

## Fuerzas de captura óptica de micropartículas isotrópicas en patrones de luz

I. Ricardez Vargas<sup>1,\*</sup>, J. A. Carbajal Domínguez<sup>1</sup>, J. A. Bernal Arroyo<sup>1</sup>, J. G. Segovia López<sup>1</sup>

<sup>1</sup>División Académica de Ciencias Básicas, Universidad Juárez Autónoma de Tabasco, A.P. 24, C.P. 86690, Cunduacán, Tabasco, México

\*[ibis.ricardez@ujat.mx](mailto:ibis.ricardez@ujat.mx)

---

### Resumen

Presentamos resultados acerca de la captura y manipulación de micropartículas dieléctricas por medio de las pinzas ópticas. Se destacan dos resultados importantes; el método básico para atrapar una partícula con un solo haz y una técnica interferométrica de atrapamiento múltiple. En el segundo caso es posible la clasificación, es decir, la separación de partículas tanto por tamaño como por índice de refracción mediante un patrón de interferencia dinámico.

*Palabras claves: Captura óptica, pinzas ópticas, partículas dieléctricas, haces estructurados de luz, momento angular óptico.*

### Abstract

We present results about the capture and manipulation of dielectric microparticles using optical tweezers. It highlights two important results; the basic method to trap a particle with a single beam and an interferometric technique of multiple trapping. In the second case the classification is possible, that is, the separation of particles by size and refractive index by using a dynamic interference pattern.

*Keywords: Optical trapping, optical tweezers, dielectric particles, shape beams, orbital angular momentum*

---

Recibido: 13 marzo 2015. Aceptado: 07 julio 2015. Publicado: 01 septiembre 2015.

## 1. Introducción

Desde el siglo XVII se conoce el hecho de que la luz ejerce presión sobre la materia en la que incide. Johannes Kepler en 1619 observó que la dirección que tomaba la cola de los cometas, la cual es siempre en sentido contrario a la posición del sol, era debido al empuje de la radiación solar. Dos siglos después en 1873 James Clerk Maxwell demostró teóricamente que la luz por sí misma podía ejercer fuerzas ópticas, denominadas presión de radiación. Posteriormente, dentro del marco de la mecánica cuántica, con el trabajo de Einstein y Planck, se pudo explicar que la luz también se comporta como un flujo de corpúsculos llamados fotones, que al igual que las partículas materiales, pueden ejercer presión sobre los objetos, e incluso, transferir momento [1]. Sin embargo fue hasta 1970 cuando Arthur Ashkin demostró que las fuerzas ópticas podían desplazar y levitar partículas dieléctricas micrométricas [2]. Este descubrimiento marcó el inicio de una de las áreas de la óptica que más impacto ha tenido debido a sus múltiples aplicaciones. Esta técnica de micromanipulación es conocida como *pinzas ópticas*.

En años recientes, el interés por el desarrollo de técnicas eficientes orientadas a separar, clasificar y manipular grandes cantidades de micropartículas se ha incrementado considerablemente. Este interés es impulsado por las demandas que surgen en áreas como física de coloides y biología celular y molecular, por

ejemplo. Existen métodos bien establecidos tales como la dielectrofóresis [3], que son técnicas sumamente caras y además requieren del personal especializado para el funcionamiento y mantenimiento. Métodos ópticos también han sido implementados para escoger partículas por medio del índice de refracción usando microfluidos [4,5], pero la selección por tamaño ha sido limitada a partículas individuales [6]. En este trabajo demostramos un método altamente selectivo y eficiente para la segregación de partículas por medio de franjas de interferencia vibrantes. Esta nueva técnica nos ha permitido la segregación en una mezcla compleja de diferentes tipos de partículas, pero puede extenderse para separar incluso mezclas más complejas. También es posible la separación entre partículas del mismo tamaño pero con diferente índice de refracción.

## 2. Principio de las pinzas ópticas

El principio de atrapamiento de una micropartícula dieléctrica transparente puede describirse de acuerdo al tamaño de tal partícula. Si el diámetro de esta es menor que la longitud de onda del haz nos encontramos en el régimen de campos ópticos o régimen de Rayleigh. En caso contrario estamos en el régimen de rayos ópticos de Mie. Debido al tamaño de las partículas utilizadas, en este trabajo usamos el régimen de rayos ópticos y hacemos un análisis geométrico para escribir el atrapamiento. Para entender este fenómeno, consideramos un haz gaussiano fuertemente enfocado por una lente sobre el cual se hace el análisis geométrico. Justo abajo del foco (o cintura del haz) se coloca una partícula, como se muestra en la figura 1. Los rayos a y b que inciden sobre la esfera sufren un cambio en el momento lineal debido a la refracción. Bajo un simple análisis vectorial de momentos se encuentra que las fuerzas correspondientes ejercidas sobre la partícula, por los rayos a y b son  $F_a$  y  $F_b$ , respectivamente. Esto debido a la conservación del momento lineal. Puesto que ambas fuerzas son de igual magnitud, el resultado total es una fuerza que mueve la partícula hacia el centro de la trampa permitiendo que quede atrapada de forma estable y tridimensionalmente. Esta fuerza es conocida como fuerza de gradiente ( $F_g$ ) debido a que apunta hacia la dirección de máxima intensidad del haz.

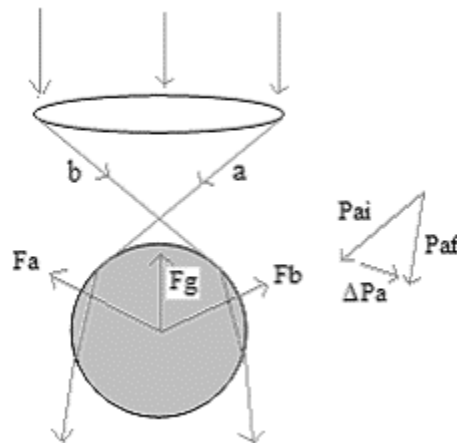


Fig. 1. Trazo de rayos mostrando las fuerzas de atrapamiento. El diagrama de vectores indica el cambio de momento de la luz debido a la refracción.

En un análisis más completo se observan en realidad dos fuerzas. Una es la fuerza de gradiente, descrita anteriormente, y la otra surge debido a la reflexión de la luz. Esta última provoca una fuerza en la dirección de propagación del haz, es decir, en sentido contrario a la fuerza de gradiente, conocida como fuerza de dispersión ( $F_d$ ). Pero debido a que la luz es altamente transmitida, la fuerza de dispersión es menor a la fuerza de gradiente ( $F_d < F_g$ ), condición que debe cumplirse para el atrapamiento [7]. Una desviación de la posición estable del centro de la trampa provoca una fuerza restauradora que la conduce de nuevo a su posición de equilibrio, la cual puede ser calculada usando la expresión [8]

$$F = Q \left( \frac{n_1 P}{c_0} \right). \quad (1)$$

Esta es la máxima fuerza ejercida por la trampa,  $Q$  es una constante de escalamiento que depende del tamaño de la esfera y de la diferencia de índice de refracción entre la esfera y el medio que la rodea, por lo general agua.  $P$  es la potencia del láser y  $c_0$  es la velocidad de la luz en el vacío.

### 3. Arreglo de pinza óptica básica

En esta sección se describe el experimento que permite el atrapamiento y manipulación de microesferas dieléctricas transparentes de sílica (vidrio muy resistente). El arreglo óptico se muestra en la figura 2.

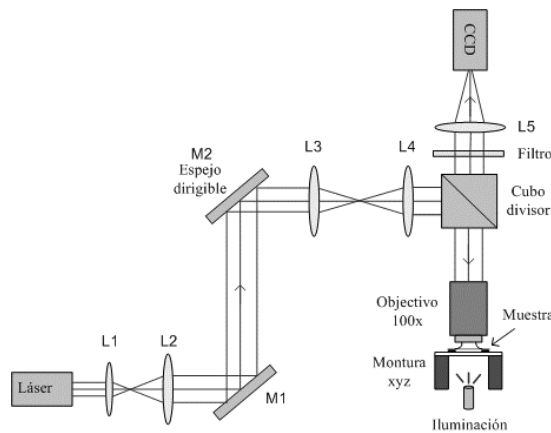


Fig. 2. Arreglo básico de pinzas ópticas para el atrapamiento y manipulación de microesferas.

El haz proveniente de un láser de Argón a una longitud de onda de 514nm, es expandido con el sistema de lentes L1 y L2. Esto con el fin de que el haz llene completamente la apertura de entrada del objetivo de microscopio y aumentar así la eficiencia de la trampa puesto que de esta manera se alcanza un buen confinamiento axial, es decir, en dirección vertical. Luego de pasar el haz por los espejos M1 y M2 que sirven para controlar la dirección, éste atraviesa por el otro sistema de lentes L3 y L4. Este par de lentes forma planos conjugados entre el espejo movable M2 y el plano focal anterior del objetivo de microscopio. Posteriormente el haz es desviado hacia el objetivo de microscopio de 100x (de inmersión en aceite) mediante un cubo divisor. Así el haz es fuertemente enfocado sobre la muestra que reposa en una montura con desplazamiento en xyz. La muestra consiste de las microesferas sólidas de sílica ( $n=1.45$ ) suspendidas en agua. La observación del atrapamiento se realiza mediante una cámara CCD cuando la muestra es iluminada con una lámpara convencional de luz blanca. El filtro sobre el cubo divisor sirve para bloquear la luz láser reflejada por el cubo ya que satura la CCD. La lente L5 es para conducir la imagen de la muestra a la CCD. La muestra sobre la montura es llevada al foco del haz mediante desplazamientos verticales, ya que el objetivo permanece estático. Las microesferas son entonces atrapadas en 3D justo como lo predice la teoría. Con este arreglo se han atrapado partículas del orden de 2 a 20 micras de diámetro.

En la figura 3 vemos una secuencia de imágenes mostrando el atrapamiento y manipulación en 3D de una microesfera de sílica de 5  $\mu\text{m}$  de diámetro. En (a) y (b) se observa como la partícula es capturada. En (a) se mira el haz proyectado sobre la muestra (círculo luminoso normalmente llamado *spot*), cuyo diámetro es del orden del tamaño de la esfera. Este es dirigido hacia la partícula, el cual la succiona y la desplaza como se

muestra en (c). En (c) y (d) vemos el atrapamiento en 3D. En (c) la partícula está atrapada, después la muestra es desplazada verticalmente hacia abajo manteniéndose sujeta la partícula.

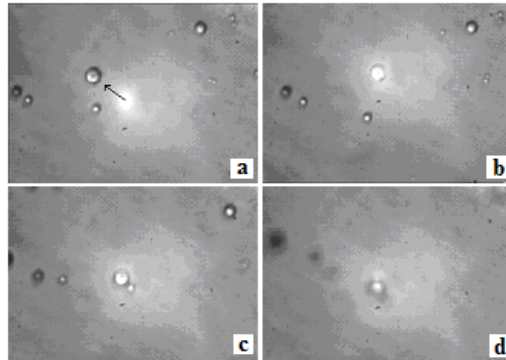


Fig. 3. De (a-b) se muestra el atrapamiento y desplazamiento de la esfera. De (c-d) se observa la captura en 3D.

Vemos entonces que las otras partículas se desenfocan respecto a la que está atrapada, como se ve en (d), lo que prueba que efectivamente que la captura es en 3D. Las potencias necesarias para asegurar un buen atrapamiento oscilan alrededor de los 10 mW en la muestra. Es obvio que para una mayor eficiencia de la trampa se requiere aumentar la potencia.

#### 4. Técnica interferométrica para captura múltiple y segregación de micropartículas

La respuesta de un objeto dieléctrico microscópico a una distribución dada de luz depende de varios factores, tales como la potencia total incidente, la geometría y el tamaño relativo del objeto respecto a las dimensiones características del haz y al índice de refracción relativo  $n$ . En particular, en el caso de partículas esféricas ( $n > 1$ ) dentro de un patrón de interferencia de franjas paralelas, la fuerza de atrapamiento y la rigidez (constante elástica de la trampa) son optimizadas para una partícula cuyo tamaño se acopla aproximadamente al tamaño de una franja brillante, que actúa como un pozo de potencial individual. Si el patrón de interferencia se mueve suficientemente rápido, sólo las partículas que se atan bien a las franjas individuales serán capaces de seguirlo, dejando todas las otras atrás. Este es el principio de operación del separador óptico. Consiste básicamente de un patrón de interferencia vibrante con una modulación temporal tipo diente de sierra, que captura en 2D y remueve partículas de un dado tamaño o índice de refracción de una muestra polidispersa. Nuevamente basamos nuestro estudio teórico en el régimen de aproximación de Mie. Usamos un modelo de trazo de rayos análogo a los descritos en [9,10] con la distribución de intensidad adaptada a nuestro caso particular. El formalismo para obtener la fuerza lateral ejercida por un haz de luz sobre una esfera dieléctrica localizada en un punto de un plano transversal dado aparece en [11].

El campo incidente es un haz gaussiano con una cintura de haz de  $w_0 = 150 \mu\text{m}$ , que es del orden de nuestro valor experimental, modulado en la dirección  $x$  por un patrón de interferencia con periodo espacial  $L$ . La distribución de intensidad en el plano focal ( $z=0$ ) está dada por

$$I(x, y, t) = \frac{4P_0}{\pi w_0^2} \cos\left(\frac{\pi x}{L} + \frac{\phi(t)}{2}\right) \exp\left(\frac{-2\rho^2}{w_0^2}\right), \quad (2)$$

donde  $P_0$  es la potencia incidente,  $\rho^2 = x^2 + y^2$ , y en este caso tenemos una función de modulación de la forma  $\phi(t) = \phi_0 ft$ ;  $t \in [0, 1/f)$ , satisfaciendo la condición de periodicidad  $\phi(t + n/f) = \phi(t)$ , ( $n=0,1,2,\dots$ ),  $\phi_0$  y  $f$  son el cambio de fase máximo de oscilación y la frecuencia de vibración, respectivamente.

En el experimento introducimos el haz de un láser de Ion de argón ( $\lambda=488\text{nm}$ ) en un interferómetro Mach-Zehnder, mostrado en la figura 4. El patrón de franjas emergente es dirigido hacia un objetivo de microscopio de 40X. El periodo de las franjas puede ser variado de 0.7 a 27  $\mu\text{m}$  con solo desplazar el cubo divisor (BS) a lo largo de la dirección  $x$ . La potencia en la muestra es controlada por medio de la placa retardadora de  $\lambda/2$  y la por la polarización del cubo divisor (PBS). El espejo PZM es montado en un piezoeléctrico controlado por un generador de funciones arbitrarias. El uso de una función de tendencia asimétrica, como la función diente de sierra representada por  $\phi(t)$  en la ecuación (2), resulta en un movimiento como de barrido de las franjas permitiendo la segregación óptica. El máximo valor de  $\phi_0$  encontrado fue de  $2\pi$ , que garantiza un movimiento hacia delante de las partículas, ya que siempre estarán colocadas en una posición de equilibrio estable. La CCD registra la imagen cuando la muestra es iluminada con luz blanca. La inversión de señal de la función diente de sierra, es decir, una pendiente inversa, invierte el transporte de las partículas.

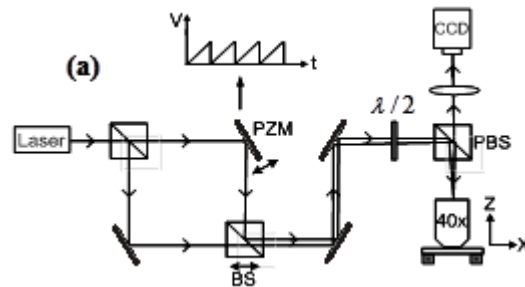


Fig. 4. Arreglo interferométrico para la segregación de partículas mostrando todos sus elementos. Piezoeléctrico (PZM), cubos divisores de haz (BS), espejos y la cámara de detección de imagen CCD para el registro de imágenes y videos de la captura.

Las capacidades de segregación del método se muestran en las siguientes imágenes. En la figura 5 (a)-(b) se ilustra la segregación de partículas de sílice. Mientras que las esferas de  $1\mu\text{m}$  de diámetro son arrastradas por el patrón dinámico, debido a la fuerza óptica en 2D, las partículas más grandes de  $5\mu\text{m}$  de diámetro son dejadas atrás. Como se alcanza a observar, el periodo de las franjas es aproximadamente del mismo tamaño de las partículas más pequeñas. Cambiando el periodo de las franjas podemos arrastrar solamente las partículas más grandes.

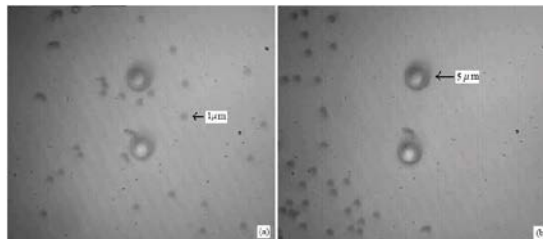


Fig. 5. (a) Muestra antes de la separación. (b) Muestra después de la separación de las esferas de  $1\mu\text{m}$ .

En la figura 6 (a)-(b) se muestra un caso contrario de separación, respecto de la figura 5. Se tiene una mezcla con partículas de 1 y 2 micras de diámetro. Aquí el periodo de las franjas es ajustado el tamaño de las microsferas de  $2\mu\text{m}$ , las cuales son segregadas hacia la derecha. Es decir, se están separando las más grandes de las más pequeñas.

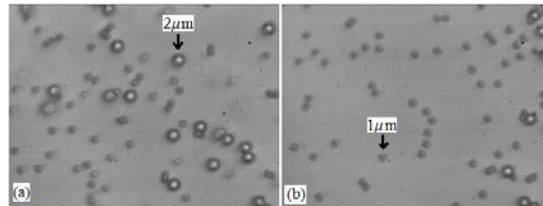


Fig. 6. (a) Muestra antes de la separación. (b) Muestra después de la separación de las esferas de  $2\mu\text{m}$ .

Lo complejidad del método se presenta al momento de ajustar mecánicamente el periodo de las franjas al tamaño de las partículas, de tal manera que éstas respondan más eficientemente al pozo de potencial óptico.

## 5. Conclusiones

Se ha presentado el principio básico de las pinzas ópticas de un solo haz y su respectiva comprobación experimental. Respecto al método interferométrico vemos que es una manera eficiente de separación de micropartículas dieléctricas por tamaño y por índice.

Las aplicaciones de las pinzas van en aumento sobre todo en ciencias biológicas para la manipulación de células, solo que en este proceso se usan láseres en el infrarrojo puesto que estos no dañan las células. El método de segregación puede ser aplicado en física de coloides y en investigación biológica y molecular, principalmente, ya que en estas áreas se tiene la necesidad de separar partículas en mezclas múltiples.

## 6. Agradecimientos

El autor le agradece al PRODEP el apoyo otorgado a través del Proyecto de investigación en la modalidad de Incorporación de Nuevos PTC.

## 7. Referencias

- [1] Hecht, Eugene, "Óptica", Addison-Wesley Latinoamericana, 3a Edición, Madrid, (2000), pp. 2-10, 55-57.
- [2] Keir C. Neuman and Steven M. Block, *Optical trapping*, Review of scientific instruments, vol. 75 (9), 2004.
- [3] Burge P. J., *Nonodielectrophoresis: Electronic nonotweezers*, Encyclopedia of nanoscience and nanotechnology, H. S. Nalva, Vol. X, 1-19.
- [4] MacDonald M. P., Spalding G. C., and Dholakia K., *Microfluidic sorting in an optical lattice*, Nature **426**, 421 - 424 (2003).
- [5] Hart S. J., and Terray A. V., *Refractive-index-driven separation of colloidal polymer particles using optical chromatography*, Appl. Phys. Letters 83 (2003), 5316-5318.
- [6] Jesacher A, Furhapter S, Bernet S, et al. *Size selective trapping with optical "cogwheel" tweezers*, Optics Express 12, 4129-4135 (2004).
- [7] A. Ashkin, *The study of cells by optical trapping and manipulation of living cells using infrared laser beams*, ASGSB Bulletin vol. 4 (2), 1991.
- [8] A. Ashkin, *Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime*, Biophys. J., **61**, 569-582 (1992).

- [9] K. Volke-Sepúlveda, S. Chávez-Cerda, V. Garcés-Chávez, and K. Dholakia, *J. Opt. Soc. Am B* **21**, 1749 (2004).
- [10] R. Gussgard, T. Lindmo, and I. Brevik, *J. Opt. Soc. Am B* **9**, 1922 (1992).
- [11] I. Ricárdez-Vargas, P. Rodríguez-Montero, R. Ramos García, K. Volke Sepúlveda, “*Modulated optical sieve for sorting of polydisperse microparticles*”, *App. Phys. Lett.* **88** 1, 2006.