



**BUAP**

BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS.  
POSGRADO EN FÍSICA APLICADA

**ATRAPAMIENTO Y MANIPULACIÓN DE  
MICROPARTÍCULAS POR CORRIENTES DE  
CONVECCIÓN INDUCIDAS POR LÁSER**

Tesis presentada como requisito para obtener el grado de:

Doctorado en Ciencias Física Aplicada

PRESENTA:

**EDY FLORES FLORES**

DIRECTORES DE TESIS

DRA. GEORGINA BELTRÁN PÉREZ (BUAP)

DR. RUBÉN RAMOS GARCÍA (INAOE)

Puebla, Puebla

Junio 2016

# *Dedicatoria*

A ti DDC.

A ti *Mario Quintero*, porque eres

Mi única burbujita de jabón.

A mi padres *Eladio Flores* y *Cande Flores* y

A mis hermanos *Abril* y *Juan*

Por todo su amor y apoyo.

A mi abuelito *Nicolás Flores*,

Que aunque no sabía mi nombre,

Sé que siempre me tuvo presente en

Sus pensamientos.

A mis abuelitos, *Porfiria*, *Feli* y *Albino*,

Por los maravillosos padres que me dieron.

A mi *Morrison*.

.

# Agradecimientos

Al Dr. Rubén Ramos y

Al Dr. Julio C. Ramírez

Por sus enseñanzas y tiempo para la realización de éste trabajo.

Al Dr. Juan Castillo Mixcoatl y

Al Dr. Eladio Flores Mena por sus valiosas asesorías.

A los miembros del jurado

Por la paciencia y dedicación

Para la revisión de éste trabajo.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT)

Por el apoyo brindado.

# RESUMEN

En esta tesis se presenta un nuevo mecanismo óptico, en el cual por medio de corrientes de convección y termoforesis se logra confinamiento y manipulación de partículas de  $2.5\ \mu\text{m}$  de diámetro suspendidas en agua. Las corrientes de convección son generadas por el incremento de temperatura en el agua debido a la absorción de luz láser de un substrato absorbente de silicio amorfo hidrogenado (a-Si:H).

Este substrato absorbente consiste en un cubre objetos recubierto con una película de óxido de indio y estaño de  $100\ \text{nm}$  de grosor, seguido por una película de a-Si:H de  $1\ \mu\text{m}$  de espesor. Con el fin de realizar los experimentos, se preparó una cámara fluídica de  $100\ \mu\text{m}$  de espesor formada por el substrato absorbente y un cubre objetos de  $1\ \text{mm}$  de grosor.

El láser que provee el calentamiento inducido ópticamente es un láser de onda continua Nd:YAG ( $\lambda=532\ \text{nm}$ ,  $40\ \text{mW}$ ). El láser es enfocado usando un objetivo de microscopio  $60\times$  generando un spot de  $10\ \mu\text{m}$  de diámetro.

Las corrientes de convección son generadas simétricamente alrededor del punto focal, éstas arrastran (fuerza de arrastre de Stokes) a las partículas hacia el haz permitiendo atrapamiento con intensidades de luz mucho más bajas que las requeridas en pinzas ópticas.

Al proyectar sobre el substrato un patrón de luz en forma de anillo, se demuestra que el atrapamiento y la manipulación son posibles debido a la termofóresis.

# ÍNDICE

<b>1. INTRODUCCIÓN.....</b>	<b>1</b>
1.1 ANTECEDENTES.....	3
1.2 OBJETIVOS.....	10
1.3 NOVEDAD DEL TRABAJO.....	11
1.4 IMPORTANCIA DEL TRABAJO.....	11
1.5 ORGANIZACIÓN DE LA TESIS.....	12
<b>2. MARCO TEÓRICO.....</b>	<b>13</b>
2.1 ATRAPAMIENTO ÓPTICO.....	14
2.1.1 Trampa óptica.....	14
2.1.2 Fuerzas ópticas.....	17
2.1.2.1 Régimen Rayleigh ( $R \ll \lambda$ ).....	18
2.1.2.2 Régimen de Mie ( $R \gg \lambda$ ).....	19
2.2 CORRIENTES DE CONVECCIÓN.....	19
2.3 ECUACIONES HIDRODINÁMICAS DE UN FLUIDO.....	22
2.4 CONVECCIÓN BÉRNARD MARANGONI.....	23
2.5 CONVECCIÓN DE BÉRNARD-RAYLEIGH (CBR).....	25
2.6 ANÁLISIS COMPARATIVO ENTRE CBR Y CBM.....	29
2.7 CORRIENTES DE CONVECCIÓN INDUCIDAS POR LÁSER.....	29
2.8 TERMOFÓRESIS.....	31
2.8.1 Régimen molécula libre.....	33
2.8.2 Régimen de transición.....	33
2.8.3 Régimen de flujo deslizante.....	33
2.9 VELOCIDAD Y FUERZA TERMOFORÉTICA.....	35

2.10 MODELOS PROPUESTOS PARA EL ESTUDIO DE TERMOFÓRESIS EN LÍQUIDOS.....	38
<b>3. DESARROLLO EXPERIMENTAL.....</b>	<b>40</b>
3.1 DESCRIPCIÓN DE LA CELDA CONTENEDORA.....	40
3.2 ENSAMBLE DE LA CELDA CONTENEDORA.....	41
3.3 MICROESFERAS DE ÓXIDO DE SILICIO.....	42
3.4 ARREGLO EXPERIMENTAL.....	43
3.4.1 Arreglo con un haz Gaussiano enfocado.....	44
3.4.2 Arreglo óptico para la proyección de 2 spots con el patrón de interferencia.....	45
3.4.3 Arreglo con una lente axicón.....	47
<b>4. RESULTADOS.....</b>	<b>50</b>
4.1 ATRAPAMIENTO DE MICROPARTÍCULAS CON UN HAZ GAUSSIANO ENFOCADO.....	50
4.1.1 Atrapamiento de una sola micropartícula con un haz gaussiano enfocado.....	51
4.1.2 Atrapamiento masivo de micropartículas con un haz gaussiano enfocado para potencias menores a 3 mW.....	58
4.1.3 Atrapamiento masivo de micropartículas con un haz gaussiano enfocado para potencias mayores a 3 mW.....	59
4.2 ATRAPAMIENTO MASIVO DE MICROPARTÍCULAS CON 2 SPOTS.....	60
4.3 ATRAPAMIENTO MASIVO DE MICROPARTÍCULAS MEDIANTE TERMOFÓRESIS USANDO UN ANILLO DE LUZ.....	62
4.3.1 Determinación de la velocidad termoforética.....	63

4.3.2 Manipulación masiva de micropartículas mediante termofóresis.....	65
4.4 ATRAPAMIENTO MASIVO DE MICROPARTÍCULAS MEDIANTE UNA BURBUJA DE VAPOR.....	66
<b>5. DISCUSIÓN DE RESULTADOS.....</b>	<b>67</b>
5.1 SIMULACIÓN EN COMSOL.....	67
5.2 ATRAPAMIENTO CON POTENCIA MENOR A 3 mW.....	73
5.3 ATRAPAMIENTO PARA POTENCIAS ENTRE 3 Y 11 mW.....	74
5.4 ATRAPAMIENTO CON TERMOFÓRESIS.....	76
<b>CONCLUSIONES.....</b>	<b>80</b>
<b>APÉNDICES.....</b>	<b>82</b>
<b>A. Publicación.....</b>	<b>82</b>
<b>B. Proceedings y congresos.....</b>	<b>82</b>
<b>REFERENCIAS.....</b>	<b>83</b>

# NOMENCLATURA

CW	Onda continua
CM	Convección Marangoni
CRB	Convección Rayleigh Bérnard
a-Si:H	Silicio amorfo hidrogenado
SiO <sub>2</sub>	Óxido de silicio
CdTe	Telenuro de Cadmio
HeNe	Helio Neón
$n_1$	Índice de refracción del medio
$n_2$	Índice de refracción de la partícula
$F_{grad}$	Fuerza gradiente
$F_{scat}$	Fuerza de esparcimiento
$F_{op}$	Fuerza óptica
$c$	Velocidad de la luz
$P$	Potencia del láser
$\lambda$	Longitud de onda
$R$	Radio de la partícula
$I$	Intensidad óptica del láser
$E$	Campo eléctrico
$Tr$	Transmitancia
$Rf$	Reflectancia
$v$	Velocidad de la corriente
$\eta$	Viscosidad del fluido
$\rho$	Densidad del fluido
$V$	Velocidad del fluido
$P_p$	Presión local

$M$	Coeficiente de viscosidad dinámica
$\nu$	Viscosidad cinemática
$T$	Temperatura local
$\kappa$	Difusividad térmica
$\chi$	Conductividad térmica
$c_p$	Capacidad calorífica a presión constante
$S$	Tensión superficial
$Ma$	Número de Marangoni
$d$	Distancia de separación entre placas
$Ma_c$	Número de Marangoni crítico
$Ra$	Número de Rayleigh
$Ra_c$	Número de Rayleigh crítico
$\alpha$	Coeficiente de expansión térmica del fluido
$\rho_0$	Densidad del fluido está en estado estacionario
$T_0$	Temperatura del fluido en estado estacionario
$Pr$	Número de Prandtl
$g$	Aceleración gravitacional
$\alpha_{aSi}$	Coeficiente de absorción del a-Si:H
$Q$	Fuente de calor
$u$	Campo de velocidad del fluido
$F$	Fuerza volumétrica
$K_n$	Número de Knudsen
$R$	Radio de la partícula
$J_m$	Razón del flujo de masa
$\nabla T$	Gradiente térmico
$D$	Coeficiente de difusión
$D_T$	Coeficiente de difusión térmico
$C$	Concentración de las partículas términos de fracción de masa

$S_T$	Coeficiente de Soret
$v_T$	Velocidad termoforética
$F_T$	Fuerza termoforética
$U$	Velocidad termoforética el gas
$l$	Longitud de Debye
$\zeta$	Potencial de superficie
$\gamma$	Tensión interfacial
$T_{atrap}$	Tiempo de atrapamiento
$D_{dist}$	Distancia entre la partícula y el spot
$F_{arrastr}$	Fuerza de arrastre
$I_{aSi}$	Intensidad óptica dentro del a-Si:H
$T_{net}$	Transmisión neta
$w(z)$	Radio del haz
$I_{agua}$	Grosor de la película de agua
$w_0$	Cintura del haz

# CAPÍTULO 1

## INTRODUCCIÓN

Gracias a la teoría electromagnética desarrollada por el físico británico James Clerk Maxwell (1831-1879) y más tarde de la mecánica cuántica, permitieron demostrar que la luz tanto en su comportamiento ondulatorio como corpuscular tiene asociado un momento lineal y angular, y que, por lo tanto, puede ejercer fuerza sobre los objetos físicos [1]. Sin embargo, sus efectos prácticos no se demostraron hasta hace pocos años. En 1970 Arthur Ashkin y colaboradores, demostraron el uso de la presión de radiación de haces focalizados para afectar de modo ostensible la dinámica de micropartículas. Fue hasta 1986 que demostraron sus efectos prácticos diseñando la primera trampa óptica bastante estable, la cual permitía el confinamiento de partículas en las tres dimensiones espaciales usando un láser de onda continua (CW), esta trampa es conocida como pinza óptica [2]. Fue entonces que a partir del concepto de pinzas ópticas, surgió el término micromanipulación de partículas.

Debido a sus características únicas, esta técnica ha tenido un gran impacto en la física, la química y la biología, donde el uso de micropartículas individuales desempeña un papel importante.

Especialmente en medicina, uno de los retos más importantes es la micromanipulación de células, ADN, virus, biomoléculas grandes, fertilización in vitro y otras aplicaciones que envuelven también a otras áreas como la biología y la ingeniería genética. El desafío de la micromanipulación radica en diseñar sistemas altamente flexibles y efectivos los cuales puedan controlar partículas de varias dimensiones, formas, materiales y pesos. Existen muchos dispositivos de

confinamiento de micropartículas y están orientados a un tipo de objeto, sin embargo algunos de ellos tienen sus limitaciones respecto al tamaño de la partícula a manipular (dimensiones abajo de 20  $\mu\text{m}$ ), forma (esféricas) y al índice de refracción de las partículas.

Actualmente se han desarrollado e implementado técnicas para la micromanipulación como las pinzas ópticas [2], en las cuales se propone una alta resolución espacial pero estas son limitadas en cuanto al número de partículas a manipular simultáneamente debido a que se requiere un enfocamiento fuerte. Por otro lado, la técnica de dielectroforesis [3] ofrece la manipulación masiva de micropartículas, pero carece de resolución espacial para manipular partículas individuales. Se han propuesto muchas técnicas de atrapamiento para combinar alta selectividad espacial y alto rendimiento al mismo tiempo como en el caso de optodielectroforesis [4], patrones espaciales de plasmones [5], optofluidos [6], patrones de luz estructurada [7] entre otros. Recientemente se ha mostrado que se puede hacer atrapamiento individual y colectivo de partículas grandes por medio de flujos convectivos inducidos por láser usando un substrato absorbente [8], dispositivos resistentes al calor [9], o dispositivos más complicados como los trampolines [10]. Estas técnicas de atrapamiento son muy atractivas debido a que las partículas pueden ser capturadas por las corrientes de convección en un largo alcance permitiendo concentración de ADN [11] y ensamble directo de nanopartículas [12]. Además, las superficies libres en líquidos para gradientes térmicos pueden generar movimiento fluido debido a la dependencia de temperatura de la tensión superficial. Este efecto es conocido como fuerza termocapilar o efecto Marangoni térmico [13]. La convección de Marangoni (CM) puede ser usada para generar movimiento de burbujas de gas en líquidos [14], gotas líquidas en aire [15] o películas delgadas de fluidos [16]. El otro mecanismo de convección es la convección Rayleigh-Bénard (CRB) el cual se refiere al flujo conducido por empuje de un fluido calentado desde abajo y enfriado por arriba. Tales flujos resultan del desarrollo de la inestabilidad convectiva siempre y cuando el gradiente de temperatura sea lo suficientemente grande [17].

Las corrientes de convección inducidas por láser son un método nuevo y muy prometedor para lograr mejor manipulación de objetos micrométricos en un medio líquido. Los gradientes de temperatura en el agua creados por la absorción láser generan flujos de convección termocapilares. Estos flujos de corriente son usados para realizar la manipulación misma. La absorción de luz en el agua puede alcanzar una variedad de efectos que se usan para el atrapamiento de partículas, como la convección Rayleigh-Béarnard y la termofóresis.

En este trabajo mostramos el atrapamiento y la manipulación de micropartículas por medio de corrientes de convección activadas ópticamente, dichas corrientes se generan por la absorción de radiación en un substrato absorbente (a-Si:H). Con estos flujos convectivos se puede hacer atrapamiento de partículas grandes, además hemos usamos un material económico como substrato absorbente.

## 1.1 ANTECEDENTES

Los primeros trabajos relacionados con flujos convectivos activados ópticamente datan a finales del siglo pasado. En 1989 Bazhenov *et al.* [18] presentaron un estudio experimental de la convección de Marangoni durante el calentamiento local de un líquido por un haz láser de potencia de 1 W. También propusieron un modelo teórico que describe el comportamiento y efectos que ocurren a altos valores de potencia absorbida.

Pero es hasta 1993 que Marcano *et al.* [19] propusieron una aplicación de estos flujos convectivos. En su trabajo se comprobó el atrapamiento de burbujas en líquidos ópticamente absorbentes por una fuerza inducida por láser. Se usó un láser CW de Argón de 225 mW para el calentamiento. En su experimento se mostró que un haz de luz con un perfil de intensidad gaussiano induce una distribución de temperatura con un perfil similar en un líquido absorbente, si una burbuja es formada o localizada en la vecindad del haz ocurren variaciones de tensión superficial sobre la superficie de la burbuja causando tensión tangencial sobre ella. Esto genera movimiento convectivo en el líquido (CM), el cual desplaza a la burbuja hacia el

punto de máxima temperatura. Por consiguiente la burbuja es atrapada en el centro del haz de luz. Sus resultados mostraron que los valores de la fuerza para atrapar a las burbujas dependen del radio de éstas. Aunque resulta un método innovador, una gran desventaja es trabajar o encontrar líquidos que sean ópticamente absorbentes, además de las enormes potencias necesarias para activar las fuerzas que logren el atrapamiento.

En 2002 Braun *et al.* [20] presentan por primera vez atrapamiento de ADN mediante dos fenómenos: termofóresis y convección. El ADN que lograron atrapar pudo formar alrededor del spot geometrías de 20  $\mu\text{m}$  en diámetro. Argumentan que aunque la termofóresis repele partículas y moléculas a lo largo de gradientes de temperatura debido a un punto calentado, al mismo tiempo, se generan corrientes de convección. La termofóresis lleva a un agotamiento del ADN pero debido a la convección, éste agotamiento se transforma en una acumulación, pues la convección enviará al ADN a un punto de estancamiento estable contra una superficie más fría. Para el mecanismo de atrapamiento con termofóresis usaron una cámara de 50  $\mu\text{m}$  de espesor y un láser Infrarrojo con una potencia de 10 mW. A ésta potencia se genera convección térmica la cual lleva a una acumulación de ADN en la superficie más baja de la cámara cerca del punto calentado, y en consecuencia la repulsión por termofóresis es mucho más fuerte. El ADN es repelido del centro calentado por termofóresis lateral. La convección rompe la simetría y transporta el ADN repelido hacia abajo, mientras que la convección que fluye hacia arriba ocurre en el centro empobrecido. El ADN arrastrado por la convección es lateralmente repelido por los bordes del calentamiento gaussiano dentro de una acumulación de anillo. En resumen, el atrapamiento es el resultado de la interacción de la convección y termofóresis, los cuales son inducidos por gradientes de temperatura.

Otro trabajo basado en la convección para el atrapamiento de partículas es el presentado por Taylor y Hnatovsky [21] en 2004. Mediante el acoplamiento de un láser CW de baja potencia ( $\lambda=1.32 \mu\text{m}$ , 5-20 mW) y una sonda de fibra óptica monomodo NSOM, calientan una microboquilla metalizada para generar en el agua

una microburbuja estable. Se dan dos tipos de atrapamiento: cuando la burbuja se está formando y cuando la burbuja ya se ha formado. En el primer caso la convección de Marangoni es observada mientras se va formando la burbuja, dicho flujo convectivo arrastra a las partículas a lo largo de la superficie de la burbuja y cesa cuando el láser es apagado. En el segundo caso las fuerzas de tensión superficial son las responsables del atrapamiento. El diámetro de la microburbuja depende de la potencia del láser, y aunque parece muy interesante mencionar que la burbuja puede permanecer durante horas para realizar el atrapamiento, no es posible hacer uso de ésta técnica con material biológico, pues las temperaturas en la vecindad de la burbuja rondan los 60 °C. En el trabajo hacen una descripción sobre la posible solución para resolver el problema de la temperatura, el cual se resume en un nuevo arreglo experimental que incluye la modificación en la fabricación de la sonda de fibra óptica.

Insistiendo nuevamente en fenómenos térmicos, en 2005 Duhr y Braun [22] mediante termofóresis y convección logran formar cristales coloidales en dos dimensiones usando partículas de poliestireno de tamaño micrométrico (2  $\mu\text{m}$ ). En éste caso el tamaño de las partículas a atrapar hace necesario el uso de un láser infrarrojo de potencia de 100 mW, suficiente para calentar la cámara y generar un flujo convectivo capaz de arrastrar a las partículas. 2 factores crean el cristal coloidal. En el fondo de la cámara, la convección transporta a las partículas abajo del centro calentado: las condiciones de frontera antideslizantes fuerzan un flujo lento cerca de las paredes de la cámara. Puesto que la sedimentación de las partículas en el fondo de la cámara es despreciable, la convección no concentra a las partículas. La convección es inducida por un fuerte gradiente de temperatura en la dirección z.

En 2006 el fenómeno termoforético juega un papel importante en el trabajo de Durh y Brown [23], presentan la implementación de una técnica para el atrapamiento de moléculas. En este caso se superponen el flujo de un fluido con el flujo molecular termoforético bajo condiciones microfluídicas bien definidas, mapeadas con un microscopio fluorescente. El ADN es atrapado y acumulado en regiones en donde

ambos flujos se oponen mutuamente en el centro de la cámara. En conclusión crean una trampa con la oposición del flujo termoforético en contra de un flujo de fluido, sin embargo el inconveniente de éste método es que la cinética del atrapamiento es muy lenta.

Otro trabajo que insiste en el uso de fenómenos térmicos es el presentado en 2006 por Ivanova y Bezugly [24]. En su trabajo proponen el uso de la termocapilaridad para el atrapamiento de burbujas de gas, al igual que Bazhenov *et al.* [18] usan un líquido ópticamente absorbente el cual es calentado por un láser, pero en éste caso la potencia utilizada es mucho menor, apenas de 20 mW y  $\lambda=659$  nm. La acción de ésta trampa está basada en el siguiente mecanismo. El calentamiento local de la película del líquido absorbente conduce a la formación de un campo térmico no homogéneo, el cual se esparce por la conducción del calor. Si una burbuja de gas toma lugar en ésta película, se alcanza un gradiente de temperatura  $\nabla T$  entre los polos opuestos de sus fronteras sobre una línea conectando al centro de la burbuja con la zona calentada. Este gradiente crea una tensión tangencial el cual incita a la burbuja a moverse (debido a la interacción viscosa con el medio del líquido) hacia el máximo de la temperatura.

Aunque logran atrapamiento de una burbuja de gas, nuevamente el hecho de tener que utilizar un líquido ópticamente absorbente no parece ser lo más viable.

Pero en 2007 Ohta *et al.* [8] proponen usar un substrato absorbente en lugar de un líquido ópticamente absorbente para crear fuerzas termocapilares. Las burbujas de aire en un medio de aceite de silicona son manipuladas por dichas fuerzas termocapilares, las cuales se generan por la absorción del láser en una película delgada de silicio amorfo hidrogenado (a-Si:H). El silicio amorfo absorbe en las longitudes de onda del visible y del UV. En este trabajo se usa un láser semiconductor de 10 mW y longitud de onda de 635 nm. Se muestra movimiento termocapilar activado ópticamente de una burbuja de aire de 114  $\mu\text{m}$  de diámetro, en 6.2 segundos la burbuja alcanza velocidades de 800  $\mu\text{m/s}$  al desplazarse desde un punto a otro.

Parece ser que la termofóresis y la convección funcionan muy bien para el atrapamiento de partículas micrométricas pero en 2008 Vela *et al.* [25] argumentan en su trabajo que las corrientes convectivas también son capaces de atrapar y manipular partículas más grandes y pesadas. La manipulación se realiza en un disco de Petri de 60 mm de radio y el cual es llenado con agua. Las partículas contenidas de vidrio van de 50 a 100  $\mu\text{m}$  de diámetro, también se colocan partículas de soldadura que van de 180 a 280  $\mu\text{m}$ . En sus trabajos muestran que el flujo de convección inducido por láser es un método promisorio para alcanzar una buena manipulación de objetos entre 1 a 500  $\mu\text{m}$  en un medio líquido. Los gradientes de temperatura creados por la absorción del láser generan flujos de convección natural y de Marangoni. Estos flujos son usados para realizar la manipulación misma. Aunque los autores usan el término potencia baja, éstas van desde los 65 mW a 80 mW usando un láser de longitud de onda de 1480 nm. Las temperaturas que se alcanzan en la vecindad del spot rondan los 90 °C. Los autores concluyen que con convección natural es posible mover objetos de 1  $\mu\text{m}$  a 100  $\mu\text{m}$ , pero para objetos más grandes es necesario usar la convección Marangoni reduciendo el espesor del agua.

Otro trabajo que demuestra la eficacia de las fuerzas térmicas para el atrapamiento de partículas grandes es el presentado en 2010 por Shvedov *et al.* [26]. Cuando una superficie de partículas de aerosol es calentada no uniformemente por luz, las moléculas de gas circundantes rebotan fuera de la superficie con diferentes velocidades creando una fuerza total sobre la partícula. Este efecto es conocido como fotoforesis. Los autores demuestran la posibilidad de atrapar partículas de tamaño micrométrico en un vórtice de haz empleando fuerzas fotoforéticas térmicas. Con éste tipo de atrapamiento también se evidencia el incremento de la distancia de manipulación (más de 1000 veces), esto lo logran aprovechando fuerzas térmicas fuertes, mientras se suprime la naturaleza estocástica de las partículas con vórtices de haces ópticos. Este principio se expande a manipulación óptica de partículas en un medio de gas y proporciona un control completo sobre partículas atrapadas, incluyendo transporte óptico y precisión de posicionamiento de objetos de aproximadamente 100  $\mu\text{m}$ . Aunque es un tipo de atrapamiento muy

innovador debemos de mencionar que la potencia usada para el experimento es de 1.5 W, y las partículas usadas tienen una alta absorción de radiación láser ( $\lambda=532$  nm).

Tanto Vela [25] como Shvedov [26] presentan trabajos que requieren de potencias lo suficientemente grandes para lograr convección o partículas con una alta absorción para dar lugar a las fuerzas térmicas y así lograr el atrapamiento. En contraste con esto ya hemos mencionado que Ohta *et al.* [8] proponen en su trabajo el uso de un substrato absorbente para dar lugar al fenómeno convectivo y lograr atrapamiento de burbujas de gas. Un trabajo más reciente que también propone el uso de materiales absorbentes es el publicado en 2011 por Zheng *et al.* [27], aquí se argumenta que a través del efecto fototérmico se crea una burbuja de vapor para el atrapamiento de partículas, dicho efecto se logra usando una película de plata y un láser de CW de baja potencia ( $\lambda= 532$  nm). La formación de la burbuja se debe a la eficiente absorción de radiación, la película de plata se calienta rápidamente creando una burbuja de vapor en el spot del láser. Entonces un flujo térmico convectivo se forma alrededor de la burbuja de vapor. Las partículas en el agua son capturadas en un largo alcance por el flujo convectivo, trasladadas a la burbuja, y entonces depositadas en la película de plata. Moviendo el spot del láser, los autores pueden controlar dinámicamente la posición de la burbuja y las partículas acumuladas, de este modo puede escribir directamente cualquier micropatrón con las partículas acumuladas en la película de plata. Este experimento consiste en una capa de agua de 120  $\mu\text{m}$  de grosor contenida entre un cubre objetos y un substrato de  $\text{SiO}_2$  cubierto por una película de plata. Se usaron partículas rojas fluorescentes de poliestireno de 1  $\mu\text{m}$  de diámetro. El haz láser es expandido, colimado y enfocado sobre la superficie de la película de plata. Cuando la potencia alcanza los 250 mW se observa la formación de la burbuja, el calor debido a la alta absorción de la potencia del láser por parte de la película de plata induce simultáneamente un gradiente de temperatura en el líquido. Este gradiente de temperatura conduce a un flujo convectivo local alrededor de la burbuja, pero si la potencia es de alrededor 100 mW, no existe convección y la burbuja tampoco es creada. Entonces se observa un movimiento lento de las partículas debido a la difusión y al efecto termoforético,

desplazándolas desde el spot del láser hacia la región fría, en este caso no hay contribución por parte de la convección para el movimiento de las partículas. En el primer caso, la dirección del movimiento inducido por convección es contrario al movimiento por difusión y termoforesis. Como la fuerza por flujo convectivo es mucho más grande que las otras 2 fuerzas, el movimiento de las partículas es dominado por el proceso convectivo. Por consiguiente, las partículas son arrastradas por el flujo convectivo hacia la burbuja y se acumulan alrededor de ésta.

En trabajos comentados con anterioridad, se ha demostrado la eficacia del fenómeno convectivo para el atrapamiento de micropartículas y macropartículas, un trabajo reciente demuestra que los flujos convectivos también nos permiten la posibilidad de atrapamiento de nanopartículas. Así lo demuestran Yusupov *et al.* [28] en 2014. Basándose en el trabajo de Zheng *et al.* [27], proponen también el uso de microburbujas inducidas por láser para el atrapamiento de nano partículas contenidas en una solución coloidal. El experimento consiste en una celda de 100  $\mu\text{m}$  de espesor conteniendo una solución coloidal de CdTe con nano partículas de 4 nm en tamaño. El láser de onda continua usado es de uno de HeNe ( $\lambda=632.8$  nm,  $P=25$  mW), el cual es expandido y enfocado en la celda. La potencia medida dentro de la celda alcanza apenas los 12 mW. La micro burbuja es formada casi instantáneamente cuando el láser es encendido y ésta gradualmente crece. La formación de la microburbuja se debe al calentamiento de la región enfocada en la solución coloidal, como resultado de la absorción de la radiación láser. Cuando el láser es apagado la micro burbuja se encoje en un porcentaje pequeño y gradualmente se disuelve en unas pocas horas, este encogimiento lo asocian con la condensación del vapor. Unos segundos después de la formación de la burbuja se mantiene estable y su luminiscencia se incrementa gradualmente con el tiempo. Los autores creen que éste incremento está asociado con la acumulación gradual sobre la superficie de la microburbuja de las nanopartículas de CdTe, el cual se debe a la convección Marangoni que se desarrolla en la vecindad de la microburbuja debido a los gradientes de temperatura en su superficie.

En este caso los flujos convectivos han adquirido el término convección Marangoni, debido a la presencia de tensión superficial, pues la celda usada en éste experimento estuvo expuesta al aire libre y no fue sellada como en el caso de Zheng *et al.* [27].

La revisión literaria que hemos hecho incluyen trabajos interesantes relacionados con cinética de fluidos, termoforesis, convección, líquidos ópticamente absorbentes, etc., sin embargo algunos trabajos presentan inconvenientes como trabajar con potencias muy altas (100 mW), encontrar líquidos ópticamente absorbentes, implementar dispositivos complejos, o simplemente alcanzar temperaturas grandes en el ambiente de atrapamiento que pueda dañar el material genético si se piensa en aplicaciones biológicas

El uso de un substrato absorbente es más flexible que el uso de un líquido ópticamente absorbente como lo propone Otah *et al.* [8], ya que esto hace que las fuerzas termocapilares activadas ópticamente sean independientes de las propiedades del líquido.

La termoforesis inducida ópticamente y las corrientes de convección tienen una gran ventaja sobre pinzas ópticas, ya que las fuerzas de atrapamiento y las distancias para arrastrar a las partículas son mucho más grandes, sumado a esto las potencias para generar dichos efectos termocapilares son mucho más bajas que las reportadas en las pinzas ópticas.

## **1.2 OBJETIVOS**

El objetivo de éste trabajo es demostrar experimentalmente el atrapamiento y la manipulación colectiva de micropartículas con corrientes de convección inducidas por la absorción de luz láser en un substrato de a-Si:H

### **1.3 NOVEDAD DEL TRABAJO**

Uno de los desafíos de la micromanipulación de micropartículas es el diseño y la alta flexibilidad de sistemas efectivos que puedan atrapar partículas de varios tamaños, formas, materiales y pesos. Existen muchos dispositivos enfocados a un tipo de objeto o aplicación, ya sea de contacto directo como los trampolines [10], o sin contacto como las pinzas ópticas [2], dielectroforesis [3], sistemas microfluídicos [6], etc. sin embargo algunas técnicas tienen limitaciones cuando se trata del tamaño o forma de la partícula que se desea manipular, de la cantidad de partículas que es posible atrapar, de las potencias altas requeridas para el atrapamiento, o simplemente dispositivos tan caros como los que se requieren en la litografía.

En este trabajo se muestra un tipo de atrapamiento óptico por medio de flujos de convección, con el cual es posible atrapar partículas grandes y pesadas, además hemos usado un material económico y un láser de baja potencia.

Nuestro trabajo también demuestra que es posible realizar manipulación colectiva de partículas.

### **1.4 IMPORTANCIA DEL TRABAJO**

Con el atrapamiento por medio de flujos de convección generados por la absorción de radiación de un substrato absorbente ( $\alpha$ -Si:H), es posible coleccionar micropartículas. Las potencias requeridas para la generación de estos flujos convectivos pueden ser tan bajas como 0.8 mW. Los flujos convectivos son capaces de atrapar partículas grandes y pesadas, además hemos usado un material económico como substrato absorbente.

Se demuestra también que es posible el atrapamiento de micropartículas mediante termoforesis si el haz gaussiano es modificado con una lente axicón para formar un perfil complejo, como el de un anillo. El presente trabajo abre la posibilidad para implementar configuraciones más complejas de atrapamiento en tiempo real.

Esta técnica ofrece una rica variedad de configuraciones de atrapamiento que combinada con la habilidad de mover partículas solas o grandes, produciría una herramienta en el campo de las ciencias de la vida, versátil y elegante.

## **1.5 ORGANIZACIÓN DE LA TESIS**

En el capítulo 2 se describe la teoría básica para el entendimiento de los 2 fenómenos presentes en nuestro experimento: corrientes de convección de Rayleigh-Béarnard y Termoforesis.

En el capítulo 3 se presenta el desarrollo experimental para la micromanipulación óptica. Se dan detalles del ensamblado del dispositivo y del arreglo óptico utilizado en los experimentos.

En el capítulo 4 se muestran los resultados obtenidos de atrapamiento y manipulación de micropartículas.

En el capítulo 5 se discuten los resultados obtenidos, comparándolos con la teoría y simulaciones numéricas realizadas en COMSOL, las cuales dan un buen soporte cualitativo a nuestros experimentos relacionados con corrientes de convección.

Finalmente se presentan las conclusiones.

# CAPITULO 2

## MARCO TEÓRICO

En este capítulo se hace una breve introducción sobre la técnica de atrapamiento óptico y sobre el funcionamiento de una trampa óptica, posteriormente se hace una revisión teórica de los 2 fenómenos presentes en nuestro experimento: corrientes de convección y termofóresis. En las corrientes de convección se aborda la convección de Rayleigh-Béarnard (CRB) y la de Béarnard-Marangoni (CBM). En la sección 2.2 se hace una revisión del concepto de convección y una breve reseña histórica de éste fenómeno.

En la sección 2.3 se describen las ecuaciones hidrodinámicas (Navier Stokes) de un fluido, ya que en el presente trabajo de tesis es necesario comprender la física que está contenida en nuestros experimentos.

En la sección 2.4 y 2.5 se hace una revisión de la convección Béarnard-Marangoni y Rayleigh-Béarnard respectivamente. Se revisan los conceptos importantes que describen a cada una de ellas. El segundo caso es de mayor interés, debido a que es el fenómeno que se apega mejor a la descripción de nuestros experimentos; en cuanto a la CBM, aunque no es el tipo de convección presente en nuestros experimentos, se aborda de una forma muy sintetizada, pues su descubrimiento fue el que dio lugar al análisis teórico que realizó Lord Rayleigh. Las diferencias más relevantes entre CRB y CBM se describen en la sección 2.6

En la sección 2.7 se revisan los conceptos de convección aplicados a nuestro caso (convección inducida por láser), en donde se presentan las ecuaciones de Navier Stokes usadas para el modelado del experimento.

En las últimas 3 secciones se revisan de una forma general la teoría de termofóresis en fluidos y las ecuaciones que describen la velocidad y fuerza termoforética para finalmente presentar algunos modelos relacionados con líquidos.

## **2.1 ATRAPAMIENTO ÓPTICO**

Los primeros antecedentes que permitieron reconocer que la luz ejerce presión sobre los objetos materiales datan del siglo XVII, cuando Johannes Kepler (1571-1630) sugirió que la cola de los cometas podía deberse a la presión de los rayos solares, ya que siempre apuntaba en sentido contrario al sol sin importar la dirección de movimiento del cometa [1].

Posteriormente la hipótesis corpuscular de la luz introducida por Newton (1642-1727) condujo a la idea de que ésta pudiera ejercer una fuerza mecánica al bombardear la materia. Fue hasta 1873 en que el físico británico James Clerk Maxwell (1831-1879) predijo, a través de la teoría electromecánica, que la luz constituida por ondas electromagnéticas ejerce una presión sobre el cuerpo material.

En 1986 Ashkin y sus colaboradores diseñaron una trampa óptica estable, la cual permitía el confinamiento de partículas en las tres dimensiones espaciales con un único haz láser continuo, esta trampa es conocida como pinza óptica [2].

### **2.1.1 Trampa óptica**

Ashkin y sus colaboradores diseñaron una trampa óptica lo suficientemente estable para demostrar que se puede usar la presión de radiación de haces focalizados para afectar de modo ostensible la dinámica de partículas micrométricas. La trampa permitió el confinamiento de partículas en 3 dimensiones espaciales con un solo haz laser, esta trampa es conocida como pinza óptica. Esta trampa consiste en 2

haces contrapropagados ejerciendo presión sobre una misma partícula a lo largo de la distancia de propagación de los haces.

Las técnicas de captura y manipulación óptica de las partículas eléctricamente neutras por láser proporcionan los únicos medios para controlar la dinámica de las partículas pequeñas. En la figura 2.1 se muestra un diagrama de la primera trampa óptica estable [29].

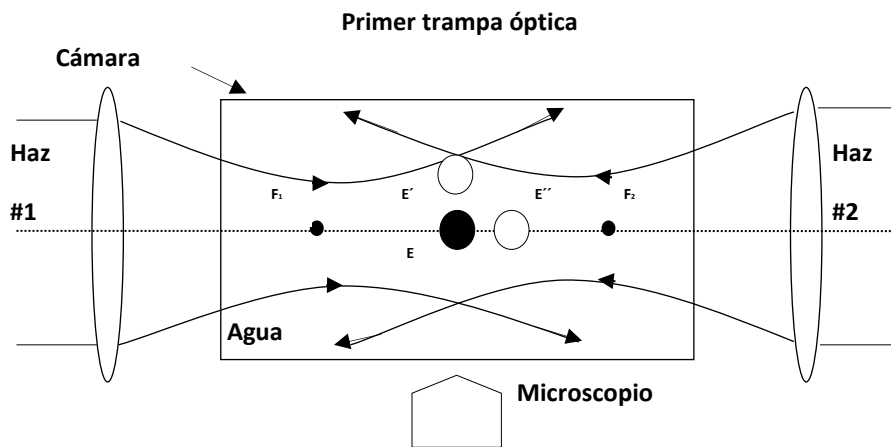


Figura 2.1. Diagrama de la primer trampa óptica estable, conformada de dos haces gaussianos colocados simétricamente cerca del punto de equilibrio  $E$ . Desplazamiento de la partícula hacia el punto  $E'$  o  $E''$  creando una fuerza restauradora [29].

Para entender el atrapamiento, se considera un haz con perfil de intensidad Gaussiana enfocado por una lente. Justo abajo del foco (o cintura del haz) se coloca una micropartícula transparente de alto índice de refracción  $n_2$  (mayor al del medio circundante  $n_1$ ), como se muestra en la figura 2.2 [30].

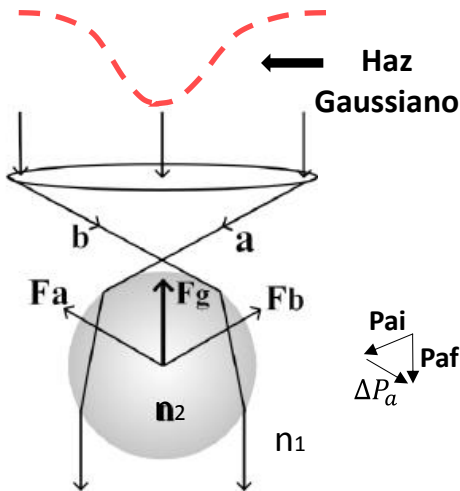


Figura 2.2. Trazo de rayos mostrando las fuerzas de confinamiento axial de una partícula debido a un haz Gaussiano fuertemente focalizado. El diagrama de vectores indica el cambio de momento de la luz debido a la refracción [30].

Observemos el rayo  $a$  con momento lineal  $P_{ai}$  incidiendo sobre la esfera, el cual sufre un cambio en su momento debido a la refracción. Este rayo emerge finalmente de la esfera con un momento  $P_{af}$ , por lo que de un simple análisis vectorial de momentos obtenemos el cambio total en su momento  $\Delta P_a$  [30]. Ocurre entonces una transferencia de momento de la luz a la partícula, y en consecuencia, una correspondiente fuerza de reacción sobre la partícula (cambio de momento  $\Delta P_a$  por unidad de tiempo  $\Delta t$ ) en sentido opuesto, esto es, por la conservación del momento lineal, la fuerza  $F_a$  ejercida sobre la partícula por el rayo  $a$  apunta en sentido opuesto a  $\Delta P_a$ , y puesto que el rayo  $b$  incide simétricamente respecto al eje del haz se obtiene de un mismo análisis la fuerza  $F_b$ .

Puesto que ambas fuerzas son de igual magnitud, el resultado total es una fuerza  $F_g$  o  $F_{grad}$  que mueve a la partícula hacia la zona focalizada (trampa óptica) permitiendo que esta quede atrapada de forma estable y tridimensionalmente. Esta fuerza es conocida como fuerza gradiente debido a que apunta hacia la dirección de máxima intensidad del haz. En un análisis de rayos más completo aparecen en realidad dos fuerzas. Una es la fuerza gradiente, descrita anteriormente, y la otra surge debido a la reflexión que sufren los rayos incidentes. De igual modo, bajo un simple análisis vectorial de momentos se encuentra que la fuerza resultante de los

rayos reflejados apunta siempre en la dirección de propagación del haz, es decir, en sentido contrario a la fuerza de gradiente y es conocida como fuerza de esparcimiento  $F_{scat}$  [31]. Puesto que la luz es altamente transmitida (partículas transparentes), la fuerza de esparcimiento es menor que la fuerza gradiente, condición que debe cumplirse para el confinamiento [32].

### 2.1.2 Fuerzas ópticas

La principal fuerza óptica viene de un fuerte gradiente de campo eléctrico (a veces llamado fuerza gradiente). Un gradiente más fuerte se puede alcanzar con un láser enfocado [33]. Con un enfocamiento se puede lograr confinamiento tridimensional, si el índice de refracción de la partícula es más grande que el índice de refracción del medio que la rodea (usualmente agua). La fuerza gradiente como ya mencionamos, empuja al objeto en la dirección del gradiente del campo eléctrico. El objeto es atrapado en la región de máxima intensidad de campo [34].

Las fuerzas ópticas usualmente son definidas por la ecuación:

$$F_{op} = Q' \frac{n_1 P}{c} \quad (1)$$

Donde  $Q'$  es un factor adimensional,  $n = n_2/n_1$  es el cociente de los índices de la partícula y del medio,  $c$  es la velocidad de la luz y  $P$  es la potencia del láser. Cuando la fuerza está definida como ésta, los principales factores son  $n_1 P/c$ , el cual es el momento incidente por segundo del haz láser en un medio con índice de refracción  $n_1$  y factor  $Q'$ . La fuerza solo es aplicada cuando el momento incidente por segundo cambia ya sea en su dirección o amplitud. El factor  $Q'$  describe éste cambio. En un sistema con constante  $P$  y  $n_1$ , que por lo regular es el caso, solo el factor  $Q'$  determina la fuerza sobre el objeto. El factor  $Q'$  es dependiente de la longitud de onda  $\lambda$ , polarización, razón de índices y geometría de la partícula.

Las trampas ópticas hay dos fuerzas ópticas compitiendo entre el atrapamiento y el empuje de la partícula fuera de la trampa. La fuerza gradiente mantiene atrapada a

la partícula mientras que la fuerza de esparcimiento empuja a la partícula fuera de la trampa en la dirección del haz.

Si el radio de la partícula  $R$  es mucho más pequeño que la longitud de onda de la luz, la partícula es tratada como una partícula Rayleigh. De esta forma se usa la aproximación de dipolo eléctrico conocido también como la aproximación Rayleigh [29]. En casos en donde el radio de la partícula es mucho más grande que la longitud de onda, es suficiente una aproximación óptica de rayos [29].

### 2.1.2.1 Régimen de Rayleigh ( $R \ll \lambda$ )

Las partículas Rayleigh se pueden aproximar como dipolos puntuales y usar la aproximación de dispersión de Rayleigh. Las partículas se comportan como un dipolo puntual con una cierta polarización [35].

Una de las fuerzas que actúa sobre la partícula es la fuerza de dispersión. Un átomo o molécula absorbe e inmediatamente emite un fotón. Una simple explicación de esto es que los fotones emitidos de la partícula son dispersados en todas direcciones, mientras todos los fotones incidentes están viajando en dirección hacia delante. Por conservación de momento debe de existir una fuerza hacia delante, causada por el cambio en el momento del fotón. La fuerza de esparcimiento es

$$F_{scat} = \frac{I}{c} \frac{128\pi^5 R^6}{3\lambda^4} \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right) n_1, \quad (2)$$

donde  $I$  es la intensidad óptica del láser.

Por otro lado, la segunda fuerza sobre la partícula es la fuerza gradiente, dada por:

$$F_{grad} = \frac{n_1^3 R^3}{-2} \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 - 2} \right) \nabla(|\mathbf{E}|^2), \quad (3)$$

donde  $\mathbf{E}$  es el campo eléctrico. La partícula es atrapada cuando la fuerza de esparcimiento es mucho menor que la fuerza gradiente en la dirección axial.

### 2.1.2.2 Régimen de Mie ( $R \gg \lambda$ )

Imaginemos dos rayos viajando a través de la partícula como se muestra en la figura 2.2. Cada rayo viaja en línea recta en el medio con un índice de refracción homogéneo [36]. El cambio en la dirección solo puede ser logrado por reflexión o refracción. Esto pasa en un medio con un índice de refracción no homogéneo. La reflexión y refracción ocurre de acuerdo con las ecuaciones de Fresnel [37].

En este caso la fuerza óptica está dada por [36]:

$$F(x_0, y_0) = \frac{n_1 R^2}{2c} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \left[ Tr^2 \left( \frac{\text{sen}2(\theta_t - \theta) - Rf \text{sen}2\theta}{1 + Rf^2 + 2Rf \cos 2\theta_t} \right) + Rf \text{sen}2\theta \right] \times I(x, y) \text{sen}2\theta \cos\varphi d\varphi d\theta, \quad (4)$$

donde  $\theta$  y  $\varphi$  son los ángulos polar y azimutal respectivamente.  $Tr$  y  $Rf$  son la transmitancia y reflectancia promediadas sobre las dos polarizaciones ortogonales.

Sin embargo, en muchos casos el radio  $R$  es comparable con la longitud de onda  $\lambda$  y el modelo de Lorentz-Mie es usado, aunque no existen soluciones analíticas y entonces se deben encontrar soluciones numéricas.

## 2.2 CORRIENTES DE CONVECCIÓN

Empecemos el tema definiendo que entendemos por flujos o corrientes de convección. Estas corrientes se pueden definir como movimientos circulares o trayectorias cerradas en el espacio, en un fluido que no está calentado uniformemente.

Un ejemplo sencillo es el ilustrado en la figura 2.3. Un recipiente con agua es calentado por debajo formando flujos convectivos en el líquido.

En consecuencia, se puede definir que la convección es el movimiento de corrientes internas; por lo tanto la convección es el movimiento de corrientes internas dentro del fluido inducidas por calor (esto se puede dar en líquidos y gases).

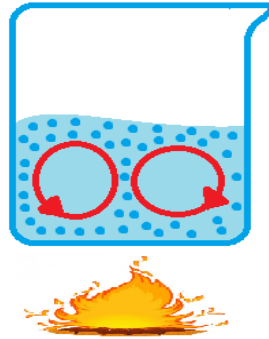


Fig. 2.3. Ilustración de un recipiente en el que se observan corrientes convectivas debido al calentamiento no uniformemente.

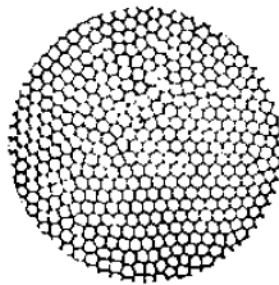
La causa más común de las corrientes convectivas es una variación en la densidad debido a la transferencia de calor. Otras fuentes de variaciones de la tensión superficial es la aplicación de una fuerza externa (en nuestro caso la generación de calor debida a un haz de láser y los subsecuentes cambios de densidad lo que finalmente da lugar a las corrientes de convección), las cuales puede originar corrientes.

Una forma básica de entender el concepto de corrientes de convección es recordar que los líquidos y gases son fluidos. Estos fluidos se mueven de un lugar a otro cuando existe convección. La convección ocurre cuando las partículas con mayor energía térmica en un líquido o gas se mueven y toman el lugar de las partículas con menor energía térmica [38]. La energía térmica es transferida por convección desde los lugares calientes a los lugares más fríos y estos movimientos de corrientes pueden ser lentos, o pueden ser tan rápidos como un tornado.

La convección natural se genera, normalmente, en fluidos en presencia de un campo gravitatorio debido a diferencias de densidad las cuales se producen por la existencia de diferencias de temperatura en el seno del fluido [39]. Éste fenómeno puede ser generado por diversos mecanismos tales como la flotabilidad, fuerza electromagnética, etc. La tensión superficial es otra fuerza impulsora importante del fenómeno de convección.

En el transcurso de la historia científica han sido muchos los estudios realizados sobre la convección, ya sea experimental como de predicción numérica con el fin de describir y entender la ciencia que envuelve el proceso convectivo.

El primero en estudiar la convección natural de fluidos confinados en una capa de fluido calentada por la parte inferior y el gradiente de temperatura paralelo al vector gravedad fue Henry Bénard Marangoni (1901) [40]. Quien demostró por primera vez, de forma experimental, la evidencia de un régimen permanente estable en el movimiento de líquidos por convección natural y determinó todos los elementos geométricos, cinemáticos y dinámicos para éste régimen de flujo, tales como la periodicidad espacial del patrón hexagonal, su variación, y el perfil de interferencia [41]. La figura 2.4 es una reproducción de baja resolución de una de sus fotografías originales [42].



**Fig. 2.4** Una de las fotografías originales de Bénard de una toma por arriba del patrón de convección en una película delgada de aceite de ballena calentada por debajo.

El experimento de Bénard consistió en el estudio de la estabilidad de una película fluídica delgada expuesta al aire y sometida a un gradiente de temperatura vertical [40]. El experimento de Bénard se puede entender de la siguiente forma. Las corrientes ascendentes y descendentes que se producen en un fluido calentado dependen de las complejas relaciones que operan entre la temperatura, viscosidad, tensión superficial y demás propiedades del fluido. La variación de la tensión superficial a lo largo de la interface altera la forma de la superficie y la estructura de la corriente convectiva. La tensión superficial aumenta cuando la temperatura disminuye, por lo tanto, una diferencia de temperatura entre puntos de la superficie libre origina un gradiente de tensión superficial, entonces el fluido se arrastra sobre

la superficie hacia regiones más frías, de mayor tensión superficial, siendo reemplazado por fluido caliente que asciende desde estratos inferiores, éste movimiento es muy ordenado. Debido al empuje de flotación, las celdas adoptan forma de rollo [43]. Este fenómeno recibe el nombre de convección de Bernard.

Después de Bénard, Lord Rayleigh (1916) determinó teóricamente y explicó satisfactoriamente la existencia de un incremento de temperaturas crítico por debajo del cual no puede existir movimiento convectivo en el fluido para una determinada altura de la capa del fluido, esto debido a que el efecto de la viscosidad y la difusividad térmica amortiguan cualquier inicio de movimiento producido por una perturbación exterior [41].

Una manera de cuantificar la fuerza a la que está sometida una micropartícula en una corriente de convección, está determinada por la fuerza de Stokes [44], que nos dice que la fuerza de arrastre de la turbulencia es proporcional a la velocidad, para una partícula esférica que es arrastrada por una corriente de velocidad  $v$ , ésta fuerza está dada por,

$$\mathbf{F}_{arrastre} = 6\pi\eta Rv \quad (5)$$

donde  $v$  es la velocidad de la corriente,  $\eta$  es la viscosidad del fluido y  $R$  es el radio de la micropartícula esférica.

### 2.3 ECUACIONES HIDRODINÁMICAS DE UN FLUIDO

El marco teórico para describir el comportamiento de un fluido en el régimen hidrodinámico está descrito por medio de las llamadas ecuaciones de conservación de la masa, del momento y de la energía, respectivamente. Estas ecuaciones son las siguientes [45]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (6)$$

$$\rho \frac{dV}{dt} = -\nabla P_p + \rho \mathbf{g} + \mu \nabla^2 \mathbf{V} + \mathbf{F}, \quad (7)$$

$$(\partial_t + \mathbf{V} \cdot \nabla)T = \kappa \nabla^2 T, \quad (8)$$

donde  $\rho$  es la densidad del fluido,  $\mathbf{V}$  es la velocidad del fluido,  $P_p$  es la presión local,  $\mu$  es el coeficiente de viscosidad dinámica ( $\mu = \rho_0 \nu$ , donde  $\nu$  es la viscosidad cinemática),  $T$  es la temperatura local,  $\kappa$  es la difusividad térmica definida como  $\kappa = \frac{\chi}{\rho c_p}$ ,  $\chi$  es la conductividad térmica,  $\mathbf{g}$  es la aceleración gravitacional y  $c_p$  es la capacidad calorífica a presión constante.

Las ecuaciones (6), (7) y (8) son importantes para determinar los campos de velocidad y temperatura del fluido que rodea a la micropartícula, una vez teniendo éstas, se puede obtener o calcular en función de ellas la velocidad y la fuerza termoforética.

## 2.4 CONVECCIÓN BÉRNARD MARANGONI

La convección de Bérnard Marangoni (CBM), aborda el problema de un líquido con superficie libre en contacto con la atmósfera circundante como se muestra en la figura 2.5.

La principal diferencia con el fenómeno CBR, es que la dependencia de la tensión superficial con la temperatura se añade la fuerza de flotación como factor desestabilizante [43], ésta es una fuerza de empuje la cual se relaciona con el principio de Arquímedes, que dice que cuando un cuerpo es sumergido parcial o totalmente en un líquido, este ejercerá una fuerza de empuje hacia arriba igual al volumen de agua desplazado por el cuerpo [46].

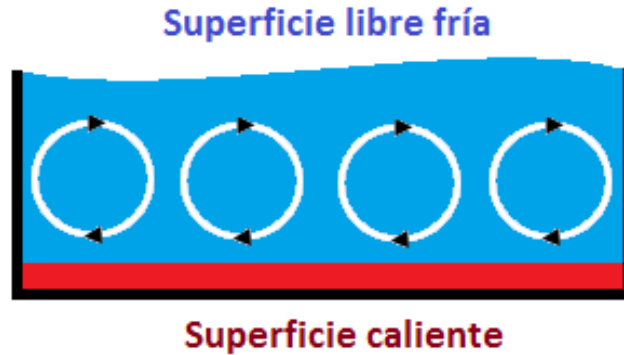


Figura 2.5. Experimento de Bénard-Marangoni, el líquido está expuesto al aire libre y es calentado por debajo, formando un patrón de celdas convectivas.

Pearson [47] en 1958, fue el primero que realizó un análisis teórico en que la tensión superficial actúa como única fuerza desestabilizante. En este caso la condición de frontera de la superficie libre se modifica teniendo en cuenta la relación [47]:

$$S = S_0 + \frac{\partial S}{\partial T} \Delta T. \quad (9)$$

La ecuación (9) describe la dependencia de la tensión superficial  $S$  con la temperatura. La derivada  $\frac{\partial S}{\partial T}$  suele ser negativa, pues un aumento en la temperatura ocasiona una disminución de la tensión superficial en la mayoría de los líquidos [47].

Otro número característico que mide la convección, es el llamado número de Marangoni ( $Ma$ ), el cual está definido como [48]:

$$Ma = -\frac{\partial S}{\partial T} \frac{\Delta T d}{\rho \nu \kappa}. \quad (10)$$

El número de Marangoni es proporcional al cociente entre fuerzas de tensión superficial (térmicas) y fuerzas viscosas. Con esto se definió que el umbral para el desarrollo de la convección estará dado por el acoplamiento entre los números de

Marangoni y el de Rayleigh. El umbral de la convección originado por los dos efectos desestabilizantes cumple la relación aproximada [39]

$$\frac{Ra}{Ra_c} + \frac{Ma}{Ma_c} \cong 1, \quad (11)$$

donde  $Ma_c$  es el número de Marangoni crítico,  $Ra$  es el número de Rayleigh y  $Ra_c$  es en número de Rayleigh crítico, éstos dos últimos parámetros se definirán en la siguiente sección. Cuando la ecuación (11) es mayor que 1 entonces rebasa el umbral y por lo tanto hay convección.

La deformación de la superficie es cóncava cuando la altura  $d$  es pequeña, mientras que para valores grandes de  $d$  es convexa [39], como se muestra en la figura 2.6.

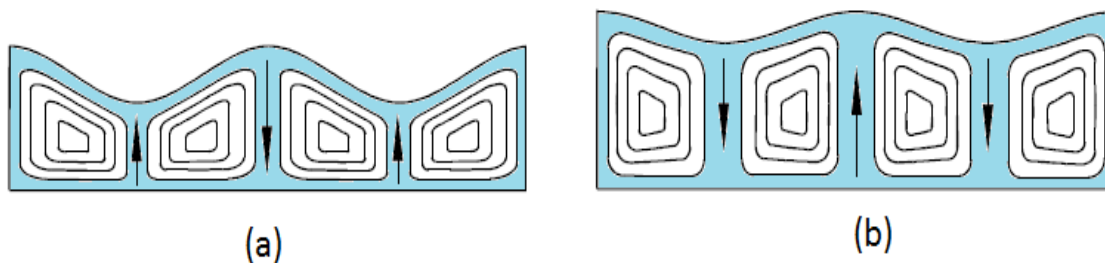


Figura 2.6. Deformación de la superficie en la CBM [39] (a) poca profundidad, (b) gran profundidad.

## 2.5 CONVECCIÓN DE BÉRNARD-RAYLEIGH (CBR)

El trabajo de Lord Rayleigh fue el primer trabajo teórico sobre el fenómeno de convección, trabajo motivado por los experimentos de Bénard. A diferencia del experimento propuesto por Bénard, Rayleigh consideró que la capa de fluido incomprensible estaba atrapada entre dos superficies sólidas a diferentes temperaturas [41]. Los resultados teóricos y experimentales discreparon, debido a que las condiciones eran diferentes, pero el trabajo de Rayleigh fue de importancia indiscutible ya que todos los estudios posteriores lo toman como punto de partida.

Las corrientes de convección de Rayleigh ocurren cuando se tiene una película delgada de fluido confinada entre dos paredes o placas rígidas horizontales a diferentes temperaturas. En la figura 2.7 se muestra el diagrama de un fluido de espesor  $d$ , contenido entre dos placas, donde  $g$  es la aceleración debida a la gravedad y la placa inferior  $T_1$  tiene una temperatura más grande que la placa superior  $T_2$ , la gravedad está en la misma dirección que el gradiente de temperatura.

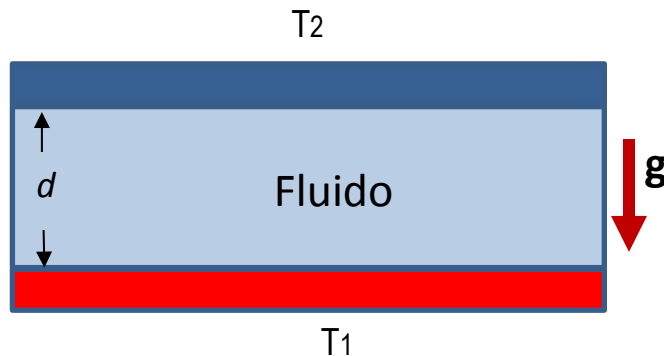


Figura 2.7. Convección de Bénard-Rayleigh, el fluido se encuentra entre dos placas y además es calentado por debajo, donde  $T_1 > T_2$ .

Rayleigh demostró que un fluido incomprensible estacionario en un estado inicial se vuelve inestable cuando se le aplica una diferencia de temperatura. El fluido en la región más caliente se vuelve más ligero moviéndose hacia la parte más fría y entonces empezará a fluir formando un patrón de celdas convectivas como se muestra en la figura 2.8. Conforme las regiones del fluido cercano al fondo (parte superior) se calientan, la diferencia de temperatura ( $\Delta T$ ) a través del fluido da lugar a una diferencia de densidad.

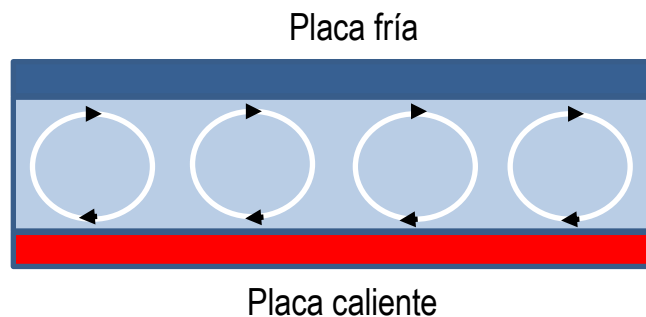


Figura 2.8. Celdas convectivas de Bénard-Rayleigh.

Rayleigh supuso en su análisis teórico que existe un calentamiento moderado en la placa inferior, por lo tanto aplicó la aproximación de Bussinesq [45] a las ecuaciones de movimiento del fluido (ecuaciones hidrodinámicas). Ésta aproximación consiste en la descripción de fluidos basados en las variaciones de temperatura y en consecuencia de la densidad, pero aún conduciendo el movimiento por flotabilidad [41]. Entonces se puede despreciar la variación de la densidad excepto en la flotabilidad, es por ello que se pueden hacer las siguientes dos suposiciones: la primera consiste en que la densidad de masa es función de la temperatura y se puede expresar como,

$$\rho(T) = \rho_0[1 - \alpha(T - T_0)], \quad (12)$$

mientras que en la segunda, el coeficiente de expansión térmica del fluido es  $\alpha = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial T}$ . En la ecuación (12),  $\rho_0$  es la densidad del fluido en estado estacionario a una temperatura  $T_0$ .

En los procesos de convección, 2 parámetros que cuantifican el comportamiento de un fluido son el número de Prandtl (Pr) y el número de Rayleigh (Ra). El parámetro de Prandtl se define como la relación entre la difusión de cantidad de movimiento debida a la viscosidad y la difusión térmica [44].

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{\kappa}. \quad (13)$$

Mientras que el número de Rayleigh es el cociente entre los efectos de la fuerza de empuje o flotación y los procesos disipativos, se define como [41]:

$$\text{Ra} = \frac{\alpha g \Delta T d^3}{\nu \kappa}, \quad (14)$$

donde  $d$  es la distancia de separación entre las dos placas,  $g$  es la aceleración gravitacional.

Cuando el número de Rayleigh está por debajo de un cierto valor crítico, la transferencia de calor se produce principalmente por conducción; cuando está por encima del valor crítico, la transferencia de calor se produce principalmente por convección. Ya mencionamos que la aparición del movimiento convectivo se produce cuando se tiene un valor crítico del número de Rayleigh ( $Ra_c$ ). Para placas rígidas el número de Rayleigh debe ser  $Ra_c \approx 1708$  [49].

Finalmente debemos mencionar que en base a la solución de las ecuaciones hidrodinámicas que cumplen las aproximaciones de Rayleigh-Bénard se obtienen diferentes configuraciones celulares de convección, las cuales se muestran en la Figura 2.9 [39].

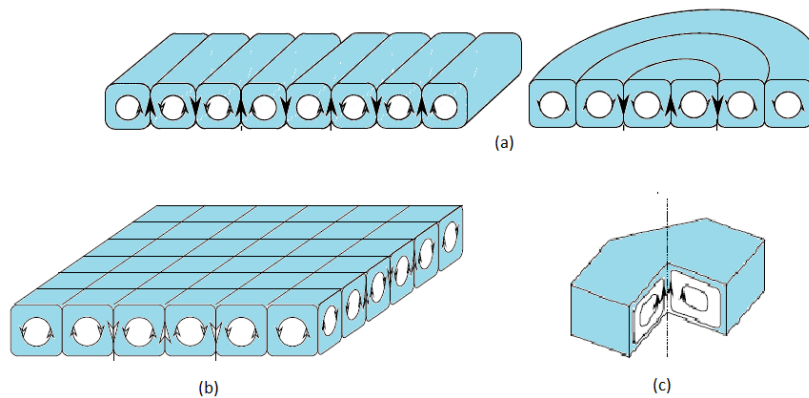


Figura 2.9 Celdas convectivas de Bénard-Rayleigh [35].

Las más comunes son los rollos paralelos con longitud infinita o rollos concéntricos en sistemas con simetría cilíndrica, celdas cuadradas y celdas hexagonales.

## 2.6 ANÁLISIS COMPARATIVO ENTRE CBR Y CBM

Finalmente en la tabla 2.1 se hace una comparación entre la CBR y CBM, ésta tabla contiene en forma sintetizada los parámetros más importantes para diferenciar los dos tipos de convección.

Tabla de comparación de los fenómenos convectivos		
Parámetros	Convección Bénard-Rayleigh	Convección Bénard-Marangoni
	Líquido contenido entre dos placas	Líquido expuesto al aire libre
Espesor $d$ de la película de agua	Poca profundidad	Gran profundidad
Deformación de la superficie	No existe	Cóncava o convexa
Se toma en cuenta	Sin tensión superficial	Con tensión superficial
Parámetro importante	Número de Rayleigh	Número de Marangoni

Tabla 2.1 Parámetros relevantes en la CBR y CBR.

La diferencia principal entre la CBR Y CBM es la configuración del experimento, en la primera el líquido está contenido entre dos placas, en la segunda el líquido se encuentra expuesto al aire libre, en consecuencia, en el análisis matemático, en la CBM se toma en cuenta la tensión superficial.

En la siguiente sección se aborda el tema de corrientes de convección inducidas por láser que es el caso que nos ocupa.

## 2.7 CORRIENTES DE CONVECCIÓN INDUCIDAS POR LÁSER

Como prefacio, mencionaremos que en éste trabajo el dispositivo empleado es una suspensión coloidal contenida entre dos placas de vidrio. En una de las placas se depositó silicio amorfo hidrogenado, el cual actúa como substrato calentado. El coeficiente de absorción del a-Si:H a la longitud de onda que hemos usado es muy alto ( $\alpha_{aSi} \sim 2.77 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$  y  $\lambda = 532 \text{ nm}$ ) y por lo tanto se espera que sea creado un gradiente de temperatura entre la película y el líquido adyacente [50]. Este gradiente de temperatura conduce a flujos convectivos, arrastrando las partículas disueltas

en agua, esto abre la posibilidad a una captura de largo alcance de las micropartículas alrededor del haz del láser [50].

Una parte importante en el desarrollo del presente trabajo es la realización de simulaciones por computadora del flujo convectivo. Estas simulaciones son esenciales para tener una noción de como esperamos que se desarrolle nuestro experimento, además para familiarizarnos con los fenómenos involucrados. Un software comercial que nos permite realizar dicho experimento de simulación por computadora es COMSOL, para el cual se requiere proporcionar las ecuaciones que describen el comportamiento de nuestro experimento, en este caso son las ecuaciones hidrodinámicas o de Navier-Stokes mencionadas en la sección 2.3. También se requiere proporcionar ciertos parámetros y condiciones de frontera. En particular la ecuación que nos interesa es la de conservación de la energía, expresión (8), la cual se puede escribir de la siguiente manera [51]

$$\rho c_p u \cdot \nabla T = \nabla \cdot (\kappa \nabla T) + Q, \quad (15)$$

en la ecuación (15)  $Q = \alpha I$  es la fuente de calor (donde  $I$  es la intensidad óptica del láser), se asume que el sistema está en estado estable, es decir las cantidades que aparecen en la ecuación (15) no dependen del tiempo, solo de la posición, además se ignora calentamiento viscoso y presiones de trabajo. Aquí  $\rho$  es la densidad del agua,  $c_p$  es la capacidad calorífica,  $u$  es el campo de velocidad del fluido,  $\kappa$  es la difusividad térmica. Debido a que el coeficiente de absorción del agua es muy pequeño comparado con el del a-Si:H, solo el silicio actúa como fuente de calor.

De acuerdo con la ecuación (15), el gradiente de temperatura pone en movimiento al fluido a una velocidad  $u$ , y puesto que las propiedades del agua son dependientes de la temperatura, se espera la aparición de una fuerza boyante y la creación de flujos convectivos [50]. Las ecuaciones de Navier Stokes son ecuaciones acopladas, ya que dependen de la velocidad, presión, temperatura por lo que se deben de resolver simultáneamente.

Las ecuaciones (6) y (7) para nuestro caso quedan expresadas como [51]:

$$\rho \nabla \cdot u = 0, \quad (16)$$

$$\rho(u \cdot \nabla)u = \nabla \cdot [-P_p I + \mu(\nabla u + (\nabla u)^T)] + F, \quad (17)$$

donde  $P_p$  es la presión local e  $I$  es la matriz identidad, y  $F$  es la fuerza volumétrica. Como fuerza volumétrica usaremos la fuerza boyante  $F = -g(\rho - \rho_0)$  la cual es la responsable de las corrientes de convección. Aquí  $\rho_0$  es la densidad del agua a temperatura ambiente y  $\rho$  es la densidad del agua a la temperatura  $T$ .

Para llegar a la ecuación (16), se ha asumido en la expresión (6) que se trata de un estado estacionario y el fluido es incompresible (un fluido incompresible es cualquier fluido cuya densidad siempre permanece constante con el tiempo, y tiene la capacidad de oponerse a la compresión del mismo bajo cualquier condición. Esto quiere decir que ni la masa ni el volumen del fluido puede cambiar), precisamente la ecuación (16) es la condición de un fluido incompresible y en estado estacionario.

En el capítulo 5 se muestran los resultados obtenidos con COMSOL los cuales concuerdas con lo observado en los experimentos.

Enseguida se presenta el tema de termofóresis, es importante conocer sus aspectos relevantes ya que en éste trabajo éste fenómeno se encuentra presente en los experimentos.

## 2.8 TERMOFÓRESIS

El efecto de la termofóresis fue descubierto experimentalmente en 1870 por Tyndall [52]. Este fenómeno puede verse de la siguiente manera: un cuerpo inmerso en un fluido con una temperatura no uniforme mantenida por una fuente exterior al sistema, sufre una fuerza que lo acelera y lo mueve de la región más caliente a la más fría en la dirección del flujo de calor, con una velocidad proporcional al gradiente de temperatura.

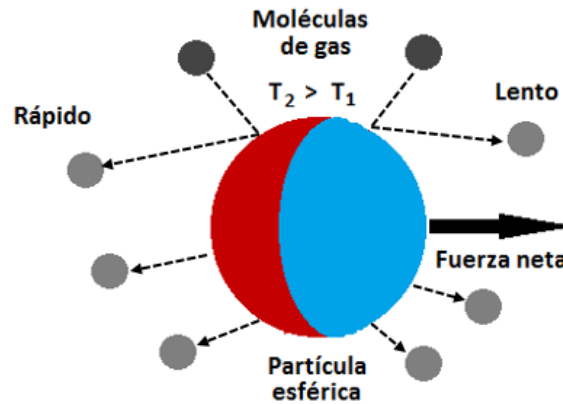


Figura 2.10. Principio de la termofóresis: una partícula esférica ideal es calentada por radiación desde el lado izquierdo resultando un gradiente de temperatura en la dirección de la luz incidente.

Para una mejor explicación observemos la figura 2.10 en donde una partícula esférica ideal es calentada por radiación desde el lado izquierdo resultando un gradiente de temperatura en la dirección de la luz incidente. Para conservar el momento la partícula tiene que balancear su desajuste y es acelerada fuera de la región caliente.

En la actualidad la termofóresis se define como la migración de partículas coloidales en una solución en respuesta a un gradiente de temperatura macroscópico [52]. El efecto inverso, es decir, la formación de un gradiente de temperatura como resultado de la mezcla de diferentes especies moleculares, es referido como el efector Dufour [53]. La fuerza causada por la presencia de un gradiente de temperatura es conocida como fuerza termoforética.

Dentro de los análisis teóricos se han reconocido tres regímenes, que están en función del cociente entre la trayectoria libre media del gas  $\lambda$  (distancia promedio de una molécula de gas que viaja entre colisiones con otras moléculas de gas) y el radio de la partícula  $R$ , lo cual define al número de Knudsen  $K_n$  [54].

$$K_n = \frac{\lambda}{R}. \quad (18)$$

### 2.8.1 Régimen molécula libre

Así el primer régimen es el denominado de molécula libre, en donde  $K_n \gg 1$ , aquí la partícula es muy pequeña o la trayectoria libre media del gas es tan grande, que el cuerpo prácticamente no influye en la función de distribución de las velocidades.

### 2.8.2 Régimen de transición

En el régimen donde el número de Knudsen es igual a la unidad,  $K_n \approx 1$  es llamado de transición (régimen cinético), aparecen problemas de una complejidad considerable de la dinámica de gases enrarecidos. En este caso se debe considerar la estructura molecular del fluido y aplicar un tratamiento basado en las ecuaciones microscópicas del movimiento de las partículas.

### 2.8.3 Régimen de flujo deslizando

La región en la cual  $K_n \ll 1$ , es conocida como el régimen hidrodinámico o de flujo deslizando, en el cual el comportamiento del fluido es descrito por ecuaciones fenomenológicas de mecánica de fluidos macroscópico. Se ha demostrado que en éste último régimen las ecuaciones hidrodinámicas de Navier-Stokes, de masa y energía pueden aplicar al sistema con las condiciones de frontera adecuadas. En la tabla 2.2 se hace un resumen de las 3 regiones termofóricas dependiendo del número de Knudsen.

Régimen molécula libre: $K_n \gg 1$
Régimen de transición: $K_n = 1$
Régimen de flujo deslizando: $K_n \ll 1$

Tabla 2.2. Las 3 regiones termofóricas dependiendo del número de Knudsen.

El coeficiente de Soret es definido como la razón del coeficiente de difusión térmica y el coeficiente de difusión normal [11]; esto es una medida del grado de separación de las especies. Estos conceptos son los mismos para una mezcla molecular.

La razón del flujo de masa  $\mathbf{J}_m$  de unas especies o partículas coloidales como resultado de un gradiente térmico  $\nabla T$  en un fluido está dado en [55]

$$\mathbf{J}_m = -\rho D \nabla C - \rho D_T C(1 - C) \nabla T, \quad (19)$$

donde  $\rho$  es la densidad del fluido,  $D$  es el coeficiente de difusión,  $D_T$  es el coeficiente de difusión térmico, y  $C$  es la concentración de las partículas o especies en términos de fracción de masa. El primer término del lado derecho es la ley de difusión de Fick [56], mientras que el segundo término describe la migración debido al gradiente térmico.

En un estado estacionario el flujo de masa se desvanece (es decir  $\mathbf{J}_m = 0$ ), y el coeficiente de Soret  $S_T$  es dado por

$$S_T \equiv \frac{D_T}{D} = -\frac{1}{C(1-C)} \frac{\nabla C}{\nabla T}, \quad (20)$$

aquí, la eficacia de separación es dada por el coeficiente Soret, mientras que la razón de separación es determinada por la difusividad.

En general el coeficiente de difusión térmico  $D_T$  está en función de la temperatura y la concentración, lo cual complica la descripción de la termofóresis.

La termofóresis como se definió anteriormente ocurre en fluidos. Para mezclas moleculares de gases, existe una descripción teórica, pero para líquidos no se ha formulado satisfactoriamente una teoría.

Para termofóresis en gases, ésta puede ser descrita usando la teoría de Chapman-Enskog [57], asumiendo una distribución Maxwell-Boltzmann para la velocidad de las moléculas, con correcciones. Esta aproximación es solo válida cuando el cambio

relativo de la temperatura comparado con el camino libre medio molecular es pequeño. Usando el teorema de Onsager, la ecuación de transporte puede ser derivada de la producción de entropía, la cual es descrita por De Groot [58].

Para líquidos no existe aún una descripción teórica satisfactoria, a pesar de más de 150 años de investigación, puesto que la primera descripción de termofóresis fue dada a conocer por Ludwig y Soret [59]. Las descripciones teóricas fallan en predecir los valores correctos del coeficiente de Soret y algunas veces incluso fallan en predecir el signo correcto. Por lo tanto, la termofóresis aún se mantiene como un área activa de investigación, en ambos casos teórico y práctico. A continuación se muestra una visión general de aproximaciones aplicables a moléculas grandes o partículas coloidales en una suspensión.

## 2.9 VELOCIDAD Y FUERZA TERMOFORÉTICA

La velocidad termoforética es la velocidad que adquiere la partícula micrométrica debido a que está inmersa en un fluido donde existe un gradiente de temperatura  $\nabla T$ , y está definida como sigue [55],

$$v_T = -D_T \nabla T. \quad (21)$$

El signo menos en la ecuación (21) se debe a que la partícula se moverá de la región más caliente hacia la región más fría, y el coeficiente de difusión térmica,  $D_T$  es una medida de que tan fácil se mueve la partícula en dicho fluido como consecuencia del gradiente de temperatura, la cual depende de las propiedades del fluido y de las características de la partícula. La velocidad termoforética es una cantidad relevante ya que en nuestro trabajo de tesis la podemos medir experimentalmente y nos da una estimación de la fuerza termoforética.

Una definición fenomenológica de la fuerza termoforética es como la fuerza de arrastre de Stokes (ecuación 5), por ejemplo para una partícula micrométrica esférica, ésta fuerza se define como [55]:

$$\mathbf{F}_T = 6\pi\eta R \mathbf{v}_T, \quad (22)$$

donde R es el radio de la partícula y  $\eta$  es el coeficiente de fricción del fluido. Sustituyendo la expresión (21) en (22) se obtiene lo siguiente:

$$\mathbf{F}_T = -6\pi\eta R D_T \nabla T. \quad (23)$$

Como puede verse de las expresiones (21) y (23), el conocimiento del coeficiente de difusión térmica ( $D_T$ ) es esencial para determinar la velocidad y fuerza termoforetica. Como se mencionó anteriormente ésta cantidad depende de las características del fluido, temperatura y de las características de la partícula. Por lo tanto los esfuerzos teóricos se centran en la determinación de éste coeficiente.

Como se mencionó en la sección 2.8 para el caso de que el fluido sea un gas, se cuenta con una teoría sólida que se basa en la teoría Chapman-Enskog, en la aproximación de  $K_n \gg 1$  se obtiene para la velocidad termoforética la siguiente expresión [60].

$$U = \frac{9\mu}{6\rho T} \left( \frac{\chi}{2\chi + \chi_p} \right) \nabla T, \quad (24)$$

donde  $\mu$  es el coeficiente de viscosidad del gas,  $\rho$  es la densidad del gas, T es la temperatura del gas,  $\chi$  y  $\chi_p$  son las conductividades térmicas del solvente y la partícula respectivamente.

En el caso de los líquidos, como se ha mencionado no se cuenta con una teoría bien establecida, no obstante dos enfoques son desarrollados en la actualidad. El primero se basa en una descripción microscópica en base a una capa delgada difusiva que determina la tensión superficial entre el fluido y la partícula. El segundo enfoque se basa en las ecuaciones hidrodinámicas. Enseguida se describen ambos enfoques.

- *Termofóresis de una partícula con una delgada capa difusiva.* Ruckenstein [60] propuso que termofóresis, difusioforesis, y electroforesis pueden ser descritas como el resultado de una variación de la tensión superficial (debido a la variación en el potencial de superficie), así que el movimiento de una partícula es análogo al efecto Marangoni, es decir

$$U_T = -\frac{\varepsilon\zeta^2}{32\pi\mu} \frac{d \ln T}{dz} \equiv -\frac{l}{\mu} \frac{d\gamma}{dT} \frac{dT}{dz}, \quad (25)$$

donde  $l = \kappa_D^{-1}$  es la longitud de Debye (es decir, el espesor de la capa difusiva),  $\mu$  es la viscosidad dinámica del fluido,  $\zeta$  es el potencial de superficie, y  $\gamma = \gamma_0 - \frac{1}{8\pi} \varepsilon \kappa_D \zeta^2$  es la tensión interfacial (donde el segundo término de la derecha está relacionado a la energía libre total de formación de la capa difusiva).

- *Modelos Hidrodinámicos.* Brenner [61] propone una descripción diferente de la dinámica de fluidos. El propone que  $\nabla v$  en la ley reológica de Newton, no debe estar basado en la velocidad de masa del fluido, sino en la velocidad de volumen. Esta es una idea controversial. Las ecuaciones adaptadas de Navier-Stokes proveen una descripción hidrodinámica de termofóresis y fluencia térmica. *Bedeaux et al. [62] describen como esta aproximación alternativa de la ecuación de transporte puede ser validada experimentalmente por medio de la termofóresis.*

Sería ir demasiado lejos obtener el conjunto completo de ecuaciones, aquí solo será suficiente con la velocidad termoforética propuesta por Brenner [61].

La velocidad termoforética  $U$  de una esfera es

$$U = -\frac{\alpha\kappa}{1 + \chi_p/2\chi} \nabla T, \quad (26)$$

donde  $\kappa$  es la difusividad térmica,  $\alpha$  es la expansión térmica, y  $\chi$  y  $\chi_p$  son las conductividades térmicas del solvente y la partícula respectivamente.

## 2.10 MODELOS PROPUESTOS PARA EL ESTUDIO DE TERMOFÓRESIS EN LÍQUIDOS

Como se ha mencionado, para la velocidad termoforética, la difusividad térmica  $D_T$  toma diferentes formas para los diferentes modelos.

Enseguida se pone en orden la comparación entre la difusividad térmica  $D_T$  usada en los cálculos precedentes de varios modelos teóricos. Se consideran los modelos propuestos por McNab y Meisen [63], Schimpf y Semenov [61-64], Ruckenstein [65-66], Durh y Braun [11], y Brenner [61], para los cuales las difusividades térmicas, denotadas  $D_{TM}$ ,  $D_{TS}$ ,  $D_{TR}$ ,  $D_{TD}$  y  $D_{TB}$  respectivamente están dadas por:

$$D_{TM} = \frac{0.13\eta}{\rho T [1 + (k_p/2k_l)]} \quad (27)$$

$$D_{TS} = \frac{(\ln 3)\sqrt{A_p A_l}}{64\eta r_1 [1 + (k_p/2k_l)]} \quad (28)$$

$$D_{TR} = \frac{2\xi\partial\gamma}{3\eta\partial T} \quad (29)$$

$$D_{TD} = \frac{R\sigma_{eff}^2\lambda_{DH}}{6\eta\varepsilon_R\varepsilon_0 T} \left(1 - \frac{T}{\varepsilon_R} \frac{\partial\varepsilon_R}{\partial T}\right) \quad (30)$$

$$D_{TB} = \frac{k_l\beta}{\rho c_p [1 + (k_p/2k_l)]} \quad (31)$$

En éstas expresiones,  $\rho$ ,  $\beta$ ,  $c_p$ ,  $\varepsilon_R$ ,  $r_1$  y  $\lambda_{DH}$  representan la densidad del líquido, coeficiente de expansión térmica volumétrica, calor específico isobárico, permitividad relativa, radio molecular y la longitud de Debye respectivamente, y  $k_p$  es la conductividad térmica de la partícula. Las constantes de Hamaker para la partícula y el líquido están denotadas por  $A_p$  y  $A_l$ .

Hasta aquí se ha realizado una revisión teórica de los fenómenos que son de nuestro interés, la termofóresis y la convección. Se debe enfatizar la dificultad de obtener expresiones analíticas para difusión térmica (ecuaciones 27-31) en líquidos lo que implica que no hay un modelo unificador. En el siguiente capítulo se hará una descripción del desarrollo experimental, y más adelante mostraremos los resultados que muestran la presencia de éstos dos fenómenos en nuestros experimentos.

# CAPÍTULO 3

## DESARROLLO EXPERIMENTAL

En éste capítulo se hace una descripción detallada del desarrollo experimental para el atrapamiento de partículas. Se implementaron 3 diferentes arreglos ópticos usando la misma celda contenedora. Empezamos el capítulo haciendo una breve descripción de las películas que conforman la celda contenedora. Enseguida se describe como se realizó el ensamble de la celda contenedora. Posteriormente se describen algunas características de las microesferas disueltas en agua que fueron usadas para el atrapamiento. Finalmente se describen cada uno de los arreglos ópticos que se usaron en este trabajo de tesis.

### 3.1 DESCRIPCIÓN DE LA CELDA CONTENEDORA

A fin de realizar los experimentos, se preparó un dispositivo simple el cual consta de una celda que contiene una solución coloidal de micropartículas de vidrio silica inmersas en agua, éstas micropartículas tienen  $2.5 \mu\text{m}$  de diámetro. Dicha celda está constituida por dos placas de vidrio que emparedan la solución coloidal como se muestra en la figura 3.1. En la placa inferior (espesor de  $1\text{mm}$ ) está depositada una película delgada de silicio amorfo hidrogenado (a-Si:H) de  $1 \mu\text{m}$  de espesor (substrato absorbente), la segunda placa es sencillamente un cubreobjetos adherido a un espaciador plástico de  $100 \mu\text{m}$  de espesor para así formar la celda contenedora. En la Figura 3.1 se muestra la ilustración de una vista de perfil de la celda contenedora.

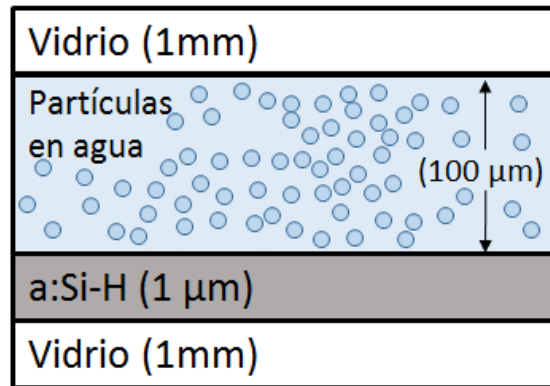


Figura 3.1. La celda contenedora formada por una película delgada de a-Si:H que empareda a la solución coloidal con un cubreobjetos, el grosor de la celda es de 100  $\mu\text{m}$  y se logra con un espaciador de plástico.

### 3.2 ENSAMBLE DE LA CELDA CONTENEDORA

El ensamblado y la limpieza de las placas que conforman la celda contenedora se realizó en los laboratorios de óptica y materiales del INAOE.

El primer paso para el ensamblado es cortar la placa de vidrio que contiene a la película delgada depositada de a-Si:H, esto se hizo con una punta de diamante y las dimensiones para ésta placa fueron de 2.5 cm de largo por 1cm de ancho, aproximadamente. La placa superior de vidrio, es un cubreobjetos sencillo cuadrado, tiene dimensiones de 20 mm de ancho por 20 mm de largo.

Una vez definidas las dimensiones de las placas, se procedió a una limpieza muy sencilla, con el fin de eliminar basuras y grasa en los materiales. El proceso se describe en los siguientes 3 pasos:

1. Se colocan las placas en un vaso de precipitado con acetona y se pone el vaso durante 5 minutos en un dispositivo que genera ondas ultrasónicas, con el fin de remover la grasa que se haya transferido al contacto con los dedos.
2. En otro vaso de precipitados se vuelven a colocar las placas pero ahora con agua y nuevamente se ponen en el dispositivo que genera ondas ultrasónicas por otros 5 minutos para enjuagar las placas.

3. Para retirar los excesos de agua se usa papel óptico para evitar rayar las placas.

Para el ensamble de la celda, se crea un emparedado de 100  $\mu\text{m}$  de espesor con las dos placas de vidrio, de forma que el espacio entre ambas sea un contenedor en donde estén depositadas las micropartículas de óxido de silicio disueltas en agua. El procedimiento se describe enseguida:

1. El primer paso es formar el contenedor de partículas utilizando un espaciador de plástico en forma de anillo (figura 3.2 (a)), el cual tiene 100  $\mu\text{m}$  de espesor y es adherido a la placa superior de vidrio (cubreobjetos).
2. El segundo paso es colocar una pequeña cantidad de la solución coloidal en la película inferior o substrato absorbente ( $\alpha\text{-Si:H}$ ).
3. Finalmente colocamos el cubreobjetos (adherido con el espaciador) sobre dicha solución, de ésta manera una parte de la solución coloidal queda atrapada en una especie de celda.

En la figura 3.2 (b) se muestra el ensamble de la celda contenedora utilizada para los experimentos.

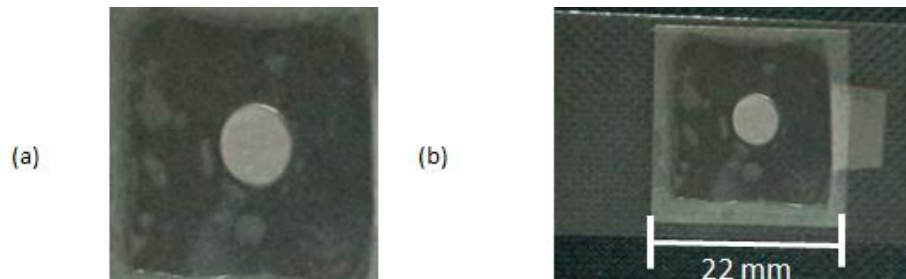


Figura 3.2. (a) Espaciador de plástico para la formación de la celda contenedora. (b) Celda contenedora para el atrapamiento de partículas.

### 3.3 MICROESFERAS DE ÓXIDO DE SILICIO

Las microesferas de óxido de silicio empleadas en el experimento tienen un diámetro que está en el rango de  $2.5 \pm 0.5 \mu\text{m}$ . El proveedor de las microesferas es Polysciences, Inc. y de acuerdo a la ficha técnica [67] y hoja de seguridad de

datos [68] que proporcionan, las ventajas de éste producto es que impiden que el agua sea absorbida por las microesferas, además presentan facilidad de manejo pues se dispersan en solventes acuosos y se añaden fácilmente al fluido de interés. Las especificaciones y características de la solución utilizada para los experimentos son las siguientes:

- Información de los ingredientes: 9% óxido de silicio, 91% agua.
- Composición:  $\text{SiO}_2$ , no poroso.
- Índice de refracción:  $\sim 1.43-1.46$  (589 nm)
- Densidad:  $2 \text{ g/cm}^3$

En la figura 3.3 se muestra una imagen de las microesferas de óxido de silicio de  $2.5 \mu\text{m}$  de diámetro usando un objetivo de microscopio 60 x.

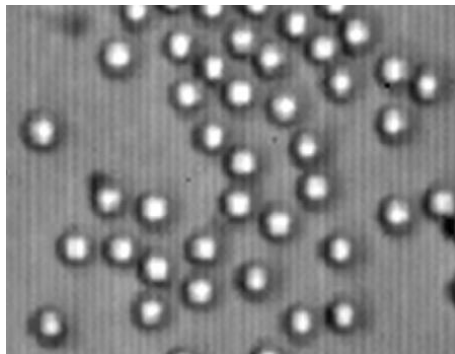


Figura 3.3 Microesferas de óxido de silicio vistas con un objetivo 60x.

### 3.4 ARREGLO EXPERIMENTAL

En este trabajo de tesis realizamos 3 experimentos, para cada uno de ellos fue necesario realizar su correspondiente montaje óptico.

En el primer montaje óptico un haz Gaussiano es enfocado hacia la solución con el objetivo de lograr atrapamiento masivo de micropartículas, con corrientes de convección. En el segundo arreglo se usa un cubo divisor para la obtención de dos haces gaussianos enfocados, con esto se logra demostrar que es posible implementar diversas configuraciones de luz de modo que se pueden obtener

diferentes trampas ópticas para hacer atrapamiento de micropartículas. En el último arreglo óptico se usa una lente axicón para proyectar una especie de anillo sobre el substrato absorbente (a-Si:H), el objetivo de éste arreglo es demostrar además del atrapamiento, que se puede realizar manipulación de micropartículas debido a dos fenómenos presentes: corrientes de convección y termofóresis.

### **3.4.1 Arreglo con un haz Gaussiano enfocado**

En nuestro arreglo experimental, la fuente usada para provocar el calentamiento en el agua es un láser CW Nd:YAG, con una potencia de 40 mW y 532 nm de longitud de onda. Este calentamiento inducido ópticamente activa las corrientes de convección en la placa de agua.

Como se muestra en la figura 3.4, la potencia del láser es controlada con un atenuador variable y monitoreada usando un medidor de potencia óptico. Enseguida el láser es expandido y colimado por medio de un objetivo de microscopio 5x y una lente de 15 cm. Posteriormente se colocaron dos espejos planos a 45° para direccionar el haz hacia un espejo dicróico 50/50, la luz reflejada entra a un objetivo de microscopio 40x (la entrada de éste objetivo se monitorea la potencia del láser), la cual es enfocada sobre el substrato absorbente. El tamaño del haz enfocado es de aproximadamente 10  $\mu\text{m}$  de diámetro.

Nótese que por debajo de la celda contenedora se ha colocado una fuente de luz blanca para poder observar las micropartículas. La imagen de la celda contenedora se observa a través de una cámara CCD, la cual envía la señal a una computadora. Para evitar saturación en la cámara CCD se ha colocado un filtro a la entrada de la cámara, como se muestra en la figura 3.4.

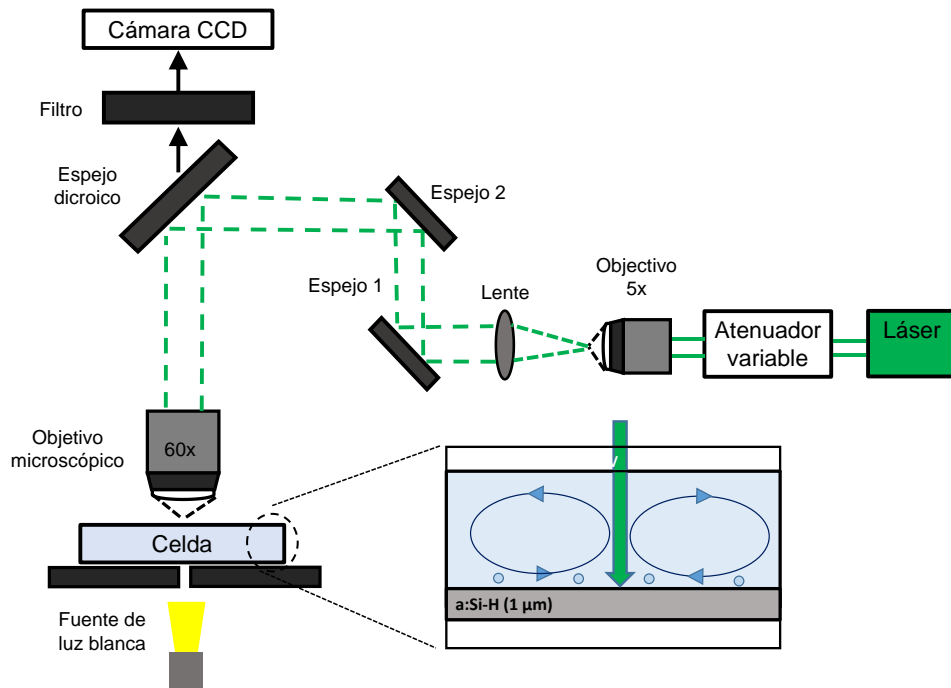


Figura 3.4. Arreglo óptico enfocando un haz Gaussiano para el atrapamiento de micropartículas, con una longitud de onda  $\lambda=532$  nm del láser, el sustrato absorbe casi toda la luz incidente calentándose y dando lugar a las corrientes de convección.

Debemos mencionar que a la longitud de onda del láser ( $\lambda=532$  nm) el sustrato (a-Si:H) absorbe una gran parte de la luz incidente ( $\alpha_{aSiH} \sim 2.77 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ), el resultado es un calentamiento el cual es entonces transferido a la solución de agua generando un gradiente de temperatura  $\nabla T$ , el cual genera las corrientes de convección [33] y provoca el arrastre de partículas alrededor del spot para dar lugar al atrapamiento.

### 3.4.2 Arreglo óptico para la proyección de 2 spots con el patrón de interferencia

El segundo arreglo óptico es el mostrado en la figura 3.5, el cual es una variante del arreglo mostrado anteriormente. En este caso se ha omitido el objetivo y la lente, que expanden y coliman el haz, pues lo que se busca con éste arreglo es proyectar sobre el sustrato dos haces de luz o dos spots para obtener un patrón de luz diferente al del primer arreglo. Se ha colocado un divisor de haz 50/50 a la salida del atenuador

variable, el primero de ellos (el reflejado) es direccionado por los espejos 2, 4 y 5 para llegar al espejo dicroico y finalmente entrar en el objetivo 60x, el cual proyecta el haz sobre el sustrato absorbente. Como se muestra en la figura 3.5 el segundo haz (transmitido) es direccionado por los espejos 1, 3, 4 y 5 con el objetivo de llegar también hasta el espejo dicroico e insertarse en el objetivo 40x, de igual manera se proyecta éste haz sobre el sustrato absorbente.

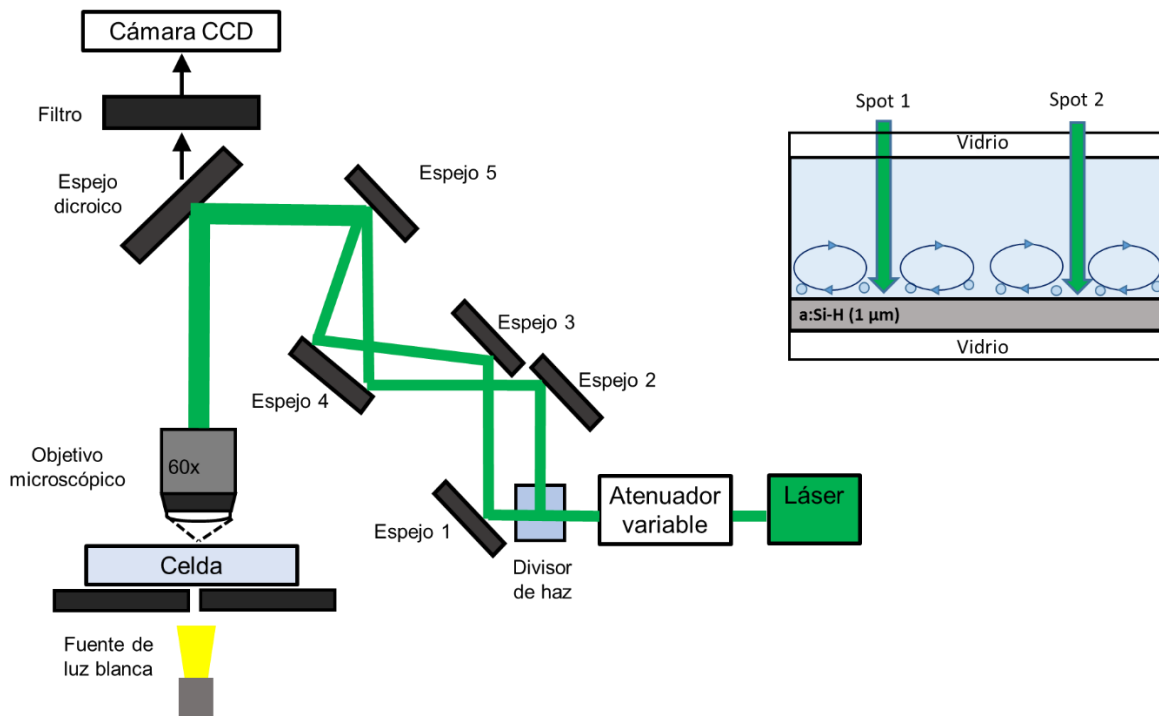


Figura 3.5. Arreglo óptico enfocando un haz gaussiano para el atrapamiento de micropartículas, a esa longitud de onda ( $\lambda=532\text{nm}$ ) del láser, el sustrato absorbe casi toda la luz incidente calentándose y dando lugar a las corrientes de convección.

Para un ángulo de separación de  $4^\circ$  entre estos dos haces se genera un patrón de franjas de interferencia [69], lo ideal en nuestro trabajo era usar dicho patrón de interferencia para realizar atrapamiento pero debido a que se observó que la longitud de difusión de calor es mayor que el período espacial de las franjas no se pudo seguir con el experimento. Es por lo anterior que se decidió proyectar un patrón de luz sobre el sustrato usando dos spots al mismo tiempo, el ángulo

mínimo usado para la proyección de los dos spots tiene que ser ligeramente mayor al mencionado anteriormente. El ángulo de separación para observar los dos spots está limitado por el área de observación de la cámara, pues para un ángulo mayor a  $10^\circ$ , ya no es posible observar la imagen completa de los dos spots. En la figura 3.6 se muestra una imagen del patrón de luz generado.

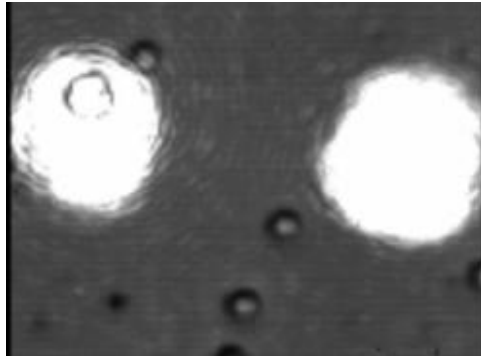


Figura 3.6. Patrón de luz generado con un divisor de haz en donde dos haces o dos spots se proyectan sobre el substrato absorbente para atrapamiento de micropartículas.

### 3.4.3 Arreglo con una lente axicón

Se implementó el arreglo óptico de la figura 3.7, con el objetivo de mostrar en primer lugar atrapamiento de micropartículas debido a la competencia de dos fenómenos presentes: corrientes de convección y termofóresis, y segundo presentar manipulación de micropartículas.

La potencia es controlada con un atenuador variable y monitoreada con un medidor de potencia a la entrada del objetivo 40x de igual manera que los montajes anteriores. Una lente axicón es colocada para generar un patrón de luz en forma de anillo o dona. Es bien sabido que éste tipo de lentes tienen una superficie cónica de un lado y del otro lado tienen una superficie plana o esférica. Una lente axicón puede enfocar un haz para formar un anillo a una cierta distancia manteniendo constante el espesor del anillo [70].

A la salida del axicón se ha colocado un objetivo 10 x y una lente de 70 cm para colimar el haz y al mismo tiempo controlar el diámetro de la dona. La imagen obtenida entra al objetivo 40x y es finalmente proyectada sobre el substrato absorbente, lográndose así la configuración de anillo de luz.

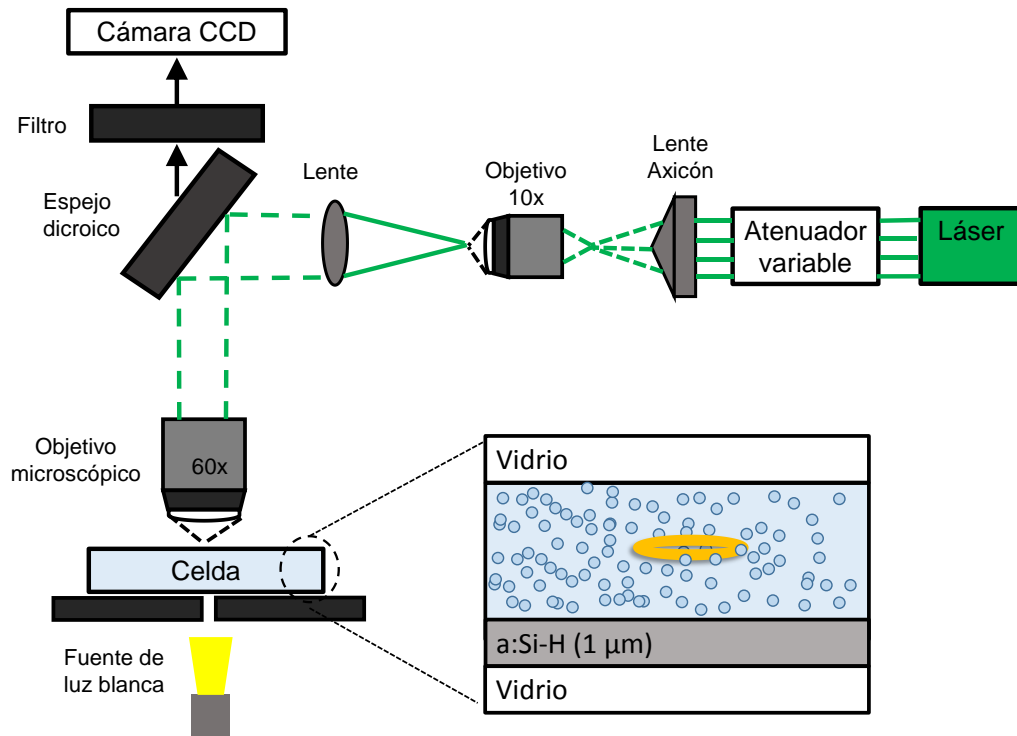


Figura 3.7. Patrón de luz en forma de dona o anillo generado con una lente axicón para el atrapamiento de micropartículas debido a corrientes de convección y termofóresis

Como se ha venido mencionando, el patrón de luz proyectado en forma de anillo nos permite demostrar la posibilidad de obtener atrapamiento de micropartículas por corrientes de convección así como por termofóresis. La zona caliente aleja a las micropartículas de ésta región, que tiene forma de dona como se puede ver en la figura 3.8. Las partículas que están fuera de la dona se mueven hacia afuera a regiones más frías, además se forma así una especie de trampa contenedora de micropartículas con la cual es posible demostrar manipulación.

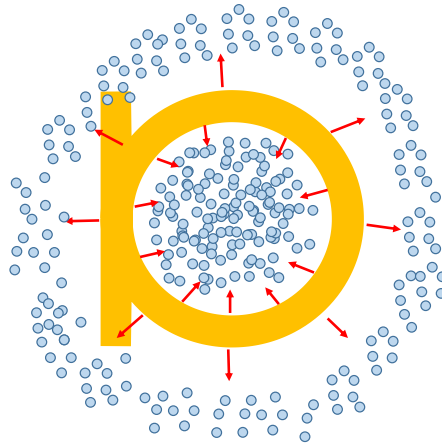


Figura 3.8 Patrón de luz en forma de donut o anillo generado con una lente axicónica en el cual las partículas son expulsadas fuera de la zona caliente.

En el siguiente capítulo se discutirán los resultados arrojados por éste y los anteriores experimentos, en contraste con trabajos previos, también mostramos que se puede lograr atrapamiento múltiple de micropartículas sólidas sin la creación de burbujas de vapor [14].

# CAPITULO 4

## RESULTADOS

En éste capítulo se exponen los resultados obtenidos para el atrapamiento de micropartículas usando los 3 arreglos ópticos descritos en el capítulo anterior. En la sección 4.1 se expone el atrapamiento de una sola partícula y atrapamiento masivo con el arreglo óptico de un haz gaussiano enfocado. Enseguida en la sección 4.2, con el arreglo óptico usado para proyectar un patrón de interferencia, se muestra atrapamiento de micropartículas usando 2 spots al mismo tiempo. En ambos arreglos anteriores el atrapamiento se da mediante corrientes de convección. En la sección 4.3 se exponen los resultados obtenidos para atrapamiento de micropartículas mediante termofóresis, usando el arreglo óptico para generar un anillo o dona de luz, en este caso se muestra que es posible manipulación de micropartículas. Finalmente, en la sección 4.4 se muestra atrapamiento de micropartículas por medio de la formación de una burbuja de vapor como se ha reportado en trabajos previos [14], pero en este caso la potencia usada es mucho menor.

### 4.1 ATRAPAMIENTO DE MICROPARTÍCULAS CON UN HAZ GAUSSIANO ENFOCADO

Anteriormente hemos mencionado que todos los experimentos se realizaron con partículas de silica suspendidas en agua de  $2.5 \mu\text{m}$  de diámetro. Las potencias usadas en los experimentos varían de 1-3 mW como potencia mínima y hasta 12 mW como potencia máxima.

#### 4.1.1 Atrapamiento de una sola micropartícula con un haz Gaussiano enfocado

En ésta sección presentamos los resultados del atrapamiento de micropartículas usando un haz Gaussiano enfocado con un objetivo 60x de 10  $\mu\text{m}$  de diámetro. En la figura 4.1 se muestra una fotografía del “spot”, y en la figura 4.2 se muestran las imágenes del atrapamiento de una micropartícula para una potencia de aproximadamente 2 mW en diferentes instantes de tiempos.

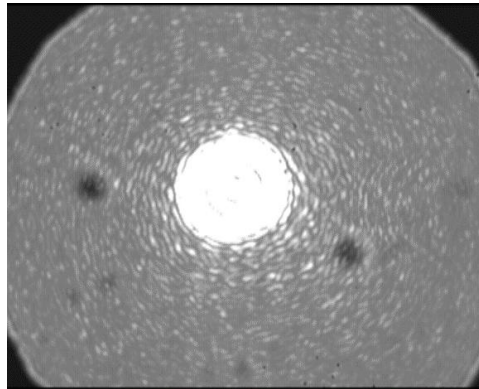


Figura 4.1. Imagen del spot de un haz gaussiano usado para el atrapamiento de micropartículas.

Se debe de aclarar que aunque no se nota la imagen del spot en la figura 4.2, éste si se encuentra presente, el motivo por el que no se nota es que se ha colocado un filtro para evitar saturación en la cámara CCD.

Las corrientes de convección en el agua son generadas por la absorción de luz proveniente del láser en la película delgada de a-Si:H, esto permite realizar atrapamiento de micropartículas.

Para demostrar que el mecanismo dominante aquí es la convección, hemos calculado el número de Rayleigh empleando la expresión (2.14), que de acuerdo con los valores  $\kappa$  y  $\alpha$  [71] de la tabla 4.1 corresponde al siguiente valor mostrado.

Ra	6485 (número de Rayleigh de la configuración experimental)		
$g$	9.8 m/s <sup>2</sup>	$\nu$	1.007x10 <sup>-6</sup> m <sup>2</sup> /s
$\Delta T$	20°C	$\kappa$	0.143X10 <sup>-6</sup> m <sup>2</sup> /s
$d$	10 $\mu\text{m}$	$\alpha$	2.1x10 <sup>-40</sup> C <sup>-1</sup>

Tabla 4.1. Parámetros del agua usados para el cálculo del número de Rayleigh.

En el experimento, el fluido más caliente y ligero se encuentra en la parte inferior y el fluido más frío y pesado en la parte superior, si el incremento de temperaturas es suficientemente pequeño, el calor se transmite de la placa inferior a la superior por conducción sin observarse movimiento macroscópico en el fluido. Todas las perturbaciones que se puedan realizar sobre el sistema se amortiguan por efecto de la viscosidad y la difusividad térmica. Si la perturbación desaparece después de un tiempo, el sistema vuelve a su estado de reposo inicial. Pero si el número de Rayleigh excede el valor de  $Ra_c$  (1700) entonces se inicia el movimiento convectivo y nos indica la importancia relativa de las fuerzas de flotación respecto de las fuerzas viscosas en el seno del fluido, en nuestro caso  $Ra \gg Ra_c$  y por lo tanto existe la convección.

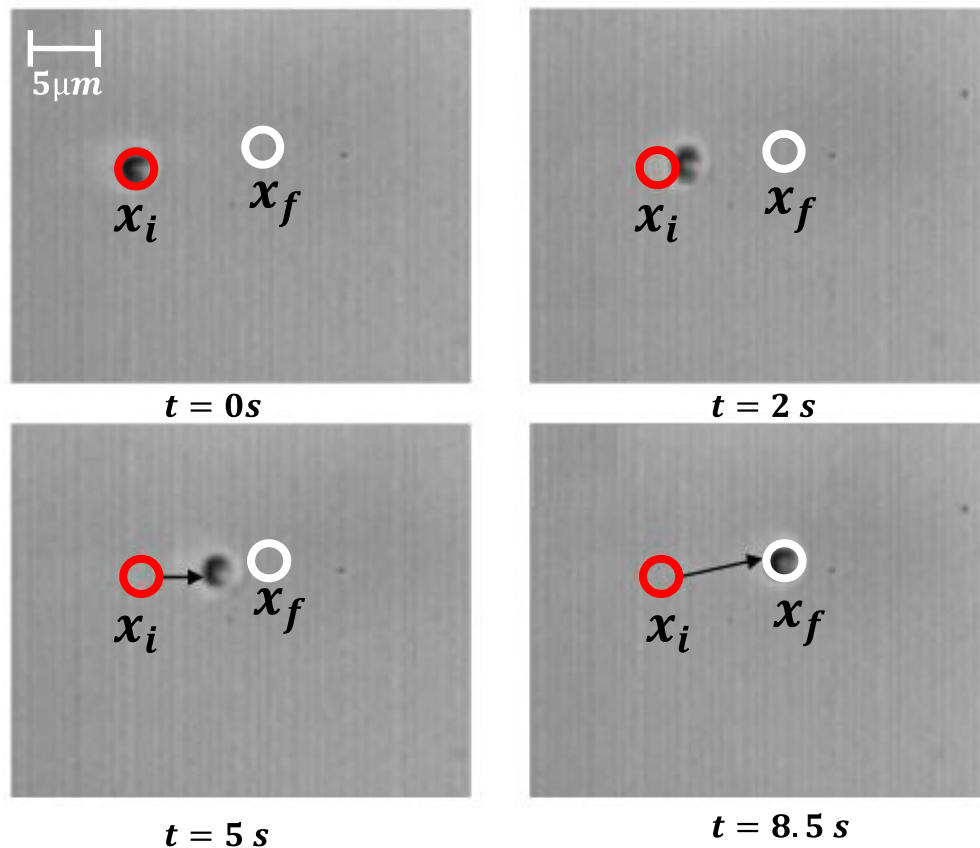
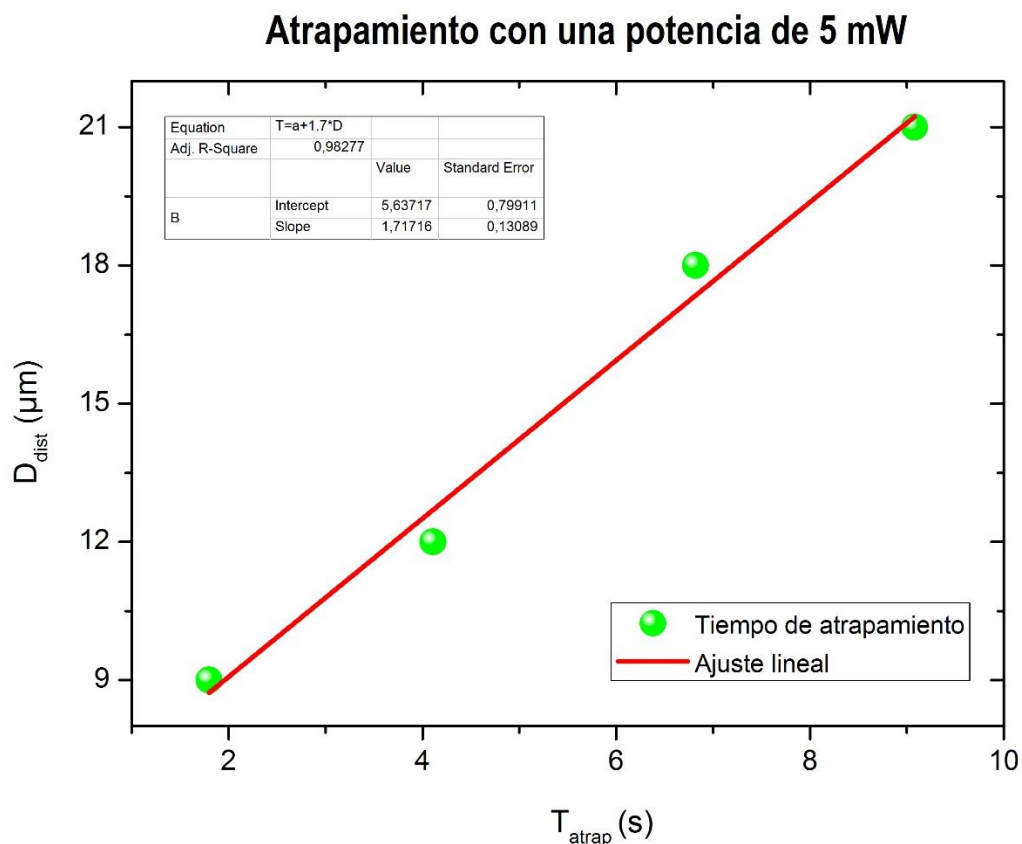


Figura 4.2 Atrapamiento de una micropartícula con un haz gaussiano la cual se sitúa en una posición inicial  $x_i$  y es arrastrada por las corrientes de convección hasta una posición final  $x_f$  en el tiempo  $t=8.5$  s, la potencia usada es de 2 mW de entrada al objetivo 60x.

En la figura 4.2 una micropartícula es ubicada en una posición inicial  $x_i$  a una distancia del spot de aproximadamente  $5 \mu\text{m}$  en el tiempo  $t=0$  segundos y además en éste tiempo el láser se encuentra apagado. Cuando el láser es prendido, después de un tiempo de 2 segundos la micropartícula empieza a moverse y es arrastrada hasta una posición final  $x_f$  (posición del spot), en la cual permanece para tiempos mayores al mostrado, logrando así el atrapamiento debido al flujo convectivo. El círculo marcado en rojo en la figura 4.2 muestra la posición original de la micropartícula y el círculo blanco representa la posición del spot, es decir, la posición final a la cual debe de llegar la micropartícula. Aunque aquí se muestran los resultados para una potencia de 2 mW, se observó que éste tipo de atrapamiento puede ser logrado con potencias tan bajas como 0.8 mW.



**Figura 4.3. Tiempo de atrapamiento de una micropartícula que es colocada a diferentes distancias del spot para una potencia de 5 mW.**

Los justes lineales de todas las gráficas presentadas enseguida (y la anterior), solo son válidos para los rangos de potencias mostradas, antes y después de esos valores no se puede aseverar que exista un comportamiento lineal.

En la figura 4.3 se presenta una gráfica del tiempo de atrapamiento ( $T_{atrap}$ ) de una micropartícula colocada a 4 diferentes distancias del spot con una potencia de 5 mW. De acuerdo a los resultados mostrados en la gráfica se observa que si se aumenta la distancia entre la micropartícula y el spot, el tiempo de atrapamiento se incrementa, ya que la micropartícula tiene más camino que recorrer para llegar a su posición final.

Aunque aquí se muestra el resultado para distancias entre 5  $\mu\text{m}$  y 20  $\mu\text{m}$ , es importante aclarar que las corrientes de convección son tan fuertes que es posible atrapar partículas que se encuentran fuera del rango aquí mostrado (distancias mayores a 20  $\mu\text{m}$  del spot) usando ésta misma potencia.

Es necesario aclarar que aquí hemos llamado *“tiempo de atrapamiento ( $T_{atrap}$ )”* al tiempo que tarda la micropartícula en desplazarse desde una posición inicial (aquí el láser inicialmente está apagado para encenderse posteriormente) hasta una posición final (posición del spot), éste tiempo no debe confundirse con el tiempo en que la micropartícula permanece atrapada en la posición final.

El ajuste lineal de la gráfica 4.3 está determinado por la ecuación  $T_{atrap} = a + 0.575 * D_{dist}$  donde  $T_{atrap}$  es el tiempo de atrapamiento y  $D_{dist}$  es la distancia entre la micropartícula y el spot. El valor de 0.575 s/m determina el incremento que se produce en el tiempo de atrapamiento cuando la distancia aumenta, es decir que por cada incremento de 1  $\mu\text{m}$  en la distancia entre el spot y la micropartícula, el tiempo de atrapamiento se incrementa poco más de medio segundo.

En los 4 eventos graficados se observa que la velocidad promedio es la misma en todos los eventos. Debido a que la fuerza de arrastre es proporcional a la velocidad (ecuación 5), si sustituimos ésta velocidad por la velocidad promedio obtendremos que la fuerza de arrastre promedio también es la misma en los 4 eventos.

Para estos eventos la velocidad promedio es de  $3.2 \mu\text{m/s}$ , para cuantificar la fuerza de arrastre promedio haremos uso de la expresión 2.5 y de los datos de la tabla 4.2, de esta forma se obtiene que la fuerza de arrastre promedio que presentan las micropartículas para una potencia de  $5\text{mW}$  es la mostrada en la tabla.

$F_{\text{arrastre}}$	<b>76 fN</b>
$\eta$ es la viscosidad del agua	0.001003 Kg/ms
$R$ es el radio de la micropartícula	$1.25 \mu\text{m}$
$v$ es la velocidad promedio	$3.21 \mu\text{m/s}$

Tabla 4.2 Datos usados para el cálculo de la fuerza de arrastre.

Con lo anterior podemos concluir que el tiempo de atrapamiento depende de la distancia entre el spot y la micropartícula, pero éste tiempo de atrapamiento también depende de la potencia del láser como se puede observar en la figura 4.4.

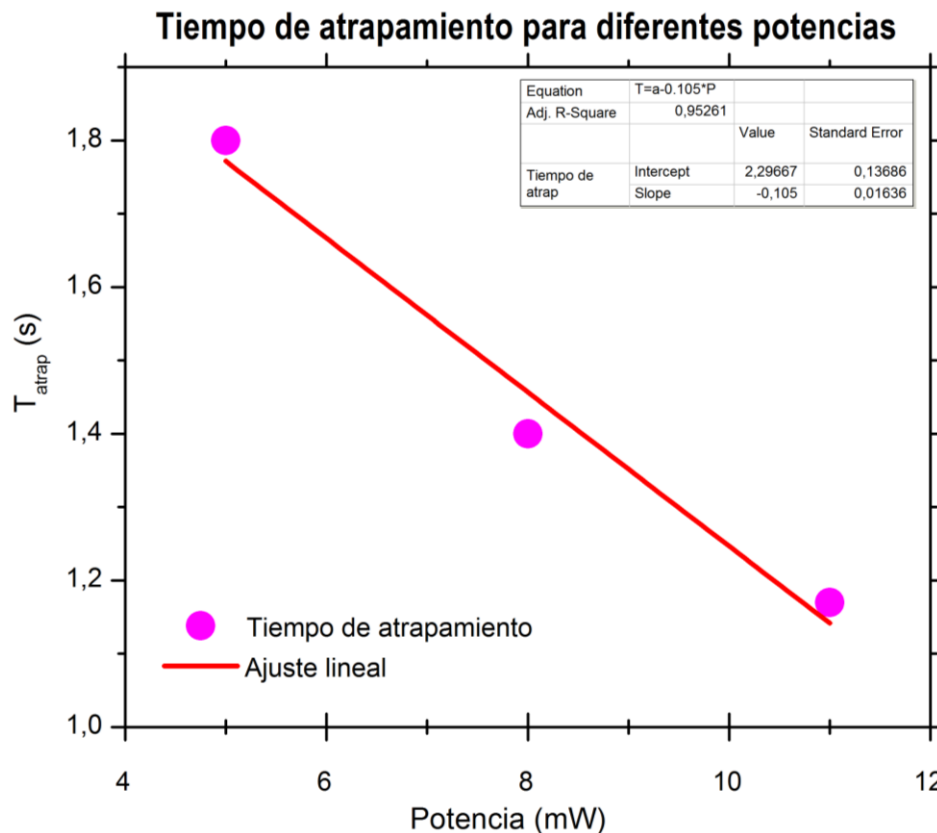


Figura 4.4 Tiempo de atrapamiento de una micropartícula sometida a diferentes potencias sin variar la distancia entre la micropartícula y el spot.

La gráfica anterior muestra el tiempo de atrapamiento de una micropartícula colocada a  $x_i = 10 \mu\text{m}$  del spot para potencias de entrada al objetivo de 5, 8 y 11 mW. Se observa que cuando la potencia aumenta por ejemplo de 5 mW a 11 mW, el tiempo de atrapamiento es menor, éste resultado nos indica que las corrientes de convección generadas son más veloces y por ende la fuerza de arrastre sobre la partícula es mayor.

El ajuste lineal para la gráfica 4.4 está determinado por la ecuación  $T_{atrap} = a - 0.105 * P$  donde  $T_{atrap}$  es el tiempo de atrapamiento y  $P$  es la potencia, el valor 0.105 s/mW determina que por cada incremento de 1 mW en la potencia, el tiempo de atrapamiento (tiempo de desplazamiento de  $x_i$  a  $x_f$  de la partícula) se incrementa 105 ms. Para los eventos de la figura 4.4 se ha calculado la fuerza de arrastre para cada potencia, en donde la ecuación de ajuste lineal es  $F_{arrastre} = a + 0.011 * P$ , el valor 0.0116 pN/mW indica que por cada incremento de 1 mW la fuerza de arrastre se incrementa 0.011 pN.

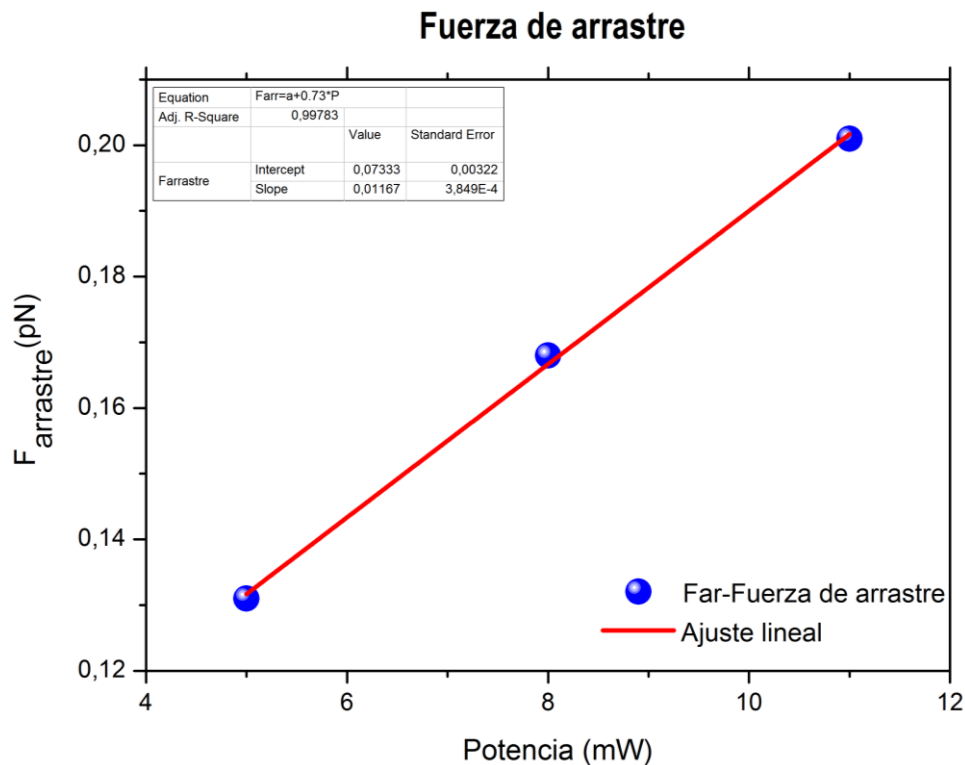


Figura 4.5 Fuerza de arrastre que siente una micropartícula a diferentes potencias.

De las figuras 4.4 y 4.5 se puede observar que la potencia es inversamente proporcional al tiempo de atrapamiento para el primer caso, y que es directamente proporcional a la fuerza de arrastre que sienten las micropartículas para el segundo caso.

Para concluir ésta sección, se muestra en la figura 4.6 una gráfica de la velocidad en la cual se muestra la dependencia del movimiento de una micropartícula cuando se varía la potencia del láser, y además la micropartícula es colocada siempre en la misma posición inicial  $x_i=10 \mu\text{m}$ , ésta velocidad aquí la llamaremos velocidad de atrapamiento.

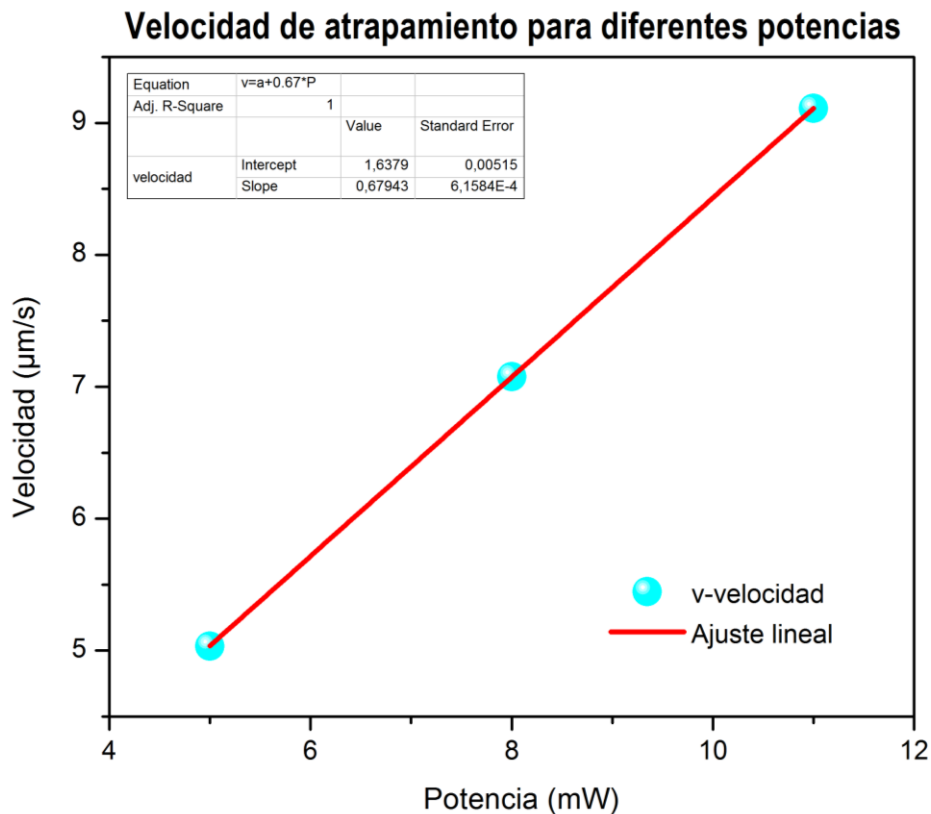


Figura 4.6 Velocidad de atrapamiento para una micropartícula variando la potencia del láser.

La ecuación de ajuste lineal es  $v = a + 0.67 * P$  donde  $v$  es la velocidad de la partícula y  $P$  la potencia del láser. El valor de  $0.67 \mu\text{m/s} * \text{mW}$  se refiere al incremento que existe cuando la potencia aumenta en 1 mW.

En la figura 4.6 se puede observar que si aumentamos la potencia, la velocidad con la que la partícula es arrastrada hacia el spot por las corrientes de convección, también aumenta. Veamos que para una potencia de 5 mW la velocidad obtenida es de apenas 5  $\mu\text{m/s}$ , cuando la potencia aumenta para ésta misma partícula a 11 mW, ahora la velocidad se ha incrementado a 9  $\mu\text{m}$  por segundo, y como en el caso de la gráfica 4.5, la velocidad es directamente proporcional a la potencia de entrada en este intervalo de potencias.

En las siguientes secciones, con el mismo haz gaussiano enfocado ahora se muestra el atrapamiento masivo de micropartículas para potencias menores y mayores a 3 mW.

#### **4.1.2 Atrapamiento masivo de micropartículas con un haz gaussiano enfocado para potencias menores de 3 mW**

Como se mencionó en la sección 2.7, la absorción de luz en la película delgada de a-Si:H hace que el agua contenida alcance una temperatura de unos cuantos grados centígrados (temperatura ambiente +  $\Delta T$ ), cuando es iluminada con un láser de He-Ne con potencias de 100 mW [8]. Esto es suficiente para establecer corrientes de convección tan grandes, que debido a la simetría del problema, son capaces de arrastrar a las partículas hacia el haz, permitiendo así un atrapamiento masivo con intensidades de luz mucho menor que aquellas requeridas por las pinzas ópticas.

Veamos los resultados obtenidos con una potencia de aproximadamente 1 mW. En las siguientes fotografías se observa que mientras el láser esté encendido, las corrientes de convección generadas siguen arrastrando a otras micropartículas hasta formar un aglutinamiento alrededor y dentro del spot ( $t=70$  segundos).

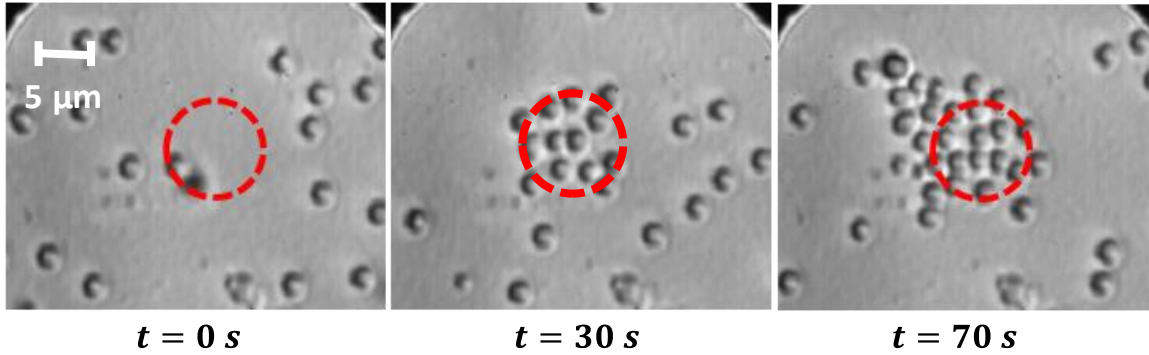


Figura 4.7. Atrapamiento masivo de micropartículas con una potencia de entrada de 1 mW.

En la figura 4.7 se ha marcado con un círculo rojo la posición del spot, observemos que para un tiempo  $t=0$  segundos (láser apagado) no hay partículas dentro del spot o alrededor de él. Cuando el láser es encendido el atrapamiento se da en un corto tiempo, a los 30 segundos ya hay partículas atrapadas dentro y alrededor del spot, en  $t=70$  segundos la población de estas partículas aumenta. Las corrientes de convección aún siguen actuando y arrastrando a partículas que incluso se encuentran a distancias muy alejadas del spot mientras el láser permanezca encendido.

Es importante hacer notar que para potencias menores a 3 mW las partículas quedan atrapadas dentro del spot (figura 4.7) debido solo a las corrientes de convección y no alrededor de él como se muestra en la siguiente sección.

#### 4.1.3 Atrapamiento masivo de micropartículas con un haz gaussiano enfocado para potencias mayores de 3 mW

El movimiento de partículas de  $2.5 \mu\text{m}$  de diámetro en agua se muestra en la figura 4.8, la potencia usada para el atrapamiento es de 6 mW y se ha marcado con un círculo rojo la posición del spot.

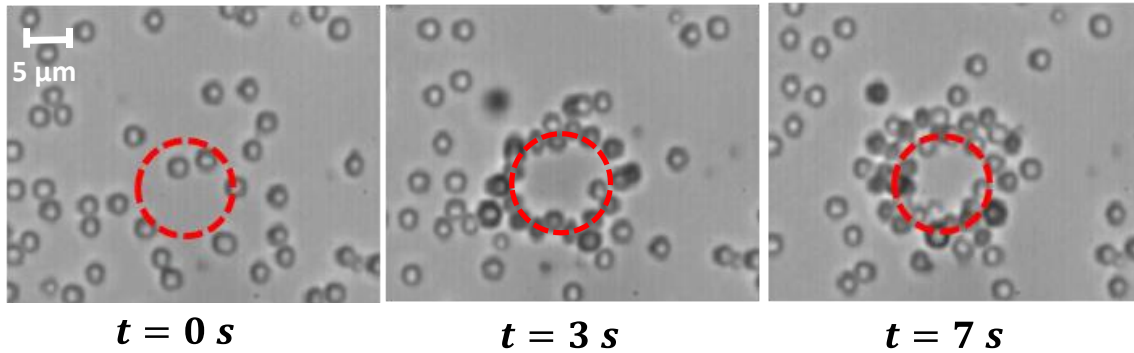


Figura 4.8. Atrapamiento masivo de micropartículas con una potencia de entrada de 6 mW.

Nótese que para un tiempo  $t=0$  segundos (láser apagado) no existen partículas dentro o alrededor del spot, pero cuando el láser se enciende el atrapamiento es muy rápido en comparación con potencias menores a 3 mW. Para un tiempo de apenas 3 segundos existen ya varias micropartículas atrapadas. A diferencia de la figura 4.7, veamos que aquí las partículas se concentran alrededor y no dentro del spot. La explicación de éste fenómeno se debe a que ahora existe otra fuerza, la termoforética, la cual expulsa a las partículas de la zona caliente y por ello no permite que se concentren en el interior del spot.

## 4.2 ATRAPAMIENTO MASIVO DE MICROPARTÍCULAS CON 2 SPOTS

Los resultados mostrados para la figura 4.9 corresponden al arreglo óptico 2 descrito en el capítulo anterior. Veamos que el patrón de luz obtenido ahora corresponde a dos spots colocados a diferentes distancias. Con esto se busca mostrar que es posible realizar atrapamiento múltiple de micropartículas con otras configuraciones de luz.

En la parte izquierda de la figura 4.9 (a) se observan dos spots casi pegados, a la derecha el atrapamiento logrado con ésta configuración es fácil de notar. Veamos que las partículas se han formado alrededor de los dos spots y no dentro de ellos,

esto se debe a que las potencias usadas para éstos experimentos son mayores a 3 mW.

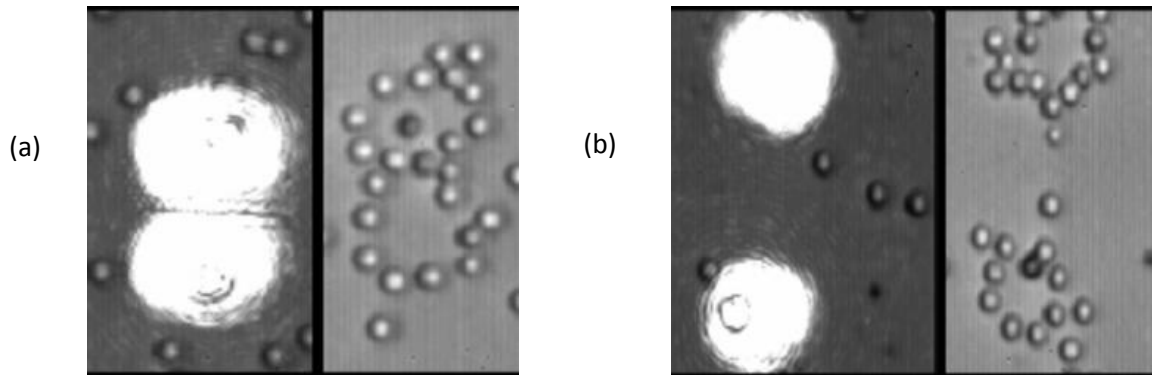


Figura 4.9. Atrapamiento masivo de micropartículas con una potencia de entrada de 6 mW.

En la figura 4.9 (b) se muestra un mismo patrón de dos spots pero ahora la distancia entre ellos es mayor ( $\sim 15 \mu\text{m}$ ) que en el caso (a), veamos que el atrapamiento también es notable y las partículas también han formado dos anillos pero ahora mucho más separados.

Aunque aquí solo se muestran 2 imágenes, se realizaron varios experimentos variando la distancia entre los spots y las potencias usadas, en todos los casos se logró atrapamiento y formación de anillos alrededor de ambos spots por parte de las partículas.

Hasta ésta sección los resultados mostrados en el atrapamiento de las micropartículas se deben al fenómeno de corrientes de convección inducidas por la absorción de la luz láser. Se mostró en la sección 4.1.3 que a potencias mayores de 3 mW las micropartículas se acumulan alrededor del spot, esto se debe a que otro fenómeno térmico empieza a presentarse, la termofóresis, en realidad el atrapamiento se sigue debiendo a las corrientes de convección; pero si se usa una configuración diferente (por ejemplo un anillo o dona de luz) es posible realizar atrapamiento con termofóresis como se muestra en la sección siguiente.

### 4.3 ATRAPAMIENTO MASIVO DE MICROPARTÍCULAS MEDIANTE TERMOFÓRESIS USANDO UN ANILLO DE LUZ

En éste experimento se demuestra atrapamiento masivo de micropartículas debido a corrientes de convección, y termofóresis, el cual cuando generamos el anillo de luz, las partículas son confinadas hacia dentro y fuera del anillo (es decir fuera de las zonas calientes), las partículas que quedan dentro del anillo se encuentran contenidas en una especie de trampa, la cual no las deja salir y por lo tanto nos permite transportarlas de un lugar a otro generando así el atrapamiento por termofóresis y la manipulación.

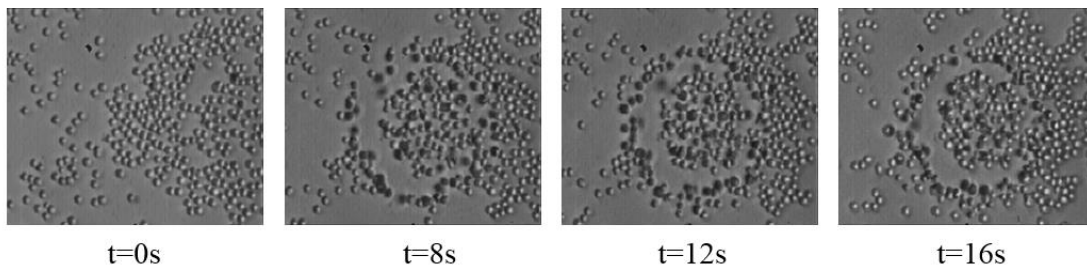


Figura 4.10. Atrapamiento masivo de micropartículas con un anillo de luz.

En la figura 4.10 para el instante  $t=0$  s el láser se encuentra apagado, las partículas se encuentran dispersas sin formar ningún patrón. Cuando el láser se enciende, las partículas forman un patrón en forma de dona. El atrapamiento es rápido comparado con los experimentos de haz Gaussiano a baja potencia, apenas para  $t=8$  s se ha logrado una acumulación masiva en el centro del anillo. La potencia usada para éste experimento es de aproximadamente 22 mW, en éste caso la potencia es mucho más grande que en los experimentos anteriores debido a que la luz no se encuentra altamente enfocada. Veamos que para los siguientes tiempos se sigue conservando la misma forma, es decir, las partículas siguen concentradas en el centro y no pueden escapar ya que la zona caliente las sigue empujando hacia las zonas más frías (dentro y fuera del anillo).

Debido a que la determinación de la velocidad termoforética es importante porque nos da una estimación de la fuerza termoforética, en la siguiente sección se aborda éste caso.

#### 4.3.1 Determinación de la velocidad termoforética

En éste experimento se colocaron varias partículas en el centro de la imagen, posteriormente se encendió el láser y se observó que la fuerza termoforética mueve a las partículas fuera de la región más caliente (spot), por otro lado las corrientes convectivas empiezan a arrastrar a las partículas distanciadas del spot, es entonces que se observa la lucha entre termoforesis y corrientes convectivas, logrando el confinamiento y dominando el primero.

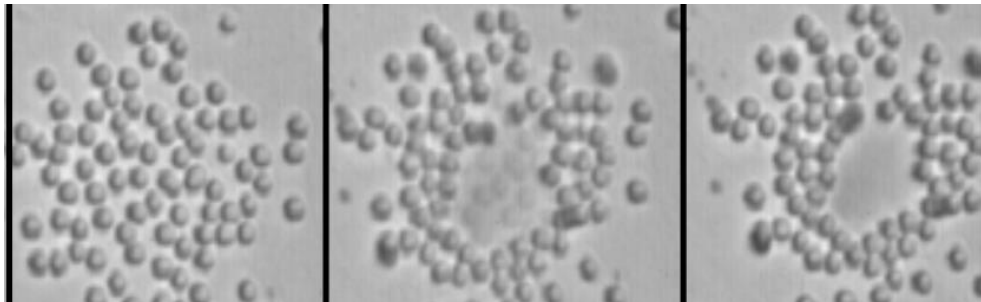
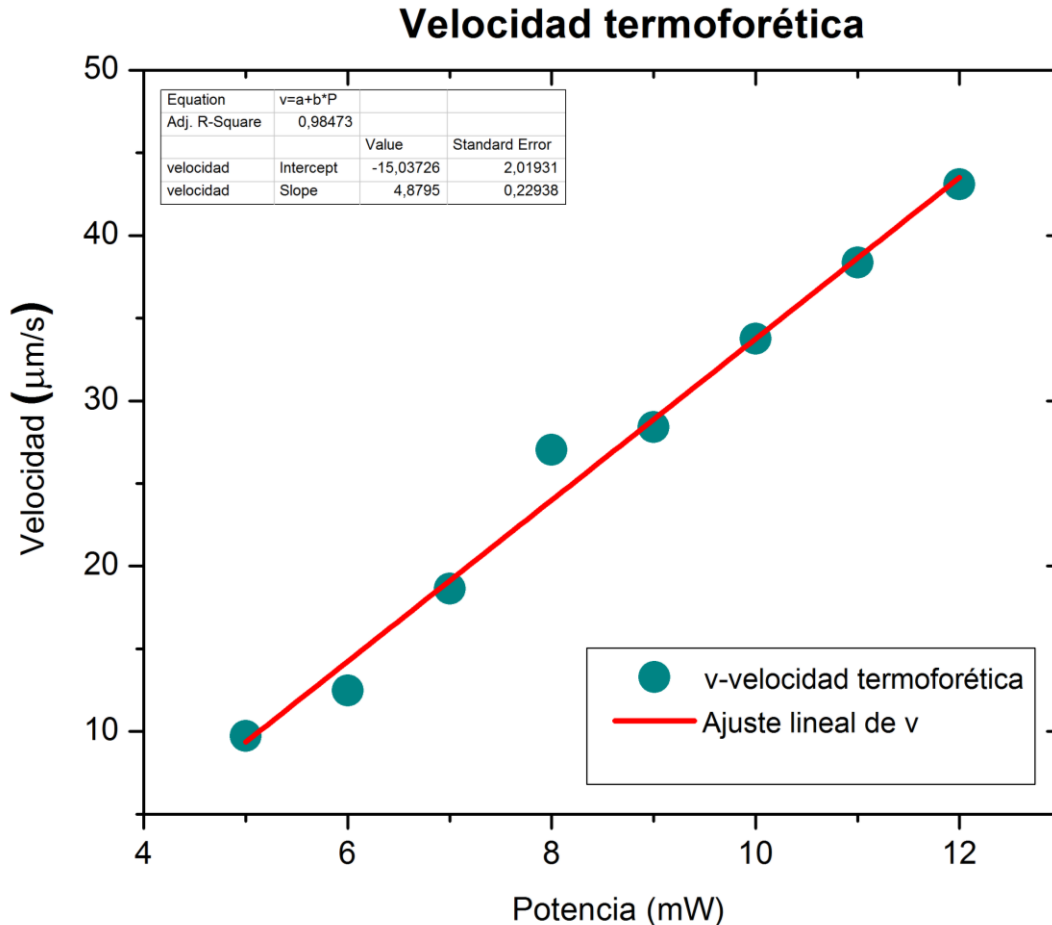


Figura 4.11. Expulsión de micropartículas debido a termofóresis para una potencia de 11 mW.

En la imagen de la derecha de la figura 4.11 se nota completamente vacío el centro del spot, las partículas empiezan a atraparse alrededor del spot debido a las corrientes de convección.



**Figura 4.12. Velocidad termoforética para diferentes potencias.**

Se muestra en la gráfica 4.12 que la velocidad de desplazamiento de las partículas depende de la potencia de láser. Se hicieron experimentos con potencias desde 5 hasta 12 mW.

Es evidente de la figura 4.12 que la velocidad a la cual estas partículas son desplazadas de la región más caliente depende de la potencia del láser. Si la potencia aumenta la velocidad también aumenta. Las velocidades obtenidas son bastante grandes, alcanzando hasta valores de más de 42 μm/s para una potencia de 12 mW.

La velocidad presentada en 4.12 es una velocidad media. La velocidad termoforética se determina haciendo un rastreo de la partícula expulsada cuando el láser es encendido (se aleja del spot). Se mide el tiempo y la distancia que recorre la

partícula hasta el punto en donde se observa que empieza a retornar hacia el spot debido a las corrientes de convección, en éste rango de retorno la partícula no es monitoreada ya que la velocidad corresponde a la de arrastre la cual fue presentada en la figura 4.6 y la cual es menor que la velocidad termoforética.

### 4.3.2 Manipulación masiva de micropartículas mediante termofóresis

Al inicio de ésta sección se presentaron los resultados para atrapamiento de micropartículas mediante termofóresis. Se comentó que esto permite generar una especie de trampa que contiene a las micropartículas sin dejarlas salir, efecto que da la flexibilidad de transportarlas o moverlas de un lugar hacia otro. Cuando se puede desplazar una o varias partículas podemos decir que estamos no solo atrapando sino manipulando micropartículas.

En la figura 4.13 se muestra una secuencia de imágenes que representa la manipulación mediante termofóresis de un cúmulo de micropartículas contenidas en el centro de un anillo de luz.

La figura 4.13 (c) muestra el atrapamiento masivo de micropartículas en una posición inicial  $P_i$ , posteriormente las partículas atrapadas son transportadas o desplazadas hacia la izquierda, es decir a la posición  $P_1$  (figura 4.13 b) y nuevamente desplazadas otra vez hacia la izquierda ( $P_2$  figura 4.13 a). La imagen 4.13 (d) muestra una manipulación pero ahora hacia la derecha.

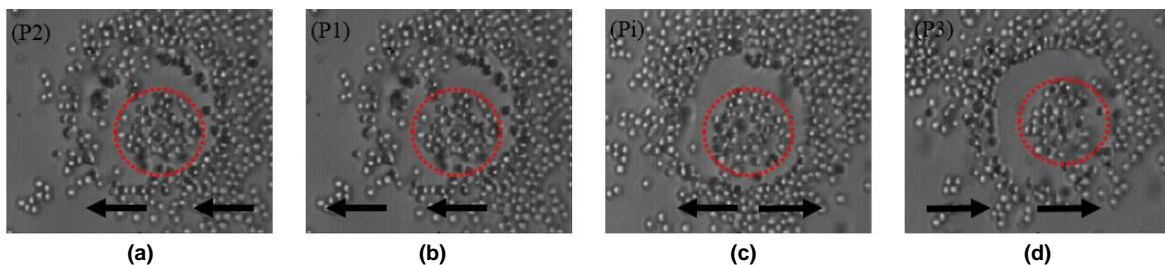


Figura 4.13. Manipulación de micropartículas con termofóresis usando un patrón de luz en forma de anillo.

Notemos que aunque en el centro del anillo hay micropartículas atrapadas por termofóresis, alrededor de éste las corrientes de convección siguen haciendo la tarea de arrastrar a las micropartículas hacia la zona caliente, quedando atrapadas en la periferia del anillo.

#### 4.4 ATRAPAMIENTO MASIVO DE MICROPARTÍCULAS MEDIANTE UNA BURBUJA DE VAPOR

Por último, usando un haz gaussiano enfocado, para potencias arriba de 12 mW lo que se observa es la formación de burbujas de vapor similares a las reportadas por Zeng *et al.* [14]. Debido a la alta absorción de la película de a-Si:H con potencias de apenas 12 mW se puede calentar fácilmente el agua hasta su punto de ebullición y así formar burbujas de vapor (figura 4.14).

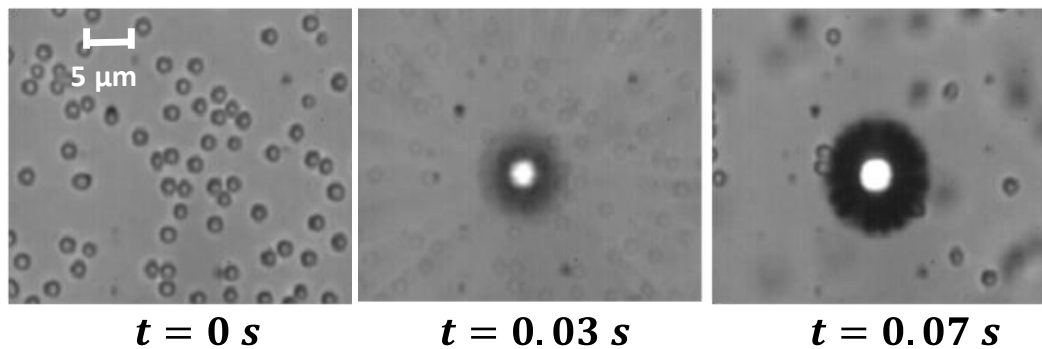


Figura 4.14. Manipulación de micropartículas con una burbuja de vapor con 12 mW de potencia a la entrada del objetivo.

En la imagen de la izquierda en  $t=0 \text{ s}$  el láser se mantiene apagado, cuando se enciende (imagen del centro), se nota claramente la formación de una burbuja de vapor y enseguida (imagen de la derecha) se comienza a observar atrapamiento de las partículas formando un anillo alrededor de la burbuja de vapor. Esto se debe a que se forma un flujo convectivo alrededor de la burbuja de vapor el cual arrastra a las partículas hacia la burbuja. En trabajos previos éste fenómeno se ha observado usando potencias arriba de los 100 mW [14] pero aquí la potencia usada es de apenas unos cuantos mW.

En el capítulo siguiente se hace una discusión de los resultados.

# CAPITULO 5

## DISCUSIÓN DE RESULTADOS

En éste capítulo se muestran los resultados de la simulación de nuestro sistema de atrapamiento de micropartículas, por medio del software comercial COMSOL. Estos resultados de simulación por computadora son la base para hacer la discusión de los resultados experimentales obtenidos en el capítulo 4. En la siguiente sección se hace una discusión de los resultados obtenidos en la configuración de un haz gaussiano enfocado en la celda contenedora. Posteriormente se hace la discusión de los resultados obtenidos en la configuración de anillo. Finalmente, se discuten los resultados del atrapamiento con una burbuja de vapor.

### 5.1 SIMULACIÓN EN COMSOL

Como se mencionó en el capítulo 2, para describir las propiedades del fluido (capa de agua) es necesario resolver la ecuación de transferencia de calor (2.15) y las ecuaciones de Navier-Stokes (2.16 y 2.17).

La simulación numérica se realizó usando el método de elementos finitos (COMSOL), que es una de las técnicas más sofisticadas empleadas en la actualidad en las simulaciones numéricas. La configuración usada se muestra en la figura 5.1, la cual concuerda con la configuración implementada en los experimentos.

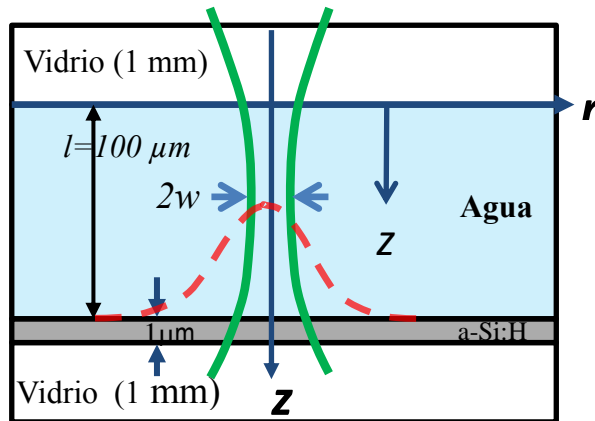


Figura 5.1. Esquema de la celda contenedora con las dimensiones usadas en el experimento de simulación.

Los parámetros usados para la simulación se muestran en la tabla 5.1, para el material absorbente (a-Si:H) se suministraron los datos obtenidos de la literatura [72-74].

Material	Conductividad térmica $k$ (W/mK)	Densidad $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	Capacidad calorífica $c_p$ (J/kgK)	Coefficiente de absorción $\alpha$ con $\lambda = 532$ nm (1/m)
Agua	$-0.87+9 \times 10^{-3}T-1.6 \times 10^{-5}T^2+8 \times 10^{-9}T^3$	$838.47+1.4T-3 \times 10^{-3}T^2+3.7 \times 10^{-7}T^3$	$1.2 \times 10^4-80.41T+0.31T^2-5.3 \times 10^{-4}T^3+3.6 \times 10^{-7}T^4$	$3.5413 \times 10^{-2}$
a-Si:H	1.5	2330	992	$2.77 \times 10^6$

Tabla 5.1. Propiedades del agua y del a-Si:H usados para la simulación en COMSOL.

Los resultados numéricos, (así como los experimentales muestran la formación de burbujas como resultado de la ebullición del agua) muestran que la temperatura alcanzada puede llegar hasta los 100°C, de esta forma muchos parámetros se

vuelven dependientes de la temperatura como se muestra en la tabla 1. Adicionalmente para las condiciones iniciales se asumen temperatura ambiente de 293.15 K, presión atmosférica ( $1 \times 10^5$  Pa) e inicialmente el fluido está sin movimiento.

En la ecuación de transferencia de calor (ecuación 2.11), la intensidad óptica es en nuestro caso una distribución de haz Gaussiano dentro del a-Si:H, la cual está dada por:

$$I_{aSi}(r, z) = T_{net} \frac{2P}{\pi w^2(z+z_0)} \exp(\alpha_{aSi}(z + I_{agua})) \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right), \quad (32)$$

Donde

$$T_{net} = T_{aire-vidrio} T_{vidrio-agua} T_{agua-aSi} \approx 0.63, \quad (33)$$

donde  $T_{net}$  es el porcentaje de transmisión neto el cual toma en cuenta todas las pérdidas de Fresnel en las interfaces aire-vidrio ( $T_{aire-vidrio}$ ), vidrio-agua ( $T_{vidrio-agua}$ ) y agua-a-Si:H ( $T_{agua-aSi}$ ) respectivamente. Tomando un índice de refracción de  $n=3$  para el silicio amorfo en  $\lambda = 532 \text{ nm}$  [75-77], se encuentra una transmisión total de ~63%. Donde  $I_{agua}$  es el grosor de la película de agua, P es la potencia del haz, y  $w(z)$  es el radio del haz definido como,

$$w^2(z) = w_0^2 [1 + (\lambda(z + z_0))^2 / (\pi w_0^2)^2], \quad (34)$$

donde la cintura del haz es  $w_0 = 5 \mu\text{m}$  a una distancia de  $z_0 = -95 \mu\text{m}$  es decir cerca de la película de a-Si:H de acuerdo con los experimentos. La forma de la ecuación (30) se ha escrito así para hacer un desplazamiento del foco en el eje z.

Resolviendo la ecuación (2.15), se obtiene un perfil de temperatura típico el cual se muestra en la figura 5.2, la fuente de calor es producida con un haz gaussiano, ecuación (2.32), usando una potencia de 11 mW. Con éste valor de potencia, la temperatura alrededor del punto focal alcanza casi el punto de ebullición (~100°C)

y entonces es posible la formación de burbujas de vapor (aproximadamente 5  $\mu\text{m}$  de diámetro) que ocurren en nuestros experimentos.

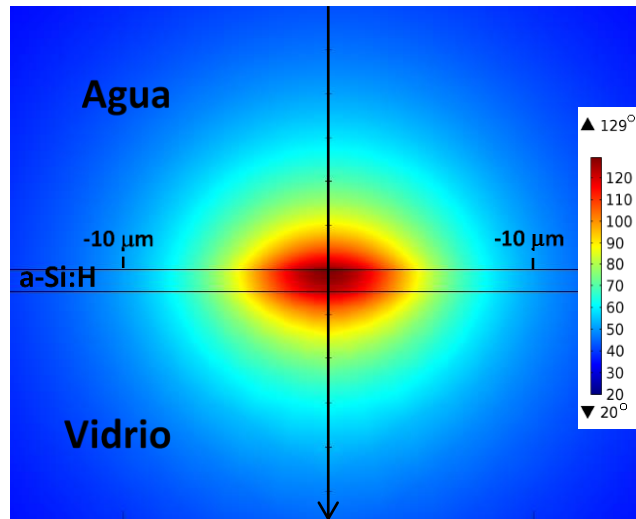


Figura 5.2. Temperatura obtenida de la ecuación (2.11) cuando un haz láser es enfocado sobre el sustrato absorbente de a-Si:H.

En la figura 5.2 no se muestra la aparición de la burbuja, creemos que esto se debe a que en la ecuación (2.15) no se incluye transición de fase, lo cual complica mucho el problema. El punto aquí es mostrar que las corrientes de convección se deben a la fuente, mientras que la existencia de burbujas implicaría un sistema no homogéneo, es decir con densidad dependiente de la posición.

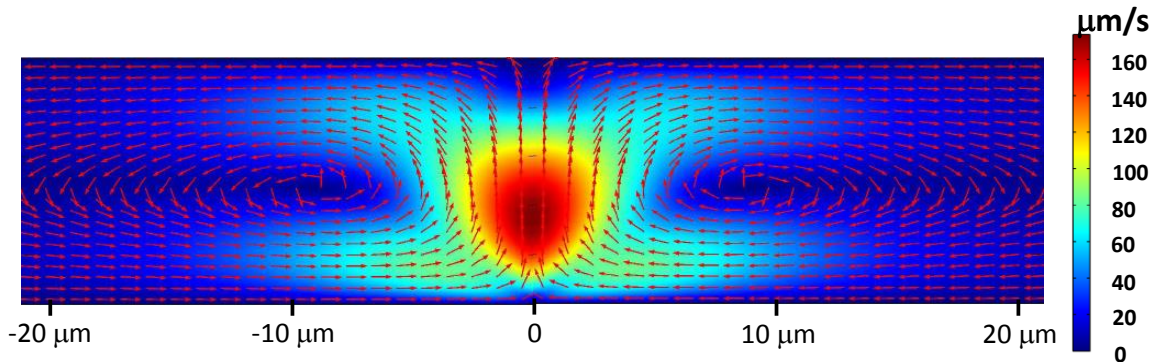
Veamos también que debido a la difusión de calor, la región con temperatura arriba de la ambiente es más grande que el punto del spot (diámetro del spot  $\sim 10 \mu\text{m}$ ).

En la figura 5.3, se muestra el campo de velocidades dentro de la celda líquida. Solo se muestra los primeras 30  $\mu\text{m}$  alrededor del punto focal, aunque la longitud total de la celda es de 200  $\mu\text{m}$ .

La temperatura de calentamiento del sustrato absorbente (a-Si:H) como función de la potencia del láser P, está dada por:

$$T(P)=20^{\circ}\text{C}+(7.11^{\circ}\text{C}/\text{mW})P \quad (35)$$

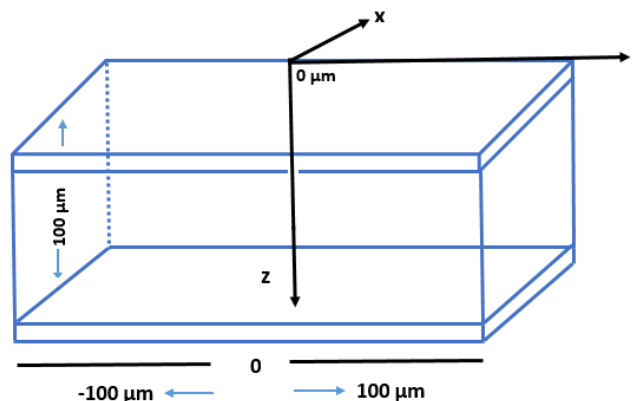
La ecuación (35) es un ajuste de calcular la temperatura máxima en función de la potencia. El límite superior de la temperatura es la temperatura de ebullición del agua (100°C).



**Figura 5.3.** Perfil de velocidad típico del flujo dentro de la celda contenedora para los primeros 40  $\mu\text{m}$ . La longitud total de la celda es de 200  $\mu\text{m}$ . El láser es enfocado en el centro de la interfaz más baja. Alrededor de los 10  $\mu\text{m}$  un lazo es creado como se indica con las flechas.

De acuerdo a la figura 5.3, las partículas dentro del fluido son arrastradas de manera que experimentan en las diversas regiones de la convección diferentes velocidades lo cual se traduce en adquirir energía en la región más caliente y llevarla a la región más fría, se alcanzan velocidades de 160  $\mu\text{m/s}$  cerca del punto del haz y de 20  $\mu\text{m/s}$  cuando se está lejos del spot. Alrededor de los  $\pm 10 \mu\text{m}$ , una zona de circulación es creada más o menos a la mitad de la celda.

En la figura 5.4 se presenta el sistema de coordenadas de la celda simulada para comprender los resultados obtenidos.



**Figura 5.4.** Sistema de coordenadas de la celda contenedora.

Veamos en la figura 5.5 la velocidad del fluido a diferentes potencias a través del espesor de la celda contenedora.

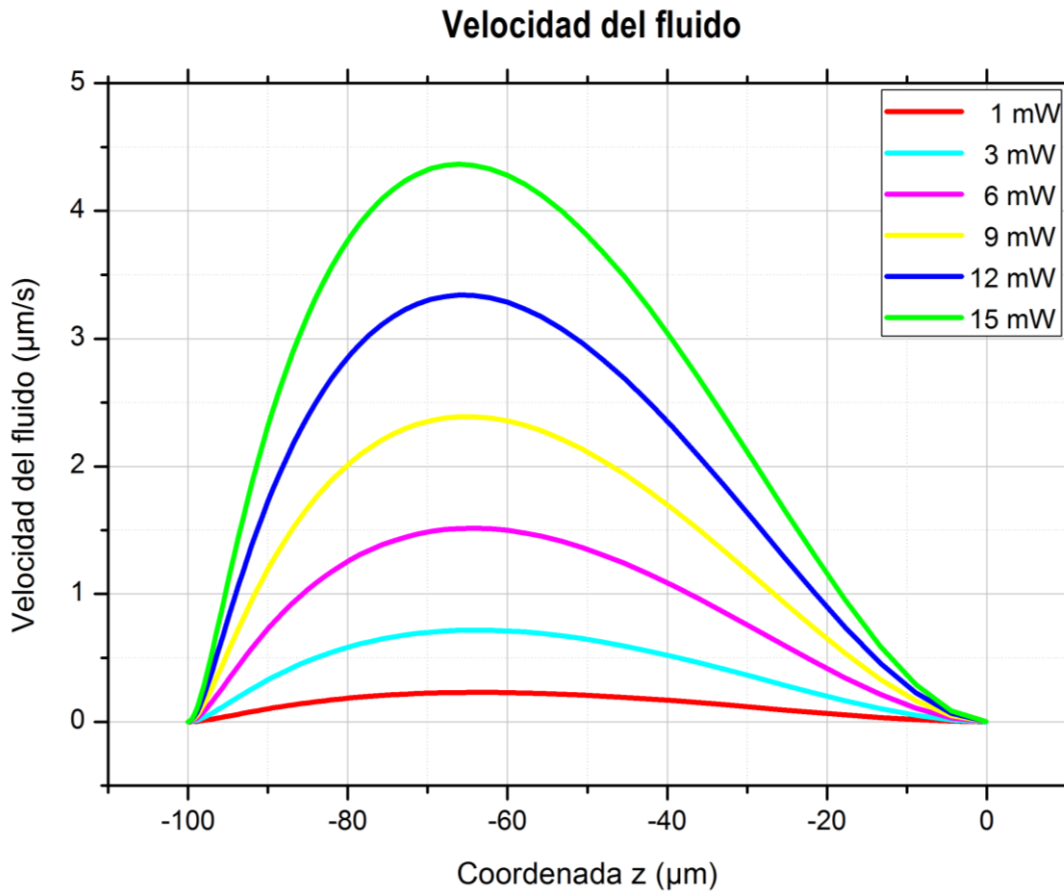


Figura 5.5. Curvas de velocidad del flujo dentro de la celda contenedora a lo largo del eje  $z$  (espesor de la celda). El espesor total de la celda es de  $100 \mu\text{m}$ .

De acuerdo a los resultados numéricos, las partículas suspendidas en agua serán arrastradas desde las regiones más lejanas del haz y colectadas alrededor de éste. El flujo convectivo no es Marangoni ni Rayleigh ya que no hay superficie libre ni tampoco el substrato inferior o superior es enfriado o calentado uniformemente, ver secciones 2.4 y 2.5.

En los experimentos, las micropartículas no siguen a las corrientes de convección y solo se quedan en el substrato debido a que cerca del spot por un lado la fuerza no

es suficiente para vencer a la gravedad y por otro las partículas con sometidas a la presión de radiación.

En la figura 5.6 se muestran las curvas correspondientes a la temperatura a lo largo de la longitud de la celda (coordenada  $r$ ) para varias potencias.

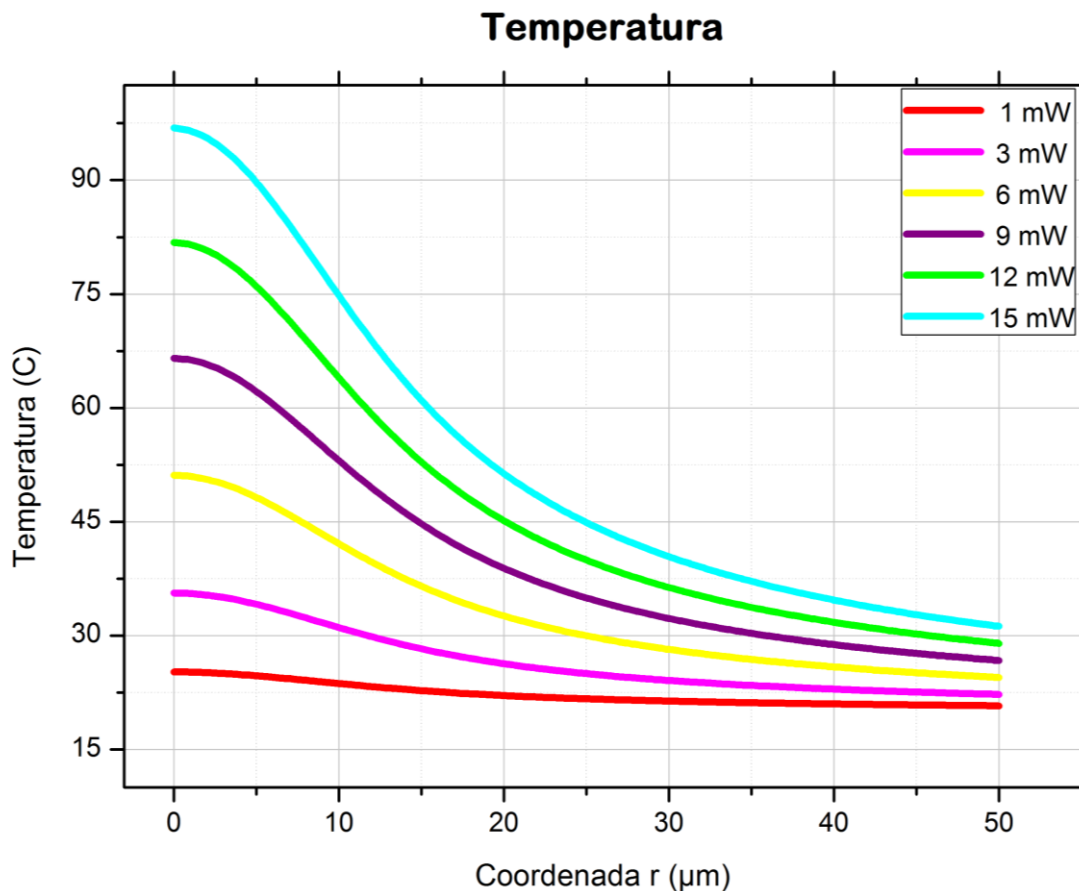


Figura 5.6. Distribución de la temperatura a lo largo de la longitud de la celda para varias potencias.

De acuerdo con éstos resultados la temperatura disminuye conforme nos alejamos del spot, mientras que cerca de éste se alcanzan temperaturas de hasta  $100^{\circ}\text{C}$ , lo cual permite la formación de burbujas de vapor.

## 5.2 ATRAPAMIENTO CON POTENCIA MENOR A 3 MW

Las simulaciones describen cualitativamente la formación de las corrientes de convección que se originan por el calentamiento del substrato absorbente, debido a

que se crea un gradiente de temperatura por zonas. Para entender el atrapamiento por convección con potencias menores a 3 mW, debemos de tomar en cuenta 2 fuerzas, la fuerza termoforética y la fuerza debida a la convección del agua, ambas dependen del gradiente de temperatura. La forma matemática de la fuerza termoforética se ha discutido en el capítulo 2 ecuación (2.23), la cual va de la región caliente a la región fría. Mientras que la fuerza de convección o de arrastre tiene la misma forma de Stokes pero ésta va en dirección contraria a la fuerza termoforética. Estas dos fuerzas nos permiten entender el fenómeno observado de confinamiento de las micropartículas en la región central del spot. Interpretamos este confinamiento como debido a que el balance de estas dos fuerzas ocurre en la región central del spot. Las partículas son arrastradas hacia el haz enfocado a lo largo de la interfaz inferior (donde se encuentra el a-Si:H) manteniéndose enfocadas en todo tiempo en el mismo plano (profundidad de foco del objetivo de microscopio 60x es de aproximadamente 1  $\mu\text{m}$ ). Esto también es veraz incluso en la proximidad del haz donde la velocidad es la más alta y dirigida hacia arriba (figura 5.2). Una posible explicación es que la gravedad y la presión de radiación en la dirección vertical evitan que las partículas se muevan fuera de foco.

### **5.3 ATRAPAMIENTO CON POTENCIAS ENTRE 3 mW Y 11 mW**

Una vez que la potencia es incrementada (entre 3 y 11 mW), las partículas son expulsadas del centro del haz formando una zona de exclusión alrededor de éste. Además, en los substratos de vidrio las partículas son atrapadas por la fuerza de gradiente transversal dentro del haz. La absorción de luz en el a-Si:H calienta a las moléculas de agua incrementando su energía cinética mientras que fuera del haz su energía es más pequeña, es decir, se produce un gradiente de temperatura (figura 5.2). Esto significa que las partículas dentro del perfil de temperatura estarán sujetas a fuerzas no uniformes, es decir las fuerzas termofotoforéticas. De esta forma, las partículas en el haz serán expulsadas de las regiones calientes hacia las regiones más frías, al mismo tiempo las corrientes de convección arrastraran a las partículas hacia el centro del haz formando un anillo en la zona de exclusión. Esto

es debido a que la fuerza termoforética y la de convección o de arrastre sobre las micropartículas se compensan ahora en ésta región. En el interior del spot la fuerza termoforética es mayor que la fuerza de convección, como ha sido señalado por Braun *et al.* [11].

En [11-20] se demostraron resultados similares, donde la convección y la fotoforesis fueron producidas por la absorción en el agua. En [20] el anillo de la zona de captura es alcanzado cuando se incrementa modestamente la temperatura del agua ( $\sim 2^\circ\text{C}$ ). Se demostró que la concentración de ADN puede ser aumentado en varios órdenes de magnitud en un anillo centrado en el haz de láser, donde se logra un equilibrio suave de la convección y la termofóresis.

En nuestro caso, producimos gradientes de temperatura mucho más grandes debido al alto coeficiente de absorción del a-Si:H. Esto a su vez significa fuerzas de convección y termoforéticas más fuertes, las cuales permiten atrapamiento y manipulación de partículas de tamaño micrométrico como se muestra aquí e incluso atrapamiento de cientos de micropartículas [8] usando láseres de potencias modestas.

Garcés-Chávez *et al.* [78] mostraron que excitaciones de plasmones superficiales activan fuerzas convectivas que pueden usarse para producir organización a gran escala. Además, reducen los gradientes de temperatura verticales (y por lo tanto las fuerzas convectivas) usando una celda muy delgada ( $10\ \mu\text{m}$ ). Al hacer esto, también la organización a gran escala se produce por fuerzas plasmónicas. Si la potencia del láser se incrementa hasta  $\sim 1\ \text{W}$ , una zona anillo de atrapamiento se produce como en nuestro caso y esto se explica debido al equilibrio entre fuerzas plasmónicas y termoforéticas. En nuestros experimentos unos pocos mW de luz son suficientes para proveer manipulación en tiempo real usando una configuración mucho más sencilla y de bajo costo pero que nos permite realizar manipulación masiva.

Cuando la potencia se incrementa a más de 12 mW, se puede observar formación de burbujas de vapor e incluso termocavitación. En este caso el gradiente de

temperatura es más grande de modo que la fuerza termoforética es tan fuerte que expulsa a las micropartículas, e incluso la temperatura es tan grande que se produce una burbuja de vapor.

#### **5.4 ATRAPAMIENTO CON TERMOFÓRESIS**

Hasta aquí hemos discutido y mostrado que la termofóresis expulsa a las micropartículas de las regiones calientes hacia las más frías. Sin embargo, si el haz gaussiano es reconfigurado para producir perfiles de haz complejos como anillos, Bessel o cualquier otra configuración óptica, pueden ser posibles diferentes configuraciones de atrapamiento como el que se mostró en la sección 4.3. En este caso, como se mostró las micropartículas serán confinadas simétricamente hacia el centro del anillo, debido a la fuerza termoforética. Fuera del anillo, se da una interacción entre la termofóresis y el flujo convectivo. Aunque la potencia usada es más grande que en el caso del haz gaussiano enfocado (22 mW) no se producen burbujas de vapor debido a que la intensidad local es más pequeña que la necesaria para alcanzar vaporización.

Además, debido a que el atrapamiento es rápido, ya que se pueden alcanzar velocidades termoforéticas de hasta  $42 \mu\text{m/s}$ , se pueden implementar patrones de luz dinámicos sin la necesidad de micromaquinado sobre el substrato [79].

El uso de la fuerza termoforética para atrapar ADN mediante un anillo de luz fue demostrado por Durh y Braun [23]. Nosotros fuimos más allá mostrando que es posible atrapamiento masivo y manipulación simultáneamente. Con estos resultados mostramos que configuraciones más complejas pueden ser implementadas en tiempo real donde operaciones como atrapamiento, transporte, e incluso clasificación es posible usando moduladores de luz espacial y potencias mucho más bajas que aquellas requeridas por las pinzas ópticas.

Modelar la fuerza termoforética no es una tarea fácil, particularmente en medios densos ya que su amplitud no solo está determinada por el volumen general de la

partícula o las propiedades físicas superficiales (tamaño, densidad del material, conductividad térmica, o carga superficial total) sino que parece estar sutilmente relacionada con el detallado de la naturaleza microscópica de la micropartícula e interfaz del disolvente [55].

Existen soluciones analíticas para la fuerza termoforética en aire (COMSOL incluye esto en sus librerías) pero proveen velocidades poco realistas en las simulaciones numéricas. Continuar con el modelado está fuera del alcance de éste trabajo de tesis además estamos solo interesados en discutir el nuevo mecanismo de manipulación. No obstante, como se mostró en el capítulo 4.3.1, la posibilidad de medir experimentalmente la velocidad termoforética promedio como función de la potencia de entrada (figura 4.12). El cual nos da una estimación de la fuerza termoforética a la que está sometida la micropartícula. En la figura 5.7 se muestran las curvas correspondientes a la velocidad termoforética experimental (figura 4.12) y la predicha con la teoría.

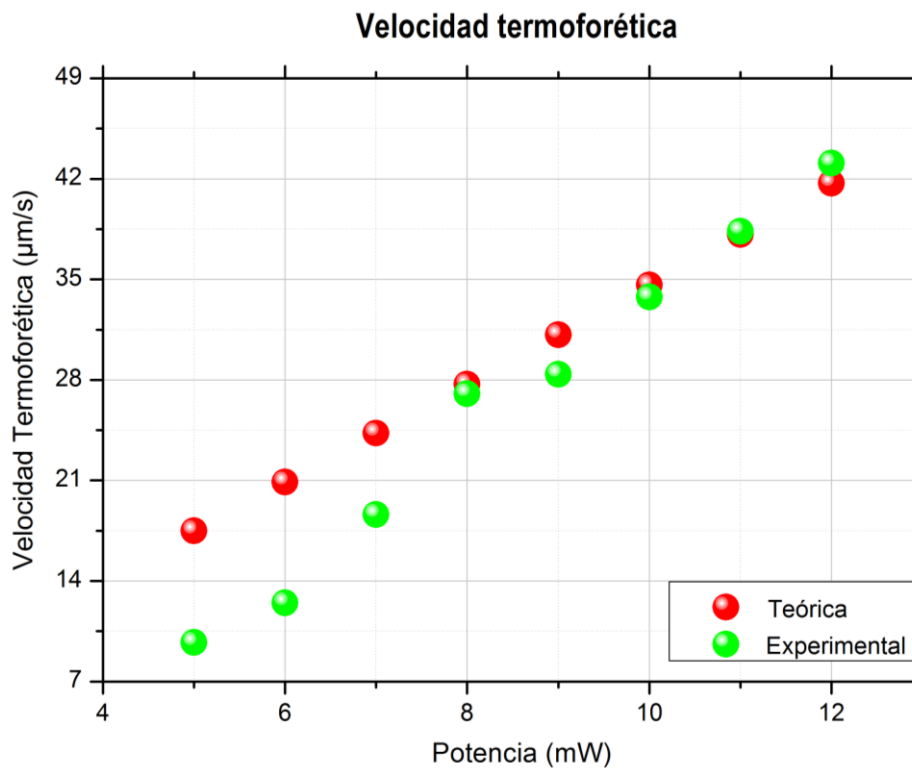


Figura 5.7. Velocidad termoforética teórica vs experimental.

En la figura 5.7 los valores de la velocidad termoforética y experimental no concuerdan, pues la expresión de la velocidad termoforética es para gases, en cuanto a líquidos, existe dificultad para obtener expresiones analíticas para la difusión térmica, lo que implica que no hay un modelo unificador. Sin embargo, a pesar de la física el comportamiento es muy similar ambos comportamientos muestran que la velocidad es directamente proporcional a la potencia. La dependencia de la velocidad en función de la potencia como se ha mostrado en el capítulo 4 es una función lineal, la cual está en concordancia con otros resultados como aquel obtenido por Ohta *et al.* [4].

Las velocidades promedio obtenidas en nuestro experimento permiten ver el atrapamiento en tiempo real, el cual es una ventaja para efectos de manipular micropartículas. Aunque no presentamos valores para la fuerza termoforética experimental, con los datos obtenidos en COMSOL es posible obtener el gradiente de temperatura ( $\nabla T$ ) y a través de la ecuación 2.23, es posible tener una estimación de la fuerza termoforética teórica. En la gráfica 5.8 presentamos los resultados.

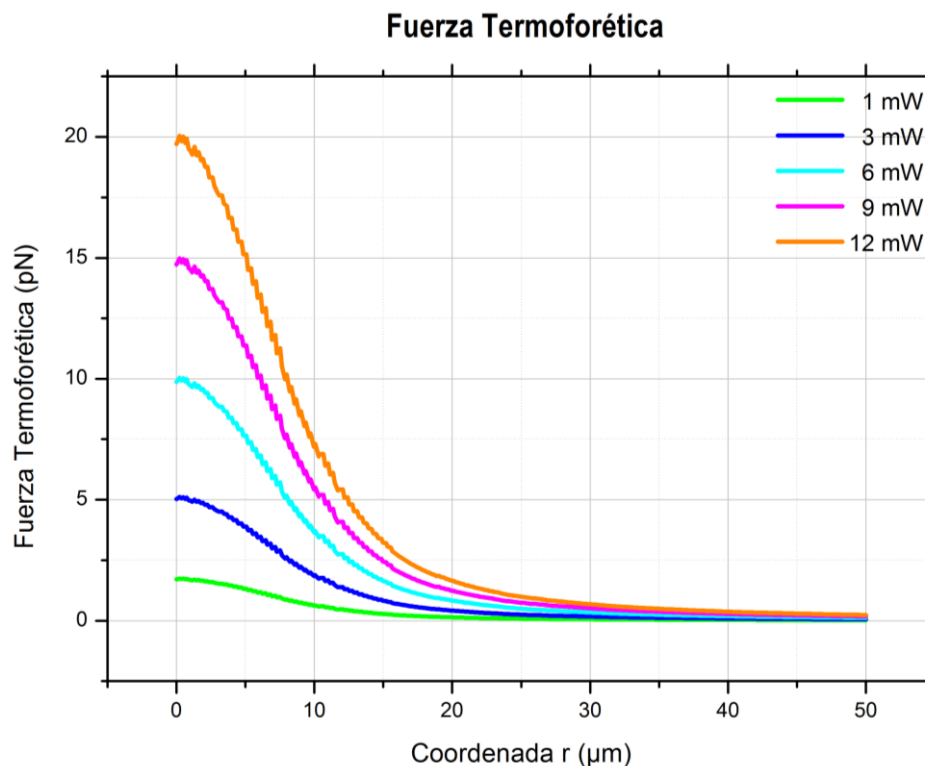


Figura 5.8. Fuerza termoforética teórica a diferentes potencias.

Para éste caso el coeficiente de difusión que hemos usado en los cálculos es  $D_T = 22 \mu m^2 / sK$  [80]. De acuerdo a la gráfica la fuerza termoforética alcanza valores de hasta 20 pN cuando se usa la potencia máxima antes de la formación de la burbuja de vapor. En el caso de la fuerza que sienten las partículas debido a la convección (figura 4.5) es mucho más pequeña comparada con la termoforética, y esto está en concordancia con lo observado en los experimentos, además confirma la aseveración de que a potencias grandes el fenómeno termoforético domina sobre las corrientes de convección.

Esta técnica ofrece una gran variedad de configuraciones de atrapamiento. Por ejemplo, iluminar el substrato con haces estructurados (anillos, líneas, etc.) podría permitirnos que con el dispositivo se pueda realizar una serie casi interminable de manipulaciones de micropartículas reconfigurables que además combinadas con la habilidad de mover células individuales o biomoléculas grandes abren la posibilidad de producir una herramienta de la ciencias de la vida versátil y elegante.

# CONCLUSIONES

Se ha mostrado atrapamiento y manipulación de micropartículas en dos dimensiones mediante corrientes de convección usando bajas potencias de un láser de onda continua. Para potencias bajas (0.8 mW) las partículas son atrapadas en el centro del haz pero para potencias más grandes ( $\approx 3$  mW) las partículas forman un anillo alrededor del haz debido a la competencia entre las fuerzas de Stokes y la termoforética. Las simulaciones numéricas muestran que los gradientes térmicos son los responsables del mecanismo de atrapamiento.

La velocidad a la cual las partículas pueden ser transportadas es dependiente de la intensidad de la fuente de láser, debido a que el incremento en la temperatura (y consecuentemente las corrientes de convección) es directamente proporcional a la intensidad del láser. Esta velocidad se encuentra en el orden de  $\mu\text{m/s}$  y la fuerza que sienten las partículas al ser arrastradas es del orden de pN.

También hemos mostrado que reconfigurando el haz gaussiano es posible atrapamiento y manipulación con termoforesis, aunque las potencias usadas son más grandes que en el caso de corrientes de convección, aun así son mucho más pequeñas que las usadas en pinzas ópticas convencionales. Además nos permite atrapamiento en tiempo real. Las velocidades termoforéticas calculadas son del orden de  $\mu\text{m/s}$ , lo que demuestra que a altas potencias, la termoforesis domina sobre las corrientes de convección.

A fin de probar que los gradientes de temperatura son los responsables de las corrientes de convección, se hicieron simulaciones numéricas mediante COMSOL.

Las simulaciones muestran que el gradiente de temperatura pone al fluido en movimiento, lo que origina las corrientes de convección, las cuales arrastran a las micropartículas hacia el haz.

Con los datos obtenidos en COMSOL, se pudo calcular la velocidad termoforética, al compararla con la obtenida experimentalmente, se demuestra que aunque la física no es completa, el comportamiento entre ambas curvas es muy similar.

Estas técnicas ofrecen una rica variedad de configuraciones de atrapamiento, como por ejemplo haces estructurados, además a habilidad de mover células solas o moléculas grandes, hacen de éstas técnicas una posible herramienta en la aplicación de áreas tan importantes como la medicina o biología.

# APÉNDICES

## A. Publicación

E. Flores Flores, S. A. Torres Hurtado, R. Páez, U. ruiz, G. Beltrán Pérez, S. L. Neale, J. C. Ramírez San Juan, and R. Ramos García, "Trapping and manipulation of microparticles using laser-induced convection currents and photophoresis," *Biomed. Opt. Express*, **6**(10), 4079-4087 (2015).

## B. Proceedings y congresos

S. A. Torres-Hurtado; E. Flores-Flores; G. Beltran-Perez; Steven L. Neale; J. C. Ramirez-San-Juan; R. Ramos-García, "Trapping and manipulation of microparticles using Rayleigh convection generated by laser-induced heating of an absorbing thin film," *Optical Trapping and Optical Micromanipulation XI*, SPIE Proceedings **9164**, (2014).

E. Flores, S. Torres, J. C. Ramírez, G. Beltrán, and R. Ramos, "Trapping of microparticles with laser-induced convection currents using a:Si-H," *IOP Advanced materials for demanding applications*, St. Asaph, UK (2014).

E. Flores Flores, G. Beltrán Pérez, R. Ramos García, "Atrapamiento de partículas con a:Si-H y LiNbO<sub>3</sub>", *Mexican Optics and Photonics Meeting Proceeding*, Ensenada, México (2013).

S. A. Torres Hurtado, E. Flores Flores, R. Páez López and R. Ramos García, "Captura de microesferas de vidrio en agua utilizando campo eléctrico evanescente," *Mexican Optics and Photonics Meeting Proceeding*, Ensenada, México (2013).

# REFERENCIAS

- [1] K. V. Sepúlveda, I. R. Vargas, y R. Ramos García, “Pinzas ópticas: Las delicadas manos de la luz,” *Ciencia*, **58**, 18 (2007).
- [2] A. Ashkin, “Optical trapping and manipulation of neutral particles using lasers,” *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **94**(10), 4853–4860 (1997).
- [3] R. Pethig, “Review Article Dielectrophoresis: Status of the theory, technology, and applications,” *Biomicrofluidics* **4**(2), 022811 (2010).
- [4] P. Y. Chiou, A. T. Ohta, and M. C. Wu, “Massively parallel manipulation of single cells and microparticles using optical images,” *Nature* **436**(7049), 7049 (2005).
- [5] M. Righini, A. S. Zelenina, C. Girard, and R. Quidant, “Parallel and selective trapping in a patterned plasmonic landscape,” *Nature Physics* **3**(7), 477–480 (2007).
- [6] D. Psaltis, S. R. Quake, and C. H. Yang, “Developing optofluidic technology through the fusion of microfluidics and optics,” *Nature* **442**(7101), 381–386 (2006).
- [7] H. Melville, G. F. Milne, G. C. Spalding, W. Sibbett, K. Dholakia and D. McGloin, “Optical trapping of three-dimensional structures using dynamic holograms,” *Opt. Express* **11**(26), 3409 (2003).
- [8] A. T. Ohta, A. Jamshidi, J. K. Valley, H. Y. Hsu, and M. C. Wu, “Optically actuated thermocapillary movement of gas bubbles on an absorbing substrate,” *Appl. Phys. Lett.* **91**(7), 074103 (2007).
- [9] W. H. Tan and S. Takeuchi, “A trap-and-release integrated microfluidic system for dynamic microarray applications,” *PNAS* **104**(4), 1146–1151 (2007).
- [10] A. S. Basu, and Y. B. Gianchandani, “High speed microfluidic doublet flow in open pools driven by non-contact micromachined thermal sources,” in *Proceedings of IEEE Conference on Micro Electro Mechanical Systems*, 666–669 (2005).
- [11] S. Duhr and D. Braun, “Why molecules move along a temperature gradient,” *PNAS* **103**(52), 19678–19682 (2006).
- [12] C. Farcau, H. Moreira, B. Viallet, J. Grisolia, and L. Ressier, “Tunable conductive nanoparticle wire arrays fabricated by convective self-assembly on nonpatterned substrates,” *ACS Nano* **4**(12), 7275–7282 (2010).
- [13] C. V. Sternling and L. E. Scriven, “Interfacial turbulence: Hydrodynamic instability and the marangoni effect,” *AIChE Journal* **5**(4), 514–523 (1959).
- [14] Y. Zheng, H. Liu, Y. Wang, C. Zhu, S. Wang, J. Cao, and S. Zhu, “Accumulating microparticles and direct-writing micropatterns using a continuous-wave laser-induced vapor bubble,” *Lab Chip* **11**(22), 3816–3820 (2011).
- [15] A. S. Basu, and Y. B. Gianchandani, “Trapping and manipulation of particles and droplets using micro-toroidal convection currents,” in *Proceedings of IEEE Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems*, 85–88 (2005).

- [16] A. Alexeev, T. Gambaryan-Roisman, and P. Stephan, "Marangoni convection and heat transfer in thin liquid films on heated walls with topography: Experiments and numerical study," *Phys. Fluids* **17**(6), 062106 (2005).
- [17] E. Bodenschatz, W. Pesch, and G. Ahlers, "Recent development in Rayleigh-Bénard convection" *Annu. Rev. Fluid Mech.* **32**, 709–778 (2000).
- [18] V. Yu. Bazhenov, M. V. Vasnetsov, M. S. Soskin, and V. B. Tarenenko, "Self-oscillations of a liquid near a free Surface during continuous local heating", *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **49**, 330-333 (1998).
- [19] A. Marcano O. and L. Aranguren, "Laser-induced force for bubble trapping in liquids," *Appl. Phys. B*, **56**, 343-346, (1993).
- [20] D. Braun and A. Libchaber, "Trapping of DNA by thermophoretic depletion and convection," *Phys. Rev. Lett.* **89**(18), (2002).
- [21] R. S. Taylor and C. Hnatovsky, "Trapping and mixing of particles in water using a microbubble attached to an NSO fiber probe", *Opt. Express*, **12**, 916-928 (2004).
- [22] S. Duhr and D. Braun, "Two-dimensional colloidal crystals formed by thermophoresis and convection," *Appl. Phys. Lett.* **86**, 131921 (2005).
- [23] S. Duhr and D. Braun, "Optothermal Molecule Trapping by Opposing Fluid Flow with Thermophoretic Drift", *Phys. Rev. Lett.* **97**, 038103 (2006).
- [24] N. A. Ivanova and B. A. Bezuglyi, "Optical Thermocapillary Bubble Trap," *Tech Phys Lett*, **32**(10), 854–856 (2006).
- [25] E. Vela, C. Pacoret, S. Bouchigny, S. Régnier, K. Rink, and A. Bergander, "Non-contact Mesoscale Manipulation Using Laser Induced convection Flows," *IEEE/RSJ International Conference on Intelligent Robots and Systems*, 22-26, France (2008).
- [26] V. G. Shvedov, A. V. Rode, Y. V. Izdebskaya, A. S. Desyatnikov, W. Krolikowski, and Y. S. Kivshar, "Giant Optical Manipulation," *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 118103 (2010).
- [27] Y. Zheng, H. Liu, Y. Wang, C. Zhu, S. Wang, J. Cao, and S. Zhu, "Accumulating microparticles and direct-writing micropatterns using a continuous-wave laser-induced vapor bubble", *Lab Chip*, **11**, 3816-3830 (2011).
- [28] V. I. Yusupov, S. I. Tsypina, and V. N. Bagratashvili, "Trapping of nanoparticles in a liquid by laser-induced microbubbles", *Laser Phys. Lett.* **11**, 116001 (2014).
- [29] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, and Steven Chu, "Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles," *Opt. Lett.* **11**, 288-290 (1986).
- [30] I. Ricardez, E. E. Orozco, and J. A. Hernández, "Pinzas ópticas, una herramienta eficaz para micromanipulación", *Faraute Ciens. y Tec.*, **3**(1), 25-30 (2008).
- [31] A. Ashkin, "Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime", *Biophysical Journal* **61** (2), 569-582 (1992).
- [32] A. Ashkin, "The study of cells by optical trapping and manipulation of living cells using infrared laser beams", *ASGSB Bulletin* **4** (2), 133-146 (1991).
- [33] D. Bonessi, K. Bonin, and T. Walker, "Optical forces on particles of arbitrary shape and size," *Pure Appl. Opt.*, **9**, S228–S234 (2007).
- [34] K. C. Neuman, and S. M. Block, "Optical trapping," *The Review of scientific instruments*, **75**(9), 2787-2809 (2004).

- [35] A. Ashkin, "Applications of laser-radiation pressure," *Science* **210**, 1081-1088 (1980).
- [36] A. Ashkin, "Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime," *Biophysical Journal*, **61**, 569-582 (1992).
- [37] Alexander I. Lvovsky . Fresnel Equations. In *Encyclopedia of Optical Engineering*. Taylor and Francis: New York, Published online: 27 Feb 2013; 1-6.
- [38] A. C. Perkins, "Mechanisms of instability in rayleigh-benard convection," Georgia Institute of Technology, 2011.
- [39] D. M. Maza Ozcoidi, "Transición al caos en convección de Bénard- Marangoni con pequeña relación de aspecto", Universidad de Navarra, 1995 (España).
- [40] H. Bénard, "Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide," *Rev. G\_en. Sci. pures et appl.*, **11**, 1261-1271 (1900).
- [41] L. Rayleigh, "On convection currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the under side," *Phil. Mag.*, **32**, 529 (1916).
- [42] P. Manneville, "Rayleigh-Bénard convection, thirty years of experimental, theoretical, and modeling work," Laboratoire d'Hydrodynamique, Ecole polytechnique, France (2006).
- [43] P. Cerisier, C. Jamond, J. Pantaloni, and J.C. Charmet, "Deformation de la superficie libre en convection de Bénard-Marangoni," *J. Physique* **45**, 405-411(1984).
- [44] S. A. Shearer, and J. R. Hudson, "Fluid Mechanics: Stokes' Law and Viscosity", Measurement Laboratory Biosystems and Agricultural Engineering.
- [45] J. Elder, "The unstable thermal interface," *J. Fluid Mech.*, **32** (1), 69-96 (1968).
- [46] B. C. Reed, "Archimedes' law sets a good energy-minimization example," *Physics Education*, **39** (4), 322-323 (2004).
- [47] J.R.A. Pearson, "On convection cells induced by surface tension," *J. Fluid Mech.* **4**, 489-500 (1958).
- [48] T. sancho vinuesa and A. Palanques-Mestre, "Convección termocapilar de una burbuja en microgravedad," *RIMNI*, **10**(2), 135-145 (1994).
- [49] A. V. Getling, "Rayleigh-Bénard Convection: Structures and Dynamics," World Scientific Publishing (1998).
- [50] E. Flores Flores, S. A. Torres Hurtado, R. Páez, U. ruiz, G. Beltrán Pérez, S. L. Neale, J. C. Ramírez San Juan, and R. Ramos García, "Trapping and manipulation of microparticles using laser-induced convection currents and photophoresis," *Biomed. Opt. Express*, **6**(10), 4079-4087 (2015).
- [51] G. P. Galdi, "An Introduction to the mathematical theory of the Navier-Stokes equations," Springer, New York (2011).
- [52] J. Tyndall, "On dust and disease," *Proc. R. Inst.*, **6**(1) (1870).
- [53] R. G. Mortimer, and H. Eyring, "Elementary transition state theory of the Soret and Dufour effects," *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **77**(4), 1728-1731 (1980).
- [54] N. Dongari and A. Agrawal, "Modeling of Navier–Stokes equations for high Knudsen number gas flows," *Int. J. Heat Mass Transfer*, **55**, 4352-4358 (2012).
- [55] R. Piazza and A. Parola, "Thermophoresis in colloidal suspensions," *J. Phys. Condens. Matter* **20**(15), 153102 (2008).
- [56] A. Fick, "On liquid diffusion," *Poggendorffs Annalen*, **94**, 33-38 (1855).

- [57] Y. Sone, "Molecular gas dynamics, theory, techniques and applications," Ed. Birkhauser, Boston (2007).
- [58] S. R. de Groot, "Thermodynamics of irreversible processes," *J. Phys. Chem.*, **55** (9), 1577–1578 (1951).
- [59] K. Platten, "The Soret effect: a review of recent experimental results," *J. Appl. Mech.*, **73**, 5-15 (2006).
- [60] S. L. Gorelov, "Thermophoresis and photophoresis in a rarefied gas", *Fluid Dynamics*, **11**(5), 800-804 (1976).
- [61] H. Brenner, "Navier-Stokes revisited," *Physica A* **349**(1-2), 60–132 (2005).
- [62] D. Bedeaux, S. Kjelstrup, and H. C. Öttinger, "On a possible difference between the barycentric velocity and the velocity that gives translational momentum in fluids," *Physica A* **371**, 177–187 (2006).
- [63] G. S. McNab and A. Meisen, "Thermophoresis in liquids," *J. Colloid Interface Sci.* **44**(2), 339–346 (1973).
- [64] M. E. Schimpf and S. N. Semenov, "Mechanism of polymer thermophoresis in nonaqueous solvents," *J. Phys. Chem. B* **104**(42), 9935–9942 (2000).
- [65] E. Ruckenstein, "Can phoretic motions be treated as interfacial tension gradient driven phenomena," *J. Colloid Interface Sci.* **83**(1), 77–81 (1981).
- [66] A. Parola and R. Piazza, "Particle thermophoresis in liquids," *Eur Phys J E Soft Matter* **15**(3), 255–263 (2004).
- [67] "Microesferas de sílice. Technical data sheet," [Online]. Available: <http://cdnsm.polysciences.com/skin/frontend/default/polysciences/pdf/24329.pdf>.
- [68] "Microesferas de sílice. Material safety data sheet," [Online]. Available: <http://cdnsm.polysciences.com/skin/frontend/default/polysciences/pdf/24329.pdf>.
- [69] S. Hurtado, "Captura de micropartículas usando campo evanescente fotorrefractivo", INAOE 2012.
- [70] Mallik, Proteep (2005). "The Axicon" (pdf). University of Arizona College of Optical Sciences. Retrieved 12 December 2014.
- [71] D. R. Lide, *CRC Handbook of Chemistry and Physics* (CRC Press; 90th edition), chap 6 (2009).
- [72] G. M. Hale and M. R. Querry, "Optical constants of water in the 200-nm to 200-mm wavelength region," *Appl. Opt.* **12**(3), 555–563 (1973).
- [73] S. Moon, "A novel double laser crystallization technique for producing location-controlled ultra-large polysilicon grain growth," *J. Kor. Phys. Soc.* **47**(1), 133–141 (2005).
- [74] COMSOL documentation
- [75] R. Swanepoel, "Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon," *J. Phys. E Sci. Instrum.* **16**(12), 1214–1222 (1983).
- [76] N. A. Bakr, A. M. Funde, V. S. Waman, M. M. Kamble, R. R. Hawaldar, D. P. Amalnerkar, S. W. Gosavi, and S. R. Jadkar, "Determination of the optical parameters of a-Si:H thin films deposited by hot wire-chemical vapour deposition technique using transmission spectrum only," *J. Phys.* **76**(3), 519–531 (2011).
- [77] A. M. Bakry, "Influence of Film Thickness on Optical Properties of Hydrogenated Amorphous silicon Thin Films," *Egypt. J. Solids* **31**(1), 11566 (2008).

- [78] V. Garcés-Chávez, R. Quidant, P. J. Reece, G. Badenes, L. Torner, and K. Dholakia, "Extended organization of colloidal microparticles by surface plasmon polariton excitation," *Phys. Rev. B* **73**(8), 085417 (2006).
- [79] A. S. Basu and Y. B. Gianchandani, "High speed microfluidic doublet flow in open pools driven by non-contact micromachined thermal sources," in *Proceedings of IEEE Conference on Micro Electro Mechanical Systems*, 666–669 (2005).
- [80] R. T. Schermer, C. C. Olson, J. P. Coleman, and F Bucholtz, "Laser-induced thermophoresis of individual particles in a viscous liquid", *Opt. Express*, **19**(11), 10571 (2011).

# Trapping and manipulation of microparticles using laser-induced convection currents and photophoresis

E. Flores-Flores,<sup>1</sup> S. A. Torres-Hurtado,<sup>2</sup> R. Páez,<sup>2</sup> U. Ruiz,<sup>2</sup> G. Beltrán-Pérez,<sup>1</sup> S. L. Neale,<sup>3</sup> J. C. Ramirez-San-Juan,<sup>2</sup> and R. Ramos-García<sup>2,\*</sup>

<sup>1</sup>Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Calle 4 Sur 104 Colonia Centro, Puebla, Puebla, 72000, Mexico

<sup>2</sup>Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, Luis Enrique Erro No.1, Tonanzintla, Puebla, Mexico

<sup>3</sup>University of Glasgow, James Watt South Building, Glasgow G12 8QQ, Scotland, UK

\*rgarcia@inaoep.mx

**Abstract:** In this work we demonstrate optical trapping and manipulation of microparticles suspended in water due to laser-induced convection currents. Convection currents are generated due to laser light absorption in an hydrogenated amorphous silicon (a:Si-H) thin film. The particles are dragged towards the beam's center by the convection currents (Stokes drag force) allowing trapping with powers as low as 0.8 mW. However, for powers >3 mW trapped particles form a ring around the beam due to two competing forces: Stokes drag and thermo-photophoretic forces. Additionally, we show that dynamic beam shaping can be used to trap and manipulate multiple particles by photophoresis without the need of lithographically created resistive heaters.

©2015 Optical Society of America

**OCIS codes:** (350.4855) Optical tweezers or optical manipulation; (120.6810) Thermal effects; (140.3300) Laser beam shaping.

## References and links

1. A. Ashkin, "Optical trapping and manipulation of neutral particles using lasers," *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **94**(10), 4853–4860 (1997).
2. R. Pethig, "Dielectrophoresis: Status of the theory, technology, and applications," *Biomicrofluidics* **4**(2), 022811 (2010).
3. P. Y. Chiou, A. T. Ohta, and M. C. Wu, "Massively parallel manipulation of single cells and microparticles using optical images," *Nature* **436**(7049), 370–372 (2005).
4. M. Righini, A. S. Zelenina, C. Girard, and R. Quidant, "Parallel and selective trapping in a patterned plasmonic landscape," *Nat. Phys.* **3**(7), 477–480 (2007).
5. D. Psaltis, S. R. Quake, and C. Yang, "Developing optofluidic technology through the fusion of microfluidics and optics," *Nature* **442**(7101), 381–386 (2006).
6. K. Xiao and D. G. Grier, "Sorting colloidal particles into multiple channels with optical forces: Prismatic optical fractionation," *Phys. Rev. E Stat. Nonlin. Soft Matter Phys.* **82**(5), 051407 (2010).
7. H. Melville, G. Milne, G. Spalding, W. Sibbett, K. Dholakia, and D. McGloin, "Optical trapping of three-dimensional structures using dynamic holograms," *Opt. Express* **11**(26), 3562–3567 (2003).
8. A. T. Ohta, A. Jamshidi, J. K. Valley, H.-Y. Hsu, and M. C. Wu, "Optically actuated thermocapillary movement of gas bubbles on an absorbing substrate," *Appl. Phys. Lett.* **91**(91), a130823 (2007).
9. W. H. Tan and S. Takeuchi, "A trap-and-release integrated microfluidic system for dynamic microarray applications," *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **104**(4), 1146–1151 (2007).
10. A. S. Basu and Y. B. Gianchandani, "High speed microfluidic doublet flow in open pools driven by non-contact micromachined thermal sources," in *Proceedings of IEEE Conference on Micro Electro Mechanical Systems* (IEEE, 2005), pp. 666–669.
11. D. Braun and A. Libchaber, "Trapping of DNA by thermophoretic depletion and convection," *Phys. Rev. Lett.* **89**(18), 188103 (2002).
12. S. Dühr and D. Braun, "Optothermal molecule trapping by opposing fluid flow with thermophoretic drift," *Phys. Rev. Lett.* **97**(3), 038103 (2006).
13. C. Farcau, H. Moreira, B. Viallet, J. Grisolia, and L. Rossier, "Tunable conductive nanoparticle wire arrays fabricated by convective self-assembly on nonpatterned substrates," *ACS Nano* **4**(12), 7275–7282 (2010).
14. C. V. Sternling and L. E. Scriven, "Interfacial turbulence: Hydrodynamic instability and the marangoni effect," *AIChE J.* **5**(4), 514–523 (1959).

15. Y. Zheng, H. Liu, Y. Wang, C. Zhu, S. Wang, J. Cao, and S. Zhu, "Accumulating microparticles and direct-writing micropatterns using a continuous-wave laser-induced vapor bubble," *Lab Chip* **11**(22), 3816–3820 (2011).
16. A. S. Basu and Y. B. Gianchandani, "Trapping and manipulation of particles and droplets using micro-toroidal convection currents," in *Proceedings of IEEE Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems* (IEEE, 2005), pp. 85–88.
17. A. Alexeev, T. Gambaryan-Roisman, and P. Stephan, "Marangoni convection and heat transfer in thin liquid films on heated walls with topography: Experiments and numerical study," *Phys. Fluids* **17**(6), 062106 (2005).
18. E. Bodenschatz, W. Pesch, and G. Ahlers, "Recent development in Rayleigh-Bénard convection," *Annu. Rev. Fluid Mech.* **32**(1), 709–778 (2000).
19. V. Garcés-Chávez, R. Quidant, P. J. Reece, G. Badenes, L. Torner, and K. Dholakia, "Extended organization of colloidal microparticles by surface plasmon polariton excitation," *Phys. Rev. B* **73**(8), 085417 (2006).
20. G. M. Hale and M. R. Querry, "Optical constants of water in the 200-nm to 200-mm wavelength region," *Appl. Opt.* **12**(3), 555–563 (1973).
21. S. Moon, "A novel double laser crystallization technique for producing location-controlled ultra-large polysilicon grain growth," *J. Kor. Phys. Soc.* **47**(1), 133–141 (2005).
22. COMSOL documentation.
23. R. Swanepoel, "Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon," *J. Phys. E Sci. Instrum.* **16**(12), 1214–1222 (1983).
24. N. A. Bakr, A. M. Funde, V. S. Waman, M. M. Kamble, R. R. Hawaldar, D. P. Amalnerkar, S. W. Gosavi, and S. R. Jadhkar, "Determination of the optical parameters of a-Si:H thin films deposited by hot wire-chemical vapour deposition technique using transmission spectrum only," *J. Phys.* **76**(3), 519–531 (2011).
25. A. M. Bakry, "Influence of Film Thickness on Optical Properties of Hydrogenated Amorphous silicon Thin Films," *Egypt. J. Solids* **31**(1), 11566 (2008).
26. A. V. Getling, *Rayleigh-Bénard Convection: Structures and Dynamics* (World Scientific Publishing, 1998).
27. D. R. Lide, *CRC Handbook of Chemistry and Physics* (CRC Press; 90th edition, 2009), chap 6.
28. V. Arrizón, U. Ruiz, D. Sánchez-de-la-Llave, G. Mellado-Villaseñor, and A. S. Ostrovsky, "Optimum generation of annular vortices using phase diffractive optical elements," *Opt. Lett.* **40**(7), 1173–1176 (2015).
29. R. Piazza and A. Parola, "Thermophoresis in colloidal suspensions," *J. Phys. Condens. Matter* **20**(15), 153102 (2008).

---

## 1. Introduction

The manipulation of single cells and large biomolecules is a requirement of several medical and biological techniques from in vitro fertilization to genetic engineering. Nowadays, several techniques and devices for micromanipulation have been implemented to supplement the traditional approaches using micropipettes: optical tweezers [1] offer single particle manipulation but limited capacity to simultaneously trap large number of particles due to the strong focusing requirement; on the other hand dielectrophoresis [2] allows massive manipulation but lacks spatial resolution to manipulate individual particles. Several approaches have been proposed that combine both high-spatial selectivity and high throughput at the same time including optodielectrophoresis [3], spatial patterning of plasmonic [4], optofluidic [5], structured light landscapes [6, 7] among others. Recent works have shown that individual and collective trapping of large particles (hundreds of  $\mu\text{m}$ 's in diameter) can be achieved by laser-induced convective flow using an absorbing thin film [8], resistive heating devices [9] or more complicated devices such as cantilevers [10]. These approaches are quite attractive because particles are captured over long ranges by the convection currents allowing, for example, concentration of DNA [11, 12] and direct assemble of nanoparticles [13]. In addition, free surfaces in liquid subject to thermal gradients may drive fluid motion due to the temperature-dependent surface tension. This effect is known as thermocapillary force or the thermal Marangoni effect [14]. Marangoni convection can be used to drive the motion of gas bubbles in liquids [15], liquid droplets in air [16] or thin films of fluids [17]. The other mechanism of convection is the Rayleigh-Bénard convection (RBC) which is the buoyancy-driven flow of a fluid heated from the lower substrate and cooled from the above one. Such flows result from the development of the convective instability if the static vertical temperature gradient (the gradient that would be present in a motionless fluid under the same conditions) is large enough [18].

In this work, we exploit laser-induced convection currents to trap and manipulate silica microparticles, using power laser of up to 20 mW in order to avoid the formation of vapor bubbles as in previous reports [15]. In addition, interplay between convection currents and photophoresis lead to the formation of ring trapping zone around the beam. Finally, beam

shaping by means of a Spatial Light Modulator (SLM) is used to convert a Gaussian beam into dynamic light rings that can efficiently employed to trap and manipulate in real time a large number of microparticles. Numerical simulations support qualitatively well our experimental findings. The interplay of convection currents and photophoresis has been studied before produced by surface plasmon polariton excitation for large-scale ordering and trapping of colloidal aggregations [19] and by absorption of light in liquids for DNA concentration [11,12]. Although similar results were obtained, important differences are highlighted here that allow real-time manipulation of a large number of microparticles with relatively low power. We achieve this through beam shaping the light used and demonstrate that the pattern of the force can be controlled by changing the light pattern, a result which is not immediately obvious due to the convection currents created and one which has not been reported before.

## 2. Laser-induced convection current

The device employed consists of a colloidal suspension sandwiched between two glass plates (separated by  $\sim 100 \mu\text{m}$ ). On one of the glass plates a thin film of amorphous silicon (a-Si:H) is deposited acting as the heating substrate. The absorption coefficient of the a-Si:H is very high ( $\alpha_{\text{aSi}} \sim 2.77 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$  at  $\lambda = 532 \text{ nm}$ ) and therefore it is expected that a temperature gradient is created on the film and on the adjacent liquid. This temperature gradient drives convective flows, dragging the dissolved particles in water, and thus long-range capture of microparticles around the beam spot may be possible. In order to probe this assertion, numerical simulations were performed using finite element method (COMSOL) to solve the heat transfer and Navier-Stokes equations using the configuration shown in Fig. 1(a). Numerical results shows that temperature can reach up  $100^\circ\text{C}$ , so many parameters become temperature-dependent as shown in Table 1. Initial conditions assume a room temperature of  $293.15 \text{ K}$ , atmospheric pressure ( $1 \times 10^5 \text{ Pa}$ ) and an initial motionless fluid.

**Table 1. Material properties of water and amorphous silicon [20–22]**

Material	$k$ W/mK	$\rho$ kg/m <sup>3</sup>	$c_p$ J/kgK	$\alpha (\lambda = 532\text{nm})$ 1/m
Water	$-0.87 + 9 \times 10^{-3} T - 1.6 \times 10^{-5} T^2 + 8 \times 10^{-9} T^3$	$838.47 + 1.4 T - 3 \times 10^{-3} T^2 + 3.7 \times 10^{-7} T^3$	$1.2 \times 10^4 - 80.41 T + 0.31 T^2 - 5.3 \times 10^{-4} T^3 + 3.6 \times 10^{-7} T^4$	$3.5413 \times 10^{-2}$
a-Si:H	1.5	2330	992	$2.77 \times 10^6$

Light absorption by the amorphous silicon produces a temperature gradient  $\nabla T$  and then dissipative heating from a-Si: H, heats the water up according to the heat transfer equation;

$$\rho c_p u \cdot \nabla T = \nabla \cdot (k \nabla T) + Q. \quad (1)$$

In this equation steady-state condition is assumed, in addition, viscous heating and pressure work are ignored. Here  $\rho$  is the water density,  $c_p$  is its heat capacity,  $u$  is the fluid's field velocity,  $k$  is the thermal conductivity and  $Q = \alpha I$  is the heat source ( $\alpha$  is the absorption coefficient and  $I$  is the optical intensity). The water's absorption coefficient is quite small compared to the a-Si:H one, so amorphous silicon acts as the only heat source.

The intensity distribution of the Gaussian beam inside the a-Si:H is given by

$$I_{\text{aSi}}(r, z) = T_{\text{net}} \frac{2P}{\pi w^2 (z + z_0)} \exp(\alpha_{\text{aSi}} (z + l_{\text{water}})) \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right) \quad (2)$$

$$T_{\text{net}} = T_{\text{air-glass}} T_{\text{glass-water}} T_{\text{water-aSi}} \approx 0.63$$

where  $T_{\text{net}}$  is the net transmission which takes into account all Fresnel losses at the air-glass, ( $T_{\text{air-glass}}$ ), glass-water ( $T_{\text{glass-water}}$ ) and water-a-Si:H ( $T_{\text{water-aSi}}$ ) interfaces, respectively. By

taking a refractive index of  $n = 3$  for the a-Si:H at  $\lambda = 532$  nm [23–25], a total transmission of  $\sim 63\%$  is found.  $l_{water}$  is the thickness of the water film,  $P$  is the beam power, and  $w(z)$  is the beam radius defined as  $w^2(z) = w_0^2 \left[ 1 + (\lambda(z+z_0))^2 / (\pi w_0^2)^2 \right]$ , where  $w_0 = 5$   $\mu\text{m}$  is the beam waist at the distance  $z_0 = -95$   $\mu\text{m}$  i.e close to the a-Si:H film in accordance with the experiment. Figure 1(b) shows a typical temperature profile obtained by solving Eq. (1) with a heat source produced by a Gaussian beam, Eq. (2), using  $P = 11$  mW. At this power value, the water temperature around the focal point reaches the boiling point ( $\sim 100^\circ\text{C}$ ) and so the formation of vapor bubbles is possible, as reported below. Note that the temperature inside the semiconducting film is higher ( $\sim 120^\circ\text{C}$ ) than the boiling temperature. Note that due to heat diffusion, the region above the ambient temperature is larger than the beam spot. According to Eq. (1), the gradient temperature sets in motion the fluid at a velocity  $u$ , and since the water properties are temperature dependent, the appearance of buoyancy force and the creation of convection flows is expected. The Navier-Stokes equations describe how the velocity, pressure, temperature, and density of a moving fluid are coupled.

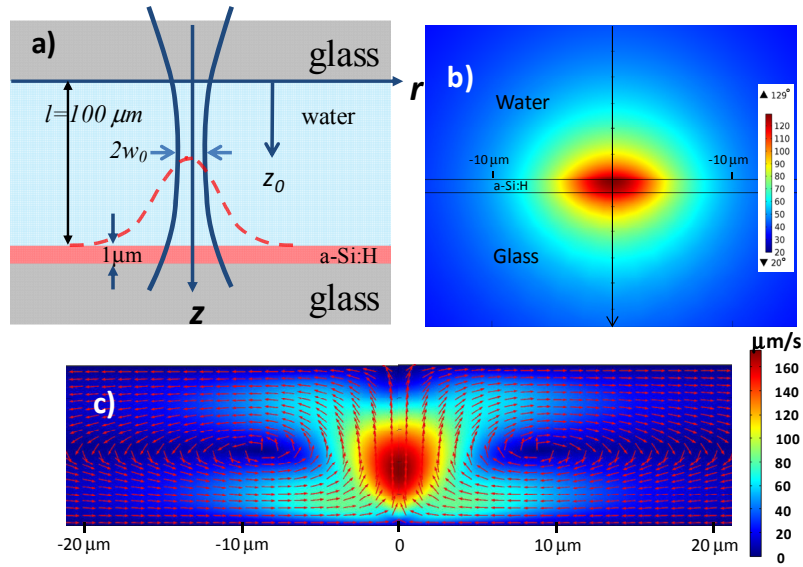


Fig. 1. a) Schematic of the model. The  $z = 0$  plane is placed at the glass-water interface and the beam waist is placed at a distance  $z_0 = -95$   $\mu\text{m}$ . The dashed line represents the thermal gradient produced by heating of the amorphous silicon film. b) Temperature obtained from Eq. (1) when a laser beam is focused on a thin absorbing film. See text for details; c) Typical velocity profile of the flow inside the water cell for the first 40  $\mu\text{m}$ . The total length cell is 200  $\mu\text{m}$ . The laser is focused at the center of the lower interface. The liquid moves upwards and then moves along the upper surface and the moves downwards at the edges and back towards the centre along the lower surface. Around  $\pm 10$   $\mu\text{m}$  a loop is created as indicated by the arrows.

The Navier-Stokes equations for an incompressible flow are

$$\rho(u \cdot \nabla)u = \nabla \cdot \left[ -pI + \mu(\nabla u + (\nabla u)^T) \right] + F, \quad (3a)$$

$$\rho \nabla \cdot u = 0, \quad (3b)$$

where  $p$  is the pressure and  $F$  is a volumetric force. As volumetric force we used the buoyancy force  $F = -g(\rho - \rho_0)$  responsible for the convection currents, with  $\rho_0 = 998.3$   $\text{kg/m}^3$  the water density at room temperature and  $\rho$  is the water density at the temperature  $T$ . Figure 1(c) shows the field velocity vector inside the liquid cell. Here only the first 40  $\mu\text{m}$

around the focal point are shown although the total length of the cell is 200  $\mu\text{m}$ . The calculated temperature inside the water scales linearly with laser power, as expected, according to the expression  $T(P) = 20^\circ\text{C} + (7.11^\circ\text{C}/\text{mW})P$  where  $P$  is the laser power in mW. Upper limit temperature is the water's boiling temperature (100°C) where the formation of bubbles is observed. This agrees well with experiment. Depending on the applications, the peak temperature can be conveniently chosen to manipulate biological samples (<40°C to avoid damage) or inorganic particles where the upper limit is boiling of water. Note that the convective currents are directed upwards just above the hottest spot and then reaches the upper surface. The flow moves parallel to the upper substrate away from the center and directs towards the vertical walls (not shown) while at the lower substrate it moves parallel to the substrate towards the hot spot. According to Fig. 1(c), velocities of up to 160  $\mu\text{m}/\text{s}$  are obtained near the beam spot, which agree quite well with experimental measurements. Around  $\pm 10 \mu\text{m}$ , a circulating zone is created more or less at middle of the cell. According to our numerical results, particles suspended in water will be dragged from regions far away from the laser beam and collected around it. In order to verify our results, a set of experiments were carried out and described below. The convective flow is neither Marangoni nor Rayleigh since no free surface is presented or the upper or lower substrate are cooled or heated uniformly. In addition, Rayleigh convection arises from an instability in a channel with a uniformly heated bottom surface when the Rayleigh number,  $Ra = g\Theta\Delta Td^3/(\nu\kappa)$  exceeds a critical value of 1700 [26]. Here  $g$  is the gravity constant,  $d$  (beam diameter  $\sim 10 \mu\text{m}$ ) is the characteristic length of the system,  $\Theta$  ( $2.1 \times 10^{-4} /^\circ\text{C}$  [26]) is the thermal expansion coefficient,  $\nu$  is the kinematic viscosity ( $0.001 \text{ cm}^2/\text{s}$ ) and  $\kappa$  is the thermal diffusivity ( $1 \times 10^{-3} /^\circ\text{C}$  [27]). Such a system is quiescent until  $\nabla T$  across the entire fluid cell is large enough to cause the instability. Assuming the extreme condition of  $\nabla T = 100^\circ\text{C}$  then  $Ra \ll 1$ , i.e. in principle, the buoyancy is much smaller than viscosity and heat diffusion dissipation.

## 2. Trapping and manipulation experiments

In order to perform the experiments we prepare a cell containing a colloidal solution of 2.5  $\mu\text{m}$  diameter microparticles immersed in water and sandwiched between two glass coverslips separated by 100  $\mu\text{m}$  thick plastic spacers. In one of the coverslips, 1  $\mu\text{m}$  thick a-Si:H film was deposited. In order to create convection currents, a CW frequency doubled (Klasech,  $\lambda = 532 \text{ nm}$ , 1W) Nd:YAG laser was used to illuminate the film. The laser's power is controlled with a variable attenuator consisting of a  $\lambda/2$  waveplate and a polarized cube beamsplitter. The laser beam is spatially filtered, collimated and directed towards a phase-only SLM (Holoeye PLUTO-VIS). The incidence angle between the SLM and the beam is  $\Theta < 10^\circ$  respect to the normal to ensure optimum phase modulation. A lens of focal length  $f = 75 \text{ cm}$  placed in front of the SLM is employed to Fourier transform the beam at its back focal plane, then the resulting beam is focused and imaged on the microparticles sample by a 60X microscope objective, as shown in Fig. 2(a). We consider two cases, *i*) the SLM is off, so that a Gaussian beam of approximately 10  $\mu\text{m}$  in diameter was obtained on the sample; and *ii*) a synthetic phase hologram (SPH) is displayed on the SLM to shape the Gaussian beam.

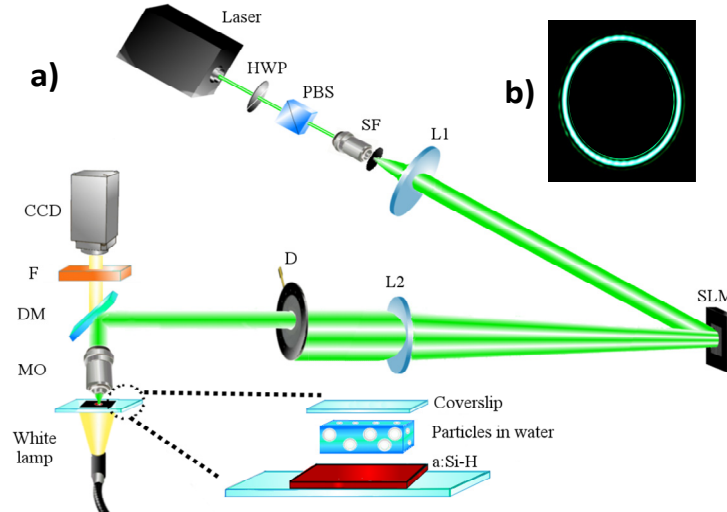


Fig. 2. a) Optical set up. A 1W, 532 nm laser is focused onto a  $1\mu\text{m}$  a-Si:H film. The laser beam power is controlled with a half-wave plate (HWP) and a polarizing beam splitter (PBS), then the beam is spatial filtered (SF) and collimated with lens L1. After reflection on the SLM, the hologram is recovered by Fourier transform by lens L2. DM is a dichroic mirror, MO is 60x microscope objective. A white light source is used to illuminate the sample. The same objective is used to image the microparticles on the CCD camera. F is a filter that blocks the reflected green light to avoid CCD saturation, b) experimental image of the ring projected on the sample

The SPH is the binary phase modulation of the zero-order Bessel beam,  $h = \text{sign}[J_0(2\pi\rho_0 r)]$ , where the *sign* function takes the phase values  $\pi$  or  $-\pi$ ,  $\rho_0$  is the spatial frequency, and  $r$  is the radial coordinate. The transmittance of this SPH in the Fourier plane, which is realized by the lens L2, reshapes the Gaussian beam into a ring of radius  $r_0 = \lambda f \rho_0$  [28]. In Fig. 2(b), we show an experimental image of the reconstructed ring. A white light source is used to illuminate the sample and the trapped particles are imaged into a CCD camera with the same microscope objective. Finally, an optical filter was placed in front of the CCD camera to block the reflected green light to avoid camera saturation.

## 4. Results

### 4.1 Trapping by convection

Figure 3 shows snap shots of multiple particle trapping with a power of 0.8 mW. The broken line circle indicates the position of the laser beam. Note that particles are dragged from positions well beyond the field of view ( $\sim 25 \times 35$ ) confirming the existence of convection currents. Optical trapping or electric field gradients due to space-charge redistribution, which is a possibility in amorphous semiconductors, are ruled out since they act nearby the laser beam. Since convection currents are symmetrically generated around the focal point, particles are collected around it. The average velocity of the particles is quite small  $\sim 2 \mu\text{m/s}$ , as a result, collecting a large number of particles takes more than 1 min. Note that at all times, the particle remains in focus at the substrate, indicating that the drag currents are weak and unable to overcome the gravity around the beam as the simulation indicates. Particles will continue to accumulate as long as the laser is on. In this way self-assembly of micro and nanoparticles is possible as shown in Ref 19.

One obvious disadvantage of this approach is the inability to trap particles in real time. Simulations indicates that the fluid velocity (and therefore particle velocity) increases linearly with power  $P$  as  $v \approx 1.7 (\mu\text{m/mWsec})P$ , where  $P$  is measured in mW. Experimentally, this is true below 3 mW obtaining a velocity of  $4.7 \mu\text{m/s}$  at a power of 2.7 mW. However, for  $P > 3$  mW,

the particles are repelled from the beam's center creating a ring-trapping zone as shown in Fig. 4.

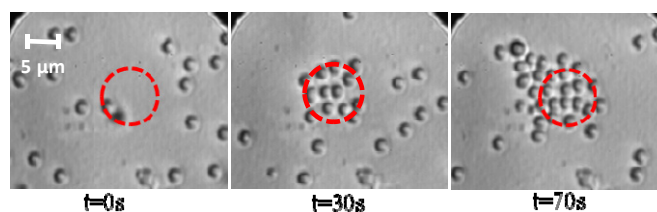


Fig. 3. Multiple trapping. Power of 0.8 mW, particles accumulated around the laser beam spot.

Also, note that particles in the ring move very fast in closed trajectories, as the particles are in and out of focus periodically (see [Visualization 1](#)). The diameter of ring-trapping zone is weakly dependent on power. Particles in the ring can be trapped and manipulated in two dimensions in real time. Similar results were reported in [15] but only on the presence of a vapor bubble. This trapping and manipulation mechanism involving just convective drag forces and photophoresis and not relying on bubble formation is presented here for the first time to our best knowledge.

#### 4.2 Trapping with vapor bubble

Further increase of the power above 11 mW, leads to the formation of vapor bubbles similar to those reported in [15]. Due to the high absorption of the film, low power laser (11 mW) can easily heat the water up to its boiling point and form vapor bubbles (Fig. 5). The trapping mechanism was attributed to the complex interplay of the temperature dependent superficial tension and convection currents. We notice that the temperature dependent surface tension remains as long as the vapor bubble subsists, as we continue observing trapping long before the laser beam has been turned off.

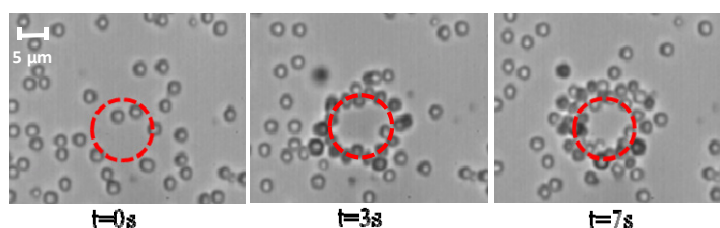


Fig. 4. Multiple trapping for power of 6 mW, the particles are trapped around of the area of the spot ([Visualization 1](#)).

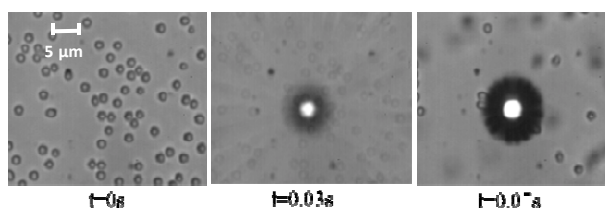


Fig. 5. Trapping by means of a vapor bubble. The particles are trapped to high velocity using 12 mW of laser power ([Visualization 2](#)).

## 5. Discussions

Our simulations describe qualitatively well the trapping (collection) of particles due to laser induced convection current showing that particles can be collected over the whole cell providing a mechanism for self-assembly of microparticles. Particles are dragged towards the

beam focus along the lower interface (a-Si:H) as they remain in focus at all times (depth of focus of 60x microscope objective  $\sim 1 \mu\text{m}$ ). This is true even in the proximity of the beam where the velocity is the highest and directed upwards (see Fig. 1). One possible reason is that gravity and radiation pressure prevent the particles from moving out of focus. Once the power is increased (between 3 and 11 mW), the particles are expelled from the beam center forming a re-circulation zone around the beam spot. It is worth to mention that in non absorbing substrates, like glass, this recirculating zone does not appear even at much higher powers. In addition, in glass substrates the particles are trapped by the transversal gradient force within the beam. Light absorption at a-Si:H heats up the water molecules increasing its kinetic energy while outside the beam its energy is smaller, i.e. a gradient of temperature (see Fig. 1(b)) is produced. This means that particles within the temperature profile will be subject to non uniform forces i.e. thermo-photophoretic forces. So, particles in the beam will be expelled from hotter regions towards the coolest ones, at the same time convection currents drag particles towards the center of the beam forming a ring at the re-circulating zone. Although this recirculation zone in light-induced convection currents (see Fig. 1(c)) is predicted by theory, it occurs in the middle of the cell. Besides it extends over  $50 \mu\text{m}$ , which is well beyond the depth of focus of our optics, while in the experiment the particles move no more than  $\sim 10 \mu\text{m}$ . Similar results were demonstrated in Refs. 11 and 12 where convection and photophoresis were produced by water absorption. The ring-trapping zone is achieved by a modest increase in the water temperature ( $\sim 2^\circ\text{C}$ ). It was shown that DNA concentration can be increased by several orders of magnitude in a ring centered on the laser beam where a gentle balance of convection and photophoresis is achieved. In our case, we produce much larger temperature gradients due to the high absorption coefficient of a-Si:H. This in turn means that stronger convection and photophoretic forces allow the trapping and manipulation of micron sized particles as shown here and even hundred micron sized particles trapping [8] using modest power lasers. Garcés-Chávez et al. showed that surface plasmon excitations activate convective forces that can be used to produce large-scale organization. Furthermore, they reduced vertical temperature gradients (and therefore convective forces) using a very thin cell ( $10 \mu\text{m}$ ). By doing this, also large scale organization is produced by plasmonic forces. If the laser power is increased up to  $\sim 1 \text{ W}$ , a ring trapping zone is produced as in our case by a balance of plasmonic and photophoretic forces. We believe that this ring could have been observed in a thick cell if they had increased the beam power. In our experiments a few mW of light is enough to provide real time manipulation using a much simpler and lower cost setup.

Modeling of thermophoretic forces is not an easy task, particularly in dense media since its amplitude is not only determined by the particle's general bulk or surface physical properties (size, material density, thermal conductivity, or total surface charge) but rather it seems to be subtly related to the detailed microscopic nature of the particle/solvent interface [29]. Analytical solutions for the thermophoretic force in air exist (COMSOL includes it in its library) but provide unrealistic (mm/sec) velocity in numerical simulations. Further modeling is outside the scope of this paper since we are only interested in discussing the new manipulation mechanism.

So far we have shown that photophoresis expels the microparticles from the hotter towards the coolest regions. However, if the Gaussian beam is reshaped to produce complex beam profiles such as rings, Bessel or any other optical landscapes, different trapping configurations may be possible. Using this concept, a ring of light is produced as a result of a SPH of a Bessel beam as described in the experimental section. In this case, particles will be repelled symmetrically towards the ring's center. Outside the ring, the interplay of photophoresis and convective flow is still present as before. Approximately, 85 silica  $2.5 \mu\text{m}$  particles in diameter are trapped simultaneously for a power of 18 mW (see Fig. 6). Note that although the power is larger than in the case of Gaussian illumination no vapor bubbles are produced because the local intensity is smaller than needed to reach vaporization. If power is increased beyond 20 mW, bubble formation and even thermocavitation can be observed.

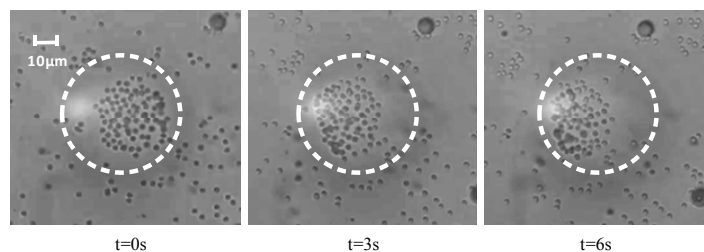


Fig. 6. Trapping with a ring-shaped light source generated with SPH. Particles are repelled by photophoresis towards the ring's center ([Visualization 3](#)).

Furthermore, since trapping is fast, dynamic light patterns can be implemented without the need of patterning heaters on the substrate [10]. The use of thermophoretic force to trap DNA by means of light ring was demonstrated by Duhr and Braun [12]. We went further by showing that massive simultaneous trapping and manipulation of microparticles is possible. In Fig. 7, two examples of dynamic trapping with rings of light with different radius can be implemented to perform optical clearing (Fig. 7(a)), or to collection of particles (Fig. 7(b)). Note that in both cases when the ring is comparable to the heat diffusion length, microparticles near the ring center defocuses because vertical convective currents appear due to heat diffusion. This simple examples show that more complex configurations can be implemented in real time where operations like trapping, transport, and even sorting may be possible with SPH.

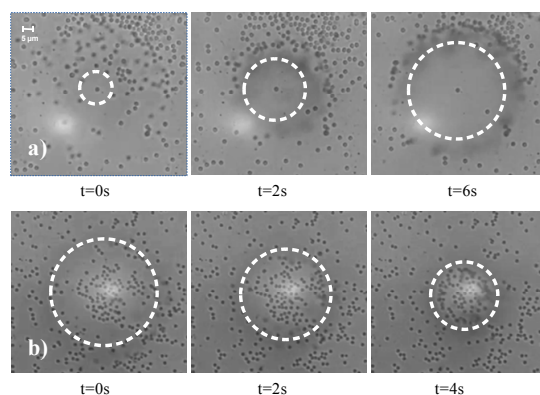


Fig. 7. Trapping with a dynamic ring-shaped light source generated with SPH: a) Optical clearing ([Visualization 4](#)) and b) Collecting and trapping particles ([Visualization 5](#)).

## 6. Conclusions

We have shown two dimensional trapping and manipulation can be achieved by convection currents using a low power lasers. For low power (0.8 mW) particles are trapped at the center of the beam but at higher powers (~3 mW) particles form a ring around the beam due to two competing forces: Stokes and thermo-photophoretic forces. Numerical simulations confirm that thermal gradients are responsible for the trapping mechanism. This technique offers a rich variety of trapping configurations. For example, illuminating the substrate with structured beams (rings, parallel lines, etc) could lead to the devices capable of performing an almost endless set of reconfigurable microparticle manipulations which combined the ability to move single cells or large biomolecules will produce a versatile and elegant life science tool.

## Acknowledgments

R. Ramos-Garcia acknowledges financial support from CONACyT under grant # 153463.