



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

PROGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS
MAESTRIA EN CIENCIAS (FÍSICA)

CAPTURA Y ROTACIÓN DE PARTÍCULAS EN CAMPOS ÓPTICOS
EVANESCENTES CON MOMENTO ANGULAR

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA:

BRYAN EDGAR ALONSO GUZMÁN

TUTOR PRINCIPAL:

DR. ALEJANDRO VÁSQUEZ ARZOLA

Instituto de Física

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR:

DRA. KAREN PATRICIA VOLKE SEPÚLVEDA

Instituto de Física

DR. PEDRO ANTONIO QUINTO SU Instituto

de Ciencias Nucleares

Ciudad Universitaria, CD. MX., 2024



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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



**PROTESTA UNIVERSITARIA DE INTEGRIDAD Y
HONESTIDAD ACADÉMICA Y PROFESIONAL
(Graduación con trabajo escrito)**

De conformidad con lo dispuesto en los artículos 87, fracción V, del Estatuto General, 68, primer párrafo, del Reglamento General de Estudios Universitarios y 26, fracción I, y 35 del Reglamento General de Exámenes, me comprometo en todo tiempo a honrar a la Institución y a cumplir con los principios establecidos en el Código de Ética de la Universidad Nacional Autónoma de México, especialmente con los de integridad y honestidad académica.

De acuerdo con lo anterior, manifiesto que el trabajo escrito titulado:

Captura y rotación de partículas en campos ópticos evanescentes

que presenté para obtener el grado de -----Maestría----- es original, de mi autoría y lo realicé con el rigor metodológico exigido por mi programa de posgrado, citando las fuentes de ideas, textos, imágenes, gráficos u otro tipo de obras empleadas para su desarrollo.

En consecuencia, acepto que la falta de cumplimiento de las disposiciones reglamentarias y normativas de la Universidad, en particular las ya referidas en el Código de Ética, llevará a la nulidad de los actos de carácter académico administrativo del proceso de graduación.

Atentamente

Bryan Edgar Alonso Guzmán, 312158536

(Nombre, firma y Número de cuenta de la persona alumna)

Índice general

Resumen	3
1 Introducción	7
1.1 Antecedentes	7
1.1.1 Fuerzas generadas por un campo óptico sobre una partícula dieléctrica en la aproximación dipolar	9
1.1.2 Confinamiento de partículas de tamaño inferior a la longitud de onda	11
1.1.3 Momento angular de la luz	14
1.2 Fuerzas en pinzas ópticas evanescentes	18
1.2.1 Ejemplos de fuerzas en pinzas ópticas evanescentes	20
1.2.2 Pinza óptica evanescente con momento angular	22
1.2.3 Eficiencia del confinamiento de pinzas ópticas evanescentes	25
1.3 Objetivos de la tesis	28
1.4 Contenido del trabajo	28
2 Implementación de una pinza óptica evanescente con momento angular de espín y orbital	30
2.1 Diseño experimental	30
2.2 Generación de un haz Bessel evanescente con momento angular	35
2.2.1 Observación directa del haz tipo Bessel	37
2.3 Demostración de captura y rotación	40
2.3.1 Captura de partículas individuales	41
2.3.2 Rotación en campos evanescentes con momento angular de espín y orbital	42
3 Efecto del momento angular de espín y orbital en una pinza óptica evanescente: teoría y experimento	45
3.1 Efecto del momento angular en la captura de partículas individuales	45
3.1.1 Efecto del momento angular de espín	45
3.1.2 Efecto del momento angular de espín y orbital	47
3.2 Dependencia del diámetro del anillo en la captura de partículas	49
3.3 Rotación de partículas con vórtices evanescentes con cargas superiores	51
4 Discusión y conclusiones	56
4.1 Trabajo a futuro y complicaciones en el sistema	58

Agradecimientos

A mis padres, hermano y seres queridos, por su apoyo incondicional a lo largo de mi vida. Gracias por confiar en mí y por luchar a mi lado, porque gracias a ustedes hoy estoy alcanzando una de mis más grandes metas. Por todos los momentos compartidos, por crecer a mi lado y acompañarme en las buenas y en las malas, siempre serán lo más importante para mí y tendrán un lugar especial en mi corazón.

No encuentro palabras suficientes para expresar mi agradecimiento al Dr. Alejandro Vásquez Arzola por su tiempo, dedicación y valiosas aportaciones a este proyecto, las cuales enriquecieron enormemente tanto la calidad del trabajo como mi formación como científico. Mi más sincero agradecimiento a la Dra. Karen Patricia Volke Sepúlveda y al Dr. Pedro Antonio Quinto Su por sus acertados comentarios y sugerencias, que me permitieron aprender profundamente sobre óptica y abordar las dificultades del proyecto desde distintas perspectivas.

A mis compañeros y amigos del Laboratorio Universitario de Micromanipulación Óptica, gracias por convertirnos en un equipo cercano y por hacer de cada día una experiencia enriquecedora. Aprendí, trabajé y reí mucho con ustedes, y cada uno dejó una huella imborrable en mi tiempo como estudiante en el Instituto de Física.

A la Universidad Nacional Autónoma de México, gracias por abrirme las puertas, por ser mi segundo hogar y brindarme la oportunidad de ser parte de esta gran comunidad. A mis profesores y compañeros, por compartir su conocimiento, inspirarme y ayudarme a encontrar mi verdadera vocación como científico.

Agradezco el apoyo económico al Consejo Nacional de Humanidades, Ciencias y Tecnologías mediante su programa “Becas Nacionales” por el financiamiento durante mis estudios de maestría. Doy gracias a la Dirección General de Asuntos del Personal Acadé-

mico (DGAPA) de la Universidad Nacional Autónoma de México por su apoyo económico mediante los proyectos DGAPA-PAPIIT: IN104924 “Generación y estudio de campos ópticos evanescentes para la captura y ordenamiento de partículas nanométricas” y DGAPA-PAPIIT: IN113422 “Integración de plataformas ópticas y acústicas en sistemas de interacción radiación-materia”.

Resumen

Las pinzas ópticas han resultado ser una herramienta muy útil y versátil para poder estudiar distintos sistemas con escalas microscópicas. Comúnmente, este tipo de sistemas hacen uso de haces ópticos propagantes que son fuertemente enfocados para capturar partículas con tamaños comparables a la longitud de onda de la luz. Debido a que las partículas suelen tener una interacción con el campo eléctrico de la luz, las pinzas ópticas permiten cambiar la dinámica de la partícula en el medio en el que se encuentra inmersa, logrando confinarla de manera estable, cambiar su posición o transferirle momento angular.

Cuando la muestra a confinar está constituida por partículas dieléctricas que tienen un tamaño menor a la longitud de onda se ha observado que los sistemas tradicionales de pinzas ópticas no son eficientes para atrapar estos objetos, ya que suele requerirse una alta potencia para atrapar a la partícula. Esto puede ser contraproducente pues la muestra podría resultar dañada debido al calentamiento por absorción de la luz. Además, cuanto menor sea el tamaño de la partícula menor será la fuerza que ejerza el campo óptico. También será más difícil capturarla ya que se moverá a mayor velocidad debido al movimiento browniano.

En una trampa óptica la fuerza máxima que se puede alcanzar depende del tamaño del haz enfocado, el cual no puede reducirse indefinidamente, sino que tendrá un tamaño del orden de la longitud de onda debido al límite de difracción de la luz. Es en esta situación que los campos evanescentes pueden ser una alternativa para resolver parte de estos problemas. Este tipo de campos cercanos permiten generar campos ópticos muy intensos en regiones espaciales muy pequeñas al superar el tamaño impuesto por el límite de difracción. Los campos evanescentes pueden formarse cuando se produce reflexión total interna en una interfaz, que en el caso de las pinzas ópticas puede ser una interfaz vidrio-agua. Otra

ventaja que ofrecen estos sistemas es que la mayor cantidad de energía viaja en el haz incidente y el reflejado, de manera que el campo evanescente se puede emplear con una potencia relativamente alta sin dañar a la partícula.

Con esto en mente se diseñó un sistema de pinzas ópticas evanescentes, que permitiera capturar partículas dieléctricas con escalas menores a la longitud de onda. Nuestros cálculos previos muestran que en estas condiciones de no paraxialidad el momento angular representa un elemento clave para aumentar la eficiencia del sistema cuando se trabaja con partículas menores a 300 nm de diámetro si el campo enfocado es inducido por un láser con longitud de onda de 532 nm. Los resultados experimentales reproducen el comportamiento esperado para este sistema, pues muestran que una trampa óptica con momentos angulares de espín y orbital con la misma magnitud, pero con sentidos opuestos generan la trampa óptica con mayor eficiencia. Se logró capturar de manera estable partículas de silica de 177 y 293 nm, también de poliestireno de 94 y 145 nm con potencias menores a 20 mW. Se comprobó que este sistema transfiere momento angular a la partículas, pues se observa que estas rotan en una órbita circular estables. También se encontró que el modelo empleado reproduce con una buena precisión la magnitud de las fuerzas, a pesar de que es un modelo muy simple.

Abstract

Optical tweezers have been a very useful and versatile tool to study different systems with microscopic scales. Commonly, these types of systems make use of propagating optical beams that are strongly focused to capture particles with sizes comparable to the wavelength of light. Because particles usually have an interaction with the electric field of light, optical tweezers can change the dynamics of the particle in the medium in which it is immersed, managing to confine it stably, change its position or transfer angular momentum.

It has been observed that traditional optical tweezer systems are not efficient if the particle is smaller than the wavelength, because a high power beam is usually needed to trap the particle. This can be counterproductive because the sample could be damaged due to the transfer of energy in the form of heat. In addition, if the size of the particle is reduced, the force exerted by the optical field also decreases, and it will be more difficult to capture it since it moves faster due to Brownian motion.

In an optical trap the maximum force that can be achieved depends on the size of the focused beam, which cannot be reduced indefinitely, but its size will be of the order of the wavelength due to the. In this situation the evanescent fields can be an alternative to solve part of these problems. This type of near-field is able to produce intense optical fields in very small spatial regions by exceeding the size imposed by the diffraction limit. Total internal reflection occurs when a beam of light hits an interface at an angle greater than the critical angle, such as a glass-water interface. An advantage is that almost all of the beam power is in the incident and reflected beams, so that the evanescent transmitted beam can be used with a relatively high power without damaging the particle.

With this in mind, a system of evanescent optical tweezers was designed to capture of

dielectric particles with scales smaller than the wavelength. Our previous calculations show that in these conditions of non-paraxiality, angular momentum is an important variable to increase the efficiency of the system capture particles with a diameter less than 300 nm in diameter if the focused field is induced by 532 nm wavelength laser. The experimental results reproduce the expected behavior for this system. They prove that an optical trap induced by a beam with spin and orbital angular momentum of equal magnitude, but with opposite directions, generates the most efficient optical trap. In our work it was possible to capture silica particles of 177 and 293 nm, and polystyrene of 94 and 145 nm with even 20 mW of power. It was proven that this system transfers angular momentum to the particles, since it is observed that they rotate in a stable circular orbit. It was also found that the model used reproduces the magnitude of the forces with good accuracy, despite the fact that it is a very ideal model.

Capítulo 1

Introducción

1.1. Antecedentes

Es bien sabido que la luz puede ejercer una fuerza sobre ciertos objetos con características específicas. Por ejemplo, en el siglo XVIII el astrónomo Johannes Kepler [1], mientras realizaba observaciones de los cometas notó que cuando estos viajan cerca del Sol la cola de los cometas en el mismo sentido que la propagación de la luz, independientemente de la dirección en la que viaje el cometa. De esta manera, se preguntó si este fenómeno era resultado de que los rayos del Sol ejercían una presión sobre los cometas, de manera que estas partículas eran expulsadas por la luz del Sol y respondió afirmativamente a esta cuestión. En la actualidad, gracias a la teoría electromagnética y especialmente a los aportes de Poynting [2, 3], sabemos que la luz posee momento lineal que puede ser transferido a un cuerpo con el que esta interactúa, ejerciendo una fuerza sobre este que dependerá de la intensidad de la luz así como de algunas propiedades del objeto, como pueden ser su tamaño, su absorbancia y coeficiente de reflexión [4–8]. Antes de la invención del láser se habían realizado experimentos [9, 10] que mostraban la existencia de este fenómeno y cuyos datos estaban en conformidad con las predicciones teóricas [11, 12], sin embargo estos se debían realizar en condiciones tan específicas que convertían su observación era un verdadero reto, por lo que era complicado emplear este fenómeno en alguna aplicación realista [13].

Una de las principales razones por las que este fenómeno era algo difícil de observar

es que la potencia e intensidad de la luz con la que se trabajaba en aquella época era relativamente baja para observar un efecto mecánico en los cuerpos [13]. Sin embargo, la invención del láser representó una revolución, pues permitía concentrar toda la energía de la luz en una región muy pequeña, lo que abrió la puerta para que fuese aprovechada en la interacción con cuerpos muy pequeños. Esto dio paso al estudio del confinamiento y manipulación óptica [14]. De esta manera, a comienzos de la década de 1970 Arthur Ashkin identificó dos tipos de fuerzas básicas, una que empuja a la partícula en la dirección de propagación del haz y otra perpendicular a dicha dirección, que permite que una partícula se mantenga en la región de mayor intensidad cuando su distribución de energía no es uniforme espacialmente. Estas fuerzas se conocen, respectivamente, como *fuerza de esparcimiento* y *fuerza de gradiente* [13, 15].

El tamaño de la partícula en relación con la longitud de onda de la luz es un aspecto importante a considerar en la captura de partículas, pues la manera en la que interactúa la luz con el cuerpo es distinta dependiendo del tamaño del objeto [7, 8, 15, 16]. Resumidamente, cuando el tamaño de la partícula es mucho mayor que la longitud de onda del haz incidente se puede emplear la óptica geométrica considerando que cada rayo de luz aporta cierta cantidad de momento en la dirección en la que se propaga. Debido a la refracción y reflexión de los rayos en la partícula el momento lineal del rayo cambiará, y por conservación de momento se producirá una fuerza en la partícula [7, 17, 18]. En el régimen intermedio, en el que el tamaño de la partícula y la longitud de onda de la luz son comparables la explicación teórica completa del fenómeno se debe realizar mediante la teoría de Lorentz-Mie [7, 18–20]. La aproximación dipolar se puede utilizar cuando el tamaño de la partícula es mucho menor a la longitud onda del haz incidente, de manera que la interacción estará determinada principalmente por el perfil del campo eléctrico incidente. Esta última es de gran importancia en este trabajo, pues permite entender la dinámica de las partículas con las que se está trabajando de manera sencilla si se conoce de antemano la forma del haz de luz con el que se captura a las partículas [4, 5, 7, 8, 16, 18, 21].

1.1.1. Fuerzas generadas por un campo óptico sobre una partícula dieléctrica en la aproximación dipolar

La aproximación dipolar, o también llamada “aproximación de Rayleigh” ofrece una visión sencilla de entender la manera en la que el campo eléctrico que describe a un haz de luz puede interactuar con un cuerpo que es de un tamaño menor a la longitud de onda de la luz. La derivación explícita se puede encontrar de manera detallada en otros trabajos [7, 8, 16], pero se mencionaran los detalles más importantes para esta teoría. Como mostró Gordon [16] para partículas de material dieléctrico, cuando la partícula tiene dimensiones menores que la longitud de onda, esta tiende a actuar como un dipolo eléctrico que es inducido por el campo, que es resultado de su polarizabilidad [4, 5, 7]. De esta manera, toda la interacción se puede explicar en términos del campo eléctrico y algunos parámetros de la partícula como lo son su tamaño e índice de refracción [7, 8, 18, 21].

En términos generales, la fuerza producida por un campo óptico en la aproximación dipolar está descrita por

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \frac{\alpha'}{c\epsilon_0} \nabla I_i(\mathbf{r}) + \frac{\sigma_{\text{ext}}}{c} \mathbf{S}_i(\mathbf{r}) - \frac{1}{2} \sigma_{\text{ext}} c \nabla \times \mathbf{s}(\mathbf{r}), \quad (1.1)$$

donde $I_i(\mathbf{r})$ es la intensidad del haz incidente, $\mathbf{S}_i(\mathbf{r})$ es el promedio temporal del vector de Poynting y $\mathbf{s}(\mathbf{r})$ es el promedio temporal de la densidad de espín de la luz, mientras que el resto de parámetros, como lo son la parte real de la polarizabilidad α y el coeficiente de extinción σ_{ext} pueden encontrarse definidos con precisión en la referencia [7, pp. 60-65]. Vale la pena mencionar que dichos parámetros están determinados por las características de la partícula, siendo de especial importancia que la polarizabilidad α proporcional a su volumen así como una dependencia con el índice de refracción de la partícula y el medio que la rodea; estos también dependen de las propiedades del campo eléctrico que incide sobre la partícula, como lo es su longitud de onda [8, 18].

El primer término de la ecuación 1.1 es la *fuerza de gradiente*, y para partículas que tienen un índice de refracción mayor al medio que las rodea esta fuerza hace que la partícula sea atraída a las zonas de máxima intensidad. Como se puede observar, esta depende del gradiente de la intensidad del haz que incide sobre la partícula, razón por la que en una

pinza óptica es importante enfocar fuertemente el haz, pues esta fuerza es la responsable de atrapar en tres dimensiones al objeto. El segundo término es la *fuerza de esparcimiento*, y como podemos ver, es directamente proporcional al promedio temporal del vector de Poynting, de manera que actúa ejerciendo una fuerza en la dirección de propagación del haz. Cuando se desea atrapar a una partícula de manera estable, la fuerza de gradiente debe ser mayor a la fuerza de esparcimiento, tal que esta última no pueda sacar a la partícula de la trampa óptica. El último término de la ecuación 1.1 se conoce como *rotacional de espín* y es relevante cuando el campo con el que se está confinando la partícula posee polarización de tipo elíptica (o circular, como caso particular), pues se produce debido a los gradientes en la polarización del campo eléctrico [7]. En la Figura 1.1 se puede apreciar un diagrama que ejemplifica la captura de partículas en tres dimensiones considerando la fuerza de gradiente y de esparcimiento.

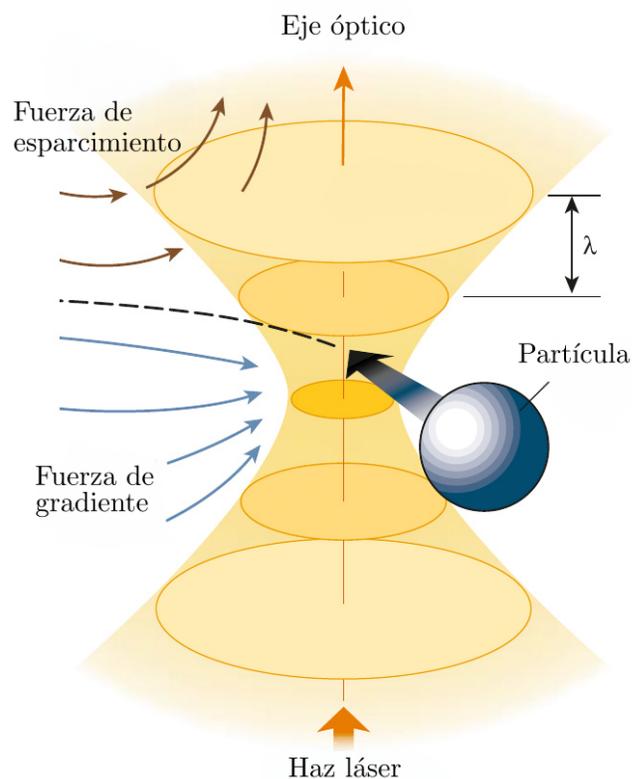


Figura 1.1: Diagrama de las fuerzas en una pinza óptica generada por un haz de luz fuertemente enfocado. Una partícula es atraída al centro del haz, donde la fuerza de gradiente es máxima, de modo que se confina en tres dimensiones. Lejos del punto focal es la fuerza de esparcimiento la que domina, por lo que la partícula es empujada en la dirección de propagación del haz debido a la presión de radiación. Figura adaptada de la referencia [22].

1.1.2. Confinamiento de partículas de tamaño inferior a la longitud de onda

Las pinzas ópticas convencionales, que consisten de un haz de luz láser fuertemente enfocado aprovechan la fuerza de gradiente para confinar de manera estable una partícula [7, 15, 23, 24]. Sin embargo, una característica de esta fuerza es que depende del tamaño de la partícula. Esto se debe a que el factor α' que aparece en el primer término de la ecuación 1.1 es proporcional al volumen de la partícula, que es la conocida *relación de Clausius-Mossotti* [7, pp. 50], que para una partícula dieléctrica esférica de radio a es aproximadamente

$$\alpha' \approx 3V\varepsilon_m \frac{\varepsilon_p - \varepsilon_m}{\varepsilon_p + 2\varepsilon_m}, \quad (1.2)$$

donde $V = \frac{4}{3}\pi a^3$; ε_p y ε_m son la permitividad de la partícula y del medio, respectivamente, las cuales se pueden escribir en términos de sus índices de refracción $\varepsilon_p \approx \varepsilon_0 n_p^2$ y $\varepsilon_m \approx \varepsilon_0 n_m^2$. Esta dependencia con el tamaño de la partícula es una de las principales razones por las que es complicado capturar partículas con radios del orden de unos cientos de nanómetros con láseres de luz visible [15, 24, 25].

Para una partícula esférica de radio a la fuerza de gradiente en la aproximación dipolar es $F \propto a^3$, de manera que al reducir en un orden de magnitud el tamaño de la partícula, la fuerza de gradiente disminuye en tres ordenes, lo que vuelve ineficiente la captura con pinzas ópticas convencionales de haces propagantes [7, 23, 24]. Comúnmente, las partículas con las que se trabaja en el campo de la micromanipulación óptica suelen estar inmersas en un medio acuoso o en aire, que al tener escalas tan pequeñas y estar en un medio a una determinada temperatura presentarán movimiento browniano [7, 26]. Al reducir el tamaño de la partícula, el movimiento browniano es mayor para una temperatura fija, por lo que se vuelve más complicado crear un potencial óptico que atrape a la partícula de manera estable, pues este movimiento puede ser de una magnitud tal que saque a la partícula de la trampa [24]. En algunos casos es posible subir la potencia del haz para crear una trampa aceptable, sin embargo, esto podría dañar a la partícula debido a la transferencia de energía del campo eléctrico en forma de calor [15, 27, 28]. Adicionalmente, es deseable

tener un gradiente de intensidad grande, lo que puede lograrse reduciendo el tamaño del haz. En el caso de los haces propagantes el tamaño del haz más pequeño que se puede obtener al enfocar el haz esta condicionado por el límite de difracción de Abbe [29, 30].

Se han trabajado en diversas alternativas para resolver este tipo de inconvenientes. Por mencionar algunas se encuentran las trampas plasmónicas [24, 31], las cuales se usan con partículas metálicas y pueden alcanzar un confinamiento siete veces mayor comparado al que se obtiene mediante métodos de captura convencionales para partículas del mismo tamaño y empleando la misma energía en el haz incidente [32]. Para nanopartículas dieléctricas se encuentran las pinzas ópticas plasmónicas, las cuales emplean dos estructuras metálicas separadas unos pocos nanómetros y permiten crear trampas ópticas muy intensas capaces de confinar partículas con radios menores a 100 nm [33, 34]. El fenómeno conocido como “optical binding” se produce cuando dos objetos dieléctricos interactúan simultáneamente con un campo óptico intenso, de manera que estos a su vez generan un campo que les permite mantenerse unidos de manera óptica [35, 36]. Esto ha permitido crear algunos arreglos en dos y tres dimensiones con partículas dieléctricas nanométricas [37].

Otro enfoque ha sido utilizando campos evanescentes en interfaces dieléctricas, como lo demostraron de forma experimental Kawata y Sugiura [38] utilizando partículas micrométricas inmersas en agua. Como la muestra se encontraba en una solución acuosa contenida en vidrio, esta interfaz permite que se genere reflexión total interna cuando se incide el haz por encima del ángulo crítico. Como mencionaron de manera acertada Almaas y Brevik [39], las partículas sean atraídas a hacia la interfaz debido al gradiente de intensidad en el eje perpendicular a la muestra, mientras que la fuerza de scattering las propulsa a lo largo de la interfaz. Gu, Haumonte, Micheau, Chon, y Gan [40] mostró que se puede implementar una pinza óptica que utilice campos evanescentes. En su trabajo, logró atrapar partículas de 1 y 2 μm de diámetro utilizando un láser con polarización lineal y longitud de onda de 532 nm. El arreglo propuesto por [40] se presenta en la Figura 1.2 y tiene como objetivo crear un campo fuertemente enfocado de tal manera que los rayos incidentes tenga un ángulo superior al crítico, formando un campo evanescente por encima de la interfaz de vidrio. Este sistema permitió la captura de partículas con un tamaño mayor a

la longitud de onda del haz incidente. Posteriormente Šiler *et al.* [21, 41] reportaron que se puede capturar partículas del orden de la longitud de onda con campos evanescentes.

Los campos evanescentes son de interés ya que ofrecen ciertas ventajas sobre los campos propagantes, especialmente cuando se desea confinar partículas con tamaños mucho menores comparados con la longitud de onda. Una de estas ventajas es que estos campos no están limitados por difracción [42], sino que pueden formar campos con estructuras con tamaños menores a la longitud de onda [43, 44], lo que produce un mayor gradiente de intensidad. Además, como estos campos son generados por reflexión total interna, la mayor cantidad de la energía viaja de regreso en el haz reflejado [4, 5, 17, 45], de manera que el haz transmitido posee una pequeña fracción de energía, por lo que hay menor riesgo de dañar térmicamente a la partícula.

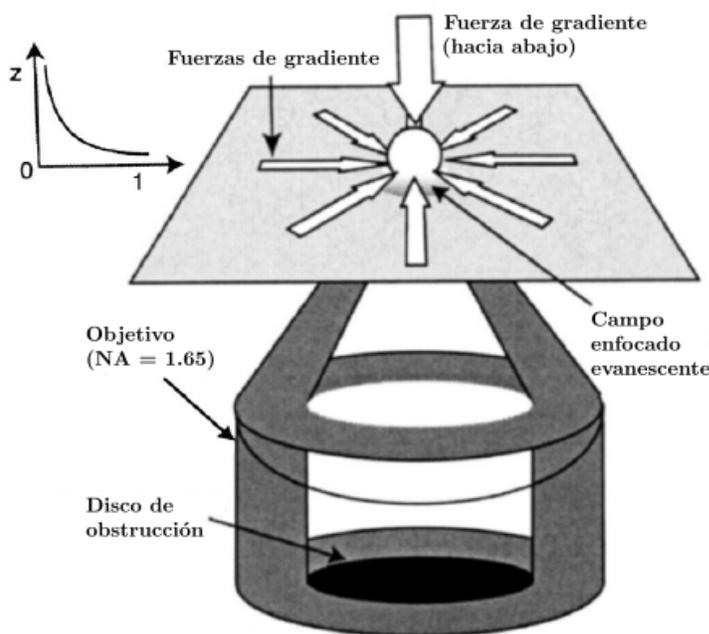


Figura 1.2: Esquema de una pinza óptica evanescente propuesto por Gu *et al.* [40]. Un disco opaco se coloca a la entrada de un objetivo de microscopio, de forma que las únicas componentes que son enfocadas son aquellas cuyos rayos son mayor al ángulo crítico producido por la interfaz vidrio-agua. De esta manera, el campo evanescente crea una trampa óptica que lleva a la partícula hacia la interfaz y la confina en el plano transversal. La gráfica muestra la forma exponencial en la que decae la magnitud del campo evanescente a lo largo del eje z , que es perpendicular a la interfaz. Figura adaptada de la referencia [40].

1.1.3. Momento angular de la luz

La teoría electromagnética, mediante los aportes de Poynting [2], permite definir rigurosamente la energía del campo eléctrico, su momento lineal así como su momento angular. Similar al momento lineal del campo electromagnético, este también puede tener momento angular, y de la misma manera observar sus efectos mecánicos representa un reto pues realizar una detección suele requerir de condiciones muy particulares, como lo mostró por primera vez Beth [46] de manera experimental. La luz exhibe varios tres tipos de momento angular, uno extrínseco pues depende de la posición y ángulo en que la luz incide sobre un determinado objeto y dos momentos intrínsecos, pues su magnitud está definido dentro de los parámetros del campo electromagnético [47]. Estos dos momentos angulares se son el momento angular de espín y el momento angular orbital [4, 5, 7, 43, 44, 46–48]. Estos momentos afectan la dinámica de la partícula, comúnmente el momento angular de espín está asociado con la rotación de un cuerpo sobre su propio eje, mientras que el momento angular orbital se relaciona con un movimiento de rotación en una trayectoria circular cerrada [49–51]. De la misma manera, ambos tienen una definición precisa en mecánica cuántica, por lo que al considerar la naturaleza cuántica de la luz este momento está bien definido para cada fotón de un haz de luz [49, 52, 53].

De manera teórica, ya sea desde el punto de vista electromagnético o mediante la descripción cuántica, se sabía que el momento angular de espín estaba determinado por la polarización del campo óptico [3, 46]. El momento angular orbital de la luz fue estudiado de manera amplia hasta el descubrimiento de los haces Laguerre-Gauss [48, 54], los cuales poseen un momento angular bien definido debido a su fase azimutal. Estos dos tipos de momento se pueden apreciar en la Figura 1.3

La primera detección experimental del momento angular de la luz fue realizada por Beth [46] para el caso del espín, quien implementó de manera cuidadosa un aparato que permitió medir el momento angular transferido a una placa retardadora de un cuarto de onda colocada en un arreglo de péndulo de torsión. Beth [46] a la vez comprobó que los resultados del experimento se pueden explicar desde el punto de vista electromagnético calculando el torque sobre la placa, así como utilizando mecánica cuántica asumiendo que

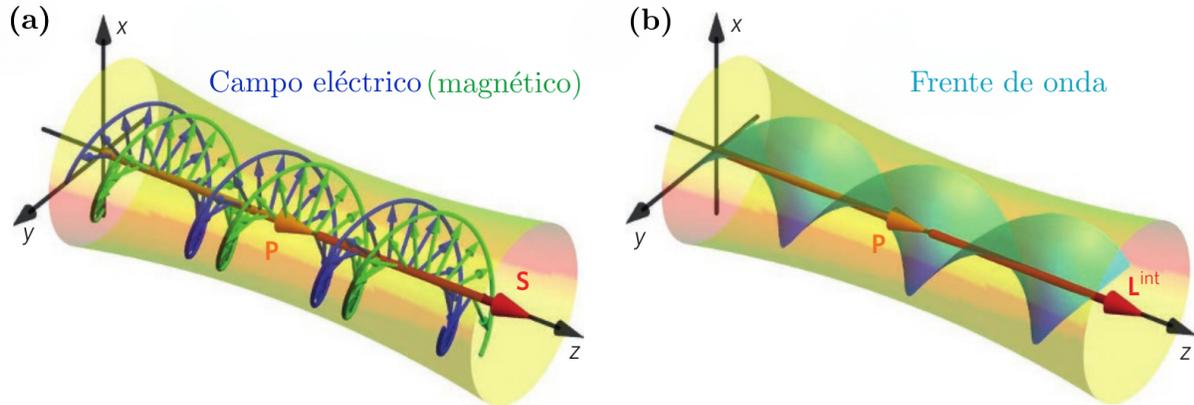


Figura 1.3: Momento angular en haces paraxiales. (a) Haz con momento angular de espín debido a polarización circular derecha ($\sigma = 1$). Se observa la rotación del campo eléctrico y magnético (vectores en azul y verde, respectivamente) así como la dirección de; momento lineal \mathbf{P} y el vector de Poynting \mathbf{S} asociado a la onda. (b) Haz con momento angular orbital intrínseco $\ell = 2$ donde se muestra el frente de onda (en azul) así como la dirección del vector momento angular \mathbf{L}_{int} , que es intrínseco de la onda. Figura adaptada de la referencia [55]

el fotón posee una cantidad de momento angular igual a $\pm\hbar$ (el signo indica el sentido de polarización).

Por otra parte, el momento angular orbital se encuentra bien definido en haces que presentan una fase azimutal de la forma $\exp(i\ell\varphi)$, como lo son los haces de tipo Laguerre-Gauss [48, 56]. La cantidad ℓ se denomina la carga topológica del haz y define la magnitud del momento angular del haz a $\ell\hbar$ por fotón. Este tipo de haces suelen presentar un *vórtice óptico* en el centro, que se puede observar en su perfil de intensidad como una zona oscura en el centro, y posteriormente un anillo brillante principal donde se encuentra la mayor parte de la energía [47].

Es de esperarse que pueda realizar una separación de los momentos angulares de espín y orbital como se realiza en mecánica cuántica [7, 47, 49, 52]. A pesar de que esto se puede realizar en el campo del electromagnetismo teórico, aún es confusa esta interpretación debido a que al hacerlo se rompen ciertas condiciones con la transversalidad del campo, lo que impide su interpretación física [46, 47, 57]. Sin embargo, es posible observar los efectos por separado de cada una de estas contribuciones en la componente z de un campo que se propaga de manera paraxial [48]. De acuerdo con Allen *et al.* [48], en un haz tipo

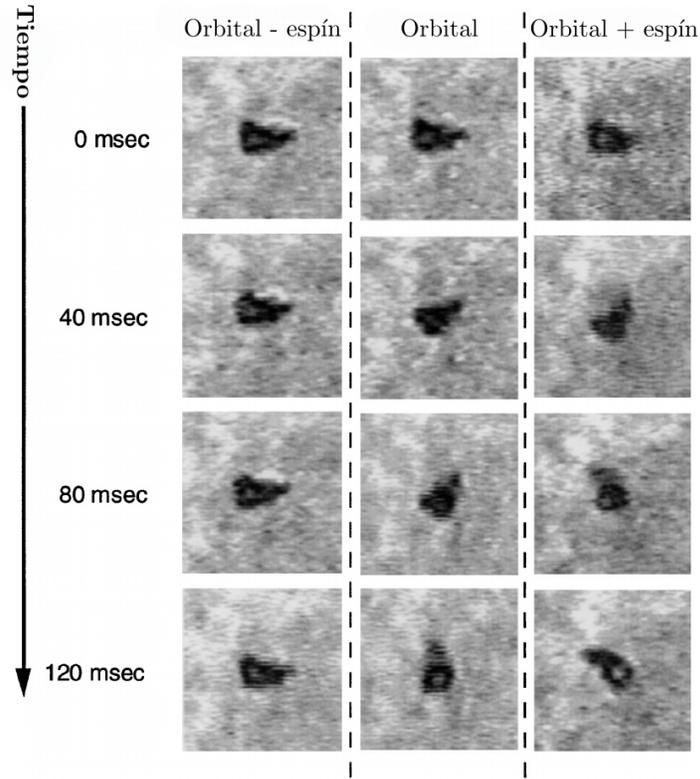


Figura 1.4: Secuencia de imágenes recuperadas a partir de un video donde se muestra una partícula de teflón de $2 \mu\text{m}$ en una trampa óptica con momento angular de espín y orbital. Se puede apreciar la equivalencia mecánica entre estos dos tipos de momentos para este sistema, ya que ambos momentos cambian de la misma manera la dinámica de la partícula y sus magnitudes son aditivas. Figura adaptada de la referencia [58].

Laguerre-Gauss que se propaga de manera paraxial la tasa de flujo de momento angular por flujo de energía en la componente z (paralelo a la dirección de propagación), estará dada por

$$\frac{J_z}{cP_z} = \frac{\ell + \sigma}{\omega}, \quad (1.3)$$

en donde P_z es la componente del momento lineal en la dirección de propagación, $\sigma = \pm 1$ y ω es la frecuencia del campo óptico. Podemos notar en la ecuación que ambas contribuciones al momento angular están separadas y son perfectamente identificables, por lo que si este momento es transferido a un objeto se puede saber de qué tipo de momento angular corresponde cada una de las contribuciones.

Simpson *et al.* [58] exploraron este hecho para demostrar que, bajo ciertas condiciones,

puede existir una equivalencia mecánica entre el momento angular de espín y el momento angular orbital en lo que llamaron un “optical spanner”. En su experimento [Simpson et al.](#) diseñaron un sistema que permitía generar haces tipo Laguerre-Gauss e implementaron un sistema de pinzas ópticas, similar a uno convencional, en el que el haz incidente tenía tanto momento angular de espín como orbital. Utilizando partículas de teflón de $2 \mu\text{m}$ se observó que el momento angular de espín puede hacer girar a las partículas en una órbita circular, tal como lo hace el momento angular orbital. Además de esto, ambos momentos aportaban una cantidad de momento angular orbital, que en términos simples equivale a sumar sus momentos angulares; todo este fenómeno se pudo observar debido a que las partículas eran absorbentes [58]. En este trabajo se observó el efecto de ambas contribuciones de momento utilizando un haz con momento angular de magnitud $|\ell| = 1$ y para distintas polarizaciones. Como se muestra en la Figura 1.4, el momento angular orbital hace que la partícula gire en sentido antihorario (el sentido depende del signo de la carga topológica). Cuando ambos momentos angulares son de signo opuesto, vemos que la partícula deja de rotar, ya que el momento angular del haz se aproxima a cero (ecuación 1.3). Por último, cuando ambos momentos angulares son del mismo signo la partícula gira en sentido antihorario, pero con una frecuencia mayor.

Sin embargo, en haces no paraxiales, como lo puede ser un haz fuertemente enfocado, esta identificación por separado de las contribuciones ya no se puede realizar [56]. Como muestran [56] para un haz Laguerre-Gauss, que no es estrictamente paraxial, la tasa de flujo de momento angular por flujo de energía en la componente z está determinado por

$$\frac{J_z}{cP_z} = \frac{\ell + \sigma}{\omega} + \frac{\sigma}{\omega} \left(\frac{2kz_R}{2p + l + 1} + 1 \right)^{-1}, \quad (1.4)$$

donde $k = 2\pi/\lambda$ es el número de onda, z_R es el rango de Rayleigh del haz y p es el índice radial del haz Laguerre-Gauss. En esta ecuación se identifica el primer término como la contribución de la parte paraxial, así como un segundo término que contiene tanto a ℓ como a σ en un mismo término, sin posibilidad de separar ambas contribuciones. Esta transferencia de momento angular se conoce como conversión de momento angular de espín a orbital [47, 55]. Hay distintas condiciones en las que este fenómeno puede ocurrir, una

de ellas es cuando se enfoca fuertemente un haz de luz, como se muestra en la Figura 1.5. Como menciona Andrews y Babiker [47], este acoplamiento resulta en la generación de campos con vórtices inducidos por espín, es decir, un haz con momento angular orbital. En una pinza óptica esto se puede apreciar en la transferencia de momento angular a las partículas, donde la polarización circular se traducirá como una contribución a la rotación de la partícula en una órbita circular [7, 43, 44, 47, 58].

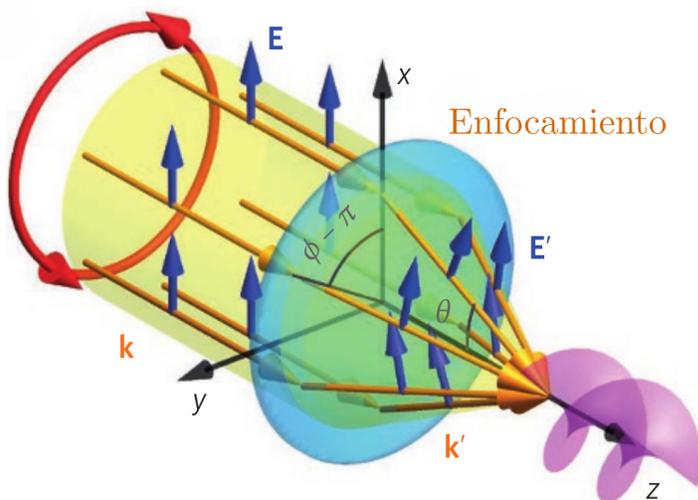


Figura 1.5: Enfocamiento de un haz paraxial con momento angular de espín. Un haz con polarización circular incide sobre una lente (superficie azul) que produce una distribución cónica de vectores de onda, que en condiciones de no paraxialidad se traducen en una conversión de momento angular de espín a orbital. Se muestra las componentes del campo eléctrico \mathbf{E} que paralelas al eje x para mostrar la dirección que adquieren una vez que el campo se refracta en la lente. Figura adaptada de la referencia [55]

1.2. Fuerzas en pinzas ópticas evanescentes

La tesis con título “Estudio numérico del confinamiento de partículas nanométricas con campos ópticos evanescentes” [43] y el artículo “Enhancing near-field optical tweezers by spin-to-orbital angular momentum conversion” [44] son los antecedentes más próximos para este estudio, por lo que en esta tesis se presentan los aspectos más importantes de dichos trabajos. Los antecedentes consisten en un estudio teórico de una pinza óptica evanescente con el que fue posible realizar una serie de predicciones importantes para este trabajo. En la Figura 1.6 se muestra un esquema simplificado de la configuración que se plantea en

esos estudios. En términos simples, este sistema genera un campo evanescente mediante reflexión total interna sobre una interfaz vidrio-agua de un haz láser con un perfil en forma de anillo, que al ser fuertemente enfocado por un objetivo de alta apertura numérica, produce un campo eléctrico con la capacidad para capturar partículas dieléctricas del orden de decenas a cientos de nanómetros.

Cabe aclarar que para el trabajo que se desarrolla en la presente tesis se realizaron algunas modificaciones al modelo teórico anterior [43, 44] con el propósito de modelar el haz incidente de la forma en que se ha observado de manera experimental (sección 2.2). Un haz con forma de anillo de longitud de onda $\lambda_0 = 532$ nm se enfoca con un objetivo de reflexión total interna con apertura numérica $NA = 1.49$ sobre una interfaz vidrio-agua (índices de refracción $n_t = 1.52$ y $n_m = 1.33$, respectivamente).

Las partículas que se utilizan a lo largo de este estudio son de sílica (con índice de refracción $n_p = 1.44$) y de poliestireno ($n_p = 1.59$), de distintos tamaños, todos menores a la longitud de onda del haz enfocado. De esta manera, los resultados pueden ser entendidos, hasta cierto punto, empleando las ideas de la aproximación dipolar en términos de gradientes de intensidad. A pesar de esto, todos los cálculos se realizaron empleando la teoría electromagnética completa, cuyos detalles sobre la implementación se exponen de manera simplificada en la referencia [44].

Una característica importante del haz incidente es su polarización, pues el propósito del trabajo es estudiar la dinámica de las partículas en campos con momento angular. De esta manera, el haz que incide sobre el objetivo de microscopio tiene un perfil anular y posee momento angular de espín y momento angular orbital. Con estas consideraciones, se propone el campo eléctrico incidente como

$$\mathbf{E}_{inc}(\rho, \varphi) = E_0 \exp \left[-\frac{(\rho - \rho_0)^2}{w^2} \right] \exp(i\ell\varphi)(\hat{\mathbf{x}} + i\sigma\hat{\mathbf{y}}), \quad (1.5)$$

donde ρ_0 determina el radio del anillo, el grosor de la envolvente gaussiana está dado por w , mientras que σ y ℓ determinan la magnitud del momento angular de espín y orbital, respectivamente. Estos campos Cabe resaltar que en los estudios previos el campo incidente se consideraba homogéneo, sin la modulación gaussiana.

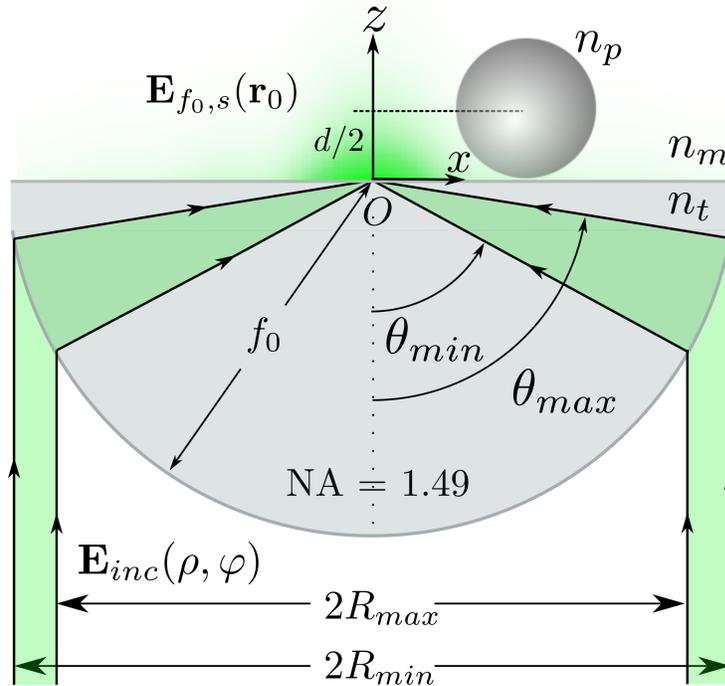


Figura 1.6: Diagrama geométrico de una pinza óptica evanescente a partir de reflexión total interna. Un haz incidente con campo eléctrico \mathbf{E}_{inc} es enfocado por un objetivo de microscopio con apertura numérica $NA=1.49$ y distancia focal en el vacío $f_0 = 200 \text{ mm}/60$. Los ángulos θ_{min} y θ_{max} determinan la región en que un haz incidente se reflejará totalmente sobre la interfaz, generando ondas evanescentes en el medio donde están inmersas las partículas de diámetro d . Estos determinan el tamaño del anillo que producirá un campo evanescente enfocado, que en nuestro caso corresponden con $R_{min} = 4.43 \text{ mm}$ y $R_{max} = 4.96 \text{ mm}$. Figura tomada de la referencia [44].

A continuación presentamos un resumen de los resultados más relevantes presentados en las referencias [43, 44].

1.2.1. Ejemplos de fuerzas en pinzas ópticas evanescentes

El sistema de referencia que se usa en los cálculos que se presentan es el que se expone en la Figura 1.6, donde el punto focal coincide con el origen de coordenadas. El campo eléctrico antes del objetivo de microscopio es el que se muestra en la ecuación 1.5, mientras que la partícula interactúa con el campo enfocado, que se calcula utilizando la teoría de enfocamiento de Richards y Wolf [59, 60]. Este campo enfocado es el que se emplea para realizar los cálculos de la fuerza óptica. Para más detalles de la implementación numérica

empleada en los cálculos puede consultarse la referencia [44].

Como primer caso se considera una pinza óptica evanescente sin momento angular orbital, de esta manera podemos estudiar la forma de la trampa en función de la polarización del haz. En la Figura 1.7(a) se muestran las componentes F_x y F_y a lo largo del eje x para un haz con polarización lineal (PL) y un haz con polarización circular derecha ($\sigma = 1$). En esta gráfica podemos observar que el haz con polarización lineal presenta múltiples puntos de confinamiento estable, que pueden identificarse como los puntos donde la curva pasa por el eje horizontal y es decreciente, de manera que en esa región la fuerza puede aproximarse a la fuerza de tipo $F = -\kappa x$, con κ la constante de restitución. Cabe notar además que el centro del haz es un punto inestable, así la partícula se confinará en alguno de las dos zonas de equilibrio cercanas. Dado que la distancia entre estos puntos de equilibrio es más o menos del orden del tamaño de la partícula, esta podría moverse entre estas regiones. Como se están estudiando las fuerzas a lo largo del eje x para este caso F_x confina a la partícula, mientras que F_y es nula, de manera que la partícula no experimenta alguna fuerza que la saque del eje x . Cuando se tiene de la polarización circular el campo eléctrico tiene un perfil con simetría azimutal [43]. En este caso el centro es un punto de equilibrio estable a lo largo del eje x , pero F_y no es nula en todas partes, sino que a medida que nos alejamos del centro hay una fuerza que trata de sacar a la partícula del eje, y como el haz es simétrico, esta fuerza F_y al no ser cero muestra que hay una pequeña torca que provoca que gire la partícula alrededor del centro. Dado que esta región en la que la partícula sufre una torca del orden del tamaño de la partícula, esta sentirá el campo como una trampa estable pero extendida.

La Figura 1.7(b) muestra el comportamiento de la fuerza F_z en la posición central del haz en el plano $z = d/2$ en función del diámetro (d) de la partícula. Como es de esperarse, debido a que la trampa es evanescente, y la intensidad del campo eléctrico disminuye a lo largo del eje z , la fuerza F_z es negativa, y aumenta en función del tamaño de la partícula, independientemente de la polarización del haz.

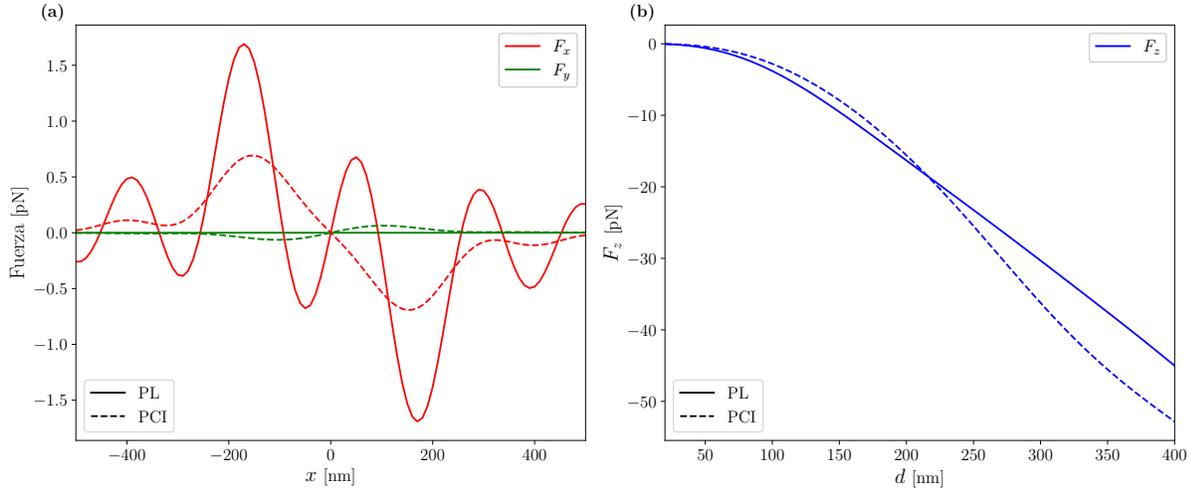


Figura 1.7: Fuerza (a) F_x y F_y a lo largo del eje x para un haz que incide con polarización lineal (PL) o polarización circular izquierda (PCI), (b) fuerza F_z en la posición de equilibrio como función del tamaño de la partícula.

1.2.2. Pinza óptica evanescente con momento angular

El objetivo principal de este trabajo es estudiar el comportamiento de partículas dieléctricas en campos ópticos evanescentes con momento angular de espín y orbital. Es de gran interés formar un sistema que permita confinar a la partícula de manera estable, como lo hace una pinza óptica convencional. Como se vio en la sección anterior, esto se logra si el campo evanescente tiene polarización circular. Esto se debe a que el campo enfocado producido es simétrico a lo largo de la dirección radial en un plano z constante. Podemos observar en la Figura 1.8(a,b,c) el perfil de intensidad total, así como las contribuciones axiales y transversales por separado. Es importante notar que la componente E_z presenta un vórtice óptico. Este tipo de patrón de intensidad se observan en haces con momento orbital efectivo, debido a que tiene una fase helicoidal $\exp(i\varphi)$. Podemos ver en la Figura 1.8(d) que es precisamente la componente E_z quien presenta una fase helicoidal azimutal, que proviene del hecho que en este sistema no paraxial se está produciendo el fenómeno de conversión de momento angular de espín a orbital en esta componente z .

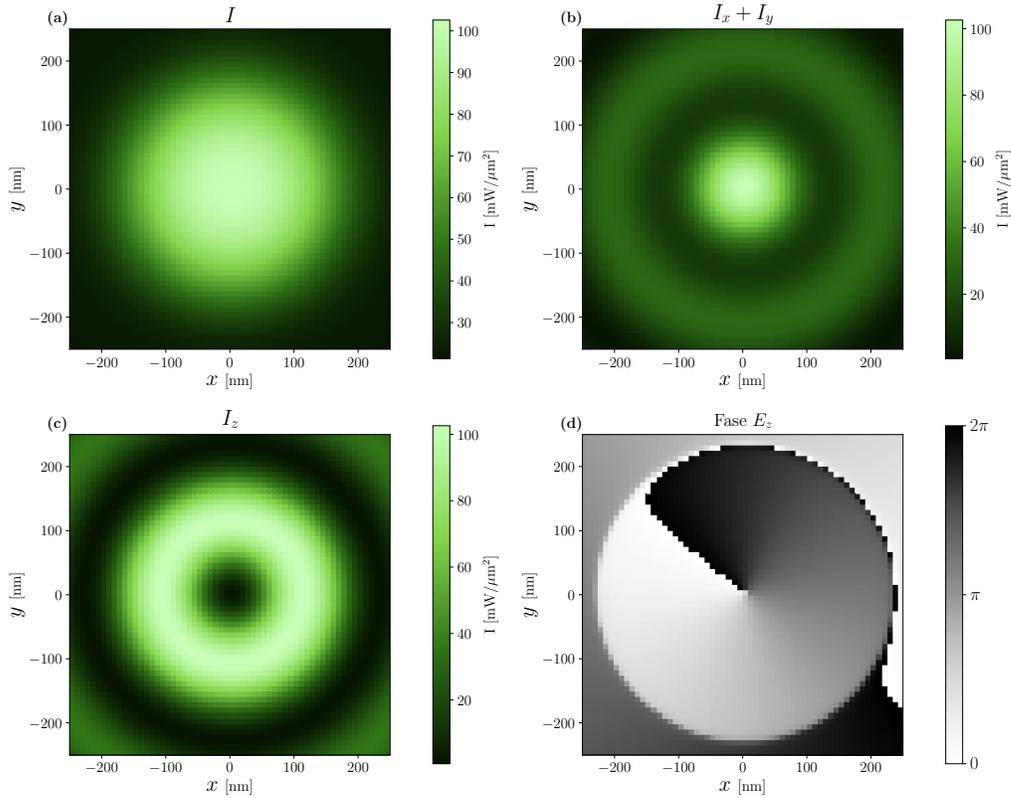


Figura 1.8: Perfil de intensidad $|E|^2$ de un haz evanescente con momento angular de espín $\sigma = 1$ en el plano $z = 0$. Intensidad a) total, b) intensidad debido a las componentes E_x y E_y , c) intensidad debido a la componente E_z y fase de la componente E_z . Podemos ver que la componente E_z presenta un vórtice óptico, y que la fase se comporta similar a que tuviese momento angular orbital $\ell = 1$. Figura adaptada de la referencia [43].

Es bien sabido que el momento angular orbital puede ser transferido a la partícula y que de esta manera rote en una órbita estable [43, 44, 58, 61, 62]. En nuestro sistema el haz también puede transferir momento angular y cambiar la dinámica de las partículas, como se muestra en la Figura 1.9, donde se considera un haz incidente con cargas topológicas $\ell = -2, -1, 0, 1$ y 2 , polarización circular positiva $\sigma = 1$ y se calcula el perfil de intensidad $|E|^2$ (fondo en escala de grises) y el campo de fuerzas (las flechas indican la dirección de la fuerza en esa posición) para una partícula con $d = 240$ nm y $n_p = 1.59$. En la parte superior de esta figura se observa que los campos en donde $|\ell + \sigma|$ tienen el mismo valor (es

decir, $|-2 + 1| = |0 + 1|$) ambos haces enfocados tienen una forma y tamaño similar, pero cambia el sentido de rotación de las partículas. Para $|\ell + \sigma| \geq 2$ observamos que el perfil de intensidad total es el de un haz con vórtice, lo cual es claro ya que todas las componentes ahora poseen un momento angular definido con carga topológica efectiva $\ell \geq 1$. La parte inferior muestra que el efecto del campo evanescente mantiene a las partículas cerca de la interfaz en todos los casos, lo que es de esperarse considerando que la intensidad del campo evanescente decae cuando a lo largo de z .

El caso más notable es cuando ℓ y σ tienen signos opuestos ($\ell = -1$ en la Figura 1.9), lo cual genera un haz con tamaño menor al resto, y donde la partícula siente una fuerte atracción hacia el centro del haz mayor que en el resto de casos a pesar de que la potencia del haz incidente sea la misma en todos los haces mostrados.

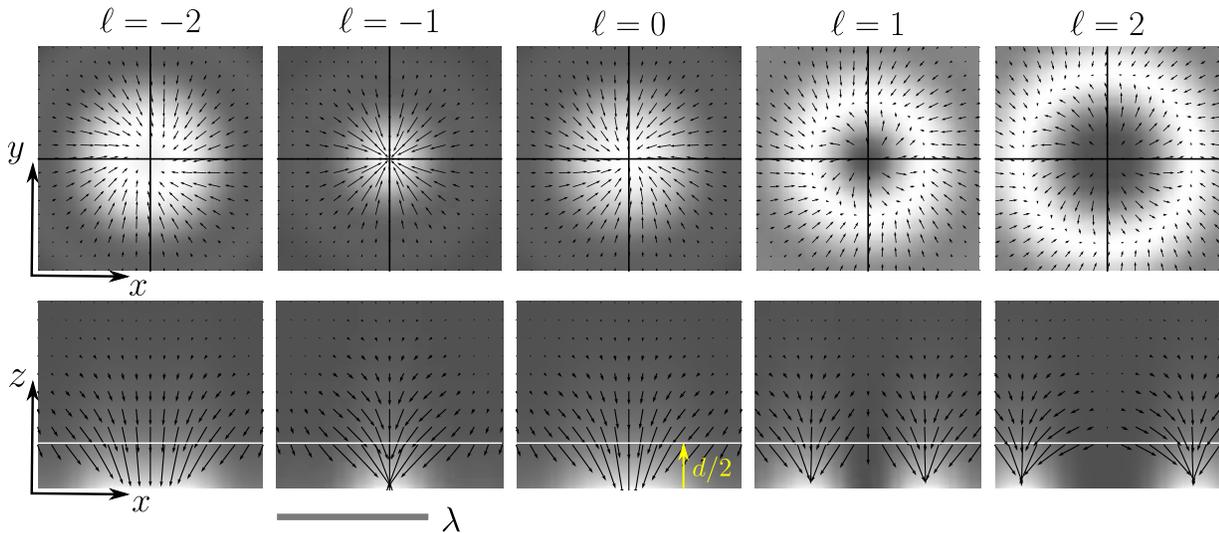


Figura 1.9: Perfil de intensidad y campo de fuerzas para una pinza óptica evanescente con diferentes cargas topológicas (ℓ) y polarización circular positiva ($\sigma = 1$). La longitud de la onda en el medio ($n_m = 1.33$) es 400 nm. Arriba: Plano transversal en $z = d/2$, abajo: plano axial. Las flechas indican el campo de fuerzas que siente una partícula de $d = 240$ nm con índice de refracción $n_p = 1.59$. Figura adaptada de la referencia [44].

Se observa en este sistema que la conversión de momento angular juega un papel relevante, dando la impresión que el momento de espín se convierte de manera íntegra en angular debido a la forma y tamaño del haz cuando dos haces tienen el mismo valor de $|\ell + \sigma|$. Además, esto puede ser visualizado experimentalmente a través de la trayectoria de una partícula orbitando. Sin embargo, de manera teórica se puede ver que la conversión no

es total. En la Figura 1.9 se nota que los haces con $\ell = -2$ y $\ell = 0$ son ligeramente distintos en dimensión y en la magnitud de la fuerza central con la que atraen a las partículas. Esto se comprueba graficando las fuerzas para estos casos, como se muestra en la Figura 1.10, donde las curvas tanto de F_x y F_y difieren levemente a pesar de tener los mismos valores de $\ell + \sigma$ (las dos curvas que se marcan con una flecha en cada gráfica).

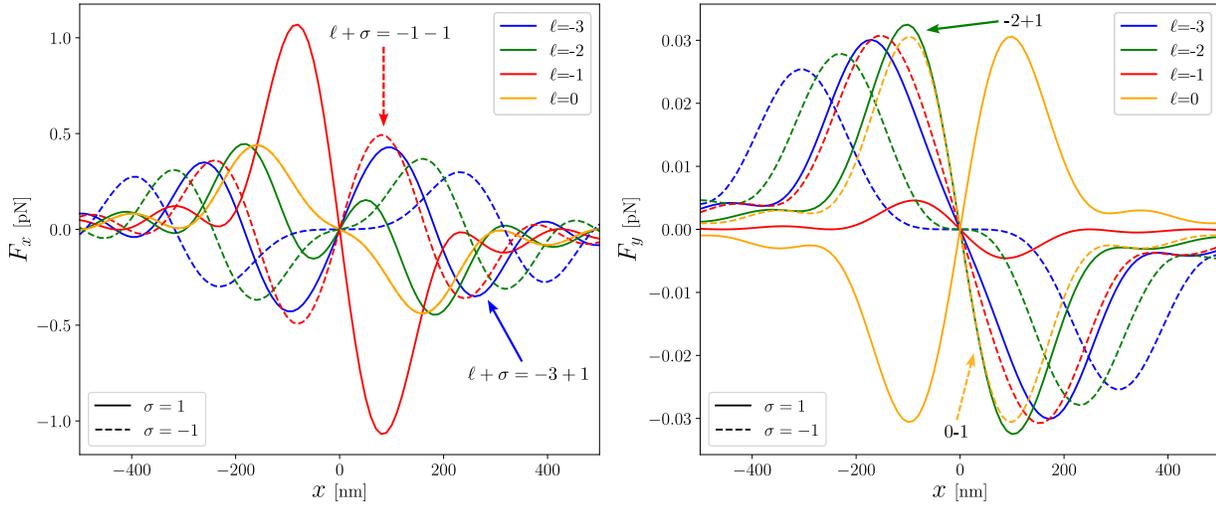


Figura 1.10: Fuerza (a) F_x y (b) F_y a lo largo del eje x para distintas cargas topológicas y dirección de polarización circular.

1.2.3. Eficiencia del confinamiento de pinzas ópticas evanescentes

La fuerza cerca del punto de equilibrio a lo largo de la dirección radial puede ser aproximada por una forma lineal. Si esta es conservativa, se puede definir un potencial armónico con el que es posible estimar la eficiencia de la trampa óptica aprovechando del potencial de confinamiento [26]. Considerando una fuerza con dirección en x y que está definida a lo largo del eje x este tipo de pozos se puede expresar de la forma

$$U(x) = \frac{1}{2}\kappa_x(x - x_{\text{eq}})^2, \quad (1.6)$$

donde x_{eq} indica la posición del punto de equilibrio y κ_x es la constante de restitución. Comúnmente, las partículas se encuentran en un medio a cierta temperatura T , por lo que experimentarían movimiento browniano, así que la partícula se moverá alrededor del punto de equilibrio. Como lo indican Jones *et al.* [7, pp. 276, 277], en un sistema conservativo,

es posible aplicar el teorema de equipartición de la energía sobre el promedio temporal $\langle U(x) \rangle$ de la ecuación 1.6. De esta manera, se tiene

$$\langle U(x) \rangle = \frac{1}{2} \kappa_x \langle (x - x_{\text{eq}})^2 \rangle = \frac{1}{2} k_B T, \quad (1.7)$$

donde k_B es la constante de Boltzmann y T es la temperatura del medio en el que se encuentra inmersa la partícula. La cantidad $\langle (x - x_{\text{eq}})^2 \rangle$ es la varianza de la posición de la partícula alrededor del punto de equilibrio, *i.e.*, $\sigma_x^2 = \langle (x - x_{\text{eq}})^2 \rangle$.

La constante de restitución κ_x caracteriza la forma de la trampa óptica, porque contiene información de la forma del potencial óptico. De esta manera, podemos utilizarla para definir un parámetro que nos permita evaluar qué tan confinada está una partícula y así usarla como punto de comparación entre distintos sistemas de confinamiento.

Es importante notar que la constante de restitución es dependiente de la potencia de la luz que incide sobre la partícula. Suena razonable poder contar con un parámetro justo que no dependa de la intensidad, sino más bien de su gradiente. Por esta razón es que se propuso quitar la dependencia de la intensidad al normalizar sobre esta, como se detalla en [43]. Esto se construyó con el objetivo de ser un parámetro adimensional sobre uno de los ejes y poder determinar la eficiencia de la trampa, que se define mediante

$$\mathcal{C}_x = \frac{c}{n_m \lambda_0} \frac{\kappa_x}{I}, \quad (1.8)$$

donde c , n_m y λ_0 son respectivamente la velocidad de la luz en vacío, el índice de refracción del medio y la longitud de onda del haz incidente. Estos parámetros multiplicativos se eligieron con el único propósito de que \mathcal{C} fuese un número adimensional.

Otra cantidad que se utiliza para comparar la eficiencia entre trampas es el factor Q que mencionan Ashkin [63]. Este parámetro determina la eficiencia de un sistema óptico de confinamiento mediante la fuerza ejercida por la trampa óptica como

$$F = Q \frac{n_m P}{c}, \quad (1.9)$$

donde P es la potencia total del sistema [7, 63]. La cantidad $n_m P/c$ es el momento incidente por segundo en un medio de índice de refracción n_m , así pues el factor Q relaciona de

forma directa este momento con la magnitud de la fuerza generada por el sistema de confinamiento. Es importante notar que \mathcal{C} evalúa la eficiencia de trampas armónicas en las que la partícula es atrapada en una zona brillante del haz de captura, mientras que \mathcal{Q} determina la cantidad de momento lineal que el sistema puede transformar en fuerza óptica.

Con estos dos parámetros, se puede realizar un análisis para una partícula con índice de refracción $n_p = 1.5$ en función de su diámetro d que es confinada por una pinza evanescente con momento angular de espín $\sigma = 1$ y orbital definido por $\ell = -1, 0$. Considerando la eficiencia a lo largo del eje z y otro a lo largo del plano $z = d/2$, podemos ver en la Figura 1.11(a) que el arreglo con momentos angulares opuestos es más eficiente para confinar partículas con diámetros menores a los 300 nm en el plano transversal, pero se pierde algo de eficiencia a lo largo del eje z . Para tamaños mayores a 300 nm la mejor opción es utilizar una pinza evanescente sin momento angular orbital, lo cual puede entenderse debido a que estas partículas tienen un tamaño mayor al del campo enfocado. La Figura 1.11(b) muestra que la configuración con momentos angulares opuestos es la más eficiente en lo que respecta a convertir momento angular en fuerza óptica.

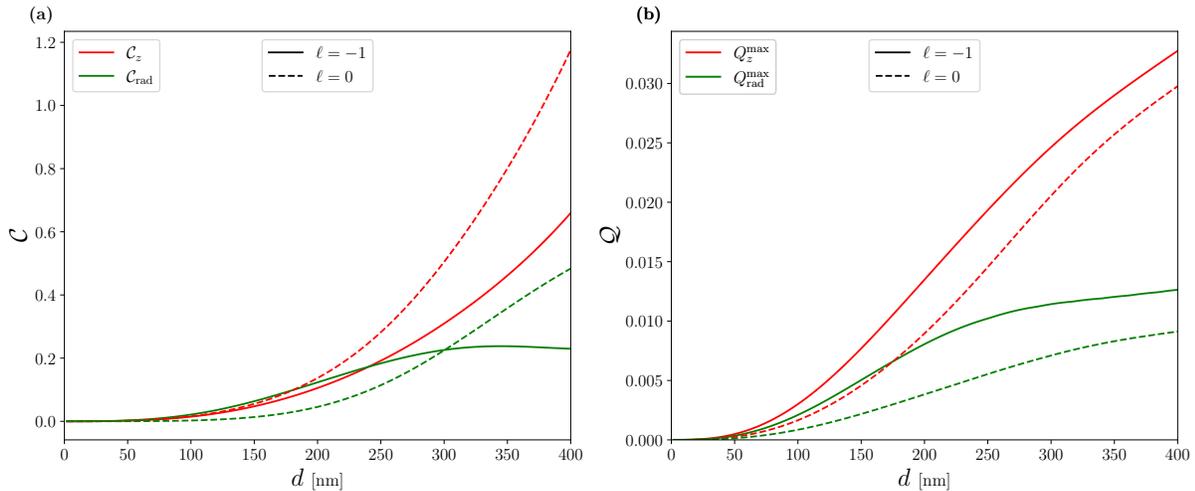


Figura 1.11: Comparación entre pinzas ópticas evanescentes en para una partícula de $n_p = 1.5$ en función de su diámetro. Estas trampas poseen momento angular de espín y orbital definidos, respectivamente, por $\sigma = 1$ y ℓ . (a) Factor \mathcal{C} y (b) \mathcal{Q} .

1.3. Objetivos de la tesis

El principal objetivo de este trabajo es construir un sistema de pinzas ópticas evanescentes que permita confinar partículas esféricas dieléctricas con escalas menores a la longitud de onda. El arreglo construido está pensando en ser lo más similar posible a un sistema convencional de pinzas ópticas, es decir, se desea enfocar un haz de luz láser sobre una muestra de partículas inmersas en agua. Así, un haz de 532 nm con un perfil anular es generado mediante un modulador espacial de luz de fase (SLM), por lo que se genera de manera eficiente en términos de potencia y se pueden controlar distintas características de este haz, como puede ser su tamaño y su momento angular orbital.

Sobre este sistema particular se han realizado ciertas predicciones teóricas en trabajos previos, específicamente en el comportamiento de la trampa cuando el haz incidente tiene momento angular de orbital debido a una fase helicoidal y momento angular de espín debido a polarización circular. El objetivo es comprobar de manera experimental que, para partículas con tamaños menores a la longitud de onda, una pinza óptica evanescente con momento angular y de espín de igual magnitud pero de sentido opuesto permite generar una trampa óptica con un potencial más eficiente comparado con otras configuraciones sin momento angular orbital y/o de espín. Finalmente, se desea observar de manera cualitativa la rotación de partículas en una órbita circular en campos evanescentes utilizando un haz incidente con momento angular orbital de orden superior.

1.4. Contenido del trabajo

La introducción de este trabajo, que se encuentra en el Capítulo 1, detalla los antecedentes del trabajo como lo son las fuerzas ópticas desde el punto de vista de la aproximación dipolar, relevancia de los campos evanescentes en la captura de partículas pequeñas y consideraciones del momento angular de espín y orbital que afectan la dinámica en sistemas de manipulación óptica. Posteriormente se explica brevemente los resultados de investigaciones teóricas previas sobre un sistema de pinzas ópticas con campos evanescentes para capturar partículas dieléctricas con tamaño menor a la longitud de onda incidente. Tam-

bién se incluye una descripción breve de las modificaciones realizadas al modelo teórico previo para ajustarlas en la mayor medida de a lo que se tiene de forma experimental.

En el Capítulo 2 está dedicado a la descripción del diseño e implementación experimental del sistema de confinamiento. Se dan detalles de la óptica utilizada, la generación del haz tipo Bessel mediante un modulador espacial de luz así como una demostración cualitativa de que este arreglo permite generar haces evanescentes con momento orbital de espín y orbital que permiten confinar a las partículas de estudio, así como hacerlas rotar en órbitas circulares estables debido a la transferencia de momento angular.

Los resultados de la investigación se encuentran en el Capítulo 3, en los cuales se demuestra la validez de las hipótesis de este trabajo y se comparan cuantitativamente con los resultados teóricos previos. La caracterización de los potenciales ópticos que este sistema genera, así como la rotación de partículas muestran la fuerte dependencia que tiene la conversión de momento de espín a orbital en la dinámica de partículas.

Las discusión y conclusiones del trabajo se encuentran en el Capítulo 4, en el cual se resumen la manera en que se logró cumplir con los objetivos de la investigación y se mencionan los pormenores encontrados durante este trabajo que deben ser considerados a la hora de implementar un sistema como el que se propuso. Se mencionan posibles soluciones a estos problemas que se dejan como trabajo a futuro.

Capítulo 2

Implementación de una pinza óptica evanescente con momento angular de espín y orbital

2.1. Diseño experimental

Una etapa importante en la construcción del arreglo experimental consiste en generar un haz de luz con perfil anular, en el que se tenga control preciso tanto del momento angular de espín, determinado por la polarización circular, como del momento angular orbital, proveniente de la fase azimutal. Para lograr esto, se requiere un haz cuyo perfil de intensidad corresponda a un anillo de luz con el diámetro adecuado para cumplir con la condición de que el ángulo de los rayos enfocados por el objetivo de microscopio de reflexión total interna (TIRF) sea igual o mayor al ángulo crítico de la interfaz vidrio-agua donde estará la muestra de interés. El ángulo de los rayos enfocados está determinado por la condición de Abbe. Como se detallará en la sección 2.2, en este sistema se utiliza un modulador espacial de luz de fase (SLM) para generar un haz con perfil anular en el que se puede modificar la carga topológica, controlando así el momento angular del haz de manera precisa.

El diagrama del arreglo experimental se muestra en la Figura 2.1, así como una foto-

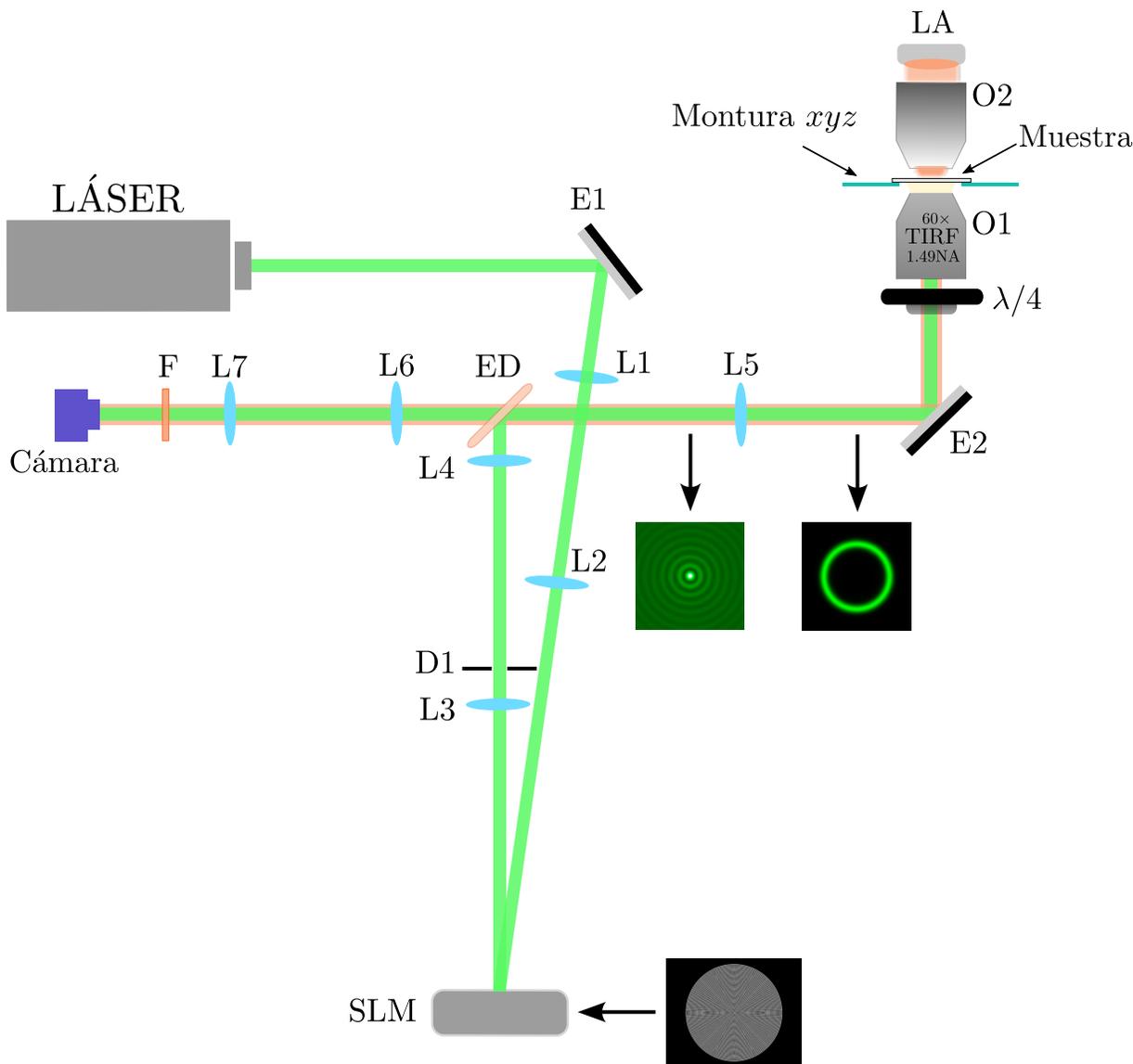


Figura 2.1: Montaje experimental de una pinza óptica evanescente. Un haz láser de 532 nm (Verdi V6) se expande mediante un telescopio formado por las lentes L1 y L2. Posteriormente el haz incide sobre un modulador espacial de luz (SLM) de fase (Hamamatsu X13138) y el orden cero incide sobre una lente L3 de 300 mm. En el camino del haz se coloca un diafragma D1 para filtrar la parte del haz que no es modulada por el holograma en el SLM. El haz pasa por una lente L4 de 60 mm e incide sobre un espejo dicróico (ED) para transmitirse a través de la lente L5 de 200 mm. Luego, el haz incide sobre una placa retardadora de cuart de onda y es enfocado por el objetivo de reflexión total interna O1 (Nikon APO TIRF 60×/1.49 Oil) sobre la muestra con partículas dieléctricas. El sistema de visualización por microscopía digital consta de una fuente de iluminación por un led ambar (LA) enfocado sobre la muestra por un objetivo O2; la imagen se transmite a través de (ED) y después por el telescopio con lentes L6 y L7 para formar la imagen sobre un sensor CMOS (Basler acA720-520um). El filtro F atenúa la luz reflejada del láser, lo que evita que se dañe el sensor de la cámara y se pueda observar la partícula sin la luz de fondo del haz enfocado.

grafía en la Figura 2.2 y el esquema geométrico del haz enfocado en la Figura 2.3. El láser utilizado es un Verdi V6 de longitud de onda 532 nm. Se eligió este láser ya que permite observar el haz a simple vista y no daña de manera térmica a las partículas usadas en este estudio. La primera etapa del arreglo experimental consiste en un telescopio formado por las lentes L1 y L2, cuya magnificación en conjunto es 5, con el propósito de que el haz sea lo suficientemente grande para cubrir por completo la pantalla del SLM, cuya área efectiva es de $15.9 \times 12.8 \text{ mm}^2$. El SLM empleado es un Hamamatsu X13138 y funciona por reflexión, por lo que el haz incidente tiene una ligera inclinación $< 8^\circ$ respecto al haz reflejado. El haz reflejado se transmite hacia una la lente L3 y un diafragma D1 que funciona a modo de filtro para eliminar la región del haz que no es modulada. Luego, el haz atraviesa una lente L4 y es reflejado sobre un espejo dicroico para incidir sobre la lente L5. El haz a una distancia f_3 posterior a la lente L3 permite obtener el perfil el haz con forma de anillo, y las lentes L4 y L5 forman un telescopio que magnifica idealmente 3.33 veces el anillo, con el propósito que tenga el diámetro suficiente para cubrir la mayor apertura en el objetivo de microscopio. Finalmente el haz anular es enfocado con el objetivo de microscopio para formar el campo evanescente. El objetivo utilizado es un Nikon APO TIRF 60 \times /1.49 Oil, que es de inmersión en aceite y su apertura numérica tan grande garantiza que se pueden formar un campo evanescente en el medio donde se encuentran las partículas.

Se debe tener especial cuidado en la formación del anillo que será enfocado por el objetivo O1. El anillo ideal debe ser uno que se encuentre en el plano focal de la lente L5, cuyo radio no cambie en planos distintos. Experimentalmente esto no es posible debido a que el sistema es de dimensiones finitas, así que para formar este anillo de la manera más óptima el sistema se alinea de tal manera que el radio medio de este anillo no cambie, aunque sí lo haga su grosor. Esto impone la condición de que la parte central del anillo viaja de forma paralela al eje de propagación.

La forma en que se alinea esta parte del montaje se muestra en la Figura 2.4. Primero, el SLM actúa como una lente cónica de fase (axicon), de manera que al colocar una lente a la distancia focal de la lente L3 se formará un haz con perfil anular en a la distancia focal posterior. Este haz se desea expandir, para que tenga un radio que este entre R_{min} y R_{max} (Figura 1.6). De esta manera, se forma un telescopio con las lentes L4 y L5. Es importante

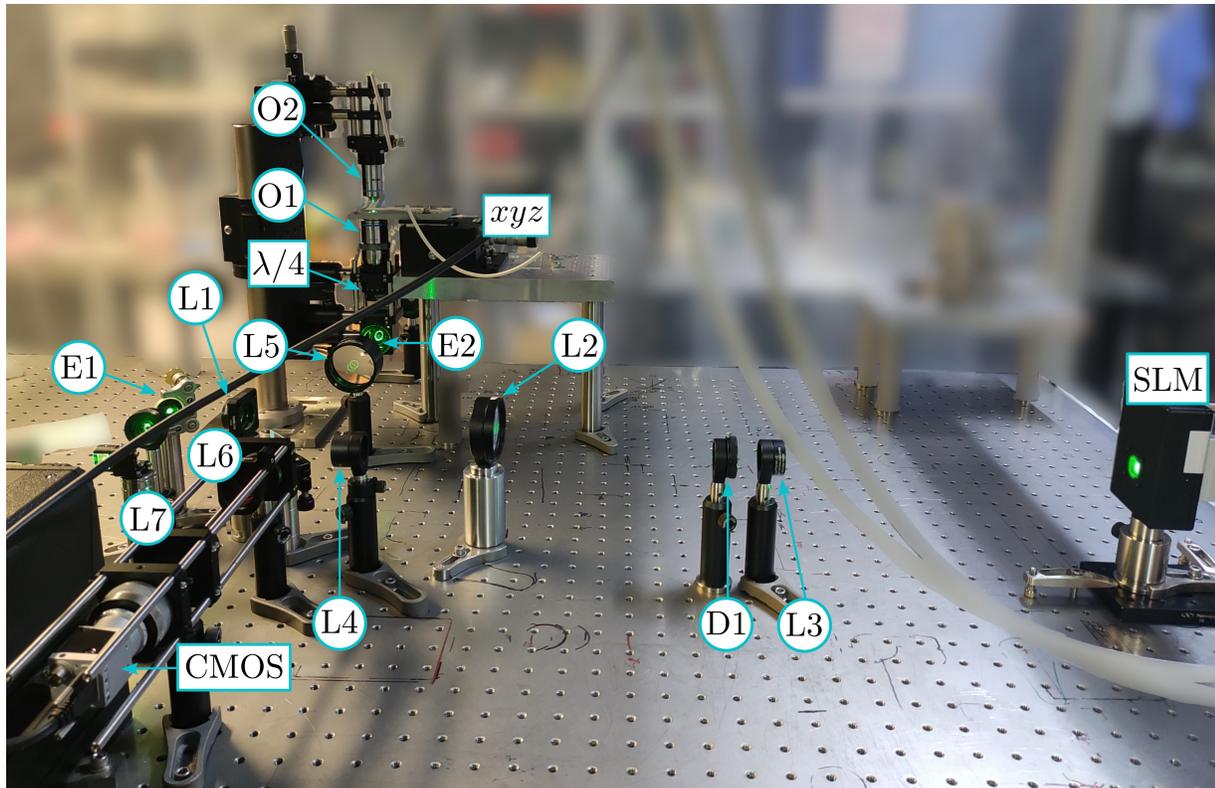


Figura 2.2: Fotografía del arreglo experimental. La descripción detallada de cada parte se encuentra en la Figura 2.1 y en el texto de esta sección.

colocar las lentes a sus distancias focales respectivas, y puede hacerse de manera sencilla directamente con el haz gaussiano del láser (es decir, con una fase constante en el SLM). Una vez que las lentes se encuentren a sus respectivas distancias, se puede notar que el axicon tiene su propia distancia focal. Debido a esto, el anillo en el plano focal posterior de la lente L5 no viajará paralelo al eje de propagación. Para compensar esta distancia focal adicional, la lente L5 se mueve hacia adelante una distancia Δ . Esto se realizó de manera iterativa, observando el anillo en el plano focal y en uno lejano hasta que el radio central no cambiara a simple vista.

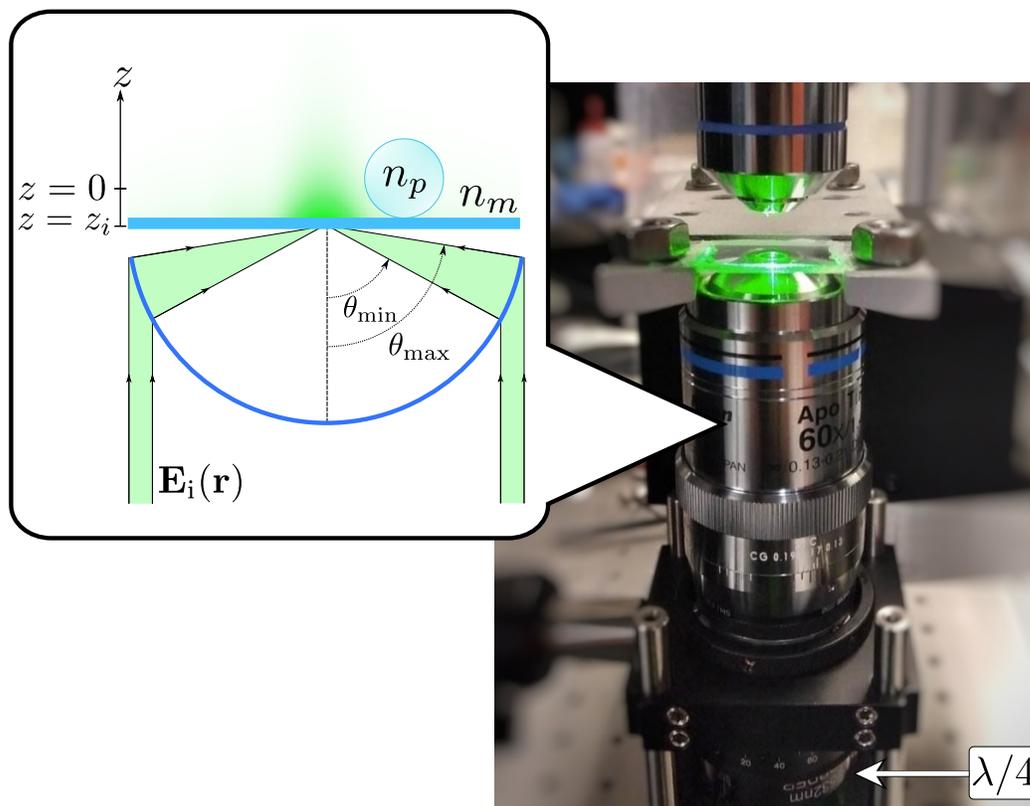


Figura 2.3: Diagrama geométrico del enfocamiento en una pinza óptica evanescente. El campo eléctrico incidente $\mathbf{E}_i(\mathbf{r})$ de perfil anular y polarización circular se enfoca sobre una interfaz vidrio-agua en una muestra con partículas dieléctricas de índice de refracción n_p inmersas en agua (n_m). z_i es la posición de la interfaz respecto al origen, determinada por la posición del punto focal del objetivo de microscopio en $z = 0$.

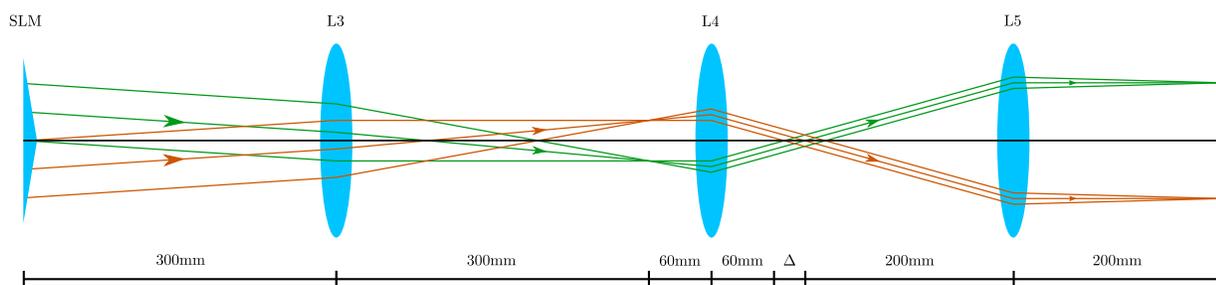


Figura 2.4: Trazado de rayos del sistema experimental para la generación del haz incidente con perfil anular con momento angular mediante un SLM. Esta es la región del arreglo que permite generar el haz que incide sobre el objetivo de microscopio. Las lentes L4 y L5 magnifican de manera que el anillo tenga un diámetro entre $2R_{\min}$ y $2R_{\max}$, de acuerdo a la Figura 1.6. De esta manera, el periodo de holograma del axicon no está limitado por la resolución (en pixeles) del SLM.

2.2. Generación de un haz Bessel evanescente con momento angular

Hay distintas maneras de poder generar este haz con perfil anular. Una de ellas es la que emplea Gu *et al.* [40] que consiste en obstruir un haz de luz con simetría radial (como un gaussiano) mediante un filtro anular. De esta manera se consigue un haz con perfil de anillo al eliminar la parte central del haz. Lo negativo de esta manera es que se pierde una gran cantidad de potencia, ya que la región central del haz suele contener la mayor energía. Una alternativa a esto sería utilizar un axicon físico, el cuál generaría un haz Bessel y en el plano conjugado un anillo de luz. Si bien, esta manera aprovecha toda la potencia del haz, este método está limitado a producir un haz en forma de anillo con una dimensión fija, que puede restringir qué elementos ópticos son viables para generar un haz de tamaño óptimo. En estas dos propuestas aún quedaría por resolver la manera en la que se cambiaría el frente de onda del haz para producir un campo con momento angular orbital.

Una manera de modelar la distribución de energía del haz así como modificar el frente de onda de haz para producir un haz con momento angular orbital es mediante un generador espacial de luz (SLM). Generar el anillo mediante holografía permite ajustar el tamaño del anillo, así como cambiar el momento angular orbital del haz de manera simple sin tener que mover o cambiar piezas del arreglo óptico de forma manual. La manera en que se genera el anillo es mediante una fase de axicon típica $u(r) = \exp(-i2\pi r/r_0)$ [64–66] así como la contribución de momento angular orbital dado por la fase azimutal $\exp(i\ell\varphi)$. En nuestro arreglo, el haz modulado viaja a través de las lentes L3 y L4, forman una magnificación de $M = 60/300$, y posteriormente a través de lente L5 de distancia focal f . Considerando que en el plano conjugado de la lente se generará un anillo, pues está relacionado con su transformada de Fourier [66–68], de manera que el holograma estará dado por

$$u(r, \varphi) = \exp\left(-iM \frac{2\pi r_0}{\lambda f} r\right) \exp(i\ell\varphi), \quad (2.1)$$

donde r_0 determina el radio del anillo, λ es la longitud de onda de la luz y f es la distancia focal de la lente que genera el anillo en el plano conjugado. El grosor de anillo está deter-

minado por la difracción del haz en el SLM y no es una variable que se pueda controlar directamente en el holograma. En nuestro sistema, nos interesa $r_0 > 4.35$ mm y $f = 200$ mm, que es la distancia focal de la lente L5. En la Figura 2.5 podemos ver el holograma de axicon que se envía al SLM para las cargas topológicas $\ell = -6, 0$ y 6 .

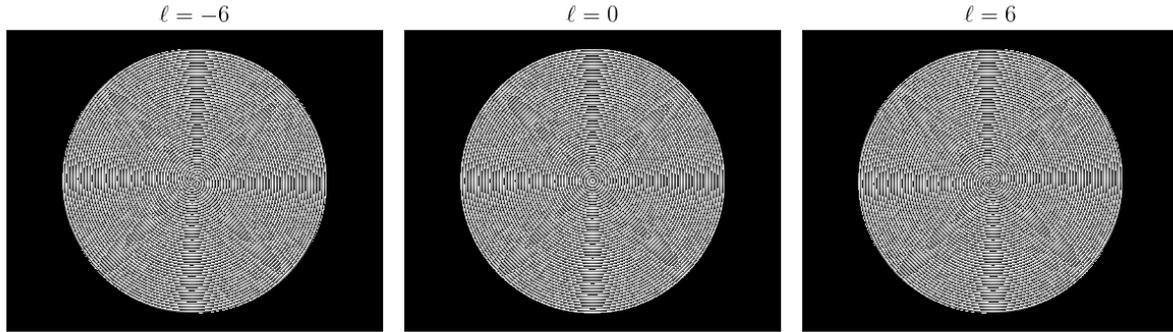


Figura 2.5: Holograma con resolución 1280×1024 para generar un anillo de radio 4.45 mm, una apertura $D = 900$ pix y distintas cargas topológicas (ℓ).

Una fotografía del haz que se forma a la distancia focal de la lente L5 se muestra en la Figura 2.6(a) tomada con una cámara (Basler acA1920-40um). A partir de la fotografía del haz es posible extraer el perfil de intensidad a lo largo de la dirección radial, que se encuentran en la Figura 2.6(b). Con este perfil de intensidad de este anillo se observa experimentalmente que esta cantidad puede ser descrito po la ecuación de la forma

$$I(r) = I_0 \exp \left[-2 \frac{(r - r_0)^2}{w^2} \right], \quad (2.2)$$

a partir de la cual podemos determinar el radio r_0 y el ancho del anillo w . La Figura 2.6 muestra tanto los datos experimentales de la intensidad así como la curva ajustada a la ecuación 2.2 en la dirección radial del haz de luz. Esto nos permite caracterizar por completo la forma del haz para utilizarlo en el modelo teórico. Además, es posible estimar la magnitud del campo eléctrico incidente utilizando el perfil de intensidad de la ecuación 2.2 mediante

$$P = \pi c \varepsilon_0 |E|^2 \int \exp \left[-2 \frac{(r - r_0)^2}{w^2} \right] dr, \quad (2.3)$$

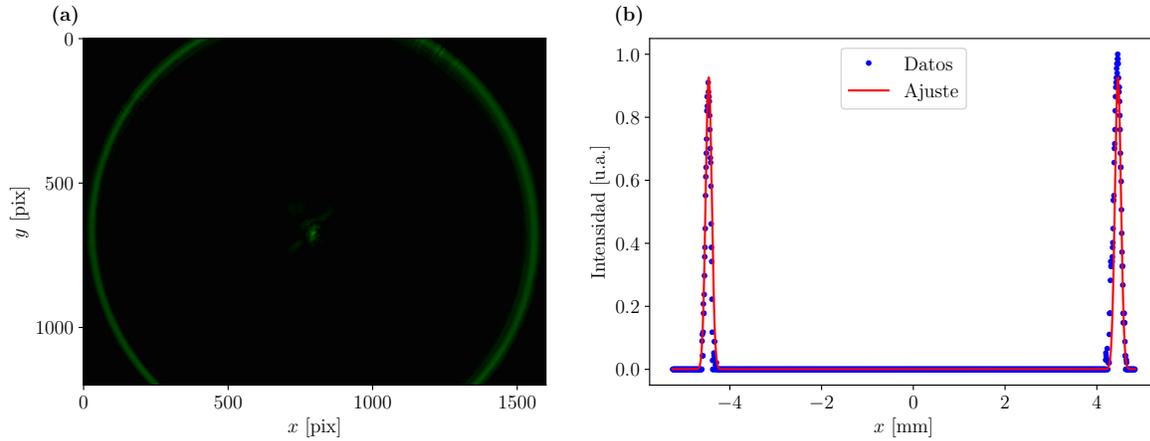


Figura 2.6: a) Perfil de intensidad del anillo obtenido mediante una cámara (Basler acA1920-40um) a la entrada del objetivo de microscopio. La escala se encuentra en pixeles. b) Intensidad del anillo a lo largo del eje x .

y esta forma es independientemente de la carga topológica. De esta manera, el momento angular no cambia la forma del anillo a la entrada del objetivo de microscopio, sino que cambiará la forma de haz enfocado ya que el momento angular orbital en un haz de estas características produce vórtices ópticos [47], lo cual se discutirá en las secciones posteriores.

2.2.1. Observación directa del haz tipo Bessel

El tipo de haz que se genera al enfocar un haz con simetría cilíndrica corresponde a un haz de tipo Helmholtz-Gauss. Dentro de este tipo de haces se encuentran los haces tipo Bessel, que se pueden obtener al enfocar un haz con forma de anillo. Esta es la manera en que se diseñó nuestro sistema de pinzas ópticas evanescentes. La forma en la que se realiza la visualización mediante microscopía digital es colocando el espejo dicróico (ED) en el lugar del espejo E2 (Figura 2.1) de forma tal que la imagen de la muestra (transmitida en ED) sea formada sobre la cámara usando el telescopio formado por las lentes L6 y L7. Sin embargo, considerando el diagrama de propagación del haz Bessel que se encuentra en la Figura 2.4, podemos notar que el haz que incide sobre el espejo E2 es un anillo cuyo diámetro es del aproximadamente 1cm; este haz es muy grande si se compara con su longitud de onda. Por tanto, si el espejo tiene una deformidad en su superficie que sea del orden de la longitud de onda o mayor se introducirá una fase adicional en el haz al ser este

tan grande en tamaño y reflejarse sobre el espejo, lo que puede introducir una aberración en el haz enfocado.

Una aberración de este tipo fue lo que observamos al implementar un sistema estándar de visualización [7]. En un sistema de visualización por microscopia digital convencional se construye con un espejo dicroico en lugar del espejo E2 para desviar el haz de luz hacia el objetivo O1 (ver Figura 2.1) y observar la imagen de la partícula con la luz de la fuente LA sobre la muestra y se transmite a través del espejo dicroico hacia una lente que forma la imagen sobre el sensor de la cámara. Sin embargo esta configuración resultó inconveniente debido a que el centro del haz enfocado presenta cierta estructura en el perfil de intensidad debido a aberraciones. Colocar el espejo dicroico se realizó como primera propuesta y los haces que se generan cuando el anillo se refleja en el espejo dicroico en la posición de E2 (ver 1.6) se encuentran en la Figura 2.7(a), donde utilizando esta configuración, el haz incidente es reflejado sobre el espejo dicroico y al enfocar el anillo se observa sufre de una aberración [69–71]. También se comprobó de manera cualitativa que el haz evanescente que se forma en la muestra también tiene esta aberración, pues durante las primeras pruebas con partículas de sílica de 293 nm estas no eran atrapadas de manera estable, sino que se movían sobre una estructura de este tipo. Ya que la reflexión en ED no es total, sino que una mínima fracción se transmite, al formar la imagen con el anillo que es transmitido y posteriormente enfocado se obtiene el perfil de intensidad la Figura 2.7(b) que corresponde a un haz tipo Bessel sin la aberración que ocurre al formarlo con el haz reflejado. Aunque el espejo tenga una deformidad, este no cambiará la fase del haz en la transmisión, de modo que el haz transmitido en el plano de Fourier tendrá será un haz Bessel sin aberraciones. Haciendo un par de pruebas, notamos que la montura era la que deformaba el espejo al ejercer presión, por lo que se decidió cambiar de lugar el espejo en donde el tamaño del haz fuese lo más pequeño posible para reducir las aberraciones.

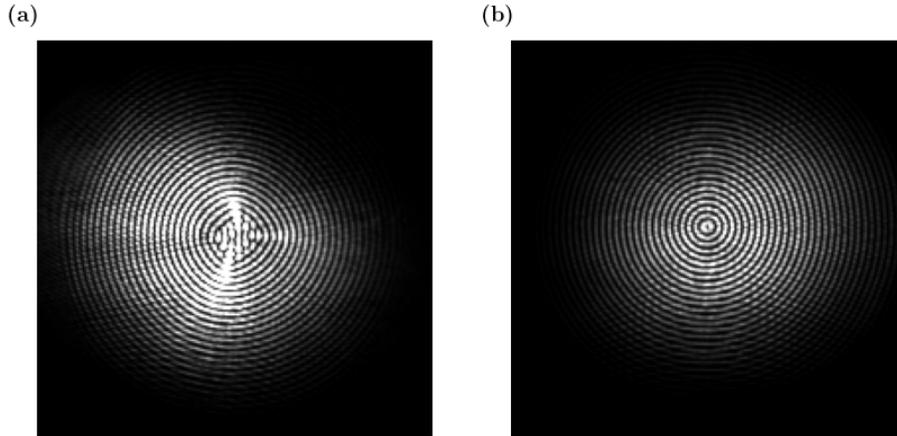


Figura 2.7: Patrón de intensidad del haz formado a partir de enfocar el haz con perfil anular que es a) reflejado en el espejo dicróico, b) transmitido a través del espejo dicróico. La lente de enfoque es un doblete acromático de 20 cm y el haz tiene polarización lineal. Podemos observar que el anillo reflejado presenta una fuerte aberración, lo que cambia su perfil de intensidad al ser enfocado. Estos patrones corresponden con la transformada de Fourier de un haz con perfil anular, que es un haz Bessel debido a que el haz no se formó con el objetivo de microscopio, de forma que el sistema es paraxial.

El arreglo de la Figura 2.1 permite implementar un sistema de visualización basado en microscopía digital sin tener la aberración mostrada en la Figura 2.7(a). Esto se puede observar directamente de forma experimental enfocando el haz sobre una interfaz vidrio-agua y observando el haz reflejado con la cámara. En la Figura 2.8 se muestra el perfil de intensidad del haz reflejado con polarización circular $\sigma = -1$ y momento angular orbital determinado por la carga topológica ℓ . En la figura podemos apreciar que los haces con momento angular efectivo presentan un vortice óptico, es decir, la parte central es oscura y la intensidad tiene un perfil con forma de anillo. Además de esto, podemos notar que el tamaño del anillo más brillante aumenta conforme aumenta la magnitud del momento angular orbital. Podemos esperar que en haces que presentan una región brillante en el centro una partícula más pequeña que la longitud de onda pueda ser atrapa de manera estable mientras que en un haz con momento angular orbital grande, digamos, $|\ell| > 2$, esta sea atraída al anillo más brillante del vórtice óptico y rotar a lo largo de este anillo.

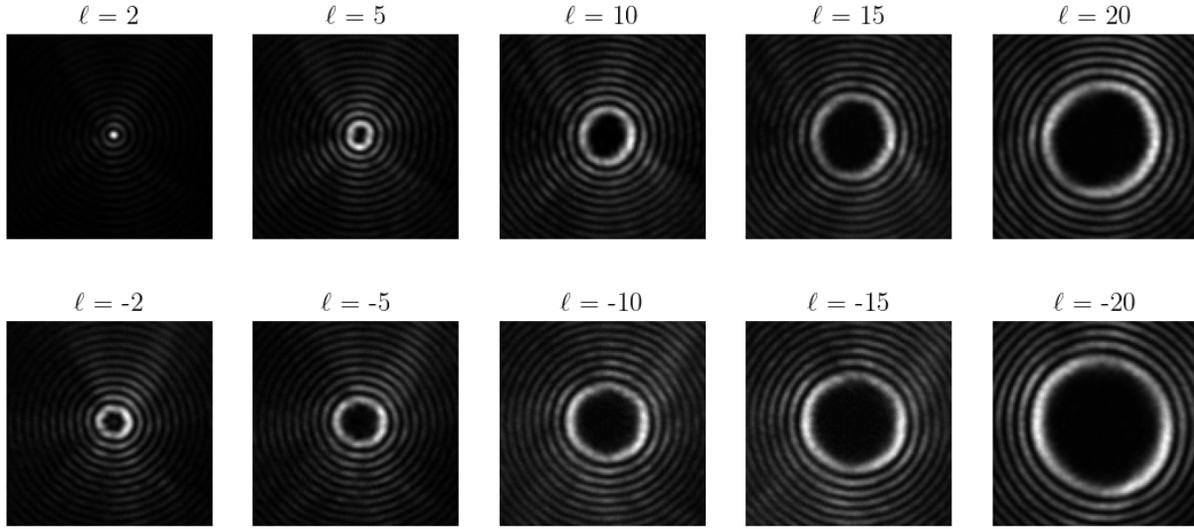


Figura 2.8: Fotos del haz evanescente reflejado sobre la interfaz para distintas cargas topológicas ℓ y polarización circular derecha ($\sigma = -1$). Para este caso podemos ver que para $\ell = 2$ el perfil de intensidad no muestra un vórtice óptico. Esto se debe a un inconveniente en las distancias focales del telescopio en el sistema de visualización, ya que en esta configuración hemos notado que es necesario ajustarlo de manera precisa para poder observar de manera correcta la luz de la partícula y el haz reflejado.

2.3. Demostración de captura y rotación

En esta sección se presenta de manera cualitativa la demostración experimental de que el arreglo experimental de pinzas ópticas evanescentes propuesto a lo largo de este capítulo permite manipular partículas dieléctricas nanométricas y observarlas mediante un sistema de visualización basado en microscopía digital, es decir, se utiliza una sensor CMOS para observar y grabar a las partículas.

A partir de los resultados teóricos de la sección 1.2.1 y la forma del haz tipo Bessel mostrado en la sección 2.2.1, podemos notar que la dinámica de una partícula en el campo óptico evanescente va a estar determinada, entre otras cosas, por el momento angular de espín y el momento angular orbital que posee el haz de luz. Si el haz evanescente posee momento angular tal que $|\ell + \sigma| \leq 1$, podemos crear una trampa óptica estable, mientras que si $|\ell + \sigma| > 1$, la partícula sentirá un campo evanescente con forma de anillo, como se muestra en la Figura 2.8.

2.3.1. Captura de partículas individuales

Una de las primeras pruebas realizadas con este sistema fue la captura de partículas con un haz sin momento angular orbital pero sí con polarización circular. Esto nos permite obtener un campo evanescente cuya energía está concentrada en el centro del haz, lo que es importante si el objetivo es poder generar una trampa óptica que capture a la partícula de manera estable en el centro del haz.

En la Figura 2.9 podemos observar la secuencia de fotos que se tomó a una partícula de sílica de 177 nm de radio durante su proceso de confinamiento en un haz evanescente, cuya potencia del haz enfocado es del orden de 30 mW. En la parte superior podemos observar a la partícula inmersa en agua moviéndose aleatoriamente debido a que experimenta movimiento browniano al estar en un medio a una temperatura determinada (21.5°C para estos experimentos). Es importante mencionar que la partícula se ve más clara que el fondo y que es apreciable que, entre cuadro y cuadro, la partícula tiene una posición distinta; vemos que en la secuencia de la parte superior la partícula no siente la atracción del campo evanescente pues se mueve libremente.

En la parte inferior podemos observar que a 375 ms la partícula sigue moviéndose de forma libre, pero esto cambia completamente en el siguiente cuadro, ya que la posición de la partícula cambia de manera drástica al compararse con los cuadros anteriores. Si observamos a la partícula en 425 ms y 525 ms, la partícula no ha cambiado drásticamente de posición, pero sí ha cambiado su contraste pues ha pasado de verse una partícula clara a una oscura. Este cambio de contraste se debe a que la partícula ha cambiado su posición en z , es decir, su centro se encuentra en un plano distinto al que se presenta en los primeros 450 ms de la secuencia. Esto se debe a que la partícula está siendo capturada por el campo evanescente, pero no sólo se está confinando en el plano de visualización, sino también está cambiando la posición en z , pues sabemos debido a la naturaleza del campo evanescente, la partícula se atrae hacia la interfaz. En las últimas dos fotografías se ve que no hay un cambio apreciable en términos de la posición y del contraste, pues ahora la partícula está confinada de manera estable. Para tiempos mayores a los mostrados la partícula permanece estable y no se observó que escapara en un periodo de aproximadamente dos

minutos. Para tiempos más largos se espera que la partícula siga confinada, ya que la trampa es lo suficientemente fuerte para mantener a la partícula dentro de esta a pesar del movimiento browniano que afecta a esta.

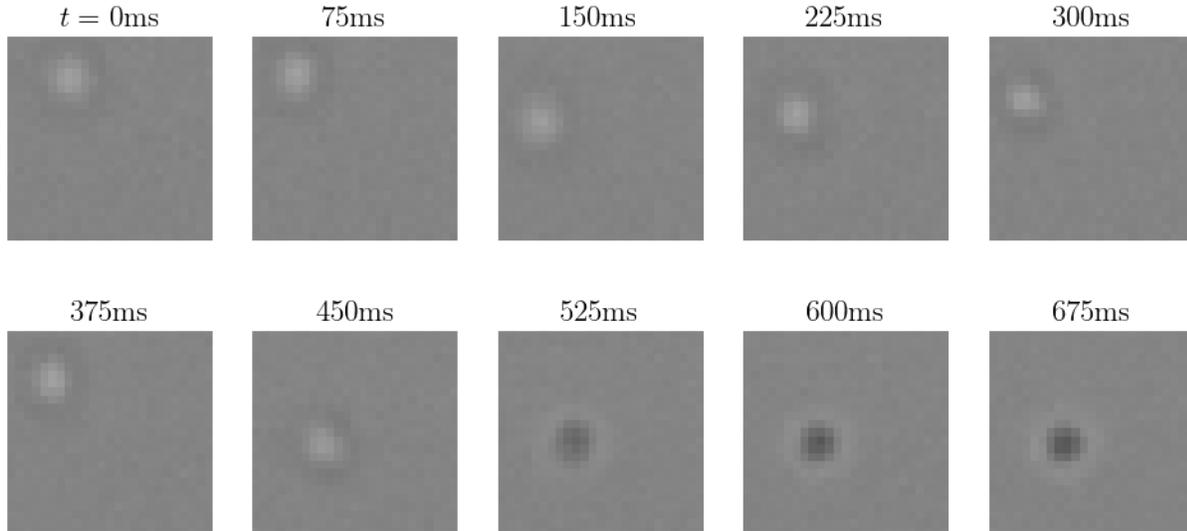


Figura 2.9: Demostración del confinamiento de una partícula de sílica de 177 nm en una pinza óptica evanescente con polarización circular.

2.3.2. Rotación en campos evanescentes con momento angular de espín y orbital

Ya que es posible confinar una o varias partículas de manera estable se procede a introducir momento angular orbital controlando la carga topológica. Como se mostró en la sección 2.2.1, los haces con momento angular orbital generan vórtices ópticos, donde los haces tienen un perfil de intensidad que corresponde a un anillo al que las partículas eventualmente se sentirán atraídas. Además de esto, debido a que el campo evanescente también posee momento angular orbital, este puede ser transferido a las partículas, las cuales orbitarán alrededor del centro del haz sobre el anillo de mayor intensidad del campo.

En la Figura 2.10 se muestra la rotación de múltiples partículas de sílica de 293 nm de diámetro en un haz con momento angular orbital con carga topológica $\ell = 30$ (parte superior) y $\ell = -30$ (parte inferior), el haz tiene polarización circular con $\sigma = 1$. Este experimento también es posible realizarlo con una partícula individual. Se muestra una

secuencia de cinco imágenes para cada carga topológica tomadas cada 100 ms, además se ha marcado con una \times roja a una partícula para poder seguirla y notar la dinámica de esta y el resto de partículas en este campo evanescente. Cada lado de la fotografía tiene un tamaño de $5.5 \mu\text{m}$ y la potencia utilizada es de aproximadamente 100 mW.

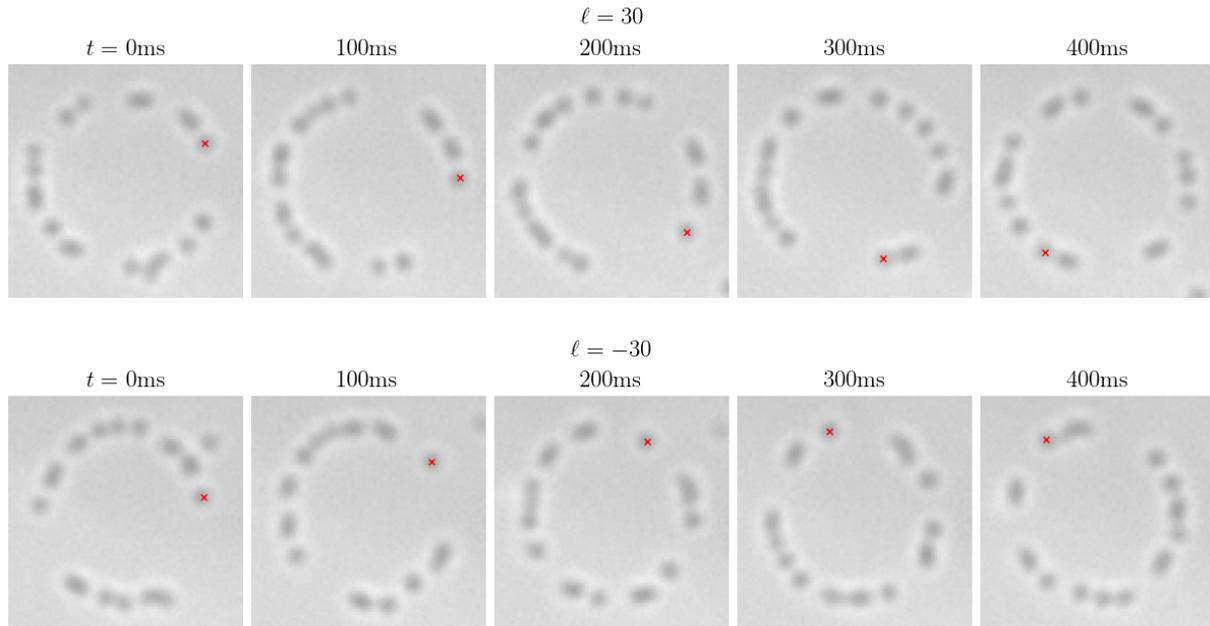


Figura 2.10: Demostración de rotación de múltiples partículas de sílica de 293 nm en campos evanescentes con momento angular de espín ($\sigma = 1$) y orbital. Arriba: momento angular orbital $\ell = 30$, abajo: momento angular orbital $\ell = -30$.

En la parte superior, con $\ell = 30$ podemos observar que las partículas giran en sentido horario. El radio de la órbita está determinado por la carga topológica, de manera que se incrementa si aumenta la magnitud de $|\ell|$. Experimentalmente se observa que las partículas giran más rápido al aumentar la potencia del haz, además de que son menos propensas a escaparse. En la parte inferior se encuentra el mismo conjunto de partículas, pero esta vez con momento angular $\ell = -30$, que simplemente es de igual magnitud pero signo opuesto. En este caso, se nota como la partícula cambia el sentido de rotación a sentido antihorario, que es lo que se espera al cambiar el sentido del momento angular orbital. Sin embargo, podemos apreciar que entre la parte superior e inferior ha cambiado levemente la manera en que se agrupan las partículas. A simple vista, se observa que el haz con $\ell = 30$ tiene un radio mayor al que se observa del haz con $\ell = -30$. Esto se debe a la conversión de

momento angular de espín a orbital debido al enfocamiento no paraxial del haz, pues al tener $\sigma = 1$ la magnitud del momento angular total del haz es mayor para el haz con $\ell = 30$ que para $\ell = -30$.

Capítulo 3

Efecto del momento angular de espín y orbital en una pinza óptica evanescente: teoría y experimento

En esta sección se estudiará con más detalle la dinámica de partículas en una trampa evanescente con momento angular orbital y de espín. Primero se estudiará el efecto de la polarización lineal y polarización circular sin la contribución del momento angular orbital. Sólo se muestran los resultados teóricos para una partícula de sílica de 177 nm de diámetro, pero el comportamiento es similar para partículas con tamaños e índices de refracción comparables, simplemente la magnitud de la fuerza sería distinta. Particularmente, se realizaron experimentos con partículas de sílica de 293 nm, así como partículas de poliestireno de 94 nm y 145 nm.

3.1. Efecto del momento angular en la captura de partículas individuales

3.1.1. Efecto del momento angular de espín

En la Figura 3.1, se muestra de fondo $|E|^2$ del campo evanescente enfocado, mientras que la zona roja corresponde a la trayectoria que realizan las partículas al estar atrapadas

durante 45 s. Esta trayectoria está conformada por 100,000 imágenes. La Figura 3.1(a) muestra la trayectoria de una partícula en una trampa evanescente con polarización lineal a lo largo del eje x . Como se recalcó en la sección 1.2.1 esta trampa presenta dos puntos de equilibrio a lo largo del eje x , como podemos observar en la forma que sigue la trayectoria y confirmar con el histograma en dos dimensiones que se muestran en la Figura 3.2(a). Si la polarización del haz es circular, la forma del haz es distinta, de manera que es un haz tipo Bessel, donde la intensidad máxima se encuentra en el centro. Para este caso particular, podemos observar en la Figura 3.1(b) que la partícula se encuentra en un pozo de potencial con simetría radial, y que es un punto de equilibrio estable, como se esperaba a partir de los resultados teóricos. Sin embargo, debido al tamaño de la trampa y la frecuencia en la adquisición de las imágenes, no es posible determinar si la partícula rota debido a la conversión del momento angular de espín y orbital. Aún así, observando el histograma de la Figura 3.2 podemos concluir que la forma del campo evanescente es afectado por la polarización, y esto a su vez modifica la dinámica de la partícula confinada.

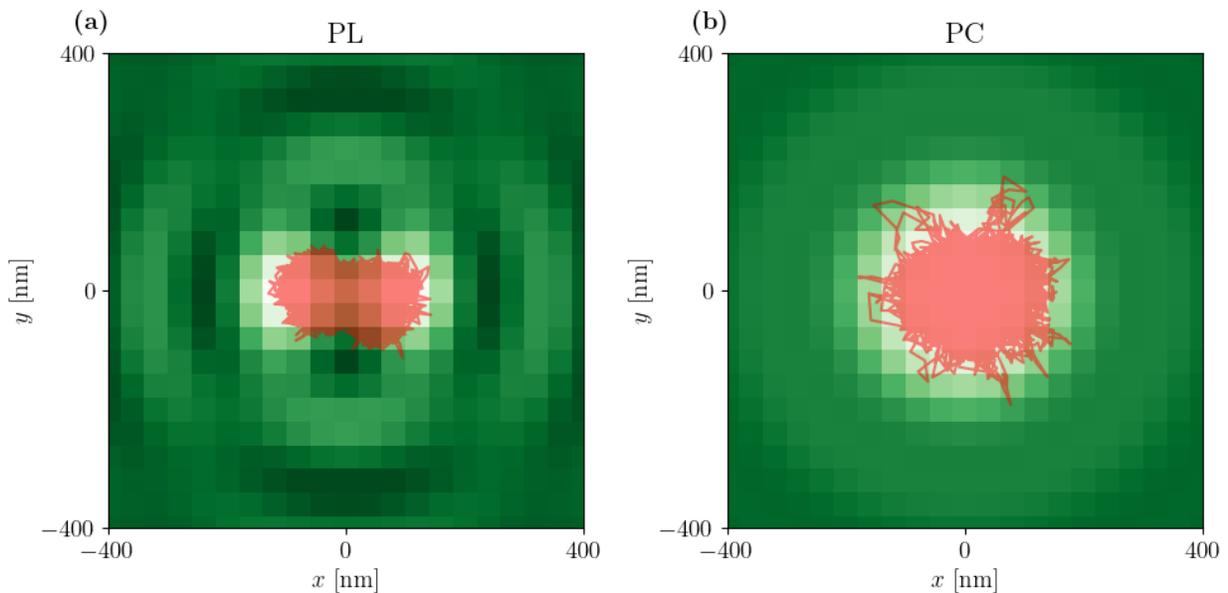


Figura 3.1: Fondo: patrón de intensidad teórico del campo evanescente enfocado, línea roja: trayectoria seguida por la partícula durante 45 s. Ambos para un haz sin momento angular orbital y con a) polarización lineal en x , b) polarización circular ($\sigma = 1$).

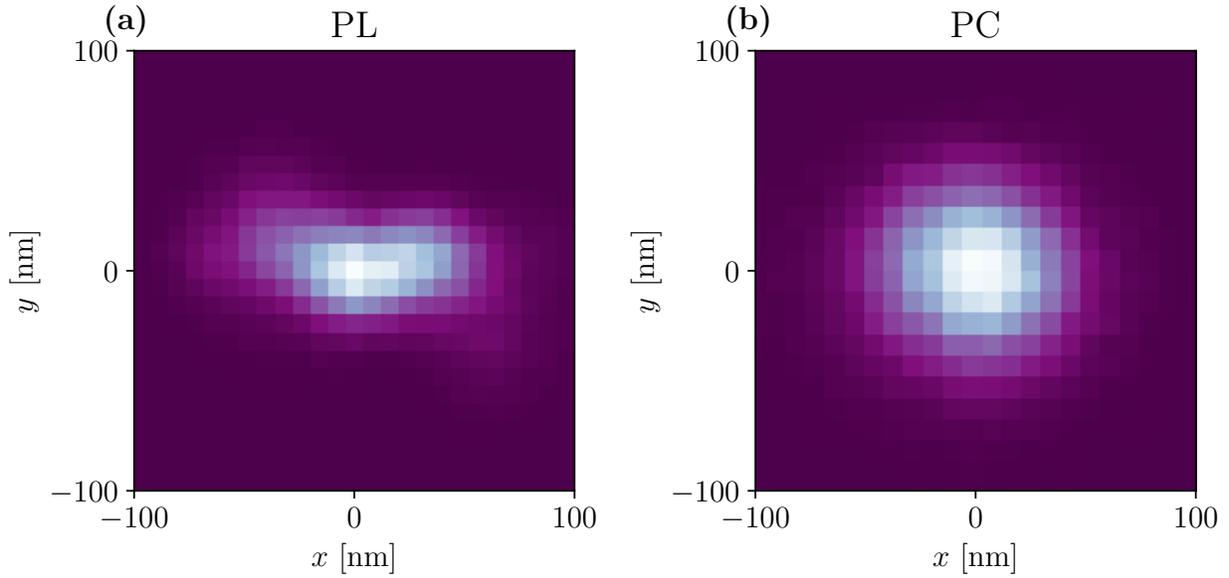


Figura 3.2: Histograma 2D de la trayectoria seguida por una partícula de silica de 177 nm durante 45 s confinada por un campo evanescente sin momento angular orbital y con a) polarización lineal en x , b) polarización circular ($\sigma = 1$). La zona brillante representa la posición donde es más probable encontrar a la partícula de acuerdo a nuestras mediciones.

3.1.2. Efecto del momento angular de espín y orbital

Ya que uno de los objetivos es poder atrapar partículas de manera estable con campos evanescentes, consideraremos campos con polarización circular, pues con esta configuración se observa que, la trampa presenta una simetría radial que puede confinar a la partícula en la parte central del campo. Debido a la simetría del problema respecto a la polarización y el momento angular de espín, se utilizará polarización circular, de manera que $\sigma = 1$. La dinámica de la partícula en caso de utilizar $\sigma = -1$ es fácilmente deducible de estos resultados considerando suma de momentos angulares.

Con el momento angular de espín determinado, se explora la forma de la trampa al cambiar la carga topológica ℓ , teniendo en cuenta que se desea formar un trampa óptica estable. Como se explicó en [44] y se obtiene de la Figura 1.10, los únicos casos en que se obtiene un campo evanescente con estas características es si el haz de entrada posee

momento angular tal que $\sigma + \ell = -1, 0, 1$. Utilizando un haz evanescente con estas propiedades se atrapó una partícula de 94 nm, y con la cámara se adquirió en video 100,000 imágenes a una tasa de adquisición de 4768 fps (cuadros por segundo), la potencia del haz de entrada es de 64.9 mW. En la Figura 3.3 se muestran los resultados para cargas topológicas $\ell = -2, -1, 0$. El potencial así como la constante de restitución experimental en una dimensión se obtuvieron a partir del método del potencial, que se expone en [26]. Se eligieron estos resultados porque al momento de realizar estas mediciones se realizó una correcta alineación tanto en la formación del haz como en el sistema de visualización, también se incluyó la corrección de fase en el SLM que indica el fabricante. Todo esto resultó en un haz bastante simétrico al compararse los ejes x y y , a diferencia de los experimentos anteriores con distintas partículas, aunque el comportamiento en función de la carga topológica se mantuvo.

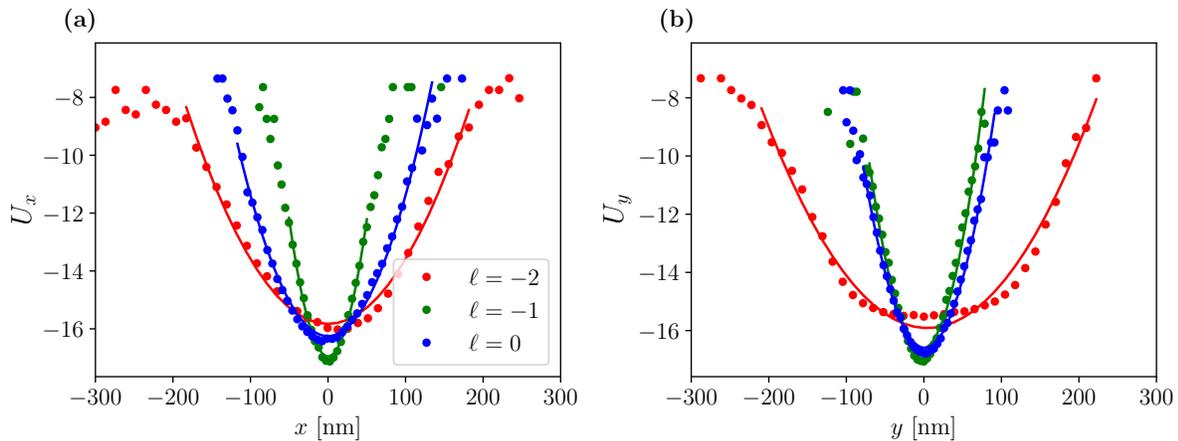


Figura 3.3: Análisis del potencial para una partícula de poliestireno de 94 nm en una pinza óptica evanescente con polarización circular ($\sigma = -1$) y distintas cargas topológicas ℓ . La potencia del haz incidente es de 64.9 mW

Se puede notar en la Figura 3.3, que la pinza con $\ell = -1$ confina a la partícula en una región más pequeña. Esto se puede explicar de manera teórica, pues se reportó con anterioridad [44] que el campo evanescente de un haz con momentos angulares opuestos es más pequeño en comparación con los otros dos. Esto se debe a la conversión de momento angular de espín a orbital que se produce al enfocar fuertemente el haz de manera no paraxial. Los otros dos potenciales confinan a la partícula de manera estable, pero esta

puede moverse (debido al movimiento browniano) en una región un poco más amplia. Esto muestra que la partícula está mejor confinada en la pinza cuyos momentos angulares de espín y orbital tienen la misma magnitud pero son de signo opuesto. Obteniendo la constante de restitución κ de manera experimental y teórica, obtenemos los datos que se muestran en la Tabla 3.1.

Los datos de la Tabla 3.1 nos permiten ver que la constante de restitución de la trampa con momentos angulares opuestos permite un mejor confinamiento en el plano axial, ya que podemos ver que para un haz con la misma potencia es posible obtener una trampa con una constante de restitución tres veces mayor. Estos resultados han sido similares tanto de manera teórica como experimental para los demás tamaños de partícula con los que se ha trabajado.

	Teoría	Experimento	
ℓ	κ [fn/nm]	κ_x [fn/nm]	κ_y [fn/nm]
-2	-4.74	1.82	1.34
-1	14.49	15.33	11.16
0	4.01	3.95	8.07

Tabla 3.1: Constante de restitución obtenida para una pinza óptica evanescente con polarización circular izquierda $\sigma = 1$ y carga topológica ℓ . La partícula utilizada tanto en la teoría como en el experimento es de poliestireno de 94 nm, y la potencia del haz de entrada es 69.7 mW. Las variaciones de la constante de restitución entre los ejes se deben a la asimetría del haz, que puede notarse en la Figura 3.3 y que podría ser producto de una ligera desalineación o aberración en el haz.

3.2. Dependencia del diámetro del anillo en la captura de partículas

A pesar de que se tiene caracterizado el tamaño del haz y se conoce de manera teórica el tamaño del objetivo de microscopio, no es sencillo determinar si el haz anular que se introduce al objetivo efectivamente está produciendo un haz donde todas sus componentes sean evanescentes. Debido a que el anillo tiene un ancho, que está determinado por las características del sistema óptico, como la difracción en el modulador por el tamaño de los píxeles y el área efectiva donde se realiza esto, o la magnificación, se puede introducir

un haz con dimensiones que generen un haz enfocado con componentes evanescentes y no evanescentes.

Es posible observar que se está en una zona donde se está produciendo reflexión total interna observando la intensidad del haz reflejado. A pesar de que es útil como referencia, no es factible utilizar este método ya que incluso midiendo la potencia de este haz, estas mediciones no permiten determinar con precisión el tamaño w del anillo con la máxima intensidad. Además, encontrar la potencia máxima no implica necesariamente que ese haz este generando únicamente componentes evanescentes.

De esta manera, se optó por confinar de manera estable una partícula de 293 nm en un campo evanescente con momento angular $\sigma = 1$ y $\ell = -1$, una potencia de 110 mW. Esta partícula y parámetros se eligieron para poder confinar a la partícula sin dificultad para atraparla y mantenerla estable al cambiar la naturaleza y forma del campo enfocado.

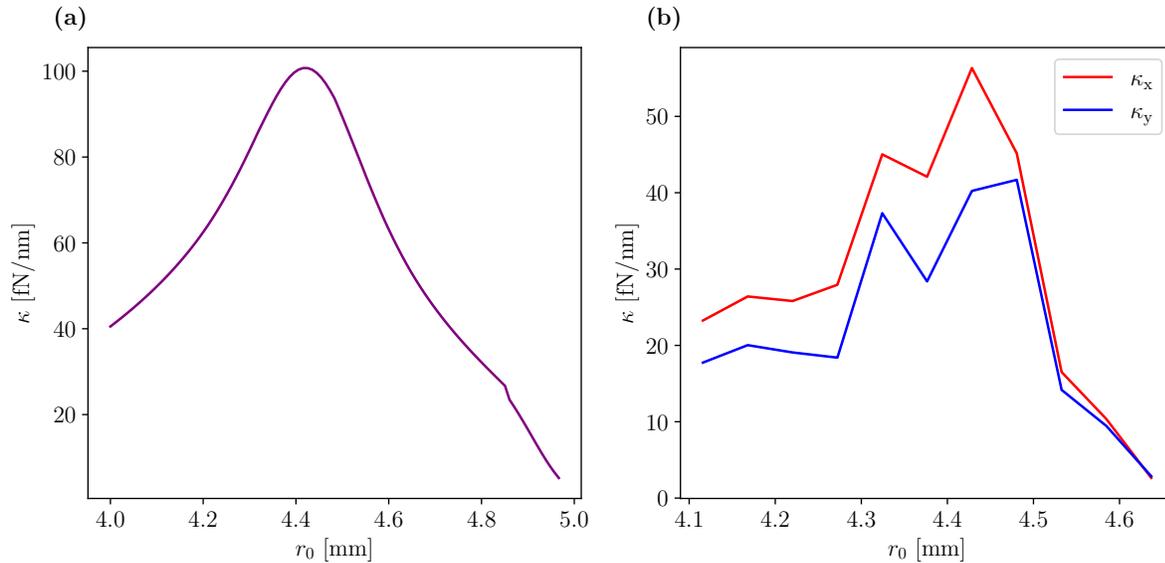


Figura 3.4: Constante de restitución en función del radio del anillo para una partícula de sílica 293 nm. El haz tiene una potencia de entrada de 110 mW, y su momento angular está definido por $\sigma = 1$ $\ell = -1$. a) Teoría y b) experimento.

La adquisición de los datos se realizó en las mismas condiciones descritas en la sección 3.1.2. En la Figura 3.4(a) se aprecia cómo varía la constante de restitución en función del radio del anillo de manera teórica. Se observa que en el plano transversal la constante de restitución radial ($k_r = k_x = k_y$) tiene un máximo si $r_0 = 4.42$ mm, que es un valor

muy cercano a $R_{\min} = 4.43$ mm (ver Figura 2.3). Sin embargo, vemos que k_z tiene un máximo para $r_0 = 4.59$ mm, es decir, por encima del ángulo crítico. Esto nos indica que el confinamiento máximo de forma transversal y axial se consiguen para tamaños del anillo incidente distintos, lo que vuelve al diámetro del anillo una variable a considerar para aumentar la eficiencia de la pinza evanescente.

La Figura 3.4(b) reproduce de manera experimental los datos de (a), en donde podemos observar que la forma de la curva es semejante a su contraparte teórica, pues la constante de restitución tiene un máximo cerca del ángulo crítico. A partir de este experimento podemos determinar el tipo de campo enfocado que estamos obteniendo, pues para valores de $r_0 > 4.42$ mm estaremos en la zona donde κ_r es máximo y se tiene una contribución importante de ondas evanescentes. Se aprecia en la figura que los valores experimentales no presentan un comportamiento monótono, ya sea para r_0 menor o mayor al R_{\min} . En el experimento se observó que la partícula cambia de posición a lo largo del eje z si se modifica el valor de r_0 . Este cambio es sutil, pero lo suficientemente apreciable debido a que la partícula se desenfoca ligeramente, siendo necesario enfocar nuevamente para realizar la adquisición de los datos. El enfocamiento se realiza moviendo la muestra en z hasta observar a la partícula oscura respecto al fondo, lo que implica que estas mediciones no están realizadas en el mismo plano. La distancia que se debe mover la muestra es muy pequeña, del orden de decenas de nanómetros, ya que se debe girar muy levemente el tornillo micrométrico de la montura sobre la que está la muestra con partículas (ver Figura 2.3). Aún así, esta figura así como la calibración del tamaño del anillo experimental en función de w (ecuación 2.1) nos permiten asegurar que la captura se está realizando con un campo evanescente.

3.3. Rotación de partículas con vórtices evanescentes con cargas superiores

En la sección 1.2.2 se explicó que, al aumentar la carga topológica del haz de entrada, se aumenta también la magnitud del momento angular orbital del haz enfocado. Debido a

que el sistema es completamente no paraxial, el haz evanescente posee momento angular total determinado por la contribución de la parte de espín y orbital debido al fenómeno de conversión de momento angular de espín a orbital. Como se mostró de manera teórica y también de manera experimental [62], un haz evanescente con momento angular puede transferirlo a una partícula dieléctrica, haciéndola rotar de manera estable alrededor del centro del haz.

En la Figura 3.5 se muestra la trayectoria seguida por una sola partícula de 293 nm rotando en un haz evanescente, con momento angular orbital determinado por diversas cargas topológicas ℓ y momento angular de espín $\sigma = 1$, la potencia de entrada del haz es de aproximadamente 100 mW. En el fondo se muestra $|E|^2$ del campo evanescente teórico en el plano $z = d/2$. En esta figura se aprecia cómo cambia el tamaño del vórtice al variar la carga topológica del haz, y podemos ver que esta dependencia no es simétrica respecto al valor $|\ell|$, que se recalcó en la Figura 1.10 y podemos apreciar anillos de tamaño similar para haces con $\ell + \sigma$ iguales. En este caso particular, podemos notar que existe una correspondencia entre las figuras con $\ell = 3$ y $\ell = -5$, $\ell = 4$ y $\ell = -6$ así como $\ell = 5$ y $\ell = -7$. A pesar de que la partícula rota en un campo con topología similar en estos casos, el sentido de la rotación entre ambos es en sentidos opuestos, como se mostró en la Figura 2.10.

La dinámica de una partícula que se mueve en un campo óptico permite conocer la forma de dicho campo, como se ha visto en las secciones anteriores. La trayectoria de la partícula en el campo no es determinista, sino que está sujeta al movimiento browniano de la propia partícula, que puede ser afectada por cambios de temperatura en el medio donde se encuentra; sobre esta variable no se tiene un control en el experimento. Esto puede observarse en la Figura 3.5, especialmente cuando la magnitud del momento angular orbital es alta, como en el caso $\ell = 7$, donde se ve a la partícula en regiones fuera de la región de mayor intensidad del haz.

Es sabido que el radio de la orbita está determinado por la región donde la densidad de energía del haz es mayor, así como del tamaño de la partícula [58, 61, 72, 73], lo cual puede apreciarse en los resultados de la Figura 3.5. El radio de giro lo podemos calcular de manera teórica mediante la fuerza que siente la partícula a lo largo de la dirección radial

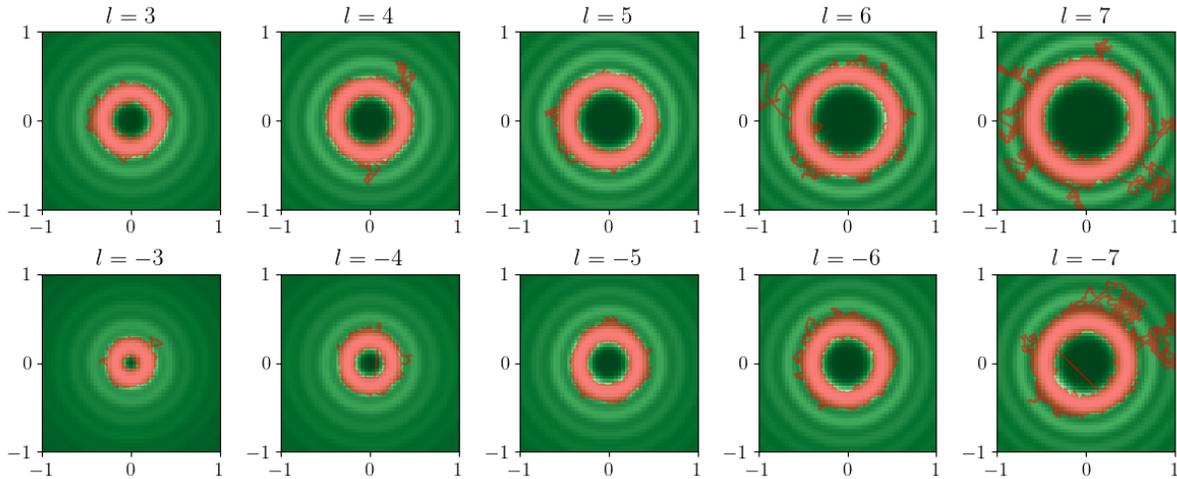


Figura 3.5: Fondo: Patrón de intensidad teórico del haz enfocado evanescente con carga topológica ℓ y $\sigma = 1$. Región roja: trayectoria obtenida mediante experimentos de una partícula de silica de 293 nm. Se puede apreciar como la partícula rota en una órbita circular que coincide con la región de intensidad máxima del campo evanescente. La escala de tamaño de todas las gráficas se encuentra en micrómetros.

y calculando el potencial en este eje, de manera que el punto en el cual el potencial es mínimo corresponde con el punto donde la partícula es estable en este eje. Es importante mencionar que este radio de giro no necesariamente coincide con el punto de máxima intensidad del anillo de luz, pues de manera numérica estos puntos difieren del orden de decenas de nanómetros.

A partir de los datos obtenidos de la trayectoria de múltiples partículas de 293 nm (a partir de la muestra de partícula mostrada de la Figura 2.10), es posible estimar el radio de giro de la partícula y compararlo con la predicción numérica. El radio experimental se obtiene filtrando los datos de la trayectoria en una región comparable a un anillo de ancho de 400 nm, que es una región mayor al determinado por el cálculo teórico realizado en la Figura 2.10, pero que permite que el anillo atraiga a la partícula en la posición en que su intensidad es e^{-2} veces la intensidad máxima (en la región central del anillo). Los resultados obtenidos se muestran en la Figura 3.6, para cargas topológicas entre $|\ell| = 12$ y $|\ell| = 30$. Debido a que realizamos el análisis con múltiples partículas, en haces con cargas topológicas menores a $|\ell| = 12$ nos resultó complicado estimar el centro de cada partícula individual debido a la resolución del sistema de microscopía y lo cerca que están unas de

otras. Para obtener el radio de giro se realizó el experimento con una sola partícula, como se reportó en experimentos previos [62] con una partícula de polistireno de 145 nm.

La Figura 3.6 muestra el fenómeno de conversión de momento angular de espín a orbital en el haz enfocado, pues se observa una equivalencia mecánica entre el momento angular de espín y la parte orbital, que produce que la partícula gire en un campo con momento angular orbital $\ell + \sigma$. Es importante hacer la observación que en este sistema dicha conversión es casi total, como se mostró de forma teórica en trabajos previos [43, 44], pues si se considera ℓ de signos opuesto, pero de tal forma que $\ell + \sigma$ sea el mismo, ambos haces producen un haz en donde la partícula gira en una órbita con radio prácticamente idéntico.

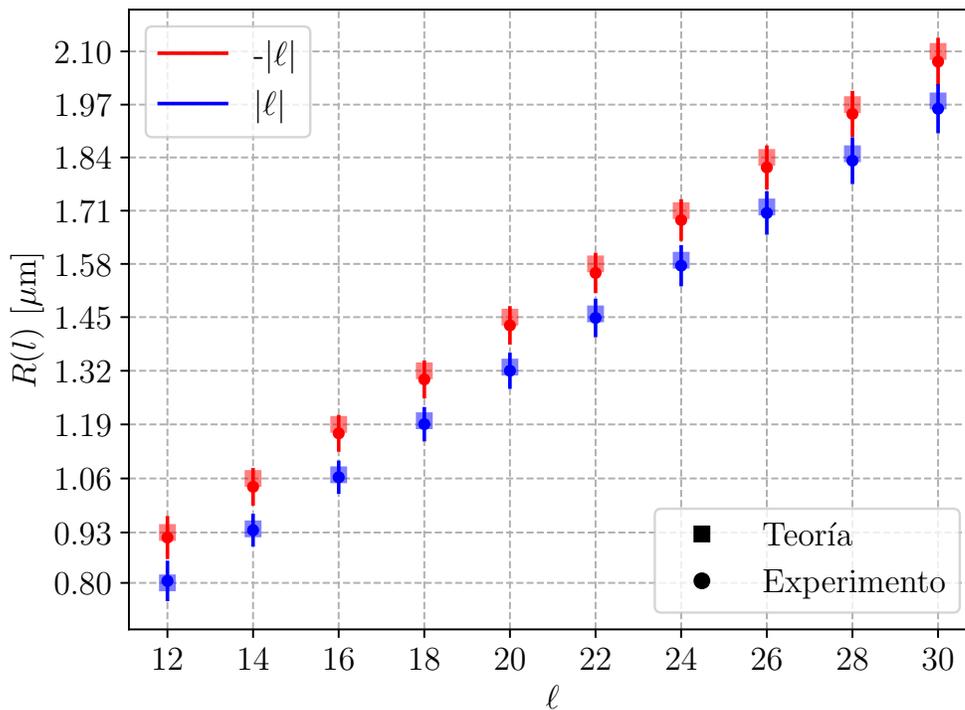


Figura 3.6: Radio del anillo teórico y experimental para un haz fuertemente enfocado evanescente con momento angular de espín ($\sigma = -1$) y momento angular orbital en función de la carga topológica ℓ . Se aprecia la dependencia lineal del radio del anillo con la carga topológica.

Este fenómeno también se puede observar en arreglos convencionales de pinzas ópticas que emplean objetivos de alta apertura numérica para enfocar el campo óptico del sistema de manipulación óptica, independientemente si el haz enfocado contiene o no componentes

evanescentes. Como mencionan Arzola *et al.* [61], en sistemas no paraxiales es típico que en un haz con momento angular $(\ell + \sigma)\hbar$ por fotón una pequeña cantidad del momento de espín σ sea convertida en orbital. Al ser pequeña, esto implica que para dos haces con $\ell + \sigma$ iguales, pero ℓ distinta puedan diferir de manera apreciable en el radio de la órbita que estos siguen. Para apreciar esto, puede considerarse el caso de dos trampas ópticas con polarización circular derecha ($\sigma = -1$) e izquierda ($\sigma = 1$), y estudiar cómo transfieren momento a la partícula tal que los radios de órbita para los mismos valores de $\ell + \sigma$. Además, también es importante si el radio de la órbita coincide o difiere de la región con mayor densidad de energía, pues en este tipo de sistemas con partículas donde las partículas suelen ser de tamaño mayor a la longitud de onda se modifica la dinámica de la partícula.

En [61] se mostró de forma teórica y experimental en un arreglo convencional de pinzas ópticas que al utilizar un objetivo de apertura numérica $NA = 1.2$, solo una pequeña fracción del momento de espín es convertida en angular, por lo que no todos los haces con $\ell + \sigma$ igual hacen rotar a la partícula con el mismo radio de órbita. En este trabajo también se observa que el tamaño de la partícula cambia la dinámica que esta sigue, pues el radio de órbita en décimas de micrómetros del radio.

Capítulo 4

Discusión y conclusiones

A lo largo de este trabajo se describe la realización experimental de un sistema de manipulación óptica con campos evanescentes generado a partir de enfocar fuertemente un haz de luz que contiene momento angular de espín y orbital sobre una interfaz vidrio-agua. Se detalla el diseño y los pormenores para su construcción. Como se reportó en trabajos previos [43, 44], este sistema permite capturar de manera estable partículas con tamaños de decenas a cientos de nanómetros con una potencia relativamente baja. De manera experimental, esto se ha logrado con potencias de aproximadamente 20 mW para partículas de 94 nm, como se expuso previamente [62] y de forma detallada en esa tesis.

El diseño y la construcción del sistema de micromanipulación con campos evanescentes en sí mismo es una parte central del trabajo, pues es un requisito indispensable para poder cumplir con el resto. La implementación de este sistema es el medio que permite estudiar de manera experimental la dinámica de partículas nanométricas en campos ópticos evanescentes con momento angular, tal como se había planteado en los trabajos previos anteriores de manera teórica [43, 44]. Como se expresa en el Capítulo 2, el sistema construido permite generar un campo evanescente de manera eficiente, pues no hay pérdidas de energía considerables desde el láser hasta la entrada del objetivo de microscopio. Además, al utilizar un modulador espacial de luz para generar el haz incidente lo vuelve un sistema muy flexible para poder cambiar ciertos parámetros del haz, como lo son el tamaño, la carga topológica, modificar la distribución de energía cambiando el centro del axicon holográfico y corregir la alineación levemente en caso de ser necesario.

Los resultados en el capítulo 3 permiten comprobar que los cálculos teóricos previos reproducen el comportamiento cualitativo y cuantitativo que siguen las partículas atrapadas utilizando una pinza óptica evanescente, pues se observa que el papel del momento angular influye de manera importante en la dinámica de la partícula confinada. Se ha podido determinar con éxito que las partículas más pequeñas pueden ser atrapadas de manera estable si el campo incidente posee momento angular tal que $\ell + \sigma = -1, 0, 1$. Como se explicó en los trabajos anteriores y se mostró en la Figura 1.11, la pinza óptica con momentos angulares de espín y orbital opuestos generan una trampa óptica más óptima para partículas con radio menor a 300 nm, pues genera un potencial de confinamiento mayor comparado con las otras configuraciones de potencial estable. También se pudo corroborar que es posible atrapar partículas con un haz con polarización lineal y sin momento angular orbital, pero este genera dos zonas de equilibrio donde la partícula se mueve entre una y otra región. Esto nos permite recuperar, hasta cierto punto, la forma del campo evanescente enfocado, que coincide con la que se ha reportado con anterioridad [40, 43, 44, 74–76].

Debido a la baja potencia e intensidad con la que se pueden confinar partículas muy pequeñas, como las de poliestireno de 94 nm, se ha podido observar que estas no sufren daño a simple vista si la potencia del haz incidente es menor a los 100mW. Usando potencias mayores se apreció en repetidas ocasiones que la partícula atrapada se deteriora en unos pocos segundos. Esto es, la imagen de la partícula en la cámara va perdiendo contraste hasta que solo se observa la luz de la iluminación, sin que se observe a la partícula escapar de la trampa. Este comportamiento no se observa con las partículas de silica, donde se ha aumentado la potencia por encima de los 200mW y la partícula ha continuado atrapada por un periodo mayor a tres horas sin que se observaran daños.

En cuanto a la rotación de partículas usando haces incidentes con momento angular orbital con $|\ell| > 2$, se ha observado que las partículas pueden rotar alrededor de una órbita. Para haces de orden bajo ($|\ell| = 3, 4$) se ha observado que las partículas rotan a lo largo de una órbita que en muchos casos se encontró una gran dificultad para caracterizar su radio, ya que esto se recupera a partir de la trayectoria a partir de la detección del centroide de la partícula. Sin embargo, debido a las limitaciones experimentales en términos de la resolución del sistema de visualización, es complicado obtener un valor experimental

del radio de rotación. A medida que se aumenta el orden del momento angular, se nota claramente una dependencia lineal del radio de rotación con la carga topológica ℓ , así como una variación en el radio dependiendo del sentido de polarización del haz. Esto puede medirse en tiempo real con la cámara digital, por lo que es una observación directa de que el momento angular orbital efectivo en la componente z del campo evanescente depende del sentido de polarización circular debido a la conversión de momento angular.

Aunque no se tomaron mediciones sobre la velocidad de rotación, se pudo notar en el experimento que aumentar la magnitud del momento angular crea una órbita de mayor radio, en la que disminuye la frecuencia de rotación, mientras que si se incrementa la potencia del haz incidente aumentan la velocidad de rotación de las partículas, esto último ya se reportó de manera teórica para este sistema [44]. Se han podido hacer rotar todas las partículas utilizadas durante este trabajo, ya sea de manera individual o en grupo, como se expone en la Figura 2.10. Además, la rotación de las partículas y su detección nos permite conocer la estructura del haz y comprobar que las partículas son atrapadas en el anillo central del vórtice óptico, mostrando que el haz tiene la forma y las dimensiones que predice la teoría, tal como lo demuestra la Figura 3.5.

4.1. Trabajo a futuro y complicaciones en el sistema

En esta sección se discuten algunos detalles observados durante la implementación de la pinza óptica evanescente, cuya solución puede ser objeto de estudio en investigaciones posteriores que permitan mejorar directamente este sistema de micromanipulación.

Como se discutió en la sección 3.2, el tamaño del anillo es una variable a tener en consideración para formar una trampa óptica con el sistema propuesto, pues este tamaño puede determinar que efectivamente se genere una trampa que tenga o no componentes evanescentes, o que posea una combinación de ambas. Como se concluye de la Figura 4.1, la teoría indica que el confinamiento en el plano transversal es mejor si el radio del anillo r_0 es muy cercano a R_{\min} . Si este es el caso, la fuerza en la componente z , que atrae a la partícula hacia interfaz, no es la fuerza máxima que se puede obtener. En nuestros experimentos fue sencillo atrapar a la partícula cuando el radio del anillo es cercano al radio mínimo.

Se observó que los radios entre $r_0 = 4.40\text{mm}$ y $r_0 = 4.50\text{mm}$ facilitaban la captura de partículas individuales. Sin embargo, puede ser de interés maximizar la eficiencia de la pinza óptica en el eje axial, de manera que el sistema pueda generar la máxima fuerza posible para atraer a la partícula hacia la interfaz. De esta manera, el radio del anillo es una variable que puede ser elegida entre R_{\min} y R_{\max} , y que afecta directamente la eficiencia en ambos ejes, como lo muestran las eficiencias graficadas en las Figuras 4.2 y 4.3 para un haz anular con un radio de 4.43 mm y 4.65 mm. Al comparar ambas figuras podemos notar cambia notablemente la eficiencia de la trampa de manera radial y axial.

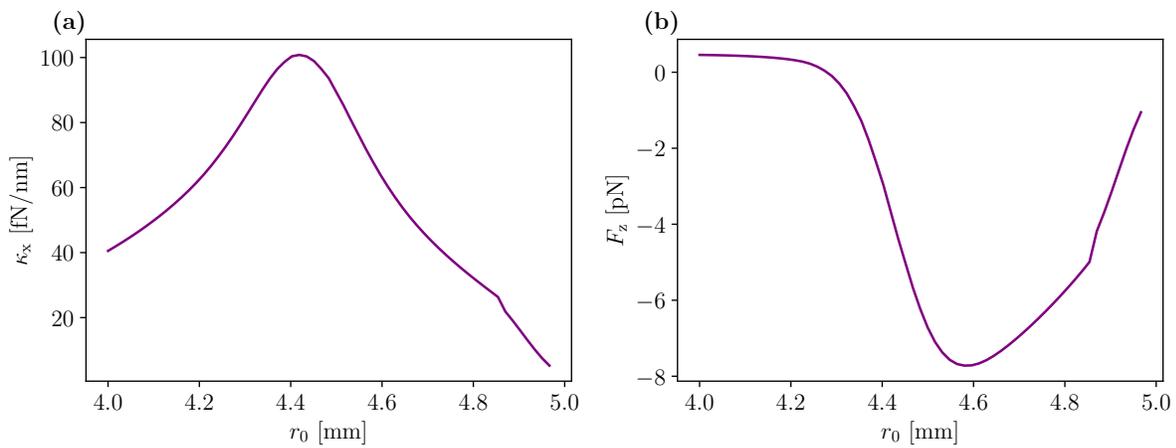


Figura 4.1: Constante de restitución a) κ_x y b) fuerza a lo largo del eje z (F_z) en función del radio del anillo de entrada para una partícula de silica de 293 nm, carga $l = -1$ y potencia de entrada de 110 mW. Los datos fueron calculados de manera computacional de acuerdo con las consideraciones descritas en la sección 1.2 y el modelo descrito a detalle en [43, 44].

El modelo de haz incidente que se empleó en los cálculos realizados en los trabajos previos [43, 44] puede simplificarse a un anillo de intensidad constante (onda plana). Este anillo tiene una dimensión fija, y está idealizado a que tenga un grosor entre R_{\min} y R_{\max} (ver Figura 1.6). En este arreglo no se puede obtener un anillo de ese grosor, debido a que está limitador por las características propias del arreglo como lo son las lentes y el tamaño de los píxeles del SLM. De manera experimental se observó que el ancho del anillo es menor a $R_{\max} - R_{\min}$, y que solamente se puede cambiar su diámetro al modificar el holograma proyectado en el SLM, como se describe en la sección 2.2.

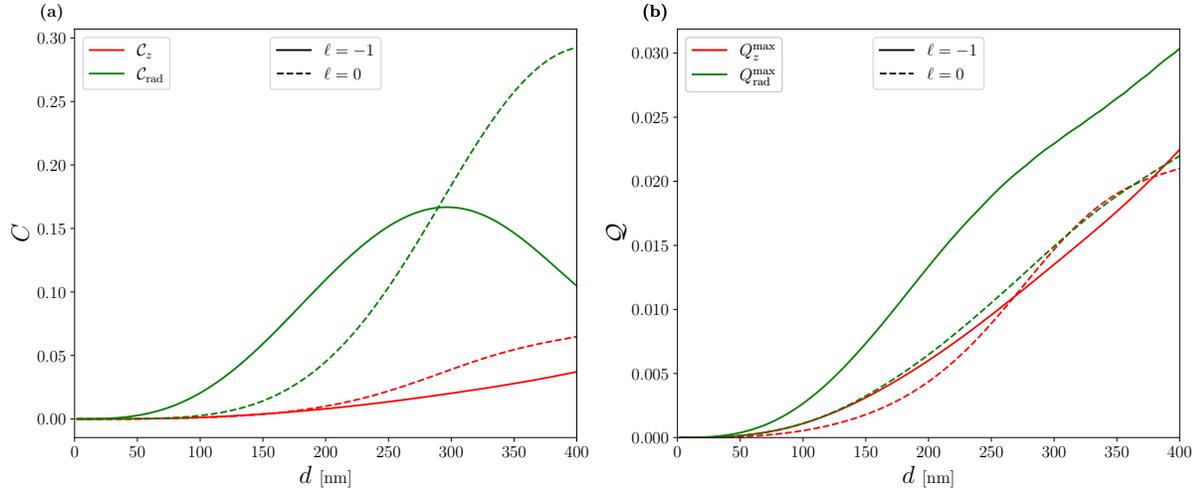


Figura 4.2: Comparación del confinamiento de partículas en función del radio de la partícula para un anillo de $w = 4.43$ mm.

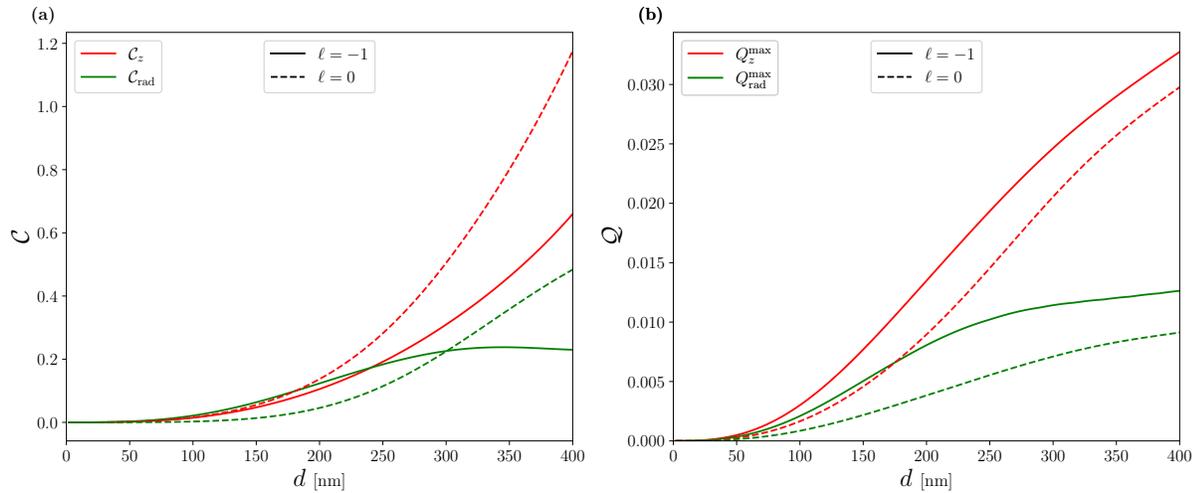


Figura 4.3: Comparación del confinamiento de partículas en función del radio de la partícula para un anillo de $w = 4.65$ mm.

Un detalle teórico que no fue posible observar con los experimentos realizados es que, para partículas muy pequeñas (como la de poliestireno de 94 nm), la trampa con $\ell = -2$ y $\sigma = 1$ no presenta un punto de equilibrio estable en el centro, como puede apreciarse en la Figura 4.4(a). Se observa en la teoría que las otras dos configuraciones de pinza óptica evanescente presentan un punto de equilibrio estable, pues la fuerza tiene una pendiente negativa en el centro del haz. Esto sucede solamente para partículas de tamaños muy

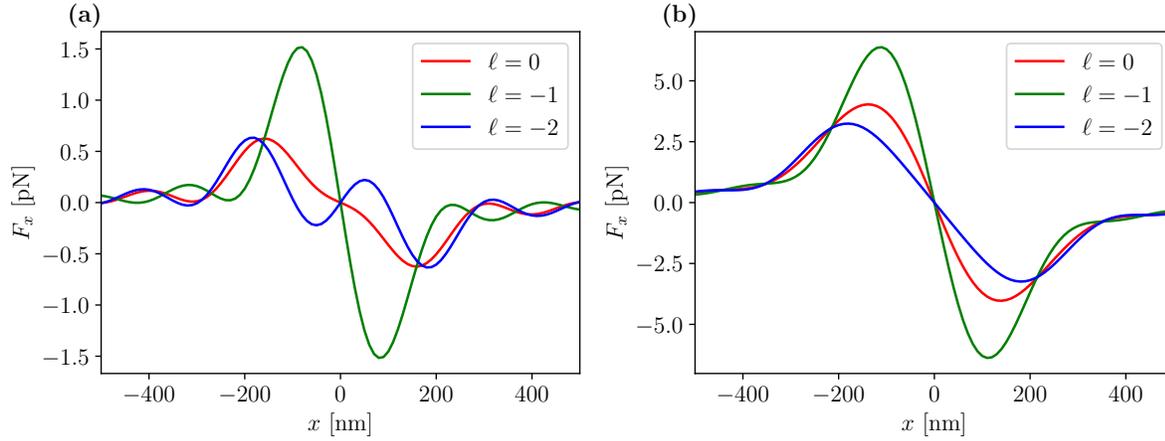


Figura 4.4: Fuerza F_x lo largo del eje x para (a) una partícula de poliestireno de 94 nm y (b) una partícula de silica de 293 nm.

pequeños, pues partículas más grandes como son las de silica de 293 nm la trampa sí es estable en las tres configuraciones, como se nota en la Figura 4.4(b). Los experimentos con partículas de 94 nm se encuentran en la Figura 3.3, donde se observa que en este caso el campo puede confinar a las partículas de manera estable en cualquier configuración. Sin embargo, y tal como se puede apreciar en la Tabla 3.1, la constante de restitución sí disminuye para el caso $\ell = -2$.

Esta discrepancia con la teoría puede deberse a que la partícula siente un potencial con una pequeña región repulsiva en el centro, del tal manera que nuestro sistema de visualización no pueda resolverlo y se detecte un potencial efectivo conservativo. Además, se tiene en cuenta que nuestro modelo teórico es muy ideal y sólo considera la fuerza producida directamente por la interacción de la partícula con el campo evanescentes. A pesar de que puede haber otro tipo de efectos de los alrededores con la partícula, como pudieran ser fuerzas electrostáticas entre la partícula y el vidrio, campos eléctricos producidos debido a la propia interfaz y/o la partícula. También es importante que, aunque al realizar la alineación del sistema se toma en cuenta hacer coincidir el foco de la lente con la interfaz, no se tiene la certeza de la posición la interfaz respecto al eje z , lo cual puede cambiar la forma del campo hasta cierto punto y por tanto la forma del potencial, como se ha reportado anteriormente [43].

Referencias

- [1] Johannes Kepler. De cometis libelli tres, 1619.
- [2] John Henry Poynting. Xv. on the transfer of energy in the electromagnetic field. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, (175):343–361, 1884.
- [3] John Henry Poynting. The wave motion of a revolving shaft, and a suggestion as to the angular momentum in a beam of circularly polarised light. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 82(557):560–567, 1909.
- [4] John David Jackson. *Classical electrodynamics*. John Wiley & Sons, 2021.
- [5] David J Griffiths. *Introduction to electrodynamics*. Cambridge University Press, 2023.
- [6] Bahaa EA Saleh y Malvin Carl Teich. *Fundamentals of photonics*. John Wiley & sons, 2019.
- [7] Philip H Jones, Onofrio M Maragò, y Giovanni Volpe. *Optical tweezers: Principles and applications*. Cambridge University Press, 2015.
- [8] Lukas Novotny y Bert Hecht. *Principles of nano-optics*. Cambridge university press, 2012.
- [9] Peter Lebedew. Untersuchungen über die druckkräfte des lichtes. *Annalen der Physik*, 311(11):433–458, 1901.
- [10] Ernest Fox Nichols y Gordon Ferrie Hull. A preliminary communication on the pressure of heat and light radiation. *Physical Review (Series I)*, 13(5):307, 1901.

- [11] John Worrall. The pressure of light: the strange case of the vacillating ‘crucial experiment’. *Studies in History and Philosophy of Science Part A*, 13(2):133–171, 1982.
- [12] Monwhea Jeng. A selected history of expectation bias in physics. *American Journal of Physics*, 74(7):578–583, 2006.
- [13] Arthur Ashkin. History of optical trapping and manipulation of small-neutral particle, atoms, and molecules. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 6(6):841–856, 2000.
- [14] Charles H Townes. *How the laser happened: adventures of a scientist*. Oxford University Press, 2002.
- [15] Arthur Ashkin, James M Dziedzic, John E Bjorkholm, y Steven Chu. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. *Optics letters*, 11(5):288–290, 1986.
- [16] James P Gordon. Radiation forces and momenta in dielectric media. *Physical Review A*, 8(1):14, 1973.
- [17] Max Born y Emil Wolf. *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Elsevier, 2013.
- [18] Paolo Polimeno, Alessandro Magazzu, Maria Antonia Iati, Francesco Patti, Rosalba Saija, Cristian Degli Esposti Boschi, Maria Grazia Donato, Pietro G Gucciardi, Philip H Jones, Giovanni Volpe, *et al.* Optical tweezers and their applications. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 218:131–150, 2018.
- [19] Ferdinando Borghese, Paolo Denti, y Rosalba Saija. *Scattering from model nonspherical particles: theory and applications to environmental physics*. Springer Science & Business Media, 2007.
- [20] Wolfram Hergert y Thomas Wriedt. *The Mie theory: basics and applications*, volume 169. Springer, 2012.

- [21] M Šiler, T Čižmár, M Šerý, y P Zemánek. Optical forces generated by evanescent standing waves and their usage for sub-micron particle delivery. *Applied Physics B*, 84(1-2):157–165, 2006.
- [22] David G Grier. A revolution in optical manipulation. *nature*, 424(6950):810–816, 2003.
- [23] Onofrio M Marago, Philip H Jones, Pietro G Gucciardi, Giovanni Volpe, y Andrea C Ferrari. Optical trapping and manipulation of nanostructures. *Nature nanotechnology*, 8(11):807–819, 2013.
- [24] Carlo Bradac. Nanoscale optical trapping: a review. *Advanced Optical Materials*, 6(12):1800005, 2018.
- [25] Ernst HK Stelzer. Beyond the diffraction limit? *Nature*, 417(6891):806–807, 2002.
- [26] Jan Gieseler, Juan Ruben Gomez-Solano, Alessandro Magazzù, Isaac Pérez Castillo, Laura Pérez García, Marta Gironella-Torrent, Xavier Viader-Godoy, Felix Ritort, Giuseppe Pesce, Alejandro V Arzola, *et al.* Optical tweezers—from calibration to applications: a tutorial. *Advances in Optics and Photonics*, 13(1):74–241, 2021.
- [27] Arthur Ashkin y James M Dziedzic. Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria. *Science*, 235(4795):1517–1520, 1987.
- [28] Frederic Català, Ferran Marsà, Mario Montes-Usategui, Arnau Farré, y Estela Martín-Badosa. Influence of experimental parameters on the laser heating of an optical trap. *Scientific reports*, 7(1):16052, 2017.
- [29] Abbe. The relation of aperture and power in the microscope. *Journal of the royal microscopical society*, 2(3):300–309, 1882.
- [30] AA Maznev y OB Wright. Upholding the diffraction limit in the focusing of light and sound. *Wave Motion*, 68:182–189, 2017.

- [31] Anni Lehmuskero, Peter Johansson, Halina Rubinsztein-Dunlop, Lianming Tong, y Mikael Kall. Laser trapping of colloidal metal nanoparticles. *ACS nano*, 9(4):3453–3469, 2015.
- [32] Karel Svoboda y Steven M Block. Optical trapping of metallic rayleigh particles. *Optics letters*, 19(13):930–932, 1994.
- [33] Vladimir M Shalaev y Andrey K Sarychev. Nonlinear optics of random metal-dielectric films. *Physical Review B*, 57(20):13265, 1998.
- [34] AN Grigorenko, NW Roberts, MR Dickinson, y YJNP Zhang. Nanometric optical tweezers based on nanostructured substrates. *Nature Photonics*, 2(6):365–370, 2008.
- [35] Michael M Burns, Jean-Marc Fournier, y Jene A Golovchenko. Optical binding. *Physical Review Letters*, 63(12):1233, 1989.
- [36] Kishan Dholakia y Pavel Zemánek. Colloquium: Gripped by light: Optical binding. *Reviews of modern physics*, 82(2):1767–1791, 2010.
- [37] Kayn A Forbes, David S Bradshaw, y David L Andrews. Optical binding of nanoparticles. *Nanophotonics*, 9(1):1–17, 2020.
- [38] Satoshi Kawata y Tadao Sugiura. Movement of micrometer-sized particles in the evanescent field of a laser beam. *Optics letters*, 17(11):772–774, 1992.
- [39] Eivind Almaas y Iver Brevik. Radiation forces on a micrometer-sized sphere in an evanescent field. *JOSA B*, 12(12):2429–2438, 1995.
- [40] Min Gu, Jean-Baptiste Haumonte, Yoan Micheau, James WM Chon, y Xiaosong Gan. Laser trapping and manipulation under focused evanescent wave illumination. *Applied physics letters*, 84(21):4236–4238, 2004.
- [41] M Šiler, T Čižmár, M Šerý, y P Zemánek. Submicron particle localization using evanescent field. In *Optical Trapping and Optical Micromanipulation II*, volume 5930, page 59300R. International Society for Optics and Photonics, 2005.

- [42] Dongliang Gao, Weiqiang Ding, Manuel Nieto-Vesperinas, Xumin Ding, Mahdy Rahman, Tianhang Zhang, ChweeTeck Lim, y Cheng-Wei Qiu. Optical manipulation from the microscale to the nanoscale: fundamentals, advances and prospects. *Light: Science & Applications*, 6(9):e17039–e17039, 2017.
- [43] Edgar Alonso Guzmán. *Estudio numérico del confinamiento de partículas nanométricas con campos ópticos evanescentes*. Tesis de licenciatura, Universidad Nacional Autónoma de México, 2022.
- [44] Edgar Alonso Guzmán y Alejandro V Arzola. Enhancing near-field optical tweezers by spin-to-orbital angular momentum conversion. *JOSA B*, 39(4):1233–1240, 2022.
- [45] Eugene Hecht. *Optics*. Pearson Education India, 2012.
- [46] Richard A Beth. Mechanical detection and measurement of the angular momentum of light. *Physical Review*, 50(2):115, 1936.
- [47] David L Andrews y Mohamed Babiker. *The angular momentum of light*. Cambridge University Press, 2012.
- [48] Les Allen, Marco W Beijersbergen, RJC Spreeuw, y JP Woerdman. Orbital angular momentum of light and the transformation of laguerre-gaussian laser modes. *Physical review A*, 45(11):8185, 1992.
- [49] David J Griffiths y Darrell F Schroeter. *Introduction to quantum mechanics*. Cambridge university press, 2018.
- [50] Kenneth S Krane. *Modern physics*. John Wiley & Sons, 2019.
- [51] Walther Gerlach y Otto Stern. Der experimentelle nachweis der richtungsquantelung im magnetfeld. *Walther Gerlach (1889–1979) Eine Auswahl aus seinen Schriften und Briefen*, pages 26–29, 1989.
- [52] Nouredine Zettili. *Quantum mechanics: concepts and applications*. 2009.
- [53] Christopher C Gerry y Peter L Knight. *Introductory quantum optics*. Cambridge university press, 2023.

- [54] Marco W Beijersbergen, Les Allen, HELO Van der Veen, y JP Woerdman. Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum. *Optics Communications*, 96(1-3):123–132, 1993.
- [55] Konstantin Yu Bliokh, Francisco J Rodríguez-Fortuño, Franco Nori, y Anatoly V Zayats. Spin–orbit interactions of light. *Nature Photonics*, 9(12):796–808, 2015.
- [56] Stephen M Barnett y L Allen. Orbital angular momentum and nonparaxial light beams. *Optics communications*, 110(5-6):670–678, 1994.
- [57] Stephen M Barnett, Les Allen, Robert P Cameron, Claire R Gilson, Miles J Padgett, Fiona C Speirits, y Alison M Yao. On the natures of the spin and orbital parts of optical angular momentum. *Journal of Optics*, 18(6):064004, 2016.
- [58] NB Simpson, K Dholakia, L Allen, y MJ Padgett. Mechanical equivalence of spin and orbital angular momentum of light: an optical spanner. *Optics letters*, 22(1):52–54, 1997.
- [59] Bernard Richards y Emil Wolf. Electromagnetic diffraction in optical systems, ii. structure of the image field in an aplanatic system. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 253(1274):358–379, 1959.
- [60] Emil Wolf. Electromagnetic diffraction in optical systems-i. an integral representation of the image field. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 253(1274):349–357, 1959.
- [61] Alejandro V Arzola, Lukáš Chvátal, Petr Jákł, y Pavel Zemánek. Spin to orbital light momentum conversion visualized by particle trajectory. *Scientific reports*, 9(1):1–7, 2019.
- [62] Edgar Alonso Guzmán y Alejandro V Arzola. Trapping in evanescent optical tweezers with spin and orbital angular momentum. In *Laser Science*, pages JM7A–2. Optica Publishing Group, 2023.

- [63] Arthur Ashkin. Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime. *Biophysical journal*, 61(2):569–582, 1992.
- [64] Jeffrey A Davis, Jarod Guertin, y Don M Cottrell. Diffraction-free beams generated with programmable spatial light modulators. *Applied optics*, 32(31):6368–6370, 1993.
- [65] Jari Turunen, Antti Vasara, y Ari T Friberg. Holographic generation of diffraction-free beams. *Applied optics*, 27(19):3959–3962, 1988.
- [66] Mansi Baliyan y Naveen K Nishchal. Generating scalar and vector modes of bessel beams utilizing holographic axicon phase with spatial light modulator. *Journal of Optics*, 25(9):095702, 2023.
- [67] Joseph W Goodman. *Introduction to Fourier optics*. Roberts and Company publishers, 2005.
- [68] David G Voelz. Computational fourier optics: a matlab tutorial. (*No Title*), page 51, 2011.
- [69] Martin Dusek, Jean-Christophe Gayde, y Miroslav Sulc. Wavefront aberration detection of a structured laser beam using artificial intelligence and its use for alignment. In *Optomechanical Engineering 2023*, volume 12669, pages 139–149. SPIE, 2023.
- [70] He Cheng, Chun Xia, Stephen M Kuebler, y Xiaoming Yu. Aberration correction for slm-generated bessel beams propagating through tilted interfaces. *Optics Communications*, 475:126213, 2020.
- [71] Jiaying Li, Chen Xie, Yuxuan Qiu, Na Xiao, y Minglie Hu. The aberration correction of high-order bessel-gaussian beams. *Optik*, 221:163968, 2020.
- [72] Martin Šiler, Petr Jákł, Oto Brzobohatý, y Pavel Zemánek. Optical forces induced behavior of a particle in a non-diffracting vortex beam. *Optics Express*, 20(22):24304–24319, 2012.
- [73] Martin Šiler y Pavel Zemánek. Optical forces in a non-diffracting vortex beam. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 126:78–83, 2013.

- [74] James WM Chon, Min Gu, Craig Bullen, y Paul Mulvaney. Two-photon fluorescence scanning near-field microscopy based on a focused evanescent field under total internal reflection. *Optics letters*, 28(20):1930–1932, 2003.
- [75] Jian Liu, Chenqi Kong, Qiang Li, Weisong Zhao, Mengzhou Li, Shan Gao, Chenguang Liu, y Jiubin Tan. Artifact-free, penetration-adjustable elliptical-mirror-based tirtf microscopy. *Optics Express*, 26(20):26065–26079, 2018.
- [76] Guanghao Rui, Xiaoyan Wang, y Yiping Cui. Manipulation of metallic nanoparticle with evanescent vortex bessel beam. *Optics express*, 23(20):25707–25716, 2015.