



---

# USO DE HOLOGRAFÍA ÓPTICA EN EL CONFINAMIENTO DE PARTÍCULAS BROWNIANAS

Tesis que para obtener el grado de Maestro en Ciencias Interdisciplinarias presenta

**Orlando Augusto Villegas Sánchez**

**Línea de Investigación**

Física de Materiales, Óptica.

**Director de Tesis**

Dr. Juan Rodrigo Vélez Cordero, UASLP

**Subcomité tutorial**

Dr Bernardo José Luis Arauz Lara

Dr Martín Chávez Páez

Dr Bernardo Yáñez Soto

San Luis Potosí, 13 de Diciembre 2023







Uso de Holografía Óptica en el Confinamiento de Partículas Brownianas © 2023 by Orlando Augusto Villegas Sánchez is licensed under Attribution-NonCommercial-ShareAlike 4.0 International

# Agradecimientos

## **A mi asesor de tesis:**

Dr. Juan Rodrigo Vélez Cordero por la motivación, el apoyo, la paciencia y comprensión mostrada durante este proyecto además de su excelente disponibilidad en todo momento.

## **Al laboratorio:**

Al Dr. José Luis Arauz, Dra. Rosario Moctezuma, Dr. Noé Zamora, Dra María de Jesús Martínez, M.C. Daniela Ruedas, por hacer mucho mas grato mi tiempo en el laboratorio.

A mis profesores por compartir su conocimiento

## **A mi familia:**

A mi padre Juan Carlos Villegas y mi madre Ma. Cristina Sánchez por su cariño y constante apoyo e interés en mi desarrollo humano y profesional, a mis hermanos Juan Carlos y Leonardo por preocuparse y ayudarme cuando lo necesitaba. Gracias por siempre mostrar cariño y creer en mis capacidades, sin su apoyo no hubiera sido posible llegar hasta este punto.

A Conahcyt por el apoyo económico brindado mediante el programa de becas nacionales.

Gracias a todos.

# Resumen

En el presente trabajo estudiamos un método de análisis de sistemas microscópicos en confinamiento severo ( $5\mu m$ ) para obtener las posiciones y trayectorias de partículas individuales ( $1\mu m$  de diámetro) y subsecuentes histogramas de distancias y difusiones colectivas/relativas entre un par de partículas usando algoritmos computacionales (ver anexos). El confinamiento se efectuó empleando la técnica de pinzas ópticas holográficas (POH) donde se hace uso de la holografía generada por computadora y un modulador espacial de luz añadido en un arreglo de pinzas ópticas “tradicional”. Las POH nos permiten modular el tamaño y formas del confinamiento. El objetivo de este estudio es examinar dos tipos de confinamiento, ambos con la misma forma (circular) y tamaño ( $5\mu m$ ): el primero se obtuvo usando el algoritmo iterativo de transformada de Fourier (IFTA) donde se proyecta el confinamiento con un dibujo circular rasterizado hecho en computadora; el segundo se obtuvo redistribuyendo el perfil Gaussiano del haz a un perfil Súper Gaussiano usando una formulación teórica de haces sin pérdidas.

Se encontró que la primera forma para hacer la trampa circular consigue una distribución interna de luz (intensidad de luz) homogénea, aunque presenta patrón de “speckle”. La segunda genera una trampa sin speckle pero con un perfil tipo parabólico (mayor intensidad en el centro). El hallazgo más interesante del trabajo, amén de un limitado tiempo para captar suficientes datos en la estadística, es que la trampa con intensidad homogénea hace que el par de partículas Brownianas presente una distribución de probabilidad de distancias cuasi-discreta, a la vez de una fuerte difusión relativa perpendicular a distancias cortas. La trampa con intensidad parabólica genera una distribución de probabilidad de distancia cuasi-discreta en dos valores (o las partículas están juntas o se separan a una distancia preferencial). En este caso también se observó una atípica difusión relativa paralela a distancias cortas. El esquema 1 resume estos puntos relevantes de la tesis.

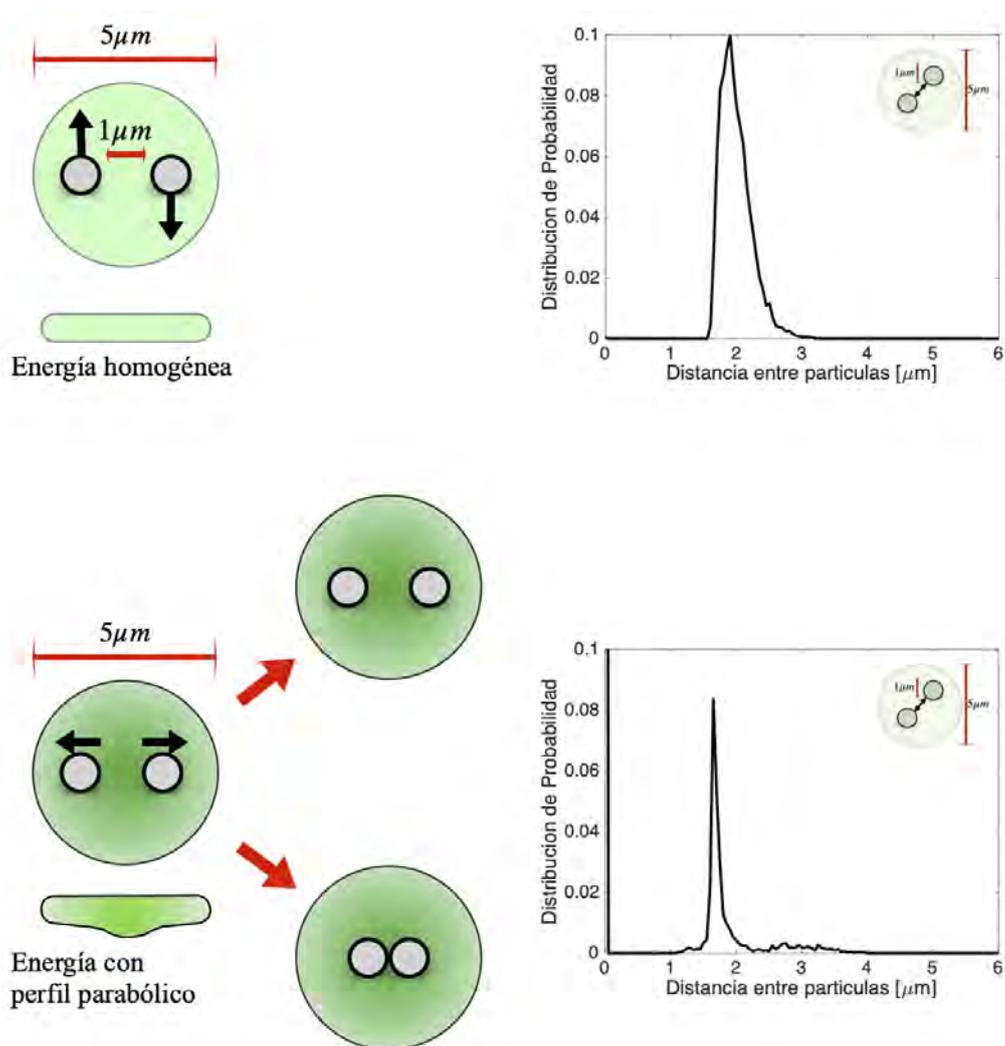


Figura 1: Distribuciones de probabilidad para la distancia entre un par de partículas confinadas en cercos circulares



# Índice general

Agradecimientos	ii
Resumen	I
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Fluidos Complejos . . . . .	1
1.2. Interacción entre partículas (Teoría DLVO) . . . . .	2
1.2.1. Fuerzas de Van Der Waals . . . . .	2
1.2.2. Potencial DLVO . . . . .	4
1.3. Movimiento Browniano . . . . .	6
1.4. Sistemas Confinados . . . . .	7
1.5. Pinzas Ópticas . . . . .	8
1.5.1. Interacción de la luz con la materia . . . . .	9
1.6. Holografía . . . . .	12
1.6.1. Formación de imágenes . . . . .	12
<b>2. Antecedentes</b>	<b>19</b>
<b>3. Justificación</b>	<b>21</b>
3.1. Objetivo General . . . . .	21
3.2. Objetivos Específicos . . . . .	21
3.3. Hipótesis . . . . .	21
<b>4. Metodología</b>	<b>23</b>
4.1. Preparación de la muestra . . . . .	23
4.1.1. Lavado de vidrios . . . . .	23
4.1.2. Preparación de la suspensión . . . . .	23
4.2. Arreglo Experimental . . . . .	25
4.3. Técnicas de Vídeo-microscopia . . . . .	26
4.4. Identificación de partículas . . . . .	27
<b>5. Resultados y discusión</b>	<b>29</b>
5.1. Estandarización de los parámetros de la trampa holográfica . . . . .	29
5.2. Distancia entre partículas . . . . .	30
5.3. Distribución de Probabilidad . . . . .	32
5.4. Difusión Colectiva y paralela . . . . .	33
5.4.1. Relativa paralela y perpendicular . . . . .	34
<b>6. Resultados adicionales sobre atrapamiento óptico en vertical</b>	<b>36</b>

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	V
<b>7. Conclusiones</b>	<b>40</b>
<b>Anexos</b>	<b>41</b>
<b>Referencias</b>	<b>53</b>

# Índice de figuras

1.	Distribuciones de probabilidad para la distancia entre un par de partículas confinadas en cercos circulares . . . . .	II
1.1.	Los fluidos complejos básicamente se componen de una sustancia dispersa y un medio dispersante donde cada uno puede estar en distinta fase; líquida, sólida y gaseosa. De acuerdo a la fase de los componentes es como se puede dar una clasificación de los fluidos complejos. . . . .	1
1.2.	Comparación gráfica de las interacciones de Keesom (dipolo permanente-dipolo permanente) de Debye (dipolo permanente-dipolo inducido) y London (dipolo inducido-dipolo inducido) a larga y corta distancia . . .	3
1.3.	Partícula con una densidad de carga negativa inmersa en un electrolito, observamos una capa de cargas positivas en la periferia mas cercana a la partícula conocida como capa de Stern, después de la capa de Stern tenemos la doble capa difusa con una multitud de cargas que depende de la densidad de carga del electrolito y la densidad de carga de la superficie	4
1.4.	Este gráfico muestra el potencial dependiendo de la distancia y tomando en cuenta que en partículas rígidas no puede existir superposición entre ellas, vemos un pico a cierta distancia y luego decae conforme aumenta esta distancia. . . . .	5
1.5.	A) muestra un fluido complejo (partículas inmersas en un medio) en completa libertad, es decir, que no tienen límite de movimiento en ninguna dirección a diferencia de B) donde observamos un sistema confinado por dos placas que limita el movimiento de las partículas en esa dirección, este sistema se puede definir como Cuasi 2D. . . . .	8
1.6.	Representación del principio de atrapamiento óptico y dos tipos de arreglos; en a) observamos como los rayos procedente de un haz en dirección de izquierda a derecha representados como un rayo chocan con una partícula esférica y se produce una fuerza de presión de radiación en dirección de la propagación del haz, después desvían su dirección al entrar en contacto con una partícula transparente por la ley de Snell de la refracción. Debido a este cambio de dirección y por la conservación del momento se produce una fuerza en la dirección contraria a la resultante que además aumenta con la cercanía del gradiente máximo del haz. En b) se muestra un arreglo de pinzas ópticas usando dos haces para que las fuerzas de presión de radiación se cancelen y se atrape en todas las direcciones; en c) se produce el mismo tipo de atrapamiento con la diferencia de usar un solo haz con un objetivo microscópico de apertura numérica mayor para que la fuerza de presión de radiación se cancele con la fuerza de gradiente. . . . .	9

1.7. Un objetivo microscópico posee un conjunto de lentes que converge los rayos del haz en un punto del plano focal determinado por una apertura numérica. El atrapamiento se da cuando la partícula se encuentra en una posición entre el caso 1 y el caso 2 . . . . .	11
1.8. La condición de imagen nos dice que toda la luz emitida por un punto culmina en otro punto. En a) se muestra la creación de una imagen usando un pinhole, de esta manera se producen imágenes tenues ya que una cantidad considerable de rayos no culminan en la imagen si no que se quedan bloqueados en una pared, en b) se emplea una lente delgada para “doblar” los rayos por los fenómenos de reflexión y refracción. En este último caso la pérdida de rayos es mucho menor y por lo tanto la imagen es mas intensa que en a). . . . .	12
1.9. Reestructuración de la luz por medio de una mascara. . . . .	13
1.10. Esquema de conformación de haces sin pérdidas donde observamos como a partir de un haz de entrada y un elemento conformacional obtenemos un haz de salida diferente al haz de entrada . . . . .	14
1.11. Correspondencia acumulada de la energía . . . . .	15
1.12. Trayectoria de un rayo que pasa por una lente y un elemento conformacional	15
1.13. La línea roja representa un perfil plano (flat top), la línea verde un perfil gaussiano y la línea azul un perfil supergaussiano . . . . .	16
4.1. Suspensión de micropartículas de poliestireno de dos tamaños distintos depositadas entre porta y cubre objetos selladas con resina epoxi. También se esquematiza el área de visión (1024 x 1280) píxeles, así como la regla de calibración ( $13,5 \frac{pix}{\mu m}$ ). . . . .	25
4.2. Arreglo de Pinzas Ópticas Holográficas usado para los experimentos . .	26
4.3. Esquema de trayectoria seguida por las partículas. . . . .	27
4.4. Archivos de trayectoria 1 y 2 donde recolectamos todas las posiciones de manera ordenada . . . . .	28
4.5. En este esquema se representa cuando se encuentra una sola partícula en el archivo de posiciones . . . . .	28
5.1. Gráfica de intensidad normalizada vs distancia radial para 4 haces, spot (azul), círculo generado por IFTA (naranja), círculo por formación de imágenes sin pérdidas (gris con radio de $11 \mu m$ y amarillo con radio de $16 \mu m$ ). Cabe señalar que el valor máximo de 1 y la meseta cerca del origen indican saturación de la cámara CCD . . . . .	30
5.2. Gráfico de Distancia entre partículas vs tiempo para partículas de poliestireno de $1 \mu m$ atrapadas por 200 segundos en un círculo de $5 \mu m$ de diámetro generado por algoritmos iterativos de transformada de Fourier (IFTA) . . . . .	31
5.3. Gráfico de Distancia entre partículas vs tiempo para partículas de poliestireno de $1 \mu m$ atrapadas por 200 segundos en un círculo de $5 \mu m$ de diámetro generado por formación de imágenes sin pérdidas . . . . .	31
5.4. Gráfico de Distribución de Probabilidad vs distancia entre partículas y trayectorias en x y y para partículas de poliestireno de $1 \mu m$ atrapadas por 200 segundos en un círculo de $5 \mu m$ de diámetro generado por algoritmos iterativos de transformada de Fourier (IFTA) . . . . .	32

5.5.	Gráfico de Distribución de Probabilidad vs distancia entre partículas y trayectorias en x y y para partículas de poliestireno de $1 \mu m$ atrapadas por 200 segundos en un círculo de $5 \mu m$ de diámetro generado por formación de imágenes sin pérdidas . . . . .	32
5.6.	Gráfico de Difusión relativa paralela y Difusión relativa perpendicular entre partículas de poliestireno de $1 \mu m$ atrapadas por 200 segundos en un círculo de $5 \mu m$ de diámetro generado por algoritmos iterativos de transformada de Fourier (IFTA) . . . . .	34
5.7.	Gráfico de Difusión relativa paralela entre partículas de poliestireno de $1 \mu m$ atrapadas por 200 segundos en un círculo de $5 \mu m$ de diámetro generado por formación de haces sin pérdidas . . . . .	34
6.1.	Arreglo Experimental para estudiar el efecto de la gravedad en partículas Brownianas . . . . .	36
6.2.	Gráficos de a) posición y b) trayectoria para una partícula de poliestireno ( $1 \mu m$ ) confinada en una trampa lineal con una proporción 14.3/1.1 generada por formación de haces sin pérdidas durante 400 segundos. . .	37
6.3.	Gráficos de posiciones, trayectorias y distribuciones de probabilidad de alturas para una partícula de poliestireno de a) $3 \mu m$ y b) $3 \mu m + HA$ confinadas en una trampa lineal con una proporción 14.3/1.1 generada por formación de haces sin pérdidas durante 400 segundos. . . . .	37
6.4.	Gráfico de potenciales vs altura para partículas de $1 \mu m$ (rojo), $3 \mu m$ (negro) y $3 \mu m + HA$ confinadas en una trampa lineal con una proporción 14.3/1.1 generada por formación de haces sin pérdidas durante 400 segundos. . . . .	38
6.5.	Distribuciones de probabilidad de una a) partícula de $3.15 \mu m$ en un confinamiento con una altura mayor a su longitud gravitacional y b) partícula de $3.15 \mu m$ en un confinamiento mucho menor a su longitud gravitacional $\frac{L}{2lg} = 0,85$ . . . . .	39

# Índice de cuadros

4.1. Concentraciones requeridas y concentraciones indicada por el fabricante en la suspensión de Stock de microparticulas producidas por Thermoscientific . . . . .	24
4.2. Cantidades en $\mu L$ de partículas espaciadoras, partículas de análisis y agua desionizada para formar 1 mL de suspensión . . . . .	24



# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Fluidos Complejos

El estudio de la Física tiene como objetivo el entendimiento de una gran diversidad de fenómenos a cualquier escala, de lo macro a lo micro diversificándose en una amplia variedad de campos de estudio. En esta tesis nos centramos en el estudio de los fluidos complejos y que se caracterizan por ser sistemas fluidos donde su estructura se puede describir mediante un espectro bastante amplio de tiempos de relajación (Vizcarra-Rendón *et al.*, 1988); algunos ejemplos de este tipo de fluidos son las dispersiones coloidales, suspensiones, poli-electrolitos, micelas y soluciones emulsionadas (véase figura 1.1)(Lee *et al.*, 2013).

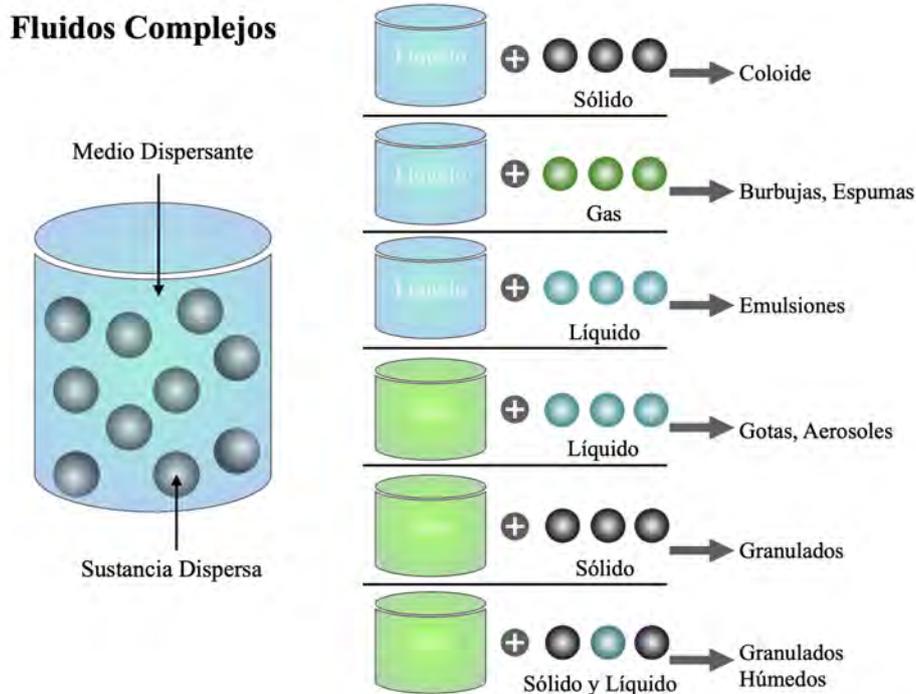


Figura 1.1: Los fluidos complejos básicamente se componen de una sustancia dispersa y un medio dispersante donde cada uno puede estar en distinta fase; líquida, sólida y gaseosa. De acuerdo a la fase de los componentes es como se puede dar una clasificación de los fluidos complejos.

Los fluidos complejos son sistemas con gran variedad de aplicaciones, encontrándolos en sistemas que vemos día a día tales como pinturas, aerosoles, crema batida, leche, malvaviscos, queso, etc. Por otro lado, desde el punto de vista de ciencia básica, los sistemas coloidales se usan, particularmente, como sistema modelo porque se aprovecha la asimetría de tamaño entre sus componentes (moléculas del solvente y partículas coloidales). Así, los sistemas coloidales replican mucha de la fenomenología molecular como el movimiento Browniano generado por la energía térmica, correlaciones de fluctuaciones, etc, pero con la ventaja de que las podemos ver con un simple arreglo de microscopio y por lo tanto efectuar la estadística correspondiente.

## 1.2. Interacción entre partículas (Teoría DLVO)

La estabilidad de un sistema coloidal se puede describir usando la teoría DLVO que toma en cuenta fuerzas atractivas y repulsivas (Potencial de Van der Waals y potencial de Yukawa) determinadas en función de la distancia entre partículas. Se dice que el sistema es estable cuando ambas fuerzas se equilibran, donde las fuerzas dependen de las interacciones que sufran las partículas y que dependen a su vez del tamaño, forma, flexibilidad, superficie, interacciones partícula-partícula o interacciones partícula-solvente. Ahora bien, en la parte de resultados y descripción de datos resultará útil tener en mente el tipo de interacción directa (no hidrodinámica) que sufren los sistemas coloidales.

### 1.2.1. Fuerzas de Van Der Waals

Las interacciones de Van Der Waals se pueden describir como fuerzas intermoleculares que a su vez son producto de tres fuerzas distintas; fuerza de Keesom (dipolo permanente-dipolo permanente), fuerza de Debye (dipolo permanente-dipolo inducido) y fuerzas de London (dipolo inducido-dipolo inducido). Las fuerzas de Keesom se dan entre moléculas polares además de que son de mayor magnitud que las interacciones de London en partículas del mismo tamaño. Las fuerzas de Debye surgen cuando una molécula polar se acerca a una no polar y produce una distorsión en la nube de cargas ocasionando que el dipolo permanente e inducido se atraigan. Por último, las interacciones de London son causadas por la atracción de los dipolos temporales e inducidos que son provocados por el movimiento de electrones (véase la figura 1.2) (Leite *et al.*, 2012).

### Fuerzas de Van der Waals

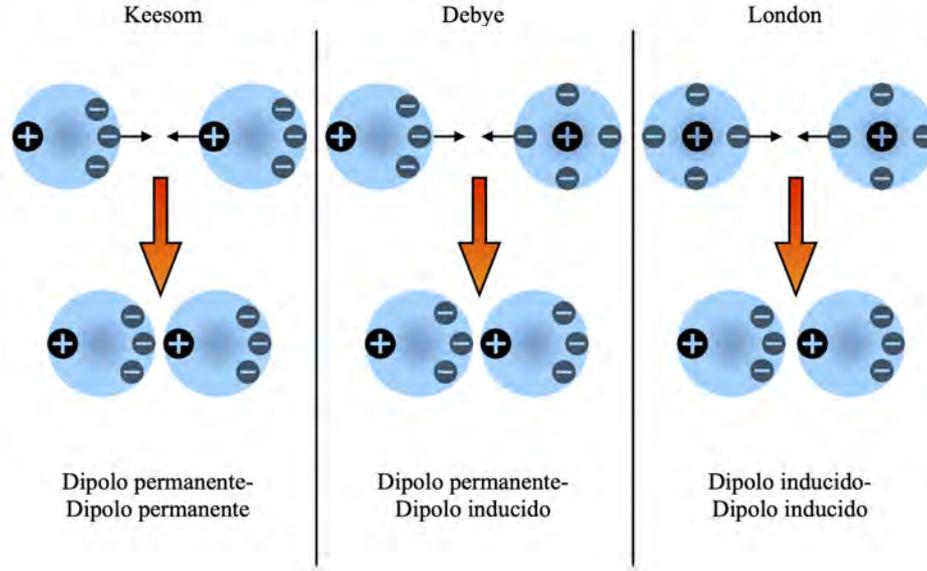


Figura 1.2: Comparación gráfica de las interacciones de Keesom (dipolo permanente-dipolo permanente) de Debye (dipolo permanente-dipolo inducido) y London (dipolo inducido-dipolo inducido) a larga y corta distancia

Estas tres fuerzas se pueden representar matemáticamente de la siguiente manera; para la interacción de Debye

$$U_{Debye} = -\frac{(\alpha_2\mu_2^2 + \alpha_1\mu_1^2)}{(4\pi\epsilon_0)r^6}, \quad (1.1)$$

para las interacciones de Keesom:

$$U_{Keesom} = -\left(\frac{2}{3}\right) \left(\frac{\mu_1^2\mu_2^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 K_B T r^6}\right), \quad (1.2)$$

y para las interacciones de London:

$$U_{London} = -\frac{3}{4} \frac{3h\nu\alpha_0^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 r^6} \quad (1.3)$$

donde  $\mu$  es el momento dipolar,  $\alpha$  es la polarizabilidad de las moléculas,  $\epsilon_0$  es la permitividad eléctrica,  $T$  es la temperatura,  $K_B$  es la constante de Boltzmann,  $r$  la distancia entre moléculas,  $h$  la constante de Plank,  $\nu$  la frecuencia asociada. Podemos apreciar que los tres potenciales son inversamente proporcional a la distancia entre partículas elevado a la sexta potencia. La suma de estas tres contribuciones resulta en las fuerzas de Van der Waals [ $U_{VdW} = U_{Keesom} + U_{Debye} + U_{London}$ ] obteniendo la siguiente expresión:

$$U_{VdW} = -\frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \left( 2\alpha_{0,1}\mu_1^2 + \frac{2\mu_1^4}{3K_B T} + \frac{3}{4}h\nu_1\alpha_{0,1}^2 \right) r^{-6} \quad (1.4)$$

Así podemos describir lo que le pasa a las partículas a distancias cortas. Las fuerzas de Van der Waals son típicamente atractivas entre moléculas del mismo tipo, aunque pueden llegar a ser repulsivas en sistemas de película delgadas debido a las diferentes polarizaciones de las fases participantes.

### 1.2.2. Potencial DLVO

El potencial DLVO nos permite modelar las interacciones de sistemas coloidales regidas por las fuerzas de Van der Waals, por un lado, pero también por fuerzas de tipo Coulómbico mediadas por el electrolito del medio, es decir, por la doble capa eléctrica. Aquí se debe tomar en cuenta si un sistema es simétrico o asimétrico ya que en sistemas simétricos las fuerzas de Van der Waals son atractivas y las producidas por doble capa eléctrica son repulsivas; en el caso de ser asimétricos las fuerzas de Van der Waals suelen ser atractivas pero las producidas por la doble capa eléctrica podrían ser atractivas, repulsivas o ambas (Trefalt, 2015). Para describir las interacciones de nuestro sistema coloidal se toma en cuenta la carga superficial de las partículas y los efectos de la doble capa eléctrica (véase figura 1.3) provocada por estar inmerso en un electrolito, pudiendo resultar en distintas situaciones: superficies altamente cargadas y un electrolito diluido produce repulsión a distancias largas, mientras que un electrolito más concentrado produce una repulsión más débil que el caso anterior de manera que las partículas se mantienen dispersas en el electrolito y para superficies con una baja densidad de carga, se produce una agregación bastante lenta (Israelachvili, 2010).

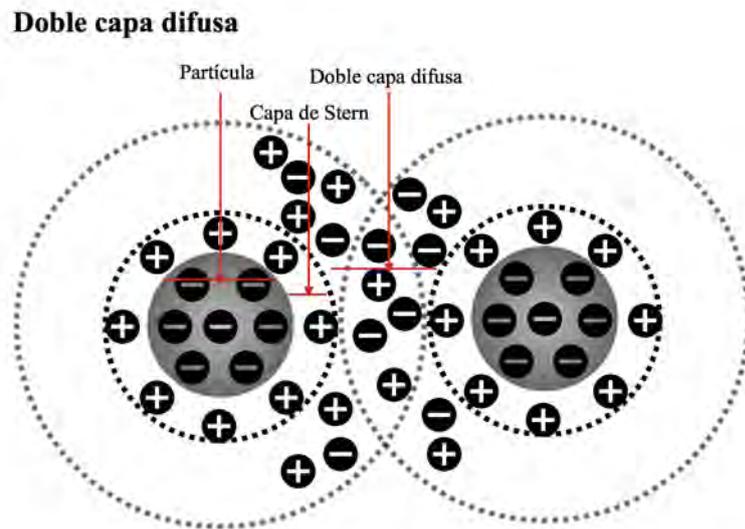


Figura 1.3: Partícula con una densidad de carga negativa inmersa en un electrolito, observamos una capa de cargas positivas en la periferia más cercana a la partícula conocida como capa de Stern, después de la capa de Stern tenemos la doble capa difusa con una multitud de cargas que depende de la densidad de carga del electrolito y la densidad de carga de la superficie

Para describir la interacción básica entre dos partículas tendríamos que tomar en cuenta su forma comúnmente modelando las partículas como esféricas, esto provoca cálculos un tanto complejos ya que se tendría que hacer la interacción de un 'pedazo' de la esfera con todos los pedazos de la otra. Para ello es común usar la aproximación

de Derjaguin donde suponemos las superficies de las partículas como planos, algo así como si les hiciéramos tanto “zoom” a las partículas que solo podemos ver dos planos infinitos, haciendo que la interacción solo este en un plano de la distancia; al potencial resultante se denomina potencial de Yukawa:

$$U_{Yukawa} = A \frac{e^{-k(x-1)}}{x} \quad (1.5)$$

donde A es una constante de proporcionalidad, x es la distancia entre partículas y k es un parámetro que determina la longitud de alcance del potencial.

El potencial DLVO es en esencia el conjunto de los potenciales de Van der Waals y el potencial de Yukawa [ $U_{DLVO} = U_{VdW} + U_{Yukawa}$ ] (véase figura 1.4) donde tenemos un potencial en función de la distancia entre partículas, mostrando como, a una distancia determinada que no es cero entre las partículas el potencial alcanza un punto máximo como resultado de la repulsión y la atracción. A medida que aumenta la distancia entre partículas, o mejor dicho, se alejan entre si, ambos potenciales (atractivos y repulsivos) llegan a 0 ya que las partículas comienzan a comportarse como si no estuvieran interactuando con ningún vecina (o pared) y se comportan como partículas libres.

### Potencial DLVO

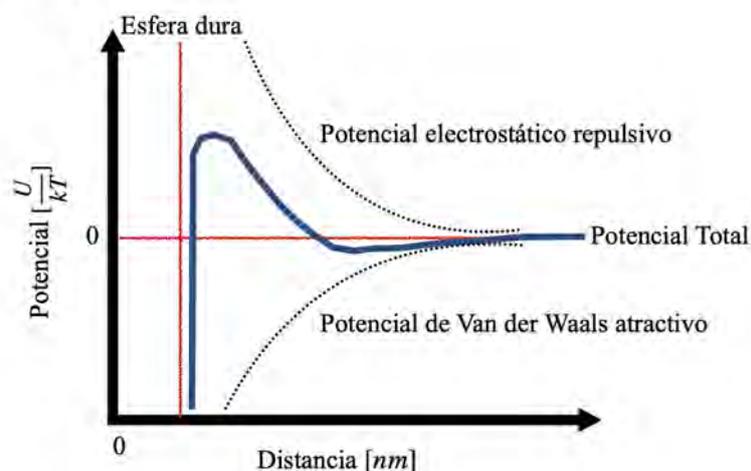


Figura 1.4: Este gráfico muestra el potencial dependiendo de la distancia y tomando en cuenta que en partículas rígidas no puede existir superposición entre ellas, vemos un pico a cierta distancia y luego decae conforme aumenta esta distancia.

A partir del potencial DLVO podemos entender el concepto de estabilidad ya que el potencial toma en cuenta potenciales atractivos y repulsivos. Si uno supera considerablemente a otro las partículas pueden agregarse o alejarse fuertemente. Debido a las

dificultades de tomar en cuenta toda la información ocasionada por todas las interacciones o choques entre las partículas que conforman un sistema, no podemos saber la posición exacta de las partículas que interactúan o, dicho de otra forma, no se puede ver a este tipo de sistemas como una colección de movimientos deterministas a gran escala. Este tipo de sistemas se analizan más bien como una colección de movimientos estocásticos conocido como movimiento Browniano. Este movimiento estocástico, aumentado igualmente por el valor absoluto de la temperatura, hace que todos los “observables” de un sistema tales como las posiciones y las velocidades, tengan sentido solo después de hacer un promediado o varianza estadística.

### 1.3. Movimiento Browniano

El movimiento Browniano fue descrito por primera vez por Robert Brown cuando vio como partículas de polen sufrían un movimiento característico por ser aleatorio y nunca detenerse (Brown, 1828). Tiempo después Einstein y Perrin describieron mas a detalle el proceso de este movimiento explicando que era provocado por la energía térmica (Einstein, 1905). Para explicar mas a detalle este proceso podemos tomar como referencia, en primera instancia, el movimiento de partículas individuales deterministas (partículas masivas en donde no sea perceptible el movimiento Browniano). Esta partícula sentirá una fuerza opuesta a su movimiento en un medio líquido conocida como fuerza de arrastre o también conocida como fuerza de Stokes;

$$\vec{F}_{Stokes} = -6\pi a\mu \vec{u} \quad (1.6)$$

donde  $a$  es el radio de la partícula,  $\mu$  es la viscosidad del medio y  $\vec{u}$  es la velocidad. Además podemos definir una constante de fricción como  $\zeta = 6\pi a\mu$  de modo que  $\vec{F} = -\zeta \vec{u}$ ; si usamos ahora la definición de fuerza de Newton  $\vec{F} = m \frac{du}{dt}$  en la ecuación 1.6 obtenemos que:

$$m \frac{du}{dt} = -\zeta u \quad (1.7)$$

que es una ecuación diferencial; al resolverla obtenemos que la velocidad tiene un decaimiento exponencial traduciéndose en que después de un determinado tiempo, la partícula dejará de moverse. Por supuesto, este cese del movimiento no sucede en partículas Brownianas y que al contrario, están en perpetuo movimiento. A Langevin se le ocurrió, entonces, que el líquido no solo funge como un medio friccionante si no también como un medio generador de movimiento. Para acomodar este hecho a la ley de Newton se ingresó una fuerza aleatoria:

$$m \frac{du}{dt} = -\zeta u + F_{aleatoria}(t) \quad (1.8)$$

Resolviendo esta ecuación diferencial estocástica para una sola componente de la velocidad y calculando su promedio al cuadrado obtenemos que:

$$\langle u(t)^2 \rangle = \frac{A\tau_u}{2m^2} \quad (1.9)$$

donde  $A = 2\zeta k_B T$  y  $\tau_u = \frac{m}{\zeta}$ .

Einstein desarrolló una definición de la Difusión a partir del estado de equilibrio entre el flux difusivo (ley de Fick) y un potencial externo como la gravedad, dando que la difusión es

$$D = \frac{k_B T}{6\pi\mu a} \quad (1.10)$$

donde  $k_B T$  es la energía térmica. En sistemas microscópicos la energía térmica se conoce como una energía media producida por los choques entre átomos definida como  $k_B T$  donde  $k_B$  es la constante de Boltzmann usada para representar la energía en función de la temperatura  $T$ . De la ecuación 1.8, 1.9 y 1.10 se puede llegar a relacionar la difusión con el llamado desplazamiento medio cuadrático,  $\langle (x(t) - x(0))^2 \rangle = 2Dt$ , y así obtener  $D$  de forma experimental.

## 1.4. Sistemas Confinados

Todas las interacciones descritas hasta ahora funcionan para partículas libres o lejanas a cualquier pared o potencial que impida o limite su movimiento, aunque esto no siempre es así ya que los experimentos normalmente se realizan en sistemas confinados donde las paredes juegan un papel importante en las interacciones del sistema (Kepler y Fraden, 1994), desarrollando factores de corrección para partículas libres (Behjatian *et al.*, 2020) y que toman en cuenta las paredes de la celda donde se confina el sistema. Para poder imaginar las diferencias entre sistemas confinados y sistemas libres podemos ver la figura 1.5 donde se muestra un sistema cuasi 2D, en este caso las partículas tienen una libertad de movimiento en un plano bidimensional ya que las paredes o placas lo confinan en un grado de libertad. Al respecto, se ha reportado que este tipo de confinamiento no solo afecta el grado de libertad del sistema si no también sus interacciones hidrodinámicas notando diferencias con un sistema libre (Carbajal-Tinoco *et al.*, 1996).

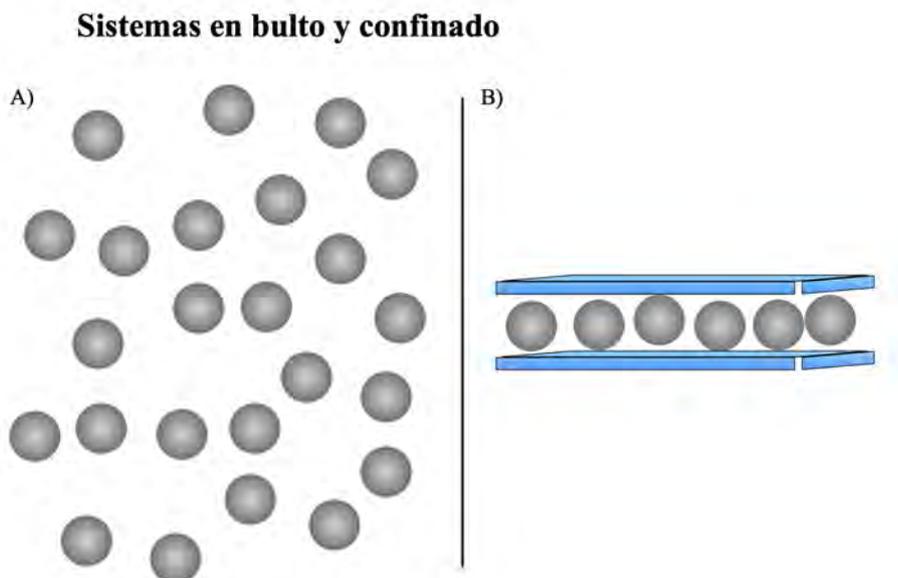


Figura 1.5: A) muestra un fluido complejo (partículas inmersas en un medio) en completa libertad, es decir, que no tienen límite de movimiento en ninguna dirección a diferencia de B) donde observamos un sistema confinado por dos placas que limita el movimiento de las partículas en esa dirección, este sistema se puede definir como Cuasi 2D.

Como se mencionó anteriormente, este tipo de sistemas coloidales son de mucho interés ya que nos ayuda a estudiar interacciones que no se pueden analizar con detalle en sistemas moleculares ya que para las dimensiones de un fluido complejo, las partículas coloidales rondan las pocas micras de diámetro y es posible verlas usando arreglos ópticos simples además de usar técnicas de vídeo-microscopía para medir ciertos parámetros. Por otro lado, al querer estudiar sistemas con un alto grado de confinamiento es necesario tener paredes de dimensiones parecidas al de las partículas, es decir, de unas pocas micras. Lograr este grado de confinamiento no es una tarea fácil pero se pueden usar ciertas metodologías como la impresión usando litografía o la proyección usando holografía. En este trabajo se optó por el uso de la holografía dada la ventaja de la modularidad de los confinamientos usando un arreglo de pinzas ópticas.

## 1.5. Pinzas Ópticas

El principio de las pinzas ópticas se basa en la fuerza de presión de radiación y gradientes de la luz láser visible continua inicialmente desarrollada por Ashkin (Ashkin, 1970) (Ashkin *et al.*, 1986) (véase figura 1.6) donde mostró que partículas micrométricas inmersas en líquido o gas quedaban confinadas en pozos de potencial estables.

## Atrapamiento Óptico

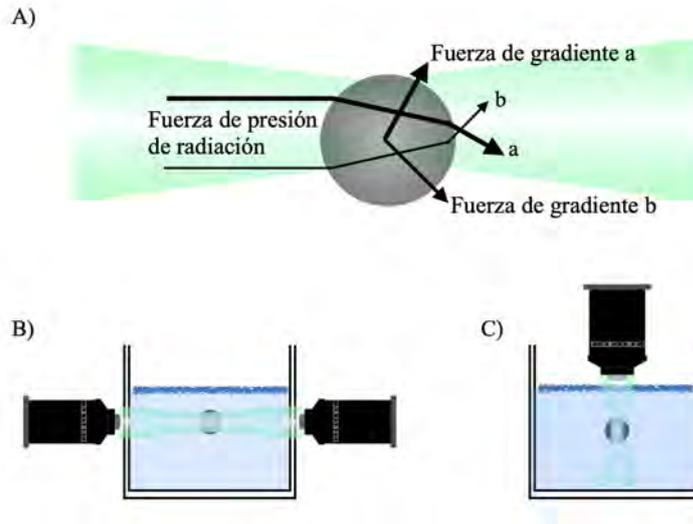


Figura 1.6: Representación del principio de atrapamiento óptico y dos tipos de arreglos; en a) observamos como los rayos procedente de un haz en dirección de izquierda a derecha representados como un rayo chocan con una partícula esférica y se produce una fuerza de presión de radiación en dirección de la propagación del haz, después desvían su dirección al entrar en contacto con una partícula transparente por la ley de Snell de la refracción. Debido a este cambio de dirección y por la conservación del momento se produce una fuerza en la dirección contraria a la resultante que además aumenta con la cercanía del gradiente máximo del haz. En b) se muestra un arreglo de pinzas ópticas usando dos haces para que las fuerzas de presión de radiación se cancelen y se atrape en todas las direcciones; en c) se produce el mismo tipo de atrapamiento con la diferencia de usar un solo haz con un objetivo microscópico de apertura numérica mayor para que la fuerza de presión de radiación se cancele con la fuerza de gradiente.

### 1.5.1. Interacción de la luz con la materia

Podemos ver a la luz como un conjunto de entes discretos que conocemos como fotones y estos tienen una energía asociada definida como  $E = hf$ , donde  $h$  es la constante de Plank  $h = 6,626 \times 10^{-34} J \cdot s$ , unidad importante para conocer la relación entre frecuencia y energía (E. R. Williams *et al.*, 1998) y  $f$  es la frecuencia de onda. La luz también posee un momento lineal y momento angular por lo que ejerce una presión de radiación sobre objetos físicos y dado por el momento según De Broglie: (D. Broglie, 1923) (L. d. Broglie, 1924)

$$\rho = \hbar k \quad (1.11)$$

donde  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  y  $k = \frac{1}{\lambda}$  siendo  $\lambda$  la longitud de onda. Usando el momento podemos definir una potencia  $P$  asociada a la luz que toma en cuenta el numero de fotones  $N_t$  que pasan en un tiempo determinado,  $P = N_t \rho c$ , por lo tanto la fuerza de radiación se puede expresar como;

$$\vec{F} = \frac{P}{c} = N_t \hbar \Delta \vec{k} \quad (1.12)$$

La fuerza asociada a la luz queda pues en términos de un cambio en su vector de onda. Este cambio, en términos clásicos, puede suceder por reflexión o refracción de la luz al incidir sobre un objeto con índice de refracción distinto al medio. En el caso, por ejemplo, de que el haz de luz choque con un espejo a  $90^\circ$  la fuerza que se ejerce sobre el espejo es  $\vec{F} = 2\frac{P}{c}$ ; para el caso angulado sabemos que el ángulo de reflexión es idéntico al ángulo de incidencia por lo que la fuerza ejercida se puede representar como  $\vec{F}_x = 2\frac{P}{c}\cos\theta$ . Cabe señalar que, de manera estricta, también ocurren fenómenos de absorción al mismo tiempo que los descritos anteriormente, pero esta explicación es válida para las magnitudes microscópicas o cuando el camino óptico es pequeño. Por otro lado, la refracción se refiere a una reducción en la velocidad de propagación cuando se pasa de un medio a otro; que tanto se “frene” la velocidad depende de cada medio según el índice de refracción  $n$  y la relación de como pasa de un medio a otro se describe con la ley de Snell;

$$n_1 \text{sen}\theta_1 = n_2 \text{sen}\theta_2 \quad (1.13)$$

Tomando en cuenta este cambio de ángulo al pasar de un medio a otro podemos describir la fuerza asociada al cambio de momento como:

$$\vec{F} = \frac{P}{c} [\cos\theta_2 - \cos\theta_1] \quad (1.14)$$

y solo aclarar que para la ecuación 1.14 se tiene que usar la velocidad de la luz en el medio específico ya que no es válida la calculada en el vacío.

Estos fenómenos, reflexión y refracción, pueden ocurrir al mismo tiempo y por lo tanto parte de los fotones se reflejan en la superficie y otra parte se refracta, de manera que la fuerza en la dirección de propagación disminuye comparándose con la de la refracción pura ya que se tiene que tomar en cuenta la fracción de energía reflejada  $R$  donde

$$R = \left( \frac{n_1 \cos\theta_1 - n_2 \cos\theta_2}{n_1 \cos\theta_2 + n_2 \cos\theta_1} \right)^2 \quad (1.15)$$

Tomando esto en consideración se puede hacer una suma de vectores para obtener la componente de fuerza de presión de radiación que toma en cuenta los fenómenos de reflexión y refracción:

$$\vec{F} = \frac{P}{c} [n_2(1 - R)\cos\theta_2 - n_1(1 + R)\cos\theta_1] \quad (1.16)$$

Esta definición de fuerza se puede generalizar para más de un rayo como se muestra en la figura 1.6 donde vemos un rayo a y un rayo b, donde cada uno tiene un distinto ángulo de incidencia respecto a un vector normal a la superficie esférica. De la misma manera, cada rayo puede tener una distinta potencia como es el caso de un haz con perfil Gaussiano donde los rayos del centro tienen una potencia mayor que los más alejados

del centro. Lo anterior esta esquematizado en la figura 1.7 la cual presenta dos casos distintos; en el caso 1 cuando la partícula es cercana al plano focal siente una mayor densidad de rayos, es decir, un numero mayor en un área mas pequeña donde la fuerza resultante es en dirección contraria a la propagación del haz, en el caso 2 la partícula se encuentra mas lejana al plano focal por lo que la densidad de rayos es menor y la fuerza resultante es en dirección a la propagación del haz. El atrapamiento óptico se da entonces cuando la partícula se halla entre dos casos, es decir, en una posición en donde la fuerza resultante se anula. Por otro lado, es común en la comunidad experimental aproximar la fuerza de atrapamiento con un modelo de resorte,  $F = \kappa(P)\Delta x$ , en vez de usar la forma explícita descrita por la ecuación 1.16. Aquí  $\kappa$  es la llamada constante de resorte y  $\Delta x$  el desplazamiento de la partícula del punto de atrapamiento. Cabe señalar que la partícula se mueve Brownianamente a pesar de estar atrapada por el haz de luz, aunque este movimiento claramente esta en función de la potencia óptica del laser  $P$ .

### Pinzas Ópticas

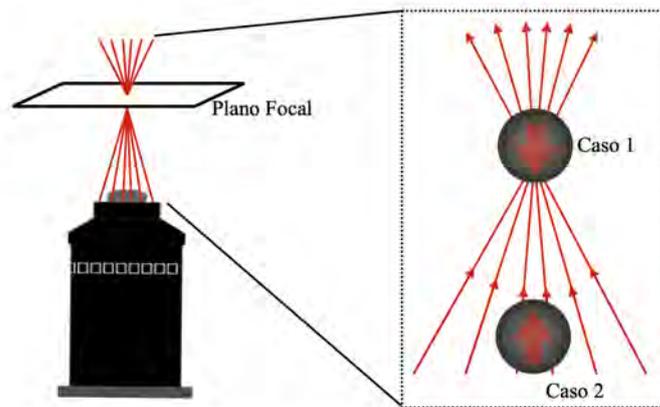


Figura 1.7: Un objetivo microscópico posee un conjunto de lentes que converge los rayos del haz en un punto del plano focal determinado por una apertura numérica. El atrapamiento se da cuando la partícula se encuentra en una posición entre el caso 1 y el caso 2

Para conseguir el atrapamiento óptico de forma práctica se debe tener una distribución de haz convergente por un objetivo microscópico de gran apertura numérica  $N.A = n \sin(\frac{\theta}{2})$ , además que el diámetro de la partícula debe ser mayor al diámetro del haz. Esta técnica desde su desarrollo (Ashkin, 1970) se ha vuelto popular por ser no invasiva y permitir medir fuerzas del ordenes de magnitud pequeños (pN) (M. C. Williams, 2002). A partir de estos principios de atrapamiento es como podemos confinar partículas coloidales usando un haz de luz, aunque solo se confinan en una sección pequeña que se conoce como spot (haz enfocado). Con el fin de modificar esa región de confinamiento y aumentar su tamaño para contener mas de una partícula o atrapar varias partículas al mismo tiempo hacemos uso de la holografía que básicamente es un proceso de reconstrucción de un frente de onda modificando primordialmente la fase del haz.

## 1.6. Holografía

El campo de la holografía fue concebido como un método para mejorar las imágenes producidas por un microscopio electrónico (Gabor, 1972) y desde entonces se ha diversificado a distintas áreas como la interferometría, análisis de partículas, formación de elementos ópticos, holografía digital, hologramas de seguridad, almacenamiento de la información, etc. En este trabajo, por ejemplo, nosotros empleamos las técnicas holográficas precisamente con el fin de proyectar trampas de distintas formas y que al final de cuentas equivalen a la creación de imágenes (teoría de imágenes). Para hacer una explicación de esta “formación de imágenes” haremos uso de la Óptica de rayos siguiendo los supuestos en donde las dimensiones del objeto de interés son mucho mayores que la longitud de onda de la luz (Konijnenberg, 2021).

### 1.6.1. Formación de imágenes

#### Óptica de rayos

Para poder crear una imagen se debe asegurar que el rayo de luz emitido por un punto en el objeto acabe en un punto en la imagen (se toma la suposición donde cada punto de un objeto emite rayos en todas direcciones y los rayos de luz viajan en línea recta), ver figura 1.8.

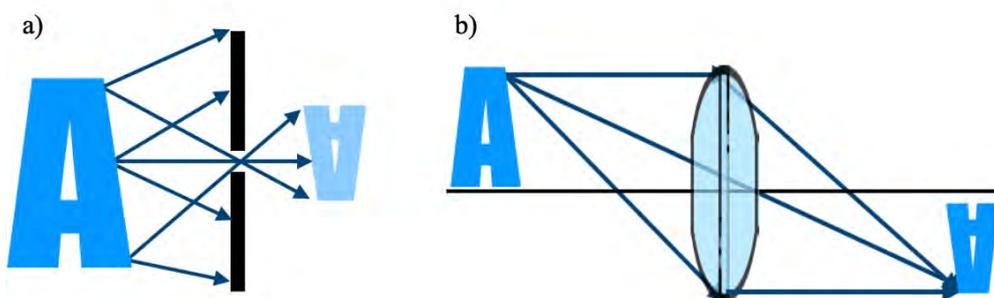


Figura 1.8: La condición de imagen nos dice que toda la luz emitida por un punto culmina en otro punto. En a) se muestra la creación de una imagen usando un pinhole, de esta manera se producen imágenes tenues ya que una cantidad considerable de rayos no culminan en la imagen si no que se quedan bloqueados en una pared, en b) se emplea una lente delgada para “doblar” los rayos por los fenómenos de reflexión y refracción. En este último caso la pérdida de rayos es mucho menor y por lo tanto la imagen es mas intensa que en a).

El camino que siguen los rayos en la figura 1.8 pueden ser representados matricialmente mediante un análisis de transferencia de rayos; esta matriz de transferencia toma en cuenta que tanto la altura  $y$  como el ángulo  $\theta$  del rayo puede cambiar durante su viaje si se esta propagando por el espacio libre o se propaga en una lente;

$$\begin{bmatrix} y_2 \\ \theta_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_1 \\ \theta_1 \end{bmatrix} \quad (1.17)$$

donde  $y_1, \theta_1$  son una altura y ángulo de entrada,  $y_2, \theta_2$  son datos de salida, y los elementos de la matriz están en función de la distancia de propagación. Se usa la aproximación paraxial o aproximación del “ángulo pequeño” que nos dice que el ángulo que forma cualquier rayo con el eje horizontal, también llamado eje óptico, es

tan pequeño que  $\sin\theta \approx \tan\theta \approx \theta$ . Tomando esto en cuenta obtenemos una matriz de transferencia que describe el camino de un rayo de una posición inicial a una posición final;

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \frac{d_1}{f} & d_2 + d_1 - \frac{d_2 d_1}{f} \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{d_2}{f} \end{bmatrix} \quad (1.18)$$

Esta matriz de transferencia representa una lente delgada que redirige los rayos de manera tal que, dado la delgadez de la lente, podemos suponer que un rayo que entre y salga de dicha lente no cambie de altura; esto conlleva a que  $B = 0$  y como consecuencia obtenemos la ecuación de la lente delgada:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} \quad (1.19)$$

donde  $f$  es la distancia focal de la lente,  $d_1$  y  $d_2$  son las distancias del objeto y de la imagen a la lente.

Mientras que una lente delgada nos permite redirigir y magnificar un frente de luz dado, la reestructuración del frente de luz representa un reto adicional en óptica. Esto quiere decir que tomemos un haz de luz de entrada y lo cambiemos a una nueva distribución de intensidad (y/o fase) totalmente distinta. Entre los métodos que existen para reestructurar la luz podríamos usar una manera muy simple como se muestra en la figura 1.9 donde se uso una mascara (manos y brazos) para reestructurar y dar forma a un haz de entrada en el plano final que es la pared; sin embargo, con este método conseguimos también una perdida notable de energía ya que hay luz que no llega a la pared quedando bloqueada por la máscara.

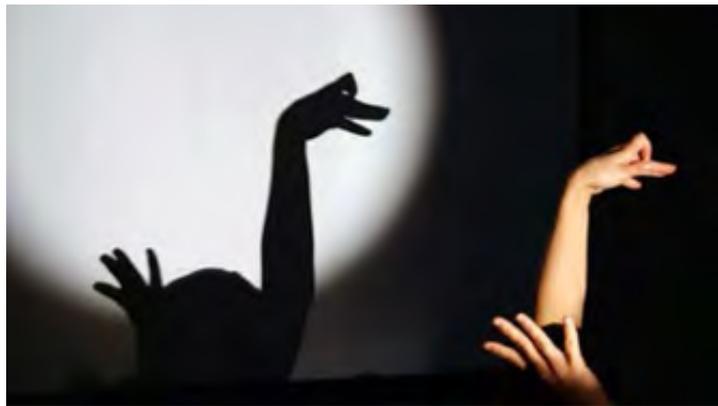


Figura 1.9: Reestructuración de la luz por medio de una mascara.

Tomando en cuenta la perdida de rayos con el método antes mencionado, para la formación de imágenes usando un haz nos interesaría más la conformación de haces sin perdidas (Lossless beam shaping), lo que nos lleva al análisis de calcular un elemento conformacional que explique la dirección de grupos de rayos necesarios para generar una imagen de salida usando un haz de entrada; para ello usaremos óptica geométrica y seguiremos 3 primicias:

- Conservación de energía: La energía de ambos haces debe ser igual no importando la razón entre los tamaños del haz de entrada y el de salida (ver figura 1.10)

- Determinar una función  $\alpha(\xi)$  que mapee rayos del haz de entrada y los redirija al plano del haz de salida. Para encontrar esta función se impone la condición que todo el “manejo” de rayos de entrada hasta cierta distancia en el plano  $(x, y)$  tenga la misma energía que el manejo de rayos de salida hasta cierta distancia  $(x', y')$  (ver figura 1.11).

- Conociendo  $\alpha(\xi)$ , considerar que el tiempo que tarda cada rayo desde  $z = -\infty$  hasta el plano focal sea consistente con el principio de Fermat (este principio afirma que la trayectoria real que sigue un rayo de luz entre dos puntos es aquella en la que emplea un tiempo mínimo en recorrerla).

La energía tanto del haz de entrada  $I(x)$  como del haz de salida  $Q(x')$  en términos de intensidad no tienen por que ser iguales (ver figura 1.10), por lo que para hacer que las energías sean iguales y cumplir con el principio de conservación de la energía se introduce un parámetro  $A$  tal que:

$$\int_{-\infty}^{\infty} I(x)dx = A \int_{-\infty}^{\infty} Q(x')dx' \quad (1.20)$$



Figura 1.10: Esquema de conformación de haces sin pérdidas donde observamos como a partir de un haz de entrada y un elemento conformacional obtenemos un haz de salida diferente al haz de entrada

La segunda primicia nos dice que la energía también se conserva de forma continua, esto quiere decir que la energía de los rayos que atraviesan cierta región desde  $-\infty$  hasta un valor determinado en los planos de entrada y salida debe ser igual (véase la figura 1.11)

$$\int_{-\infty}^{\xi} I(x)dx = A \int_{-\infty}^{\alpha(\xi)} Q(x')dx' \quad (1.21)$$



Figura 1.11: Correspondencia acumulada de la energía

La tercera y última primicia es cumplir con el principio de Fermat, que como mencionamos anteriormente, nos dice que el rayo que va desde un punto  $a$  a un punto  $b$  es aquel que minimiza el tiempo de viaje, es decir, que hace estacionario el tiempo respecto a la función de recorrido. De la figura 1.12 podemos determinar que el tiempo que le toma a un rayo recorrer una distancia  $L$  hacia un lente, pasar por un elemento conformacional y llegar a la distancia focal del lente se puede expresar de la siguiente manera:

$$t(y) = \frac{L}{c} + t_L(y) + \frac{\sqrt{y^2 + f^2}}{c} \quad (1.22)$$

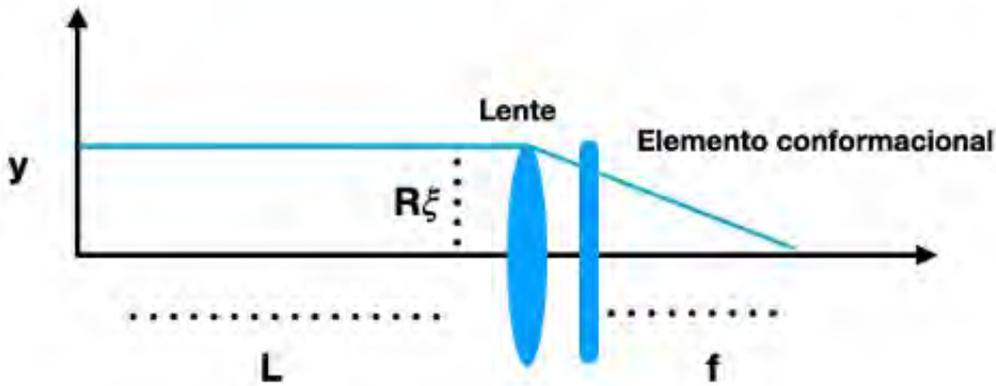


Figura 1.12: Trayectoria de un rayo que pasa por una lente y un elemento conformacional

donde  $t_L(y)$  es un tiempo de retraso debido al grosor de la lente, cambio de fase y diferencias de índice de refracción. Básicamente en ese término tenemos un retraso por la lente y un retraso por el elemento de fase, entonces a partir de estos retrasos en el tiempo es como se introduce el término de la fase de la luz  $\phi$ , que se puede calcular con la función de mapeo expresada como:

$$\frac{d\phi}{d\xi} = \alpha(\xi) \quad (1.23)$$

Con esta descripción podemos encontrar, por ejemplo, la función de mapeo de un haz gaussiano inicial a un perfil “achatado” en intensidad, conocido como perfil

super-Gaussiano (ver figura 1.13 tomada de (Paschotta, 2022)), escribiendo el perfil de intensidad inicial como  $I(r) = e^{-r^2}$  y el plano final que cumple las condiciones  $Q(r) = 1$  si  $|r| < 1$  y  $Q(r) = 0$  si  $|r| > 1$ . Usando la ecuación 1.20 para determinar  $A$  obtenemos:

$$A = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \quad (1.24)$$

donde la función de mapeo a partir de la ecuación 1.21 da la función error  $erf(\xi)$  y nos dice que todos los rayos desde  $-\infty < \xi < \infty$  van hacia la region menor a  $|1|$  y ninguno hacia la dirección mayor a  $|1|$ , además en la función de mapeo viene el termino conocido como la fase  $\phi$  (descrito como un retraso en el tiempo de viaje de la luz) que también podemos estimar si conocemos la función de mapeo, así usando 1.23 y 1.24 obtenemos  $\phi$ :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left[ \sqrt{\pi} \xi erf(\xi) + e^{-\xi^2} - 1 \right] \quad (1.25)$$

Esta función (1.25) es la que determina la fase necesaria para pasar del perfil verde (perfil Gaussiano) de la figura 1.13 al perfil rojo (perfil achatado o super-Gaussiano).

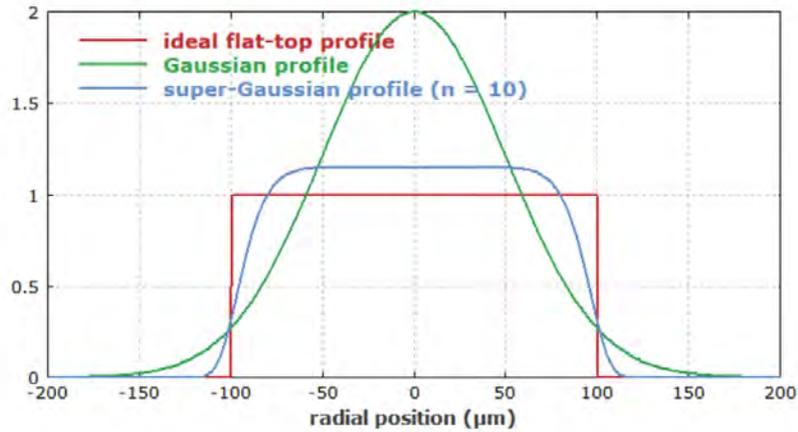


Figura 1.13: La línea roja representa un perfil plano (flat top), la línea verde un perfil gaussiano y la línea azul un perfil supergaussiano

Es a partir de las ecuaciones 1.20, 1.21 y 1.22 minimizando el tiempo a cero que se obtiene la función de mapeo 1.23 para un elemento conformacional permitiéndonos dar una explicación válida a la formación de imágenes desde el entendimiento de la luz como un rayo. Otra manera más sofisticada (y exacta) de dar una explicación a la formación de imágenes es tomando la descripción ondulatoria (escalar) de la luz.

### Ondas escalares

En esta ocasión no describiremos a la luz como un conjunto de rayos si no como una onda, de manera más específica como una onda escalar (solo dependerá de la posición y del tiempo) y no como un ente vectorial. Partamos entonces de tomar una sola componente de la ecuación de campo electromagnético de Maxwell;

$$\nabla^2 \psi(x, y, z, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\delta^2}{\delta t^2} \psi = 0 \quad (1.26)$$

Ahora bien, sabiendo que queremos describir una onda armónica, el escalar  $\psi$  se puede partir en su parte espacial y temporal como:

$$\psi(x, y, z, t) = U(x, y, z)e^{-i\omega t} \quad (1.27)$$

donde  $\omega$  es la frecuencia angular; usando 1.27 en 1.26 obtenemos la ecuación de Helmholtz:

$$(\nabla^2 + k^2)U(x, y, z) = 0 \quad (1.28)$$

para ondas periódicas y que ya no es dependiente de la parte temporal de la ecuación de onda y solo depende de la parte espacial. Una solución de esta ecuación es, por ejemplo, una onda plana:

$$e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (1.29)$$

Otra ecuación de onda que se usa comúnmente en óptica y en el proceso de formación de imágenes es la onda esférica ya que, siguiendo el principio de Huygen's que nos dice que una fuente puntual de luz emite una onda tipo impulso esférico  $g(r)$ , la ecuación de onda esta dada por:

$$g(r) = \frac{z}{r^2} e^{ikr} \quad (1.30)$$

Basándonos en que un objeto es un cúmulo o colección continua de fuentes puntuales de luz, entonces se puede definir la propagación de un cúmulo de ondas mediante la integral de Rayleigh-Sommerfeld;

$$u(x, y, z) = \frac{1}{i\lambda} \int \int u(x', y', 0) \frac{z}{r^2} e^{ikr} dx' dy' \quad (1.31)$$

donde tenemos la fuente de emisión  $u(x', y', 0)$  y la propagación  $u(x, y, z)$  a cierta distancia  $r = \sqrt{z^2 + (x - x')^2 + (y - y')^2}$  describiéndola como la contribución total de todas las ondas tipo impulso esférico emanadas de una superficie. Para simplificar la solución de esta integral podemos usar la aproximación de Fresnel definiendo la distancia del plano final como:

$$r = z \sqrt{1 + \frac{(x - x')^2 + (y - y')^2}{2z^2}} \quad (1.32)$$

entonces aplicando 1.32 en 1.31 obtenemos la propagación de Fresnel:

$$u(x, y, z) = \frac{1}{i\lambda z} e^{ikz} e^{ik \frac{x^2 + y^2}{2z}} \int \int u(x', y', 0) e^{ik \frac{x'^2 + y'^2}{2z}} e^{ik \frac{-xx' - yy'}{z}} dx' dy' \quad (1.33)$$

que nos permite saber el cumulo de haces producto de un haz de referencia a cualquier distancia  $z$ , adicionalmente se puede simplificar si hacemos que la distancia de propagación  $z$  se vuelva muy superior (se asume que la propagación de luz esta demasiada alejada de su origen) conocida como aproximación de Fraunhofer o propagación de campo lejano, asumiendo esto tenemos que  $\frac{x^2+y^2}{z} \rightarrow 0$  entonces  $e^{ik\frac{x^2+y^2}{2z}} = 1$  de manera que obtenemos:

$$u(x, y, z) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \int \int u(x', y', 0) e^{ik\frac{-xx'-yy'}{z}} dx' dy' \quad (1.34)$$

Esta descripción de propagación funciona cuando el plano final esta lejos de la fuente tal que las ondas tipo impulso esférica se vuelven ondas planas; esta integral se define de hecho como una transformada de Fourier ya que su interpretación física es que descompone un campo  $u$  en una colección de ondas planas, aquí vemos el caso de una dimensión:

$$F(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x') e^{-i2\pi x x' / (\lambda z)} dx' \quad (1.35)$$

A partir de esta relación podemos saber el campo final de un cúmulo de ondas viajeras, aunque también podemos conocer el campo original de una propagación de ondas con la transformada inversa de Fourier.

Con la teoría descrita hasta ahora entendemos que la luz tiene amplitud y fase además de poder describir su trayectoria a través del espacio, de manera que ahora podemos dar una mejor definición de la holografía partiendo de una comparación con la fotografía, ya que esta última solo registra la intensidad de la luz ( $I = u^2$ ); en cambio, un holograma registra la intensidad y la fase de la luz que entendemos forma la información completa de la luz.

En el campo de la Holografía es importante lograr una recuperación de la fase para la formación de imágenes; en los inicios del desarrollo de la técnica (Gabor, 1972) se usaba un material fotosensible para capturar los patrones de interferencia entre el objeto deseado y una fuente de luz donde estos patrones contenían la información de la amplitud y la fase o dirección de la luz. Actualmente la holografía tiene más aplicaciones y en algunas se usan moduladores espaciales de luz que permiten modular la fase de manera computacional usando algoritmos para calcular la fase deseada. Se usan algoritmos iterativos de transformada de Fourier (IFTA por sus siglas en inglés), como ejemplo tenemos el algoritmo Gerchberg-Saxton ((Gerchberg y Saxton, 1973)) que permite recuperar la fase de un objeto realizando múltiples transformadas rápidas de Fourier y transformadas inversas rápidas de Fourier que es la manera de conocer el plano fuente y el plano final. Este algoritmo propone una fase aleatoria inicial; si después de hacer las transformaciones se obtiene una fuente distinta a la deseada, vuelve a repetir el proceso de proponer fases hasta minimizar a un error aceptable a lo establecido.

En el desarrollo de este trabajo usamos tanto la descripción ondulatoria (transformadas de Fourier y algoritmos tipo IFTA) como la óptica de rayos (ecuación del tipo 1.25) para producir trampas ópticas circulares con el fin de confinar dos partículas Brownianas.

## Capítulo 2

# Antecedentes

El estudio de fluidos complejos, en particular de suspensiones coloidales, empezó ya hace algunas décadas aprovechando la ventaja de la escala mesoscópica de sus componentes, es decir, se puede analizar a los componentes del fluido sin la necesidad de tomar en cuenta que están compuestos por átomos. Como mencionamos anteriormente, estos fluidos contemplan una variedad de mezclas diferentes (ver figura 1.1) y problemas de distinta índole, dentro de los cuales destaca la estabilidad de sistemas y la interacción íter-partícula. Por ejemplo, en el trabajo teórico de Alder y Wainwright (Alder y Wainwright, 1957) se observa que un sistema compuesto por partículas (esfera dura) contenidas en una caja rectangular muestra dos fases distintas atribuible a una baja densidad de partículas analizadas, lo que indica que un grupo no es tan afectado por las interacciones de otro grupo de partículas. En sistemas coloidales se observa el movimiento Browniano y es importante saber que efectos tiene en conjunto con las fuerzas de dispersión y electrostáticas. Russel (Russel, 1980) notó, por ejemplo, como las magnitudes de las fuerzas eran las que determinaban el comportamiento del sistema; si el sistema es neutralmente estable; si es estable debido a fuerzas electrostáticas o si es floculada (las partículas son fuertemente atraídas unas a otras) dependía de si domina el movimiento Browniano, si dominan las fuerzas de dispersión y electrostáticas o si dominaban ambas.

Un factor importante a tomar en cuenta es el grado de confinamiento del sistema ya que puede producir cambios en las interacciones partícula-partícula y partícula-frontera (Kepler y Fraden, 1994). Maddox (Maddox, 1991) realizó simulaciones de fluidos altamente confinados que corresponden a pares de átomos actuando bajo el potencial de Lennard-Jones (una fuerza atractiva a grandes distancias y una fuerza repulsiva a pequeñas distancias) dentro de una caja muy estrecha en una dimensión y observaron una distribución bimodal, es decir, los átomos pasaban mas tiempo cerca a las fronteras y un menor tiempo en posiciones intermedias a las fronteras, caso que no se puede describir a partir de la difusión. Powles et al. (Powles *et al.*, 1991) hicieron una simulación con 8 átomos también bajo la condición de liquido simulado de Lennard-Jones, siguieron la trayectoria de uno de esos átomos y notaron como tendía a permanecer en una u otra frontera dando saltos donde solo el 10% del tiempo registrado se encontraba en posiciones intermedias a las paredes. En la simulación hecha por Borówko y Staszewski (Borówko y Staszewski, 2022) tenían una partícula unida por polímero a dos paredes (las paredes son atractivas y el polímero es altamente flexible) en el que el movimiento de partícula se describía como un oscilador; a partir de las posiciones notaron que la probabilidad de estar cerca de las paredes era mayor a estar en posiciones

intermedias a las paredes.

De manera experimental se ha mostrado que un confinamiento geométrico afecta las configuraciones de una suspensión coloidal monodispersa densa (Cohen *et al.*, 2004) cambiando su forma de empaquetamiento. Es sabido que partículas coloidales cargadas dispersas en agua se repelen entre sí (teoría de campo medio), pero en algunos casos como el trabajo experimental de Han y Grier (Han y Grier, 2003) encontraron que la teoría de campo medio no describe correctamente a su sistema de partículas de sílice suspendidas en agua donde encontró atracciones anómalas en unas partículas sedimentadas, ajenas de que estas interacciones anómalas sean atribuidas a efectos ópticos (Baumgartl *et al.*, 2006).

En referencia a trabajos experimentales atribuibles al confinamiento de partículas coloidales Brownianas, solo podemos citar el trabajo de Cervantes-Martínez *et al.* (Cervantes-Martínez *et al.*, 2011) quienes confinaron una partícula de poliestireno dentro de una micro-gota. Se observó que la partícula tiene la misma probabilidad de hallarse en cualquier punto dentro de la gota con excepción de las propias paredes de la gota, en donde se aprecia una aparente interacción electrostática repulsiva mediada por la partícula “espejo”. Al momento, no encontramos algún artículo publicado que analice, de forma experimental, la interacción de pocas partículas Brownianas en estados altamente confinados, es decir, que el tamaño de confinamiento sea del orden del tamaño de la partícula. En un trabajo complementario a esta tesis donde también participe e inclusive se publicó un artículo científico (Zamora-Romero *et al.*, 2023), se estudio el movimiento Browniano en estado confinado pero en un arreglo colineal con el vector gravedad. Allí se vio que si el grado de confinamiento vertical es menor a la longitud gravitacional, las partículas nunca sedimentan a pesar de haber diferencias de densidades con el medio circundante.

Con el presente trabajo de tesis de Maestría esperamos contribuir con el estudio de la interacción de pocas partículas (dos partículas) en estados altamente confinados, subrayando el hecho de que prácticamente existen muy pocos estudios previos al respecto.

# Capítulo 3

## Justificación

### 3.1. Objetivo General

Evaluar dos métodos de formación de imágenes microscópicas a partir de un haz montado en un arreglo de pinzas ópticas holográficas para obtener pequeños confinamientos que contengan dos partículas de poliestireno. Posteriormente se analizará las trayectorias de cada partícula para conocer la distancia entre ellas y su difusión relativa/colectiva estableciendo las condiciones para un método de estudio de partículas microscópicas bajo confinamiento severo.

### 3.2. Objetivos Específicos

- Evaluar el perfil de intensidad de un haz de luz circular generado con IFTA y círculo generado usando una Súper Gaussiana (óptica de rayos) enfocado en un sistema de partículas de poliestireno dispersas en agua con baja carga iónica para establecer si hay o no diferencias visibles considerables entre ambos métodos ópticos.

- A partir de una muestra de partículas diluidas atrapar solamente dos partículas en el área de la trampa proyectada en el plano focal y separar las partículas seleccionadas a una región con baja densidad de partículas para evitar interacciones no deseadas en el análisis y después empezar la toma de vídeo. Este objetivo también supone poner a punto el sistema óptico (traslado por mudanza, alienación, optimización).

- Determinar la posición de cada partícula mediante software en IDL para una posterior construcción de ambas trayectorias en MATLAB y analizar los datos obtenidos como lo son la distancia entre partículas, las difusiones colectivas perpendicular y paralela, difusiones relativas perpendicular y paralela y la distribución de probabilidad de la distancia entre las partículas.

### 3.3. Hipótesis

En sistemas de pares de partículas confinados uno espera que en el límite en que el confinamiento sea igual al doble del diámetro de cada partícula, la distribución de probabilidad de la distancia entre ellas colapse en un solo valor. En el otro extremo, cuando no hay confinamiento en absoluto, se espera que la distribución de probabilidad de la distancia caiga a cero para cualquier distancia. Lo interesante es ver que sucede entre estos dos límites, particularmente cuando el confinamiento es más grande que el

doble del diámetro de partícula, pero no por mucho. En esta caso, dado que existe una presumible repulsión electrostática entre partículas a la vez de haber una repulsión con la pared del confinamiento impuesto por la trampa óptica, se espera que la probabilidad de la distancia entre partículas tenga valores discretos.

# Capítulo 4

## Metodología

### 4.1. Preparación de la muestra

Para la preparación de nuestro sistemas experimentales usamos partículas de poliestireno de  $1\pm 3\%$  y  $1.55\pm 3\%$   $\mu m$  de diámetro producidas por Thermoscientific, agua desionizada de un filtrado Nanopure con una resistividad de  $14.7 M\Omega \cdot cm$ , porta y cubreobjetos que son limpiados con detergente Micro producido por COLE-PARMER INSTRUMENTS COMPANY.

#### 4.1.1. Lavado de vidrios

El protocolo de lavado consiste en sonicar porta y cubre objetos inmersos en metanol por 20 minutos. Posteriormente hacemos uso de una placa de calentamiento y calentamos (perilla entre 6-7) y agitamos (perilla en 8) los vidrios en una solución de 1.8 % de detergente por 1 hora seguido de 6 enjuagues con agua desionizada, repetimos el proceso de la placa con agua desionizada por 30 minutos seguido de una sonicación con etanol durante 30 minutos, después el mismo proceso de la placa ahora usando hidróxido de potasio 0.1 M por 30 minutos hasta finalmente enjuagar 6 veces con agua desionizada y dejar en la placa solo calentando (perilla entre 2-3) toda la noche.

#### 4.1.2. Preparación de la suspensión

Nuestro sistema esta compuesto por partículas de dos tamaños distintos: las de diámetro mayor funcionan como partículas espaciadoras que como su nombre lo indica le brindaran espacio a las partículas mas pequeñas para moverse entre las placas de vidrio, y ya que conocemos el área del cubreobjetos ( $484 mm^2$ ) y el área del campo de observación dado por la cámara con una resolución de  $1280 \times 1024$  píxeles y una regla de  $13.5 \frac{\text{píxeles}}{\mu m}$  para nuestro sistema óptico, es decir, un área de  $7,185 \times 10^{-3} mm^2$ , si queremos ver aproximadamente 8 partículas en nuestro campo de visión, calculamos que necesitamos  $5,2 \times 10^5$  partículas en nuestro sistema usando:

$$(\# \text{ partículas } \frac{\text{área observación}}{\text{área cubreobjetos}}) \left( \frac{\text{área cubreobjetos}}{\text{área campo de observación}} \right) = (\# \text{ partículas totales}) \quad (4.1)$$

Esto nos indica la cantidad que necesitamos de partículas espaciadoras y partículas de análisis además de estimar el volumen requerido de la suspensión para abarcar la

mayor parte de la celda. Aquí suponemos que la celda tendrá las medidas del cubreobjetos con el ancho de la partícula espaciadora ( $484\text{mm}^2$ ) y ( $1,55\mu\text{m}$ ) que nos da un volumen de  $0,75\mu\text{L}$ . De esta manera se obtiene una concentración ideal estimada para nuestro sistema a partir de las partículas espaciadoras, partículas de análisis y volumen requeridos mostrados en el cuadro 4.1.

Tamaño de partículas ( $\mu\text{m}$ )	Concentración requerida [ $\frac{\text{particulas}}{\mu\text{m}}$ ]	Concentración de Stock [ $\frac{\text{particulas}}{\mu\text{m}}$ ]
1.55	$6.93 \cdot 10^{-8}$	$6 \cdot 10^{11}$
1	$6.93 \cdot 10^{-8}$	$6 \cdot 10^{11}$

Cuadro 4.1: Concentraciones requeridas y concentraciones indicada por el fabricante en la suspensión de Stock de micropartículas producidas por Thermoscientific

Como la concentración requerida es distinta a la concentración en el stock de partículas, hacemos una dilución de soluciones concentradas usando la relación  $C_1V_1 = C_2V_2$  donde  $C$  y  $V$  corresponden a la concentración y volumen inicial (stock) y final (requerido); de esta relación conocemos ambas concentraciones y también el volumen final que definimos como 1 mL, siendo que queremos estimar el volumen inicial que se tomara del frasco de stock. Es necesario además hacer mas de una dilución ya que se presentan dificultades técnicas si el volumen a extraer es demasiado pequeño para una pipeta de  $2\mu\text{L}$  calculando así los volúmenes necesarios (véase cuadro 4.2) de ambos stock de partículas y agua desionizada para formar nuestra suspensión.

Partículas Espaciadoras ( $\mu\text{L}$ )	Partículas Interés ( $\mu\text{L}$ )	Agua ( $\mu\text{L}$ )
1.15	1.15	997.7

Cuadro 4.2: Cantidades en  $\mu\text{L}$  de partículas espaciadoras, partículas de análisis y agua desionizada para formar 1 mL de suspensión

Con nuestras dos diluciones y agua separados en distintos eppendorf de 1mL, agitamos los que contengan partículas en un vortex durante 30 segundos y sonicamos por 20 minutos antes de mezclar. Seguido de esto tomamos un eppendorf de 1mL nuevo y primero depositamos la cantidad de agua requerida, después las partículas espaciadoras y las partículas de análisis. Finalmente agitamos nuestra suspensión en un vortex por 30 segundos y sonicamos por 30 minutos. Unos minutos antes de terminar el sonicado se prepara la resina epóxica para sellar la celda que se forma entre el porta y cubre objetos, la resina viene en dos partes A y B y la mezcla se hace en partes iguales 50-50 donde revolvemos con una aguja de arriba a abajo girando la bandeja que la contiene por 1 minuto. Al terminar de revolver la resina y el sonicado, tomamos un portaobjetos y usando una pipeta, depositamos una gota del volumen requerido de la suspensión ( $0,75\mu\text{L}$ ). Luego tomamos un cubre objetos y con cuidado inclinamos encima de la gota hasta dejar caer completamente, tomamos resina con la aguja y delicadamente sellamos todos los bordes de la celda dejando secar la resina por 2 horas.

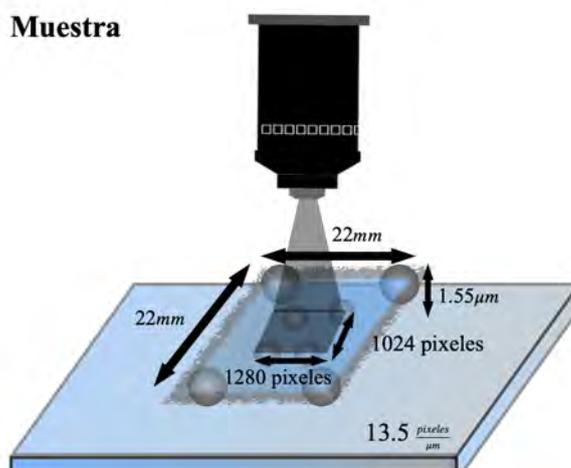


Figura 4.1: Suspensión de micropartículas de poliestireno de dos tamaños distintas depositadas entre porta y cubre objetos selladas con resina epoxi. También se esquematiza el área de visión (1024 x 1280) píxeles, así como la regla de calibración ( $13,5 \frac{pix}{\mu m}$ ).

## 4.2. Arreglo Experimental

Se usó un arreglo de pinzas ópticas holográficas (véase figura 4.2) basado en un arreglo estándar 4f (Martín-Badosa *et al.*, 2007) compuesto por un láser verde continuo  $\lambda = 532nm$  (Quantum,torus mpc3000) seguido de un plato de media onda usado para modificar la polarización del haz, un arreglo de dos lentes que sirven como expansor de haz para llenar la cara de un modulador espacial de luz (Holoeye, Leto 1920x1080 píxeles) ‘SLM’, por sus siglas en inglés. Este dispositivo se puede describir de manera básica como un cristal líquido reflectante (Padgett y Di Leonardo, 2011) con el cual podemos modular la fase de las ondas del haz (revisar sección Holografía) para formar imágenes usando el software Holoeye o una interfaz con MATLAB. El haz modificado pasa por un segundo arreglo de lentes que cambia el tamaño del haz que sigue su camino a un espejo dicróico que solo refleja la longitud de onda del haz, llegando a la pupila de entrada de un objetivo de inmersión en aceite 100x, N.A. 1.35 (Olympus, SPlan Apo) que enfoca el haz en nuestra muestra. Además, para poder ver lo que pasa en tiempo real en el plano imagen se usó una segunda fuente de luz LED con un difusor de luz y una lente convexa que la enfoca en el plano de la imagen pasando por el objetivo y el lente dicróico hasta enfocarse en la cámara CCD (Dispositivo de carga acoplada) con una segunda lente convexa y un filtro de 532 nm.

Con este arreglo experimental proyectamos un círculo de aproximadamente  $5 \mu m$  de diámetro en nuestra muestra para obtener un sistema cuasi 2D con un confinamiento severo (las partículas están confinadas en el plano z por las placas de vidrio y en el plano xy por la trampa óptica). La formación se hace usando dos métodos distintos comentados en la parte introductoria. Uno de ellos basado en algoritmos iterativos de transformada de Fourier (Wyrowski y Bryngdahl, 1988) usando una imagen en formato BMP que no supere la cantidad de píxeles de la pantalla de cristal líquido del modulador espacial de luz. El otro método busca redistribuir el perfil Gaussiano de un haz en

un perfil SuperGaussiano (Parent *et al.*, 1992) circular y que sigue la descripción de conformación de haces sin pérdidas. En ambos métodos usamos el software Holoeye.

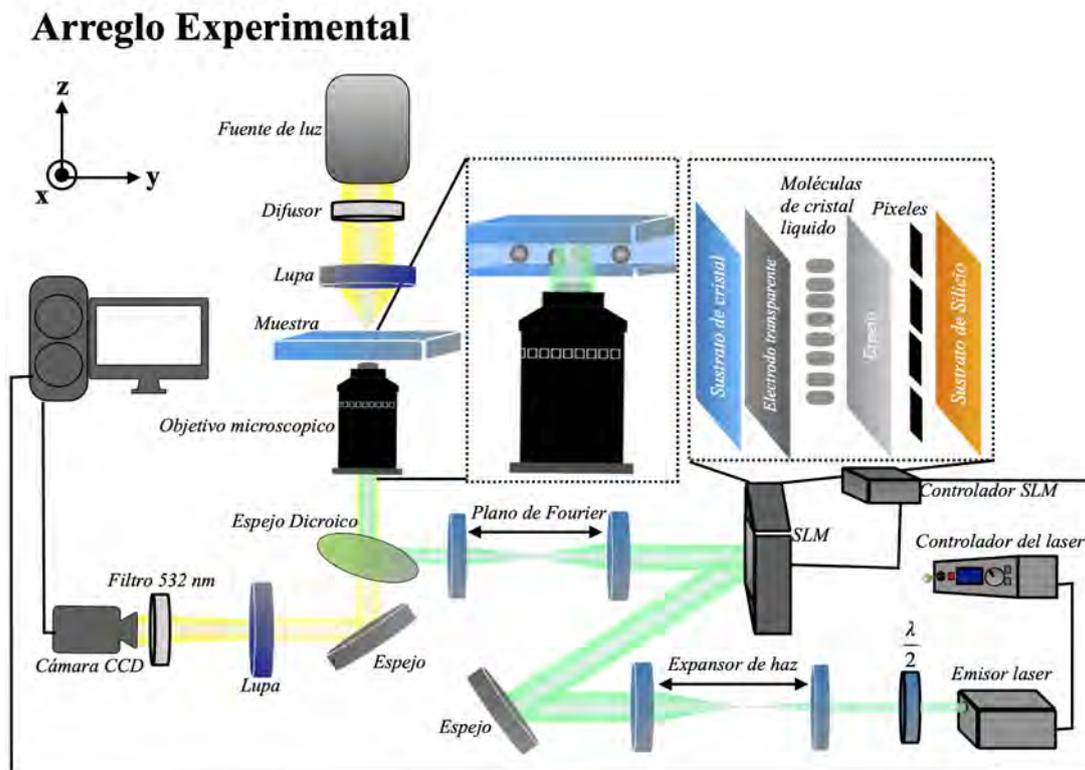


Figura 4.2: Arreglo de Pinzas Ópticas Holográficas usado para los experimentos

### 4.3. Técnicas de Vídeo-microscopia

Para el análisis de trayectorias se usan técnicas de vídeo microscopia estándar (Crocker y Grier, 1996). De manera específica, se grabaron vídeos con una tasa de 46 cuadros por segundo usando el software Uc480Viewer con el modo de escala de grises 'Monochrome'; una vez acabe de grabarse el vídeo usamos VirtualDub para separar el vídeo en fotogramas y el software Fiji que nos da los datos del perfil de intensidad a lo largo de la partícula necesario para determinar su posición ya que el centro es la parte más luminosa. Con un algoritmo en IDL obtenemos las posiciones de las partículas por cada fotograma referida en píxeles, a partir de aquí usamos algoritmos en MATLAB que determinan la distancia entre partículas por fotograma, la distribución de probabilidad de la distancia entre partículas y las difusiones colectivas y relativas del desplazamiento entre ambas partículas, estos algoritmos necesitan la regla entre píxeles y micras de nuestro sistema óptico, el número de cuadros grabados y la tasa de grabación.

Para estandarizar los parámetros de la trampa holográfica primero hay que determinar que tipo y forma de trampa usaremos, en este trabajo usaremos dos técnicas distintas, una de ellas sera usando algoritmos iterativos de transformada de Fourier y la otra sera una trampa super gaussiana circular ya que este tipo de trampa nos permite redistribuir el perfil gaussiano que tiene un haz (véase figura 3.2) para formar un círculo.

#### 4.4. Identificación de partículas

Una parte importante de la metodología es la correcta identificación de las partículas, para obtener así, un análisis correcto de trayectorias. Con este fin, lo primero es obtener las posiciones de pares de partículas por cada fotograma, estas posiciones se determinan a través de un algoritmo que reconoce el centro de masa de la partícula como la región más luminosa y nos entrega archivos de posición  $(x, y)$  para cada partícula reconocida agrupadas en filas. Cada archivo contiene la información con la posición de dos partículas, por ejemplo  $(x_{1,1}, y_{1,1}$  y  $x_{2,1}, y_{2,1})$ , nuestro algoritmo abre los archivos de posición por pares y calcula la distancia entre las posiciones, identificamos si es o no la misma partícula cuando la distancia es menor a otras posiciones disponibles. La figura 4.3 muestra los posibles casos de la trayectoria que siguen las partículas; en el caso 1 vemos que una posición definida como “partícula 1” tiene una distancia menor con la posición ubicada en la misma fila. En el caso 2 la distancia es menor con la posición ubicada en la otra fila de archivos.

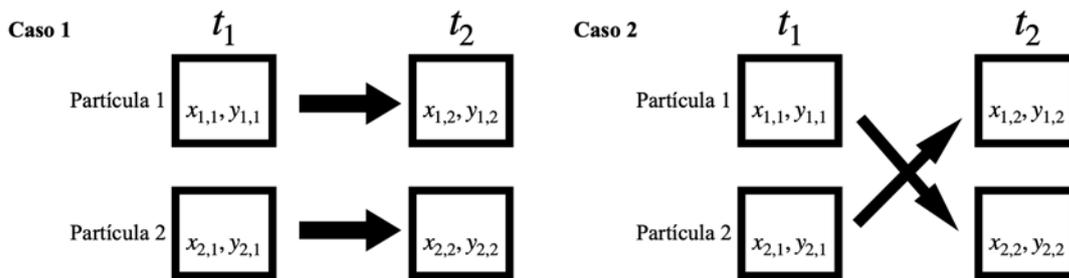


Figura 4.3: Esquema de trayectoria seguida por las partículas.

Así identificamos si la posición siguiente corresponde a la misma partícula, después, las diferenciamos creando archivos de trayectoria para cada una (véase figura 4.4) fijando arbitrariamente las posiciones del fotograma 1 a un archivo en blanco de trayectoria 1 y 2 respectivamente. Se calcula la distancia de la posición fijada en la trayectoria 1 con las posiciones del fotograma siguiente y selecciona la posición donde se calculó una menor distancia, la posición restante, por eliminación corresponde con la otra partícula. Este proceso se repite comparando las posiciones del fotograma siguiente con las posiciones del ultimo dato agregado al archivo de trayectoria 1, hasta el último fotograma.

Es necesario tomar en cuenta que, dado el grado de confinamiento de las partículas Brownianas, posiblemente podemos encontrar archivos con una sola posición (en algunos momentos dos partículas podrían estar tan cercanas entre si que el algoritmo solo reconoce una posición), o mas de dos posiciones (aunque solo sean atrapadas dos, al ser una suspensión se podrían ver más en el campo de visión durante el experimento de manera aleatoria, o también destellos o artefactos luminosos reconocidos como partícula por el algoritmo). Nuestro algoritmo toma en cuenta ambos casos; cuando solo se encuentra una posición (véase figura 4.5) se pone en ambos archivos de trayectoria, hasta que se encuentren otra vez dos posiciones en el archivo, entonces, le asignamos de manera arbitraria la posición mas cercana a la anterior en la trayectoria 1.

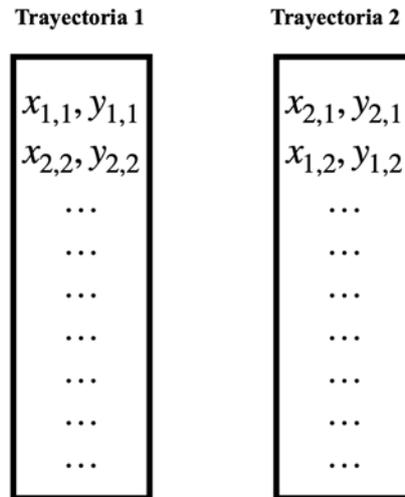


Figura 4.4: Archivos de trayectoria 1 y 2 donde recolectamos todas las posiciones de manera ordenada

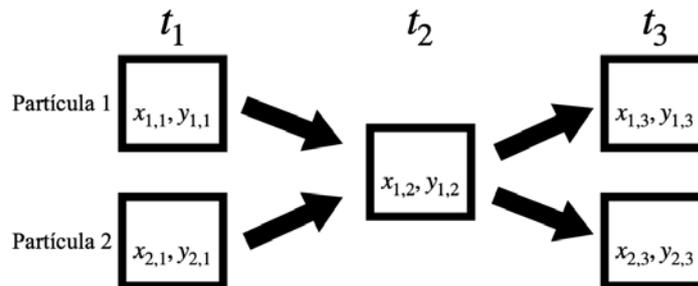


Figura 4.5: En este esquema se representa cuando se encuentra una sola partícula en el archivo de posiciones

Por otro lado, cuando tenemos más de dos posiciones encontradas, comparamos todas con la última posición en los archivos de ambas trayectorias y siempre se resuelve por la mínima distancia, completando el archivo de trayectoria con las posiciones más cercanas (ver anexos).

## Capítulo 5

# Resultados y discusión

### 5.1. Estandarización de los parámetros de la trampa holográfica

Posterior al montaje experimental (durante el periodo de mi Maestría me tocó auxiliar en la mudanza de todo el laboratorio, incluyendo el montaje de atrapamiento óptico holográfico, al nuevo edificio del Instituto de Física), el primer paso a seguir era demostrar que el arreglo holográfico es capaz de “expandir” el spot del láser a un círculo de tamaño elegido al nivel de plano focal del objetivo del microscopio. En la figura 5.1 se muestran fotos de las trampas y el perfil de intensidad normalizada (en escala de grises) contra distancia radial generado con el software Fiji (figura 5.1 ) para cuatro tipos de haces circulares descritos a continuación: en color azul tenemos el spot original que es solamente el haz enfocado en la suspensión, en color naranja tenemos un círculo generado con algoritmos iterativos de transformada de Fourier (IFTA), en color gris y amarillo tenemos círculos generados por método de conformación de haces sin pérdidas con radios de 11 y 16  $\mu m$ ; se añadió también una línea horizontal en color rojo con un valor de  $\frac{1}{e^2}$  que indica el radio de un haz gaussiano (Dickson, 1970) y líneas verticales que nos indican el valor del radio de las tres imágenes, que cruzan dicho valor y que corresponden a un valor nominal del tamaño de su radio.

A partir de la gráfica de perfil de intensidad se observan los decaimientos de los perfiles Gaussianos que podemos comparar con el decaimiento a  $e^{-2}$  para conocer los radios de los haces a través de su perfil de intensidad, encontrando valores muy cercanos a los calculados a simple vista usando un editor de imágenes estándar (paint) y la regla de nuestro arreglo óptico ( $13.5 \frac{\text{pixeles}}{\mu m}$ ). Aquí podemos ver que el spot tiene una región concentrada en la zona de mayor intensidad seguido del círculo con 16  $\mu m$  de radio. Estos datos van de acuerdo a la teoría de conformación de imágenes sin pérdidas ya que al aumentar el radio la intensidad se debe redistribuir de un área mayor por lo que la intensidad en el centro es menor a la de un spot. Con esto mostramos, por primera vez, que el perfil Gaussiano si se puede “achatar” y expandir a un súper Gaussiano (SG). El perfil correspondiente al tamaño SG 11 muestra una expansión del haz a simple vista a la vez de una homogeneización cerca del centro. Para el caso de la trampa generada por IFTA vemos que desde el centro se aprecia una intensidad menor a los casos anteriores además de una mayor homogeneidad en toda su área ajen a la existencia de un efecto tipo “speckle”. Con estos datos podemos inferir que las trampas generadas por dos métodos distintos son de hecho diferentes en su perfil de intensidad por lo que causaría diferencias en las interacciones de partículas atrapadas. Con el fin de corroborar nuestra

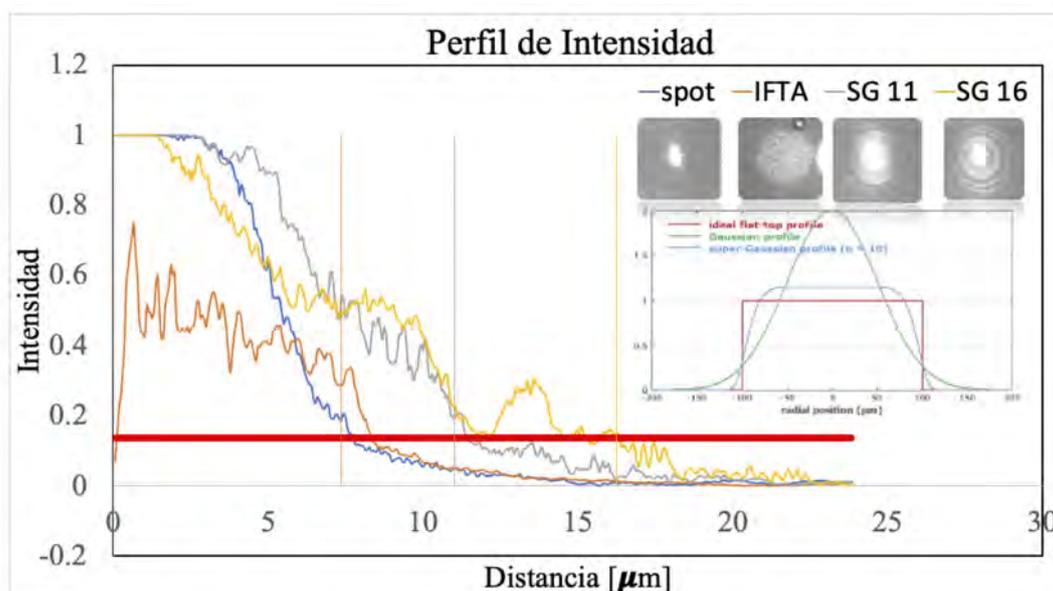


Figura 5.1: Gráfica de intensidad normalizada vs distancia radial para 4 haces, spot (azul), círculo generado por IFTA (naranja), círculo por formación de imágenes sin pérdidas (gris con radio de  $11 \mu\text{m}$  y amarillo con radio de  $16 \mu\text{m}$ ). Cabe señalar que el valor máximo de 1 y la meseta cerca del origen indican saturación de la cámara CCD

hipótesis, se atraparon dos partículas usando estos métodos y recalibrando las trampas para generar círculos de  $5 \mu\text{m}$  de radio a la misma potencia de láser.

## 5.2. Distancia entre partículas

Con el registro de las posiciones de ambas partículas a lo largo del vídeo calculamos la distancia entre ellas en MATLAB (ver anexos) y las reportamos en las figuras 5.2 y 5.3 correspondientes a la trampa IFTA y SG (súper-Gaussiana), respectivamente. En la primera (5.2) se puede ver como sus distancias rondan entre  $1.5$  y  $3 \mu\text{m}$ , pero prácticamente nunca baja a  $\approx 1 \mu\text{m}$  (cuando las partículas se tocan) y pocas veces sube por arriba de  $\approx 3 \mu\text{m}$  (cuando las partículas están más separadas dentro del “cerco” óptico). Esto es muy interesante por que indica que tanto la repulsión electrostática entre partículas (longitud de Debye  $\approx 1 \mu\text{m}$ ) tanto la repulsión provocada por el cerco, crea un sistema donde, estadísticamente, a las partículas no se les da otra opción que fijar una distancia óptima entre ellas con poco margen a explorar otras distancias.

Para el caso de la trampa súper Gaussiana (gráfico 5.3) el historial de distancias es todavía más interesante. Aquí se aprecia como las partículas van, principalmente, de estar a una distancia de  $\approx 1,7 \mu\text{m}$  a estar juntas (cero micras de distancia centro a centro dado que es posible que las partículas estén una arriba de la otra en el eje óptico). Recuérdese que este tipo de trampa óptica conserva un perfil tipo Gaussiano, por lo que las partículas son atraídas al centro de la trampa. Al mismo tiempo, subsiste la repulsión electrostática entre las partículas así como la repulsión en la “pared” del cerco óptico. Los resultados indican que esta colección de efectos hace que las partículas tomen dos posiciones preferenciales, incluyendo la formación de un cúmulo, con pocas probabilidades de visitar, estadísticamente, otras configuraciones posibles. Estos dos estados son visitados de manera azarosa, como se muestra en el historial de la figura

5.3.

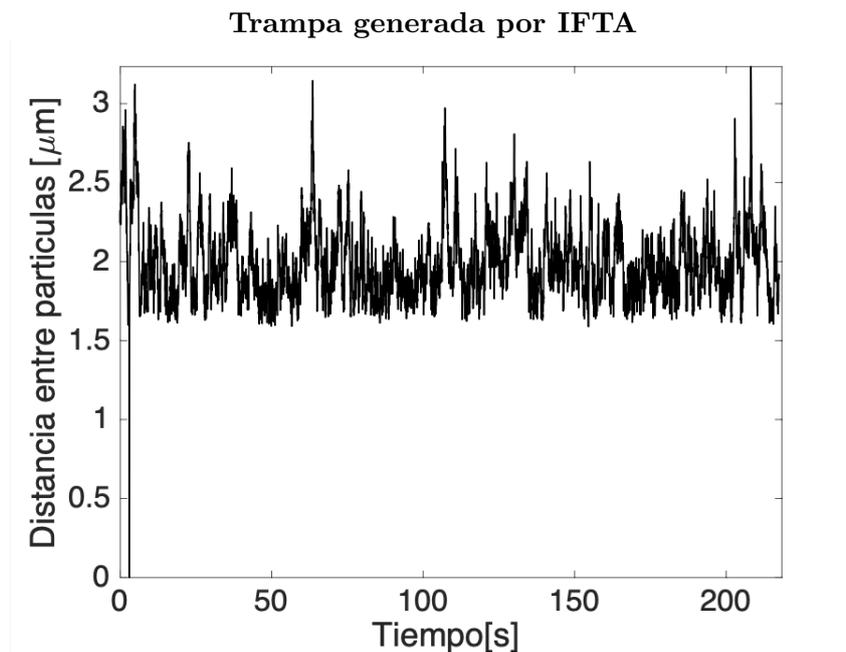


Figura 5.2: Gráfico de Distancia entre partículas vs tiempo para partículas de poliestireno de  $1 \mu\text{m}$  atrapadas por 200 segundos en un círculo de  $5 \mu\text{m}$  de diámetro generado por algoritmos iterativos de transformada de Fourier (IFTA)

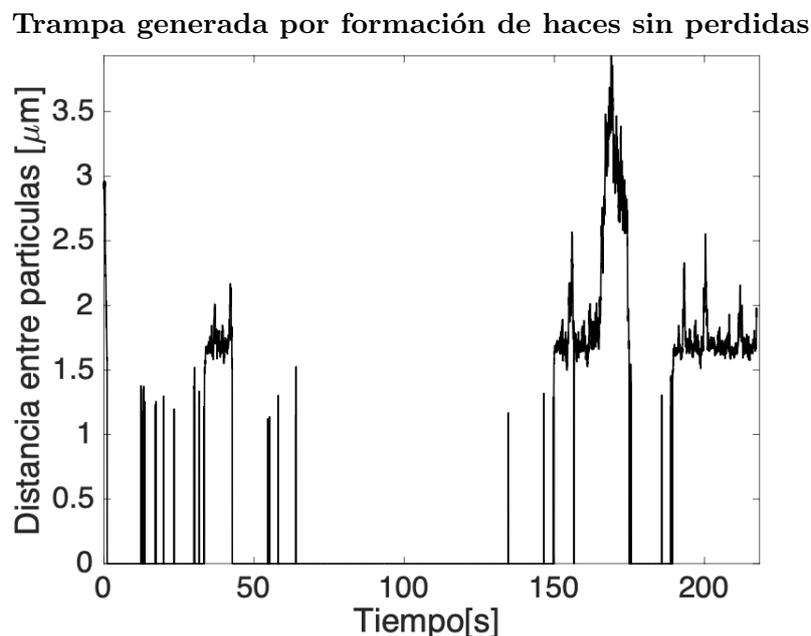


Figura 5.3: Gráfico de Distancia entre partículas vs tiempo para partículas de poliestireno de  $1 \mu\text{m}$  atrapadas por 200 segundos en un círculo de  $5 \mu\text{m}$  de diámetro generado por formación de imágenes sin pérdidas

Las distancias entre partículas muestran que las interacciones de nuestro sistema coloidal tienen ciertas diferencias dependiendo del tipo de trampa utilizado y para obtener mayor información de estos cambios en sus distancias procedimos al cálculo de la distribución de probabilidad de la distancia entre partículas.

### 5.3. Distribución de Probabilidad

Como parte del análisis mostramos de manera gráfica en las figuras 5.4 y 5.5 las distribuciones de probabilidad para las distancias entre partículas y las trayectorias de cada par marcadas con azul o negro para distinguirlas.

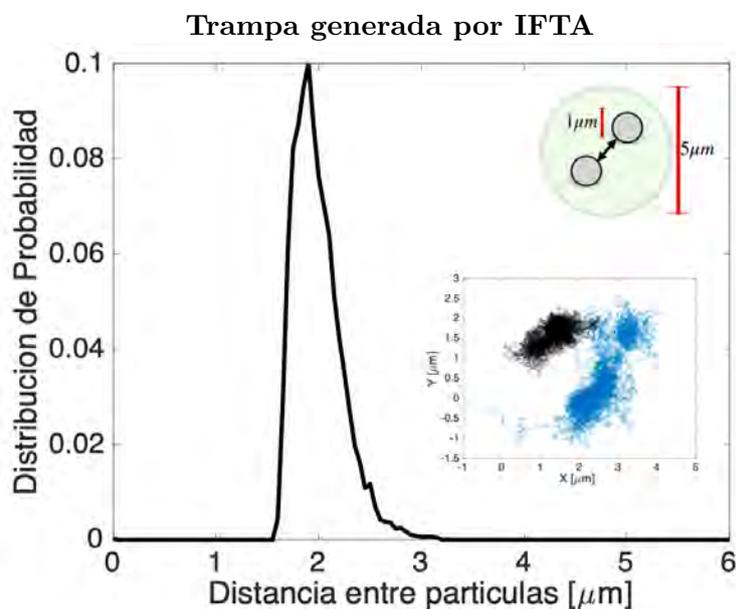


Figura 5.4: Gráfico de Distribución de Probabilidad vs distancia entre partículas y trayectorias en x y y para partículas de poliestireno de 1  $\mu\text{m}$  atrapadas por 200 segundos en un círculo de 5  $\mu\text{m}$  de diámetro generado por algoritmos iterativos de transformada de Fourier (IFTA)

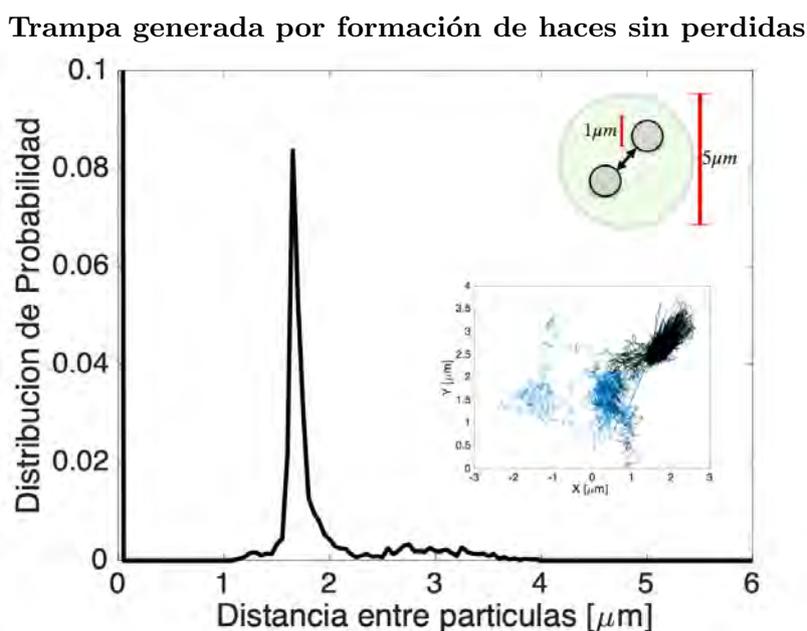


Figura 5.5: Gráfico de Distribución de Probabilidad vs distancia entre partículas y trayectorias en x y y para partículas de poliestireno de 1  $\mu\text{m}$  atrapadas por 200 segundos en un círculo de 5  $\mu\text{m}$  de diámetro generado por formación de imágenes sin pérdidas

La distribución de distancias corresponde a la distribución de probabilidad que tienen las partículas para estar en cierta posición dependiente de la otra partícula y donde el pico o picos máximos corresponden con la probabilidad más alta. En la figura 5.4 se ve un solo pico alrededor de los  $2 \mu m$  lo que indica que es la distancia que más presentan las partículas, lo que nos ayuda a reafirmar que con este tipo de confinamiento (trampa IFTA) es poco probable que tomen una configuración distinta. En la figura 5.5 observamos la existencia de dos picos, uno en cero y otro alrededor de  $2 \mu m$  notando como entonces la mayor parte del tiempo están muy cerca o a casi  $2 \mu m$  de distancia y la menor parte del tiempo están a distancias intermedias a las antes mencionadas. Otra forma de observar si existe diferencia en el comportamiento de las partículas es a través de su difusión, pero no de la difusión como una partícula individual si no de la difusión que depende del desplazamiento de ambas describiendo casos de movimiento específico: colectivo paralelo, colectivo perpendicular, relativo paralelo y relativo perpendicular.

## 5.4. Difusión Colectiva y paralela

Como lo indica el nombre, el movimiento colectivo ocurre cuando ambas partículas van en la misma dirección ya sea en el eje paralelo o perpendicular que las une, mientras que el movimiento relativo ocurre cuando las partículas van en direcciones opuestas en el eje paralelo o perpendicular que las une. Cualquier movimiento que tengan las partículas se pueden descomponer en estos casos específicos. Los datos mostrados están normalizados entre 2 veces el coeficiente de difusión teórico para una partícula de  $1 \mu m$  con un valor de  $0,211 \frac{\mu m^2}{s}$  a tiempos cortos. Este tipo de difusiones ya se ha medido para sistemas quasi 2D (Santana-Solano y Arauz-Lara, 2002; Santana-Solano *et al.*, 2005; Bonilla-Capilla *et al.*, 2012) igualmente compuestos por partículas de poliestireno dispersas en agua y confinadas cuasi-2D pero sin emplear potenciales externos para confinarlas aun más como se hizo en el presente trabajo. En el trabajo de Santana-Solano *et al.* se encontró que a distancias largas entre par de partículas, el tensor de difusión colapsa al valor de la partícula individual. A distancias cortas, sin embargo, las partículas tienden a sincronizar, en promedio, su movimiento de tal forma que la difusión colectiva paralela y relativa perpendicular aumentaron; junto con esto, al mismo tiempo sucede que la difusión colectiva perpendicular y relativa paralela disminuyen.

A pesar de contar con limitada estadística en el presente trabajo, se procedió a calcular las distintas difusividades para nuestro sistema de par de partículas confinadas por la trampa óptica. En la figura 5.6 vemos como en la trampa generada por IFTA la  $D_{r,\parallel}$  tiende efectivamente a disminuir, en contraste con la relativa perpendicular  $D_{r,\perp}$ . Esto quiere decir que las partículas prefieren moverse Brownianamente en círculos (movimiento angular) que de forma radial dentro de la trampa circular debido, precisamente, a la repulsión electrostática entre ellas así como por la “repulsión” con la “pared” de la trampa. Contrasta con esto la difusión relativa paralela,  $D_{r,\parallel}$ , de las partículas obtenidas con la trampa producida con la formación de haces sin pérdidas. Aunque la estadística es muy preliminar por la falta de datos, en este caso se observa que  $D_{r,\parallel}$  no disminuye a distancias cortas como el caso anterior. Esto se debe claramente al juego de potenciales que esta en juego, tanto la repulsión electrostática como el potencial súper Gaussiano de la trampa óptica, haciendo que las partículas tengan una alta probabilidad de movimiento radial cuando están cercanas.

## 5.4.1. Relativa paralela y perpendicular

## Trampa generada por IFTA

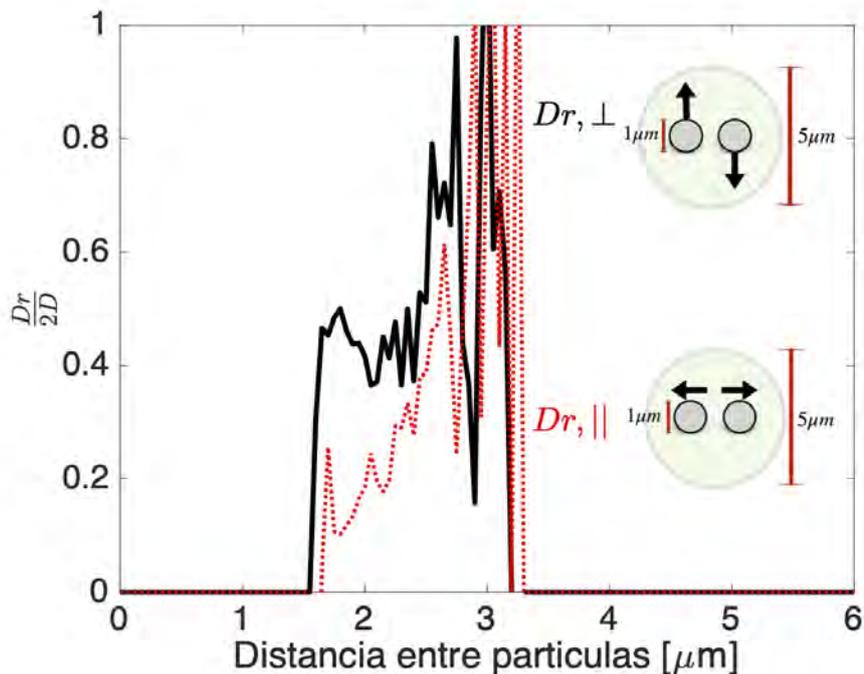


Figura 5.6: Gráfico de Difusión relativa paralela y Difusión relativa perpendicular entre partículas de poliestireno de 1  $\mu\text{m}$  atrapadas por 200 segundos en un círculo de 5  $\mu\text{m}$  de diámetro generado por algoritmos iterativos de transformada de Fourier (IFTA)

## Trampa generada por formación de haces sin pérdidas

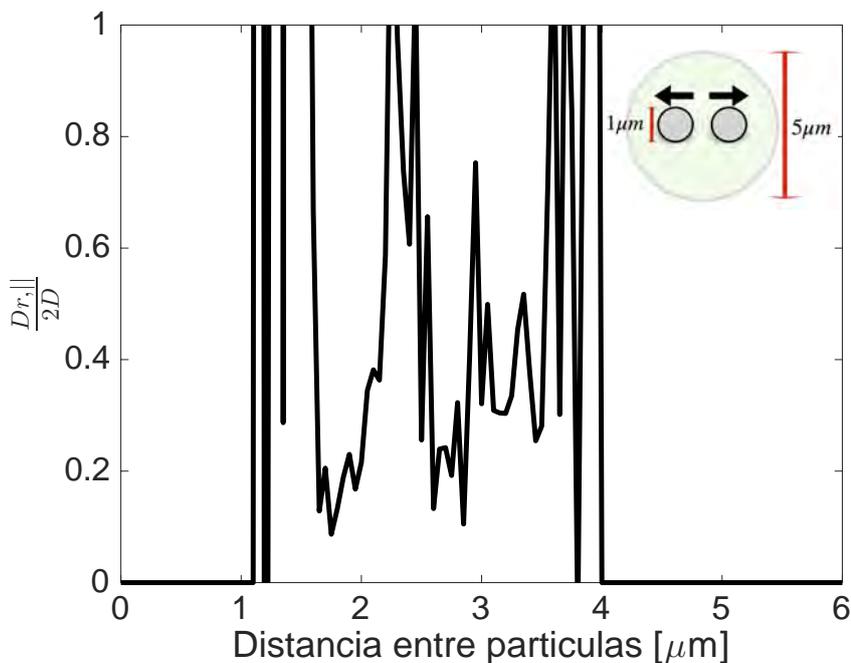


Figura 5.7: Gráfico de Difusión relativa paralela entre partículas de poliestireno de 1  $\mu\text{m}$  atrapadas por 200 segundos en un círculo de 5  $\mu\text{m}$  de diámetro generado por formación de haces sin pérdidas

De manera general, nuestras partículas sienten una repulsión electrostática ya que al ser del mismo material (poliestireno) adquieren la misma densidad de carga superficial (teoría de campo medio), y al estar confinadas en un cerco no se pueden separar mas de cierta distancia definida ( $5\mu m$ ); de esta manera forzamos a que interactúen. Además, en el caso de la trampa generada con formación de haces sin pérdidas, que tiene un perfil de intensidad mayor en el centro de la trampa, causamos que las partículas se atraigan a esa zona, provocando otro tipo de interacción haciendo que estas se acerquen por el tipo de confinamiento pero también se alejen por repulsiones debido a su densidad de carga superficial.

La información de la figura 5.3 resulta interesante por los saltos rápidos que dan las partículas en cierto rango de distancias, y el cual podemos describir como una especie de movimiento de oscilador armónico irregular entre dos distancias (distribución bimodal). Este tipo de movimiento ya se ha visto antes en algunas simulaciones computacionales, como por ejemplo, en Maddox (Maddox, 1991) los cuales simularon pares de átomos dentro de una caja donde una de sus dimensiones era demasiado estrecha, observando picos de probabilidad a distancias cercanas a las paredes. Powles et al. (Powles *et al.*, 1991) simularon 8 átomos encerrados en una caja, encontrándose que las partículas sólo pasaban 10% del tiempo en posiciones lejanas a las paredes describiendo estos saltos rápidos como eventos discretos en momentos bien definidos. Borówko (Borówko y Staszewski, 2022) simuló una partícula unida a dos paredes por un polímero y noto que era mayor la probabilidad de encontrar la partícula en posiciones cercanas a las paredes.

Los hallazgos que describimos en el presente capítulo y que tiene que ver con la interacción de 2 partículas Brownianas en estados altamente confinados, sugieren que la oscilación irregular entre 2 posiciones para el caso de las partículas altamente confinadas requieren de interacciones antagónicas de corta distancia: una repulsión con pared, otra repulsión entre individuos, más una tercera que tenga que ver con la presencia/ausencia de un potencial externo.



cia con formar trampas circulares es que en este caso la expansión del haz se descompone y diferencia en los 2 ejes ortogonales. En este trabajo usamos partículas de poliestireno de  $1\ \mu\text{m}$  y  $3.15\ \mu\text{m}$  con espaciadoras de  $1.55\ \mu\text{m}$  y  $5\ \mu\text{m}$  respectivamente, de manera adicional funcionalizamos partículas de  $3.15\ \mu\text{m}$  con Hialuronato [HA] para probar si nuestra metodología podía ser usada para verificar absorción en partículas vía aumento de masa. Capturamos las posiciones y subsecuentes trayectorias de partículas individuales confinadas en una línea (véanse figuras 6.2 y 6.3).

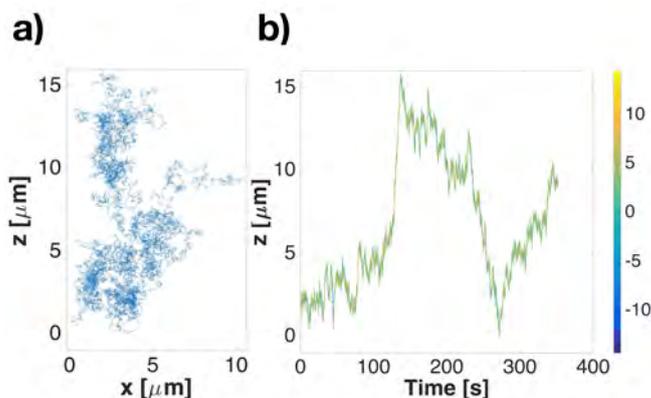


Figura 6.2: Gráficos de a) posición y b) trayectoria para una partícula de poliestireno ( $1\ \mu\text{m}$ ) confinada en una trampa lineal con una proporción 14.3/1.1 generada por formación de haces sin pérdidas durante 400 segundos.

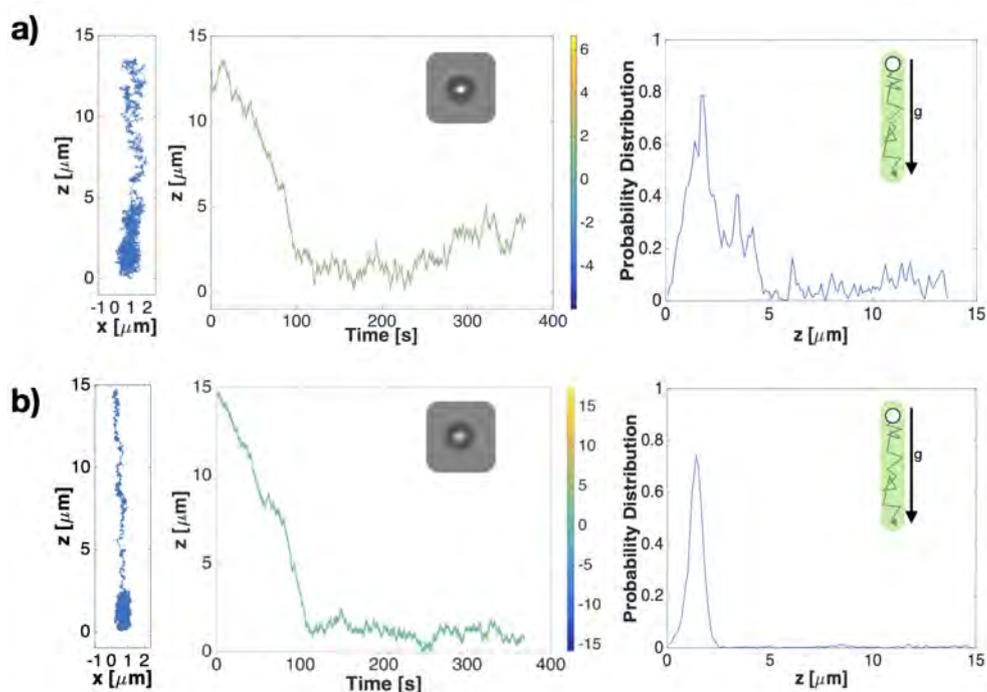


Figura 6.3: Gráficos de posiciones, trayectorias y distribuciones de probabilidad de alturas para una partícula de poliestireno de a)  $3\ \mu\text{m}$  y b)  $3\ \mu\text{m} + \text{HA}$  confinadas en una trampa lineal con una proporción 14.3/1.1 generada por formación de haces sin pérdidas durante 400 segundos.

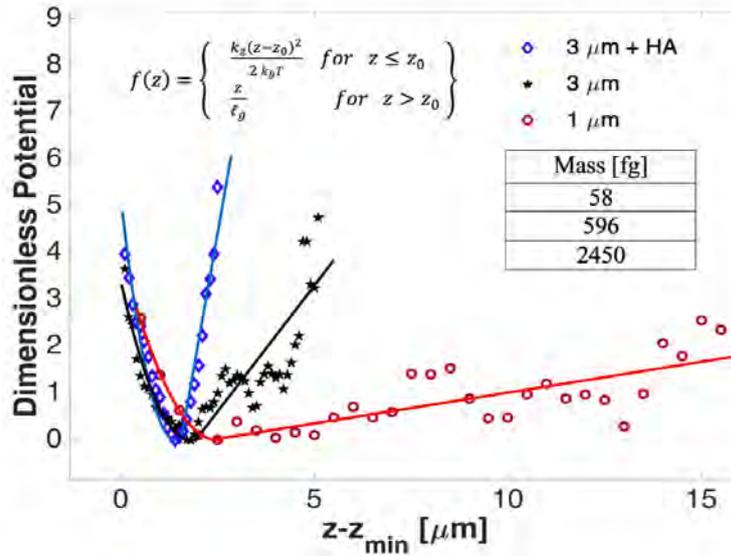


Figura 6.4: Gráfico de potenciales vs altura para partículas de  $1 \mu m$  (rojo),  $3 \mu m$  (negro) y  $3 \mu m + HA$  confinadas en una trampa lineal con una proporción 14.3/1.1 generada por formación de haces sin pérdidas durante 400 segundos.

A partir de las trayectorias identificamos dos estados de sedimentación (no estacionario cuando  $\langle u_z \rangle \neq 0$  y estacionario cuando  $\langle u_z \rangle = 0$ ); en el proceso de sedimentación estacionaria observamos que la partícula efectúa movimiento Browniano cerca del fondo o borde de la trampa óptica, misma que funciona como una especie de pared “suave”. Por medio de la inversión de Boltzmann podemos determinar la energía de un sistema a partir de una distribución de probabilidad, donde el pico de probabilidad máxima también representa el punto donde la energía es mínima. En la figura 6.4 vemos los potenciales normalizados con la energía térmica para nuestros tres casos (partículas de  $1 \mu m$ ,  $3.15 \mu m$  y  $3.15 \mu m + HA$ ) cerca del borde de la trampa.

Con estos datos podemos realizar algunos cálculos, como estimar la masa o peso de partículas individuales usando la longitud gravitacional [ $lg$ ], definida matemáticamente como  $lg = \frac{k_B T}{mg}$ , donde  $k_B T$  es la energía térmica,  $m$  es la masa y  $g$  la gravedad. La  $lg$  se obtuvo ajustando los datos a una función lineal que se encuentra en la parte superior de la figura 6.4, de esta manera se obtuvieron las masas reportadas en la parte derecha de la misma figura.

Para conocer los efectos de un confinamiento mas pequeño que la longitud gravitacional, atrapamos una partícula de  $3.15 \mu m$  en una región mucho mas pequeña que la longitud gravitacional de una partícula de  $3.15 \mu m$  (véase figura 6.5).

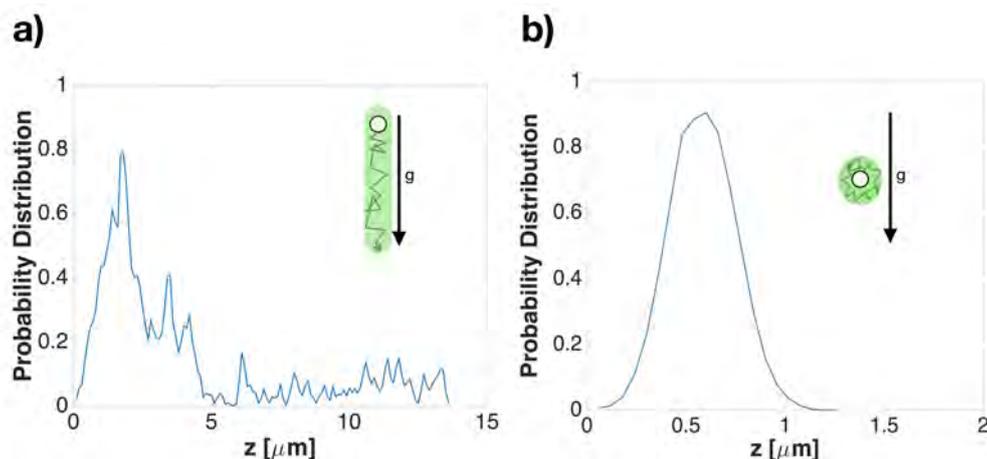


Figura 6.5: Distribuciones de probabilidad de una a) partícula de  $3.15\mu m$  en un confinamiento con una altura mayor a su longitud gravitacional y b) partícula de  $3.15\mu m$  en un confinamiento mucho menor a su longitud gravitacional  $\frac{L}{2lg} = 0,85$

Cuando la longitud de confinamiento es menor a la longitud gravitacional la partícula visita todas las alturas disponibles, por lo que no se puede identificar ningún proceso de sedimentación, o dicho de otra forma, la noción de sedimentación deja de tener sentido. Con este trabajo mostramos una metodología que permite ver los procesos de sedimentación de manera directa, ya que el arreglo está dispuesto en el eje  $z$  colineal a la gravedad, además de evitar interacciones no deseadas partícula/pared de manera que el límite de la partícula es el borde de la trampa óptica. Este también funciona como una especie de micro balanza ya que logramos estimar la masa de partículas individuales con diferencias de un par de picogramos.

## Capítulo 7

# Conclusiones

A partir de los resultados obtenidos podemos concluir que: se lograron proyectar dos trampas ópticas para confinar pares de partículas (generada por algoritmos iterativos de transformada de Fourier y por formación de haces sin pérdidas) usando un modulador espacial de luz montado en un arreglo de pinzas ópticas. Además encontramos diferencias en sus perfiles de intensidad, corroborando estas diferencias a partir de las distancias, distribuciones de probabilidad y tensores de difusión entre partículas calculadas con algoritmos escritos en MATLAB específicamente para el caso de pocos cuerpos confinados. Hasta donde sabemos este trabajo representa uno de los primeros intentos para crear confinamientos tan severos usando pinzas ópticas holográficas. Con todo esto se trata de estandarizar un método para el estudio de los pocos cuerpos confinados aprovechando la modularidad de la holografía y el confinamiento no-invasivo del principio de atrapamiento óptico.

Se observaron saltos de posiciones rápidos en partículas confinadas en un cerco (círculo hecho por conformación de haces sin pérdidas) (véase figura 5.3). Resultados similares se han visto en simulaciones de moléculas confinadas (Maddox, 1991; Powles *et al.*, 1991), y en donde no deja de sorprender el carácter bimodal de las probabilidades de las distancias. Al parecer, este tipo de estado en donde las partículas presentan un vaivén entre dos posiciones se presenta si: las paredes o posiciones subyace un potencial repulsivo, y si las paredes o posiciones están a una distancia del orden de magnitud del objeto (sea partícula como en nuestro experimento, sea molécula como las simulaciones), que la recorre.

El uso de holografía óptica nos sirve para entender la relación entre el confinamiento orientado al vector de gravedad y la sedimentación, que es un tema interesante en el estudio de partículas suspendidas en fluidos. Con confinamientos suficientemente grandes comparados con la longitud gravitacional podemos calcular datos como la masa de partículas individuales. Cuando la longitud de confinamiento es comparable o menor que la longitud gravitacional, es probable que los efectos de sedimentación desaparezcan (este grado de confinamiento puede ser comparable con el de orgánulos dentro de células y en donde no existe separación de fases por diferencias de densidad).

# Anexos

## Algoritmo usado para calcular las trayectorias de un par de partículas

```
1  %Programa para determinar trayectorias de dos partículas en
   %confinamiento
2  clear all
3  clc
4
5  %Numero de cuadros en el archivo a analizar
6  cuadros=20000;
7  e1='202306aa';
8  carpeta=('202306aa1');
9  regla=13.5; % pixeles/micra
10
11 %Matrices para las trayectorias
12 trayectoria1=zeros(cuadros,3);
13 trayectoria2=zeros(cuadros,3);
14
15 %Abrir el primer archivo y fijar a las matrices de trayectorias
16 ruta=('/Volumes/oavs/MATLAB PROGRAM/');
17 arch=[ruta carpeta '/' carpeta '.dat'];
18 dataprev=fopen(arch,'r');
19 data=textscan(dataprev,'%f %f');
20 fclose(dataprev);
21
22 x1=data{1,1}(1,1);
23 x2=data{1,1}(2,1);
24 y1=data{1,2}(1,1);
25 y2=data{1,2}(2,1);
26
27 trayectoria1(1,1)=x1;
28 trayectoria1(1,2)=y1;
29 trayectoria2(1,1)=x2;
30 trayectoria2(1,2)=y2;
31 trayectoria1(1,3)=1;
32 trayectoria2(1,3)=1;
33
34 %Abrir archivos por grupos
35 for i=2:cuadros;
36     %r(i)=rand;
37     chr1=int2str(i);
38     arch1=[ruta carpeta '/' e1 chr1 '.dat'];
```

```

39  dataprev1=fopen(arch1,'r');
40  data1=textscan(dataprev1,'%f %f');
41  fclose(dataprev1);
42  x1prev=data1{1};
43  N=numel(x1prev);
44  trayectoria1(i,3)=i;
45  trayectoria2(i,3)=i;
46
47  if N==3
48      x1i=data1{1,1}(1,1);
49      x2i=data1{1,1}(2,1);
50      x3i=data1{1,1}(3,1);
51      y1i=data1{1,2}(1,1);
52      y2i=data1{1,2}(2,1);
53      y3i=data1{1,2}(3,1);
54
55      x1ref=trayectoria1(i-1,1);
56      x2ref=trayectoria2(i-1,1);
57      y1ref=trayectoria1(i-1,2);
58      y2ref=trayectoria2(i-1,2);
59
60      disx1ref=abs(x1ref-x1i);
61      disy1ref=abs(y1ref-y1i);
62      disxy1ref=abs(sqrt((disx1ref^2)+(disy1ref^2)));
63
64      disx2ref=abs(x1ref-x2i);
65      disy2ref=abs(y1ref-y2i);
66      disxy2ref=abs(sqrt((disx2ref^2)+(disy2ref^2)));
67
68      disx3ref=abs(x1ref-x3i);
69      disy3ref=abs(y1ref-y3i);
70      disxy3ref=abs(sqrt((disx3ref^2)+(disy3ref^2)));
71
72  if disxy1ref < disxy2ref < disxy3ref;
73      trayectoria1(i,1)=x1i;
74      trayectoria1(i,2)=y1i;
75      trayectoria2(i,1)=x2i;
76      trayectoria2(i,2)=y2i;
77
78  elseif disxy1ref < disxy3ref < disxy2ref;
79      trayectoria1(i,1)=x1i;
80      trayectoria1(i,2)=y1i;
81      trayectoria2(i,1)=x3i;
82      trayectoria2(i,2)=y3i;
83
84  elseif disxy2ref < disxy1ref < disxy3ref;
85      trayectoria1(i,1)=x2i;
86      trayectoria1(i,2)=y2i;
87      trayectoria2(i,1)=x1i;
88      trayectoria2(i,2)=y1i;
89

```

```

90         elseif disxy2ref < disxy3ref < disxy1ref;
91             trayectoria1(i,1)=x2i;
92             trayectoria1(i,2)=y2i;
93             trayectoria2(i,1)=x3i;
94             trayectoria2(i,2)=y3i;
95
96         elseif disxy3ref < disxy1ref < disxy2ref;
97             trayectoria1(i,1)=x3i;
98             trayectoria1(i,2)=y3i;
99             trayectoria2(i,1)=x1i;
100            trayectoria2(i,2)=y1i;
101
102         elseif disxy3ref < disxy2ref < disxy1ref;
103             trayectoria1(i,1)=x3i;
104             trayectoria1(i,2)=y3i;
105             trayectoria2(i,1)=x2i;
106             trayectoria2(i,2)=y2i;
107
108         end
109
110     end
111
112     if N==2
113         x1i=data1{1,1}(1,1);
114         x2i=data1{1,1}(2,1);
115         y1i=data1{1,2}(1,1);
116         y2i=data1{1,2}(2,1);
117
118         x1ref=trayectoria1(i-1,1);
119         x2ref=trayectoria2(i-1,1);
120         y1ref=trayectoria1(i-1,2);
121         y2ref=trayectoria2(i-1,2);
122
123         disx1ref=abs(x1ref-x1i);
124         disy1ref=abs(y1ref-y1i);
125         disxy1ref=abs(sqrt((disx1ref^2)+(disy1ref^2)));
126
127         disx2ref=abs(x1ref-x2i);
128         disy2ref=abs(y1ref-y2i);
129         disxy2ref=abs(sqrt((disx2ref^2)+(disy2ref^2)));
130
131         if disxy1ref < disxy2ref;
132             trayectoria1(i,1)=x1i;
133             trayectoria1(i,2)=y1i;
134             trayectoria2(i,1)=x2i;
135             trayectoria2(i,2)=y2i;
136
137         elseif disxy2ref < disxy1ref;
138             trayectoria1(i,1)=x2i;
139             trayectoria1(i,2)=y2i;
140             trayectoria2(i,1)=x1i;

```

```

141             trayectoria2(i,2)=y1i;
142
143         end
144
145     end
146
147     if N ==1
148         x1i=data1{1,1}(1,1);
149         y1i=data1{1,2}(1,1);
150
151         trayectoria1(i,1)=x1i;
152         trayectoria1(i,2)=y1i;
153         trayectoria2(i,1)=x1i;
154         trayectoria2(i,2)=y1i;
155
156     end
157
158 end
159
160 %Guardar las trayectorias en un archivo .txt
161 tray1=['t' e1 '1' '.txt'];
162 tray2=['t' e1 '2' '.txt'];
163 dlmwrite(tray1 ,trayectoria1,'delimiter','\t','precision',8);
164 dlmwrite(tray2 ,trayectoria2,'delimiter','\t','precision',8);
165
166 %Graficar las trayectorias
167 minx=min(trayectoria1(1:cuadros,1));
168 maxx=max(trayectoria1(1:cuadros,1));
169 miny=min(trayectoria1(1:cuadros,2));
170 maxy=max(trayectoria1(1:cuadros,2));
171 minx=min(trayectoria2(1:cuadros,1));
172 maxx=max(trayectoria2(1:cuadros,1));
173 miny=min(trayectoria2(1:cuadros,2));
174 maxy=max(trayectoria2(1:cuadros,2));
175 pix1=(trayectoria1(1:cuadros,1)-minx)./regla;
176 piy1=(trayectoria1(1:cuadros,2)-miny)./regla;
177 pix2=(trayectoria2(1:cuadros,1)-minx)./regla;
178 piy2=(trayectoria2(1:cuadros,2)-miny)./regla;
179
180 fig=figure(1);%trayectoria 1
181 plot(pix1,piy1,'k-');
182 hold on;
183 set(gca, 'FontSize', 20);
184 xlabel('X [ $\mu\{m\}$ ]');
185 ylabel('Y [ $\mu\{m\}$ ]'), box on;
186
187 fig=figure(2);%trayectoria 2
188 plot(pix2,piy2,'k-');
189 hold on;
190 set(gca, 'FontSize', 20);
191 xlabel('X [ $\mu\{m\}$ ] ');

```

```

192 ylabel('Y [\mu{m}]'), box on;
193
194 fig=figure(3);%trayectoria 1 y 2
195 plot(pix1,piy1,pix2,piy2,'-k');
196 hold on;
197 set(gca, 'FontSize', 20);
198 xlabel('X [\mu{m}] ');
199 ylabel('Y [\mu{m}]'), box on;

```

### Algoritmo usado para calcular la distancia entre partículas

```

1
2 %Programa para calcular la distancia vs tiempo
3 clear all
4 clc
5
6 %Ubicacion del archivo
7 ruta=('/Volumes/oavs/MATLAB PROGRAM/');
8 %Etiquetas para los nombres de los archivos de las POSICIONES
9 e1='2023';
10 e2='aa1';
11 e3='aa';
12 VID=04;
13 archivos=1;
14 cuadros=[20000];
15 regla=13.5;
16 reso=10;
17 tasa=46;
18
19
20
21 disx=zeros(cuadros,1);
22 disy=zeros(cuadros,1);
23 disxy=zeros(cuadros,1);
24 timer=zeros(cuadros,1);
25 casospar=0;
26 casosN0par=0;
27
28 %Abrir la carpeta
29 for j=VID:VID+(archivos-1);
30     %Abrir cada archivo de POSICION
31     for i=1:cuadros(j-VID+1);
32         chr1=int2str(j);
33         chr2=int2str(i);
34
35         if j<10;
36             arch1=[ruta e1 '0' chr1 e2 '/' e1 '0' chr1 e3 chr2 '.dat
37                 '];
38         elseif j>=10;
39             arch1=[ruta e1 chr1 e2 '/' e1 chr1 e3 chr2 '.dat'];
40         end

```

```

41     dataprev1=fopen(arch1,'r');
42     data1=textscan(dataprev1,'%f %f');
43     fclose(dataprev1);
44
45     xprev=data1{1};
46     yprev=data1{2};
47     N=numel(xprev);
48
49     if N == 2;
50         mxdis=(abs(xprev(2)-xprev(1))/(regla));
51         mydis=(abs(yprev(2)-yprev(1))/(regla));
52         mxydis=(sqrt((mxdis^2)+(mydis^2)));
53         disx(i) = mxdis;
54         disy(i) = mydis;
55         disxy(i)=mxydis;
56         casospar=casospar+1;
57
58     elseif N <= 2;
59         casosN0par=casosN0par+1;
60     else
61         continue
62     end
63     clear xprev yprev mxdis mydis
64
65 end
66 end
67
68
69 for i=1:cuadros;
70     timer(i)=(i-1)/tasa;
71 end
72
73 up=max(timer);
74 upx=max(disx);
75 upy=max(disy);
76 upxy=max(disxy);
77
78 %SPEED versus TIME and mean speed
79 fig=figure(1);
80 plot(timer, disx,'k-','LineWidth',2);
81 hold on
82 axis([0 up+1 0 upx]);
83 set(gca, 'FontSize', 20);
84 xlabel('Tiempo [s] ');
85 ylabel('Distancia x [\mu{m}]'), box on
86
87
88 fig=figure(2);
89 plot(timer, disy,'k-','LineWidth',2);
90 hold on
91 axis([0 up+1 0 upy]);

```

```

92 set(gca, 'FontSize', 20);
93 xlabel('Tiempo[s] ');
94 ylabel('Distancia y [\mu{m}]'), box on
95
96 fig=figure(3);
97 plot(timer, disxy, 'k-', 'LineWidth', 1);
98 hold on
99 axis([0 up+1 0 upxy]);
100 set(gca, 'FontSize', 20);
101 xlabel('Tiempo[s] ');
102 ylabel('Distancia entre particulas [\mu{m}]'), box on

```

### Algoritmo usado para calcular la distribución de probabilidad y tensores de difusión por par de partículas

```

1
2 clear all
3 clc
4
5 % CODIGO PARA CALCULAR HISTOGRAMA DE DISTANCIA Y TENSORES DE
6   DIFUSION
7
8 % PARAMETROS A CAMBIAR
9 ruta='/Volumes/oavs/MATLAB PROGRAM/'; % ruta de lectura de datos
10 doschr='t202304aa'; % prefijo de datos
11 Ntray=2; % trayectorias a analizar (
12   par)
13 MaxL=6; % distancia m?xima en micras
14 reso=.05; % resolucio n del bin
15 frames_second=46; % [frames/second]
16 regla=13.5;
17 % regla=16.73; % [pixeles/micra]
18 Njump=6; % salto l?mite para
19   regresio n lineal
20
21 % INICIACION DE ARREGLOS
22 for m=1:Njump
23   tiem(m,1)=m/frames_second;
24 end
25 tiempo = [ones(length(tiem)-1,1) tiem(2:end)];
26
27 topeL=MaxL/reso;
28 for i=1:topeL+1
29   dist(i)=((i-1)*reso);
30 end

```

```

28 HishLength=zeros(topeL+1,1);
29 Ntot=0;
30 %casos=zeros(Njump,topeL);
31 MSDcol_par=zeros(Njump,topeL+1);
32 MSDcol_perp=zeros(Njump,topeL+1);
33 MSDrel_par=zeros(Njump,topeL+1);
34 MSDrel_perp=zeros(Njump,topeL+1);
35
36 MSDcol_parNORM=zeros(Njump,topeL+1);
37 MSDcol_perpNORM=zeros(Njump,topeL+1);
38 MSDrel_parNORM=zeros(Njump,topeL+1);
39 MSDrel_perpNORM=zeros(Njump,topeL+1);
40
41 %EMPIEZA CICLO DE TRAYECTORIAS POR PARES
42 for ii=1:Ntray;
43     %ABRE TRAYECTORIA I
44     chr=int2str(2*ii-1);
45     arch1=[ruta doschr chr '.txt'];
46     dataprev1=fopen(arch1,'r');
47     data1=textscan(dataprev1,'%f%f%f ');
48     fclose(dataprev1);
49     xprev1=data1{1};
50     yprev1=data1{2};
51     N1=numel(xprev1);
52
53     %ABRE TRAYECTORIA II
54     chr2=int2str(2*ii);
55     arch2=[ruta doschr chr2 '.txt'];
56     dataprev2=fopen(arch2,'r');
57     data2=textscan(dataprev2,'%f%f%f ');
58     fclose(dataprev2);
59     xprev2=data2{1};
60
61     yprev2=data2{2};
62     N2=numel(xprev2);
63
64     % SE DECIDE QUIEN ES LA TRAYECTORIA MENOR
65     if N1 > N2
66         N=N2;
67     elseif N1 < N2
68         N=N1;
69     else
70         N=N1;
71     end
72
73     Ntot=Ntot+N; %CONTADOR HISTOGRAMA DISTANCIA
74
75     %EMPIEZA CICLO JUMP O DE SALTO
76     for jump=1:Njump
77         %EMPIEZA CICLO PIVOTE
78         for J=1:N-jump

```

```

79         IJ=J+jump;
80         Len=sqrt((xprev2(J)-xprev1(J))^2+(yprev2(J)-yprev1(J)
81             )^2)/regla;
82         Class=round(Len/reso);
83         if jump == 1
84             HishLength(Class+1)=HishLength(Class+1)+1;
85         end
86     if Len~=0
87         %casos(jump,Class)=casos(jump,Class)+1;
88
89         unitx=(xprev2(J)-xprev1(J))/(Len*regla);
90         unity=(yprev2(J)-yprev1(J))/(Len*regla);
91         unitpx=unity;
92         unitpy=-unitx;
93
94         dx1=(xprev1(IJ)-xprev1(J))/regla;
95         dy1=(yprev1(IJ)-yprev1(J))/regla;
96         dx2=(xprev2(IJ)-xprev2(J))/regla;
97         dy2=(yprev2(IJ)-yprev2(J))/regla;
98
99         dxcol=dx2+dx1;
100        dycol=dy2+dy1;
101        dxrel=dx2-dx1;
102        dyrel=dy2-dy1;
103
104        dcol_par=dxcol*unitx+dycol*unity;
105        dcol_perp=dxcol*unitpx+dycol*unitpy;
106        drel_par=dxrel*unitx+dyrel*unity;
107        drel_perp=dxrel*unitpx+dyrel*unitpy;
108
109        MSDcol_par(jump,Class+1)=MSDcol_par(jump,Class
110            +1)+dcol_par^2;
111        MSDcol_perp(jump,Class+1)=MSDcol_perp(jump,Class
112            +1)+dcol_perp^2;
113        MSDrel_par(jump,Class+1)=MSDrel_par(jump,Class
114            +1)+drel_par^2;
115        MSDrel_perp(jump,Class+1)=MSDrel_perp(jump,Class
116            +1)+drel_perp^2;
117
118        end
119    end
120 end
121
122 %NORMALIZACIONES
123 HishLengthNORM=HishLength./Ntot;
124
125 for C=1:topeL+1
126     if HishLength(C)~=0

```

```

125         MSDcol_parNORM(:,C)=MSDcol_par(:,C)./HishLength(C);
126         MSDcol_perpNORM(:,C)=MSDcol_perp(:,C)./HishLength(C)
127         ;
128         MSDrel_parNORM(:,C)=MSDrel_par(:,C)./HishLength(C);
129         MSDrel_perpNORM(:,C)=MSDrel_perp(:,C)./HishLength(C)
130         ;
131     end
132 end
133 %AJUSTE LINEAL
134 for i=1:topeL+1
135     difcol_par_prev=tiempo\MSDcol_parNORM(2:end,i);
136     difcol_par(i)=(difcol_par_prev(2)/2)/(.211*2);
137     difcol_perp_prev=tiempo\MSDcol_perpNORM(2:end,i);
138     difcol_perp(i)=(difcol_perp_prev(2)/2)/(.211*2);
139     difrel_par_prev=tiempo\MSDrel_parNORM(2:end,i);
140     difrel_par(i)=(difrel_par_prev(2)/2)/(.211*2);
141     difrel_perp_prev=tiempo\MSDrel_perpNORM(2:end,i);
142     difrel_perp(i)=(difrel_perp_prev(2)/2)/(.211*2);
143 end
144 % GRAFICOS
145
146 MaxH=max(HishLengthNORM);
147 fig=figure(1);
148 plot(dist, HishLengthNORM, 'r', 'LineWidth',3);
149 set(gca, 'FontSize', 20)
150 axis([0, MaxL, 0.0, .1]);
151 xlabel('Distancia entre particulas [\mu{m}]', 'FontSize', 23)
152 ylabel('Distribucion de Probabilidad', 'FontSize', 23), box on
153 rgbImage = imread('distanciaxy.png');
154 ax1 = axes('Position',[0.65 0.65 0.25 0.25]);
155 imshow(rgbImage);
156
157 MaxCPA=max(difcol_par)+1;
158 fig=figure(2);
159 plot(dist, difcol_par, 'k-', 'LineWidth',3);
160 % hline=refline(0,.211);
161 % hline.Color='r';
162 % h = hline;
163 % h.LineStyle = ':';
164 % h.LineWidth = 2;
165 set(gca, 'FontSize', 20)
166 axis([0, MaxL, 0.0, 1]);
167 xlabel('Distancia entre particulas [\mu{m}]', 'FontSize', 23)
168 ylabel('$\frac{Dc, \mid \mid}{2D}$', 'Interpreter', 'latex', '
169         FontSize', 35, 'FontAngle', 'italic', 'fontweight', 'bold'), box
170         on
169 %ylabel('Dc, \mid \mid 2D', 'FontSize', 23, 'FontAngle', 'italic
170         ', 'fontweight', 'bold'), box on
170 rgbImage = imread('colectivaparalela.png');

```

```

171 ax1 = axes('Position',[0.65 0.65 0.25 0.25]);
172 imshow(rgbImage);
173
174 MaxRPA=max(difrel_par)+1;
175 fig=figure(3);
176 plot(dist, difrel_par,'k-','LineWidth',3);
177 % hline=refline(0,.211);
178 % hline.Color='r';
179 % h = hline;
180 % h.LineStyle = ':';
181 % h.LineWidth = 2;
182 set(gca, 'FontSize', 20)
183 axis([0, MaxL, 0.0, 1]);
184 xlabel('Distancia entre particulas [\mu{m}]', 'FontSize', 23)
185 ylabel('\$\frac{Dr, \mid \mid}{ 2D}\$', 'Interpreter','latex','
      FontSize', 35,'FontAngle', 'italic','fontweight','bold'), box
      on
186 %ylabel('Dr, \mid \mid', 'FontSize', 23,'FontAngle', 'italic','
      fontweight','bold'), box on
187 rgbImage = imread('relativaparalela.png');
188 ax1 = axes('Position',[0.65 0.65 0.25 0.25]);
189 imshow(rgbImage);
190
191 MaxCPE=max(difcol_perp)+1;
192 fig=figure(4);
193 plot(dist, difcol_perp,'k-','LineWidth',3);
194 % hline=refline(0,.211);
195 % hline.Color='r';
196 % h = hline;
197 % h.LineStyle = ':';
198 % h.LineWidth = 2;
199 set(gca, 'FontSize', 20)
200 axis([0, MaxL, 0.0, 1]);
201 xlabel('Distancia entre particulas [\mu{m}]', 'FontSize', 23)
202 ylabel('\$\frac{Dc, \perp}{ 2D}\$', 'Interpreter','latex','FontSize
      ', 35,'FontAngle', 'italic','fontweight','bold'), box on
203 %ylabel('Dc, \perp', 'FontSize', 23,'FontAngle', 'italic','
      fontweight','bold'), box on
204 rgbImage = imread('colectivaperpendicular.png');
205 ax1 = axes('Position',[0.65 0.65 0.25 0.25]);
206 imshow(rgbImage);
207
208 MaxRPE=max(difrel_perp)+1;
209 fig=figure(5);
210 plot(dist, difrel_perp,'k-','LineWidth',3);
211 % hline=refline(0,.211);
212 % hline.Color='r';
213 % h = hline;
214 % h.LineStyle = ':';
215 % h.LineWidth = 2;
216 set(gca, 'FontSize', 20)

```

```
217 axis([0, MaxL, 0.0, 1]);
218 xlabel('Distancia entre particulas [\mu{m}]', 'FontSize', 23)
219 ylabel('$\frac{Dr, \perp}{2D}$', 'Interpreter', 'latex', 'FontSize
    ', 35, 'FontAngle', 'italic', 'fontweight', 'bold'), box on
220 %ylabel('Dr, \perp', 'FontSize', 23, 'FontAngle', 'italic', '
    fontweight', 'bold'), box on
221 rgbImage = imread('relativaperpendicular.png');
222 ax1 = axes('Position', [0.65 0.65 0.25 0.25]);
223 imshow(rgbImage);
```

# Referencias

- Alder, B. J., y Wainwright, T. E. (1957). Phase transition for a hard sphere system. *The Journal of chemical physics*, 27(5), 1208–1209.
- Ashkin, A. (1970). Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Physical review letters*, 24(4), 156.
- Ashkin, A., Dziedzic, J. M., Bjorkholm, J. E., y Chu, S. (1986). Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. *Optics letters*, 11(5), 288–290.
- Baumgartl, J., Arauz-Lara, J. L., y Bechinger, C. (2006). Like-charge attraction in confinement: myth or truth? *Soft Matter*, 2(8), 631–635.
- Behjatian, A., Bernalova, M., Karedla, N., y Krishnan, M. (2020, Oct). Electroviscous effect for a confined nanosphere in solution. *Phys. Rev. E*, 102, 042607. Descargado de <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.102.042607> doi: 10.1103/PhysRevE.102.042607
- Bonilla-Capilla, B., Ramírez-Saito, A., Ojeda-López, M., y Arauz-Lara, J. (2012). Hydrodynamic interactions between colloidal particles in a planar pore. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 24(46), 464126.
- Borówko, M., y Staszewski, T. (2022). Shape transformations and self-assembly of hairy particles under confinement. *International Journal of Molecular Sciences*, 23(14), 7919.
- Brogie, D. (1923). Ondes et quanta. *Comptes rendus*, 177, 507–510.
- Brogie, L. d. (1924). Xxxv. a tentative theory of light quanta. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 47(278), 446–458.
- Brown, R. (1828). On the particles contained in the pollen of plants; and on the general existence of active molecules in organic and inorganic bodies. *Edinburgh New Philosophical Journal*, 5, 358–371.
- Carbajal-Tinoco, M. D., Castro-Román, F., y Arauz-Lara, J. L. (1996, Apr). Static properties of confined colloidal suspensions. *Phys. Rev. E*, 53, 3745–3749. Descargado de <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.53.3745> doi: 10.1103/PhysRevE.53.3745
- Cervantes-Martínez, A., Ramírez-Saito, A., Armenta-Calderón, R., Ojeda-López, M., y Arauz-Lara, J. (2011). Colloidal diffusion inside a spherical cell. *Physical Review E*, 83(3), 030402.
- Cohen, I., Mason, T. G., y Weitz, D. A. (2004). Shear-induced configurations of confined colloidal suspensions. *Physical review letters*, 93(4), 046001.
- Crocker, J. C., y Grier, D. G. (1996). Methods of digital video microscopy for colloidal studies. *Journal of colloid and interface science*, 179(1), 298–310.
- Dickson, L. D. (1970). Characteristics of a propagating gaussian beam. *Applied Optics*, 9(8), 1854–1861.
- Einstein, A. (1905). On the motion of small particles suspended in liquids at rest required by the molecular-kinetic theory of heat. *Annalen der physik*, 17(549-560), 208.
- Gabor, D. (1972). Holography, 1948-1971. *Science*, 177(4046), 299–313.

- Gerchberg, R., y Saxton, W. (1973). Comment on a method for the solution of the phase problem in electron microscopy'. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 6(5), L31.
- Han, Y., y Grier, D. G. (2003). Confinement-induced colloidal attractions in equilibrium. *Physical review letters*, 91(3), 038302.
- Israelachvili, J. (2010). *Intermolecular and surface forces*. Elsevier Science. Descargado de <https://books.google.com.mx/books?id=MVbWBhubrgIC>
- Kepler, G. M., y Fraden, S. (1994). Attractive potential between confined colloids at low ionic strength. *Physical review letters*, 73(2), 356.
- Konijnenberg, S. (2021). *Geometric ray optics. en lecture notes: basic optics, fourier optics, phase retrieval*. -. Descargado de <https://drive.google.com/drive/folders/1C19nI8QTyvVAysR-pDcoJ27p6VQyVcPM>
- Lee, J., Weon, B. M., y Je, J. (2013, 12). X-ray phase-contrast imaging of dynamics of complex fluids. *Journal of Physics D Applied Physics*, 46, 4006-. doi: 10.1088/0022-3727/46/49/494006
- Leite, F., Bueno, C., Róz, A., Ziemath, E., y Oliveira, O. (2012, 12). Theoretical models for surface forces and adhesion and their measurement using atomic force microscopy. *International Journal of Molecular Sciences*, 13, 12773-12856. doi: 10.3390/ijms131012773
- Maddox, J. (1991). Classical liquid in a box. *Nature*, 350(6314), 105.
- Martín-Badosa, E., Montes-Usategui, M., Carnicer, A., Andilla, J., Pleguezuelos, E., y Juvells, I. (2007). Design strategies for optimizing holographic optical tweezers set-ups. *Journal of optics A: pure and applied optics*, 9(8), S267.
- Padgett, M., y Di Leonardo, R. (2011). Holographic optical tweezers and their relevance to lab on chip devices. *Lab on a Chip*, 11(7), 1196–1205.
- Parent, A., Morin, M., y Lavigne, P. (1992). Propagation of super-gaussian field distributions. *Optical and quantum electronics*, 24, S1071–S1079.
- Paschotta, R. (2022). *Flat-top beams*. (Inf. Téc.). 2023 RP Photonics AG. Descargado de <https://www.rp-photonics.com/flat-top-beams.html>
- Powles, J., Dornford-Smith, A., y Evans, W. (1991). Classical, microscopic, liquid poisson oscillator. *Physical review letters*, 66(9), 1177.
- Russel, W. (1980). Review of the role of colloidal forces in the rheology of suspensions. *Journal of Rheology*, 24(3), 287–317.
- Santana-Solano, J., y Arauz-Lara, J. L. (2002). Short-time dynamics of colloidal particles confined between two walls. *Physical Review E*, 65(2), 021406.
- Santana-Solano, J., Ramírez-Saito, A., y Arauz-Lara, J. L. (2005). Short-time dynamics in quasi-two-dimensional colloidal suspensions. *Physical review letters*, 95(19), 198301.
- Trefalt, G. (2015). Overview of dlvo theory.. Descargado de <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:13833943>
- Vizcarra-Rendón, A., Medina-No, M., ola., Ruiz-Estrada, H., ., y Arauz-Lara, J. (1988, Jan.). Brownian motion in complex fluids: venerable field and frontier of modern physics. *Revista Mexicana de Física*, 35(4), 517–551. Descargado de <https://rmf.smf.mx/ojs/index.php/rmf/article/view/2075>
- Williams, E. R., Steiner, R. L., Newell, D. B., y Olsen, P. T. (1998). Accurate measurement of the planck constant. *Physical Review Letters*, 81(12), 2404.
- Williams, M. C. (2002). Optical tweezers: measuring piconewton forces. *Biophysics Textbook Online: http://www.biophysics.org/btol*.
- Wyrowski, F., y Bryngdahl, O. (1988). Iterative fourier-transform algorithm applied to computer holography. *JOSA A*, 5(7), 1058–1065.
- Zamora-Romero, N., Villegas-Sánchez, O., de Jesús Martínez-López, M., Arauz-Lara, J. L., y Vélez-Cordero, J. (2023). Quasi-1d sedimentation of brownian particles along optical line traps. *Optics & Laser Technology*, 161, 109212.