	4.982	5.157	5.169	5.821	5.562	5.338	0.343
7.350	6.273	0.006	6.213	6.092	5.929	4.903	2.740
7.850	8.324	8.565	8.445	8.204	8.204	8.348	0.157
8.470	9.169	9.289	9.229	9.531	9.350	9.313	0.139
9.080	10.134	10.073	10.194	12.185	11.702	10.858	1.007
9.650	12.667	17.071	13.874	12.788	11.039	13.488	2.244
10.240	11.581	11.159	11.159	10.797	10.918	11.123	0.300
10.820	11.280	13.150	13.572	11.823	12.124	12.390	0.949
11.300	12.486	13.391	14.537	13.813	13.451	13.536	0.743

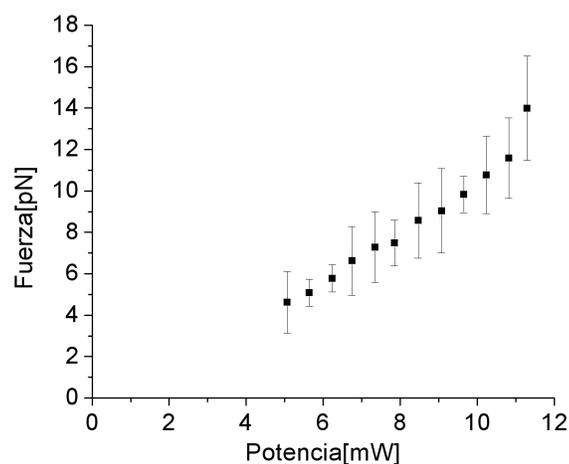


Figura 71: Gráfica de los resultados presentados en la tabla XI.