

UNIVERSIDAD NACIONAL DE INGENIERÍA

FACULTAD DE CIENCIAS



**TESIS**

**“Estudio de los flujos termocapilares como  
alternativa para la manipulación de  
micro-objetos”**

PARA OBTENER EL TÍTULO PROFESIONAL DE INGENIERO FÍSICO

ELABORADA POR

JOHAN EDILBERTO QUISPE NAVARRETE

ASESOR

DR. EMIR VELA SAAVEDRA

LIMA-PERÚ

2017

---

# Agradecimientos

Este trabajo va dedicado a mis padres, Beto y Gladys, quienes desde pequeño me insentivaron a ser una persona responsable; sin ellos no hubiera logrado muchos de mis objetivos. También quisiera dedircarselo al profesor Emir Vela, quien fue mi guía durante estos últimos años, gracias por la confianza brindada durante el desarrollo de este proyecto. Un agradecimiento especial para Jenny, quien me ha acompañado durante estos últimos dos años y ha sido un soporte emocional para mí, gracias por estar a mi lado en este camino. Quisiera también agradecer a todos mis profesores de la facultad, con quienes viví gratas experiencias y aprendí bastante. Finalmente, quisiera agradecer a Dios por todo lo bueno que está ocurriendo en mi vida, sin Él no sería nada.

---

# Índice general

<b>Agradecimientos</b>	<b>I</b>
<b>Abstract</b>	<b>1</b>
<b>Introducción</b>	<b>3</b>
<b>1. Micromanipulación</b>	<b>5</b>
1.1. Métodos de micromanipulación de contacto . . . . .	5
1.2. Métodos de micromanipulación sin contacto . . . . .	6
1.2.1. Pinzas ópticas . . . . .	6
1.2.2. Electroforesis y dielectroforesis . . . . .	7
1.2.3. Manipulación por influencia de campos magnéticos . . . . .	8
1.2.4. Métodos basados en convección . . . . .	10
1.2.5. Comparación entre los métodos de micromanipulación . . . . .	17
1.3. Método propuesto de micromanipulación sin contacto . . . . .	18
1.4. Conclusiones . . . . .	19
<b>2. Fundamento teórico</b>	<b>20</b>
2.1. Fuerzas en diferentes escalas . . . . .	20
2.2. Tensión superficial desde el punto de vista microscópico . . . . .	22
2.2.1. Energía de cohesión . . . . .	23
2.2.2. ¿Qué es la tensión superficial? . . . . .	24
2.3. Convección . . . . .	25
2.4. Convección de Rayleigh-Bénard . . . . .	25
2.5. Convección de Bénard-Marangoni . . . . .	26
2.5.1. Explicación cualitativa de las células de convección . . . . .	28
2.5.2. Análisis de la convección mediante números y relaciones adimensionales . . . . .	29

2.5.3. Ecuaciones que intervienen en el sistema experimental para la generación de la convección . . . . .	35
2.5.4. Condiciones de contorno . . . . .	41
2.6. Conclusiones . . . . .	43
<b>3. Simulación de los flujos Termocapilares</b>	<b>44</b>
3.1. Modelamiento de los flujos termocapilares . . . . .	44
3.2. Resultados obtenidos de la simulación . . . . .	45
3.2.1. Descripción geométrica del flujo . . . . .	45
3.2.2. Influencia del espesor de la película en la velocidad del flujo .	48
3.2.3. Evolución temporal de la velocidad del flujo de Marangoni . .	50
3.2.4. Evolución temporal del campo de temperaturas debido al calentamiento láser . . . . .	53
3.3. Conclusiones . . . . .	55
<b>4. Sistema experimental y Manipulación de micro-objetos</b>	<b>56</b>
4.1. Descripción del sistema experimental . . . . .	56
4.2. Componentes que constituyen el sistema . . . . .	58
4.3. Descripción del software . . . . .	59
4.4. Estrategia de manipulación y control del posicionamiento de la partícula en lazo cerrado . . . . .	63
4.5. Conclusiones . . . . .	65
<b>5. Resultados experimentales y discusiones</b>	<b>66</b>
5.1. Descripción de los experimentos . . . . .	66
5.2. Estudio del crecimiento de la célula de convección . . . . .	66
5.3. Estudio del tiempo de respuesta para comenzar a desplazar a las partículas . . . . .	69
5.4. Separación de partículas controlando el crecimiento de la célula de convección . . . . .	71
5.5. Conclusiones . . . . .	74
<b>Conclusiones y perspectivas</b>	<b>75</b>
<b>Apéndice</b>	<b>77</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>147</b>

---

# Índice de figuras

1.1. Idea de la magnitud de la escala de las micropinzas [6]. . . . .	6
1.2. Descripción esquemática de las pinzas ópticas. (a) se tiene el diagrama de fuerza de confinamiento axial , el diagrama de vectores indica el cambio de momento. En ( b) y (c) se tiene la configuración de cómo se va desplazando un objeto con una configuración actual de pinzas ópticas [28]. . . . .	7
1.3. Representación esquemática de una partícula neutra expuesta a un campo eléctrico no homogéneo [10]. . . . .	7
1.4. Disposición del objeto en la superficie del substrato y diagrama de cuerpo libre [44]. . . . .	9
1.5. Imagen de la configuración de los micromanipuladores (azul) y la trayectoria del micro-objeto (rojo) [44]. . . . .	10
1.6. Representación esquemática de la actuación termocapilar de una burbuja en un canal cuadrado plano. (a) plato de vidrio y los calentadores. (b) modelo de la gota [17]. . . . .	11
1.7. Generación de la convección termocapilar usando un láser de 1480 nm, representado con rojo en el dibujo, en una capa delgada de agua destilada [42]. . . . .	12
1.8. Principio de manipulación termocapilar. (a) Calentamiento láser por absorción IR por debajo de una película delgada de líquido generando flujos de convección termocapilares. (b) Perfil de velocidades del flujo de convección en una lámina delgada de fluido, se observa que la muestra se desplaza hacia el foco láser. [40]. . . . .	13
1.9. Tomas de la muestra inicialmente alejada del haz láser y se puede apreciar como esta se va acercando al eje del láser debido al flujo de convección termocapilar [40]. . . . .	13

1.10. Sistema experimental de la técnica descrita usando burbujas [16]. . . . .	14
1.11. Imagen en paralelo de sistemas conformados por microburbujas y microesferas. (a) Se puede apreciar el desplazamiento de una disposición de microburbujas (micro-robots). (b) Se puede ver el desplazamiento de microesferas de un microgel (círculos pequeños) siendo manipuladas por las microburbujas (círculos grandes de color blanco) debido a los flujos termocapilares [16]. . . . .	15
1.12. Disposición del equipo experimental para la manipulación de células a través de una microburbuja para la generación de flujos termocapilares [13]. . . . .	15
1.13. Imagen de la generación de la célula de convección cada 10 $ms$ , al llegar a un segundo se alcanzaba el radio máximo [41]. . . . .	16
1.14. Imágenes de la micromanipulación en paralelo de las dos microesferas, se puede apreciar también los focos de irradiación en las posiciones finales [41]. . . . .	16
2.1. Película jabonosa con un lado movable, se debe aplicar una fuerza al extremo libre para mantener la película estacionaria.[12] . . . . .	21
2.2. Variación de la fuerza con la escala ( $l$ [m]). Se puede notar que en la microescala la fuerza de acción capilar dado por la tensión superficial es varios órdenes de magnitud mayor que la gravitatoria. Las gráficas obtenidas para la fuerza gravitatoria y la fuerza capilar fueron en base a las ecuaciones descritas anteriormente. . . . .	22
2.3. Fuerzas sobre un elemento fluido en convección de Bénard-Marangoni. Los flujos se generan por calentamiento, en la parte inferior del recipiente, en toda una línea [22]. . . . .	27
2.4. Patrón de células hexagonales observadas por Bénard [21]. . . . .	28
2.5. Células de convección con forma de rollo. . . . .	29
2.6. Sistema experimental para la generación de los flujos termocapilares [34]. . . . .	35
2.7. Interacción entre un haz láser y un material sólido [39]. . . . .	36
2.8. Coeficiente de absorción del agua vs. Longitud de onda [34, 43]. . . . .	37
2.9. Análisis de un diferencial de volumen en coordenadas cilíndricas [34]. . . . .	38
2.10. Representación esquemática de la fuerza de flotación. . . . .	39

3.1. Geometría axi-simétrica, se muestra una porción de fluido, de espesor de $450 \mu m$ , con las condiciones de contorno y las ecuaciones principales que se impusieron. . . . .	45
3.2. Campo de velocidad y temperatura obtenido de la simulación en un tiempo arbitrario ( $t=0.2$ s) para una capa de agua de espesor de 450 micras. La relación entre la región de los flujos superficiales y el contraflujo es de 1 a 2, adicionalmente se colocó una esfera de $200 \mu m$ en diámetro para tener una idea del mayor tamaño de partícula que se manipuló con el flujo. (Resultado publicado en [32]) . . . . .	47
3.3. $z_0$ (espesor de la capa de agua) vs $z$ de cambio de sentido. Se obtuvo un $z = 200.4$ , $250.9$ y $301.0 \mu m$ para $z_0 = 300$ , $375$ y $450 \mu m$ . . . .	48
3.4. Velocidad promedio radial de los flujos superficiales vs posición radial.	49
3.5. Velocidad promedio radial del contraflujo vs posición radial. . . . .	49
3.6. Posición radial vs Velocidad radial para diferentes alturas $z$ ( $450$ , $375$ , $300$ , $150$ y $75 \mu m$ ) en el interior de la capa delgada. Para $t=0.1s$ . . .	50
3.7. Posición radial vs Velocidad radial para diferentes alturas $z$ ( $450$ , $375$ , $300$ , $150$ y $75 \mu m$ ) en el interior de la capa delgada. Para $t=0.4s$ . . .	51
3.8. Posición radial vs Velocidad radial para diferentes alturas $z$ ( $450$ , $375$ , $300$ , $150$ y $75 \mu m$ ) en el interior de la capa delgada. Para $t=0.8s$ . . .	51
3.9. Dependencia de la rapidez del flujo con el tiempo. Cada tonalidad en la escala nos muestra una diferente rapidez del flujo. Cada recuadro representa un tiempo distinto. . . . .	52
3.10. Perfil de temperaturas en la interface agua-aire para diferentes instantes de tiempo ( $t$ ). . . . .	53
3.11. Distribución de temperaturas para diferentes tiempos en el interior de la capa delgada de agua ( $450 \mu m$ ) calentada con un láser IR ( $1470 nm$ ) de $168 mW$ de potencia. (Resultado publicado en [32]) . . . . .	54
4.1. Esquema del sistema experimental que se desarrolló para posicionar el láser [32]. . . . .	57
4.2. Reflexión del haz láser mediante el sistema de dos espejos galvanométricos. . . . .	57
4.3. Sistema expansor kepleriano, conformado por dos lentes convergentes. En este trabajo los focos son $f_1=4.0cm$ y $f_2=6.0cm$ , es decir se expandió el haz láser a 1.5 de su ancho inicial. . . . .	58

4.4. Sistema experimental construido . . . . .	58
4.5. Diseño del sistema experimental (componentes opto-mecánicos) en Inventor. . . . .	59
4.6. Componentes usados para la rotulación del sistema experimental. . . . .	59
4.7. Componente ópticos y mecánicos del sistema experimental. . . . .	61
4.8. Estrategia de manipulación. (a) El láser es situado a una distancia específica (marcada con X) de la partícula, luego este es encendido. (b) La partícula es alcanzada por la célula de convección y después de unos instantes se comienza a desplazar separandose de la otra partícula, el láser se apaga antes de que la segunda partícula comience a moverse. (c) La partícula es movida controlando el tiempo de exposición del láser de manera pulsada. (d) La partícula fue situada en otro lugar sin desplazar a la segunda. (Imagen reportada en [33]) . . . . .	63
4.9. Diagrama de bloques del controlados en lazo cerrado. (Imagen reportada en [24]) . . . . .	64
4.10. (a)Gráfico que ilustra el vector unitario con la distancia láser ( $LD$ ). (b)Distancia de tolerancia ( $TD$ ) del movimiento de la partícula después la posición del láser se reajusta. (Imagen reportada en [24]) . . . . .	65
5.1. Evolución temporal de la célula de convección a: (a) 0s, (b) 0.1s, (c) 0.26s, (d) 0.5s. Espesor de capa de agua: $150 \mu\text{m}$ . . . . .	67
5.2. Estudio del crecimiento de la célula convectiva para diferentes espesores de capa delgada. Los gráficos en la parte superior dan información acerca del radio máximo y el tiempo de establecimiento que alcanza la célula de convección para diferente espesores de película de agua. . . . .	68
5.3. Tiempo de respuesta vs. distancia inicial láser-partícula. (Resultado reportado [33]) . . . . .	69



- 5.4. Evolución de la célula de convección como función temporal. (a) Esquema de los experimentos:(i) El haz láser infra rojo es posicionado a cierta distancia  $d$  de la partícula ‘grande’y es encendido (de manera continua), luego (ii) la célula de convección alcanza la posición de la partícula y provoca su movimiento. (iii) la partícula alcanza la posición del láser y la célula de convección alcanza un radio ‘ $R$ ’. (b) el radio de la célula de convección como función del tiempo (círculos), se presentan 3 distancias láser-partícula con líneas horizontales, y los tiempos que le toma a una partícula de  $150 \mu\text{m}$  alcanzar al haz láser es representado por la intersección entre las líneas horizontales con el radio de la célula de convección. (c) El tiempo de respuesta es el tiempo que requiere una partícula de 150 micras para comenzar a ser arrastrada por el flujo cuando es alcanzada por la célula de convección. Los experimentos fueron desarrollados dentro de una capa delgada de agua de 450 micras. (Resultados reportados en [32]) . . . . . 70
- 5.5. Separación de una partícula de vidrio de  $150 \mu\text{m}$  de una pequeña población de 4 contralando el crecimiento de la célula convectiva (Posición del láser: +, barra negra de escala= 1mm). (Resultado reportado [33]) . . . . . 71
- 5.6. Separación de una partícula de  $211 \mu\text{m}$  de una población de 4 (Posición del láser: †, barra negra de escala= 1mm). (Resultado reportado [33]) 72
- 5.7. Secuencia de imágenes mostrando el proceso de separación de usando pulsos láser para controlar el tamaño de la célula de convección (con el algoritmo propuesto en capítulo 4). La partícula de  $150\mu\text{m}$  es separada de un grupo de 3 partículas. Es movida de su posición inicial hacia una posición deseada situada a  $380 \mu\text{m}$  del láser. Los símbolos cuadrados representan la posición actual de la microesfera manipulada, los símbolos circulares representan la posición para cierto instante, y las cruces representan la posición del láser. El proceso de separación toma alrededor de 3.1 segundos sin mover las partículas vecinas. Estos resultados fueron realizados con el algoritmo de control presentado en el capítulo 4. (Resultado presentado en [32]) . . . . . 73

---

# Índice de cuadros

1.1. Cuadro comparativo de las principales características de diferentes métodos de micromanipulación. . . . .	17
2.1. Energías de enlace para diferentes tipos de enlace. . . . .	23
2.2. Energía de cohesión de algunos líquidos. . . . .	24
2.3. Condiciones de contorno para convección de Bernard Marangoni . . .	42
4.1. Componentes de la figura 4.6. Haciendo click a cada componente se puede acceder a sus especificaciones. . . . .	60
4.2. Componentes del sistema completo mostrado en la figura 4.7. Haciendo click a cada componente se puede acceder a sus especificaciones. .	62

---

# Abstract

Moving small particles in other words micromanipulate them, requires to overcome several issues generated by electrical forces, changes in the medium where the particles are immersed, surface forces, among others.

Micromanipulation is classified into two groups: contact and non-contact. The former requires a manipulator such as micro-grippers and micro-syringes. Many times the manipulated sample sticks to the instruments due the adhesion forces are predominant at micro-scale. On the other hand, non-contact methods commonly take advantage of the physical properties and geometric features from the object to achieve the manipulation. For example, electric fields could be used to displace them. Within these techniques -which use electric fields- the electrophoresis [38] and dielectrophoresis [11] (both methods take advantage of the electric field gradient in the space) are ones of the most known; if it was desired to manipulate micro-sphere-dielectric particles, optical tweezers would be really useful to reach this task [1, 28]. They use the radiation pressure gradient -that implies a electric field gradient- usually inside of a Gaussian laser beam to catch these particles and move them according to the beam movement. Another example can be found when ferromagnetic objects need to be displaced, in this case it will be convenient to use magnetic fields. In that sense, the method that is commonly used is the magnetophoresis [29]. Nevertheless, what would happen if the manipulated object did not have any of these physical properties and it had a complicated geometry? would it be possible to manipulate them?, in fact, one alternative to carry out the manipulation will be altering the environment where the micro-objects are laid out. Usually micro-components fabrication is carried out inside aqueous media (distilled water, alcohols and others) in order not to contaminate them, as well as large number of cells are studied inside these media, so that, this proposal is not so far-fetched.

In this work a solution to this problem is given by using Thermocapillary flows or better known as Marangoni flows.

During many years Marangoni flows have been extensively studied, from patterns generated due to the instabilities presented in the whole phenomenon [25] and even though in the cristal growth [37]. However, recent works have shown that is also possible to use thermocapillary flows to trap [13, 14, 16, 27], sort [2, 3] and displace cells and particles with different physical properties and various geometric features [40–42], but in those works the total manipulation of micro-objects has not been achieved, and, for that reason, this thesis deals with the adequate generation and the flow characterization in order to reach a better comprehension and the total control over the micro-objects.

The general objective of this work is developing an experimental system to manipulate micro-objects without keeping direct contact by using Thermocapillary flows generated in micro-fluids (in our case it was distilled water). Furthermore, an extensive study of the flow behaviour is proposed with the finality to control absolutely its generation for micro-object manipulation. So that, to achieve that general objective, the specific objectives are structured as follows: study the Thermocapillary phenomenon using finite element method (FEM), design an experimental set up capable of generating Thermocapillary flows, study experimentally the convection phenomenon in order to understand how those flows could be used to manipulate objects and, once already found the way it works, study and improve the principle of operation to control the flow generation.

---

# Introducción

El desarrollo de nuevas tecnologías y la investigación en el ámbito biológico (manipulación de células, bacterias y otros) trajo consigo el avance en la micromanipulación; ello a su vez conllevó al desarrollo de aplicaciones en diversas áreas como el diseño de microcomponentes [20], también al desarrollo de instrumentos como las micropinzas para manipular objetos a pequeñas escalas (células, partículas, micropiezas, etc)[6], y a desarrollar nuevos métodos para poder manipular cualquier tipo de micro-objeto o célula [7, 10].

Actualmente se tienen métodos para poder manipular micro-objetos sin establecer un contacto directo. Por otra parte, los métodos de contacto siguen siendo ampliamente usados. No obstante, esto no implica que vayan a ser los más adecuados. Por ejemplo, cuando se manipula haciendo uso de las micropinzas, ciertas veces los objetos podrían quedar adheridos en la terminación de las pinzas ya que las fuerzas de adherencia son predominantes a esta escala.

En el caso de los métodos sin contacto, estos se caracterizan usualmente por aprovechar propiedades físicas y también geométricas del objeto, por ejemplo: si se tuviera moléculas o partículas cargadas o con cierta polarización, se podría hacer uso de campos eléctricos para poder desplazarlas, entre las técnicas que aprovechan los campos eléctricos para poder desplazar a objetos (sub)micrométricos están la electroforesis [38] y la dielectroforesis [11] (estos dos métodos aprovechan el gradiente de campo eléctrico); si se quisiera manipular microesferas dieléctricas, las pinzas ópticas [1, 28] hacen uso de la presión de radiación y el gradiente de campo eléctrico en un haz láser usualmente con un perfil gaussiano para poder atrapar a dichas partículas y moverlas con el desplazamiento del haz. Si por otra parte, los objetos a manipular tienen propiedades ferromagnéticas, sería conveniente usar campos magnéticos para su manipulación, el método más conocido para llevar esto a cabo es la magnetoforesis [29]. Sin embargo, ¿qué pasaría si los objetos que se manipularan no tuvieran ninguna de estas propiedades físicas y tuvieran diversas geometrías? ¿sería posible manipularlos?

de hecho una posible alternativa para poder llevar a cabo la manipulación sería alterando el medio donde manipulamos los micro-objetos. Usualmente la fabricación de microcomponentes se lleva dentro de medios acuosos (agua destilada, alcoholes, entre otros) con el fin de no contaminarlos, igualmente, gran parte de células se estudian en medios acuosos por lo que la propuesta anterior no es nada descabellada.

En el presente trabajo se da solución a esta problemática haciendo uso de los flujos de Marangoni o Termocapilares. Durante años se ha estudiado los flujos de Marangoni, desde patrones generados debido a las inestabilidades presentes al momento de generar este fenómeno [25] hasta incluso en el crecimiento de cristales [37]. Sin embargo, trabajos recientes demuestran que también es posible usar los flujos para atrapar [13, 14, 16, 27], agrupar [2, 3] y desplazar partículas con propiedades físicas y características geométricas distintas [40–42], pero no se ha podido controlar en su totalidad el desplazamiento de dichos micro-objetos por lo que esta tesis presentará en su desarrollo la generación adecuada y la caracterización de los flujos para poder tener en gran totalidad el control sobre el movimiento del micro-objeto a manipular. El objetivo general del presente trabajo es desarrollar una sistema que permita manipular micro-objetos sin establecer un contacto directo con ellos mediante el uso de los flujos Termocapilares generados en un microfluido (capas delgadas de agua destilada). Además de ello, se propone hacer un estudio en extenso del comportamiento de estos flujos, todo con el fin de poder tener controlado en su totalidad la generación de estos para la manipulación de micro-objetos. Por ello, para lograr este objetivo general, estructuramos los objetivos específicos de este trabajo de la siguiente manera: estudiar el fenómeno de termocapilaridad mediante elementos finitos, diseñar un sistema que permita manipular objetos generando los flujos termocapilares, estudiar el fenómeno de convección para entender cómo se podría aprovechar los flujos para manipular los objetos y una vez ya conocido la forma en que se manipulará, estudiar y perfeccionar dicho principio de funcionamiento para controlar la generación de los flujos.

---

# Capítulo 1

## Micromanipulación

El término micromanipulación hace referencia al conjunto de técnicas que permiten manipular objetos cuyas dimensiones están por debajo de cientos de micrómetros [36].

Estas técnicas típicamente se dividen en dos grupos [36]: las que hacen uso de un agente externo (manipulador) que hace contacto con el objeto para desplazarlo y las que no lo requieren ya que se aprovecha de alguna propiedad física del objeto o del medio donde se encuentra. Es decir, técnicas de contacto y sin contacto.

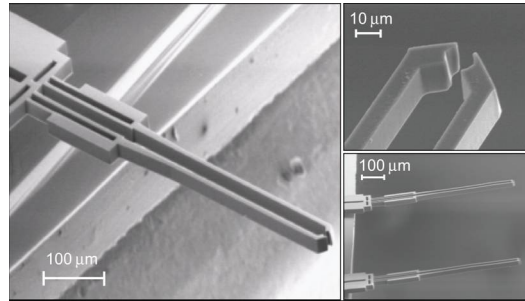
### 1.1. Métodos de micromanipulación de contacto

En la actualidad se están llevando a cabo investigaciones en el campo de la micromanipulación, esto se debe a la gran importancia que están teniendo estas técnicas para el control de organismos biológicos, el ensamblaje de micropartes y la fabricación de micro-herramientas y sistemas híbridos. No obstante, debido a la reducción de las dimensiones de los objetos, aparecen nuevos efectos. En la microescala<sup>1</sup>, las fuerzas de adhesión tienen mayor predominancia respecto de la fuerza gravitatoria, por lo cual las muestras suelen adherirse a los micromanipuladores (por ejemplo: las micropinzas o microagujas), provocando que queden residuos en los instrumentos de manipulación y generando una posible contaminación en las próximas muestras.

Entre las diferentes técnicas de contacto se tienen: manipulación usando micropinzas (ver Fig. 1.1), microsoportes, micro-agujas, micro-electrodos, entre otras.

---

<sup>1</sup> la microescala hace referencia a los objetos cuyas dimensiones están por debajo de cientos de micras



**Figura 1.1:** Idea de la magnitud de la escala de las micropinzas [6].

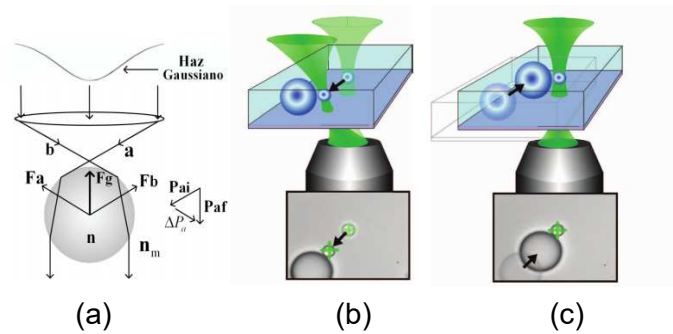
## 1.2. Métodos de micromanipulación sin contacto

### 1.2.1. Pinzas ópticas

En 1986, A. Ashkin describió de manera experimental el uso de un haz láser para atrapar y manipular partículas, bacterias, virus y protozoos [1, 26]. En trabajos posteriores se ha podido mejorar la manipulación usando háptica<sup>2</sup> [28]. El principio físico de las pinzas ópticas está basado en el cambio de intensidad de campo eléctrico generado en el interior de un haz láser gaussiano bien focalizado ya que justamente este cambio o gradiente de intensidad produce una fuerza sobre partículas con propiedades dieléctricas (se debe tener en cuenta que debe haber una diferencia de los índices de refracción entre la partícula y el medio)[8]. Además, esta también se basa en la transferencia de momento lineal (ver Fig. 1.2 (a)) asociado con el cambio de trayectoria del haz láser en la interfaz dieléctrica (la partícula manipulada debe ser esférica y dieléctrica) ya sea por reflexión o transmisión. Con este método se puede atrapar partículas de  $10\mu m$  hasta aproximadamente  $25nm$  según el primer reporte de A. Ashkin de dicha técnica en [1]. Actualmente es una herramienta importante en las investigaciones médicas para la manipulación de microorganismos mediante un haz de luz sin hacer uso del contacto mecánico. Se presenta una configuración de pinzas ópticas en la figura 1.2.

<sup>2</sup>Háptica o comunicación cinestésica recrea la sensación de tocar aplicando fuerzas, vibraciones, o movimientos hacia el usuario.

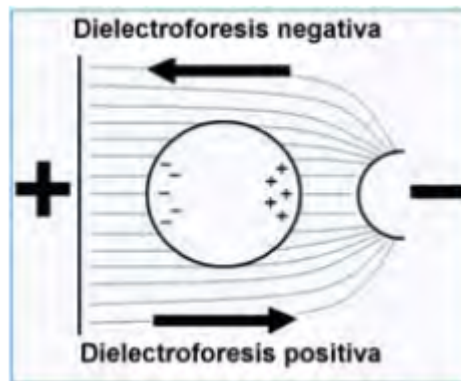




**Figura 1.2:** Descripción esquemática de las pinzas ópticas. (a ) se tiene el diagrama de fuerza de confinamiento axial , el diagrama de vectores indica el cambio de momento. En ( b) y (c) se tiene la configuración de cómo se va desplazando un objeto con una configuración actual de pinzas ópticas [28].

### 1.2.2. Electroforesis y dielectroforesis

Estas técnicas sirven para la separación y concentración de moléculas [11, 38]. En la electroforesis, la separación se realiza según la movilidad de las moléculas en un campo eléctrico, esta obedece en distinta medida a la cantidad de carga y masa de las moléculas. Mientras que la dielectroforesis consiste en el movimiento de partículas debido a la polarización inducida por campos eléctricos no uniformes (ver Fig. 1.3). La dielectroforesis ha sido utilizada con éxito para detectar y concentrar una gran variedad de biopartículas [18] desde macromoléculas como ADN y proteínas, hasta microorganismos como virus, bacterias y levaduras, y parásitos.



**Figura 1.3:** Representación esquemática de una partícula neutra expuesta a un campo eléctrico no homogéneo [10].

### 1.2.3. Manipulación por influencia de campos magnéticos

Es posible manipular objetos ferromagnéticos dentro de medios viscosos bajo la influencia de campo magnéticos externos [29, 30, 45]; sin embargo, no sólo es posible manipular únicamente las partículas, hay estudios que manifiestan la posibilidad de alterar el entorno de manera indirecta usando campos magnéticos mediante la rotación de partículas magnéticas relativamente grandes en el interior de un fluido que provocan flujos rotacionales capaces de mover partículas más pequeñas ( $\sim 200\mu m$ ) [44].

#### Magnetoforesis

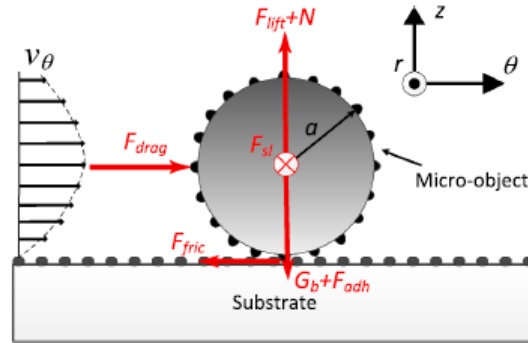
Es un método de separación de partículas magnéticas en base a sus diferentes velocidades. Estas partículas se encuentran en un medio con una apropiada susceptibilidad magnética y en el cual se establece un gradiente de campo magnético. Las diferentes velocidades son función de la intensidad del gradiente de campo magnético y la diferencia entre la susceptibilidad magnética de la partícula y el medio [29, 30]. En los últimos años la investigación en esta técnica ha ido aumentando progresivamente ya que ha tenido fuerte implicancia en la investigaciones médicas; por poner un ejemplo, gracias a la magnetoforesis ha sido posible separar diferentes clases de moléculas presentes en los glóbulos rojos debido a las diferentes propiedades magnéticas de estas (paramagnéticas o diamagnéticas) y aplicando campos magnéticos relativamente grandes ( $\sim 2T$ ) [45].

#### Micromanipulación usando flujos rotacionales activados magnéticamente

Se activan micromanipuladores (con propiedades magnéticas), que se encuentran en contacto con un fluido viscoso, mediante campos magnéticos externos ( $3,5mT$ ), estos giran sincrónicamente en una superficie para crear una reconfiguración de canales fluidicos para el transporte de varios objetos en simultáneo.

Los objetos a manipular inicialmente se encuentran en el substrato de una capa delgada de fluido de tal forma que al momento de la activación de micromanipuladores, estos giran ejerciendo una fuerza de elevación sobre los objetos, debido a la distribución no uniforme del campo de velocidades en la dirección perpendicular al plano superficial del fluido (ver Fig. 1.4 eje z). Si esta fuerza es lo suficientemente

grande como para contrarrestar el peso y las fuerzas de adhesión entre el objeto y el substrato, se podrá mover el objeto sin establecer un contacto con la superficie; en caso contrario, se deberá vencer la fricción entre el objeto y la superficie para comenzar el desplazamiento (ver Fig. 1.4).

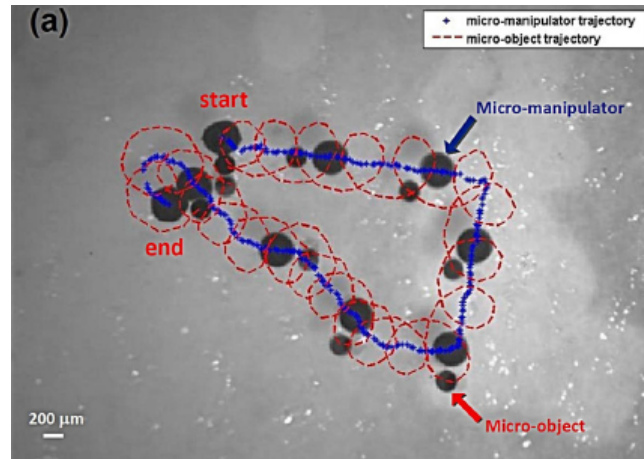


**Figura 1.4:** Disposición del objeto en la superficie del substrato y diagrama de cuerpo libre [44].

En este trabajo se desplazaron objetos de diferentes tamaños, formas y materiales. Objetos tales como microesferas de poliestireno de 200 y 116  $\mu m$  de diámetro, y bloques de poliuretano de 400  $\mu m$  y 600  $\mu m$  de dimensionado máximo respectivamente. Las velocidades medidas para los micro-objetos se encontraban en un rango alrededor de los cientos de  $\mu m \cdot s^{-1}$ .

Las dimensiones del espacio de trabajo fueron 30x30x1  $mm^3$  y se usó un fluido viscoso para así disminuir el número de Reynolds ( $Re$ ). Se presenta una configuración de este sistema en la figura 1.5.

Para finalizar la descripción, en este trabajo se pudo manipular objetos en la escala sub-milimétrica, siendo más precisa la manipulación de un solo objeto que el de varios al mismo tiempo. También se pudo desplazar objetos en la microescala bajo condiciones similares con un número de Reynolds pequeño ( $\ll 1$ ). La manipulación de varios objetos bajo este método recién está comenzando, por lo que en la práctica sería más factible usar técnicas más antiguas como la utilización de las pinzas ópticas, micropinzas, entre otras.



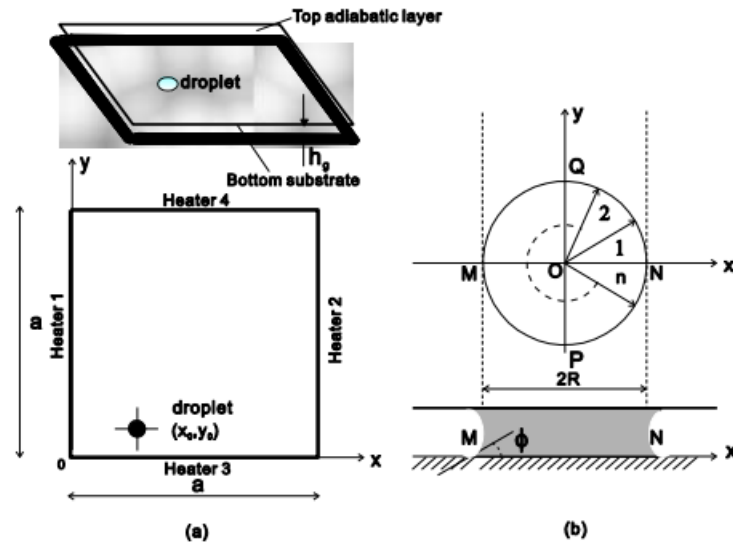
**Figura 1.5:** Imagen de la configuración de los micromanipuladores (azul) y la trayectoria del micro-objeto (rojo) [44].

#### 1.2.4. Métodos basados en convección

Se establecen debido a la existencia de un gradiente de temperatura ya que esta produce la transferencia de calor y la generación de flujos en su interior dando paso a la creación de un campo de velocidades. Este campo genera que un objeto en el interior del fluido se desplace con una determinada velocidad.

El primer método [17] que se describirá fue realizado por Zhenjun Jiao en 2007. El autor desplaza una gota líquida (aceite de silicona) que se encuentra inmersa en un microcanal cuadrado de  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  gracias a la generación de gradientes de temperatura por parte de una disposición de calentadores. El propósito de este trabajo fue controlar el desplazamiento de la gota a través de cuatro calentadores sobre el sustrato de una placa variando sus temperaturas, lo cual permitió desplazarla a una determinada posición (ver figura 1.6).

Un segundo método, el cual aprovecha la generación de flujos mediante un calentamiento láser, es realizado por Emir Vela et al. en 2008 [42]. En esta técnica se produce convección natural y convección termocapilar en capas delgadas de fluido. La convección natural es producida por el cambio de densidad en diversas capas del microfluído, debido al calentamiento láser, originando que las capas más calientes asciendan debido a la disminución de la densidad y las capas frías descendan por efectos gravitatorios. Por otra parte, la convección termocapilar es originada por el gradiente de tensión superficial, establecido en la interface líquido - aire, ya que es función de la temperatura. Esto produce un desbalance del esfuerzo cortante en la



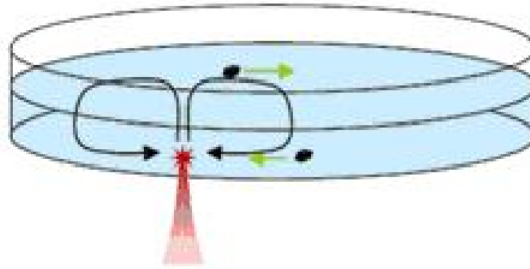
**Figura 1.6:** Representación esquemática de la actuación termocapilar de una burbuja en un canal cuadrado plano. (a) plato de vidrio y los calentadores. (b) modelo de la gota [17].

interface lo cual produce un desplazamiento del fluido.

En este trabajo se demuestra por primera vez que es posible movilizar objetos largos y pesados en la microescala ( $\sim 280 \mu m$ ) usando flujos convectivos de Marangoni. En general es posible movilizar objetos que se encuentran en el rango de 1 a  $500 \mu m$  con velocidades en el orden de decenas de  $\mu m \cdot s^{-1}$ . También se desplazan objetos de aproximadamente  $10 \mu m$  con velocidades de  $600 \mu m \cdot s^{-1}$  debido al fenómeno de convección natural para un espesor del fluido de  $1.65 mm$ , como se vio que la velocidad de flujo aumentaba a medida que se iba disminuyendo el espesor del fluido, se realizaron pruebas para espesores de  $600, 300, 150 \mu m$  disminuyendo así el efecto de convección natural y apreciándose mejor el termocapilar.

El fluido se encontró en un placa Petri de  $6 cm$  de diámetro, se usaron microesferas de vidrio y de plomo para llevar acabo el estudio del movimiento por convección natural y termocapilar. Se presenta la disposición de este trabajo en la figura 1.7.

Un año más tarde en un trabajo realizado por Emir Vela et al. [40] se enfocó de manera más rigurosa en el efecto de convección termocapilar, por lo cual se disminuye el tamaño del espesor de la capa del fluido a rangos menores de  $0.8 mm$ . Se realizaron mediciones de velocidades para el desplazamiento de los objetos inmersos en el microfluído debido a la convección termocapilar, cuestión que no se trató en su trabajo previo [42].



**Figura 1.7:** Generación de la convección termocapilar usando un láser de 1480 nm, representado con rojo en el dibujo, en una capa delgada de agua destilada [42].

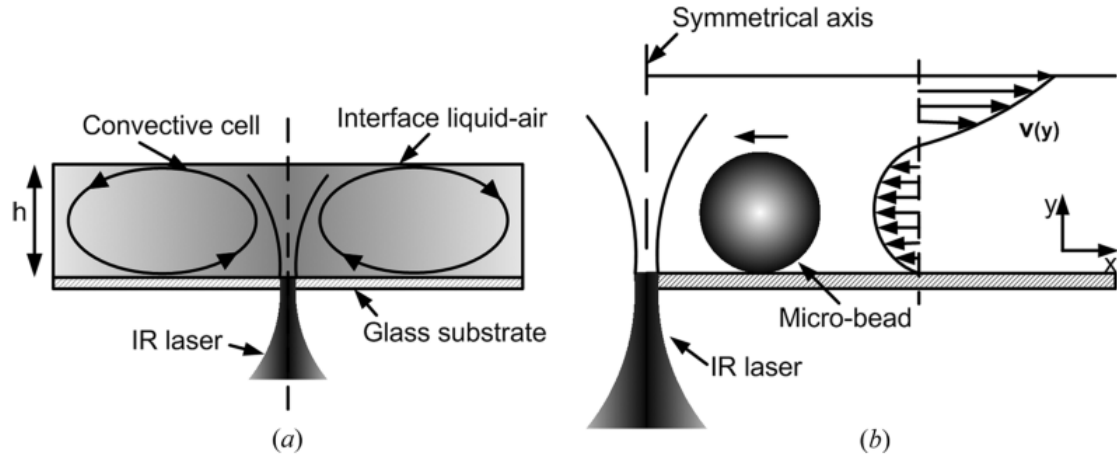
Se midió la velocidad de  $5 \text{ mm.s}^{-1}$  para una microesfera de vidrio de  $92 \mu\text{m}$  y en general se pudo determinar las velocidades de objetos que se encontraban en un rango de  $31$  a  $92 \mu\text{m}$ .

Con respecto a la técnica empleada, se tuvo en cuenta que las fuerzas superficiales son más significativas que las fuerzas volumétricas a esta escala. Por lo que sería más factible desplazar micro-objetos basándose en las fuerzas de tensión superficial, esto debido al efecto termocapilar. La generación del flujo se realizó de manera análoga a [42], por calentamiento láser (longitud de onda  $1480 \text{ nm}$ ) en la parte inferior de una capa líquida delgada ( $< 1 \text{ mm}$ ). Este calentamiento generó que se eleve el gradiente de esfuerzo cortante dando como resultado el desplazamiento del fluido. Las muestras se colocaban en la parte inferior del recipiente de Petri haciendo contacto con esta debido a su peso (ver Fig. 1.8 (b)), también estas debían estar alejadas del eje focal láser porque serían arrastradas hacia él, donde finalmente frenarían (ver Fig. 1.9).

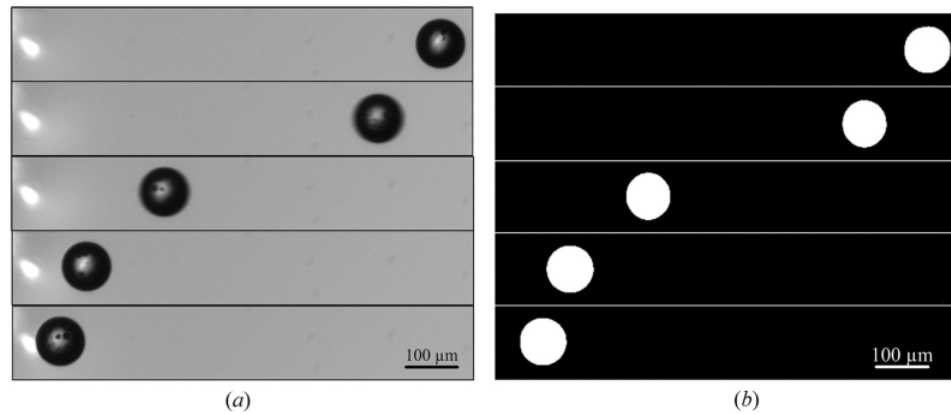
Posteriormente, A. Otha en [16], mostró la manipulación de objetos sub-milimétricos gracias a este flujo termocapilar. No sólo por la atracción hacia el foco de calentamiento que se da en la interface sustrato - fluido (en este caso el fluido era aceite) sino también debido a la repulsión del foco de calentamiento.

Esto pudo lograrse usando objetos, cuyas densidades fueron menor que la del aceite, los cuales se posicionaron en la parte superior del fluido, como se ve en la Fig. 1.8. (a) y (b), fueron llevados fuera del foco de calentamiento debido a la dirección del campo de velocidades en dicha parte. Aunque también se desplazó objetos de densidad mayor a la del fluido, esto se demostró usando microesferas de vidrio.

Esta técnica usa una metodología similar al trabajo de E. Vela et al. [40], el calentamiento también se realiza en la parte inferior, con la diferencia que será hacia un



**Figura 1.8:** Principio de manipulación termocapilar. (a) Calentamiento láser por absorción IR por debajo de una película delgada de líquido generando flujos de convección termocapilares. (b) Perfil de velocidades del flujo de convección en una lámina delgada de fluido, se observa que la muestra se desplaza hacia el foco láser. [40].

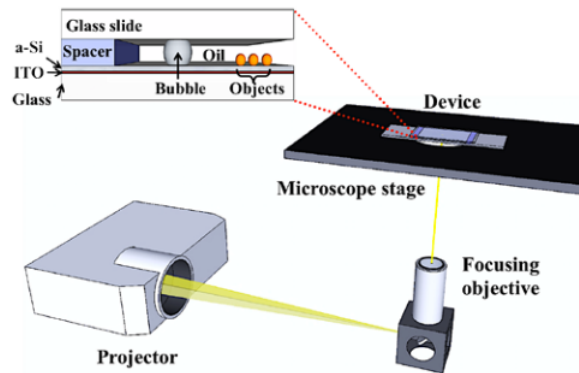


**Figura 1.9:** Tomas de la muestra inicialmente alejada del haz láser y se puede apreciar como esta se va acercando al eje del láser debido al flujo de convección termocapilar [40].

sustrato absorbente el cual disminuirá la intensidad de la luz láser generando una variación de temperatura menor por lo cual no se consideró el fenómeno de convección natural. La propuesta de este trabajo para la generación de flujos termocapilares fue introducir dentro del aceite una burbuja de aire la cual iba a funcionar como micro-robot, no se dice explícitamente pero se entiende que estas burbujas generadas en el interior del aceite iban a ser irradiadas por el láser. Al mismo tiempo de la irradiación estas se comportaban como una especie de focos térmicos, las cuales generaban los flujos termocapilares (ver Fig. 1.10). Se simuló para 2 clases de microesferas, de

hidrogel y de vidrio las cuales se depositaban en la parte inferior en contacto con el sustrato. Estas microesferas eran manipuladas bajo el mecanismo de atracción, ya que el flujo en la parte inferior las llevaba hacia la microburbuja, aunque también se pudo manipular estas microesferas bajo el mecanismo de repulsión.

En un trabajo anterior [27], Aaron T. Ohta et al. , en 2009, demostró la manipula-



**Figura 1.10:** Sistema experimental de la técnica descrita usando burbujas [16].

ción de diferentes clases de microburbujas.

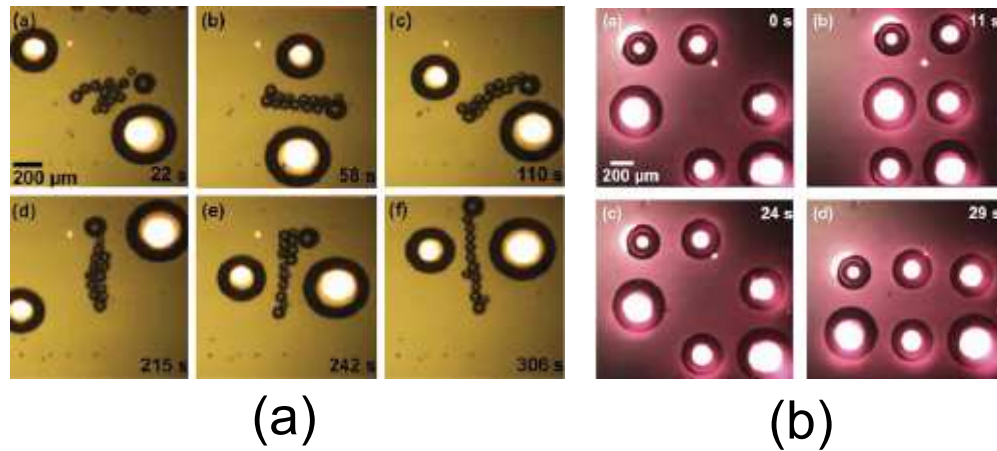
También en [16] se pudo realizar la manipulación en paralelo de varios micro-robots generando varios focos de calentamiento en el interior del aceite. Esto produjo que los micro-objetos (microesferas) puedan ser llevados a diferentes partes del recipiente que contiene el fluido (ver Fig. 1.11).

Las dimensiones de las microburbujas eran alrededor de  $300 \mu m$  y de las microesferas eran alrededor de  $100 \mu m$ .

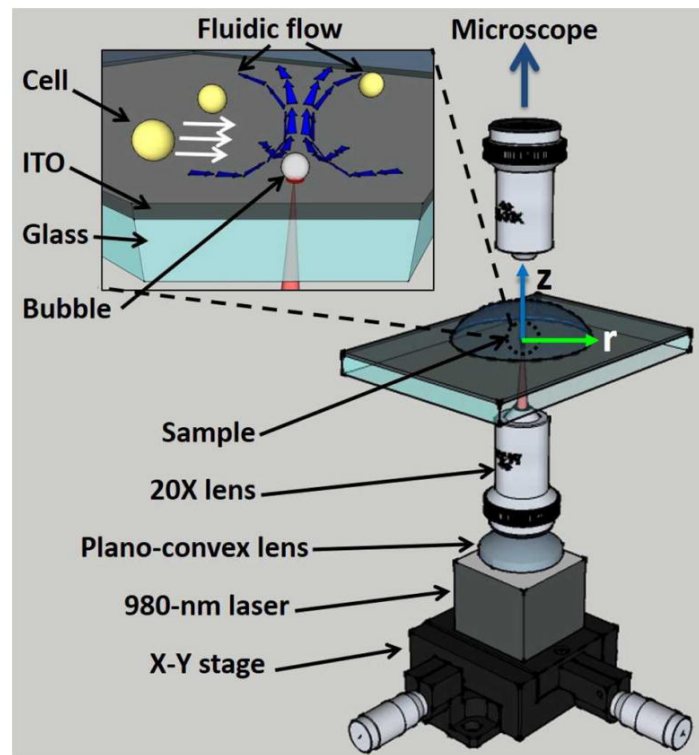
Más adelante se publicó un artículo sobre la manipulación de células usando flujos termocapilares [13], por Aaron T. Ohta et al. en 2013. En este trabajo ya se logra la micromanipulación de células que van desde los  $6 \mu m$  como las células de levaduras hasta células cargadas en agar de  $136 \mu m$  , haciendo uso de las burbujas micro-robots(ver Fig.1.11 y 1.12). Luego en el año 2014 se realizó otro trabajo, por Emir Vela et al. [41], en el cual se logra manipular de forma paralela 2 microesferas de vidrio con velocidades en el orden de los  $mm.s^{-1}$ , sin importar la geometría del objeto ni su composición al igual que en A. Ohta [16]. También se logran manipular microcapacitores y microcubos de silicio en el rango de  $8$  a  $300 \mu m$  en un microfluído (agua destilada) de espesor entre  $150$  a  $600 \mu m$ .

Con esta técnica se logra la manipulación de objetos generando flujos de convección, irradiando en determinadas partes del microfluído, lo cual generaba regiones (células



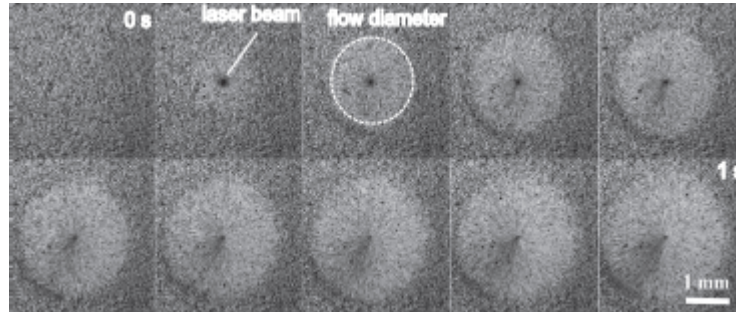


**Figura 1.11:** Imagen en paralelo de sistemas conformados por microburbujas y microesferas. (a) Se puede apreciar el desplazamiento de una disposición de microburbujas (micro-robots). (b) Se puede ver el desplazamiento de microesferas de un microgel (círculos pequeños) siendo manipuladas por las microburbujas (círculos grandes de color blanco) debido a los flujos termocapilares [16].

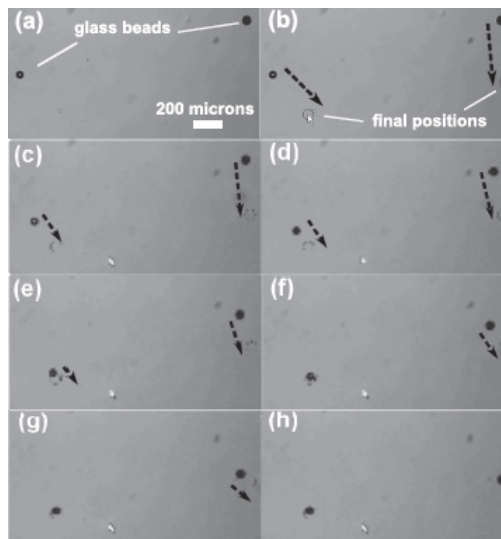


**Figura 1.12:** Disposición del equipo experimental para la manipulación de células a través de una microburbuja para la generación de flujos termocapilares [13].

de convección) hacia donde los micro-objetos eran arrastrados (ver Fig.1.13 1.14).



**Figura 1.13:** Imagen de la generación de la célula de convección cada  $10\text{ ms}$ , al llegar a un segundo se alcanzaba el radio máximo [41].



**Figura 1.14:** Imágenes de la micromanipulación en paralelo de las dos microsferas, se puede apreciar también los focos de irradiación en las posiciones finales [41].

### 1.2.5. Comparación entre los métodos de micromanipulación

Con el fin de tener una perspectiva general de los trabajos que se han estudiado, se presenta un cuadro comparativo de algunas técnicas que se han mencionado.

Método	Tamaño del micro-objeto	Velocidad	Fuerza	Característica del objeto a manipular
Pinzas ópticas	25nm-10 $\mu$ m	-	0,1-400 pN	Dieléctrico
Dielectroforesis	-	10 $\mu$ m.s <sup>-1</sup>	-	Dieléctrico
Flujos rotacionales accionados magnéticamente	100-600 $\mu$ m	Rango de los cientos de $\mu$ m.s <sup>-1</sup>	-	-
Flujos de marangoni generados por perturbaciones en la superficie (A. S. Basu)	20-200 $\mu$ m	$\sim$ 3000 $\mu$ m.s <sup>-1</sup>	-	No importa la geometría ni propiedades físicas
Flujos termocapilares (E. Vela)	10-300 $\mu$ m	Rango de los mm.s <sup>-1</sup>	$\sim$ 100 nN	No importa Geometría ni propiedades físicas
Actuación de flujos termocapilares mediante una burbuja micro-robot (A. Ohta)	$\sim$ 60 $\mu$ m	Rango de los mm.s <sup>-1</sup>	$\sim$ 40pN	No importa Geometría ni propiedades físicas

**Cuadro 1.1:** Cuadro comparativo de las principales características de diferentes métodos de micromanipulación.

### 1.3. Método propuesto de micromanipulación sin contacto

Como se ha podido ver, los flujos termocapilares son una opción prometedora para la manipulación de micropartículas. Se pueden obtener velocidades de manipulación del orden de ( $mm/s$ ) que en la microescala es considerablemente grande. Además, comparado con otras técnicas, las cuales necesitan de que el objeto a manipular tenga ciertas propiedades eléctricas o magnéticas, esta no necesita estas condiciones y también no se requiere que el objeto tenga determinada geometría ya que la manipulación se realiza mediante el control de la generación del flujo.

Este método aún no se ha desarrollado a profundidad, tampoco se ha hecho un estudio del comportamiento de estos flujos en el régimen transitorio ni se ha estudiado la interacción del flujo con las partículas en su interior, por lo que este trabajo cubrirá algunos puntos para comprender de mejor manera la cinética del flujo, y, a su vez se propondrá un método para controlar el láser con la finalidad de manipular de manera más eficiente las partículas. Los puntos a tratar serán los siguientes:

- Simulaciones de la convección termocapilar.
- Estudio de la cinética de los flujos termocapilares.
- Estudio de la cinética de los micro-objetos desplazados por el flujo convectivo.
- Técnica de separación de micro-objetos controlando la generación de los flujos termocapilares.

## 1.4. Conclusiones

- Se describió diferentes formas de micromanipulación entre las cuales destacamos dos grupos, manipulación de contacto y sin contacto.
- Se mencionó algunas técnicas de contacto como el uso de micropinzas y microagujas. Sin embargo, se estableció que estas técnicas tienen inconvenientes debido a que las fuerzas de adherencia predominan en la microescala; este motivo orientó el presente trabajo a buscar un método sin contacto.
- Se escogió la generación de flujos termocapilares en capas delgadas de fluido ya que esta técnica no requiere que los objetos a manipular tengan alguna propiedad física en particular (ferromagnética, dieléctrica u otra).
- Entre los trabajos que resaltamos estuvieron los de E. Vela, A. Basu y A. Ohta. Se pudo distinguir entre estos la forma de calentamiento del microfluido. Sin embargo, para tener un mejor control sobre el posicionamiento de la zona de calentamiento se prefirió el uso de láser para generar los flujos termocapilares. Estos flujos permitirán manipular objetos con diferentes geometrías y propiedades físicas.

---

# Capítulo 2

## Fundamento teórico

Para poder comprender el fenómeno de termocapilaridad, previamente se debe tener en claro algunas definiciones y conceptos tales como ¿qué es la convección?, ¿qué es la tensión superficial?, ¿por qué se producen los flujos?. Por ello en este capítulo, se desarrollará el fundamento físico de este fenómeno. Primero habría que indagar en cómo afecta la escala a los diferentes tipos de interacciones existentes.

### 2.1. Fuerzas en diferentes escalas

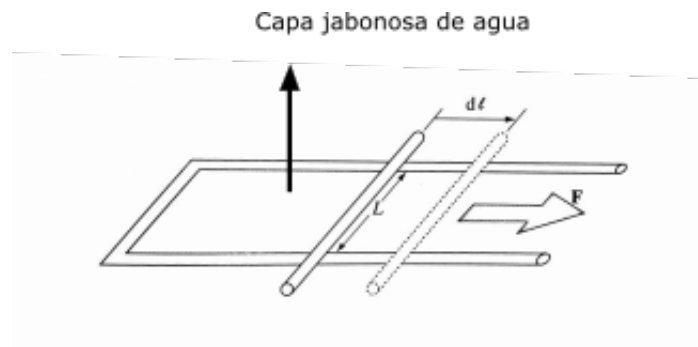
Existen diferentes clases de fuerzas: gravitatoria, intermoleculares, capilar, entre otras. Sin embargo, el rango de acción de estas se limitará a la escala en la cual uno se encuentre. Si se calcula la fuerza gravitatoria para un cuerpo de forma cúbica con lado  $l$ , la gravedad ( $\mathbf{g}$ ) de la tierra actuaría sobre él con una fuerza  $\mathbf{F}_g = \rho \mathbf{g} l^3$ , siendo  $\rho$  la densidad de dicho cuerpo. Si dicho cuerpo es un cubo de agua el valor en módulo de la fuerza gravitatoria estaría dado por  $|\mathbf{F}_g| = 9,8 \times 1000 \times l^3 [N]$ . Como se puede notar, esta fuerza dependerá de la dimensión que tenga el cuerpo. Si ahora se considera una película de líquido (agua jabonosa por ejemplo) depositada en un marco rectangular en el cual hay un lado móvil (Ver figura 2.1). Si se permite que este lado se mueva libremente, se observará que se moverá en el camino para que pueda minimizar el área superficial de la película. Con el fin de que se mantenga estacionaria, se debe aplicar una fuerza  $\mathbf{F}$  la cual es proporcional a la longitud  $l$  del lado móvil. Si se quiere incrementar el área superficial de la película a un valor  $dS = Ldl$ , se debe suplir una energía  $dW$  la cual corresponde al trabajo realizado

por la fuerza  $\mathbf{F}$  y es expresado por:

$$dW = Fdl = 2\sigma Ldl = 2\sigma dS \quad (2.1)$$

$\sigma$  es denominado coeficiente de tensión superficial entre el líquido y el aire; el factor 2 resulta del hecho que la película de líquido tiene dos interfaces aire-líquido. La ecuación anterior indica que  $\sigma$  corresponde a una energía por unidad de área por cada interface, también representa el valor de la fuerza por unidad de longitud ejercida por cada interface. Sus unidades son por lo tanto Newton por metro (N/m). El valor para el coeficiente de tensión superficial para el agua es  $70 \times 10^{-3}$  [N/m].

Considerando lo anterior, se puede tener una noción aproximada de cuánta fuerza se

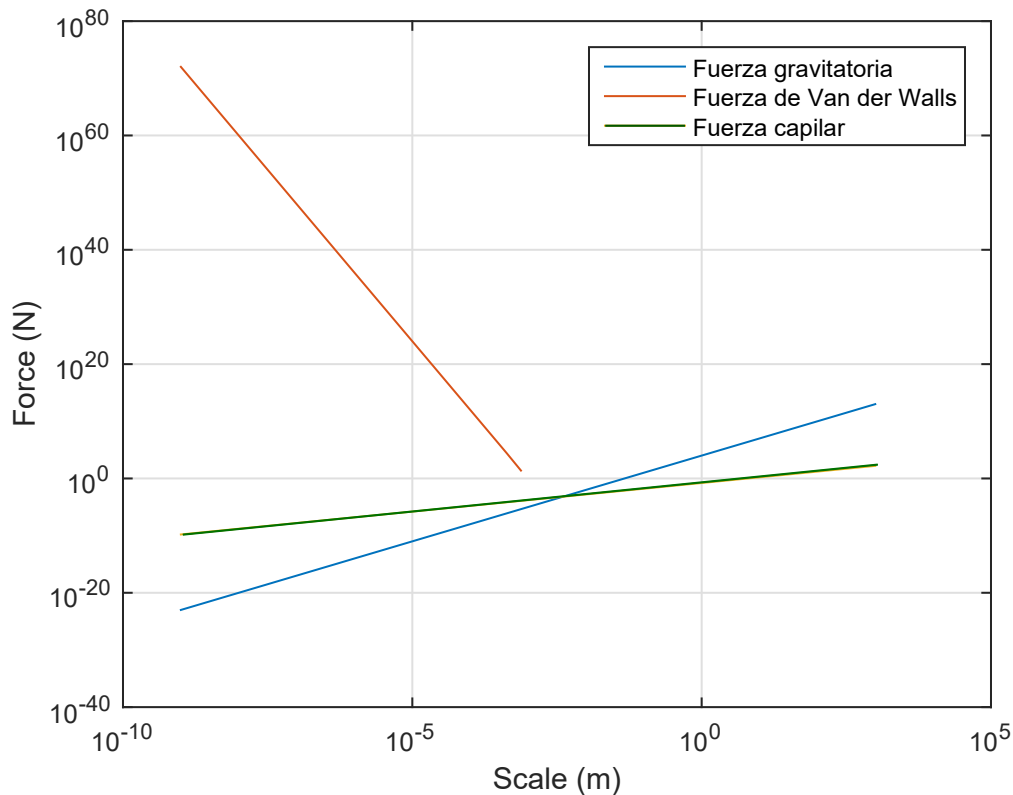


**Figura 2.1:** Película jabonosa con un lado móvil, se debe aplicar una fuerza al extremo libre para mantener la película estacionaria.[12]

debe ejercer para variar el área de la película de agua en una unidad. Si se considera que la fuerza que ejerce la tensión superficial del líquido es:  $F = 2\sigma l = 140 \times 10^{-3} l$  [N].

Como se puede notar, esta fuerza depende linealmente de la dimensión del área que se está deformando. Otros ejemplos de cómo las fuerzas varían con la escala se pueden notar en las fuerzas del tipo nuclear fuerte las cuales son muy grandes a distancias menores a un  $fm$ ; sin embargo, a distancias mayores a esta, dicha fuerza es nula.

En la figura 2.2 se presenta la variación de 3 tipos de fuerza (gravitatoria, capilar y Van der Waals) con la escala:



**Figura 2.2:** Variación de la fuerza con la escala ( $l$  [m]). Se puede notar que en la microescala la fuerza de acción capilar dado por la tensión superficial es varios órdenes de magnitud mayor que la gravitatoria. Las gráficas obtenidas para la fuerza gravitatoria y la fuerza capilar fueron en base a las ecuaciones descritas anteriormente.

## 2.2. Tensión superficial desde el punto de vista microscópico

La tensión superficial es la tendencia de una interface fluido-fluido (ambos inmiscibles) a querer obtener la menor área superficial posible. En el caso de la interface líquido-aire, la tensión superficial resulta de la gran atracción existente entre las moléculas del líquido con otras del mismo tipo (debido a las fuerzas de cohesión) en comparación de la atracción existente entre las moléculas de dicho líquido con las moléculas de aire.

A continuación se explicará más a detalle sobre la cohesión o específicamente la energía de cohesión para poder entender la tensión superficial en términos de esta energía.



### 2.2.1. Energía de cohesión

La energía de cohesión ( $\epsilon_c$ ) de una sustancia (líquido o sólido) es la energía requerida para separar a una de sus moléculas de todas las moléculas asociadas a ella, ya sea por fuerzas de Van der Waals, London o puente de hidrógeno. Por lo tanto, es una medida de la energía intermolecular para la sustancia. Por otro lado, no se debe confundir este concepto con el de energía intramolecular que es la energía que mantiene juntos a los átomos de una misma molécula (por ejemplo, la energía que se requiere para mantener el enlace  $O-H$  de una molécula de agua). Las fuerzas asociadas a la energía intramolecular o fuerzas de enlace generalmente son más fuertes que las intermoleculares. Un claro ejemplo de ello es cuando se calienta agua y hierve se obtiene vapor de agua, no es que cada molécula de agua se descomponga en  $H_2$  y  $O_2$ . Esto quiere decir que incluso a estas altas temperaturas la energía no es suficiente para romper los enlaces intramoleculares.

A continuación, se presenta una tabla de algunas energías de enlace.

Enlace	Energía de enlace (eV)
C-C	6.3
H-H	4.5
O-H	4.4
Na-Cl	4.3
Fe-O	4.0

**Cuadro 2.1:** Energías de enlace para diferentes tipos de enlace.

Así, cuando se estime la energía de enlace cohesivo para líquidos y sólidos, los valores deberán ser menores que los del cuadro 2.1.

Teniendo esto en cuenta, la energía de enlace intermolecular en los líquidos sería la energía requerida para separar una molécula de la fase líquida y convertirla a vapor. Esta energía representa casi enteramente la energía de enlace intermolecular de las moléculas líquidas; esta energía en los gases es extremadamente pequeña (de hecho cero para gases ideales).

Líquido	$\Delta H_{vap}$ (KJ/mol)	Energía de cohesión $\epsilon_c$ (eV)
Agua	41	0.4
Amoniaco	23	0.2
Butano	21	0.2
Etanol	39	0.4
Metano	8.2	0.08
Propano	16	0.2

**Cuadro 2.2:** Energía de cohesión de algunos líquidos.

Se puede concluir que las energías de enlace en los líquidos están dentro 0.1 hasta 0.4 eV, dependiendo de la polaridad de las moléculas que tengan dipolos permanentes más fuertes (por ejemplo, uno muy positivo, y el otro muy negativo; en el caso del agua, el hidrógeno es fuertemente positivo y el oxígeno fuertemente negativo). Se debe notar que para una comparación apropiada de estos valores, se debería determinar cuántas moléculas vecinas tendría una molécula en promedio, y, luego dividir la energía cohesiva de la tabla por el número de vecinos para estimar la energía de una sola interacción molécula-molécula.

### 2.2.2. ¿Qué es la tensión superficial?

Una vez que ya se conoce el significado de la energía de cohesión, se considera dos fluidos los cuales son inmiscibles. Por ejemplo, el agua (fluido 1) y el aire (fluido 2). Si se considera agua y aire, se conoce que en el caso del aire sus moléculas se encuentran muy separadas y la energía de cohesión es casi despreciable por lo que hablar de la tensión superficial del aire (fluido 2) carecería de sentido; sin embargo, si se habla de agua y aceite, que bajo condiciones ambientales son fluidos inmiscibles, tendría sentido hablar de la tensión superficial de ambos fluidos.

Las moléculas que se encuentran en la interface de ambos fluidos tienen una descompensación de número de moléculas vecinas en comparación con las que se encuentran en el interior del fluido (se podría decir que en promedio las moléculas de la interface tienen la mitad de vecinos que las que se encuentran en el interior del fluido 1). Ahora, si se considera que  $U$  es la energía cohesiva total por molécula (es decir la energía de la interacción molécula- molécula multiplicado por el número de vecinos), se puede decir que una molécula en la interface perderá la mitad de su energía cohesiva total, es decir se quedará con  $U/2$  ya que dicha molécula perdería en promedio la

mitad de sus vecinos. Luego, considerando que la longitud molecular característica es  $R$  y por tanto su área es  $R^2$ , luego la tensión superficial estaría definida como  $\sigma = U/(2R^2)$ . De esta expresión se puede notar que la tensión superficial aumenta a medida que la atracción molecular aumenta mientras que esta disminuiría si el tamaño molecular disminuye [5].

## 2.3. Convección

La convección, al igual que la conducción y la radiación, es un fenómeno de transferencia de calor. Esta se debe a dos mecanismos, la transferencia de energía debido al movimiento molecular aleatorio (difusión) y al movimiento global del fluido [15]. Siendo este último el que marca la diferencia entre los otros fenómenos de transferencia de calor. Ambos mecanismos, difusión y movimiento global, se superponen dando origen al fenómeno de convección. El movimiento global se puede deber a causas naturales o artificiales. Si es por causas naturales, se referiría a la convección natural. En caso contrario, se estaría hablando de la convección forzada.

Suelen hacerse estudios sobre convección en base al mecanismo físico que da lugar al movimiento del fluido. De las diferentes formas de poder generar el desplazamiento del fluido, este trabajo se centrará en dos especialmente [35]:

- **CONVECCIÓN DE RAYLEIGH-BÉNARD:** en esta clase de convección, el único mecanismo que interviene es el de flotación, el cual está asociado al empuje debido al cambio de densidad del fluido con la temperatura.
- **CONVECCIÓN DE BÉNARD-MARANGONI:** el movimiento aparece debido a la variación de la tensión superficial, por lo cual se requiere de una interface de dos fluidos inmiscibles (uno necesariamente líquido).

Usualmente para variar la tensión superficial se genera un gradiente de temperatura en la interface, esto en presencia de la gravedad generaría que el empuje también contribuya a la desestabilización del fluido.

## 2.4. Convección de Rayleigh-Bénard

Es el mecanismo por el cual la generación de los flujos se debe únicamente a la presencia de la gravedad. Un aumento en la temperatura en el agua genera una disminución de su densidad, y, en presencia de la gravedad, se genera un empuje

dando como resultado el origen de las fuerzas de flotación.

Se conoce que la densidad es una función de estado, se podría escribir como función de la temperatura y de la presión ( $\rho = \rho(p, T)$ ), pero para este fenómeno sólo se considera que  $\rho$  es función de la temperatura, por lo que se puede concluir que un cambio en la densidad únicamente será generado por un cambio en la temperatura.

$$\nabla\rho = \frac{\partial\rho}{\partial T}\nabla T \quad (2.2)$$

Considerando un calentamiento moderado sobre el fluido, se puede tener en cuenta que:

$$\rho = \rho_0(1 - \beta(T - T_0)) \quad (2.3)$$

Donde:

$\beta$ : coeficiente de expansión volumétrica.

$\rho_0$ : densidad de referencia que se midió a la temperatura  $T_0$  de referencia.

Para caracterizar totalmente a este fenómeno, se recurre a las leyes de continuidad, Navier Stoke y conservación de la energía. Sólo faltaría imponer las condiciones de contorno. Ahora, lo que interesa es encontrar la fuerza que actúa sobre una pequeña masa fluidica en el interior del volumen, ya que esta fuerza será la misma en la convección de Rayleigh-Bénard a excepción en la interface líquido-aire.

Si hay un rango de pequeñas variaciones de temperatura se podrá usar la aproximación de Boussinesq, con lo cual la fuerza estaría definida de la siguiente forma:

$$F = (\rho - \rho_0)\mathbf{g} \quad (2.4)$$

$$F = (\rho_0(1 - \beta(T - T_0)) - \rho_0)\mathbf{g} \quad (2.5)$$

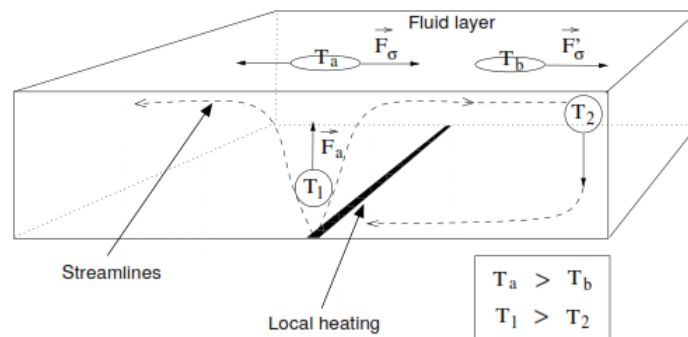
$$F = \rho_0\mathbf{g}\beta(T_0 - T) \quad (2.6)$$

## 2.5. Convección de Bénard-Marangoni

Es la transferencia de calor y masa en un fluido debido en gran parte a la existencia de un gradiente de tensión superficial en la interface de dos fluidos inmiscibles (líquido-aire) y en menor proporción al empuje producido por el cambio de densidad, el cual concibe un efecto desestabilizante [34]. Este gradiente de tensión superficial podría ser generado por cambios de concentración (agregando agentes surfactantes

en la interface), gradientes de temperatura o variaciones de presión en la interface. Debido a que la tensión superficial es función de la composición química, la temperatura y la presión en dicha interface, se considera como una función de estado. En el caso que el gradiente se establezca por un cambio de temperatura, es posible denominar a este mecanismo convección termocapilar [21].

El calor suele viajar de regiones de baja tensión superficial a regiones de mayor valor de esta. Usualmente la tensión superficial disminuye su valor con un aumento de temperatura [4, 22] como es el caso del agua destilada. Esto se puede representar de la siguiente manera:  $\frac{\partial \sigma}{\partial T} < 0$ . Donde  $\sigma$  es la tensión superficial y  $T$  la temperatura. A continuación se puede apreciar en la figura 2.3 un esquema de las fuerzas actuantes sobre un elemento de fluido en la convección de Bénard-Marangoni.



**Figura 2.3:** Fuerzas sobre un elemento fluido en convección de Bénard-Marangoni. Los flujos se generan por calentamiento, en la parte inferior del recipiente, en toda una línea [22].

Como se puede observar, hay dos fuerzas involucradas en un elemento de fluido:

$\vec{F}_a$ : fuerza debido al empuje existente.

$\vec{F}_\sigma$ : fuerza debido al gradiente de tensión superficial.

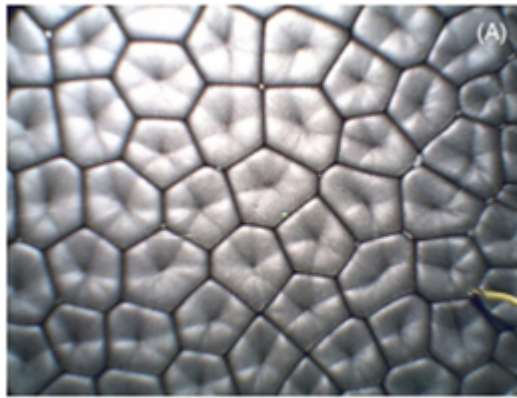
Bénard Marangoni realizó inicialmente experimentos con aceite de ballena [21], el cual colocó sobre un recipiente metálico con agua hirviendo. Dicho recipiente tenía una extensión horizontal ( $2D$ ) mucho mayor que la profundidad ( $d$ ), es decir que su relación de aspecto ( $\Gamma = D/d$ ) era mayor a 1 [35]. Además, en dicho trabajo se pudo observar la formación de patrones hexagonales dentro del contenedor, denominados células de convección (ver figura 2.4).

Se determinó que el fluido caliente estaba ascendiendo en el centro de dichas *células convectivas* como también descendía en los límites de esta.

Bénard alrededor de 1900 atribuyó la generación de estas células de convección a las

fuerzas de flotación que actuaban en el volumen de fluido. Sin embargo, Rayleigh después confirmó a través de un análisis de estabilidad lineal, que las fuerzas de flotación son las que generan este patrón convectivo, aunque no fue del todo cierto. A pesar que sus investigaciones no eran estrictamente aplicadas para las configuraciones estudiadas por Bénard, el trabajo de Rayleigh es el punto inicial para casi todos los trabajos teóricos de convección.

Esta propuesta incorrecta por Bénard no fue refutada durante más de 50 años, tiempo para el cual Block en 1956 y Pearson en 1958 [31] demostraron experimental y teóricamente que las variaciones de la tensión superficial, debido a pequeñas variaciones en la temperatura en la interface, son las causantes de la generación de las células de convección.

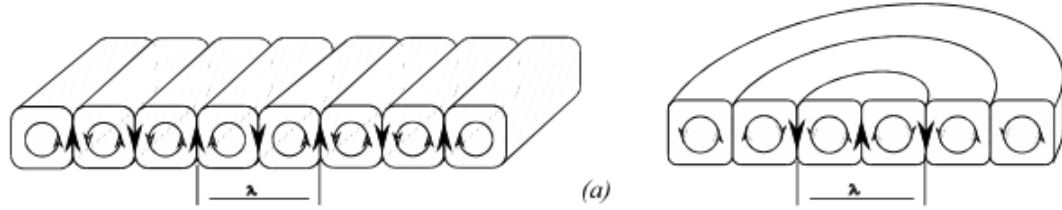


**Figura 2.4:** Patrón de células hexagonales observadas por Bénard [21].

### 2.5.1. Explicación cualitativa de las células de convección

Pearson describió la formación de estas células convectivas de la siguiente manera: “Si consideramos por un momento el caso de una capa líquida homogénea enfriada por radiación desde la superficie libre y calentada en la superficie inferior, podemos dar una explicación cualitativa de la existencia del movimiento estacionario de las células. En el centro de las células el fluido caliente es llevado a la superficie; este se extiende sobre toda la superficie de refrigeración hasta que alcanza el borde de la célula donde desciende hacia la superficie inferior donde se calienta. El descenso de la temperatura sobre la superficie se da desde el centro hacia los bordes de la célula y es acompañada por un incremento en la tensión superficial en este mismo sentido. Por lo tanto debido a la tracción superficial se tiende a mantener la circulación” [31].

Se recomienda revisar el artículo *On convection induced by surface tension* [31] para el entendimiento matemático de la generación de las células de convección.



**Figura 2.5:** Células de convección con forma de rollo.

### 2.5.2. Análisis de la convección mediante números y relaciones dimensionales

Los números adimensionales, en mecánica de fluidos, se utilizan para tener una idea de qué tan dominante es un fenómeno sobre otros, con la finalidad de tomar en cuenta sus efectos. Por ejemplo, el número de Reynolds da una idea de cuán grande es la fuerza de inercia con respecto a la fuerza de viscosidad. Su expresión viene dada por:

$$\begin{aligned}
 Re &= \frac{F_{inercial}}{F_{viscosidad}} \\
 &= \frac{\rho U^2}{L} \cdot \frac{L^2}{\mu U} \\
 &= \frac{UL}{\nu}
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

Donde  $U$  y  $L$  son la velocidad y longitud característica del flujo, respectivamente.  $\mu$  es la viscosidad dinámica o absoluta, además  $\mu = \rho\nu$ , siendo  $\rho$  y  $\nu$  la densidad y viscosidad cinemática del fluido, respectivamente.

Si los efectos inerciales son mucho mayores que los de viscosidad el flujo es definido turbulento e inestable. Si se estudié en el caso contrario, el flujo sería laminar y podría ser estudiado en régimen permanente. Si el número de Reynolds es mucho menor que 1 ( $\ll 1$ ) el término inercial de la ecuación de Navier-Stokes, este podría ser despreciado.

Para el agua, el número de Prandtl ( $Pr = \frac{\nu}{\kappa}$ ) es mayor que 1, tiene un valor de 7,0014

para  $T = 20^\circ\text{C}$ . Si los cambios de velocidad son mayores que los cambios térmicos, el fluido tiene un mayor potencial para la convección que por conducción. Como este número no es muy grande, todavía los efectos de conducción son apreciables.

El número de Rayleigh es muy usado para determinar cuándo ocurre el fenómeno de convección natural. Rayleigh en sus estudios mostró que la existencia de un gradiente de temperatura no bastaba para dar inicio a este fenómeno. Para que haya una flotabilidad resultante se debía vencer los efectos disipativos del arrastre viscoso y difusión del calor [21]. Por ello, el número de Rayleigh se define como el cociente de la fuerza de flotación y el producto del arrastre viscoso con el cociente de difusión de calor:

$$\begin{aligned} Ra &= \frac{F_{\text{flotación}}}{F_{\text{viscosidad}}} \\ &= \frac{\beta \Delta T g L^3}{\nu \kappa}, \end{aligned} \tag{2.8}$$

Donde  $\beta$  es el coeficiente de expansión volumétrica,  $\Delta T$  es el gradiente vertical de temperatura,  $g$  es la gravedad,  $L$  es la profundidad de la capa líquida,  $\kappa$  difusividad térmica y  $\nu$  la viscosidad cinemática del fluido. En la teoría de Rayleigh la convección inicia cuando este número supera un valor crítico  $Ra_c$ .

Cuando se incluye la tensión superficial en este análisis de convección, el número de Marangoni da una idea de qué tan grande es la fuerza debido al gradiente de tensión superficial con respecto al arrastre viscoso y la difusión de calor.

$$\begin{aligned} Ma &= \frac{F_{\text{tensión superficial}}}{F_{\text{disipativas}}} \\ &= \frac{\gamma \Delta T L}{\rho \nu \kappa}, \end{aligned} \tag{2.9}$$

Donde  $\gamma = \frac{\partial \sigma}{\partial T}$  y  $\sigma$  es la tensión superficial,  $\Delta T$  es la variación de temperatura en la superficie libre,  $L$  la profundidad del fluido y  $\rho$  la densidad a una temperatura de referencia.

En este contexto la convección de Marangoni comienza cuando se excede un valor crítico  $Ma_c$ , al igual que en el caso del número de Rayleigh.

La convección producida por el gradiente de tensión superficial altera el contorno de



la superficie, y su rugosidad aumenta con la profundidad de la capa del fluido. Las regiones con gran tensión superficial tienden a arrugarse, por ello se reduce el área total expuesta [21]. Así, encima del centro de cada célula de convección, la superficie sufre una depresión.

Un gran número de trabajos tratan ambos casos de convección en simultáneo. El primer estudio de convección de Bénard Marangoni en una capa horizontal de fluido, con una superficie libre indeformable, fue realizado por Nield quien obtuvo la siguiente relación adimensional entre el número de Rayleigh y el número de Marangoni, que pone en manifiesto que estos no son totalmente independientes [21, 35]:

$$\frac{Ra_c}{Ra_{0c}} + \frac{Ma_c}{Ma_{0c}} \cong 1, \quad (2.10)$$

Donde  $Ra_c$  es el valor crítico del valor de Rayleigh para que se dé la convección libre, y  $Ma_c$  es el valor crítico del número de Marangoni para que comience la convección termocapilar, además  $Ra_{0c}$  es el valor que toma  $Ra_c$  cuando el único mecanismo desestabilizador presente es el empuje y  $Ma_{0c}$  es el valor que toma  $Ma_c$  cuando el único mecanismo desestabilizante es la variación de la tensión con la temperatura. El número de Bond ayuda a comparar los efectos gravitatorios con los de tensión superficial. También puede ser considerado como el cociente entre el número de Rayleigh con el número de Marangoni.

$$\begin{aligned} B_o &= \frac{Ra}{Ma} = \frac{F_{\text{flotación}}}{F_{\text{tensión superficial}}} \\ &= \frac{\beta \Delta T_1 g L^3}{\nu \kappa} \cdot \frac{\rho \nu \kappa}{\gamma \Delta T_2 L} \\ &= \frac{\rho \beta g L^2}{\gamma} \cdot \frac{\Delta T_1}{\Delta T_2}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Este número varía con  $L^2$  y con el cociente de la variación de temperatura vertical  $\Delta T_1$  y la variación de temperatura superficial  $\Delta T_2$ . En el caso que la profundidad ( $L$ ) del agua disminuya,  $\Delta T_2$  aumentaría y el número de Bond decrecería. Si el número de Bond es mucho menor ( $\ll 1$ ), la contribución principal para el flujo lo genera el gradiente de tensión superficial. Ahora se considera una capa de fluido cuya extensión lateral es muy grande (infinita), calentada inferiormente y cuya superficie

está expuesta al ambiente. Sea  $\Delta T$  la diferencia de temperaturas entre la superficie inferior y libre del fluido.

Si  $\Delta T$  antes del calentamiento es cero y va aumentando a medida que ocurre, el fluido se mantiene en reposo y el calor sólo se transfiere por conducción hasta que se alcanza una diferencia de temperatura crítica,  $\Delta T_c$  [35]. Por debajo de esta diferencia, el campo de temperaturas puede escribirse mediante un gradiente lineal, el fluido queda estratificado en capas isotérmicas paralelas al fondo, cuya temperatura disminuye al aproximarnos a la superficie. Esta estratificación del campo de temperaturas es inestable, ya que si una pequeña masa de fluido se ve desplazada a otra capa por cualquier pequeña perturbación, quedará rodeada de fluido a distinta temperatura, y por tanto con distinta densidad. Dicha masa experimentará una fuerza de empuje, la cual tenderá a aumentar el pequeño desplazamiento inicial [35]. De esta forma, el empuje hace que el fluido pierda estabilidad y comience la convección natural.

Ahora, si se tiene una variación pequeña de temperatura en la superficie libre, una región que se encuentre a mayor temperatura que su entorno tendrá un menor valor de tensión superficial en dicha localidad (se considera el típico caso en el que la tensión superficial disminuye al aumentar la temperatura). Como consecuencia, habrá un desplazamiento del fluido hacia la zona fría de la superficie, movimiento que se transmitirá por efectos de viscosidad al resto del fluido [35].

Un pequeño cálculo permitirá tener una idea de los tiempos característicos de estos dos tipos de convección. En el caso del empuje, la causa de la desestabilización es la variación de la densidad con la temperatura, que está dado por el coeficiente de dilatación volumétrica  $\beta$ . Si se denomina a  $\rho_0$  como la densidad promediada en el rango de temperaturas bajo estudio, en una aproximación lineal, la disminución de la densidad del fluido con un aumento en la temperatura (caso del agua) estará dado por  $\rho_0\beta\Delta T$ . Al variar la densidad, el empuje por unidad de volumen aumentará en:

$$\frac{\Delta \text{Empuje}}{\text{Volumen}} = g\rho_0\beta\Delta T, \quad (2.12)$$

Donde  $g$  es la aceleración de la gravedad.

Basta con introducir estas fuerzas por unidad de volumen en la segunda ley de Newton para estimar la aceleración con que se mueve una gota:  $g\beta\Delta T$ . El tiempo que le cuesta

recorrer una distancia  $d$  del orden del espesor del fluido, está dado por:

$$t_{crb} \approx \sqrt{\frac{d}{g\beta\Delta T}}. \quad (2.13)$$

Respecto a la tensión superficial, sus variaciones con la temperatura suelen ser pequeñas, con lo que se puede asumir para su coeficiente  $\sigma$  una relación lineal:  $\sigma = \sigma_0 + \gamma\Delta T$ . La tensión superficial es energía por unidad de área, y se puede considerar que la energía asociada a una variación de temperatura  $\Delta T$  es  $\Delta E = |\gamma|A\Delta T$ , donde  $A$  es el área superficial y  $\gamma$  el coeficiente de variación de la tensión superficial con la temperatura ( $\gamma = \frac{d\sigma}{dT}$ ). A partir de esta expresión, se puede estimar la velocidad característica del movimiento de una gota de masa  $m$  [21, 35]:

$$\nu \sim \sqrt{\frac{\Delta T}{m}} \sim \sqrt{\frac{|\gamma|A\Delta T}{m}} \sim \sqrt{\frac{|\gamma|A\Delta T}{\rho_0 V}} \sim \sqrt{\frac{|\gamma|\Delta T}{\rho_0 d}}, \quad (2.14)$$

Donde  $\rho_0$  es la densidad promedio y  $V = Ad$ . Con esta expresión de  $\nu$ , es sencillo obtener el valor del tiempo característico asociado a la tensión superficial:

$$t_{cbm} \approx \sqrt{\frac{\rho_0 d^3}{|\gamma|\Delta T}}. \quad (2.15)$$

La existencia de una diferencia de temperatura umbral  $\Delta T_c$ , pone en manifiesto la presencia de mecanismos disipadores, opuestos a las fuerzas desestabilizadoras. Estos son la difusión lateral del calor y la fuerza de rozamiento viscoso. Ambos procesos están gobernados por la ecuación de difusión la cual es de la siguiente forma  $\partial_t(\dots) \propto \nabla^2(\dots)$  [35], en la que los coeficientes de proporcionalidad son respectivamente  $\kappa$  y  $\nu$ , la difusividad térmica y la viscosidad cinemática del fluido, que tienen dimensiones de *longitud*<sup>2</sup>/*tiempo*. La difusión de calor tiende a homogeneizar la temperatura de cada zona del fluido en un tiempo característico que, para una distancia  $d$ , viene dado por [21, 35]:

$$t_\theta = \frac{d^2}{\kappa}. \quad (2.16)$$

Este tiempo es para el cual se difunde el calor procedente de las vibraciones moleculares [21].

La fuerza de rozamiento viscoso se opone al desplazamiento relativo de las distintas

zonas del fluido, esta aumenta con la velocidad del movimiento. Su tiempo característico o tiempo para el cual tarda en desaparecer una perturbación aplicada al campo de velocidades, es [21, 35]:

$$t_\nu = \frac{d^2}{\nu}. \quad (2.17)$$

Si la combinación de los tiempos característicos de estos procesos es mayor que la de  $t_{crb}$  y  $t_{cbm}$ , el fenómeno de conducción perderá estabilidad y comenzará la convección. En caso contrario, no habrá movimiento global del fluido transfiriéndose el calor solo por conducción [35].

La contribución a la convección, de cada uno de los mecanismos que la favorecen, se puede medir mediante dos números adimensionales. El número de Rayleigh y el número de Marangoni, que pueden interpretarse como el cociente de los tiempos disipadores y motores. El número de Rayleigh ( $Ra$ ) está directamente vinculado al empuje. Este queda definido por la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} Ra &= \frac{t_\theta t_\nu}{t_{crb}^2} \\ &= \frac{\beta \Delta T g d^3}{\nu \kappa}. \end{aligned} \quad (2.18)$$

En la que se ve fuertemente la dependencia de  $Ra$  con el espesor de la capa de fluido  $d$  y su dependencia lineal con la diferencia de temperaturas  $\Delta T$ .

El número de Marangoni,  $Ma$ , está relacionado con la tensión superficial:

$$\begin{aligned} Ma &= \frac{t_\theta t_\nu}{t_{cbm}^2} \\ &= \frac{\gamma \Delta T d}{\rho \nu \kappa}. \end{aligned} \quad (2.19)$$

La dependencia de  $Ma$  tanto con  $d$  como con  $\Delta T$  es lineal.

Por otra parte, el número de Prandtl se puede definir en función de los tiempos característicos de difusión térmica y rozamiento viscoso.

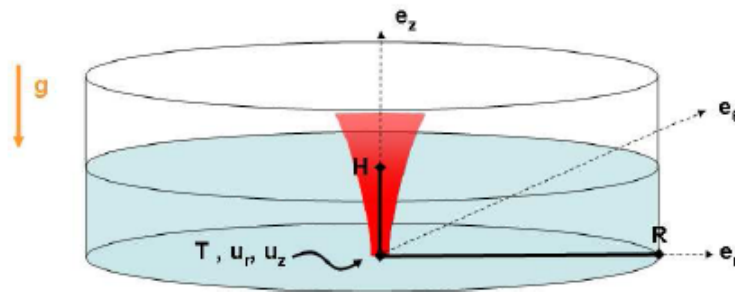
$$Pr = \frac{t_\theta}{t_\nu} = \frac{d^2/\kappa}{d^2/\nu} = \frac{\nu}{\kappa}. \quad (2.20)$$

Si el número de Prandtl es grande, el tiempo característico de difusión térmica es mayor que el de rozamiento viscoso, la velocidad varía para adaptarse adiabáticamente a las perturbaciones del campo de temperaturas [35]. Por otro lado si es pequeño (menos a 10), las perturbaciones del campo de temperaturas ya no determinan la evolución del campo de velocidades.

### 2.5.3. Ecuaciones que intervienen en el sistema experimental para la generación de la convección

Se dará una descripción breve del sistema experimental para analizar la física involucrada en cada etapa.

Se generarán los flujos termocapilares mediante el calentamiento, por absorción láser, a una placa de Petri que contendrá agua destilada. (ver figura 2.6) Aunque es muy



**Figura 2.6:** Sistema experimental para la generación de los flujos termocapilares [34].

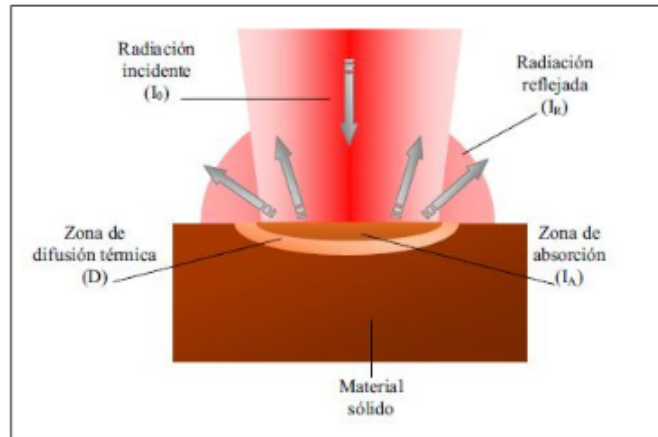
breve la descripción anterior, se podrá observar a continuación que hay mucha física de por medio.

Inicialmente se hace incidir un haz láser en la parte inferior de una placa Petri, gran parte de este haz penetrará y pasará hacia la muestra de agua destilada donde parte del rayo es absorbido y el resto se transmitirá al medio ambiente.

#### ABSORCIÓN LÁSER

Al hacer incidir un haz láser sobre la superficie de un determinado material, se produce una transferencia de energía hacia las regiones más próximas de dicha superficie. Esta transferencia involucra procesos de excitación y desexcitación de los

niveles electrónicos de los átomos en la superficie de dicho material. Aunque la mayor parte del material no altere su temperatura considerablemente, la región superficial afectada por la irradiación láser puede alcanzar grandes tazas de calentamiento [39]. Una vez dada la interacción entre el haz láser y el material (Placa de Petri), parte de la energía es reflejada y la otra parte penetra el interior de dicho material (ver figura 2.7). Si la penetración del láser alcanza a la otra interface (placa Petri-agua)



**Figura 2.7:** Interacción entre un haz láser y un material sólido [39].

esta parte va interactuar con el líquido presente en dicha interface.

Dicho líquido (para este trabajo agua destilada) puede absorber determinadas longitudes de onda de acuerdo a su estructura molecular.

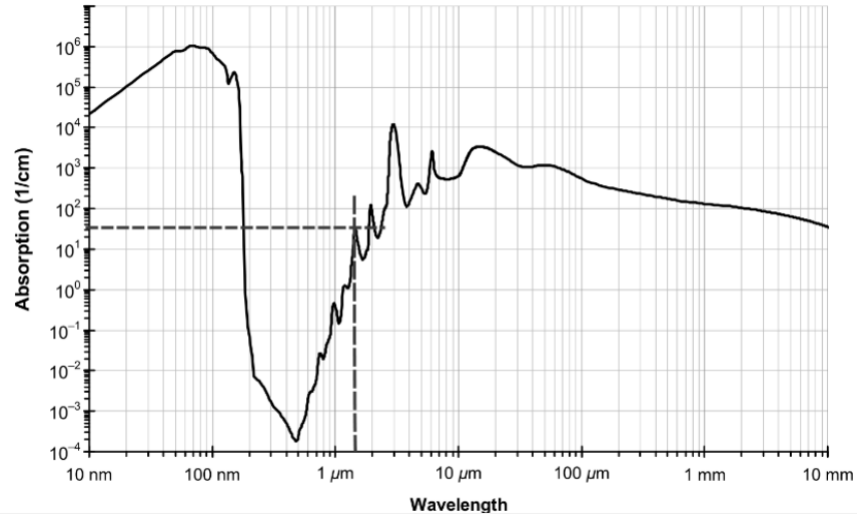
La cantidad de energía de dicho material o sustancia va a depender de las propiedades ópticas que tenga, a su vez estas están relacionadas con la temperatura y la longitud de haz que incida [39].

#### ■ Coeficiente y espectro de absorción

El coeficiente de absorción para un determinado material está definido por el cociente entre las intensidades de luz antes y después de atravesar dicha muestra. Considerando la muestra es un líquido homogéneo y de longitud  $L$ , la atenuación producida por el medio es  $\frac{I_{salida}}{I_{entrada}} = e^{-\alpha(\lambda)L}$  donde  $\alpha(\lambda)$  es el coeficiente de absorción del medio.

A continuación se presenta el coeficiente de absorción del agua en la región espectral de interés.

El coeficiente de absorción del agua para una longitud de onda de  $1470nm$  es



**Figura 2.8:** Coeficiente de absorción del agua vs. Longitud de onda [34, 43].

de  $23,45\text{cm}^{-1}$  a la  $T = 20^{\circ}\text{C}$ .

#### ■ Ecuación de absorción de luz

La ecuación de absorción de la luz indica que la variación de intensidad de luz en una determinada posición es proporcional a la intensidad en dicha posición [21].

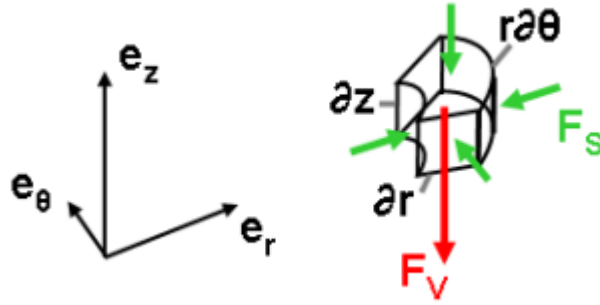
$$\nabla I(r, z) = -\alpha(\lambda)I(r, z). \quad (2.21)$$

El gradiente de intensidad de luz es negativo, ello quiere decir que la intensidad de luz va disminuyendo a lo largo del patrón de luz. La pérdida de energía radiante del láser es transformada en energía térmica en el interior del líquido. Este cambio de la intensidad del haz láser es justamente el flujo volumétrico calorífico ( $Q_l$ ) ganado por el agua, por lo que el flujo y la gradiente de intensidad tienen signos contrarios.

$$Q_l = \alpha(\lambda)I(r, z). \quad (2.22)$$

Se considera ahora una distribución gaussiana para la intensidad de la luz, entonces:

$$I(r, z) = I_0 \left( \frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \exp\left( \frac{-2r^2}{w(z)^2} \right), \quad (2.23)$$



**Figura 2.9:** Análisis de un diferencial de volumen en coordenadas cilíndricas [34].

Donde  $I_0$  es la intensidad inicial del haz,  $w_0$  es el radio del haz láser convergente, y  $w_{(z)}$  es el radio para el cual la intensidad disminuye  $1/e^2$  de su valor axial.

$$w_{(z)} = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2}, \quad (2.24)$$

Donde  $\lambda$  es la longitud de onda del láser.

## ECUACIONES DE MECÁNICA DE FLUIDOS

### Ecuación de continuidad

Esta se obtiene a partir de la conservación de la masa [35].

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (2.25)$$

Donde  $\mathbf{u}$  representa el campo de velocidades del fluido,  $\rho$  la densidad del fluido.

### Ecuación de Navier - Stokes

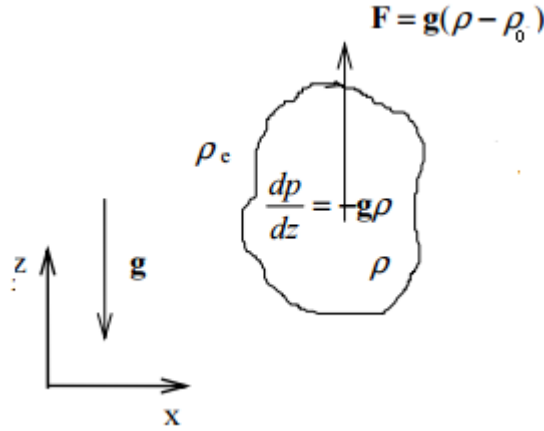
Esta ecuación se deduce a partir de a la segunda ley de Newton, en la cual la variación de momento lineal de una porción de fluido es igual a la resultante de las fuerzas que actúan sobre esta porción. Primero se define el operador para la derivada material.

$$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \quad (2.26)$$

Entonces analizando un diferencial volumétrico de fluido (ver figura 2.9)

$$\frac{D(\rho \mathbf{u})}{Dt} = \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial V} \quad (2.27)$$





**Figura 2.10:** Representación esquemática de la fuerza de flotación.

Esta ecuación se desarrolla para todas las componentes de  $\mathbf{u}$  y  $\mathbf{F}$ . En su forma extendida se tiene:

$$\frac{\partial(\rho\mathbf{u})}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho\mathbf{u}) = \frac{\partial\mathbf{F}}{\partial V} \quad (2.28)$$

$$\frac{D(\rho\mathbf{u})}{Dt} = \frac{\partial\mathbf{F}_V}{\partial V} + \frac{\partial\mathbf{F}_S}{\partial V} \quad (2.29)$$

$\mathbf{F}_S$ : fuerza total de contacto entre el diferencial y sus alrededores, fuerzas superficiales.

$\mathbf{F}_V$ : fuerza total debido a campos externos (gravitacional), fuerzas volumétricas.

Considerando que:

1. Las únicas fuerzas volumétricas externas actuantes son las generadas debido al campo gravitacional (peso y empuje). Para ello se considera que el empuje es debido a una diferencia de densidades entre el elemento de fluido analizado y la vecindad contigua a este elemento.

$\rho$  : densidad del elemento de fluido.

$\rho_0$  : densidad promedio del entorno.

Esta diferencia es la que provocará una fuerza neta ( $\mathbf{F}$ ) para cada elemento en el interior del fluido.

2. Las fuerzas superficiales son provistas por las fuerzas de tensión, las cuales se pueden escribir mediante el tensor de esfuerzos ( $\vec{\sigma}$ )

Se tiene que la ecuación de Navier-Stokes puede escribirse de la siguiente manera [34]:

$$\frac{D(\rho\mathbf{u})}{Dt} = (\rho - \rho_0)\mathbf{g} + \nabla \cdot \bar{\sigma} \quad (2.30)$$

El tensor total de tensiones  $\bar{\sigma}$  puede ser escrito mediante dos partes:

- Una parte isotrópica  $-p\delta_{ij}$ , donde  $p$  es la tensión normal en la superficie o presión.
- Parte anisotrópica, esta contribuye a la tensión tangencial y permite el movimiento del flujo.

Otras consideraciones que se toman en cuenta son:

- Flujo incompresible [35]:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.31)$$

- El fluido es newtoniano, con lo cual posee propiedades con respecto a las fuerzas cortantes que permitirá escribir  $\bar{\sigma}$  de la siguiente manera:

$$\bar{\sigma} = \sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + 2\mu(e_{ij} - \frac{1}{3}e_{ii}\delta_{ij}) \quad (2.32)$$

Donde  $e_{ij} = \frac{1}{2}(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i})$  y  $\mu$  es la viscosidad dinámica.

Finalmente se obtiene que la ecuación de Navier-Stokes es:

$$\frac{D(\rho\mathbf{u})}{Dt} = (\rho - \rho_0)\mathbf{g} - \nabla \mathbf{p} + \nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{u}) \quad (2.33)$$

### Ecuación de balance de energía

Esta ecuación provee el campo de temperaturas,

$$\frac{DT}{Dt} = \kappa \nabla^2 T + Q_l \quad (2.34)$$

$\kappa$  : Difusividad térmica.

$Q_l$  : Flujo volumétrico calorífico.

$T$  : Campo de temperatura.

Para el desarrollo de las condiciones de contorno se considera el régimen estacionario.

Con lo cual las derivadas parciales temporales de los parámetros no se considerarán en la ecuación.

#### 2.5.4. Condiciones de contorno

En primer lugar se debe imponer las condiciones en la interface líquido-aire, en  $z=H$  (ver figura 2.6), donde está ocurriendo un desbalance del esfuerzo cortante debido al cambio de la tensión de superficial por un aumento de temperatura. Este aumento altera sólo una pequeña localidad, centro de la placa Petri, generando que la región del fluido frío en el borde de dicha interface arrastre al fluido caliente hacia dicha región debido al desbalance de esfuerzos cortantes.

Tomando sistema de referencia en figura 1.4 y que el fluido es newtoniano, se tiene que:

$$\tau = \mu \frac{du_r}{dz} = \frac{d\sigma}{dT} \frac{dT}{dr} \quad (2.35)$$

Donde:

$u_r$  : componente radial de la velocidad.

$\sigma$  : tensión superficial.

$\tau$  : esfuerzo cortante en la interface.

Anteriormente se mencionó que para muchas sustancias la tensión superficial disminuye con un aumento de temperatura (  $\frac{d\sigma}{dT} < 0$  ). Para este trabajo este valor se tomará constante, hipótesis que es válida cuando la temperatura es más baja que la temperatura crítica (  $T_c$  ). La dependencia de la tensión superficial con la temperatura tiende a ser lineal, existe una relación desarrollada en 1886 por Eötvö en la cual se refleja esta linealidad:

$$\sigma V_m^{2/3} = k_e(T_c - T) \quad (2.36)$$

Donde:

$V_m$ : es el volumen molar del liquido.

$K_e$ : es una constante cuyo valor es  $(2,1)10^{-7} Nm/K$  .

Luego esta ecuación fue ajustada mas adelante por Ramsay y Shields [34] cambiando el valor de  $T_c$  por  $T_c - 6$ , quedando como resultado la siguiente ecuación:

$$\sigma V_m^{2/3} = k_e(T_c - 6 - T) \quad (2.37)$$

Además se usarán las ecuaciones usadas por Longtin [19] debido a la geometría cilíndrica presentada en este trabajo. Estas ya se encuentran sin el término temporal

ya que se analizará el estado estacionario.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial r u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \quad (2.38)$$

$$\rho_0 \left( \frac{1}{r} u_r \frac{\partial r u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \tau_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{zr}}{\partial z} \quad (2.39)$$

$$\rho_0 \left( \frac{1}{r} u_r \frac{\partial r u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) = -(\rho - \rho_0)g - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \tau_{rz}}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \quad (2.40)$$

$$u_r \frac{\partial T}{\partial r} + u_z \frac{\partial T}{\partial z} = \kappa \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \alpha I(r, z) \quad (2.41)$$

Donde:

$$\tau_{rr} = 2\mu_0 \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{2}{3}\mu_0 \left( \frac{1}{r} \frac{\partial r u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \quad (2.42)$$

$$\tau_{zz} = 2\mu_0 \frac{\partial u_z}{\partial z} - \frac{2}{3}\mu_0 \left( \frac{1}{r} \frac{\partial r u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \quad (2.43)$$

$$\tau_{rz} = \mu \left( \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) \quad (2.44)$$

Como se puede observar se tiene 4 ecuaciones con 4 incognitas ( $u_r, u_z, T, p$ ). Ahora se imponen las condiciones para los contornos:

contorno	Condición
$z = H$	$\tau = \mu \frac{du_r}{dz} = \frac{d\sigma}{dT} \frac{dT}{dr}$
$r = 0, r = R, z = 0$	$u_r = 0$
$z = 0, z = H, r = R$	$u_z = 0$
$r = 0, r = R$	$\frac{\partial u_r}{\partial r} = 0$
$z = 0, z = H$	$\frac{\partial T}{\partial z} = 0$
$r = 0, r = R$	$\frac{\partial T}{\partial r} = 0$

**Cuadro 2.3:** Condiciones de contorno para convección de Bernard Marangoni

## 2.6. Conclusiones

- Los estudios realizados en este capítulo son referidos en su mayoría a la convección de Bénard-Marangoni ya que es el mecanismo principal que dará origen a las corrientes. Esto es debido a que en la microescala los efectos de la tensión superficial predominan sobre los efectos gravitacionales, los cuales originan la convección natural. Se puede verificar a través del número de Bond ( $B_0$ ) (ver ecuación 2.11), ya que este número da una idea de qué efecto es predominante, convección natural o convección termocapilar, y, debido a que es proporcional a  $d^2$ , los efectos de convección natural son menos significativos.
- En el sistema experimental que se propone (ver Fig. 2.6), la irradiación láser, sectorizada en el centro de la placa Petri, no afecta a los bordes ( $r = R$ ). El gradiente entre el borde y el centro en la interface (Líquido-aire) ( $z = H$ ) se espera que sea pronunciada, ya que en los trabajos de previos [27, 40–42] se obtuvieron grandes velocidades del flujo.
- Las condiciones de contorno impuestas se basaron en los resultados experimentales de trabajos pasados (E. Vela, J. Longtin, A. Basu) y basándose en la lógica de algunos eventos que pueden ser predecibles, como la suposición que la velocidad en los contornos es cero.

---

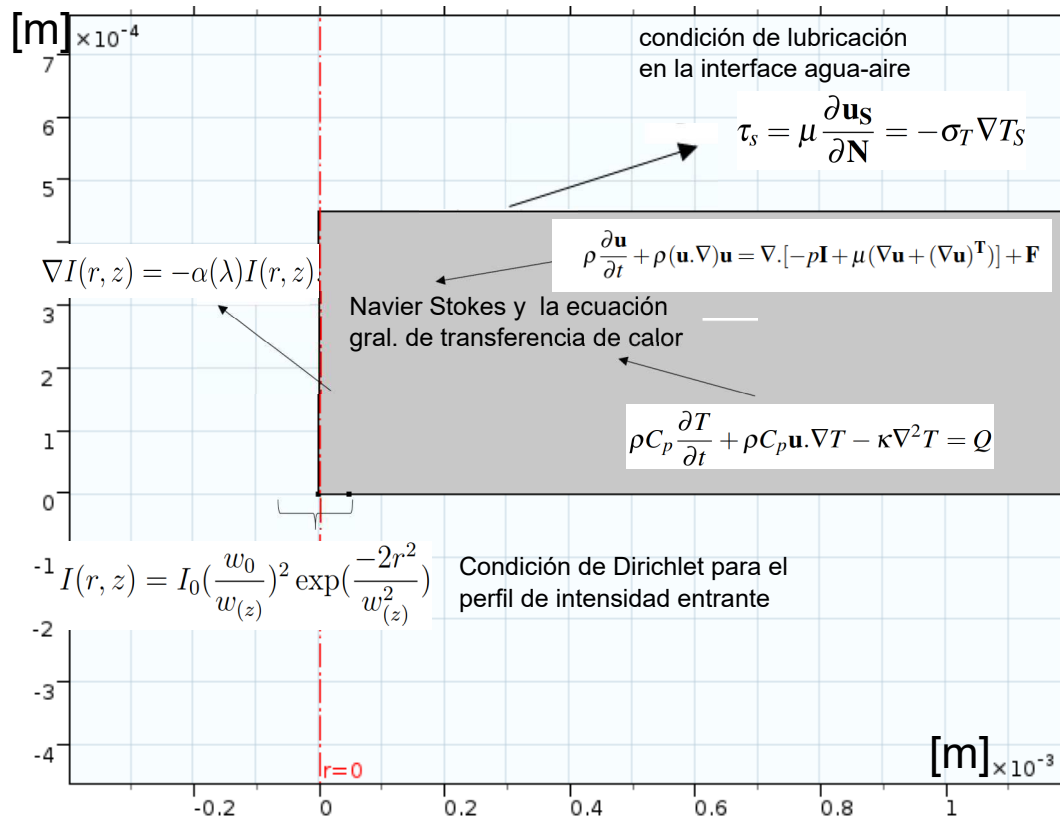
# Capítulo 3

## Simulación de los flujos Termocapilares

Para tener un mayor conocimiento del comportamiento del flujo de Marangoni se realizaron simulaciones haciendo uso del método de elementos finitos. Para ello se vio conveniente el uso del software COMSOL Multiphysics, el cual permitió tener más libertad para generar el mallado e imponer las condiciones de contorno.

### 3.1. Modelamiento de los flujos termocapilares

Se modeló una porción de fluido en base a la geometría del contenedor con la que se dispuso en el laboratorio (una placa de Petri con un diámetro de 6cm). Esta porción, la cual tenía un espesor de  $450 \mu m$ , experimentalmente fue calentada mediante absorción láser, por lo cual se usó un dominio el cual era afectado por la generación de calor debido a la intensidad entrante. Este dominio se veía afectado también por la ley de absorción de Beer Lambert; adicionalmente, se impuso la condición de lubricación o interface y se utilizó la expresión que indica el cambio de la tensión superficial debido a la existencia de un cambio de temperatura en la interface fluido-aire. Finalmente, se impuso restricciones en los contornos. Se consideró que los bordes colindantes entre el fluido y la placa de Petri eran no deslizantes por lo que la velocidad del fluido en esas regiones debía tender a cero. En la figura 3.1 se muestra las condiciones y ecuaciones impuestas.



**Figura 3.1:** Geometría axi-simétrica, se muestra una porción de fluido, de espesor de 450  $\mu m$ , con las condiciones de contorno y las ecuaciones principales que se impusieron.

## 3.2. Resultados obtenidos de la simulación

Se realizaron estudios en base a los resultados de las simulaciones, entre ellos: estudiar la geometría de las corrientes de Marangoni, saber cuál era la influencia del espesor de la capa sobre la dinámica del fluido, analizar cómo variaba temporalmente el perfil de velocidades mientras se encontraba constante la generación de calor (láser encendido), analizar la evolución temporal del campo de temperaturas y ver cómo es el comportamiento en la interface.

### 3.2.1. Descripción geométrica del flujo

En un trabajo realizado por G. Da Costa [9] se estudió de manera teórica y experimental el comportamiento del flujo de Marangoni por absorción láser. Sin embargo, la forma de calentamiento era enfocando el haz láser a la interface de arriba hacia abajo. Esto difiere un poco a lo que se realizó en este trabajo, únicamente en

la forma de calentamiento ya que se enfocó el láser de abajo hacia arriba. Por otra parte, los resultados que se obtuvieron demuestran que el tipo de calentamiento (si es de arriba hacia abajo o viceversa) no interfiere en la forma del perfil de velocidades del flujo e incluso se demostró mediante simulaciones una propiedad geométrica del perfil.

En el trabajo de German Da Costa se sugiere que el flujo tiene una expresión de la siguiente forma:

$$u_r(B, H, G) = \frac{cz_o}{2a\mu} \frac{\partial T}{\partial B} \left( \frac{3H}{2} - 1 \right) H \quad (3.1)$$

Esta ecuación muestra el comportamiento de la componente radial de la velocidad para un punto con coordenadas ( $r = aB, z = z_0H$ ) para el tiempo  $t = t_0G$ , la derivada parcial de la temperatura  $\frac{\partial T}{\partial B}$  es calculada en el mismo punto y en el mismo instante. Finalmente,  $\mu$  es la viscosidad del líquido (agua en nuestro caso).

Como se puede notar, estas ecuaciones están dadas en el sistema relativo donde  $B = \frac{r}{a}$ ,  $a$  es el tamaño del *waist* láser,  $H = \frac{z}{z_0}$ ,  $z_0$  es el espesor inicial de la película de líquido y  $t_0 = \frac{a^2}{4\kappa}$  es el tiempo característico ( $\kappa$  es la difusividad térmica). Es posible notar de la ecuación del perfil de velocidades del flujo que para el valor de  $z = 2z_0/3$  ( $0 < z < z_0$ ,  $z$ : cierta altura dentro del espesor de fluido) la velocidad será nula y a partir de esta altura el sentido del flujo cambiará. Entonces es posible establecer dos regiones dentro del flujo, los flujos que se encuentran cerca a la interface y están saliendo de la región de calentamiento, y los flujos que se encuentran por debajo de  $z = 2z_0/3$  los cuales van en dirección a la región de calentamiento (donde se encuentra el haz láser). También en este modelo se consideró que la intensidad era absorbida por el líquido y al igual que en nuestro caso tenía una distribución Gaussiana.

$$Q(B) = Q_0 \exp(-B^2) \quad (3.2)$$

Donde la distribución de temperatura también viene dada por:

$$T - T_0 = T_c f(B, G) = T_c \int_{B^2/(1+G)}^{B^2} \frac{dy}{y \exp(y)} \quad (3.3)$$

Donde  $T_c = \frac{Q_0 a^2}{4kz_0}$  es la temperatura característica y  $k$  es la conductividad térmica del líquido. Se obtiene  $\frac{\partial T}{\partial B}$ :

$$\frac{\partial T}{\partial B} = \frac{2T_c}{B} \left[ \exp(-B^2) - \exp\left(\frac{-B^2}{1+G}\right) \right] \quad (3.4)$$

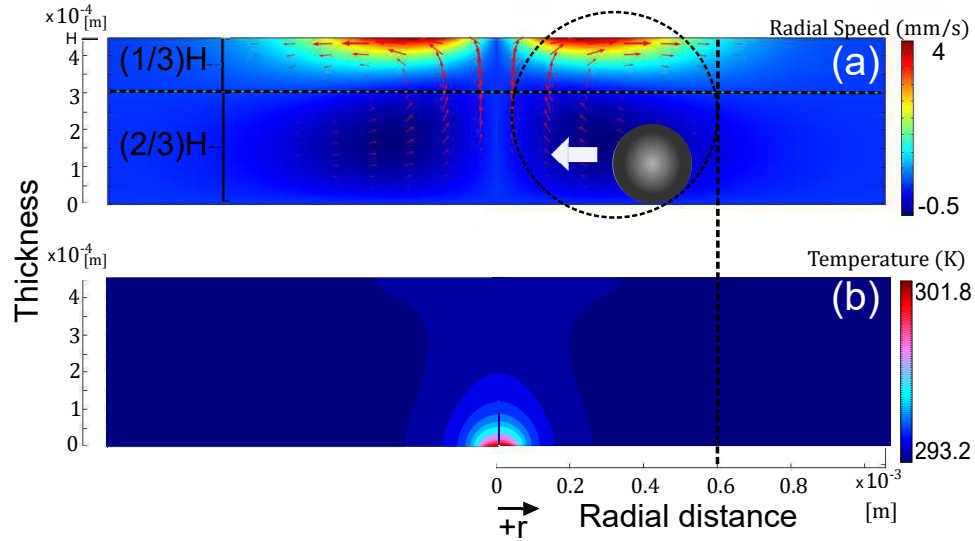


Finalmente:

$$u_r(B, H, G) = \frac{cz_0}{2a\mu} \frac{2T_c}{B} [\exp(-B^2) - \exp(\frac{-B^2}{1+G})] (\frac{3H}{2} - 1)H \quad (3.5)$$

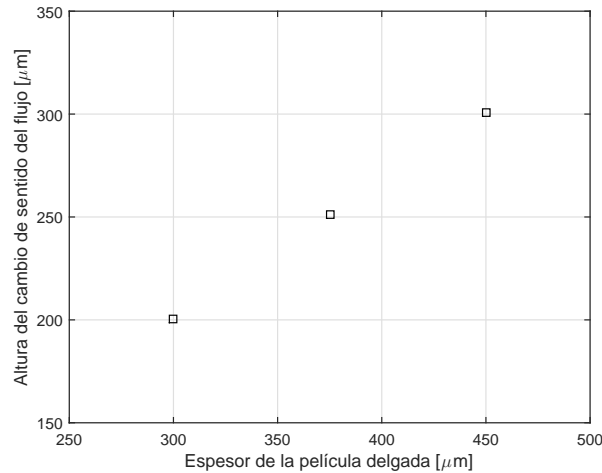
Como se puede observar la componente radial de la velocidad del fluido tiene una parte radial, la cual involucra la distribución de temperaturas e intensidades y otra parte que depende sólo de  $z$ . De esta última parte es que se puede encontrar una relación geométrica entre los flujos superficiales y el contraflujo.

Las simulaciones desarrolladas no contradicen estos resultados, esta relación geométrica entre los flujos superficiales y el contraflujo se mantiene en el tiempo (ver figura 3.2).



**Figura 3.2:** Campo de velocidad y temperatura obtenido de la simulación en un tiempo arbitrario ( $t=0.2$  s) para una capa de agua de espesor de 450 micras. La relación entre la región de los flujos superficiales y el contraflujo es de 1 a 2, adicionalmente se colocó una esfera de  $200\mu m$  en diámetro para tener una idea del mayor tamaño de partícula que se manipuló con el flujo. (Resultado publicado en [32])

A continuación en la figura 3.3 se presenta la altura  $z$  para la cual el flujo cambia de sentido, para capas de 300, 375 y 450 considerando un régimen estacionario del flujo. Se visualiza que la relación entre la altura de recirculación  $z$  y el espesor de la capa de agua  $z_0$  es aproximadamente  $2/3$ . Cabe resaltar que esta relación entre la altura de cambio de sentido y el espesor de la película se mantiene constante durante toda la evolución, como se pudo ver en la figura 3.2, la cual fue para un tiempo  $t=0.2$ s.



**Figura 3.3:**  $z_0$  (espesor de la capa de agua) vs  $z$  de cambio de sentido. Se obtuvo un  $z = 200.4$ ,  $250.9$  y  $301.0 \mu\text{m}$  para  $z_0 = 300$ ,  $375$  y  $450 \mu\text{m}$

### 3.2.2. Influencia del espesor de la película en la velocidad del flujo

Como se comentó anteriormente, se trató de simular el calentamiento por absorción láser mediante un perfil Gaussiano de intensidades que entra por debajo ( $z=0$ ) de la capa de agua. Sin embargo, a medida que el haz láser va pasando a través de la capa delgada la intensidad se va atenuando por la ley de absorción de Beer Lambert. La intensidad resultante en la interface será mayor cuando el espesor que deba de atravesar el haz láser sea menor (ya que se atenuará menos) y como consecuencia habrá un mayor gradiente de temperatura y una mayor velocidad del flujo en la interface ya que a medida que la intensidad incidente sobre una región sea mayor, habrá una mayor temperatura en esta y por ende una mayor velocidad en la interface debido a la ecuación de lubricación (condición de interface). Los resultados de la simulación no contradicen esta deducción. A continuación se presentan los resultados obtenidos para 3 espesores de película: 300, 375 y 450 micrómetros en régimen estacionario. Estos resultados muestran cómo varía la velocidad de los flujos en ambas regiones ya mencionadas, la de los flujos superficiales y la del contraflujo.

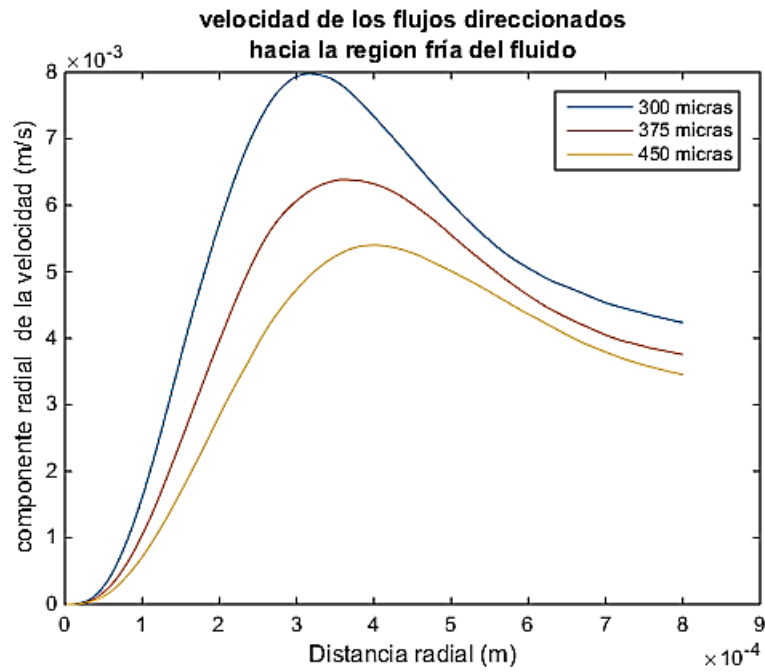


Figura 3.4: Velocidad promedio radial de los flujos superficiales vs posición radial.

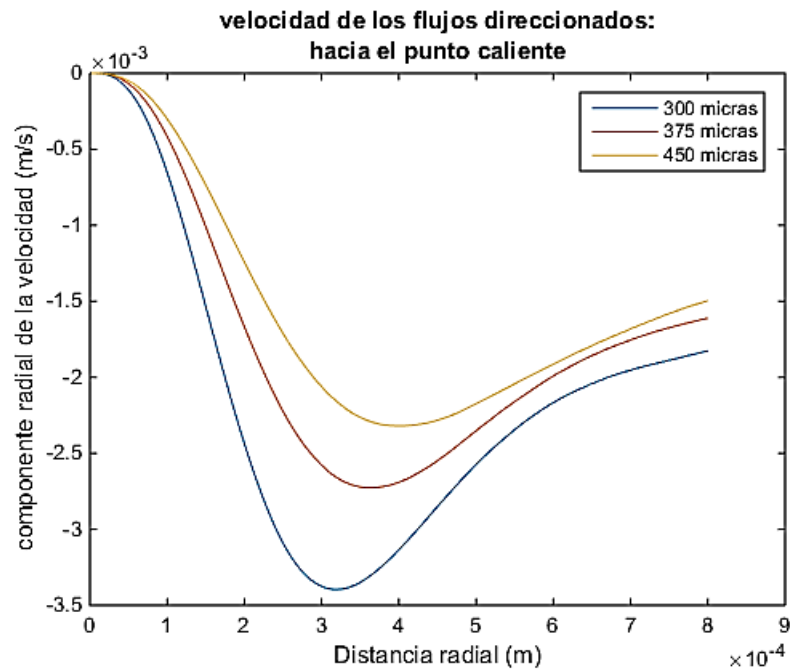
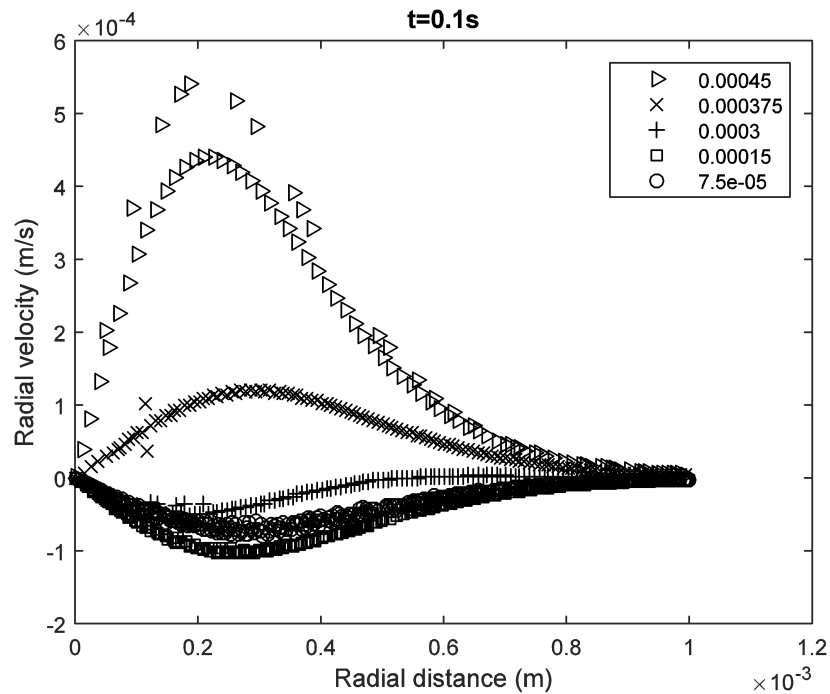


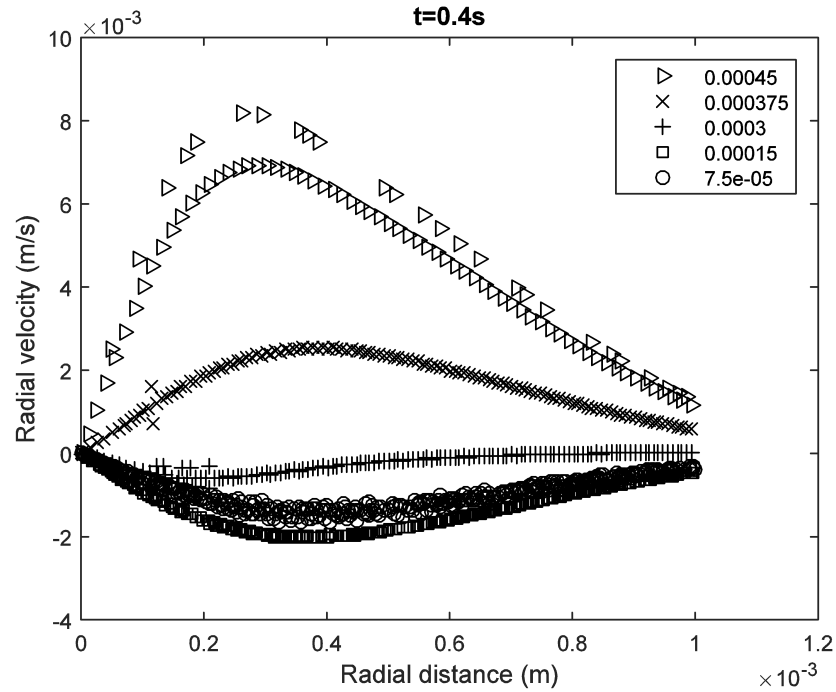
Figura 3.5: Velocidad promedio radial del contraflujo vs posición radial.

### 3.2.3. Evolución temporal de la velocidad del flujo de Marangoni

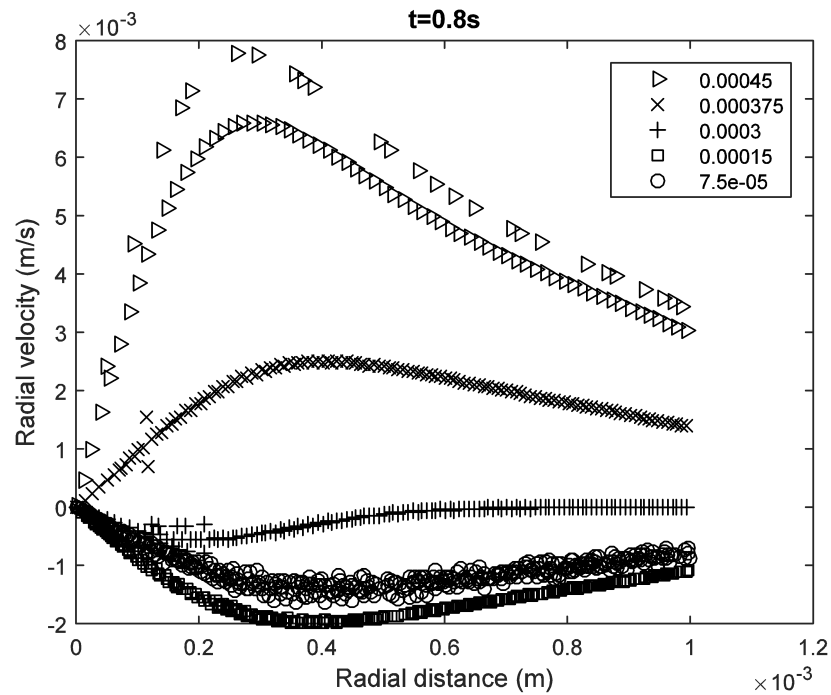
En este estudio se quiso conocer cuánto variaba en el tiempo la componente radial. Los resultados que se presentan a continuación fueron para un espesor de capa de agua de  $450\mu\text{m}$  para diferentes tiempos (ver figuras 3.6,3.7 y 3.8).



**Figura 3.6:** Posición radial vs Velocidad radial para diferentes alturas  $z$  (450, 375, 300, 150 y  $75\mu\text{m}$ ) en el interior de la capa delgada. Para  $t=0.1\text{s}$

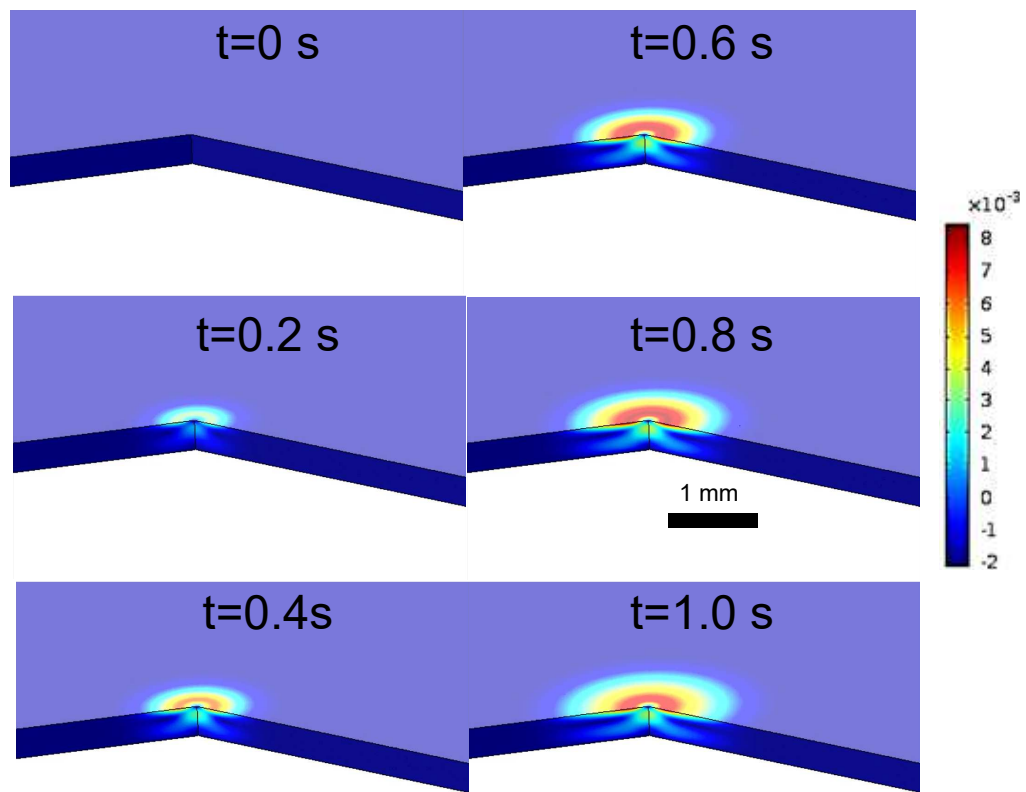


**Figura 3.7:** Posición radial vs Velocidad radial para diferentes alturas  $z$  (450, 375, 300, 150 y  $75 \mu m$ ) en el interior de la capa delgada. Para  $t=0.4s$



**Figura 3.8:** Posición radial vs Velocidad radial para diferentes alturas  $z$  (450, 375, 300, 150 y  $75 \mu m$ ) en el interior de la capa delgada. Para  $t=0.8s$

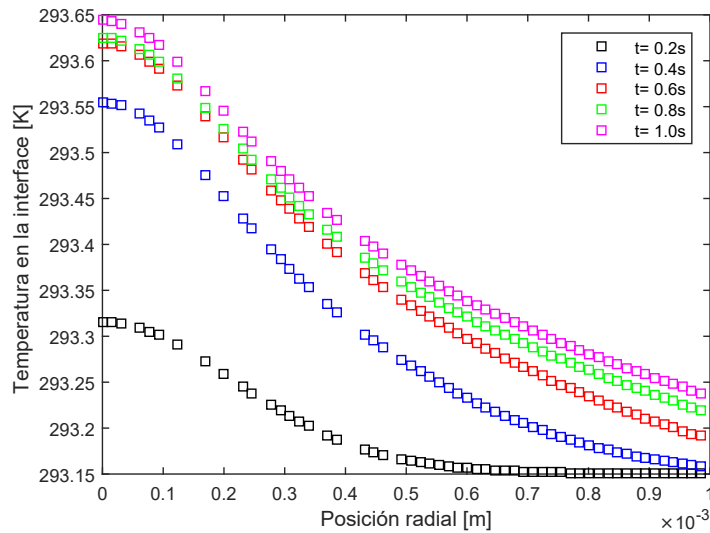
En la figura 3.9 se muestra cómo variaba radialmente la rapidez del flujo con el tiempo.



**Figura 3.9:** Dependencia de la rapidez del flujo con el tiempo. Cada tonalidad en la escala nos muestra una diferente rapidez del flujo. Cada recuadro representa un tiempo distinto.

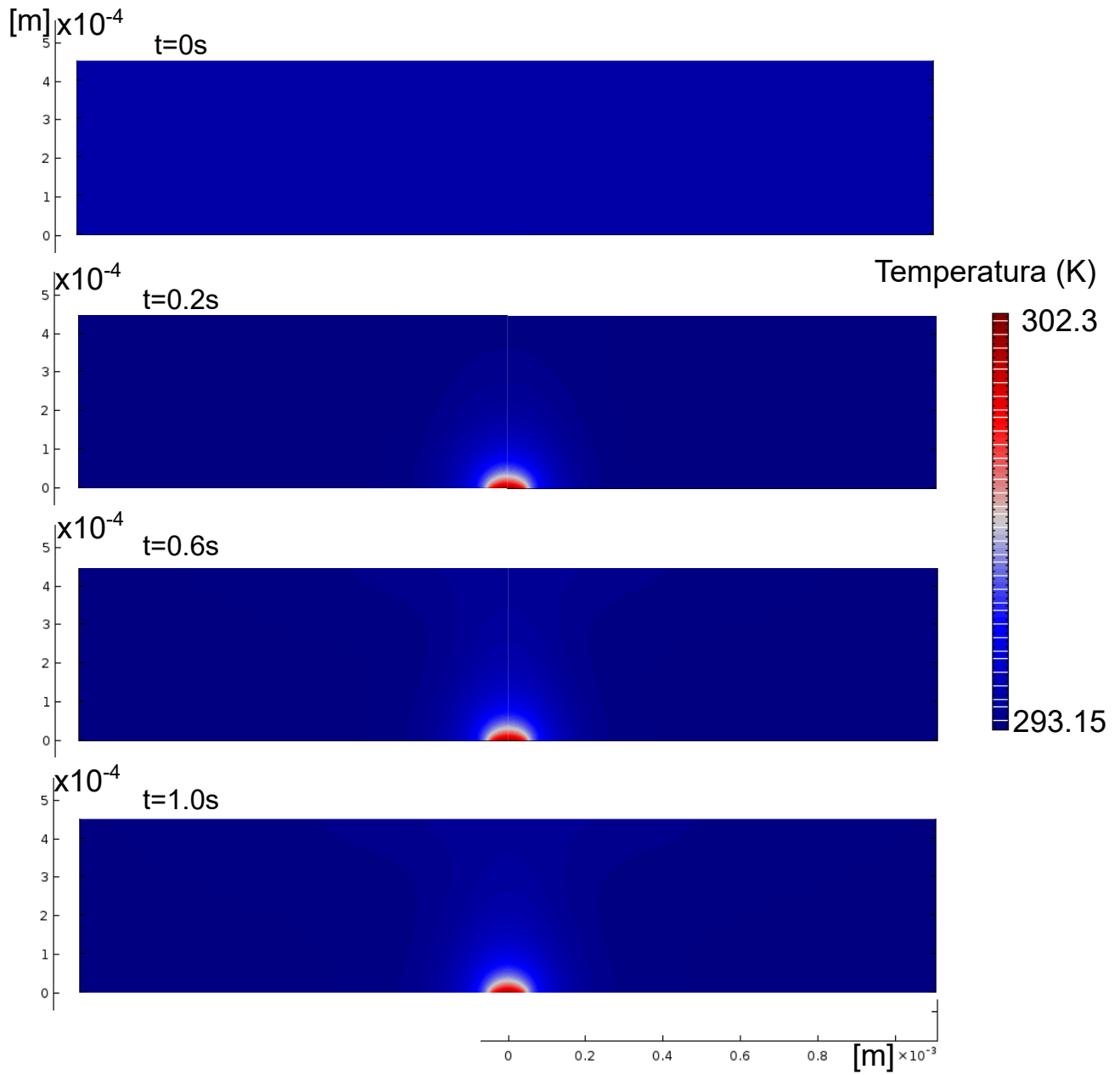
### 3.2.4. Evolución temporal del campo de temperaturas debido al calentamiento láser

Como se mencionó anteriormente, el cambio de la tensión superficial debido al cambio de temperatura en la interface agua-aire genera el flujo termocapilar. En la figura 3.10 se muestra el campo de temperaturas para diferentes tiempos en la interface agua-aire, de una capa de agua de  $450\mu\text{m}$ , generado por absorción láser de  $\lambda = 1470\text{nm}$  y  $168\text{mW}$  de potencia.



**Figura 3.10:** Perfil de temperaturas en la interface agua-aire para diferentes instantes de tiempo ( $t$ ).

La figura 3.11 muestra gráficamente cómo es el campo de temperaturas en el interior de la capa delgada de agua. Cada imagen representa un instante de tiempo ( $t=0, 0.2, 0.6, 1$  s). La temperatura máxima y mínima se muestra en la escala (293.15 y 302.3 K).



**Figura 3.11:** Distribución de temperaturas para diferentes tiempos en el interior de la capa delgada de agua ( $450\mu m$ ) calentada con un láser IR ( $1470\text{ nm}$ ) de  $168\text{ mW}$  de potencia. (Resultado publicado en [32])



### 3.3. Conclusiones

- En esta sección se presentó la formulación matemática mediante elementos finitos de la convección termocapilar y los resultados obtenidos de la simulación.
- Se tuvo en consideración que el problema tenía simetría radial debido a que sólo se calentaba en una región pequeña y por ende la diferencia de la temperatura del centro de calentamiento y cualquier punto alejado de esta región sería prácticamente la misma.
- Se comparó el modelo desarrollado por German Da Costa [9] con los resultados obtenidos en la simulación. Este modelo propone el perfil de velocidades del flujo termocapilar inducido por un láser en la interface. Gracias a ello, se pudo verificar que la distribución del perfil de velocidades tiene dos regiones: flujos superficiales y contraflujo; es decir, se evidencia la existencia de la recirculación. La recirculación fue producida por los flujos que inicialmente se encontraban en la interface, los cuales iban de la región más caliente hacia las más frías intentando disminuir la energía superficial, y finalmente recirculaban debido a que en todo el sistema fluídico (volumen de control) intenta mantener un flujo promedio nulo (ecuación de conservación de masa).
- Las velocidades del flujo que se obtuvieron en la simulación están en el orden de magnitud de 1 mm/s, el gradiente máximo obtenido en la interface fue alrededor de  $0,5K/mm$ . Esto nos da a entender que con un pequeño gradiente de temperatura es posible producir el fenómeno de termocapilaridad obteniendo grandes velocidades de flujo.

---

# Capítulo 4

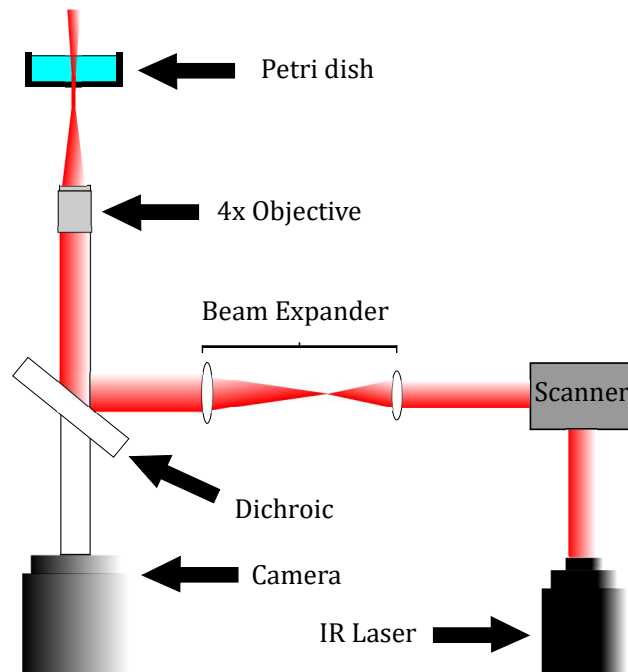
## Sistema experimental y Manipulación de micro-objetos

Con el fin de poder desplazar la fuente de calentamiento (el láser IR), se diseñó un sistema similar a las pinzas ópticas para poder desplazar al láser con dos grados de libertad.

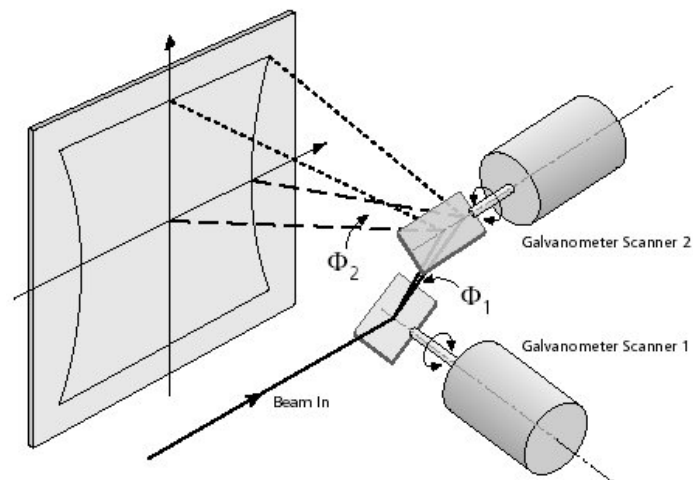
### 4.1. Descripción del sistema experimental

El sistema se conforma de un láser de  $1470nm$ , un par de espejos galvanométricos, un juego de lentes convergentes, un espejo dicróico y un objetivo. En la figura 4.1 se presenta un esquema del sistema experimental. Cuando el láser es encendido, pasa a través de los espejos galvanométricos (scanner) y por reflexión es posible cambiar su dirección (ver figura 4.2). Luego, el haz pasa a través de un par de lentes convergentes en configuración de telescopio (ver figura 4.3) con la finalidad de que este pase casi en su totalidad por la apertura del objetivo. Después de ello, El haz se dirigirá hacia un espejo dicróico donde se reflejará. Este espejo tiene la propiedad de dejar pasar cierto rango de longitudes de onda y reflejar el otro rango, para este trabajo se buscaba que el dicróico dejara pasar el rango visible, con el fin de filmar todo el fenómeno, y reflejara el rango IR (ver figura 4.4). Finalmente, el haz se dirige hacia un objetivo 4x con el fin de amplificar los objetos que se encontraban a una cierta distancia de trabajo (1.8 cm), estos objetos eran las micropartículas.

Adicionalmente a estos componentes ópticos y al esquema presentado, se diseñó un sistema de iluminación con el fin de poder observar las partículas a contraluz.

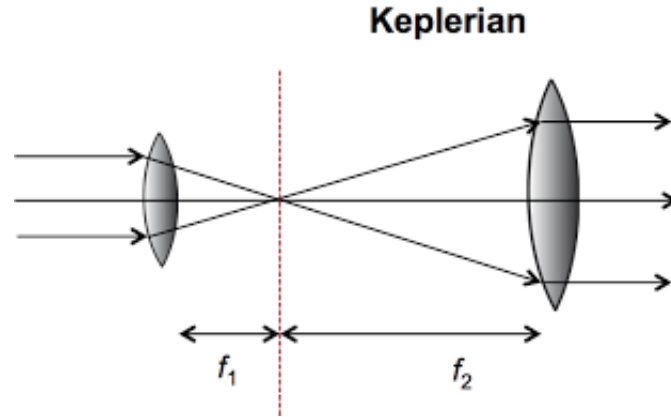


**Figura 4.1:** Esquema del sistema experimental que se desarrolló para posicionar el láser [32].

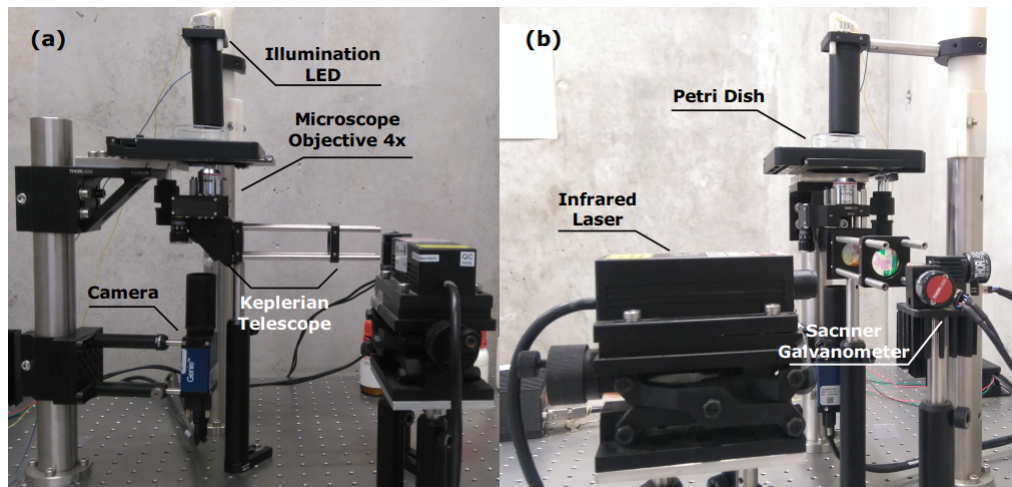


**Figura 4.2:** Reflexión del haz láser mediante el sistema de dos espejos galvanométricos.

El sistema estaba conformado por un led blanco de 5W, un difusor y un tubo que direccionaba la luz generada por el led hacia nuestra zona de interés. A continuación se presenta en la figura 4.4 el sistema experimental construido.



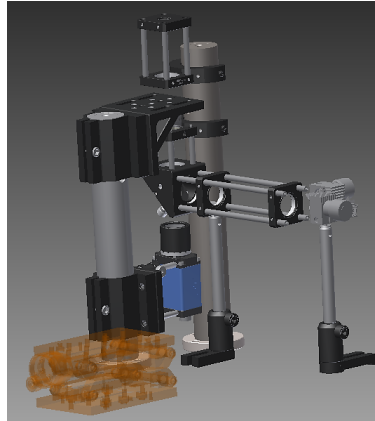
**Figura 4.3:** Sistema expensor kepleriano, conformado por dos lentes convergentes. En este trabajo los focos son  $f_1=4.0\text{cm}$  y  $f_2=6.0\text{cm}$ , es decir se expandió el haz láser a 1.5 de su ancho inicial.



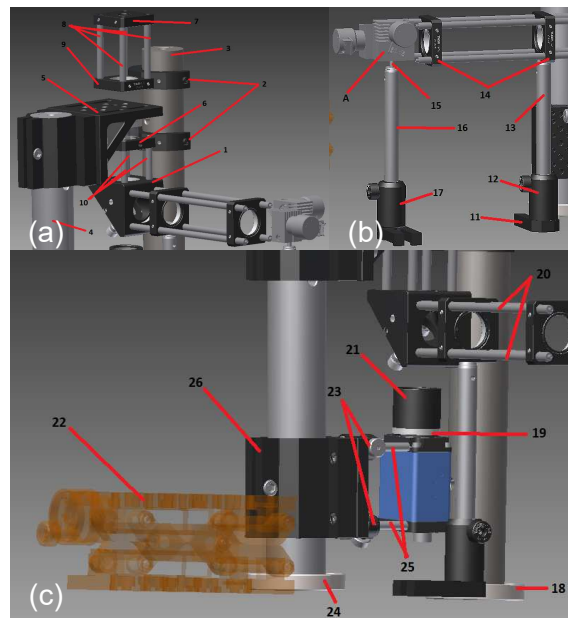
**Figura 4.4:** Sistema experimental construido

## 4.2. Componentes que constituyen el sistema

Se presenta a continuación los componentes que constituyen el sistema experimental que se desarrolló. En la figura 4.5 se presentan todos los componentes optomecánicos utilizados. Los componentes que se indican en la figura 4.6 se muestran en la tabla 4.1:



**Figura 4.5:** Diseño del sistema experimental (componentes opto-mecánicos) en Inventor.



**Figura 4.6:** Componentes usados para la rotulación del sistema experimental.

En la imagen 4.7 se muestra también los componentes ópticos, el láser y la mesa óptica. Las especificaciones de cada componente opto-mecánico se encuentran en la tabla 4.2.

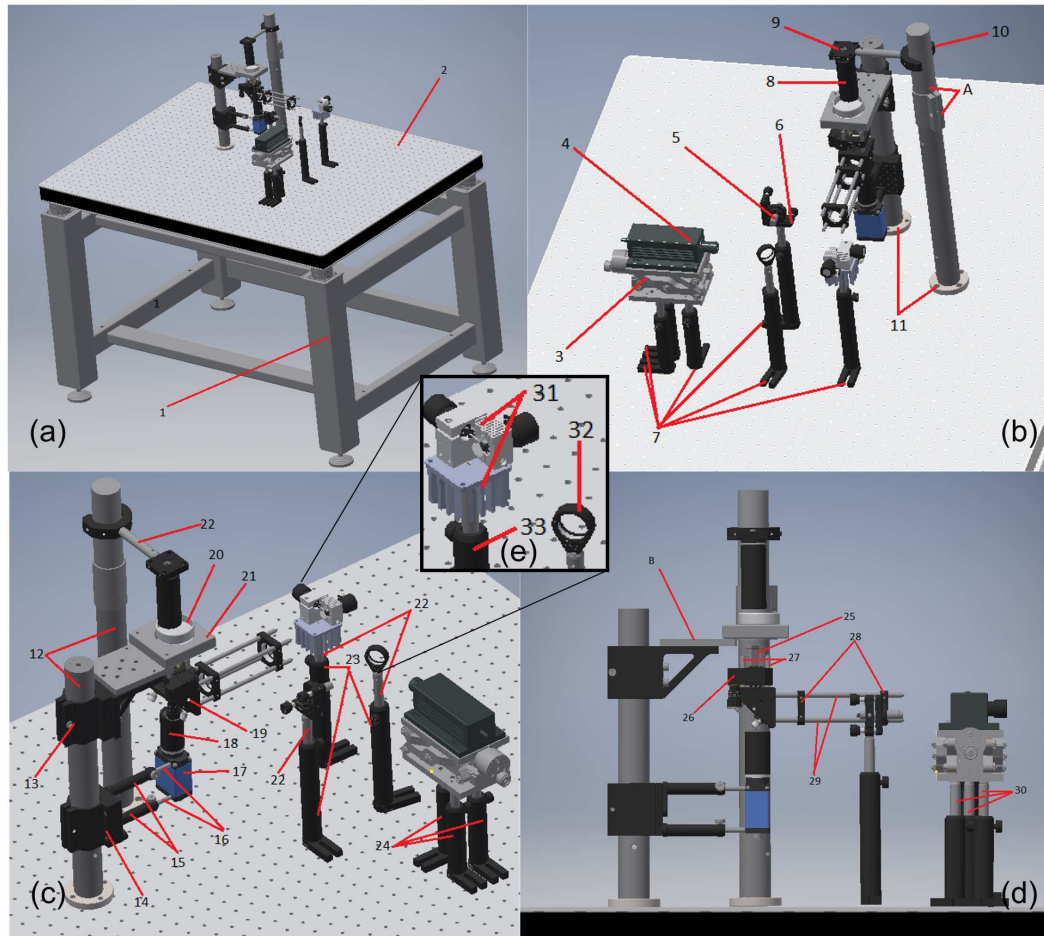
### 4.3. Descripción del software

El sistema cuenta con un par de espejos galvanométricos, un láser IR y el sistema de iluminación; todos estos componentes fueron controlados mediante una tarjeta de adquisición National Instrument (NI-DAQ USB6211). Esta tarjeta cuenta con salidas

1.	Codo para poner dicroico.
2.	Sujetador de platos a barra.
3.	Pilar principal (3).
4.	Pilar principal (3).
5.	Plataforma para XY stage.
6.	Soporte para adaptador de objetivo.
7.	Plato para condensador.
8.	Barras para unir conden. y LED.
9.	Plato para LED.
10.	Barras para conexiones de microscopio y codo.
11.	Base para soporte de lentes expansores.
12.	Conector de base y barra para lentes expansores.
13.	Barra para lentes expansores.
14.	Platos para lentes expansores.
15.	Adaptador de horificio de espejos galvanométricos a tubo.
16.	Tubo para conectar a base de espejos galvanométricos.
17.	Base para poner espejos galvanométricos.
18.	Base para pilar principal.
19.	Adaptador para conectar tubo a cámara.
20.	Barras para unir platos de lentes expansores.
21.	Tubo para conectar a cámara.
22.	Lab Jack.
23.	Acopladores para barras de cámara.
24.	Base para pilar secundario.
25.	Barras para unir cámara a torre.
26.	Plataforma para colocar barras de cámara.
A.	Espejos galvanométricos referenciales.

**Cuadro 4.1:** Componentes de la figura 4.6. Haciendo click a cada componente se puede acceder a sus especificaciones.

digitales y analógicas. Para controlar el encendido y apagado de la iluminación se usa una de las salidas digitales de la tarjeta como alimentación del led. Para controlar al láser también se usaron las salidas digitales mediante pulsos de 0 y 5 voltios (la resolución temporal del envío de pulsos es de 50ns). Es decir dependiendo el tiempo que se quiera mantener encendido el láser se ponía la salida en alta (5V) y cuando se quería apagar se *seteaba* la salida digital a baja (0V). Para controlar a los espejos galvanométricos se usaron dos de las salidas digitales de la tarjeta de adquisición, los galvanometros (figura 4.2) tienen una resolución de rotación de 0.8 mrad y se podían *setear* a determinada posición variando de manera continua entre -10 a 10V



**Figura 4.7:** Componente ópticos y mecánicos del sistema experimental.

y se podían obtener ángulos entre  $(-12.5^\circ$  a  $12.5^\circ)$ . Para poder tener control de todos estos elementos nombrados, se realizó un programa con una interface mediante el cual se podía manipular todos los elementos, a su vez, se realizó el tratamiento de imágenes para la detección de imágenes mediante el algoritmo “correlation”. Para todo ello, se usaron las librerías de la tarjeta de adquisición (archivos.cpp) y se realizó el programa ya mencionado en C++. Para el tratamiento de imágenes se usaron las librerías de OpenCV y para el diseño de la interface gráfica (GUI) se usó QT. En el apéndice se adjuntará más detalles sobre el software.

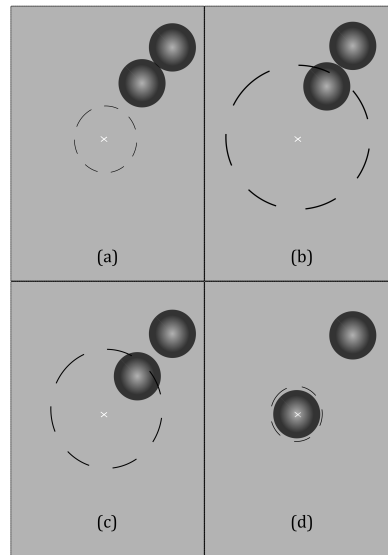
1.	Passive support frame (1)
2.	Bread board (2)
3.	Lab jack (3)
4.	Láser IR (4)
5.	Laser rojo (5)
6.	XY para láser rojo (6)
7.	Base para soporte de galvos, láser rojo, dicroico, lab jack y lentes expansores (7)
8.	Tubo para LED (8)
9.	Plato para LED (9)
10.	Sujetador de platos a pilar (10)
11.	Base para pilar principal (11)
12.	Pilares (12)
13.	Plataforma para XY (13)
14.	Plataforma cámara (14)
15.	Acopladores para barras de cámara (15)
16.	Barras para unir cámara a pilar (16)
17.	Cámara (17)
18.	Tubo para conectar a cámara (18)
19.	Codo para poner dicroico (19)
20.	Petri dish (20)
21.	XY STAGE TABLE (21)
22.	Barra para lentes E., galvo, láser rojo y dicroico (22)
23.	Conector de base y barra para lentes E., láser rojo, y dicroico (23)
24.	Conector para lab jack (24)
25.	Objetivo de microscopio (25)
25.	Objetivo de microscopio (25)
26.	Z stage (26)
27.	Barras para conexiones de microscopio y codo (27)
28.	Platos para lentes expansores (28)
29.	Barras para unir platos de lentes E. (29)
30.	Barras para lab jack (30)
31.	Conector de espejos galvanométricos (31)
32.	Montura de dicroico (32)
33.	Espejos galvanométricos (33)

**Cuadro 4.2:** Componentes del sistema completo mostrado en la figura 4.7. Haciendo click a cada componente se puede acceder a sus especificaciones.



## 4.4. Estrategia de manipulación y control del posicionamiento de la partículas en lazo cerrado

Inicialmente se comenzó a estudiar el crecimiento de la célula de convección porque ello permitiría saber hasta qué región afectaría la dinámica de los flujos (esto se verá en extenso en el capítulo 5). Sin embargo, esta idea de la célula conllevó a idear una estrategia para poder afectar (desplazar) a las partículas de interés (ver Fig. 4.8). Teniendo esto en cuenta, es que se comenzó a estudiar los “tiempos de



**Figura 4.8:** Estrategia de manipulación. (a) El láser es situado a una distancia específica (marcada con X) de la partícula, luego este es encendido. (b) La partícula es alcanzada por la célula de convección y después de unos instantes se comienza a desplazar separándose de la otra partícula, el láser se apaga antes de que la segunda partícula comience a moverse. (c) La partícula es movida controlando el tiempo de exposición del láser de manera pulsada. (d) La partícula fue situada en otro lugar sin desplazar a la segunda. (Imagen reportada en [33])

respuesta” de las partículas después de haber encendido el láser a cierta distancia (ver Capítulo 5). Con los tiempos de respuestas de las partículas es que se procedió a comenzar con la estrategia de control teniendo en cuenta ciertos parámetros como la distancia ( $LD$ ) entre el láser y la partícula que se quiere desplazar, una distancia ( $TD$ ) de tolerancia para cual el láser se va relocalizar una vez que la partícula se haya movido esa cantidad, la frecuencia del pulsos ( $PF$ ) que el láser envía y el ciclo de trabajo ( $PDC$ ) que representa el porcentaje que permanece apagado el láser con respecto a la duración de un pulso (un encendido y apagado).

La idea es dirigir el haz láser a cierta distancia ( $LD$ ) de la posición actual de la partícula ( $\vec{x}_{cp}$ ). Para realizar esto, lo primero que se debe hacer es obtener el vector unitario  $\hat{a}$  en la dirección definida por la posición actual de la partícula y posición deseada o posición final ( $\vec{x}_d$ ). Este vector se obtiene de la siguiente manera:

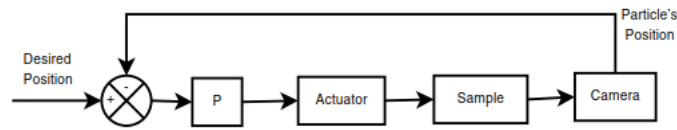
$$\hat{a} = \frac{\vec{x}_d - \vec{x}_{cp}}{\|\vec{x}_d - \vec{x}_{cp}\|} \quad (4.1)$$

Una vez que se obtiene este vector, la posición del láser ( $\vec{x}_{lp}$ ) se determina con la siguiente ecuación:

$$\vec{x}_{lp} = \vec{x}_{cp} + LD \cdot \hat{a} \quad (4.2)$$

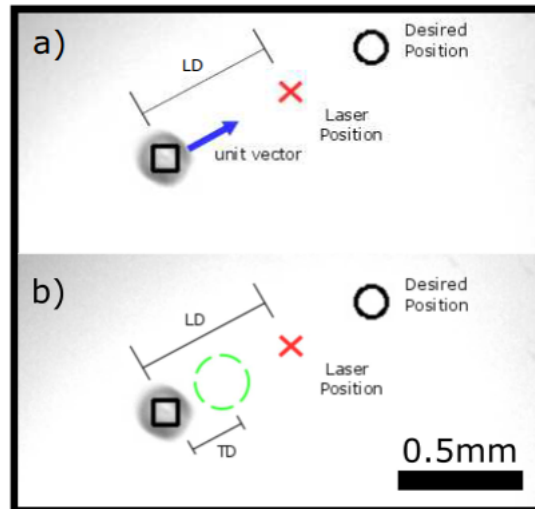
Después que el láser es enviado a la posición determinada ( $\vec{x}_{lp}$ ), este comenzará a enviar pulsos con una frecuencia ( $PF$ ) y un ciclo de trabajo ( $PDC$ ). Una vez que la partícula se mueve una distancia de tolerancia ( $TD$ ), la posición del láser se relocalizará de acuerdo a la ecuación 4.1 y 4.2 (ver Fig. 4.10). Este proceso se repetirá hasta que la partícula alcance la posición deseada o posición final con un error aceptable.

El proceso de control en lazo cerrado es resumido en el diagrama de bloques ilustrado en el siguiente diagrama ver Fig. 4.9.



**Figura 4.9:** Diagrama de bloques del controlados en lazo cerrado. (Imagen reportada en [24])

La explicación física del cálculo de los parámetros de control se publicó en [24], este artículo y otros más que ya se han publicado se adjuntarán en la sección de apéndice.



**Figura 4.10:** (a)Gráfico que ilustra el vector unitario con la distancia láser ( $LD$ ). (b)Distancia de tolerancia ( $TD$ ) del movimiento de la partícula después la posición del láser se reajusta. (Imagen reportada en [24])

## 4.5. Conclusiones

- Se desarrolló un sistema capaz de cambiar la dirección de láser con dos grados de libertad, lo cual permitió calentar la interfaz agua-aire de una capa delgada de agua contenida en una placa de Petri y permitió generar los flujos termocapilares en determinada área de la interface. Este sistema se basó en las pinzas ópticas, la única modificación que se realizó fue en el objetivo. Unas pinzas ópticas utilizan objetivos aproximadamente de 1000x, en el sistema que se construyó sólo se reemplazó el objetivo de 1000x por uno de 4x o 10x y en base a estos objetivos se modificaron las distancias entre las diferentes piezas ópticas para que el haz láser pase por casi toda la apertura numérica y poder focalizarlo en su totalidad.
- La estrategia de control en lazo cerrado, basada en el crecimiento de la célula de convección y en los tiempos de respuesta de las partículas, permitió tener mayor libertad para desplazarlas. Adicionalmente, esta estrategia también tomó en cuenta las irregularidades de la base de la placa de Petri, algunas veces las partículas no van directamente hacia el láser debido a la presencia de estas, por lo que fue conveniente actualizar y redefinir la dirección y sentido del vector en cada iteración. La estrategia de usar el láser de manera pulsada lo cual permitió usar el algoritmo expuesto en este capítulo.

---

# Capítulo 5

## Resultados experimentales y discusiones

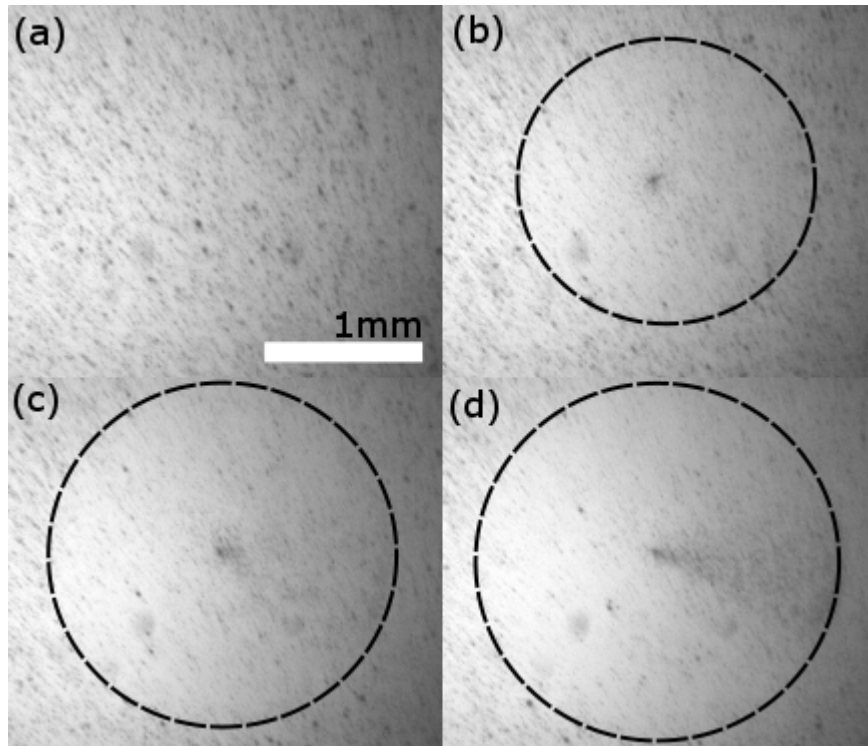
### 5.1. Descripción de los experimentos

Con la finalidad de estudiar el comportamiento de los flujos termocapilares en el régimen transitorio, se usaron partículas de vidrio huecas entre 8-12 micrómetros para realizar mediciones de la velocidad del flujo y ver el comportamiento de la célula de convección. Adicionalmente, se utilizó partículas relativamente grandes de vidrio entre 150-212 micras para observar su comportamiento con el flujo. El propósito de estos estudios fue la generación de los flujos de manera controlada para poder manipular de manera precisa partículas en el rango microscópico. Las mediciones realizadas para lograr este objetivo fueron las siguientes: Se estudió el crecimiento de la célula de convección desde que se encendió el láser. Se estudió el tiempo para el cual las partículas grandes (150-212 micras) fueron susceptibles al flujo o a partir de qué tiempo estas comenzaron a moverse (tiempo de respuesta). En base a los datos anteriores se pudo realizar la separación de partículas de manera controlada.

### 5.2. Estudio del crecimiento de la célula de convección

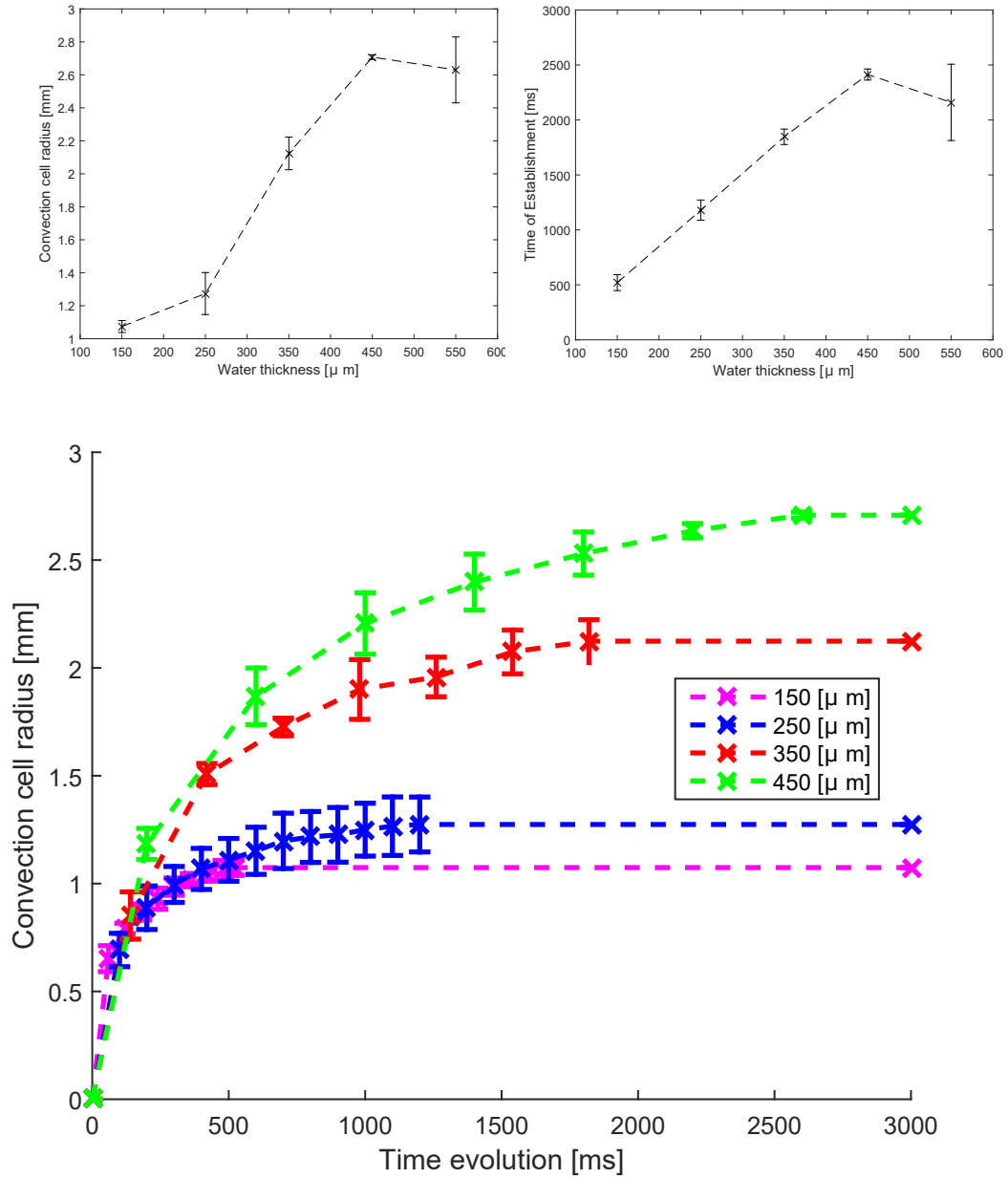
En muchos trabajos de generación de flujos termocapilares se suele hablar de la generación de patrones bien definidos denominados ‘células de convección’. En la mayoría se tratan las inestabilidades de estos patrones [22] , algunos sugieren

que estos tienen una forma hexagonal. Sin embargo, todos estos trabajos [22, 35] muestran sólo el comportamiento estacionario de la célula de convección, algunos muy concretos en el análisis de la estabilidad. En este estudio se quiso resaltar el comportamiento transitorio de la célula de convección hasta antes de que esta se establezca. Se analizó el crecimiento de la célula convectiva y el tiempo hasta que esta se establece. Todo ello para diferentes tamaños de capas de agua ver figuras 5.1 y 5.2.



**Figura 5.1:** Evolución temporal de la célula de convección a: (a) 0s, (b) 0.1s, (c) 0.26s, (d) 0.5s. Espesor de capa de agua:  $150 \mu\text{m}$ .

Se puede observar de este estudio algunas características de la célula de convección producidas por este método de calentamiento. A medida que se disminuye la capa delgada de agua el tiempo de establecimiento disminuye, así también disminuye el radio final de la célula de convección. Se puede afirmar también que la velocidad del flujo al inicio es más agresiva para capas más pequeñas, ya que se establecen de manera más rápida y esto es de esperarse ya que se calentó de abajo hacia arriba (desde la base de la placa Petri hasta la interface), y, al tener una capa más delgada, la absorción por parte del agua va a ser menor y la intensidad que llegue a la interface mucho mayor, como consecuencia va haber un mayor gradiente de temperatura y por



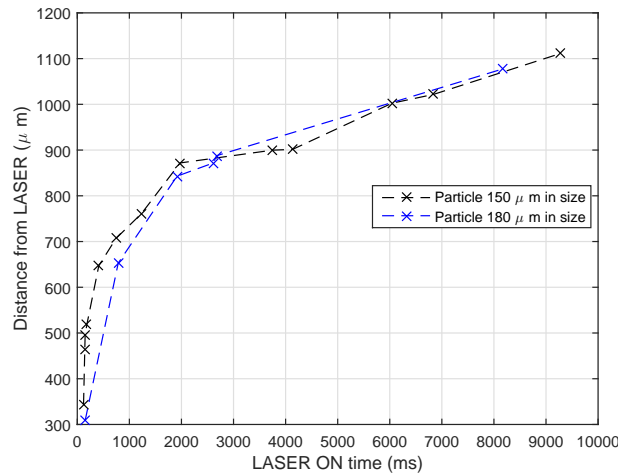
**Figura 5.2:** Estudio del crecimiento de la célula convectiva para diferentes espesores de capa delgada. Los gráficos en la parte superior dan información acerca del radio máximo y el tiempo de establecimiento que alcanza la célula de convección para diferente espesores de película de agua.

la ecuación de lubricación, se puede deducir que al ser más pronunciado (el gradiente) habrán flujos más rápidos. No se tomaron mediciones de capas de más de 450  $\mu\text{m}$  ya que la atenuación era casi total y la intensidad en la interface era despreciable (el fenómeno era casi imperceptible experimentalmente), eso se puede explicar mediante

la longitud de Rayleigh ( $Z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} = 692 \mu m$ ),  $w_0 = 18 \mu m$  es el ancho del haz focalizado totalmente y  $\lambda = 1470 nm$  la longitud de onda del haz láser, esta indica cuando la sección transversal del haz láser aumenta al doble, lo cual significa una disminución de la intensidad a la mitad; adicionalmente, también gran parte se atribuye a la atenuación en el agua cuya longitud de absorción es  $1/2345 m = 426 \mu m$ , esto significa que la intensidad adicionalmente disminuye a un 30 %.

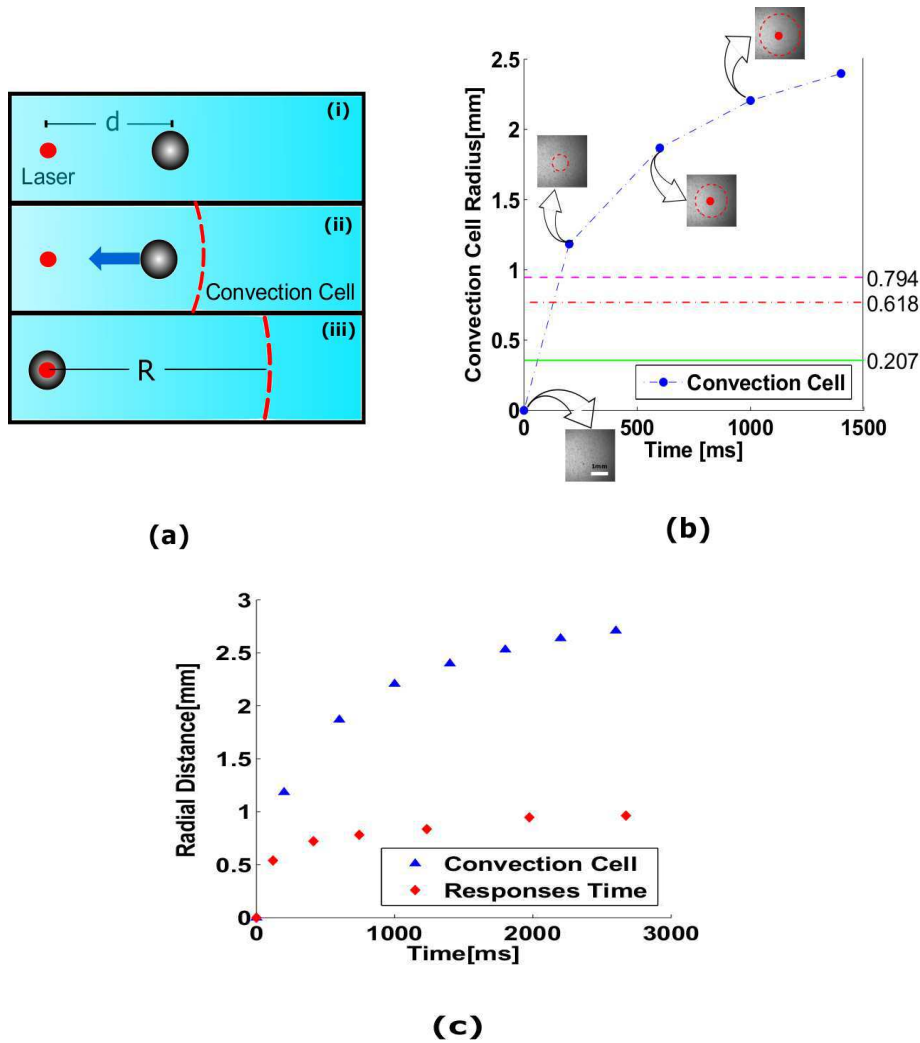
### 5.3. Estudio del tiempo de respuesta para comenzar a desplazar a las partículas

Los primeros experimentos para obtener los tiempos de respuesta fueron realizados de manera manual, sin usar el algoritmo propuesto en el capítulo 4, únicamente se estableció la distancia de separación entre la partícula y el láser el cual se dejó encendido hasta medir el tiempo en el que comienza a desplazarse. Se presentan estos resultados obtenidos para microesferas de vidrio de 150 y 180  $\mu m$  en la figura 5.3. Después se trabajó con partículas en un rango más amplio (de 150-212 micras),



**Figura 5.3:** Tiempo de respuesta vs. distancia inicial láser-partícula. (Resultado reportado [33])

se obtuvo información del tiempo para cual estas comienzan a desplazarse debido al flujo. Las partículas también eran de vidrio, con una densidad a de  $2400 kg/m^3$ , motivo por el cual sedimentaban. Para desplazarlas se utilizó el contraflujo originado por la recirculación de los flujos generados en la interface (Ver Fig. 5.4).

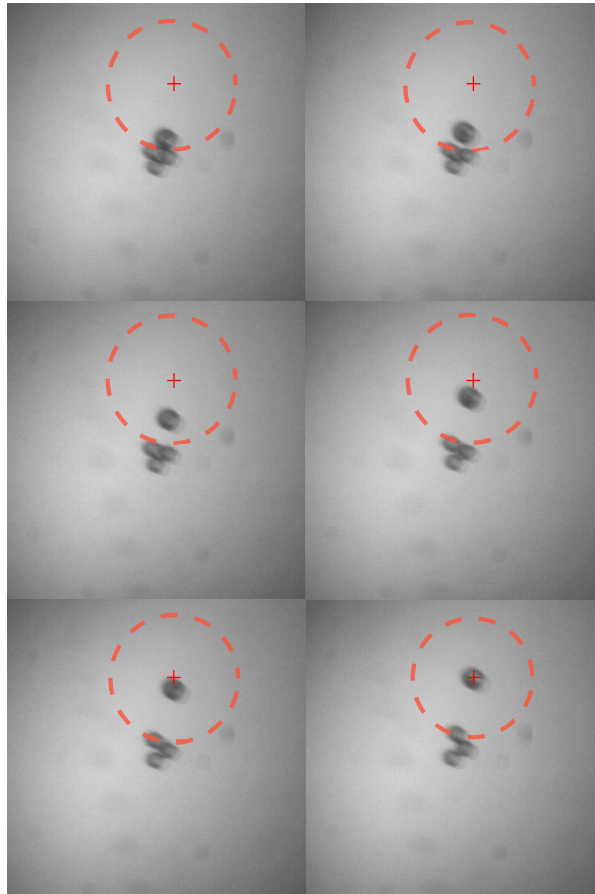


**Figura 5.4:** Evolución de la célula de convección como función temporal. (a) Esquema de los experimentos: (i) El haz láser infrarojo es posicionado a cierta distancia  $d$  de la partícula ‘grande’ y es encendido (de manera continua), luego (ii) la célula de convección alcanza la posición de la partícula y provoca su movimiento. (iii) la partícula alcanza la posición del láser y la célula de convección alcanza un radio ‘ $R$ ’. (b) el radio de la célula de convección como función del tiempo (círculos), se presentan 3 distancias láser-partícula con líneas horizontales, y los tiempos que le toma a una partícula de  $150 \mu\text{m}$  alcanzar al haz láser es representado por la intersección entre las líneas horizontales con el radio de la célula de convección. (c) El tiempo de respuesta es el tiempo que requiere una partícula de  $150$  micras para comenzar a ser arrastrada por el flujo cuando es alcanzada por la célula de convección. Los experimentos fueron desarrollados dentro de una capa delgada de agua de  $450$  micras. (Resultados reportados en [32])

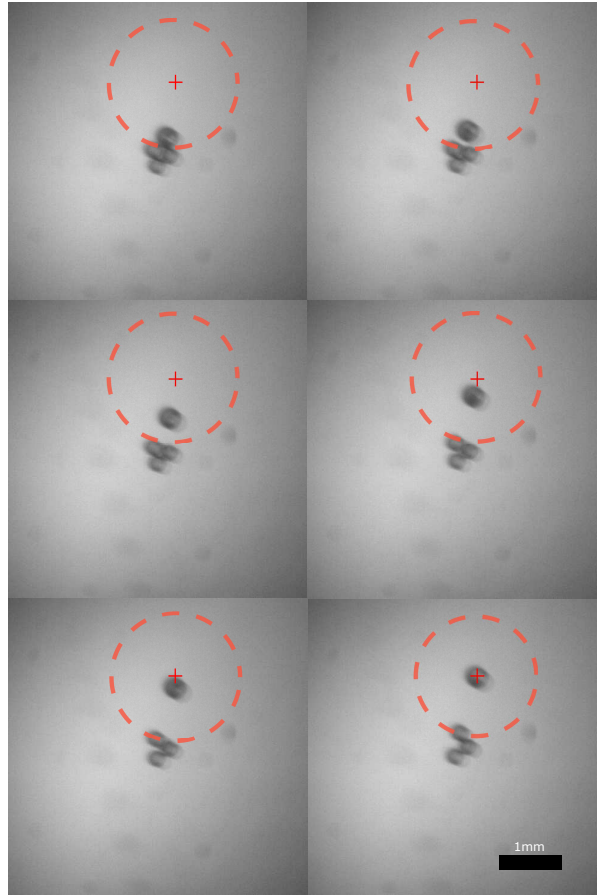


## 5.4. Separación de partículas controlando el crecimiento de la célula de convección

Inicialmente los experimentos de separación de partículas se realizaron manualmente, ya que aún no se había desarrollado el algoritmo (ver capítulo 4). Simplemente se estableció la distancia laser-partícula de tal forma que sólo se afectó a la partícula de interés. Se muestra a continuación estos primeros resultados de la separación manual (ver Fig. 5.5 y 5.6).



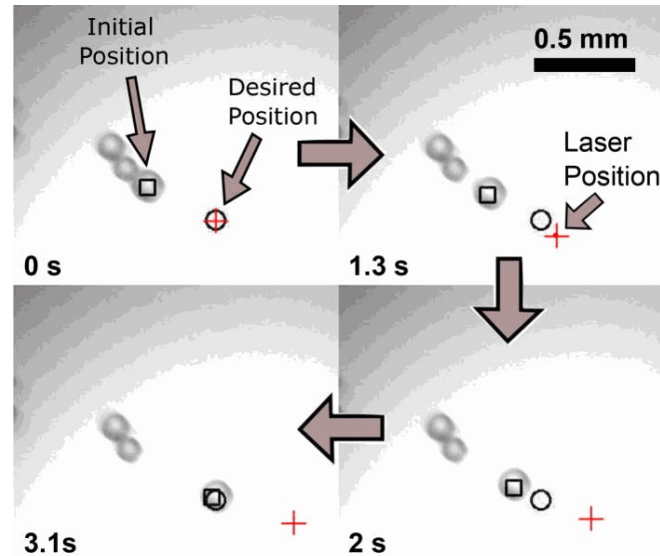
**Figura 5.5:** Separación de una partícula de vidrio de  $150 \mu m$  de una pequeña población de 4 controlando el crecimiento de la célula convectiva (Posición del láser: +, barra negra de escala= 1mm). (Resultado reportado [33])



**Figura 5.6:** Separación de una partícula de  $211 \mu m$  de una población de 4 (Posición del láser: †, barra negra de escala= 1mm). (Resultado reportado [33])

Es posible notar que se pudo separar dos partículas de los extremos del rango ( $150$  y  $211 \mu m$ ). Debido a que esto se realizó manualmente el tiempo tomado en separar las partículas fue alrededor de 12s (Separación hacia una posición de  $\sim 450 \mu m$  de la posición inicial de la partícula). Cuestión que se mejora realizando el proceso de manera automatizada. Se ideó una estrategia para manipular partículas (explicada en el capítulo 4) la cual también sirvió para la separación ya que se pensó en el problema de las poblaciones de partículas (estas se suelen adherir). Para ello se configuró la posición entre el láser y la partícula constante y se mantenía encendido de tal forma que la célula convectiva creciera hasta llegar a la posición de la partícula que se quisiera separar, esto de manera repetitiva (pulsada) como para darle un impulso a la partícula para que se desprege. Una vez que la partícula avanzaba cierta distancia de tolerancia se volvía a reposicionar el láser a una posición con igual distancia de separación a la inicial ( $LD$ ) y en la misma dirección entre la partícula y el láser.

Luego se volvía a mantener el láser encendido durante el mismo tiempo que se mandó al inicio y la célula de convección sólo crecía hasta donde se encontraba nuevamente la partícula (explicado en el capítulo 4). A continuación se presenta la separación de una partícula de  $150\mu\text{m}$  de un grupo de partículas (ver figura 5.7).



**Figura 5.7:** Secuencia de imágenes mostrando el proceso de separación de usando pulsos láser para controlar el tamaño de la célula de convección (con el algoritmo propuesto en capítulo 4). La partícula de  $150\mu\text{m}$  es separada de un grupo de 3 partículas. Es movida de su posición inicial hacia una posición deseada situada a  $380\mu\text{m}$  del láser. Los símbolos cuadrados representan la posición actual de la microesfera manipulada, los símbolos circulares representan la posición para cierto instante, y las cruces representan la posición del láser. El proceso de separación toma alrededor de 3.1 segundos sin mover las partículas vecinas. Estos resultados fueron realizados con el algoritmo de control presentado en el capítulo 4. (Resultado presentado en [32])

Se puede notar que el tiempo de manipulación mejora notablemente las distancias finales de separación  $\sim 400\mu\text{m}$  y de manera automatizada se obtiene un tiempo de 3.1s.

## 5.5. Conclusiones

- Mediante los estudios realizados se controló la generación de los flujos en base a la caracterización del crecimiento de la célula de convección, lo cual permitió desplazar los micro-objetos que se encontraron en su interior.
- Se automatizó el proceso de manipulación mediante el algoritmo “Dragging step-by-step method” y controlando el crecimiento de la célula de convección.
- Se separaron partículas de diferentes grupos controlando el radio de la célula de convección para no alterar a las otras. Los tiempos de manipulación mejoraron realizando este proceso de manera automatizada.

---

## Conclusiones y perspectivas

- Se desarrolló un método sin contacto utilizando los flujos termocapilares para poder desplazar los objetos.
- Se estudió de manera teórica la generación de los flujos y se simuló los flujos termocapilares inducidos por un láser de 1470 nm. Los resultados obtenidos de la simulación confirmaron la existencia de la recirculación y verificaron el modelo del perfil de velocidades propuesto por German Da Costa [9]. El orden de magnitud de las velocidades obtenidas en la simulación es  $\sim 1\text{mm/s}$ , resultado que va acorde con resultados experimentales obtenidos por E. Vela [40–42].
- Se diseñó un sistema experimental que permitió desplazar un haz láser para calentar una capa delgada de agua destilada, se escogió 1470nm ya que el agua tiene un pico en su espectro de absorción para esta longitud de onda. El calentamiento láser de la interface produjo los flujos termocapilares, los cuales permitieron desplazar los micro-objetos.
- Se caracterizó los flujos termocapilares estudiando la evolución de la célula de convección. Este estudio se llevó a cabo usando microesferas de vidrio entre dos rangos de 8-13  $\mu\text{m}$  y 150-212  $\mu\text{m}$ , lo cual permitió ver el efecto de la cinética del flujo sobre los micro-objetos.
- Se propuso un modelo de control en lazo cerrado para desplazar micro-objetos en base a pulsos de calentamiento, el tiempo del pulso en encendido iba acorde a los tiempos de respuestas de las partículas y la distancia establecida entre la partícula y el láser.
- Se pudo separar partículas usando este modelo de control y los flujos termocapilares, hecho que por primera vez se reporta.

Para finalizar, este trabajo mejoraría si se controlara las siguientes condiciones: la estabilidad del láser, la humedad, la temperatura del ambiente de trabajo y la posición de las partículas en  $z$  mediante el diseño de un microscopio transversal en el sistema. Encontrar un modelo físico simplificado del movimiento de las partículas podría alcanzarse si se controlaran las condiciones mencionadas. Una solución alternativa a lo anterior es realizar un modelo matemático en base al diseño de experimentos (DoE) [23], no es presentado en este trabajo, sin embargo, es la continuación de esta investigación.

---

# Apéndice

Código utilizados para la calibración de la interface (archivo: calibrationwindow.cpp):

```
#include "calibrationwindow.h"
#include "ui_calibrationwindow.h"

CalibrationWindow::CalibrationWindow(QWidget *parent) :
    QWidget(parent),
    ui(new Ui::CalibrationWindow)
{
    ui->setupUi(this);
    counter = 0;
}

CalibrationWindow::~CalibrationWindow()
{
    delete ui;
}

void CalibrationWindow::on_btnOk_clicked()
{
    this->hide();
    emit windowClosed();
    counter = 0;
}

void CalibrationWindow::mousePressedAction(int x,int y)
```

```

{
    ui->lblValues->setText(ui->lblValues->text() + QString::
        number(x) + QString(" ") + QString::number(y)+ QString
        ("\n"));
    laser_pos[counter][0] = (double)x;
    laser_pos[counter][1] = (double)y;
    galv_values[counter][0] = (ui->sliderX->value())
        *2.0/100.0 - 0.6;
    galv_values[counter][1] = (ui->sliderY->value())
        *1.8/100.0 + 0.2;
    counter++;
    ui->lblCounter->setText(QString::number(counter));
    if(counter == 8)
        ui->lblDone->setText(QString(" Full"));
}

```

```

void CalibrationWindow::on_btnProcess_clicked()

```

```

{
    DMatrix *A;
    DVector *bx,*by,*coeffx,*coeffy;
    A = new DMatrix(8,8);
    bx = new DVector(8);
    by = new DVector(8);
    for(int i = 0;i<8;i++)
    {
        A->M[i][0] = 1;
        A->M[i][1] = laser_pos[i][0];
        A->M[i][2] = laser_pos[i][1];
        A->M[i][3] = laser_pos[i][0] * laser_pos[i][1];
        A->M[i][4] = laser_pos[i][0]*laser_pos[i][0]*
            laser_pos[i][1];
        A->M[i][5] = laser_pos[i][0]*laser_pos[i][1]*
            laser_pos[i][1];
        A->M[i][6] = laser_pos[i][0]*laser_pos[i][0];
        A->M[i][7] = laser_pos[i][1]*laser_pos[i][1];
    }
}

```



```

        bx->v[i] = galv_values[i][0];
        by->v[i] = galv_values[i][1];
    }
    A->LinearSystem(*bx, coeffx);
    A->LinearSystem(*by, coeffy);
    coeffx->print();
    coeffy->print();
    printf(" Coefficients:\n");
    bx->print();
    by->print();
    emit sendCoefficients(coeffx, coeffy);
}

void CalibrationWindow::on_sliderX_actionTriggered(int
    action)
{
    emit galvanometerValueChanged((ui->sliderX->value())
        *2.0/100.0 - 0.6, (ui->sliderY->value())*1.8/100.0 +
        0.2);
}

void CalibrationWindow::on_sliderY_actionTriggered(int
    action)
{
    emit galvanometerValueChanged((ui->sliderX->value())
        *2.0/100.0 - 0.6, (ui->sliderY->value())*1.8/100.0 +
        0.2);
}

void CalibrationWindow::on_btnClear_clicked()
{
    ui->lblValues->setText(QString(""));
    ui->lblCounter->setText(QString::number(0));
    counter = 0;
}

```

```

void CalibrationWindow::on_btnSend_clicked()
{
    emit sendDataPosition(ui->txtXData->text().toInt(), ui->
        txtYData->text().toInt());
}

```

Para la configuración de la cámara (archivo: cameraconfiguration.cpp):

```

#include "cameraconfiguration.h"
#include "ui_cameraconfiguration.h"

CameraConfiguration::CameraConfiguration(QWidget *parent) :
    QWidget(parent),
    ui(new Ui::CameraConfiguration)
{
    ui->setupUi(this);
}

CameraConfiguration::~CameraConfiguration()
{
    delete ui;
}

void CameraConfiguration::on_btnOK_clicked()
{
    emit changeCameraConfiguration(ui->txtHeight->text().
        toInt(), ui->txtWidth->text().toInt(),
        ui->txtFPS->text().toInt()
            (), ui->txtOffsetX->text()
            ().toInt(),
        ui->txtOffsetY->text().
            toInt(), ui->
            txtExposureTime->text())

```

```

        .toInt());

    this->hide();
}

Control de parámetros (archivo: controlparameters.cpp):

#include "controlparameters.h"
#include "ui_controlparameters.h"

ControlParameters::ControlParameters(QWidget *parent) :
    QWidget(parent),
    ui(new Ui::ControlParameters)
{
    ui->setupUi(this);
}

ControlParameters::~ControlParameters()
{
    delete ui;
}

void ControlParameters::on_btnOK_clicked()
{
    this->hide();
    emit sendParameters(ui->txt_PW->text().toInt(), ui->
        txt_TD->text().toInt(), ui->txt_LPD->text().toInt());
}

```

Para controlar la tarjeta de adquisición :

Arhivo: DAQCard.cpp

*//Destructor Method Definition*

```
DAQCard::~DAQCard()
```

```
{
```

```
}
```

```
//DAQCard Class's Methods Definitions
void DAQCard::init ()
{
    initAI ();
    initAO ();
    initDI ();
    initDO ();
}

void DAQCard::initAI ()
{
    DAQmxCreateTask("", &readATask);
    DAQmxCreateAIVoltageChan(readATask, *listChannelAI, "",
        , DAQmx_Val_Cfg_Default, minV, maxV, DAQmx_Val_Volts,
        NULL);
}

void DAQCard::initAO ()
{
    DAQmxCreateTask("", &writeATask);
    DAQmxCreateAOVoltageChan(writeATask, *listChannelAO, ""
        , minV, maxV, DAQmx_Val_Volts, "");
}

void DAQCard::initDI ()
{
    DAQmxCreateTask("", &readDTask);
    DAQmxCreateDIChan(readDTask, *listChannelDI, "",
        DAQmx_Val_ChanForAllLines);
}

void DAQCard::initDO ()
{
    DAQmxCreateTask("", &writeDTask);
    DAQmxCreateDOChan(writeDTask, *listChannelDO, "",
```

```
        DAQmx_Val_ChanForAllLines);
}

void DAQCard::start()
{
    startAI();
    startAO();
    startDI();
    startDO();
}

void DAQCard::startAI()
{
    DAQmxStartTask(readATask);
}

void DAQCard::startAO()
{
    DAQmxStartTask(writeATask);
}

void DAQCard::startDI()
{
    DAQmxStartTask(readDTask);
}

void DAQCard::startDO()
{
    DAQmxStartTask(writeDTask);
}

void DAQCard::readAnalog(dataA *data)
{
    DAQmxReadAnalogF64(readATask, 1, 10.0,
        DAQmx_Val_GroupByChannel, AIData, numChanAI, NULL,
```

```
        NULL);
        data->data1 = AIData[0];
        data->data2 = AIData[1];
    }

void DAQCard::writeAnalog(dataA* data)
{
    AOData[0] = data->data1;
    AOData[1] = data->data2;
    DAQmxWriteAnalogF64(writeATask, 1, 1, 10.0,
        DAQmx_Val_GroupByChannel, AOData, NULL, NULL);
}

void DAQCard::writeDigital(dataD* data)
{
    DOData[0] = data->data1;
    DOData[1] = data->data2;
    DOData[2] = data->data3;
    DOData[3] = data->data4;
    DAQmxWriteDigitalLines(writeDTask, 1, 1, 10.0,
        DAQmx_Val_GroupByChannel, DOData, NULL, NULL);
}

void DAQCard::readDigital(dataD *data)
{
    DAQmxReadDigitalLines(readDTask, 1, 10.0,
        DAQmx_Val_GroupByChannel, DIData, numChanDI, NULL,
        NULL, NULL);
    data->data1 = DIData[0];
    data->data2 = DIData[1];
    data->data3 = DIData[2];
    data->data4 = DIData[3];
}
}
```

Archivo: daqinterface.cpp

```
#include "daqinterface.h"
#include <time.h>

DAQInterface::DAQInterface()
{
    card = DAQCard();
    card.init();
    card.start();
    analog.data1 = 0;
    analog.data2 = 0;
    digital.data1 = 0;
    digital.data2 = 0;
    digital.data3 = 0;
    digital.data4 = 0;
    card.writeAnalog(&analog);
    card.writeDigital(&digital);
    coeffx = new DVector(8);
    coeffy = new DVector(8);
    coeffx->v[0] = -0.546213144072149;
    coeffx->v[1] = 0.006749184160814;
    coeffx->v[2] = 0.000870346337222;
    coeffx->v[3] = -0.000006719788871 ;
    coeffx->v[4] = 0.000000010733710 ;
    coeffx->v[5] = 0.000000003860050;
    coeffx->v[6] = -0.000001798105241;
    coeffx->v[7] = -0.000000873761078;
    coeffy->v[0] = 2.416329643413729;
    coeffy->v[1] = -0.002576910896144;
    coeffy->v[2] = -0.010099196628725;
    coeffy->v[3] = 0.000000420112326;
    coeffy->v[4] = -0.000000049272356;
    coeffy->v[5] = 0.000000032740964;
    coeffy->v[6] = 0.000013957876754;
    coeffy->v[7] = 0.000011311992701;
    /* coeffx->v[0] = -0.69270738;
```

```
    coeffx->v[1] = 0.00615594;
    coeffx->v[2] = -0.00024415;
    coeffx->v[3] = -0.00000029;
    coeffx->v[4] = 0.00000002;
    coeffx->v[5] = -0.00000002;
    coeffx->v[6] = -0.00000198;
    coeffx->v[7] = 0.00000349;
    coeffy->v[0] = 2.73779657;
    coeffy->v[1] = -0.00732326;
    coeffy->v[2] = -0.01153688;
    coeffy->v[3] = 0.00003112;
    coeffy->v[4] = -0.00000007;
    coeffy->v[5] = -0.00000002;
    coeffy->v[6] = 0.00001925;
    coeffy->v[7] = 0.00001233;*/
}

DAQInterface::~~DAQInterface()
{

}

void DAQInterface::turnOffLed()
{
    digital.data3 = 0;
    card.writeDigital(&digital);
}

void DAQInterface::turnOnLed()
{
    digital.data3 = 1;
    card.writeDigital(&digital);
}

void DAQInterface::turnOffRedLaser()
```



```
{
    digital.data2 = 0;
    card.writeDigital(&digital);
}

void DAQInterface::turnOnRedLaser()
{
    digital.data2 = 1;
    card.writeDigital(&digital);
}

void DAQInterface::turnOffInfraRedLaser()
{
    digital.data1 = 0;
    card.writeDigital(&digital);
    printf("Fin: _%d\n", clock());
}

void DAQInterface::turnOnInfraRedLaser()
{
    digital.data1 = 1;
    card.writeDigital(&digital);
    printf("Inicio: _%d\n", clock());
}

void DAQInterface::moveScanner(double x, double y)
{
    analog.data1 = x;
    analog.data2 = y;
    card.writeAnalog(&analog);
}

void DAQInterface::moveScannerPixeles(int x, int y)
{
    analog.data1 = coeffx->v[0] + coeffx->v[1]*x + coeffx->v
```

```

    [2]*y + coeffx->v[3]*x*y + coeffx->v[4]*x*x*y + coeffx
    ->v[5]*x*y*y + coeffx->v[6]*x*x + coeffx->v[7]*y*y;
    analog.data2 = coeffy->v[0] + coeffy->v[1]*x + coeffy->v
    [2]*y + coeffy->v[3]*x*y + coeffy->v[4]*x*x*y + coeffy
    ->v[5]*x*y*y + coeffy->v[6]*x*x + coeffy->v[7]*y*y;
    card.writeAnalog(&analog);
}

```

```

void DAQInterface::receivedCoefficients(DVector *coeffx ,
    DVector *coeffy)
{
    for(int i = 0;i<8;i++)
    {
        this->coeffx->v[i] = coeffx->v[i];
        this->coeffy->v[i] = coeffy->v[i];
    }
}

```

Archivo: dmatrix.cpp

```
#include "dmatrix.h"
```

```

DMatrix::DMatrix()
{
    M = (double**) malloc(sizeof(double*));
    *M = (double*) malloc(sizeof(double));
    M[0][0] = 0;
    this->ROWS = 1;
    this->COLS = 1;
}

```

```

DMatrix::DMatrix(int ROWS, int COLS)
{
    this->ROWS = ROWS;
    this->COLS = COLS;
}

```

```
M = (double**) malloc (sizeof(double*)*ROWS);
for (int i = 0; i<ROWS; i++)
    *(M + i) = (double*) malloc (sizeof(double)*COLS);
}

DMatrix::~~DMatrix()
{
    free(M);
    this->ROWS = 0;
    this->COLS = 0;
}

void DMatrix::zeros()
{
    for (int i = 0; i<ROWS; i++)
    {
        for (int j=0; j<COLS; j++)
            M[i][j] = 0;
    }
}

void DMatrix::eye()
{
    for (int i=0; i<ROWS; i++)
    {
        for (int j =0; j<COLS; j++)
        {
            if (i==j)
                M[i][j] = 1;
            else
                M[i][j] = 0;
        }
    }
}
```

```

void DMatrix::LU(DMatrix* &L, DMatrix* &U)
{
    L = new DMatrix(ROWS, COLS);
    U = new DMatrix(ROWS, COLS);
    L->eye();
    U->zeros();
    double s;
    for(int i = 0; i < ROWS; i++)
    {
        for(int j = i; j < COLS; j++)
        {
            s = 0;
            for(int k = 0; k < i; k++)
                s = s + L->M[i][k]*U->M[k][j];
            U->M[i][j] = this->M[i][j] - s;
        }
        for(int j = i+1; j < COLS; j++)
        {
            s = 0;
            for(int k = 0; k < i; k++)
                s = s + L->M[j][k]*U->M[k][i];
            L->M[j][i] = (this->M[j][i] - s)/U->M[i][i];
        }
    }
}

```

```

void DMatrix::LinearSystem(DVector b, DVector *&ans)
{
    DMatrix *L,*U;
    this->LU(L,U);
    DVector *z;
    z = new DVector(ROWS);
    ans = new DVector(ROWS);
    double s;
    for(int i = 0; i < ROWS; i++)

```

```

    {
        s = 0;
        for (int j = 0; j < i; j++)
            s = s + L->M[i][j]*z->v[j];
        z->v[i] = b.v[i] - s;
    }
    for (int i = ROWS - 1; i >= 0; i--)
    {
        s = 0;
        for (int j = i + 1; j < ROWS; j++)
            s = s + U->M[i][j]*ans->v[j];
        ans->v[i] = (z->v[i] - s)/U->M[i][i];
    }
}

```

```

void DMatrix::print()
{
    for (int i=0; i < ROWS; i++)
    {
        for (int j = 0 ; j < COLS; j++)
            printf(" %d f _", M[i][j]);
        printf("\n");
    }
    printf("\n");
}

```

Archivo: dvector.cpp

```
#include "dvector.h"
```

```

DVector::DVector()
{
    v = (double*) malloc (sizeof(double));
    N = 1;
    v[0] = 0;
}

```

```
}

DVector::DVector(int N)
{
    this->N = N;
    v = (double*) malloc(sizeof(double)*N);
}

DVector::~DVector()
{
    free(v);
    N = 0;
}

void DVector::print()
{
    for(int i =0;i<N;i++)
        printf(" %2.8lf \n",v[i]);
    printf("\n");
}
```

Archivo: imagelabel.cpp

```
#include "image_label.h"

image_label::image_label(QWidget *parent) : QLabel(parent)
{

}

image_label::~image_label()
{

}
```

```
void image_label::mouseMoveEvent(QMouseEvent *evt)
{
    this->x_pos = evt->x();
    this->y_pos = evt->y();
    emit mouseMoved();
}
```

```
void image_label::mousePressEvent(QMouseEvent *evt)
{
    if(evt->button() == Qt::LeftButton)
        emit mouseLeftPressed();
    else
        emit mouseRightPressed();
    emit mousePressed(evt->x(), evt->y());
}
```

Archivo: imageprocessing.cpp

```
#include "imageprocessing.h"
```

```
ImageProcessing::ImageProcessing()
{
}
}
```

```
ImageProcessing::~ImageProcessing()
{
}
}
```

```
void ImageProcessing::findTemplate(Mat image, Mat tml,
    Point &loc, Point prevLoc)
{
    Mat result;
```

```

int result_cols = image.cols - tpl.cols + 1;
int result_rows = image.rows - tpl.rows + 1;
int k = 0;
result.create( result_rows , result_cols , CV_32FC1 );
matchTemplate( image, tpl, result , 0 );
normalize( result , result , 0 , 1, NORMMINMAX, -1,
    Mat() );
double minVal; double maxVal; Point minLoc; Point
    maxLoc;
minMaxLoc( result , &minVal, &maxVal, &minLoc, &
    maxLoc, Mat() );
while(sqrt(pow(minLoc.x - prevLoc.x,2) + pow(minLoc.
    y - prevLoc.y,2)) > 30 && k < 3)
{
    Mat image1 = image.clone();
    rectangle( image1, minLoc, Point(minLoc.x + 16,
        minLoc.y + 16), Scalar(255), CV_FILLED);
    matchTemplate( image1, tpl, result , 0 );
    normalize( result , result , 0 , 1, NORMMINMAX,
        -1, Mat() );
    minMaxLoc( result , &minVal, &maxVal, &minLoc, &
        maxLoc, Mat() );
    k++;
}
loc = minLoc;
}

```

```

void ImageProcessing::getTemplate(Mat image_original , Mat &
    image_tmpl , int x_curr , int y_curr)
{
    int MAXTAM = 8;
    int D = 2*MAXTAM;
    image_tmpl = Mat(D,D,CV_8UC1);
    for(int i = 0; i < D; i++)
    {

```



```

        for (int j = 0; j < D; j++)
            image_tmpl.data[j * D + i] = image_original.data
                [(j + y_curr - MAXTAM) * 348 + (i + x_curr - (
                    MAXTAM))];
    }
}

```

Archivo: imgprocessingwindow.cpp

```

#include "imgprocessingwindow.h"
#include "ui_imgprocessingwindow.h"

```

```

ImgProcessingWindow::ImgProcessingWindow(QWidget *parent) :
    QWidget(parent),
    ui(new Ui::ImgProcessingWindow)
{
    ui->setupUi(this);
}

```

```

ImgProcessingWindow::~~ImgProcessingWindow()
{
    delete ui;
}

```

Archivo: main.cpp

```

#include "mainwindow.h"
#include <QApplication>

```

```

int main(int argc, char *argv[])
{
    QApplication a(argc, argv);
    MainWindow w;
    w.show();

    return a.exec();
}

```

}

Archivo: mainwindow.cpp

```
#include "mainwindow.h"
```

```
#include "ui_mainwindow.h"
```

```
#include <time.h>
```

```
MainWindow::MainWindow(QWidget *parent) :
```

```
    QMainWindow(parent),
```

```
    ui(new Ui::MainWindow)
```

```
{
```

```
    ui->setupUi(this);
```

```
    cardInterface = new DAQInterface(); //<— The
        DaqInterface Object is initialized
```

```
    Message = new QMessageBox(); //<— The object which will
        be used for showing messages is initialized
```

```
    CamConf = new CameraConfiguration(); // <— Object
        related to the Camera Configuration Window
```

```
    ScannerPos = new SetScannerPosition();
```

```
    Pulse = new SetPulse();
```

```
    Pattern = new SetPattern();
```

```
    CalibWindow = new CalibrationWindow();
```

```
    control_param = new ControlParameters();
```

```
    timer = new QTimer();
```

```
    Message->setIcon(QMessageBox::Warning);
```

```
    Message->setWindowIcon(QIcon(QString("C:\\Users\\
        profesorutec\\Documents\\Elvin\\Micromanipulacion\\
        Software\\Micro_GUI\\MicroGUI\\IconSource\\microIcon.
        ico"))));
```

```
/***** All the signals related to a certain action on
        the DAQCard will be connected
        to its the DAQInterface object
```

```
****/  
connect ( this , SIGNAL ( turnedOffLed ( ) ) , cardInterface , SLOT (   
    turnOffLed ( ) ) ) ;  
connect ( this , SIGNAL ( turnedOnLed ( ) ) , cardInterface , SLOT (   
    turnOnLed ( ) ) ) ;  
connect ( this , SIGNAL ( turnedOffRedLaser ( ) ) , cardInterface ,   
    SLOT ( turnOffRedLaser ( ) ) ) ;  
connect ( this , SIGNAL ( turnedOnRedLaser ( ) ) , cardInterface ,   
    SLOT ( turnOnRedLaser ( ) ) ) ;  
connect ( this , SIGNAL ( turnedOffInfraRedLaser ( ) ) ,   
    cardInterface , SLOT ( turnOffInfraRedLaser ( ) ) ) ;  
connect ( this , SIGNAL ( turnedOnInfraRedLaser ( ) ) ,   
    cardInterface , SLOT ( turnOnInfraRedLaser ( ) ) ) ;  
connect ( this , SIGNAL ( sendVoltageGalvValues ( double , double )   
    ) , cardInterface , SLOT ( moveScanner ( double , double ) ) ) ;  
connect ( this , SIGNAL ( sendPositionData ( int , int ) ) ,   
    cardInterface , SLOT ( moveScannerPixeles ( int , int ) ) ) ;  
  
connect ( CamConf , SIGNAL ( changeCameraConfiguration ( int , int   
    , int , int , int , int ) ) , this , SLOT (   
    receiveCameraConfiguration ( int , int , int , int , int , int ) ) ) ;  
  
connect ( ScannerPos , SIGNAL ( sendValue ( double , double ) ) ,   
    cardInterface , SLOT ( moveScanner ( double , double ) ) ) ;  
  
connect ( Pulse , SIGNAL ( ledOn ( ) ) , cardInterface , SLOT (   
    turnOnInfraRedLaser ( ) ) ) ;  
connect ( Pulse , SIGNAL ( ledOff ( ) ) , cardInterface , SLOT (   
    turnOffInfraRedLaser ( ) ) ) ;  
  
connect ( timer , SIGNAL ( timeout ( ) ) , cardInterface , SLOT (   
    turnOffInfraRedLaser ( ) ) ) ;  
connect ( timer , SIGNAL ( timeout ( ) ) , this , SLOT ( testing ( ) ) ) ;
```

```
connect ( Pulse , SIGNAL( startcamera () ) , this , SLOT(
    startedcamera () ) );

connect ( ui->lblImage , SIGNAL( mouseMoved () ) , this , SLOT(
    mouseMove () ) );
connect ( ui->lblImage , SIGNAL( mouseLeftPressed () ) , this ,
    SLOT( mouseLeftPress () ) );
connect ( ui->lblImage , SIGNAL( mouseRightPressed () ) , this ,
    SLOT( mouseRigthPress () ) );

connect ( ui->lblImage , SIGNAL( mousePressed ( int , int ) ) ,
    CalibWindow , SLOT( mousePressedAction ( int , int ) ) );
connect ( CalibWindow , SIGNAL( galvanometerValueChanged (
    double , double ) ) , cardInterface , SLOT( moveScanner ( double ,
    double ) ) );
connect ( CalibWindow , SIGNAL( sendDataPosition ( int , int ) ) ,
    cardInterface , SLOT( moveScannerPixeles ( int , int ) ) );
connect ( CalibWindow , SIGNAL( sendCoefficients ( DVector* ,
    DVector* ) ) , cardInterface , SLOT( receivedCoefficients (
    DVector* , DVector* ) ) );

connect ( control_param , SIGNAL( sendParameters ( int , int , int )
    ) , this , SLOT( getParameters ( int , int , int ) ) );

cameraState = initCamera (); //<— Camera Initialization

videoState = false;
frame = 0;

if ( cameraState )
    ui->actionConnect->setEnabled ( false );

imgProcessingState = false;
flag = false;
controlState = false;
```

```

        pseudoControlState = false;

    }

MainWindow::~MainWindow()
{
    delete ui;
}

bool MainWindow::initCamera()
{
    /**** The Variables realated to the image Acquistion
        from the camera are initialized ****/
    if(SapManager::GetServerCount()>1)
    {
        acqDeviceNumber = 0;
        acqServerName = (char*)"Genie_HM1400_1";
        SapLocation loc(acqServerName, acqDeviceNumber);
        AcqDevice = new SapAcqDevice(loc, "C:\\Users\\
            profesorutec\\Documents\\Elvin\\
            Micromanipulacion\\Software\\Micro_GUI\\
            MicroGUI\\CameraConfiguration\\
            camConfigurationMod.ccf");
        Buffers = new SapBuffer(1, AcqDevice);
        Xfer = new SapAcqDeviceToBuf(AcqDevice, Buffers,
            XferCallback, this);
        AcqDevice->Create();
        Buffers->Create();
        Xfer->Create();
        Xfer->Grab(); //<----- The Grabbing start
        return true;
    }
    /**** if there is not any camera connected a Message
        will be shown ****/
    else

```

```

    {
        Message->setText (QString("There is no camera
            connected"));
        Message->exec ();
        return false;
    }
}

void MainWindow::destroyCamera()
{
    Xfer->Destroy ();
    Buffers->Destroy ();
    AcqDevice->Destroy ();
}

void MainWindow::updateTextData()
{
    int error;
    error = sqrt (pow (particleLoc.x - xd,2) + pow (particleLoc
        .y - yd,2));
    ui->txtData->moveCursor (QTextCursor::End);
    //ui->txtData->insertPlainText (QString("X: ") + QString
        ::number (particleLoc.x) + QString(" Y: ") + QString::
        number (particleLoc.y) + QString(" T: ") + QString::
        number (clock ()) + QString(" E: ") + QString::number (
        error) + QString("\n" ));
    ui->txtData->insertPlainText (QString::number (particleLoc
        .x) + QString(" ") + QString::number (particleLoc.y) +
        QString(" ") + QString::number (clock ()) + QString(" ")
        + QString::number (error) + QString("\n" ));
}

void MainWindow::XferCallback (SapXferCallbackInfo *pInfo)
{
    MainWindow *obj = (MainWindow*) pInfo->GetContext ();//

```

```

    <— Obtaining the object from the context that is
    packed in pInfo
int H = obj->Buffers->GetHeight(), W = obj->Buffers->
    GetWidth();
uchar* data = (uchar*) malloc(sizeof(uchar)*H*W);
obj->Buffers->Read(0, H*W, data);
QImage image = QImage(data, W, H, QImage::Format_Indexed8);
obj->image_original = Mat(300, 348, CV_8UC1, image.bits(),
    image.bytesPerLine());
if (obj->imgProcessingState)
{
    obj->imgprocessing.findTemplate(obj->image_original,
        obj->image_tmpl, obj->loc, obj->prevLoc);
    obj->particleLoc.x = obj->loc.x + 8;
    obj->particleLoc.y = obj->loc.y + 8;
    obj->prevLoc.x = obj->particleLoc.x;
    obj->prevLoc.y = obj->particleLoc.y;
    rectangle(obj->image_original, obj->loc, Point(obj->
        loc.x + obj->image_tmpl.cols, obj->loc.y + obj->
        image_tmpl.rows), Scalar::all(0), 2, 8, 0);
    // circle(obj->image_original, Point(obj->xd, obj->yd)
        , 10, Scalar(0), 2, 8, 0);
    QImage imge(obj->image_original.data, 348, 300, QImage
        ::Format_Indexed8);
    obj->ui->lblImage->setPixmap(QPixmap::fromImage(imge
        ));
    obj->updateTextData();
    if (obj->flag)
    {
        if (sqrt(pow(obj->particleLoc.x - obj->loc_tmp.x
            , 2) + pow(obj->particleLoc.y - obj->loc_tmp.y
            , 2)) > 3)
        {
            emit obj->turnedOffInfraRedLaser();
            obj->imgProcessingState = false;
        }
    }
}

```

```
        printf(" %d\n", clock() - obj->tmp1);
    }
}
else
{
    obj->loc_tmp = obj->particleLoc;
}
}
else
{
    obj->ui->lblImage->setPixmap(QPixmap::fromImage(
        image));
}
if(obj->videoState)
{
    obj->frame = clock();
    //obj->Buffers->Save((obj->PATH + QString::number(
        obj->frame) + QString(".bmp")).toStdString().data
        (),"-format bmp");
    imwrite((obj->PATH + QString::number(obj->frame) +
        QString(".jpg")).toStdString(), obj->image_original
        );
}
else
    obj->frame = 0;
/** Control Part */
if(obj->controlState)
{
    if(sqrt(pow(obj->particleLoc.x - obj->xd, 2) + pow(
        obj->particleLoc.y - obj->yd, 2)) < obj->tol)
    {
        emit obj->turnedOffInfraRedLaser();
        obj->controlState = false;
        obj->pseudoControlState = false;
    }
}
```



```

else
{
    if (!obj->pseudoControlState)
    {
        obj->xpd = (int)(1.0*obj->particleLoc.x +
            (1.0*obj->xd - 1.0*obj->particleLoc.x)*obj
            ->dd/sqrt(pow(1.0*obj->xd - 1.0*obj->
            particleLoc.x,2) + pow(1.0*obj->y - 1.0*
            obj->particleLoc.y,2)));
        obj->ydp = obj->particleLoc.y + (obj->y -
            obj->particleLoc.y)*obj->dd/sqrt(pow(obj->
            xd - obj->particleLoc.x,2) + pow(obj->y -
            obj->particleLoc.y,2));
        //printf("Current Position: %d %d\n", obj->
            particleLoc.x, obj->particleLoc.y);
        //printf("Destiny: %d %d\n", obj->xd, obj->y)
            ;
        printf(" %d_ %d_ %d\n", obj->xpd, obj->ydp, clock
            ());
        emit obj->sendPositionData(obj->xpd, obj->ydp
            );
        obj->pseudoControlState = true;
        emit obj->turnedOnInfraRedLaser();
        obj->pseudocounter = obj->PW;
    }
    else
    {
        if (sqrt(pow(obj->particleLoc.x - obj->xpd,2)
            + pow(obj->particleLoc.y - obj->ydp,2)) <
            obj->dt)
        {
            emit obj->turnedOffInfraRedLaser();
            obj->pseudoControlState = false;
        }
    }
}
else

```



```
}

void MainWindow::on_actionSet_Pattern_triggered()
{
    Pattern->show();
}

void MainWindow::on_actionConfiguration_triggered()
{
    CamConf->show();
}

void MainWindow::on_actionSave_Image_triggered()
{
    QString fileName = QFileDialog::getSaveFileName(this, ("
        Save_Image"), "", ("jpg_(*.jpg);; All_Files_(*)"));
    if (!fileName.isEmpty())
        ui->lblImage->pixmap()->save(fileName);
    else
    {
        Message->setText(QString("Introduce_a_valid_path_to_
            save_the_image"));
        Message->exec();
    }
}

void MainWindow::on_actionConnect_triggered()
{
    cameraState = initCamera();
    if(cameraState)
        ui->actionConnect->setEnabled(false);
    else
    {
        Message->setText(QString("The_camera_couldn't_get_
            connected"));
    }
}
```

```
        Message->exec ();
    }
}

void MainWindow::on_actionSave_Video_triggered ()
{
    PATH = QFileDialog::getSaveFileName ();
}

void MainWindow::on_actionSet_Pulse_triggered ()
{
    Pulse->show ();
}

void MainWindow::on_btnOnLed_clicked ()
{
    emit turnedOnLed ();
}

void MainWindow::on_btnOffLed_clicked ()
{
    emit turnedOffLed ();
}

void MainWindow::on_btnOnRedLaser_clicked ()
{
    emit turnedOnRedLaser ();
}

void MainWindow::on_btnOffRedLaser_clicked ()
{
    emit turnedOffRedLaser ();
}

void MainWindow::on_btnOnInfraRedLaser_clicked ()
```

```
{
    //QString text = QDialog::getText(this, QString("Set
        Time"), QString("Time:"));
    //emit turnedOnInfraRedLaser();
    //timer->start(text.toInt());
    emit turnedOnInfraRedLaser();
    this->tmp1 = clock();
    this->flag = true;
    double Vx, Vy;
    Vx = (ui->sliderXVoltage->value())*2.0/100.0 - 0.6;
    Vy = (ui->sliderYVoltage->value())*1.8/100.0 + 0.2;
}

void MainWindow::on_btnOffInfraRedLaser_clicked()
{
    emit turnedOffInfraRedLaser();
}

void MainWindow::on_btnStopCamera_clicked()
{
    if(Xfer->IsGrabbing())
        Xfer->Freeze();
    else
    {
        Message->setText(QString("The_camera_is_not_grabbing
            _already"));
        Message->exec();
    }
}

void MainWindow::on_btnStartCamera_clicked()
{
    if(Xfer->IsGrabbing())
    {
        Message->setText(QString("The_camera_is_already_
```

```

        grabbing" ));
        Message->exec ();
    }
    else
        Xfer->Grab ();
}

void MainWindow::receiveCameraConfiguration(int H, int W,
int FPS, int OFFSETX, int OFFSETY, int EXPT)
{
    destroyCamera ();
    FILE *p,*p1;
    stringstream ss;
    p = fopen("C:\\Users\\profesorutec\\Documents\\Elvin\\
        Micromanipulacion\\Software\\Micro_GUI\\MicroGUI\\
        CameraConfiguration\\camConfiguration.ccf", "r");
    p1 = fopen("C:\\Users\\profesorutec\\Documents\\Elvin\\
        Micromanipulacion\\Software\\Micro_GUI\\MicroGUI\\
        CameraConfiguration\\camConfigurationMod.ccf", "w+");
    char text [100];
    int K = 0;
    while (feof(p)==0 && K < 44)
    {
        fgets (text ,100 ,p);
        if ( strstr (text , "Width" )!=NULL)
            ss<<"Width="<<W<<" ; WidthExponent=0"<<endl ;
        else if ( strstr (text , "Height" )!=NULL)
            ss<<"Height="<<H<<" ; HeightExponent=0"<<endl ;
        else if ( strstr (text , "OffsetX" )!=NULL)
            ss<<"OffsetX="<<OFFSETX<<" ; OffsetXExponent=0"<<
            endl ;
        else if ( strstr (text , "OffsetY" )!=NULL)
            ss<<"OffsetY="<<OFFSETY<<" ; OffsetYExponent=0"<<
            endl ;
        else if ( strstr (text , "FrameRate" )!=NULL)

```

```
        ss<<" FrameRate="<<FPS<<" ;FrameRateExponent=3"<<
            endl;
    else if( strstr( text, " ExposureTime" )!=NULL)
        ss<<" ExposureTime="<<EXPT<<" ;
            ExposureTimeExponent=6"<<endl;
    else
        ss<<text;
    K++;
}
fprintf(p1, "%s", ss.str().data());
fclose(p);
fclose(p1);
initCamera();
}

void MainWindow::on_btnStartVideo_clicked()
{
    videoState = true;
}

void MainWindow::on_btnStopVideo_clicked()
{
    videoState = false;
}

void MainWindow::testing()
{
    timer->stop();
    emit turnedOffInfraRedLaser();
    videoState = false;
}

void MainWindow::startedcamera()
{
    videoState = true;
```

```
}

void MainWindow::mouseMove()
{
    ui->lbl_xPos->setText(QString("X=_")+QString::number(ui
        ->lblImage->x_pos));
    ui->lbl_yPos->setText(QString("Y=_")+QString::number(ui
        ->lblImage->y_pos));
}

void MainWindow::mouseLeftPress()
{
    imgprocessing.getTemplate(image_original, image_tmpl, ui->
        lblImage->x_pos, ui->lblImage->y_pos);
    prevLoc.x = ui->lblImage->x_pos + 8;
    prevLoc.y = ui->lblImage->y_pos + 8;
}

void MainWindow::mouseRigthPress()
{
    this->xd = ui->lblImage->x_pos;
    this->y_d = ui->lblImage->y_pos;
    ui->lblDestinyData->setText(QString::number(ui->lblImage
        ->x_pos) + QString("_") + QString::number(ui->lblImage
        ->y_pos));
}

void MainWindow::getParameters(int PW, int TD, int LPD)
{
    this->PW = (int)(round(PW/20));
    this->dd = (int)round(LPD/5.21);
    this->dt = this->dd - (int)round(TD/5.21);
    printf("Laser-Particle_Distance: _%f\n", 5.21*this->dd);
    printf("Threshold_Distance: _%f\n", 5.21*(this->dd - this
        ->dt));
}
```



```
        printf(" Pulse_Width: %d", 20 * this->PW);
    }

    void MainWindow::on_actionON_triggered()
    {
        imgProcessingState = true;
    }

    void MainWindow::on_actionOF_triggered()
    {
        imgProcessingState = false;
    }

    void MainWindow::on_actionCalibration_triggered()
    {
        CalibWindow->show();
    }

    void MainWindow::on_sliderXVoltage_actionTriggered(int
        action)
    {
        double Vx, Vy;
        Vx = (ui->sliderXVoltage->value()) * 2.0 / 100.0 - 0.6;
        Vy = (ui->sliderYVoltage->value()) * 1.8 / 100.0 + 0.2;
        ui->lblXVoltageValue->setText(QString::number(Vx) +
            QString("V"));
        ui->lblYVoltageValue->setText(QString::number(Vy) +
            QString("V"));
        emit sendVoltageGalvValues(Vx, Vy);
    }

    void MainWindow::on_sliderYVoltage_actionTriggered(int
        action)
    {
        double Vx, Vy;
```

```
Vx = (ui->sliderXVoltage->value())*2.0/100.0 - 0.6;
Vy = (ui->sliderYVoltage->value())*1.8/100.0 + 0.2;
ui->lblXVoltageValue->setText(QString::number(Vx) +
    QString("V"));
ui->lblYVoltageValue->setText(QString::number(Vy) +
    QString("V"));
emit sendVoltageGalvValues(Vx,Vy);
}

void MainWindow::on_btnSendPosition_clicked()
{
    emit sendPositionData(ui->txtXPos->text().toInt(),ui->
        txtYPos->text().toInt());
}

void MainWindow::on_btnStartControl_clicked()
{
    controlState = true;
}

void MainWindow::on_pushButton_clicked()
{
    controlState = false;
    pseudoControlState = false;
    emit turnedOffInfraRedLaser();
}

void MainWindow::closeEvent(QCloseEvent *evt)
{
    printf("Closing...\n");
    printf("Shutting down Infrared Lase...\n");
    emit turnedOffInfraRedLaser();
    printf("Done\n");
    printf("Shutting down LED...\n");
    emit turnedOffLed();
}
```

```

    printf("Done\n");
    CamConf->close();
    ScannerPos->close();
    Pulse->close();
    Pattern->close();
    CalibWindow->close();
}

void MainWindow::on_actionControl_Parameters_triggered()
{
    control_param->show();
}

```

Archivo: Sopera.cpp

```

//Headers
#include "Sopera.h"
#include <QThread>
//Constructor
void AcqCallback(SapXferCallbackInfo *pInfo)
{
    printf("%d_", clock());
    //emit sendImage(image);
}
Sopera::Sopera()
{
    AcqDevice = NULL;
    Buffers = NULL;
    Xfer = NULL;
    acqServerName = new char[CORSERVER_MAX_STRLEN];
    camState = false;
    if(SapManager::GetServerCount() > 1)
    {
        acqDeviceNumber = 0;
        acqServerName = (char*)"Genie_HM1400_1";
    }
}

```

```
        camState = true;
        SapLocation loc(acqServerName, acqDeviceNumber);
        AcqDevice = new SapAcqDevice(loc, "C:\\Users\\
            profesorutec\\Documents\\GUI_Micro\\
            camConfiguration.ccf");
        Buffers = new SapBuffer(1, AcqDevice);
        Xfer = new SapAcqDeviceToBuf(AcqDevice, Buffers,
            AcqCallback);
        AcqDevice->Create();
        Buffers->Create();
        Xfer->Create();
    }
}

//Destructor
Sapera::~Sapera()
{
    freeHandles();
}

//Definition of all the remainig Methods
void Sapera::freeHandles()
{
    Xfer->Destroy();
    Buffers->Destroy();
    AcqDevice->Destroy();
    delete Xfer;
    delete Buffers;
    delete AcqDevice;
}

void Sapera::grab()
{
    Xfer->Grab();
}
}
```

```
void Sopera::freeze()
{
    Xfer->Freeze();
}

void Sopera::snap()
{
    Xfer->Snap();
    Xfer->Wait(100);
}

void Sopera::save(char* cad)
{
    Buffers->Save(cad, "-format_bmp");
}

Mat Sopera::getMatImage()
{
    int H = AcqDevice->GetXferParams().GetHeight();
    int W = AcqDevice->GetXferParams().GetWidth();
    Mat *image = new Mat(H,W,CV_8U);
    Buffers->Read(0,H*W,image->data);
    //| Buffers->Clear();
    return *image;
}

/*void Sopera::AcqCallback(SapXferCallbackInfo *pInfo)
{
    printf("%ld ", clock());
    //emit sendImage(image);
}*/
```

Archivo: setpattern.cpp

```
#include "setpattern.h"
#include "ui_setpattern.h"

SetPattern::SetPattern(QWidget *parent) :
    QWidget(parent),
    ui(new Ui::SetPattern)
{
    ui->setupUi(this);
}

SetPattern::~SetPattern()
{
    delete ui;
}

void SetPattern::on_btnCircleStart_clicked()
{
    int X = ui->txtXCenterPosition->text().toInt();
    int Y = ui->txtYCornerPosition->text().toInt();
    int R = ui->txtRadius->text().toInt();
}

void SetPattern::on_btnSquareStart_clicked()
{
    int X = ui->txtXCornerPosition->text().toInt();
    int Y = ui->txtYCornerPosition->text().toInt();
    int S = ui->txtSize->text().toInt();
}

void SetPattern::on_btnSineStart_clicked()
{
    int A = ui->txtAmplitude->text().toInt();
    int WN = ui->txtWavenumber->text().toInt();
}
```

Archivo: setpulse.cpp

```
#include "setpulse.h"
#include "ui_setpulse.h"

SetPulse::SetPulse(QWidget *parent) :
    QWidget(parent),
    ui(new Ui::SetPulse)
{
    ui->setupUi(this);
    Timer = new QTimer();
    connect(Timer, SIGNAL(timeout()), this, SLOT(sendPulse()));
    state = false;
}

SetPulse::~SetPulse()
{
    delete ui;
}

void SetPulse::on_btnOK_clicked()
{
    this->hide();
    if(ui->checkBoxContinuous->isChecked())
    {
        state = true;
        Timer->stop();
    }
    else
    {
        Timer->start(ui->txtFrequency->text().toInt());
        state = false;
    }
    emit startcamera();
}
```

```
void SetPulse::on_checkBoxContinuous_clicked()
{
    ui->checkBoxContinuous->setEnabled( false );
    ui->checkBoxPulsed->setEnabled( true );
    ui->txtFrequency->setEnabled( false );
    ui->txtDutyCicle->setEnabled( false );
    ui->checkBoxPulsed->setChecked( false );
}
```

```
void SetPulse::on_checkBoxPulsed_clicked()
{
    ui->checkBoxContinuous->setEnabled( true );
    ui->checkBoxPulsed->setEnabled( false );
    ui->txtFrequency->setEnabled( true );
    ui->txtDutyCicle->setEnabled( true );
    ui->checkBoxContinuous->setChecked( false );
}
```

```
void SetPulse::sendPulse()
{
    if( state )
        emit ledOn();
    else
        emit ledOff();
    state = !state;
}
```

Archivo: setscannerposition.cpp

```
#include "setscannerposition.h"
#include "ui_setscannerposition.h"
```

```
SetScannerPosition::SetScannerPosition( QWidget *parent ) :
    QWidget( parent ),
    ui( new Ui::SetScannerPosition )
```



```
{
    ui->setupUi(this);
}

SetScannerPosition::~~SetScannerPosition()
{
    delete ui;
}

void SetScannerPosition::on_btnOK_clicked()
{
    this->hide();
}

void SetScannerPosition::on_ScrollBarY_actionTriggered(int
    action)
{
    ui->lblYPositionValue->setText(QString::number(ui->
        ScrollBarY->value()));
    emit sendValue(((ui->ScrollBarX->value())/100.0)*2.0 -
        0.5,((ui->ScrollBarY->value())/100.0)*2.0 - 0.5);
}

void SetScannerPosition::on_ScrollBarX_actionTriggered(int
    action)
{
    ui->lblXPositionValue->setText(QString::number(ui->
        ScrollBarX->value()));
    emit sendValue(((ui->ScrollBarX->value())/100.0)*2.0 -
        0.5,((ui->ScrollBarY->value())/100.0)*2.0 - 0.5);
}
```

Se presenta a continuación las publicaciones realizadas en este trabajo.

# Single Particle Manipulation/Sorting through the Transient Response of Thermocapillary Convection Flows

Johan E. Quispe , Jean C. Inga , Elvin M. Muñoz , Stéphane Régnier<sup>†</sup>, and Emir Vela  
Department of Mechanical Engineering  
Universidad de Ingeniería y Tecnología - UTEC, Jr. Medrano silva 165, Barranco, Lima, Perú  
Email: evela@utec.edu.pe

<sup>†</sup>Institut des Systèmes Intelligents et de Robotique (ISIR), Pierre et Marie Curie University, 75005 Paris, France  
Email: stephane.regnier@upmc.fr

**Abstract**—In this paper, studies on the transient behavior of thermocapillary convection flows, generated with a single IR laser beam of 1470 nm in wavelength, as a micromanipulation technique are presented. The transient regime was first simulated using COMSOL Multiphysics showing that the flows start having their toroidal shape in less than 100 ms. Then experiments were conducting to measure the influence of the convection cell growth on beads initial motion. With this, the radius of the convection cell was determined in its transient regime. By exploiting this regime, the separation of single beads from a set of them was successfully achieved overcoming the natural toroidal shape of the flows.

## I. INTRODUCTION

Manipulation of microobjects such as electro-mechanical components and biological cells is being investigated by many research groups worldwide in order to provide a suitable technology for companies and scientists. The issue is that microsystems are becoming more complex to accomplish specific functions making the silicon-based microfabrication processes insufficient; on the other hand, to cover this technological gap, microsystems are being fabricated with hybrid components made of different materials such as polymers, semiconductors and ceramics. However to assemble these components a micromanipulation technique is needed and crucial [1]. In the case of biological cells, it is also needed a tool for their manipulation in order to study their behavior, interaction with their surroundings and to sort them from populations [2]. In this scope, microfluidics-based manipulation is a promising technique that could deal with manipulation of microcomponents and biological objects in a contactless manner.

At small scale, microfluidics is a natural way to transport mass and heat. Thus several works demonstrated the manipulation of microobjects using microflows such as droplet manipulation inside microchannels [3] and more recently surface tension-based thermocapillary microflows [4], [5]. For instance, the manipulation of suspended droplets were carried out by thermally perturbing the surface tension of a liquid-air interface of a thin liquid layer [6]. Moreover, since the development of Optofluidics [7], [8], light was used as a thermal source to generate thermocapillary flows for micromanipulation [9],

[10], [11]. The working principle is that flows are drawn away from the heat source or laser beam at the fluid interface, and go toward the laser beam underneath the interface; so objects inside the liquid are dragged by the generated flows. Thus by controlling the generation of the flows, the manipulation of the objects are controlled as well [12].

In this paper, strategies for separating/sorting microobjects are presented using thermocapillary generation of flows in thin liquid layers. As flows are toroidal shaped, the sorting or separation of objects from a population is a hard task; it means that all objects, inside the flows and resting at the lower part of the flows, are dragged to the location of the laser beam as demonstrated in previous work [12].

However, due to the high dynamics of thermocapillary flows, microobjects start being dragged during the transient regime of the thermocapillary convection cell. Simulations are presented to show that the flows velocity in the transient regime reaches speeds in the mm/s range.

This regime is proposed to perform separation/sorting of microobjects resting at the lower region of a thin liquid layer. The main idea is to control the growing of the convection cell before its establishment. Thus, targeted microobjects could be reached by a very small convection cell in order to be manipulated. Thus, it is expected to improve considerably the closed-loop simultaneous manipulation of multiple beads presented in [13].

## II. THEORETICAL BACKGROUND

### A. Flow generation and Momentum equation

Flows were generated by altering the surface tension at the water-air interface. This change was produced by varying the temperature of the interface, as this variation is due to thermal effects they are called thermocapillary flows [14]. A localized warming of the water film would generate a decrease in the value of the surface tension producing an imbalance of the shear stress. This would cause that the surface flows be directed toward regions of higher surface tension values. Finally, the energy carried by the flow will try to keep an

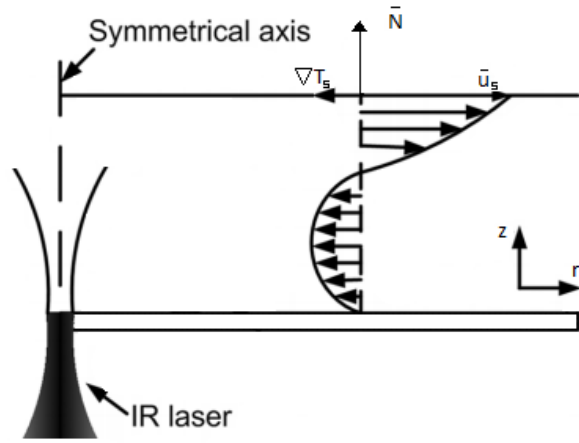


Fig. 1. Thermo-capillary flows induced by a laser beam irradiating a thin liquid layer from below, the velocity profile is shown as consequence.

overall flow null as recirculation flows, generating the so-called convection cells (c.f. Fig. 1).

The fundamental equation to generate thermocapillary flows at the interface is:

$$\tau_s = \mu \frac{\partial \mathbf{u}_s}{\partial \mathbf{N}} - \sigma_T \nabla T_s \quad (1)$$

Where  $\tau_s$  is the shear stress at the interface and is proportional to the dynamic fluid viscosity  $\mu$  and the temperature coefficient of surface tension  $\sigma_T$ . The variables involved are: the tangential velocity to the surface  $\mathbf{u}_s$  and surface temperature gradient  $\nabla T_s$ .  $\mathbf{N}$  is the normal vector to the surface.

Now, to fully understand the behavior of the fluid the Navier-Stokes equations are used.

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \rho \mathbf{u} \nabla \cdot \mathbf{u} - \nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u} \cdot \mathbf{T} + \mathbf{F} \quad (2)$$

$$\rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3)$$

where  $\mathbf{u}$  is the flow velocity,  $p$  is the pressure,  $\rho$  is the fluid density,  $\mu$  is the dynamic viscosity,  $\mathbf{I}$  is the identity matrix and the external volumetric force  $\mathbf{F}$  corresponding to the buoyancy term is:

$$\mathbf{F} = \rho - \rho_0 \mathbf{g} \quad (4)$$

where  $\rho_0$  is the water density at 20 C, and  $\rho$  is the density as a function of the temperature. Thus,  $\rho$  can be expressed as a function of the thermal expansion coefficient,  $\beta$ , as follows:

$$\rho = \rho_0 (1 + \beta (T - T_0)) \quad (5)$$

TABLE I  
PHYSICAL PROPERTIES OF DISTILLED WATER AT 20 C

Physical Properties	Distilled water
Density $\rho_0$ , kg/m <sup>3</sup>	998.21
Dynamic viscosity $\mu$ , Pa.s	1002.0 $\cdot 10^{-6}$
Thermal conductivity $\kappa$ , W/(m.K)	598.4 $\cdot 10^{-3}$
Heat capacity $C_p$ , J/kg.K	4181
Temperature derivative of the surface tension $\sigma_T$ , N/m.K	1.5 $\cdot 10^{-4}$
Thermal expansion coefficient $\beta$ , 1/K	0.2067 $\cdot 10^{-3}$

Finally, considering the Boussinesq approximation  $\mathbf{F}$  is obtained, where  $T_0$  is the room temperature at 20 C:

$$\mathbf{F} = \rho_0 \beta \mathbf{g} (T - T_0) \quad (6)$$

### B. Laser heating and energy conservation

A Gaussian intensity profile was considered for the laser beam:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{w_z^2}\right) \quad (7)$$

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2} \quad (8)$$

$$w_z = w_0 \left(1 + \frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

where  $I$  is the laser beam intensity,  $w_0$  is the laser beam waist and  $w_z$  is the laser beam diameter at a  $z$  position from the bottom of the petri dish. Heat flow was established at the center of a Petri dish being  $w_0$  within 13 microns.

$P$  is the power of the laser beam at the entrance of the heat flow, i.e. in the interface water-substrate,  $z$  is measured from the base of the Petri dish and  $\lambda$  is the wavelength of the laser beam used, 1480 nm.

The energy balance equation is given by:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \rho C_p \mathbf{u} \cdot \nabla T - \kappa \nabla^2 T + Q \quad (10)$$

Where  $Q$  is the heat source generated by the laser absorption related to the Beer-Lambert equation:

$$Q = \alpha I \quad (11)$$

where  $\alpha$  is the absorption coefficient with a value of  $23.45 \text{ cm}^{-1}$  for water at 20 C,  $C_p$  is the heat capacity, and  $\kappa$  is the thermal conductivity.

## III. SIMULATIONS

### A. Boundary conditions

According to the previous section, simulations using COMSOL Multiphysics were performed to study the temporal behavior of thermocapillary convection flows. An axial symmetry was considered due to the cylindrical geometry of the recipient (petri dish with 3 cm in radius and 1 cm in height) and the single laser beam used. Heat transfer into the petri dish walls was negligible because its low coefficient of thermal conduction (glass). Then, the model

TABLE II  
BOUNDARY AND TEMPORAL CONDITIONS

Boundary condition	Specification
Base (interface water-Petri dish bottom)	Heat generation produced by a single IR laser beam according to the Beer-Lambert law
Interface air-water	Thermally isolated and able to slide with interface condition.
Petri dish walls	Thermally isolated and temperature established at 293.15 K during all process
Pressure condition	Fixed pressure constraint on the borderline petri dish wall with the water-air interface, 1 atm
Time condition	Velocity field $\mathbf{0}$ , Pressure 1 atm and Temperature 293.15 K as initial conditions

of the simulation considers only the interaction between the IR laser beam and the water layer. The physical properties of distilled water and boundary conditions are presented in Table I and Table II respectively.

### B. Simulation Results and Discussion

The temporal evolution of the flows velocity field is shown in Fig. 2. The heat source in the simulation was modeled using equations 7 and 9 and the value of the power (P) was 160 mW. The thermocapillary flows established around 1 second. However, before establishing, the flows velocities are already in a range of mm/s; as a consequence microobjects which are at the bottom of the Petri-dish and next to the laser beam could be dragged toward the laser beam at speeds in the range of mm/s. Then, quasi steady-state of the flows is not reached during the manipulation process. For instance, a bead of 82  $\mu\text{m}$  in size moved at an average speed of 2 mm/s being at a distance of 400  $\mu\text{m}$  from the laser beam, reaching the laser spot in 0.2 seconds [12]. As it can be seen from the simulations, the steady-state is not reached before 1 s of laser irradiation. The manipulation time can be less than 0.2 seconds to move particles at speeds in the range of mm/s. It would be more suitable to control the temporal generation of the thermocapillary convection flows for single and multiple manipulation.

### IV. EXPERIMENTAL SETUP

The optical system is composed of an objective microscope (4 $\times$ , numerical aperture = 0.10, working distance = 18.5 mm), and a high-speed DALSA Genie Monochrome CMOS camera (1", 1400  $\times$  1024, 75 fps) in order to monitor the displacements of micro-objects, this was installed under the microscope objective (cf. Fig. 3). An aspheric lens (focal length = 50 mm, numerical aperture = 0.23) is used to focus the image into the camera's sensor. An IR laser beam of 1470 nm in wavelength, power of 162 mW and a collimated beam of 2 mm was used, it was provided by Laserglow Technologies. A couple of galvanometer mirrors (maximum aperture: 5 mm, range of motion:  $\pm 12.5^\circ$ , 0.8 V per degree) were used to control the beam's position. The illumination is provided by a high power LED of 5 W. A dichroic mirror allows to reflect the IR laser beam into the sample while transmitting the image to the camera. A Petri dish made of soda-lime-glass (60 mm in diameter and 12 mm in height) filled with distilled water (0.45 mm in depth) was used as recipient. Several sizes of glass beads ranging from 150  $\mu\text{m}$  up to 212  $\mu\text{m}$  in diameter were

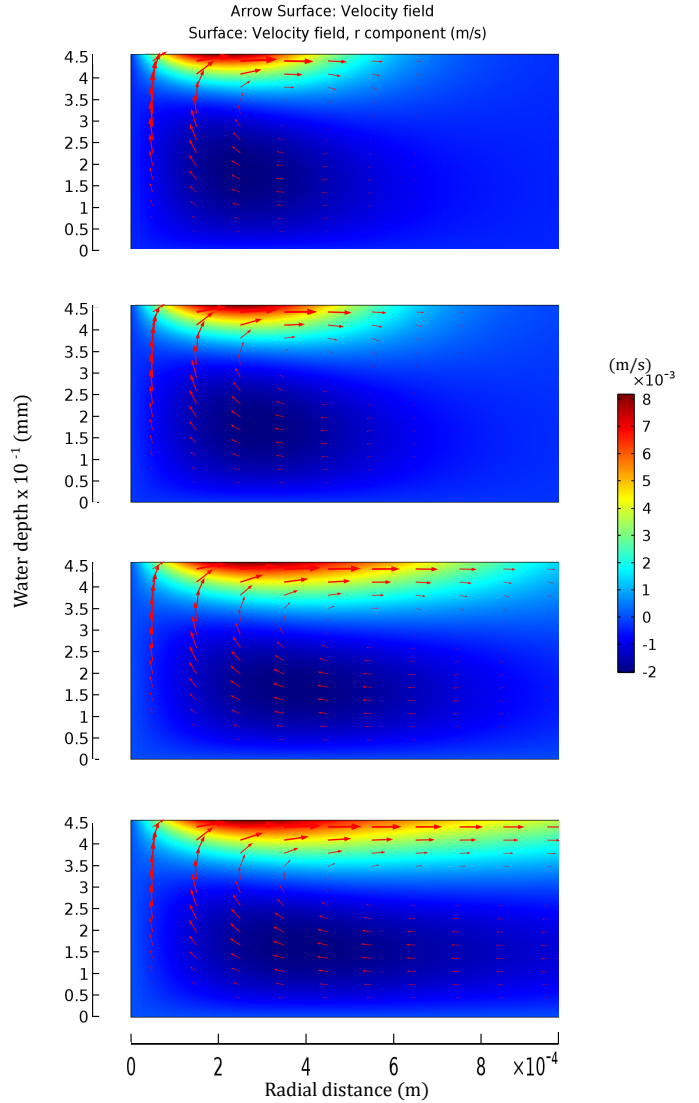


Fig. 2. Simulations depicting the temporal evolution of the flows velocity field at 0.1, 0.2, 0.4 and 0.8 seconds for a water depth of 450  $\mu\text{m}$ . The heat source (laser beam) was established at the center of the cylindrical geometry (0 radial distance). Due to this radial symmetry, only sections from 0 to 1 mm of radius are shown.

used as microobjects. Finally, a NI USB-6211 DAQ card was used to set the pulses of the laser beam shots and to control the position of the galvanometric mirrors. A computer program was designed and developed under

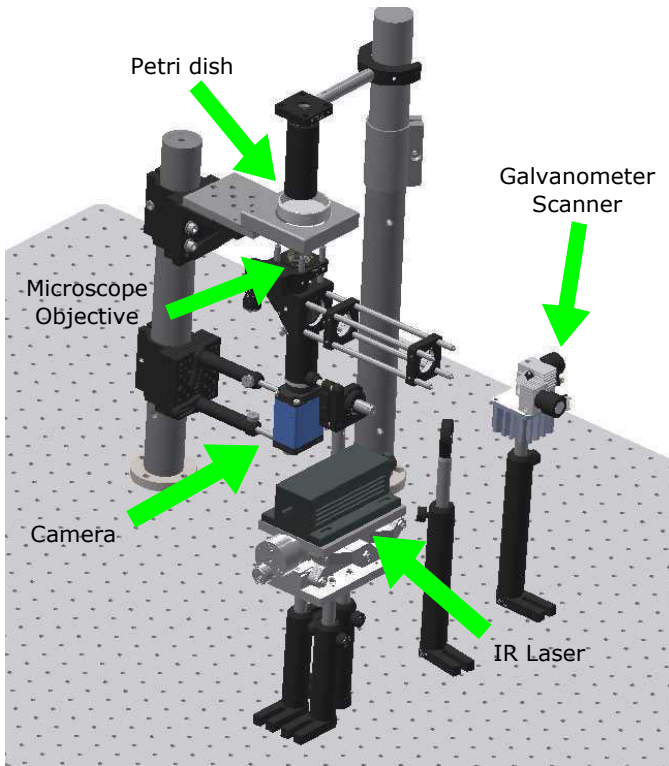


Fig. 3. CAD of the experimental setup.

Windows operating system with C programming language and Qt 5 application framework; a GUI that allows to control all the experimental setup devices.

## V. MANIPULATION STRATEGY

In this section, a manipulation strategy is presented using the transient behavior of the thermocapillary convection flows. In previous work [12], [13] to manipulate microbeads of 30 up to 100  $\mu\text{m}$  in size, the laser beam was switched on for periods of time in the range of 100 ms. In this work, manipulated beads were in the range of 150 up to 212  $\mu\text{m}$  in size. As the generation of the convection cell starts developing within tens of milliseconds, beads start moving as well; and by the toroidal shape of the flows all beads move simultaneously toward the heat area or IR laser beam in this case. Thus, a major problem of this manipulation technique is to sort single beads from a population due to the nature of the convection cell.

As shown in simulations, the convection cells start developing spontaneously by perturbing the water-air interface with the laser beam; and when the laser beam is switched off, it was observed that the objects stopped moving. By exploiting this fact, the growth of the convection cell could be controlled so that a targeted bead can be dragged without moving the others. To fulfill this task, the distance between the laser beam and beads, the laser exposure time and the water depth have to be known.

The strategy to separate two beads being in contact consisted in switching on the laser beam so that the convection cell

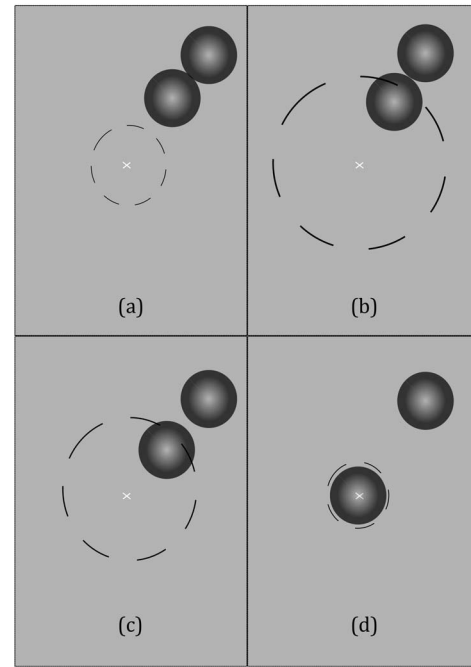


Fig. 4. Manipulation strategy. (a) The laser beam is located at a specific distance from the bead (x mark), then it is switched on. (b) The bead is reached by the convection cell until this one starts moving, then the laser is switched off. (c) The bead is moved by controlling the exposure time of the laser in a pulsed manner. (d) The bead is located in its final location without moving the second bead.

only reached one bead (cf. Fig. 4 (b)). Once the targeted bead moved, the laser was switched off to avoid the growing of the convection cell so that the second bead was not reached. Then, the laser beam was located at a specific distance from the manipulated bead to continue with the laser heating until the manipulated bead was in its final location. So by controlling the laser beam - bead distance and the exposure time in a pulsed manner, the radius of the convection cell could be controlled.

## VI. RESULT AND DISCUSSION

Experiments to prove the explained strategy were conducted in a thin water layer of 450 microns in depth, within which spherical glass beads in the range of 150 to 211 microns in size were introduced.

First of all, to determine the influence of the convection cell on the bead motion, the laser exposure time and the distance between the laser and targeted beads (150 and 180 micron-sized beads) were measured, this is shown in Fig. 5.

Those distances represent the start motion of each bead according to the respective exposure time. It means, the distances are the radius of the convection cell. For instance, a 150  $\mu\text{m}$ -sized bead, being at a distance of about 340  $\mu\text{m}$  from the laser beam, was reached by the convection cell in about 70 ms of exposure time and it started moving. The same bead started moving at a distance of 1000  $\mu\text{m}$  with an exposure time of 6 seconds.

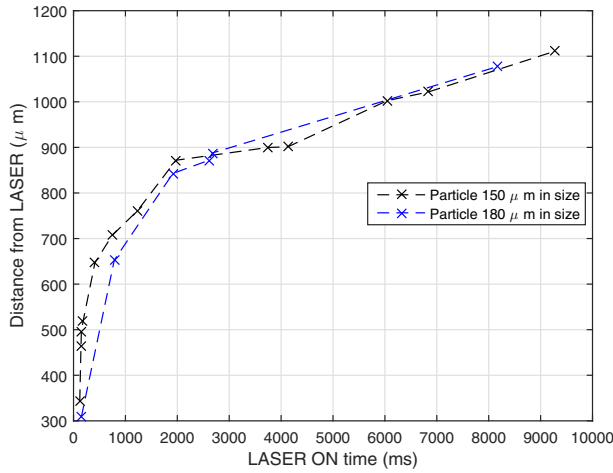


Fig. 5. Radial distance from the laser vs laser pulse time .

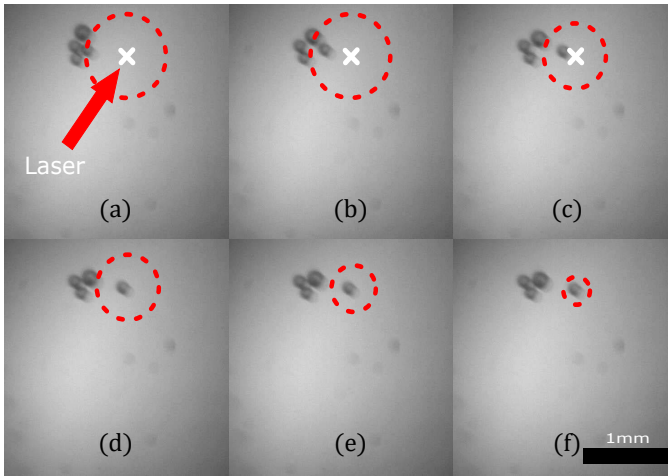


Fig. 6. Separation of a particle of  $150 \mu\text{m}$  in size from a set of 4 by controlling the growth of the convection cell.

Based on these studies, the separation of beads of  $150$  and  $211 \mu\text{m}$  in size from a set of them are demonstrated in Fig. 6 and 7 respectively. In Fig. 6, there are 4 beads ranging from  $150$  up to  $211 \mu\text{m}$  in size being in contact. Then a  $150 \mu\text{m}$ -sized bead was selected to be separated from their group.

According to Fig. 5, the distance between the selected bead and the laser beam was set at  $430 \mu\text{m}$  with a laser exposure time of  $80 \text{ ms}$ . Once the bead was initially separated (c.f. Fig. 6 (b)), the laser exposure time was decreased as the targeted bead got closer to its final position, making the generated convection cell smaller over time and hence avoiding perturbing the other beads (c.f. Fig. 6 (c)-(f)). Thus, the selected bead could be separated from their group and located at a specific location overcoming the radial shape of the convection flows.

In Fig. 7, the same process was reproduced but in this case for a bead of  $211 \mu\text{m}$  in size. The distance was set at about  $500 \mu\text{m}$  and the laser exposure time at  $100 \text{ ms}$ , this values

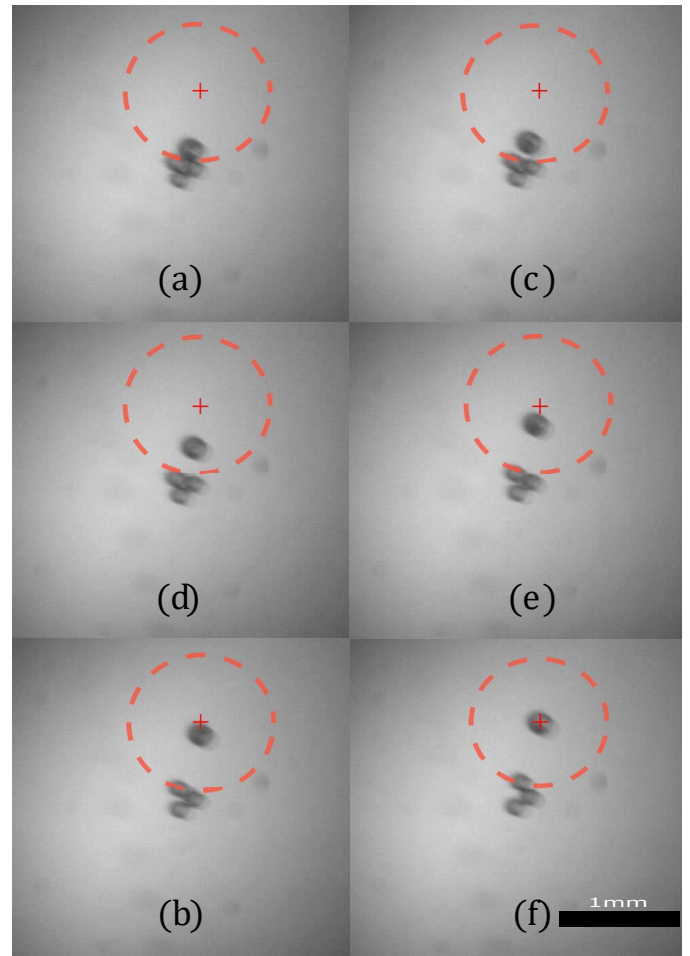


Fig. 7. Separation of a particle of  $211 \mu\text{m}$  in size from a set of 4 beads.

was obtained from the graph shown in Fig. 5 as well. The bead could also be separated from their group, however it was observed that the other beads moved for a short distance but they did not followed the targeted bead until its final location.

## VII. CONCLUSION

The natural shape of thermocapillary convection flows generated by a single heat source is toroidal. It means that as a micromanipulation technique, all particles inside and being at the lower region of the convection flows are dragged toward the heat source. In this work, it was demonstrated that the separation of microbeads ranging from  $150$  up to  $211 \mu\text{m}$  in size from a set of beads was possible, thus overcoming the influence of the toroidal shape of the flows on other beads. This was successfully achieved by studying the behavior of the flows in their transient regime, in other words by controlling the growth of the convection cell. Thus, this thermocapillary phenomenon was extended as a micromanipulation technique for multiple and single particles manipulation or sorting.

With the results presented, a closed-loop controller is being designed to improve the performance of the simultaneous

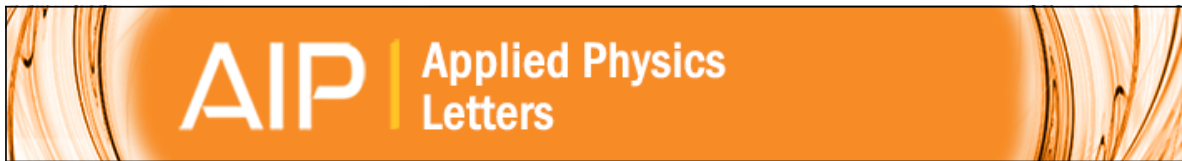
manipulation of single and multiple microobjects. The core idea is to use the IR laser in a pulse mode in order to control the convection cell growth. The laser hit point is going to be moved as the particle moves towards its destination in such a way that undesired particles do not be dragged. With the results presented in this work, the control parameters values such as the laser-particle distance and the pulse duration will be selected in order to optimize the speed and accuracy of the manipulation process.

#### ACKNOWLEDGMENT

This work was supported by the Programa Nacional de Innovación para la Competitividad y Productividad (FINCyT), Ministerio de la Producción, Perú, with grant # 394-PNICP-PIBA-2014.

#### REFERENCES

- [1] H. Van Brussel, J. Peirs, D. Reynaerts, A. Delchambre, G. Reinhart, N. Roth, M. Weck, E. Zussman, "Assembly of microsystems," *CIRP Annals-Manufacturing Technology*, 49(2), pp. 451-472, 2000.
- [2] W. Hu, Q. Fan, and A. T. Ohta, "An Opto-Thermocapillary Cell Micro-manipulator," *Lab On Chip*, 13(12), 2285-2291, 2013.
- [3] M. L. Cordero, D. R. Burnham, C. N. Baroud, and D. McGloin, "Thermocapillary manipulation of droplets using holographic beam shaping: Microfluidic pin ball," *Applied Physics Letters*, 93, 034107, 2008.
- [4] Anton A. Darhuber, Joseph P. Valentino, Sandra M. Troian, and S. Wagner, "Thermocapillary Actuation of Droplets on Chemically Patterned Surfaces by Programmable Microheater Arrays," *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 12, No. 6, 2003.
- [5] Damien Baigl, "Photo-actuation of liquids for light-driven microfluidics: state of the art and perspectives," *Lab on a Chip*, 12, 36373653, 2012.
- [6] A. S. Basu, and Y. B. Gianchandani, "Virtual microfluidic traps, filters, channels and pumps using Marangoni flows," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 18(11), 115031, 2008.
- [7] D. Psaltis, S. R. Quake, and C. Yang, "Review Article Developing optofluidic technology through the fusion of microfluidics and optics," *Nature*, 442, 381-386, 2006.
- [8] J.-P. Delville, M. R. de Saint Vincent, R. D. Schroll, H. Chraïbi, B. Isenmann, R. Wunenburger, D. Lasseux, W. Zhang, and E. Brasselet, "Laser microfluidics: fluid actuation by light," *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 11, 034015 (15pp), 2009.
- [9] E. Vela, C. Pacoret, S. Bouchigny, S. Régnier, K. Rink, A. Bergander, "Non-contact mesoscale manipulation using laser induced convection flows," in *Proc. IEEE Int. Conf. Intell. Robots Syst.*, 913-918, 2008.
- [10] W. Hu, K. S. Ishii, and A. T. Ohta, "Micro-assembly using optically controlled bubble microrobots," *Applied Physics Letters* 99, 094103, 2011.
- [11] E. Flores-Flores, S. A. Torres-Hurtado, R. Páez, U. Ruiz, G. Beltrán-Pérez, S. L. Neale, J. C. Ramirez-San-Juan, and R. Ramos-García, "Trapping and manipulation of microparticles using laser-induced convection currents and photophoresis," *Biomedical Optics Express*, 6(10), 4079-4087, 2015.
- [12] E. Vela, M. Hafez, and S. Régnier, "Laser-induced thermocapillary convection for mesoscale manipulation," *International Journal of Optomechatronics*, 3(4), 289-302, 2009.
- [13] E. Vela, M. Hafez, and S. Régnier, "Contactless automated manipulation of mesoscale objects using opto-fluidic actuation and visual servoing," *Review of Scientific Instruments*, 85(5), 055107, 2014.
- [14] J. A. Maroto, V. Pérez-Munuzuri, M. S. Romero-Cano, "Introductory analysis of Bénard-Marangoni convection," *European journal of physics*, 28(2), 311, 2007.



## Exploiting the transient behavior of thermocapillary convection flows to enhance non-contact mesoscale manipulation

Johan Quispe, Elvin Muñoz, and Emir Vela

Citation: [Applied Physics Letters](#) **109**, 124102 (2016); doi: 10.1063/1.4963159

View online: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4963159>

View Table of Contents: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/109/12?ver=pdfcov>

Published by the [AIP Publishing](#)

---

### Articles you may be interested in

[Liquid film flow along a substrate with an asymmetric topography sustained by the thermocapillary effect](#)  
Phys. Fluids **28**, 082107 (2016); 10.1063/1.4961032

[Experimental study of the effect of noncondensables on buoyancy-thermocapillary convection in a volatile low-viscosity silicone oil](#)  
Phys. Fluids **26**, 122112 (2014); 10.1063/1.4904870

[Localized non-contact manipulation using artificial bacterial flagella](#)  
Appl. Phys. Lett. **99**, 174101 (2011); 10.1063/1.3655904

[Formation of dynamic particle accumulation structures in oscillatory thermocapillary flow in liquid bridges](#)  
Phys. Fluids **19**, 072102 (2007); 10.1063/1.2742304

[Transient enhancement of thermocapillary flow in a two-dimensional cavity by a surfactant](#)  
Phys. Fluids **19**, 042103 (2007); 10.1063/1.2714778

---

The image shows the cover of an Applied Physics Reviews journal issue. It features a blue and orange color scheme with a molecular structure background. The text 'AIP Applied Physics Reviews' is at the top left. The main title 'NEW Special Topic Sections' is in large white letters. Below it, 'NOW ONLINE' is written in yellow, followed by 'Lithium Niobate Properties and Applications: Reviews of Emerging Trends' in white. The AIP Applied Physics Reviews logo is in the bottom right corner.

AIP Applied Physics Reviews

# NEW Special Topic Sections

**NOW ONLINE**  
Lithium Niobate Properties and Applications:  
Reviews of Emerging Trends

AIP Applied Physics Reviews



## Exploiting the transient behavior of thermocapillary convection flows to enhance non-contact mesoscale manipulation

Johan Quispe,<sup>a)</sup> Elvin Muñoz,<sup>a)</sup> and Emir Vela<sup>b)</sup>

Department of Mechanical Engineering, Universidad de Ingeniería y Tecnología—UTECH, Jr. Medrano Silva 165, Barranco Lima 04, Peru

(Received 28 April 2016; accepted 8 September 2016; published online 21 September 2016)

In this work it is demonstrated that the manipulation of the mesoscale-sized particles through Marangoni flows occurs during the transient regime of the convection cell evolution. By exploiting this fact, it was possible to selectively separate a single glass bead out of a group of other beads ranging from 150 to 212  $\mu\text{m}$ . This task was accomplished by controlling the Marangoni convection cell growth. The growth was controlled by varying the pulse width of an infrared laser beam that acts as a thermal source. Thus, extending the use of the Marangoni flows for single particles sorting or manipulation. *Published by AIP Publishing.* [<http://dx.doi.org/10.1063/1.4963159>]

Currently, micromanipulation has an important role in new technologies; components, ranging from 100 to 300  $\mu\text{m}$ , are usually used in micro and/or bio-inspired assembly to produce microsystems.<sup>1</sup> At this scale, the micro-objects are preferably fabricated and manipulated in groups for high throughput. For this purpose, non-contact manipulation techniques, such as (di-)electrophoresis,<sup>2</sup> magnetophoresis,<sup>3</sup> and microfluidic-based devices,<sup>4</sup> are more suitable than the contact techniques. More recently, thermocapillary effects bring new ways to manipulate flows and micro-objects.<sup>5</sup> In this scope, the multiple manipulation of the droplets and bubbles using the Marangoni flows were successfully demonstrated.<sup>6–9</sup> The manipulation of the microparticles or components at the mesoscale is quite different due to densities of the particles that are greater than those of the most liquids used in the fluidic-based devices and liquids, such as oil and water. Most mesoscale particles lay at the bottom of the liquid and are in contact with the substrate. Nevertheless, the manipulation of the mesoscale-sized particles was achieved through the Marangoni flows.<sup>10</sup> The issue with the manipulation through the Marangoni flows is that all particles being inside the flows are dragged toward the same location, this is due to the toroidal shape of the flows. It means that in order to achieve the manipulation of a single particle, only that particle should be inside the Marangoni convection flows; but in most cases, particles are in groups.

In this work, an approach to sort and manipulate the single mesoscale-sized particles from a group through the Marangoni flows is presented. The idea is to control the growth of the Marangoni flows by varying the pulse width of an infra red laser beam (IRLB), which is used as the thermal source. The IRLB (1470 nm in wavelength and 160 mW in power) allows to focus the thermal source at any location on the sample bringing flexibility to the system.

The Marangoni flows are generated by altering the surface tension on a fluid-fluid interface. Usually in most of the Newtonian fluids, the surface tension decreases with an increase in the interface temperature. As a layer of distilled

water open to the air is used in this case, a small temperature gradient is needed at the fluid-air interface to trigger the development of the Marangoni flows inside the water layer. This statement can be deduced from the following equation:  $\tau_s = -\frac{d\sigma}{dT} \nabla T_s = \mu \frac{du}{dk}$ , where  $\tau_s$  is the shear stress at the interface,  $\mu = 1002.0 \times 10^{-6}$  Pa s is the dynamic viscosity of the water,  $\nabla T_s$  is the temperature gradient on the interface,  $\frac{du}{dk}$  is the radial velocity gradient of the flows that is perpendicular to the interface, and  $\frac{d\sigma}{dT}$  is called the temperature coefficient of surface tension and its value is usually negative ( $-1.5 \times 10^{-4}$  N/m K for water). Thus, the establishment of a temperature gradient will decrease the surface tension in the warmer region, thereby creating flows toward the colder region as the liquid attempts to minimize the total surface energy. Then, the recirculation convection flows are generated in order to maintain a null overall flow in the fluidic system.

Simulations in COMSOL Multiphysics were run with the aim of acquiring some characteristics of the thermocapillary convection flows generated by a focused thermal source: parameters, such as the ratio between the upper subsurface flows (USF) and the lower subsurface flows (LSF), the temporal evolution of the convection cell, and the velocity field of the flows. In order to solve the model of this phenomenon, which includes the Navier-Stokes equations, the heat transfer equation, and the mass conservation equation, the boundary conditions were set as follows: the velocity of the fluid in contact with the walls of the petri-dish as well as the velocity at the bottom of the Petri-dish was set to zero; the velocity of the fluid at the water-air interface was set using the equation of the shear stress related to the temperature gradient; and the pressure at the water-air interface was set to the atmosphere pressure. Furthermore, the heat source needed to create the phenomenon was integrated in the heat transfer equation according to the Beer-Lambert equation. As the petri-dish is made of glass, the absorption of the IRLB (1470 nm in wavelength) was considered negligible. However, at this wavelength, the water has a peak of absorption, and its absorption coefficient is about 23.45/cm. Finally, the boundary temperature was set to 293.15 K. Simulation results show how the convection cell evolves over time. Based on these data, it was observed that the USF and LSF maintained a ratio of 1/3 and

<sup>a)</sup>J. Q. Navarrete and E. M. Vega contributed equally to this work.

<sup>b)</sup>Electronic mail: [vela@utec.edu.pe](mailto:vela@utec.edu.pe)

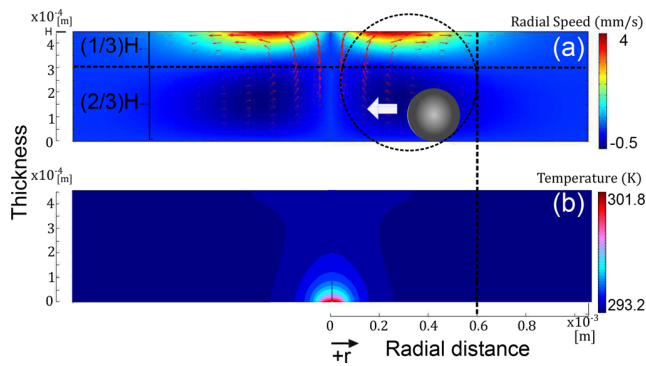


FIG. 1. (a) Velocity field at 0.2 s for a water layer thickness of  $450 \mu\text{m}$ . The radius of the convection cell is shown as a dotted circle wrapping a particle. (b) Temperature field at 0.2 s.

$2/3$  of the total height of the water layer thickness during the whole evolution<sup>11</sup> (see Figure 1). Additionally, to see the influence of the water layer thickness on the convection cell refer to the [supplementary material](#). Moreover, the LSF reached velocity values in the order of mm/s range at  $\sim 200$  ms as it is shown in Figure 1, the values which are high enough to start moving particles that are inside these flows. The USF reached the velocities that are much larger than the LSF at the same time. From these previous statements, a particle that is resting at the bottom of the petri-dish and wrapped entirely by the LSF will move faster than a particle wrapped by both the USF and the LSF flows, due to the counterflows (USF) that will drag the particle in the other direction. In order to get a particle wrapped entirely by the LSF, its diameter must be smaller than that of the  $2/3$  of the water layer thickness. In Figure 1, the temperature field is shown, and it is also observed that there is a small region surrounding the laser hit point that has a temperature higher than the room temperature. This hotter region, which has approximately a diameter of  $200 \mu\text{m}$ , could be avoided for particles that are temperature sensitive.

The experimental setup used for the thermocapillary flows generation is composed of an infrared laser beam, which act as a thermal source; a 2 degree of freedom (DoF) galvanometer scanner (from Cambridge Technology), which allows to move the laser hit point by moving the two mirrors where the laser is reflected; a couple of lenses that magnify the diameter of the laser beam ( $1.5\times$ ); a dichroic mirror, which reflects the laser and directs it toward a microscope objective ( $4\times$ ); a high speed camera Dalsa Genie, which is located underneath the dichroic mirror, records the whole phenomena occurring in the Petri-dish; and finally, the microscope objective, which focuses the IRLB into the Petri-dish (as shown in Figure 2). The IRLB is focused from below at the petri-dish—water interface with a Gaussian waist size of  $18 \mu\text{m}$ ; then, the IRLB reaches the water-air interface generating a temperature gradient upon it, and as a consequence triggering thermocapillary convection flows. Considering the waist value, the Rayleigh length  $Z_r$  can be computed as follows  $Z_r = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}$  giving a value of about  $692 \mu\text{m}$ . It means that the water layer is smaller than the Rayleigh length.

The convection cell develops as a function of time. This temporal evolution has been measured using the hollow glass beads sizing from  $8$  up to  $13 \mu\text{m}$  (see the insets in Figure 3(b)). To this, the IRLB was turned on and the diameter of

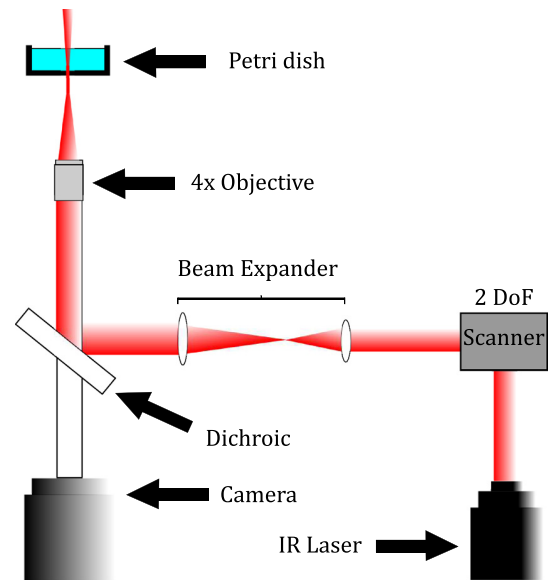


FIG. 2. Experimental setup used for manipulation of mesoscale particles.

the convection cell was captured with the camera in different times. The results presented in Figure 3(b) show that how the rate of change of the convection cell radius decreases with time. In fact, at  $2.5$  s after the laser was turned on, the convection cell is still evolving, but at a much lower rate than at the beginning, and its slope approaches to zero (cf. Figure 3(c) triangular data points). In order to show that the whole manipulation process is performed in the transient regime, the following experiment was realized. It comprised of isolating the  $150 \mu\text{m}$ -sized particle and locating the IRLB at a certain distance,  $d$ , from the particle, then the laser was turned on in a continuous mode (cf. Figure 3(a-i)). The time taken by the particle from its initial position to reach the IRLB was measured. Figure 3(b) shows the results for the experiment described in Figure 3(a) using 3 different initial IRLB-particle distances,  $d$ . In the right Y-axis of Figure 3(b), the  $d$  values are shown; while in the left Y-axis, the values of the convection cell radius,  $R$ , at the moment of the arrival of the particle to the center of the IRLB are reported (cf. Figure 3(a-iii) for the meaning of  $R$ ). The intersections of the three horizontal lines and the evolution of the convection cell radius data (circular marks) represent the size of the convection cell and time taken by the  $150 \mu\text{m}$ -sized particle to reach the IRLB. From these data, it is noticed that the manipulation process occurs at the beginning of the transient regime of the convection cell, when the time is less than  $250$  ms. For instance, for an initial IRLB-particle distance of about  $0.794$  mm, the radius of the convection cell will be close to  $1$  mm at the time of  $\sim 200$  ms. It means that the particle reached the IRLB in  $\sim 200$  ms while the convection cell continues growing. To find these values, a linear interpolation was used between the two first data points.

To enhance the manipulation process presented in previous work,<sup>12</sup> where the separation of particles out of a group was not possible, the convection cell growth was controlled with the IRLB pulses. For instance, if a particle, being at a certain distance from the IRLB, is needed to be manipulated, a convection cell radius could be set by varying the IRLB pulse width.

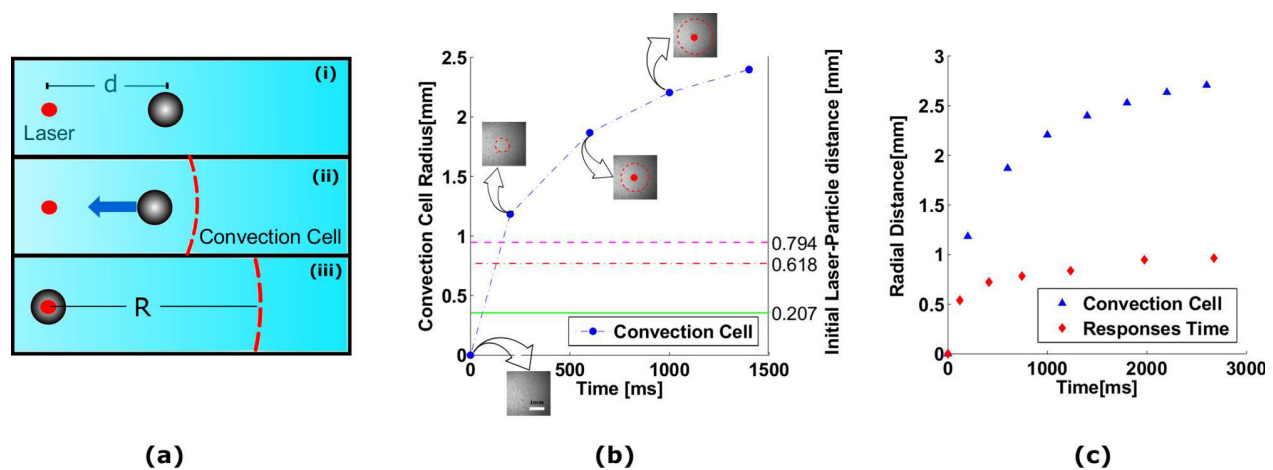


FIG. 3. Convection cell evolution as a function of time. (a) Schematic of the experiments: (i) The IRLB is positioned at a certain distance,  $d$ , from a particle and is turned on (continuous mode), then (ii) the convection cell reaches the particle and it triggers its motion. (iii) The particle reached the position of the laser, and the convection cell reached a radius,  $R$ . (b) The convection cell radius evolution  $R$  (circular marks) as a function of time, the three initial IRLB-particle distances are presented with horizontal lines, and the times it takes to a  $150 \mu\text{m}$  particle to reach the IRLB is represented by the intersection of the horizontal lines with the convection cell radius data. (c) The response time is the time that requires a particle of  $150 \mu\text{m}$  in size to start being dragged by the flows when reached by the convection cell. The experiments were performed within a  $450 \mu\text{m}$  of water thickness.

Figure 3(c) shows the results of an experiment performed to determine the values of the parameters used in this manipulation technique. The experiment comprised of isolating a single particle, as in the previous experiment, and locating the IRLB at a certain distance from the particle, then the laser was turned on to start generating the convection cell growth. When the convection cell wraps the particle, it starts triggering the motion of the particle. As soon as the particle starts moving, the IRLB was turned off, and the time was measured. These data are shown in Figure 3(c) (diamond marks) for a  $150 \mu\text{m}$ -sized particle. Each diamond mark represents the initial IRLB-particle distance and the time to trigger its motion. To compare these data (diamond marks) with the convection cell radius evolution, the convection cell radius is presented with triangular marks as a function of time. It is observed that the convection cell radius becomes much larger than the IRLB-particle distance for the IRLB pulse width greater than 100 ms; a linear interpolation between the two initial data points was computed for each curve, and the duty cycle for the IRLB pulses was of 50%. It means that other particles inside the convection cell will move toward the IRLB. On the other hand, for IRLB pulse width less than 100 ms, the convection cell radius is approximately equal to the IRLB-particle distance; then, the influence of the convection cell on other particles is much smaller.

These data were used to control the convection cell growth during the manipulation process of a  $150 \mu\text{m}$ -sized bead for a IRLB-particle distance of 0.5 mm (see Figure 4 (Multimedia view)). The manipulation process comprised of sending IRLB pulses and relocating the IRLB hit position when the particle was moving. By sending pulses, the size of the convection cell was constrained to a desired size according to Figure 3(c), and the width of the pulse was not smaller than the time needed to trigger the motion of the particle. In addition, by relocating the IRLB hit point, the same IRLB-particle distance was maintained for the whole manipulation

process. The separation of a single particle out of a set of 3 (Figure 4 (Multimedia view)) using an IRLB pulse width of 120 ms and a IRLB-particle distance of  $\sim 500 \mu\text{m}$  was achieved. It is observed that just the selected particle was manipulated while the others remained static at their initial positions.

In summary, this study demonstrated that the micromanipulation with the Marangoni flows is performed in a non-steady state due to the kinetics of the flows. By exploiting this fact, the separation of the  $150 \mu\text{m}$ -sized glass beads out of a group, ranging from 150 up to  $212 \mu\text{m}$  in size, was achieved by controlling the size of the convection cell. Thus,

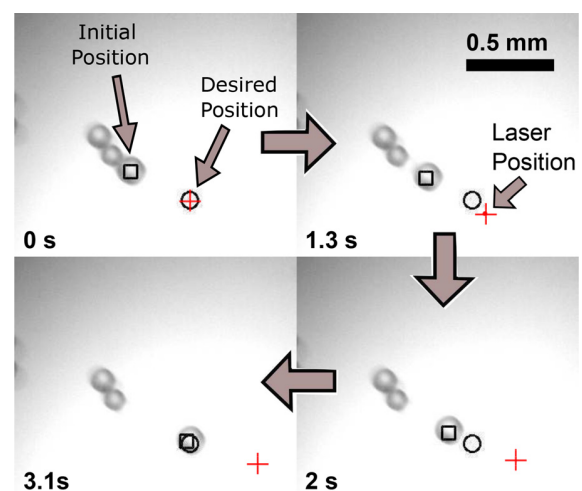


FIG. 4. Sequence of images showing the separation process using the IRLB pulses in order to control the size of the convection cell. The  $150 \mu\text{m}$ -sized particle is separated from a set of 3 particles. It is moved from its initial position to a targeted position located at  $380 \mu\text{m}$  away. The square mark represents the current position of the manipulated bead, the circular mark represents the targeted position, and the cross mark the IRLB position. The separation process took about 3.1 s without moving the particles nearby. (Multimedia view) [URL: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4963159.1>]

overcoming the motion of other beads due to the natural toroidal shape of the Marangoni flows when a single thermal source is used. These data provided values of parameters such as the IRLB pulse width and the IRLB-particle distance to implement further a closed-loop controller to perform the automated manipulation of either single or multiple particles, in such a way enhancing the non-contact manipulation using the toroidal-shaped Marangoni flows.

See [supplementary material](#) for the effect of the depth of the water layer on the behavior of the thermocapillary convection cell.

This work was supported by the Programa Nacional de Innovación para la Competitividad y Productividad (FINCyT), Ministerio de la Producción, Perú, with Grant No. 394-PNCP-PIBA-2014.

<sup>1</sup>H.-B. Yao, H.-Y. Fang, X.-H. Wang, and S.-H. Yu, “Hierarchical assembly of micro-/nano-building blocks: bio-inspired rigid structural functional materials,” *Chem. Soc. Rev.* **40**(7), 3764–3785 (2011).

<sup>2</sup>S.-W. Nam, S. H. Kim, J.-K. Park, and S. Park, “Dielectrophoresis in a slanted microchannel for separation of microparticles and bacteria,” *J. Nanosci. Nanotechnol.* **13**(12), 7993–7997 (2013).

<sup>3</sup>C. Pawashe, S. Floyd, E. Diller, and M. Sitti, “Two-dimensional autonomous microparticle manipulation strategies for magnetic microrobots in fluidic environments,” *IEEE Trans. Rob.* **28**(2), 467–477 (2012).

<sup>4</sup>M. Hagiwara, T. Kawahara, and F. Arai, “Local streamline generation by mechanical oscillation in a microfluidic chip for noncontact cell manipulations,” *Appl. Phys. Lett.* **101**(7), 074102 (2012).

<sup>5</sup>D. Baigl, “Photo-actuation of liquids for light-driven microfluidics: State of the art and perspectives,” *Lab Chip* **12**(19), 3637–3653 (2012).

<sup>6</sup>M.-L. Cordero, D. R. Burnham, C. N. Baroud, and D. McGloin, “Holographic control of droplet microfluidics,” in *NanoScience+ Engineering* (International Society for Optics and Photonics, 2008), pp. 70381J–70381J.

<sup>7</sup>A. S. Basu and Y. B. Gianchandani, “Microfluidic doublets in aqueous samples generated by microfabricated thermal probes,” *Sens. Actuators, A* **158**(1), 116–120 (2010).

<sup>8</sup>W. Hu, K. S. Ishii, and A. T. Ohta, “Micro-assembly using optically controlled bubble microrobots,” *Appl. Phys. Lett.* **99**(9), 094103 (2011).

<sup>9</sup>A. Venancio-Marques and D. Baigl, “Digital optofluidics: Led-gated transport and fusion of microliter-sized organic droplets for chemical synthesis,” *Langmuir* **30**(15), 4207–4212 (2014).

<sup>10</sup>E. Vela, M. Hafez, and S. Régnier, “Laser-induced thermocapillary convection for mesoscale manipulation,” *Int. J. Optomechatronics* **3**(4), 289–302 (2009).

<sup>11</sup>G. Da Costa, “Optical visualization of the velocity distribution in a laser-induced thermocapillary liquid flow,” *Appl. Opt.* **32**(12), 2143–2151 (1993).

<sup>12</sup>E. Vela, M. Hafez, and S. Régnier, “Contactless automated manipulation of mesoscale objects using opto-fluidic actuation and visual servoing,” *Rev. Sci. Instrum.* **85**(5), 055107 (2014).

# Closed-loop Selective Manipulation of Multiple Microparticles by Controlling the Transient Regime of Marangoni Flows

Elvin M. Muñoz, Johan E. Quispe and Emir Vela\*, *member, IEEE*

**Abstract**—In this paper, a closed-loop strategy for controlling the transient regime of Marangoni flows and thus to selectively manipulate and separate micro-particles is reported. Marangoni flows were generated by an infrared laser as a heat source. Simulations of the transient regime of Marangoni flows were performed with COMSOL Multiphysics to analyze the temperature field and velocity profile. The convection cell dynamic growth was controlled with the laser beam exposure time. Then, selected particles, glass beads ranging from 150 up to 212  $\mu\text{m}$ , were dragged by small convection flows without reaching undesired particles. The closed-loop control improved the manipulation speed and precision in comparison to manual manipulation.

**Index Terms**—Marangoni flows, Simulation, Micromanipulation, Closed-loop control

## I. INTRODUCTION

Manipulation of microcomponents, particles and cells is of big interest for the industrial sector and scientific community. Manipulation, as a previous step, allows to assemble microcomponents, also it allows to sort cells from populations to be studied and/or treated. However, at small scales this process is not a simple task because of scale effects; adhesion forces between objects, tools and substrates are dominant over inertial effects. Many research groups world-wide are investigating non-contact techniques to manipulate micro-objects such as electric fields [1],[2], magnetic fields [3],[4], acoustic waves [5],[6], laser beams [7],[8], microfluidic devices [9], among others. Non-contact techniques avoid to damage neither contaminate micro-objects. In most of those cases, micromanipulation is achieved in fluidic environments due to the reduction of adhesion forces that facilitates objects displacement.

The question is if with a single technique is possible to handle micro-objects with different shapes, material composition and a wide range of size. As at this scale microcomponents are fabricated in liquid environments and cells are kept inside liquids as well, why do not use their environments to manipulate them. To this end, liquid flows are interesting because of the drag force exerted on the objects.

Marangoni flows have high kinetics at this scale due to its surface force-based generation nature, reaching velocities up to tens of mm/s range in thin liquid layers [10]. Manipulation of micro-objects were demonstrated using Marangoni flows in non-patterned substrates in [11], [12]. However, the natural

shape of these flows are toroidal forming a convection cell centered at the heat source. Particles inside the flows are dragged at the same time, thus being a hard task to handle single particles from a population. That is the case for microcomponents assembly, where single components have to be sorted for a high speed and precision assembly; in the medical field, single cells also need to be sorted from a population such as cancer cells.

In this work, a closed-loop strategy to selectively manipulate single micro-objects through laser-driven Marangoni flows is presented. The strategy consists of controlling the convection cell growth of Marangoni flows. The development of these flows is very fast reaching its quasi-steady state in the order of 1 s, but the high dynamics of flows allow to drag objects during the transient regime. The main concept is to control the flows radius of influence on particles in order to not reach undesired ones, the smaller the radius of influence, the smaller the distance from the center of the convection cell to the selected particle. A closed-loop controller was implemented to improve the manipulation speed and precision over manual manipulation mode. This strategy was successfully tested on microbeads ranging from 150 up to 212  $\mu\text{m}$  in size. Thermal gradients are concentrated in small regions that do not reach particles during the manipulation process, thus microcomponents or biological cells can be safely handled.

## II. THEORETICAL BACKGROUND

Marangoni convection is produced due to a surface tension variation in a small section on an interface fluid-fluid. There are mechanisms to modify the surface tension such as by varying the pressure, the interface chemical concentration and the interface temperature; if it is produced by the last mechanism, this phenomenon is denominated thermocapillary convection [13]. Experiments were carried out in distilled water thin films where surface tension was modified on the water-air interface with IR laser heating. The behavior of these flows were simulated using COMSOL Multiphysics; this allowed us to analyze the velocity profile and temporal evolution of the flows.

This phenomenon is governed by the Navier-Stokes equations and the General Heat transfer equation. Additionally, the Beer-Lambert equation was used to laser attenuation through the thin film considering a Gaussian intensity profile of the laser. These equations are presented below.

*Navier Stokes Equation*

\*Corresponding author.

Elvin Muñoz, Johan Quispe and Emir Vela are with the Department of Mechanical Engineering, Universidad de Ingeniería y Tecnología - UTEC, Jr. Medrano Silva 165, Barranco, Lima 04, Perú. elvin.mark.mv@gmail.com jequispenavarrete@gmail.com evela@utec.edu.pe

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \nabla \cdot [-p \mathbf{I} + \mu (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T)] + \mathbf{F} \quad (1)$$

*Incompressibility Condition*

$$\rho \nabla \cdot (\mathbf{u}) = 0 \quad (2)$$

where  $\mathbf{u}$  is the flow velocity, pressure  $p$ , density  $\rho$ , dynamic viscosity  $\mu$ , identity tensor  $\mathbf{I}$  and the external force  $\mathbf{F}$  which is given by Boussinesq approximation:

$$\mathbf{F} = (\rho - \rho_0) \mathbf{g} \quad (3)$$

where  $\rho_0$  is the water density at 20°C, and  $\rho$  to another temperature.  $\rho$  can be expressed using the thermal expansion coefficient ( $\beta$ ) as:

$$\rho = \rho_0 (1 - \beta (T - T_0)) \quad (4)$$

Finally it is obtained for Boussinesq approximation:

$$\mathbf{F} = \rho_0 \beta \mathbf{g} (T_0 - T) \quad (5)$$

Then these equations were coupled with General Heat Transfer equation.

*General Heat Transfer equation*

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p \mathbf{u} \cdot \nabla T - \kappa \nabla^2 T = Q \quad (6)$$

Where  $Q$  is heat generation and it is given by Beer Lambert equation:

$$Q = \alpha I \quad (7)$$

where  $\alpha$  is the absorption coefficient. Water has an absorption coefficient of about  $23.5 \text{ cm}^{-1}$  at 20°C for wavelength of 1470 nm.

The Gaussian intensity profile for the laser is considered as:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{w_z^2}\right) \quad (8)$$

$$I_0 = 2P/\pi w_0 \quad (9)$$

$$w_z = w_0 \left(1 + \frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (10)$$

Heat flux was established in a Petri dish center with  $2w_0$  in waist size ( $\sim 26$  microns).

$P$  is the power of the laser beam ( $\sim 80$  mW) at the entrance of the heat flux, i.e. in the interface water-substrate,  $z$  is measured from the base of the Petri dish and  $\lambda$  is the wavelength of the laser beam, in this case 1470 nm.

### III. SIMULATIONS

As Marangoni flows have high dynamics, simulations of its behavior were performed in the transient state to analyze how it may influence on particles manipulation. Thus, the velocity profile and the temperature field are studied.

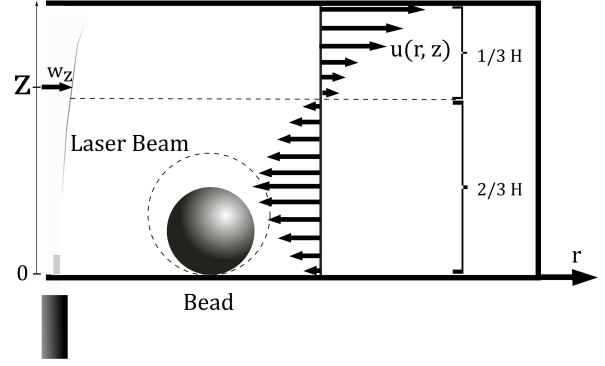


Fig. 1. Radial velocity profile of Marangoni convection in axi-symmetric view. It depends on the water layer thickness and the laser power.

#### A. Simulation Specifications

Marangoni flows were simulated using the Laminar Flow and Heat Transfer toolboxes of COMSOL Multiphysics. Axi-symmetric geometry was considered because of water thin film was contained in a cylindrical Petri Dish. Physics, described above, was coupled with the following boundary conditions.

##### *Boundary Conditions : Interface Condition*

Fundamental condition, to establish Marangoni convection, is the imbalance of the shear stress on the interface water-air. The shear stress can be quantified using the following equation:

$$\tau_s = \mu \frac{\partial \mathbf{u}_s}{\partial \mathbf{k}} = -\sigma_T \nabla T_s \quad (11)$$

where  $\mathbf{u}_s$  is the fluid's velocity and  $\tau_s$ , the shear stress, both evaluated on the interface. The dynamic fluid viscosity  $\mu$  and the temperature coefficient of surface tension  $\sigma_T$  were considered constants.  $\nabla T_s$  is the temperature gradient and  $\mathbf{k}$  is the normal vector to the surface ( $Z$  direction).

The water-air interface was considered a sliding contour and heat losses negligible (isolated boundary).

##### *Boundary Conditions : Substrate Condition*

This contour was considered no-sliding. Laser heating was defined at the Petri dish center with axial symmetry until a radial distance of  $w_0$ . The rest of this contour was considered isolated.

##### *Boundary Conditions : Petri dish wall Condition*

The walls are located at 3 cm of radial distance from the petri dish center. This contour was established at 293.15 K and its top line was fixed at 1 atm of pressure. Also, it was considered no-sliding contour.

##### *Boundary Conditions : Temporal Conditions*

At time = 0 s the flows are static, the temperature set at 293.15 K in the whole domain and the pressure at 1 atm.

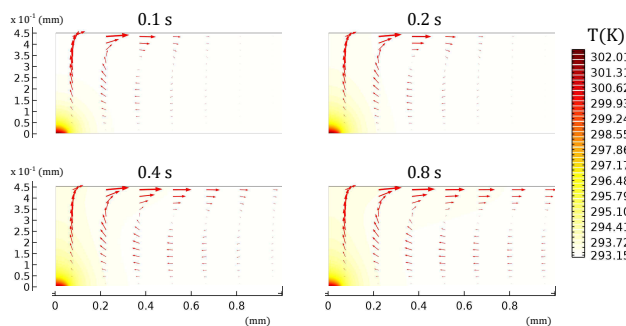


Fig. 2. Temperature and velocity field (arrows) at 0.1, 0.2, 0.4 and 0.8 seconds before reaching a steady state for a 450 microns of layer thickness. It is noticed that at 2/3 of the layer thickness (300  $\mu\text{m}$ ) the recirculation occurred. At 200 microns from the heat source an ambient temperature is reached.

### B. Result of the Velocity Profile and Temperature Field

G. Da Costa proposed a velocity profile model at steady state [14]. However due to flows dynamics, micro-manipulation will be rather in the transient state. In this model, a relation between the upper subsurface flows (USF),  $+r$  direction, and the lower flows (LSF),  $-r$  direction (cf. Figure 1), was established. Simulations showed that this relation was maintained during the temporal development of the convection cell,  $\sim(2/3)H$  for the LSF, being  $H$  the thickness of the water layer.

In this work, micro-objects to be manipulated were totally immersed and in contact with the petri dish substrate. They were in the range of 150 up to 212  $\mu\text{m}$  in size. Flows in the  $-r$  direction were used to drag them (LSF). For this dimension range a water thickness of 450  $\mu\text{m}$  is more suitable because the 2/3 of  $H$  is 300  $\mu\text{m}$ , it meant that the LSF totally cover the micro-objects favoring their motion.

Figure 2 shows the velocity profile and temperature field development of convection flows before reaching a steady state. It is observed that LSF appeared before 100 ms and already in the order of mm/s. Besides, the highest temperatures are concentrated in a region smaller than 100  $\mu\text{m}$  from the heat source.

From simulations, micro-objects can be manipulated at speeds in the mm/s range for laser exposure times of 100 ms. The temperature at distances larger than 200  $\mu\text{m}$  from the heat source is almost the ambient temperature, then biofunctionalized components or biological cells can be handled. By controlling the convection cell growing as a function of time, the flows radius of influence over particles could be controlled facilitating the separation of particles from a population. The smaller the convection cell size, the smaller the influence distance on particles motion.

## IV. EXPERIMENTAL SETUP

The experimental setup (cf. Figure 3) used for this work consists of the following parts: Galvanometer Scanner (Thorlabs), Infrared Laser 1470 nm (Laserglow), high speed camera (Dalsa Genie), DAQ USB-6211 (NI). There are

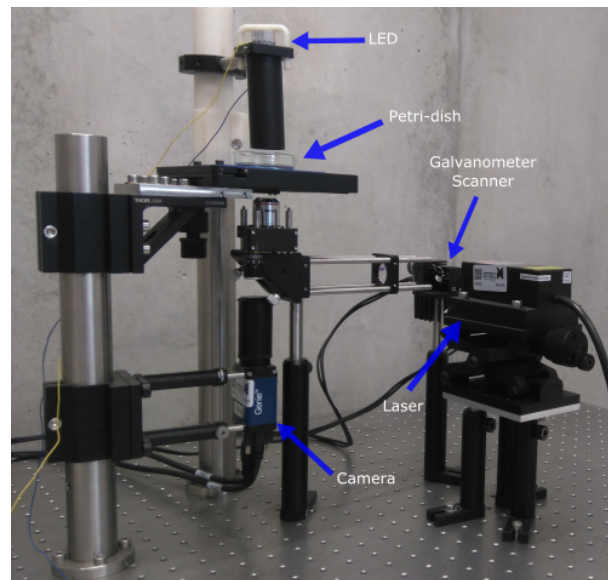


Fig. 3. Experimental Setup.

other pieces such as lenses, diffusers, dichroics, microscope objective, among other optomechanical components.

The system works as follows: The output of the infrared laser beam hits the mirrors of the galvanometer scanner, which are silver-coated so that there is almost no loss of power in the reflexions (reflectivity in the range of 95% - 99%). The laser beam, after the reflexions on the mirrors, passes through an optical telescope made of 2 lenses (Magnification: 1.5). The expanded beam is reflected using a dichroic mirror which was located above the camera and under the objective (4 $\times$ ). Then, the beam is reflected into the objective and hit the Petri-dish filled with water and particles, thus generating a convection cell.

To record the images of the process (microparticles manipulation) a camera was used. The camera (Dalsa Genie HM1400) is a monochromatic high-speed camera with a frame rate reaching 75 fps at its maximum resolution. A LED was used to supply the proper illumination to the sample.

The galvanometer scanner allowed to control the laser position onto the sample. To control its angular position, a voltage command is sent to the drivers that controlled the servo motors. Command voltages are in the range of  $\pm 10\text{V}$  for angular displacement of  $\pm 12.5^\circ$ .

For controlling all the devices and the digital image processing, a software was developed using object oriented programming language C++ and the platform Qt. The DAQ USB-6211 was the interface between the software and the electronic devices.

## V. CLOSED-LOOP MANIPULATION

Previous studies [11] demonstrated that it was viable to manipulate particles with Marangoni flows using a single IR laser as a heat source. In [15], the authors also demonstrated the automation of the process but without solving the

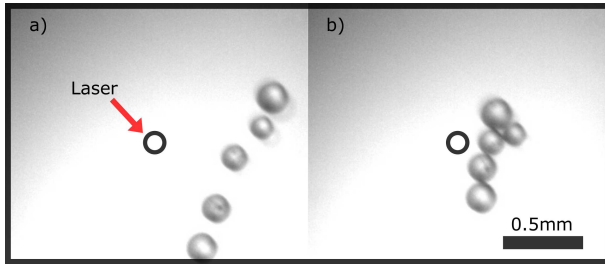


Fig. 4. a) The Laser is ON and the convection cell starts growing. b) After 3 seconds, all the particles around the selected one move together toward the heat source.

problem of the influence of the convection cell on various particles at the same time (cf. Figure 4). In this section, automation is proposed to achieve separation of particles from a population and to improve manipulation in terms of speed and accuracy with respect to manual manipulation.

#### A. Problem statement

Once the heat source appears in the fluid, the generated convection cell starts evolving and growing in size. Even though the convection cell does not grow indefinitely, it has an established size much larger than the particles. All the particles inside the convection cell will be dragged toward the heat source at the same time (Figure 4). In assembly process, it is necessary to be able to handle parts in a single or multiple manner; the same case is for sorting cells from populations.

A strategy to solve this problem using Marangoni flows is to control the convection cell growth in order to reach only the desired particle from a set of them. The convection cell growth can be controlled with laser exposure time due to scale effects, flows start developing and decaying at about 20 ms after turning on and off the laser beam respectively.

#### B. Automated Control

The closed-loop control proposed is not just about sending pulses with the laser beam but also to move the laser's hit point along with the particle displacement. Thus avoiding the convection cell influence on undesired particles.

The idea is to set the laser's hit point at a certain distance ( $LD$ ) from the current position of the particle ( $\vec{x}_{cp}$ ). To do so, the first step is to find the unit vector ( $\hat{a}$ ) in the direction of the particle current position and desired position ( $\vec{x}_d$ ). This vector was obtained as follows:

$$\hat{a} = \frac{\vec{x}_d - \vec{x}_{cp}}{\|\vec{x}_d - \vec{x}_{cp}\|} \quad (12)$$

Once this vector was obtained, the laser position ( $\vec{x}_{lp}$ ) could be set using the following equation:

$$\vec{x}_{lp} = \vec{x}_{cp} + DL \cdot \hat{a} \quad (13)$$

After the laser hit point is set at the position found in the previous step ( $\vec{x}_{lp}$ ), the laser will start sending pulses with a frequency ( $PF$ ) and duty cycle ( $PDC$ ). Once the particle moves a tolerance distance ( $TD$ ), the laser position

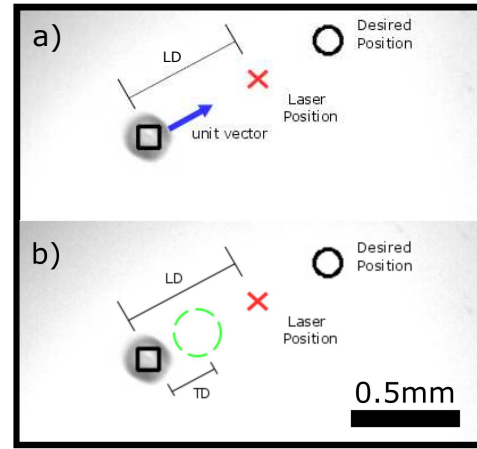


Fig. 5. a) Graphic illustrating the unit vector along with the laser distance ( $LD$ ). b) Tolerance distance ( $TD$ ) of the particle motion so that the laser position be relocated.

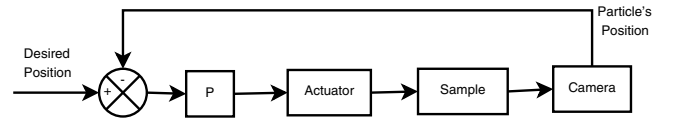


Fig. 6. Block Diagram of the closed-loop controller.

will be relocated according to equation 13 (cf. Figure 5). This process will be repeated until the particle reach its final destination within an acceptable position error.

The control process is summarized in the block diagram illustrated in Figure 6 and the whole process is explained in Algorithm 1.

**Data:** desired position

initialization;

**while** *particle is not in the desired position* **do**

    get particle's position;

**if** *laser is OFF* **then**

        calculate the laser position;

        set the laser in the calculated position;

        laser ON;

**else**

**if** *particle has displaced the given tolerance distance* **then**

            laser OFF;

**else**

**continue;**

**end**

**end**

**end**

**Algorithm 1:** Algorithm for the closed-loop manipulation.

#### C. Physical parameters involved

The physical parameters to be determined and introduced in the previous section are:  $LD$ ,  $TD$ ,  $PF$  and  $PDC$  (cf. Figure 5). Those were obtained through simulation and experimental results presented in Figures 2 and 7 respectively.



TABLE I  
LASER - PARTICLE DISTANCE ( $LD$ ) AND CONVECTION CELL RADIUS (CCR) AS A FUNCTION OF TIME

Time[ms]	$LD[\mu\text{m}]$	CCR $[\mu\text{m}]$	Difference $[\mu\text{m}]$
71	300	447.4	147.4
96	400	518.3	118.3
120	500	589.2	89.2
145	600	660.1	60.1

TABLE II  
PHYSICAL PARAMETERS INVOLVED IN THE CLOSED-LOOP CONTROLLER

	Parameters			
	$LD (\mu\text{m})$	$TD (\mu\text{m})$	PF (Hz)	PDC (%)
Value	500	25	4.2	50

Figure 7b) shows the distance from the laser at which a  $150 \mu\text{m}$ -sized glass bead starts moving ( $LD$  distance between laser and bead centers). At that time, the convection cell radius (CCR) is larger as seen in Figure 7a); it was measured by introducing into the water layer hollow glass beads in the range of 9 up to  $12 \mu\text{m}$  in size. For the case of 120 ms of laser exposure time, the difference between  $LD$  and CCR is about  $90 \mu\text{m}$ , this distance corresponds to the average radius of a manipulated bead. It means that the convection cell wraps the bead. In Table I,  $LD$  and CCR are presented as a function of laser exposure times, they were found by using the data from Figure 7. It is shown that the best relationship between  $LD$  and CCR is at 120 ms. For lower values of time, the CCR is much larger than the  $LD$  reaching other beads. For larger values of time, the manipulation may become time-consuming. A  $LD$  of  $500 \mu\text{m}$  was established to manipulate beads ranging from 150 up to  $212 \mu\text{m}$  in size for a water layer of  $450 \mu\text{m}$ .

To separate a particle from a group, a displacement distance is required ( $TD$  cf. Figure 5) so that the CCR does not reach undesired particles. The selected bead will move  $TD$  until the laser position is relocated following the equation 13. In addition, at these distances the temperature has to remain at ambient temperature as seen in Figure 2. A  $TD$  of  $25 \mu\text{m}$  was chosen avoiding that CCR reaches undesired beads.

At last, the laser pulse  $PF$  and duty cycle  $PDC$  were set at 120 ms and 50% respectively (cf. Table II).

These physical parameters were used to be implemented in a close-loop controller.

## VI. RESULTS

A closed-loop controller was implemented and tested for the two cases presented below:

### A. Single Particle automated manipulation

At first, the automation was tested using a single particle so that its performances be compared to the separation of particles. As seen in Figure 8 a)-d), a particle of  $180 \mu\text{m}$  in size was able to move from its initial position to a desired position in less than 3 seconds for a tolerance error of  $25 \mu\text{m}$ ,

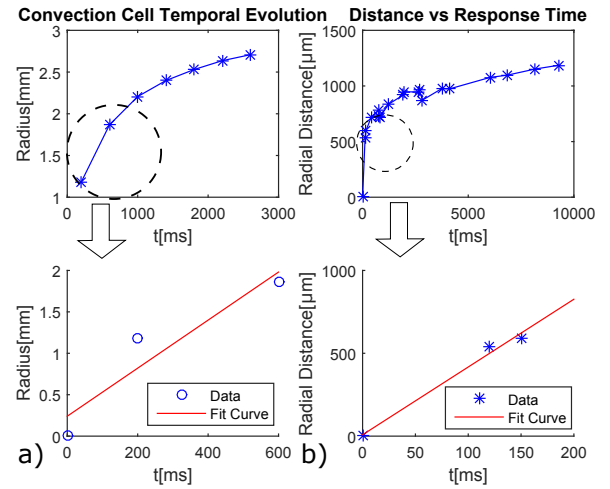


Fig. 7. a) Convection cell temporal response as a function of laser exposure time. Inset of the linear approximation from 0 to 600 ms. b) Particle time response as a function of laser - particle distance ( $LD$ ). Inset of the linear approximation from 0 to 200 ms.

TABLE III  
TIME AND ERROR TO LOCATE A SINGLE BEAD ACCORDING TO INITIAL DISTANCES

Distance ( $\mu\text{m}$ )	Time (s)	Error(%)
479.3	2.5	8.8%
583.5	3.7	11.7%
729.4	4.5	2.8%
833.6	6.3	6%

the displacement was about  $480 \mu\text{m}$ . The experiments were conducted five times keeping the same performances. In Figure 8 a), the position trajectory of the bead is shown. It is observed that laser trajectory does not follow a straight line, perhaps by the non-homogenized Petri-dish surface that can deviate a little bit the particle's trajectory, however the controller is able to locate the bead in its desired position. In Figure 8 b), the position error as a function of time is shown inside the rectangular area. In Table III a summary of experiments is shown for different initial distances. The relative errors were computed by subtracting the desired and final positions of the bead, then it was divided by the bead size.

### B. Separation of Particles

In Figure 8 e)-f), the selectively automated separation of a particle from a group is reported. It was possible to separate a glass bead ( $188 \mu\text{m}$ ) from a set of 4 using the same closed-loop algorithm. The selected bead was displaced a distance of  $532 \mu\text{m}$  leaving the other ones in their same position, taking a time of 4.4 s (cf. Figure 8 f) inside the rectangular area) Some separation experiments were developed in order to show the displaced distances according to the manipulation process time. These results are shown in Table IV for a  $188 \mu\text{m}$ -sized bead in a water layer of  $450 \mu\text{m}$  in thickness.

The manipulation process times obtained for particle sep-

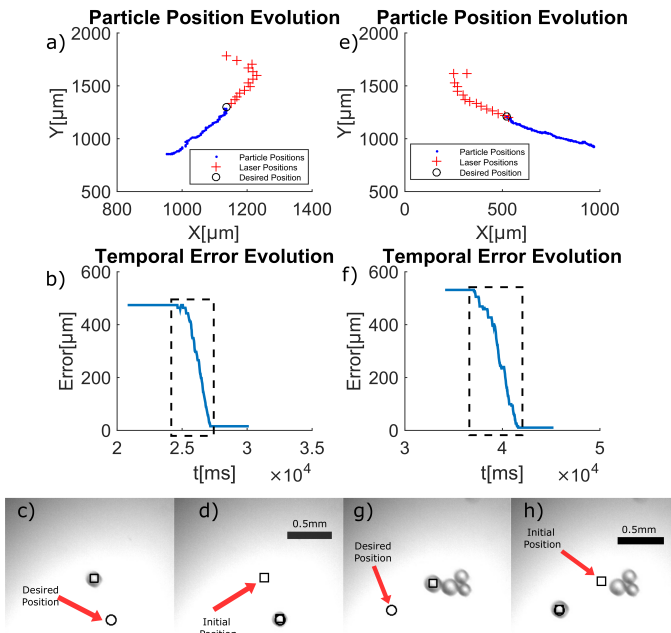


Fig. 8. a) and b) Single particle manipulation position data. c) and d) Single particle manipulation pictures. e) and f) Particle separation position data. g) and h) Particle separation position pictures.

TABLE IV

TIME AND ERROR TO SORT A SINGLE BEAD FROM A GROUP

Distance ( $\mu\text{m}$ )	Time (s)	Error(%)
421.9	3	11.2%
531.3	4.4	5.7%
635.4	7.6	11.1%

ation were larger than that times found for single particle manipulation. This is due to the influence of many beads on the shape of flows that wrap them, making the process more difficult.

### C. Closed-loop Control vs Manual Control

By manipulating manually the laser, the time that took to fetch a glass bead to its desired position was around 70 seconds, and the accuracy obtained was approximately 20% maintaining the same range of displacement. The closed-loop controller improved significantly the manipulation performances in terms of time and accuracy.

## VII. CONCLUSIONS

The closed-loop separation of glass beads ranging from 150 up to 212  $\mu\text{m}$  in size using Marangoni flows was demonstrated, a problem that was not solved before. To achieve this, a study of the flows transient state was performed through simulations and experiments. It allowed to determine the physical parameters involved in the separation of particles by controlling the growing of the convection cell. With these parameters, a closed-loop controller was implemented to improve the manipulation performances in terms of time and accuracy. It was shown that a closed-loop controller works much better than a manual manipulation.

Moreover, this technique could be able to handle biological cells of 50 to 200  $\mu\text{m}$  in size because of the closed-loop controller, that maintains the laser beam position at a distance away from a bead at room temperature.

To conclude, the manipulation technique reported is able to handle a wide sort of inorganic and biological micro-objects in a wide range size. Future works will address the design of closed-loop controllers to sort several single beads at the same time as an assembly process.

## ACKNOWLEDGMENT

This work was supported by the Programa Nacional de Innovación para la Competitividad y Productividad (FINCyT), Ministerio de la Producción, Perú, with grant #394-PNCP-PIBA-2014.

## REFERENCES

- [1] S.-W. Nam, S. H. Kim, J.-K. Park, and S. Park, "Dielectrophoresis in a slanted microchannel for separation of microparticles and bacteria," *Journal of nanoscience and nanotechnology*, vol. 13, no. 12, pp. 79937997, 2013.
- [2] H. Kim and M. J. Kim, "Electric Field Control of Bacteria-Powered Microrobots Using a Static Obstacle Avoidance Algorithm," in *IEEE Transactions on Robotics*, vol. 32, no. 1, pp. 125-137, Feb. 2016.
- [3] M. Dkhil, A. Bolopion, S. Régnier and M. Gauthier, "Modeling and experiments of high speed magnetic micromanipulation at the air/liquid interface," In *Intelligent Robots and Systems (IROS), IEEE/RSJ Int Conf*, pp. 4649-4655, 2014.
- [4] C. Pawashe, S. Floyd, E. Diller, and M. Sitti, "Two-dimensional autonomous microparticle manipulation strategies for magnetic microrobots in fluidic environments," *IEEE Transactions on Robotics*, pp. 467477, 2012.
- [5] J. Lei, P. Glynne-Jones, and M. Hill, "Acoustic streaming in the transducer plane in ultrasonic particle manipulation devices," *Lab on Chip*, vol. 13, no. 11, pp. 21332143, 2013.
- [6] D. Foresti, M. Nabavi, M. Klingauf, A. Ferrari, and D. Poulikakos, "Acoustophoretic contactless transport and handling of matter," *Bulletin of the American Physical Society*, vol. 58, 2013.
- [7] X. Wang, S. Chen, C.-w. Kong, R. A. Li, and D. Sun, "Automated laser-induced cell fusion based on microwell array," in *IEEE Int Conf Robot Autom*, pp. 27952800, 2013.
- [8] S. Chowdhury, A. Thakur, P. Svec, C. Wang, W. Losert, and S. K. Gupta, "Automated manipulation of biological cells using gripper formations controlled by optical tweezers," *Automation Science and Engineering, IEEE Transactions on*, 11(2), pp. 338-347, 2013.
- [9] M. Hagiwara, T. Kawahara, T. Iijima, Y. Yamanishi, and F. Arai, "High speed microrobot actuation in a microfluidic chip by levitated structure with riblet surface," in *IEEE Int Conf Robot Autom*, pp. 25172522, 2012.
- [10] D. Baigl, "Photo-actuation of liquids for light-driven microfluidics: state of the art and perspectives," *Lab on a Chip*, 12, 36373653, 2012.
- [11] E. Vela, M. Hafez, and S. Régnier, "Laser-induced thermocapillary convection for mesoscale manipulation," *International Journal of Optomechanics*, 3(4), 289-302, 2009.
- [12] A.S. Basu and Y.B. Gianchandani, "A Programmable Array for Contact-Free Manipulation of Floating Droplets on Featureless Substrates by the Modulation of Surface Tension," *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 18, pp. 1163-1172, 2009.
- [13] J. A. Maroto, V. Pérez-Munuzuri, M. S. Romero-Cano, "Introductory analysis of Bénard-Marangoni convection," *European journal of physics*, 28(2), 311, 2007.
- [14] Da Costa, G. (1993). Optical visualization of the velocity distribution in a laser-induced thermocapillary liquid flow. *Applied optics*, 32(12), 2143-2151.
- [15] E. Vela, M. Hafez, and S. Régnier, "Contactless automated manipulation of mesoscale objects using opto-fluidic actuation and visual servoing," *Review of Scientific Instruments*, 85(5), 055107, 2014.
- [16] S. Bouchebout, A. Bolopion, M. Gautier and S. Régnier, "Position control of a ferromagnetic micro-particle in a dry environment," *Advanced Intelligent Mechatronics (AIM), 2014 IEEE/ASME Int Conf on*, Besancon, 2014, pp. 1-6.

*Optimizing the speed of single infrared-laser-induced thermocapillary flows micromanipulation by using design of experiments*

**Elvin Muñoz, Johan Quispe, Pierre Lambert, Aude Bolopion, Ronald Terrazas, Stéphane Régnier & Emir Vela**

**Journal of Micro-Bio Robotics**

ISSN 2194-6418

Volume 12

Combined 1-4

J Micro-Bio Robot (2017) 12:65-72

DOI 10.1007/s12213-017-0097-3



**Your article is protected by copyright and all rights are held exclusively by Springer-Verlag Berlin Heidelberg. This e-offprint is for personal use only and shall not be self-archived in electronic repositories. If you wish to self-archive your article, please use the accepted manuscript version for posting on your own website. You may further deposit the accepted manuscript version in any repository, provided it is only made publicly available 12 months after official publication or later and provided acknowledgement is given to the original source of publication and a link is inserted to the published article on Springer's website. The link must be accompanied by the following text: "The final publication is available at [link.springer.com](http://link.springer.com)".**



## RESEARCH ARTICLE

# Optimizing the speed of single infrared-laser-induced thermocapillary flows micromanipulation by using design of experiments

Elvin Muñoz<sup>1</sup> · Johan Quispe<sup>1</sup> · Pierre Lambert<sup>2</sup> · Aude Bolopion<sup>3</sup> · Ronald Terrazas<sup>2</sup> · Stéphane Régnier<sup>4</sup> · Emir Vela<sup>1,5</sup> 

Received: 10 November 2016 / Revised: 28 February 2017 / Accepted: 21 March 2017 / Published online: 5 April 2017  
© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2017

**Abstract** Laser-induced thermocapillary convection flows is a promising technique to manipulate micrometer size particles. Several parameters, such as the laser exposure time, the laser-particle distance, the particles' diameter and the water layer thickness can be used to control the particles' speed. This article deals with the study of the influence of the control parameters in the manipulation process using a systematic method: Design of Experiments (DoE). Additionally, a mathematical speed model of the manipulated particle as function of the mentioned parameters is proposed in order to enhance the manipulation accuracy and speed paving the way toward future works related to control strategies. Acid-washed glass beads ranging from 50 up to 150 microns were used for this purpose.

**Keywords** Infrared Laser · Thermocapillary flows · Design of experiments (DoE) · Micromanipulation

## 1 Introduction

Non contact actuation is now widely used to manipulate objects at the micrometer scale [1]. Compared to classical approaches that use mainly tips, grippers or pipettes [2, 3] it is based on force fields produced by remote sources. These remotely actuated systems can be classified into three categories depending on how the force field is used to interact with the object: (i) the force fields are used to control remotely actuated tools that interact with the object,

E. Muñoz and J. Quispe have contributed equally to this work.

✉ Emir Vela  
emir.vela@alumni.epfl.ch

Elvin Muñoz  
elvin.mark.mv@gmail.com

Johan Quispe  
jequispenavarrete@gmail.com

Pierre Lambert  
pierre.lambert@ulb.ac.be

Aude Bolopion  
aude.bolopion@femto-st.fr

Ronald Terrazas  
rterraza@ulb.ac.be

Stéphane Régnier  
stephane.regnier@upmc.fr

<sup>2</sup> Bio-, Electro- And Mechanical Systems Department  
BEAMS CP 165/56, Ecole Polytechnique de Bruxelles,  
Université Libre de Bruxelles, 1050, Bruxelles, Belgium

<sup>3</sup> FEMTO-ST Institute, AS2M Department, Université  
Bourgogne Franche-Comté, (Université de  
Franche- Comté/CNRS/ENSMM, 24 rue  
Savary, 25000, Besançon, France

<sup>4</sup> Institut des Systèmes Intelligents et de Robotique (ISIR),  
Pierre et Marie Curie University, 4 Place Jussieu, 75005, Paris,  
France

<sup>5</sup> Department of Electrical and Computer Engineering, The  
University of New Mexico, Albuquerque, New Mexico,  
87131, USA

<sup>1</sup> Department of Mechanical Engineering, Universidad de  
Ingeniería y Tecnología - UTEC, Jr. Medrano Silva 165,  
Barranco, Lima, 04, Perú

(ii) the force fields directly control the objects or (iii) the force fields are used to modify the environment in which the object is placed. A few examples of each category are reviewed below.

Remotely controlled microtools have been developed to handle micrometer size objects. In [4] closed-loop control of untethered grippers driven by magnetic fields and automated pick-and-place of biological material on porcine tissue in an unstructured environment are demonstrated. Magnetic fields are also used in [5] to control microrobots fabricated from polymer (SU-8) with internal soft-magnetic posts having a maximum dimension of  $50 \times 200 \times 600 \mu\text{m}^3$ . Indirect pushing of biological cells using an optically trapped tool is demonstrated in [6] and [7]. The use of tools to push the cells minimizes their exposure to the laser beam and the related generated heat.

The second category of remotely actuated systems consists in using the remote force fields to directly control the object of interest, without intermediate manipulator. Electric fields are widely used for that purpose, especially for in vitro cell analysis. As reviewed in [8] and [9] electric fields can induce electrophoresis (movement of charged particles in an electric field), or dielectrophoresis (motion of polarizable particles in a time variant electric field). Electric fields can also modify the cell structure via electroporation (formation of aqueous pores in the cell membrane) or electrofusion (fusion of cells). Closed loop trajectory control of artificial objects is demonstrated using dielectrophoresis [10, 11], as well as controlled orientation [12]. In addition to electrical fields, magnetic ones can also be used for micromanipulation. Important forces can be applied using electromagnetic coils. However the object to be manipulated must have magnetic properties [13]. Optical tweezers are demonstrated in [14] and [15]. This technique shows promising results for the independent control of several objects simultaneously. It is commonly used to manipulate biological cells [16], or to analyze them. In [17] the authors use optical tweezers to get information about the mechanisms of chemoattractant gradient induction of cell migration. However it proves to be difficult to manipulate objects larger than several tens of micrometers using optical tweezers. Other techniques, such as acoustic waves can be considered to manoeuvre cells as detailed in [18].

In the third category, manipulation via actuated flows is another option. In this type of manipulation, fluid motion generated through different methods (i.e. electroosmosis, electrohydrodynamics, thermocapillary pumping [19]) is used to displace the desired object. Among the different mechanisms to generate flows, surface tension gradients are very promising because the surface effects are significant at the micro-scale. Flows generated by surface tension gradients are named as Marangoni convection flows. However, if the surface tension gradient is generated by a

temperature gradient parallel to the surface, these flows are known as thermocapillary convection flows [20]. Moreover, there are some variations in the manner of heating and as a consequence, it produces different types of instabilities and patterns. Nevertheless, if a laser is used as heat source to produce the thermocapillary flows, toroidal convection cells patterns are very likely to occur. Thermocapillary flows have been already successfully used for micro-object manipulation. In [21], the authors used thermocapillary convection flows generated around a bubble heated by a light pattern which was confined on a closed chamber. The generated flow repelled the object from the bubble if it was floating and attracted the object if it was sunken. By using this technique, different sized particles were manipulated such as  $60 \mu\text{m}$ -radius glass beads and SU-8 triangular-shaped components of  $360 \times 185 \times 100 \mu\text{m}^3$ . In [22] and [23], the authors generated the thermocapillary convection flows in a slightly different manner. A laser-light absorbent substrate is heated strongly enough to, first, create a bubble microrobot in the target illuminated position and, then, generate flows around those bubbles. In [24], the bottom of a water layer was heated using a laser to generate Marangoni convection flows. Using this principle, glass beads with diameters 31, 62, 92  $\mu\text{m}$  were displaced with speeds up to 2, 3, 4 mm/s respectively inside a 450  $\mu\text{m}$  water layer. Recently, [25, 26] study laser-induced thermocapillary convection flows. The authors analyse the convection cell growth to manipulate micro-objects accurately [25]. They prove that it is possible to separate particles by controlling the motion of the desired particle with the convection cell without altering the position of other objects [26]. However, none of these works study in detail the influence of the control parameters on the particle's position and speed. So that thermocapillary flows can be used for controlled micromanipulation, this issue is of utmost importance.

This paper provides a systematic analysis of the most influential parameters namely: the laser exposure time, the distance between the laser and the manipulated particles, the particle's diameter and the water layer thickness. Design of Experiments (DoE) method is conducted to analyze the impact on the particle's speed. This work paves the way toward fully controlled micromanipulation via thermocapillary flows.

## 2 Thermocapillary flows based micromanipulation

### 2.1 Thermocapillary flows physical principle

Marangoni convection flow is a phenomenon which is generated by a surface tension gradient on a fluid-fluid interface. The surface tension  $\sigma$  is a function of the pressure  $P$

and the temperature  $T$  on the interface as it is expressed in the following equation:

$$d\sigma = \frac{\partial\sigma}{\partial P}dP + \frac{\partial\sigma}{\partial T}dT \quad (1)$$

and if any of these physical parameters is altered, the surface tension will change. Moreover, if a fluid-fluid interface is only heated ( $d\sigma = \frac{\partial\sigma}{\partial T}dT$ ), it is more suitable to name this phenomenon as thermocapillary convection. Furthermore, if a laser is used in order to heat the interface we are referring to laser-induced thermocapillary flows. As it was mentioned, this phenomenon is initially produced on the interface. Due to the unbalanced shear stress produced on it, the fluid on the interface is pulled from the hot regions (low surface tension) to regions with higher values of surface tension. If we consider the heat source as a point, the phenomenon will become axisymmetric from this reference point. As a consequence of the mass conservation equation on the control volume, recirculation flows are generated and sedimented objects can be moved toward the laser beam center (see Fig. 1). However, until this moment it is not established whether the particle is either dragged, rotated or both. A velocity model for thermocapillary flows was shown in Da Costa's work [27]. It derives the velocity field from Levich's work [30]. Additionally, an interesting result appears in this work: a geometric relation between the Upper Subsurface Flows (USF) and the Lower Subsurface Flows (LSF) was found. LSF appears from  $z = 0$  to  $z = \frac{2H}{3}$  and USF appears from  $z = \frac{2H}{3}$  to  $z = H$ . However, there is a local maximum for the velocity in  $z = \frac{H}{3}$  and it can produce different effects on the particle's kinetics depending on its size and  $z$ -position.

### 2.2 Pulsed based manipulation strategy

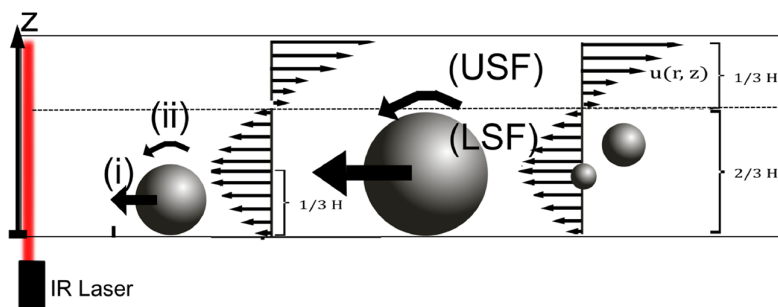
In previous works [25, 26], the main outcome was the separation of particles. This task was achieved by characterizing the movement of a certain sedimented particle immersed

into the fluid and by controlling the growth of the convection cell. These concepts brought into light a new micro manipulation technique. Selective manipulation of objects can also be performed by controlling the transient regime of single-IRLB-generated thermocapillary flows thus overcoming the toroidal shape of the flows; it means particles can be separated out of a group. In [31], it was shown the existence of stationary convection cells. However, at the micro-scale due to the prevalence of the surface forces, these convection cells, which are recirculating flows, undergo a transient regime. This transitory recirculating flow can be exploited to move particles in a fast and accurate manner. These transitory convection cells are generated by heating the interface with an Infrared Laser Beam (IRLB) for a brief duration (IRLB pulses). IRLB pulses are thus a promising solution to move micro-objects by thermocapillary flows based micro-manipulation. This strategy will be used in the rest of this paper.

To perform an efficient manipulation based on IRLB pulses the duration of the laser pulse should be tuned. The distance between the IRLB and the particle of interest is also an important parameter. When the convection cell is evolving the kinetics varies with respect to the position inside the convection cell. The force exerted by the flows on the particle is going to change rapidly. There is thus an optimal laser-particle distance in order to drag the particle strongly enough for a fixed pulse time.

### 2.3 Experimental setup

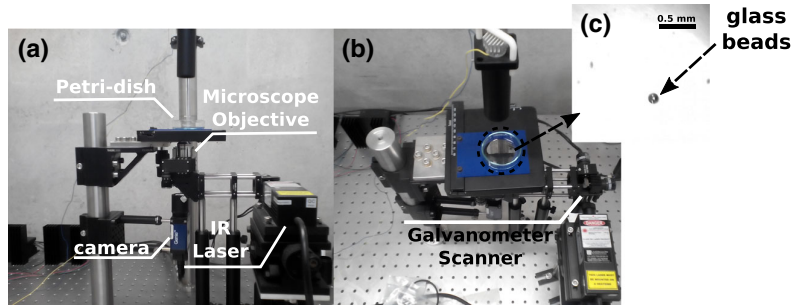
The experimental setup is shown in Fig. 2. The main components of the setup are labeled in the picture. The infrared laser ( $\lambda = 1470 \text{ nm}$ , from Laserglow Technologies) is used as the heat source. The output beam from the laser is reflected by two silver-coated mirrors (95% of reflectance on the IR range) mounted on a galvanometer scanner (Thorlabs GVS002). These mirrors, which are each attached to a high-precision and stable servo motors can be rotated from



**Fig. 1** Recirculating flows can move sedimented objects toward the Infra-Red Laser Beam (IRLB). The velocity profile shows a geometric relation between the Upper Subsurface Flows (USF) and the Lower Subsurface Flows (LSF) ( $USF/LSF = 1/2$ ) [27]. This relation is kept

even if there is a deformation of the interface caused by the relative viscosity on the interface (water-air in our case) [28, 29]. (i) and (ii) are respectively the contribution of the dragging and the rolling movements to the particle's motion

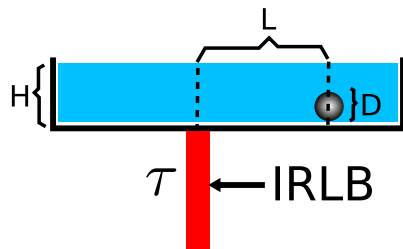
**Fig. 2** Experimental setup presenting the main optical and electronic components **a** Front view. **b** Top view. **c** Image acquired by the camera



–12.5° to 12.5° from their neutral state. The reflected beam takes different output angles which makes the beam hit the Petri-dish in different XY positions. This beam is then magnify (1.5×) by a Keplerian arrange of lenses. The magnified beam is reflected by a dichroic mirror and directed toward a microscope objective (4×) which focalizes the laser at the bottom of the Petri-dish. This focalized laser beam heats the film of water inside the Petri-dish which generates thermocapillary convection flows. These flows are used in this work for the displacement of immersed particles. The dichroic mirror reflects all the infrared laser radiation but it lets the visible light pass through it, so a high speed camera (DALSA Genie HM1400) underneath can record images of what is occurring inside the film of water in the Petri-dish. The ON and OFF switching of the infrared laser to produce the pulses as well as the angular position of the mirrors of the galvanometer scanner are electronically controlled with a data acquisition card (NIDAQ-USB 6211).

**2.4 Influence of the geometrical and control parameters on the manipulation speed**

The manipulation strategy has been defined in Section 2.2. It consists in heating a water layer of thickness  $H$  using IRLB pulses. The laser is switched on during a time  $\tau$ . It heats the water at a distance  $L$  from a particle of diameter  $D$  (see Fig. 3). The manipulated particles were acid-washed glass beads ranging from 50 up to 150 microns, from Sigma-Aldrich. This work aims to find the optimal values of these



**Fig. 3** Parameters involved in the manipulation strategy.  $H$ : water layer thickness,  $D$ : particle's diameter,  $L$ : laser-particle distance,  $\tau$ : pulse duration

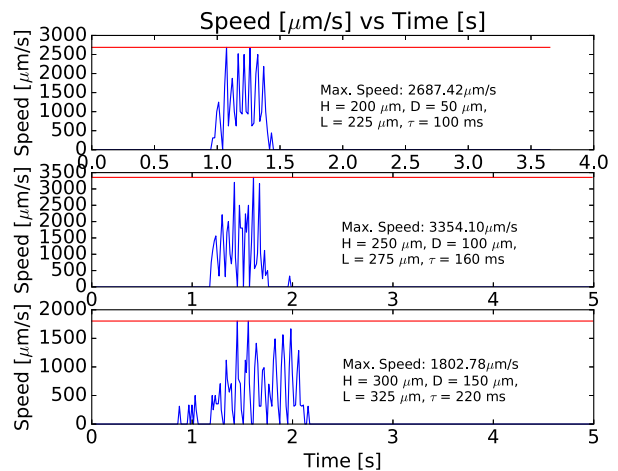
parameters in order to achieve the shortest period of time for a particle to reach a desired position.

The influence of these parameters on the particle's speed is shown experimentally in Fig. 4. This figure presents the particle's speed evolution for three different sets of parameters. The saw-shaped curve in each graphics is due to the pulse technique used in this work. Furthermore, it is clearly noticeable that the maximum speed reached in each case varies from one set of parameters to another. From these experiments it is hard to say which parameter influence the most the velocity of the particle. To do so a design of experiment is proposed in the next section.

**3 Design of experiments (DoE)**

**3.1 Brief introduction**

The design of experiments, or DoE for short, is an important tool to measure how the variations of some so-called *factors* affect the output of a process also called *response* [32].



**Fig. 4** Each curve represents the evolution of the particle's speed during the manipulation for different combination of water layer thickness ( $H$ ), particle's diameter ( $D$ ), laser-particle distance ( $L$ ), pulse duration ( $\tau$ )



The values of these *factors* are varied systematically in a certain number of *levels* and the *response* for each combination is measured. Analyzing these responses makes possible to determine which factor impacts the most. Moreover a local linear-approximation, or a higher order approximation if required, can be done, giving a mathematical formula of the evolution of the response of the system with respect to the variation of the factors valid within the analyzed range which can served for future applications. Thus, in this work, it was proposed to use this method to analyze the contribution of each factor to the particle’s speed. Specifically, a two-level full factorial design is performed.

### 3.2 Two-level full factorial design

A full factorial design means that all the combinations of all the levels for each factor are analyzed. More specifically, a two-level full factorial design involves just 2 levels: a minimum level and a maximum one for each factor. So if  $k$  represents the number of factors involved in the process then the number of runs would be  $2^k$ . Plus these runs, some repetitive runs in the central point are added in order to see the lack-of-fit and depending on its significance, the experiments can be redesigned for a higher order approximation.

**Table 1** Experiment table with each run where “−1” represents the minimum value, “0” represents the central value and “+1” represents the maximum value

H	D	L	$\tau$	Response
−1	−1	−1	−1	$R_1$
−1	−1	−1	+1	$R_2$
−1	−1	+1	−1	$R_3$
−1	−1	+1	+1	$R_4$
−1	+1	−1	−1	$R_5$
−1	+1	−1	+1	$R_6$
−1	+1	+1	−1	$R_7$
−1	+1	+1	+1	$R_8$
+1	−1	−1	−1	$R_9$
+1	−1	−1	+1	$R_{10}$
+1	−1	+1	−1	$R_{11}$
+1	−1	+1	+1	$R_{12}$
+1	+1	−1	−1	$R_{13}$
+1	+1	−1	+1	$R_{14}$
+1	+1	+1	−1	$R_{15}$
+1	+1	+1	+1	$R_{16}$
0	0	0	0	$R_{17}$
0	0	0	0	$R_{18}$
0	0	0	0	$R_{19}$
0	0	0	0	$R_{20}$

Since we have 4 factors ( $H$ ,  $D$ ,  $L$  and  $\tau$ ), we need  $2^4 = 16$  runs plus 4 central points runs thus giving a total of 20 runs as shown in Table 1. The levels, minimum and maximum, are given due to the limitations of our system. For the water layer thickness ( $H$ ), the minimum value that it can take is around  $200 \mu m$ , since below this value the Petri-dish is not filled homogeneously, while the maximum value is about  $300 \mu m$  since higher values do not allowed a proper heating of the film of water. In the case of the particles’ diameter ( $D$ ), the minimum value,  $50 \mu m$ , and the maximum value,  $150 \mu m$ , were taken as such since they were the most common sizes available in our samples. The range for the laser-particle distance ( $L$ ) was chosen taking into account the size of our workspace ( $2 mm \times 2 mm$ ) and the maximum average particle’s diameter ( $150 \mu m$ ) found in our samples. Thus the minimum value of  $L$  was  $225 \mu m$ , which is 1.5 times  $150 \mu m$ , and the maximum value of  $L$  was  $325 \mu m$ , which is  $\sim 0.15$  times  $2 mm$ . For the pulse duration, the levels were found experimentally by trial and error testing if the particle moves or not for the chosen range of  $L$ . The central point for each level is given by adding the extreme values and dividing it by 2. A summary of the values of the levels for each factor is presented in Table 2.

## 4 Experimental results

### 4.1 Analyzing the influence of all the parameters

Experiments are conducted for each run given in Table 1. Each run is repeated 3 times to see how repeatable our data are. In order to compare the contribution of each parameter and their interactions to the average speed, the data are standardized using the Z-score method [33]. Since we are comparing the influence of parameters with different orders of magnitudes and units of measure such as  $H [\mu m]$ , which is in the order of  $10^2$ , and  $H * L [\mu m^2]$ , which is in the order of  $10^4$ , it is impossible to analyze the given data as such. The Z-score method allows to compare their influence by transforming the data set from its original form to a standardized form. This transformation is done by the following equation:

$$X^* = \frac{X - \bar{X}}{\sigma} \tag{2}$$

**Table 2** Levels for each factor

Factor	Min. (−1)	Central (0)	Max. (+1)
H	$200 \mu m$	$250 \mu m$	$300 \mu m$
D	$50 \mu m$	$100 \mu m$	$150 \mu m$
L	$225 \mu m$	$275 \mu m$	$325 \mu m$
$\tau$	$100 ms$	$160 ms$	$220 ms$

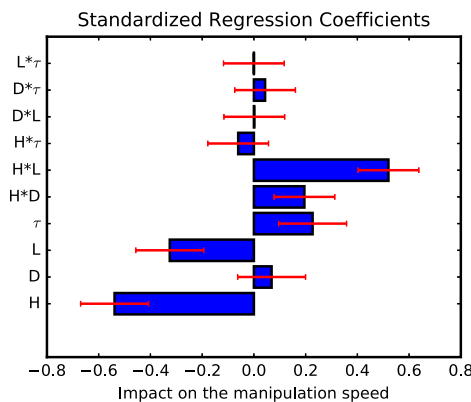
where  $X^*$  is the standardized data,  $X$  is the original data,  $\bar{X}$  is the mean value of the data set and  $\sigma$  is the standard deviation. The standardized values are a measurement of how much each data is away from the mean value, but expressed in terms of *sigma*, therefore, the order of magnitudes as well as the units of measurements of the data does not matter.

A linear regression is applied to the original data and standardized data using the following model:

$$Speed = a_0 + a_1H + a_2D + a_3L + a_4\tau + a_5H * D + a_6H * L + a_7H * \tau + a_8D * L + a_9D * \tau + a_{10}L * \tau \tag{3}$$

where the coefficients of each term  $a_i$  are going to be determined by a linear regression.

The standardized coefficients obtained through this method are shown in Fig. 5 and a brief summary of the linear regression's analysis is presented in Table 3. As it can be observed in the table, the p-values of some parameters and interactions are much greater than 0.05 which means that they are not contributing at all to the speed response [32]. All the apparent variations on the response by varying these parameters can be considered as pure noise and do not represent a true effect. On the other hand, the parameter  $H$  and  $L$  and their interactions have p-values smaller than 0.05 which means that they indeed represent a true effect on the response. Moreover, the standardized coefficients (given in Fig. 5) show that the major contributors to the speed are exactly the same terms that have the small p-values ( $< 0.05$ ). The model could thus be simplified as it will be discussed in Section 4.2.



**Fig. 5** Standardized coefficients obtained from the linear regression presented as bars. Model:  $Speed = a_0 + a_1H + a_2D + a_3L + a_4\tau + a_5H * D + a_6H * L + a_7H * \tau + a_8D * L + a_9D * \tau + a_{10}L * \tau$ . At this step all the interactions are considered

**Table 3** Summary of the analysis of the linear regression for the model:  $Speed = a_0 + a_1H + a_2D + a_3L + a_4\tau + a_5H * D + a_6H * L + a_7H * \tau + a_8D * L + a_9D * \tau + a_{10}L * \tau$ . F-statistic = 5, Prob(F-statistic) = 0.013

	Coefficients	Standardized coefficients	Standard deviation	p-value
Intercept	$2.03 \times 10^4$	$4.441 \times 10^{-16}$	4309	0.001
H	-68.5	-0.54	14.7	0.001
D	-19.9	0.069	17.9	0.295
L	-55.5	-0.33	13.7	0.003
$\tau$	6.7	0.23	14.6	0.655
H*D	0.07	0.2	0.045	0.131
H*L	0.2	0.52	0.045	0.002
H* $\tau$	-0.02	-0.061	0.038	0.617
D*L	$0.6 \times 10^{-3}$	0.002	0.045	0.99
D* $\tau$	0.01	0.04	0.038	0.721
L* $\tau$	$-6.6 \times 10^{-6}$	$-2.1 \times 10^{-5}$	0.038	1

From this, it is deduced that neither  $D$  nor  $\tau$  are factors that affect the particle's speed. However the physical explanation of thermocapillary manipulation presented in Section 2.1 highlights that there is undoubtedly an influence of the ratio between the particle's diameter and the water layer thickness on the particle's speed. A separate study is thus carried out to find this effect (Section 4.3).

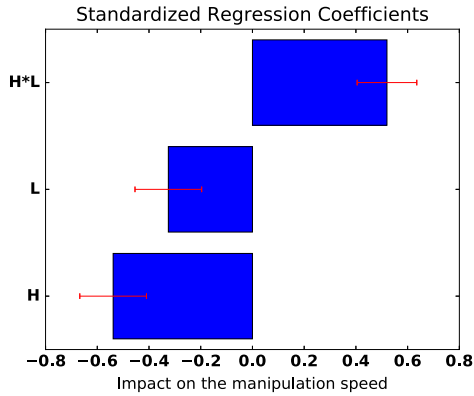
Concerning  $\tau$ , this factor indeed does not affect the particle's speed. For a given  $L$ , there is a given threshold time ( $\tau_0$ ) for which the particle starts moving [25]. For the selection of the levels the values of  $\tau$  were taken so that the particle moves. In other words, all the values of  $\tau$  are such that  $\tau = \tau_0 + \epsilon$  where  $\epsilon > 0$ . Therefore, slight variations of  $\epsilon$  does not contribute at all to the particles' speed [24].

#### 4.2 Redesigning the model: $Speed(H, L)$

According to the previous section  $H$  and  $L$  are the only factors that affect the particle's speed. Equation 3 can thus be simplified as:

$$Speed = a_0 + a_1 H + a_2 L + a_3 H * L \tag{4}$$

where  $a_i$  are the coefficients to be obtained by the linear regression. The same procedure as previously is carried out leading to the standardized coefficients obtained by linear regression shown in Fig. 6. Table 4 shows a summary of the analysis of the linear regression. As it can be observed in the table, the p-values of all the terms in this model are less than 0.05 which means that all of them indeed have a true effect on the response. Moreover, as it can be seen from the impact of each factor in the speed,  $H$  has a negative contribution to the speed as well as  $L$  which means that in order



**Fig. 6** Standardized coefficients obtained from the linear regression presented as bars. Model:  $Speed = a_0 + a_1H + a_2L + a_3H * L$ . Just H, L and the their interaction are consider in this model

to increase the speed, both parameters have to be decreased (the water layer thickness should be small, and the laser should heat the water close to the particle). Furthermore, the F-statistic value is greater than 5, and the upper tail probability of the F-distribution corresponding to the value of F-statistic is also much smaller than 0.05, both values indicate that the lack-of-fit is non-significant which means that a linear approximation is enough to model the particle's speed within the analyzed range.

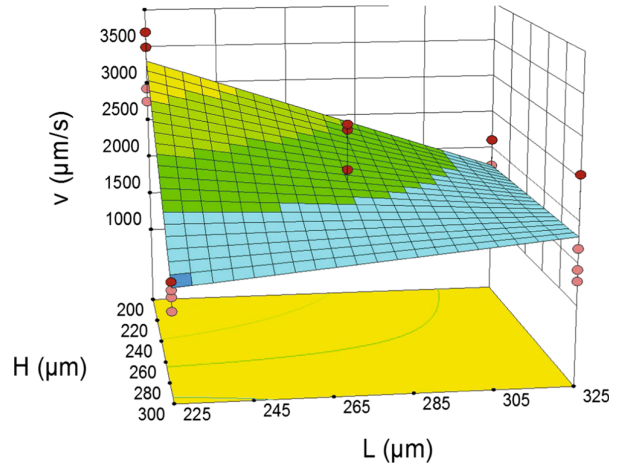
A 3D representation of the surface speed response is shown in Fig. 7 which is plotted using the model:  $Speed = 2 \times 10^4 - 64.1 H - 55.5 L + 0.2 H * L$ . It is also shown the experimental data ( $H, L, Speed$ ) as scatter points. It is observed that these experimental points do not differ pretty much from the surface which means that the linear model is an enough approximation to model the experimental data.

### 4.3 Analyzing the influence of the ratio: $\frac{D}{H}$

As mentioned before, the physical analysis of the manipulation technique underlines the influence of the ratio between the particle's diameter and the water layer thickness on the particles' speed. A specific attention is given to this ratio in

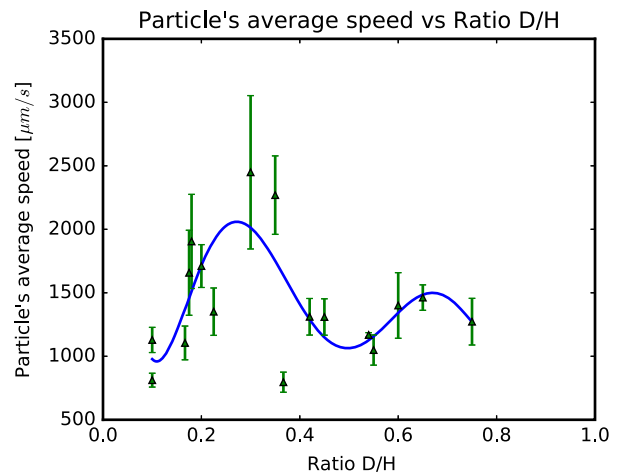
**Table 4** Summary of the analysis of the linear regression for the model:  $Speed = a_0 + a_1H + a_2L + a_3H * L$ . F-statistic = 14.7, Prob(F-statistic) =  $7.3 \times 10^{-5}$

	Coefficients	Standardized coefficients	Standard deviation	p-value
Intercept	$2 \times 10^4$	$4.441 \times 10^{-16}$	3157	0.0001
H	-64.1	-0.54	12.4	0.0001
L	-55.5	-0.32	11.3	0.0001
H*L	0.2	0.52	0.04	0.0001



**Fig. 7** Surface Speed Response along with the experimental data.  $Speed = 2 \times 10^4 - 64.1 H - 55.5 L + 0.2 H * L$

this section. To do this, the other two parameters ( $L$  and  $\tau$ ) are fixed at their central values and speed tests are conducted for several ratios  $D/H$ . The results are shown in Fig. 8. The particle's speed is indeed affected; nevertheless, the variations on the particle's speed are less than  $1000 \mu\text{m/s}$ . This maximum variation is the same order of magnitude than the noise. This is the reason why the influence of the diameter was unnoticed in the model Section 4.1 as it was confused with noise. Moreover, Fig. 8 indicates that there are 2 peaks that are located approximately at the ratios:  $\frac{1}{3}$  and  $\frac{2}{3}$ . The local maximum at those ratios are explained due to the shape of the flows' velocity profile (see Section 2). As it was shown in Fig. 1, the ratio between the lower sub-surface flows and the thickness of the water layer is  $\frac{2}{3}$  and



**Fig. 8** Variation of the particle's speed according to the ratio of the particle's diameter ( $D$ ) and the water layer thickness ( $H$ ).  $L = 275 \mu\text{m}$  and  $\tau = 160 \text{ms}$

due to the parabolic shape of the flows' velocity profile, the inflexion point of the lower subsurface flows occurs at  $\frac{1}{3}$  of the water layer thickness. Both values correspond to the two peaks found in the graphics. These results are in good agreement with the underlying physical phenomena.

## 5 Conclusion

This paper focuses on the determination of the most influential control parameters for thermocapillary pulse based manipulation. From the four parameters identified at first, a systematic analysis involving DoE highlights that just two of them significantly contribute to the particle's speed: the laser particle distance ( $L$ ) and the water layer thickness ( $H$ ). The water layer thickness  $H$  is indeed the one that is the most influential variable. Within the analyzed range, it was determined that in order to maximize the speed, both parameters have to take their minimum values in the explored range. This means that the water layer thickness should be small, and the laser should be closed to the object. Moreover, the speeds, obtained experimentally, presents a relatively high level of dispersion which is due to the uncertainty in the z-position of the manipulated beads. Even though this might cause a problem in the modeling, the multiple repetitions of the experiments showed that the trend remains.

Furthermore, a separate study of whether the ratio  $\frac{D}{H}$  influence or not on the particle's speed was done. The results showed that indeed, there is a dependency of the speed with the ratio  $\frac{D}{H}$  and it reveals the existence of two peaks for which the speed is locally maximized.

This work proposes a mathematical approximation of the velocity of the particle using DoE. This model is a first step toward future control strategies for pulse based thermocapillary manipulation.

**Acknowledgements** This work was supported by the Programa Nacional de Innovación para la Competitividad y Productividad (FIN-CyT), Ministerio de la Producción, Perú, with grant #394-PNICE-PIBA-2014.

## References

- Gauthier M, Andreff N, Dombre E (2014) Intracorporeal robotics. From milliscala towards nanoscale. Wiley edn
- Xie H, Onal CD, Régnier S, Sitti M (2011) Atomic force microscopy based nanorobotics, springer tracts in advanced robotics, vol. 71, modelling, simulation setup building and experiments series edn
- Bøggild P (2011) Micro and nano techniques for the handling of biological samples, p 141
- Ongaro F, Scheggi S, Yoon C, van den Brink F, Oh SH, Gracias DH, Misra S (2016) J Micro-Bio Rob pp 1–8
- Pieters RS, Tung HW, Nelson BJ (2017) Microrobots for active object manipulation. Springer International Publishing, pp 61–72
- Thakur A, Chowdhury S, Svec P, Wang C, Losert W, Gupta SK (2014) Int J Robot Res p 0278364914523690
- Arai F, Maruyama H, Sakami T, Ichikawa A, Fukuda T (2003) IEEE/ASME Trans Mechatron 8(1):3
- Voldman J (2006) Annu Rev Biomed Eng 8:425
- Čemažar J, Miklavcic D, Kotnik T (2013) J Microelectron Electron Compon Mater 43:143
- Kharboutly M, Gauthier M (2013) In: IEEE International Conference on Robotics and Automation, pp 1438–1443
- Zemanek J, Drs J, Hurak Z (2014) In: IEEE/ASME international conference on advanced intelligent mechatronics, pp 19–25
- Jiang C, Mills JK (2015) IEEE/ASME Trans Mechatron 20(5):2350
- Dkhil M, Kharboutly M, Bolopion A, Régnier S., Gauthier M (2015) IEEE Transactions on Automation Science and Engineering pp 1–13
- Onda K, Arai F (2012)
- Li X, Yang H, Wang J, Sun D (2015) Automatica 55:279
- Chen H, Sun D (2012) IEEE Trans Robot 28(5):1069
- Yang H, Gou X, Wang Y, Fahmy TM, Leung AYH, Lu J, Sun D (2015) Biophys J 108(7):1645
- Lin SCS, Mao X, Huang TJ (2012) Lab Chip 12(16):2766
- Burns MA, Mastrangelo CH, Sammarco TS, Man FP, Webster JR, Johnsons BN, Foerster B, Jones D, Fields Y, Kaiser AR, Burke DT (1996)
- Schatz MF, Neitzel GP (2001) Ann Rev Fluid Mech 33(1):93. doi:10.1146/annurev.fluid.33.1.93
- Hu W, Ishii KS, Ohta AT (2011) Appl Phys Lett 99(9):094103. doi:10.1063/1.3631662
- Hu W, Fan Q, Ohta AT (2013) Lab Chip 13(12):2285. doi:10.1039/C3LC50389E
- Hu W, Fan Q, Ohta AT (2014) Robot Biomimetics 1(1):1. doi:10.1186/s40638-014-0014-3
- Vela E (2010) Non-contact microscale manipulation using laser-induced convection flows. Ph.D. thesis, Université Pierre et Marie Curie
- Quispe J, Muñoz E, Vela E (2016) Appl Phys Lett 109(12):124102
- Quispe JE, Inga JC, Muñoz EM, Régnier S, Vela E (2016) In: International conference on (IEEE, 2016) manipulation, automation and robotics at small scales (MARSS), pp 1–6
- Da Costa G (1993) Appl Opt 32(12):2143
- Miniewicz A, Bartkiewicz S, Orlikowska H, Dradrach K (2016) Scientific Reports 6
- Chraïbi H, Delville JP (2012) Phys Fluids 24(3):032102. 1994-present
- Levich V, Krylov V (1969) Ann Rev Fluid Mech 1(1):293
- Shin S, Jacobi I, Stone HA (2016) EPL Europhys Lett 113(2):24002
- Montgomery DC (2012) Design and analysis of experiments, 8th edn
- Shirley Dowdy DC, Stanley W (2004) Statistics for research, 3rd edn

---

# Bibliografía

- [1] Arthur Ashkin, JM Dziedzic, JE Bjorkholm, y Steven Chu. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. *Optics letters*, 11(5):288–290, 1986.
- [2] Amar S Basu y Yogesh B Gianchandani. Shaping high-speed marangoni flow in liquid films by microscale perturbations in surface temperature. *Applied physics letters*, 90(3):034102, 2007.
- [3] Amar S Basu y Yogesh B Gianchandani. Virtual microfluidic traps, filters, channels and pumps using marangoni flows. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 18(11):115031, 2008.
- [4] Amar Sarbbesesh Basu. *Microthermal devices for fluidic actuation by modulation of surface tension*. ProQuest, 2008.
- [5] JWM Bush. Interfacial phenomena. *MIT OCW*, 18:80, 2013.
- [6] Nikolas Chronis y Luke P Lee. Electrothermally activated su-8 microgripper for single cell manipulation in solution. *Journal of Microelectromechanical systems*, 14(4):857–863, 2005.
- [7] Adam E Cohen y WE Moerner. Method for trapping and manipulating nanoscale objects in solution. *Applied Physics Letters*, 86(9):093109, 2005.
- [8] Jennifer E Curtis, Brian A Koss, y David G Grier. Dynamic holographic optical tweezers. *Optics communications*, 207(1):169–175, 2002.
- [9] German Da Costa. Optical visualization of the velocity distribution in a laser-induced thermocapillary liquid flow. *Applied optics*, 32(12):2143–2151, 1993.

- [10] LD Garza-García y BH Lapizco-Encinas. Estado del arte en la manipulación de proteínas empleando dielectroforesis. *Revista mexicana de ingeniería química*, 9(2):125–137, 2010.
- [11] Peter RC Gascoyne y Jody Vykoukal. Particle separation by dielectrophoresis. *Electrophoresis*, 23(13):1973, 2002.
- [12] Etienne Guyon. *Physical hydrodynamics*. Oxford University Press, 2001.
- [13] Wenqi Hu, Qihui Fan, y Aaron T Ohta. An opto-thermocapillary cell micromanipulator. *Lab on a Chip*, 13(12):2285–2291, 2013.
- [14] Wenqi Hu y Aaron T Ohta. Aqueous droplet manipulation by optically induced marangoni circulation. *Microfluidics and nanofluidics*, 11(3):307–316, 2011.
- [15] Frank P Incropera y David P DeWitt. *Fundamentos de transferencia de calor*. Pearson Educación, 1999.
- [16] Kelly S Ishii, Wenqi Hu, y Aaron T Ohta. Cooperative micromanipulation using optically controlled bubble microrobots. En *ICRA*, págs. 3443–3448. 2012.
- [17] Zhenjun Jiao, Xiaoyang Huang, Nam-Trung Nguyen, y Patrick Abgrall. Thermocapillary actuation of droplet in a planar microchannel. *Microfluidics and Nanofluidics*, 5(2):205–214, 2008.
- [18] Blanca H Lapizco-Encinas, Blake A Simmons, Eric B Cummings, y Yolanda Fintschenko. Dielectrophoretic concentration and separation of live and dead bacteria in an array of insulators. *Analytical chemistry*, 76(6):1571–1579, 2004.
- [19] Jon P Longtin, Kuniyasu Ogawa, et al. Laser-induced surface-tension-driven flows in liquids. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42(1):85–93, 1999.
- [20] Chantal Khan Malek y Volker Saile. Applications of liga technology to precision manufacturing of high-aspect-ratio micro-components and-systems: a review. *Microelectronics journal*, 35(2):131–143, 2004.
- [21] JA Maroto, V Pérez-Munuzuri, y MS Romero-Cano. Introductory analysis of Bénard–marangoni convection. *European journal of physics*, 28(2):311, 2007.

- [22] Montserrat A Miranda. Characterization of thermoconvective instabilities in spatially extended systems. 2010.
- [23] Elvin Muñoz, Johan Quispe, Pierre Lambert, Aude Bolopion, Ronald Terrazas, Stéphane Régnier, y Emir Vela. Optimizing the speed of single infrared-laser-induced thermocapillary flows micromanipulation by using design of experiments. *Journal of Micro-Bio Robotics*, págs. 1–8.
- [24] Elvin M Muñoz, Johan E Quispe, y Emir Vela. Closed-loop selective manipulation of multiple microparticles by controlling the transient regime of marangoni flows. En *Intelligent Robots and Systems (IROS), 2016 IEEE/RSJ International Conference on*, págs. 5137–5142. IEEE, 2016.
- [25] Van X Nguyen y Kathleen J Stebe. Patterning of small particles by a surfactant-enhanced marangoni-bénard instability. *Physical Review Letters*, 88(16):164501, 2002.
- [26] Lukas Novotny, Randy X Bian, y X Sunney Xie. Theory of nanometric optical tweezers. *Physical Review Letters*, 79(4):645, 1997.
- [27] Aaron T Ohta, Arash Jamshidi, Justin K Valley, Hsan-Yin Hsu, y Ming C Wu. Optically actuated thermocapillary movement of gas bubbles on an absorbing substrate. *Applied physics letters*, 91(7):074103, 2007.
- [28] Cécile Pacoret y Stéphane Régnier. Invited article: A review of haptic optical tweezers for an interactive microworld exploration. *Review of Scientific Instruments*, 84(8):081301, 2013. doi:10.1063/1.4818912. URL <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4818912>.
- [29] Nicole Pamme y Andreas Manz. On-chip free-flow magnetophoresis: continuous flow separation of magnetic particles and agglomerates. *Analytical chemistry*, 76(24):7250–7256, 2004.
- [30] Nicole Pamme y Claire Wilhelm. Continuous sorting of magnetic cells via on-chip free-flow magnetophoresis. *Lab on a Chip*, 6(8):974–980, 2006.
- [31] JRA Pearson. On convection cells induced by surface tension. *Journal of fluid mechanics*, 4(05):489–500, 1958.

- [32] Johan Quispe, Elvin Muñoz, y Emir Vela. Exploiting the transient behavior of thermocapillary convection flows to enhance non-contact mesoscale manipulation. *Applied Physics Letters*, 109(12):124102, 2016.
- [33] Johan E Quispe, Jean C Inga, Elvin M Muñoz, Stéphane Régnier, y Emir Vela. Single particle manipulation/sorting through the transient response of thermocapillary convection flows. En *Manipulation, Automation and Robotics at Small Scales (MARSS), International Conference on*, págs. 1–6. IEEE, 2016.
- [34] Emir Augusto Vela Saavedra. *Non-Contact Microscale Manipulation using laser-induced convection flows*. Tesis Doctoral, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2010.
- [35] Maria Luisa Ramón Sáenz. Estudio experimental sobre formación y dinámica de estructuras espaciales en sistemas confinados. 2000.
- [36] Mariaana Savia y Heikki N Koivo. Contact micromanipulationsurvey of strategies. *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics*, 14(4):504–514, 2009.
- [37] D Schwabe y A Scharmann. Some evidence for the existence and magnitude of a critical marangoni number for the onset of oscillatory flow in crystal growth melts. *Journal of Crystal Growth*, 46(1):125–131, 1979.
- [38] Mustafa Ünlü, Mary E Morgan, y Jonathan S Minden. Difference gel electrophoresis. a single gel method for detecting changes in protein extracts. *Electrophoresis*, 18(11):2071–2077, 1997.
- [39] Felipe Andrés Vásquez Garcés et al. Modelación multifísica del proceso de la interacción láser-materia en el proceso de plaqueado. 2011.
- [40] Emir Vela, Moustapha Hafez, y Stéphane Régnier. Laser-induced thermocapillary convection for mesoscale manipulation. *International Journal of Optomechatronics*, 3(4):289–302, 2009.
- [41] Emir Vela, Moustapha Hafez, y Stéphane Régnier. Contactless automated manipulation of mesoscale objects using opto-fluidic actuation and visual servoing. *Review of Scientific Instruments*, 85(5):055107, 2014.
- [42] Emir Vela, Cécile Pacoret, Sylvain Bouchigny, Stéphane Régnier, Klaus Rink, y Arvid Bergander. Non-contact mesoscale manipulation using laser induced



- convection flows. En *2008 IEEE/RSJ International Conference on Intelligent Robots and Systems*, págs. 913–918. IEEE, 2008.
- [43] David M Wieliczka, Shengshan Weng, y Marvin R Querry. Wedge shaped cell for highly absorbent liquids: infrared optical constants of water. *Applied optics*, 28(9):1714–1719, 1989.
- [44] Zhou Ye, Eric Diller, y Metin Sitti. Micro-manipulation using rotational fluid flows induced by remote magnetic micro-manipulators. *Journal of Applied Physics*, 112(6):064912, 2012. doi:10.1063/1.4754521. URL <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4754521>.
- [45] Maciej Zborowski, Graciela R Ostera, Lee R Moore, Sarah Milliron, Jeffrey J Chalmers, y Alan N Schechter. Red blood cell magnetophoresis. *Biophysical Journal*, 84:2638–2645, 2003.