

Tesis defendida por
Esaú Eliseo López Aguilar
y aprobada por el siguiente Comité

Dr. Víctor Ruiz Cortés
Director del Comité

Dr. Pedro Negrete Regagnon
Miembro del Comité

Dr. Raúl Rangel Rojo
Miembro del Comité

Dr. Anatoly Khomenko
Miembro del Comité

Dr. Ricardo Arturo Chávez Pérez
Miembro del Comité

Dr. Pedro Negrete Regagnon
Coordinador del programa de posgrado en
Óptica

Dr. Jesús Favela Vara
Encargado de despacho de la
Dirección de Estudios de Posgrado

Agosto del 2013

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR
DE ENSENADA**



Programa de Posgrado en Ciencias
en Óptica con orientación en Optoelectrónica

Guiado de partículas mediante un campo evanescente estructurado en un sistema optofluídico

Tesis
para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
Maestro en Ciencias

Presenta:
Esaú Eliseo López Aguilar

Ensenada, Baja California, México, 2013.

Resumen de la tesis de Esaú Eliseo López Aguilar, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Óptica con orientación en Optoelectrónica.

Guiado de partículas mediante un campo evanescente estructurado en un sistema optofluídico

Resumen aprobado por:

Dr. Víctor Ruiz Cortés
Director de Tesis

En este trabajo se presenta experimentalmente el guiado y separación de micropartículas en un sistema optofluídico por medio de un campo evanescente estructurado, generado con la ayuda de un modulador espacial de luz (SLM, por sus siglas en inglés) que opera en reflexión.

Mediante el uso de la integral de propagación en la aproximación de Fresnel y el algoritmo Aditivo-Adaptativo (AA) se calculó numéricamente la distribución de fase necesaria para generar un patrón de difracción arbitrario en un plano determinado donde se generara el campo evanescente estructurado.

También, se diseñaron y fabricaron los dispositivos optofluídicos, los cuales son utilizados para poder llevar a cabo el guiado y la separación de una manera más eficiente. En la construcción de los dispositivos optofluídicos se utilizaron técnicas fotolitográficas, empleando fotorresina para fabricar el MAESTRO y PDMS (Polidimetilsiloxano) para el positivado de dispositivos (microcanales). De esta manera se fabrican las geometrías de microcanales necesarias para la selección de partículas vivas e inertes, para su estudio en campos como la biología y la óptica.

Mediante esta técnica es posible la clasificación de partículas por tamaño, lo cual facilita de una manera el trabajo que se lleva a cabo con micropartículas en ciertas áreas como la biología.

Palabras Clave: Campo evanescente estructurado, dispositivo optofluídico, modulador espacial de luz.

Abstract of the thesis presented by Esaú Eliseo López Aguilar as a partial requirement to obtain the Master of Science degree in Optics with orientation in Optoelectronics.

Particle guiding via evanescent field structured in an optofluidic system

Abstract approved by:

Dr. Víctor Ruiz Cortés
Director de Tesis

In this work we present experimentally the guiding and sorting of microparticles in an optofluidic system through a structured evanescent field, generated with the help of a spatial light modulator (SLM for its acronym in English) which operates in reflexion.

Through the use of the integral of propagation in Fresnel's approximation and the additive-adaptive algorithm (AA) we calculated numerically the distribution of the necessary phase to generate an arbitrary diffraction pattern in a determined plane in which it will be generated the structured evanescent field.

We also designed and fabricated optofluidic devices, which are utilized to perform the process of the guiding and sorting in a more efficient way. In the construction of the optofluidic devices we used photolithographic techniques using photoresist to fabricate the MASTER and PDMS (polydimethylsiloxane) for the positive part of the devices (microchannels). In this way we created the geometries of the microchannels that were necessary for the selection of live and inert particles for the study in field as biology and optics.

Through this technique it is possible to sort particles by size, which makes the process easier in areas where microparticles are used as biology.

Keywords: **Structured evanescent field, optofluidic device, spatial light modulator.**

*Con mucho cariño a mi padre
Eliseo López Peña, mi madre
Margarita Aguilar Beltrán;
a mis hermanos: Rosa Margarita,
María Guadalupe, Jesús Adrián y
ha Claudia Elizabeth y su esposo
Jaime García Chávez;
mis sobrinos: Jaime Jezer
y Carlos Eliab García López;
los cuales me han apoyado en todo
momento. También a Laura
Guadalupe Gómez Aldaco, la
cual ocupa un lugar muy especial en
vida. Y en memoria de mi abuela
Margarita Peña Valenzuela, la
cual siempre recuerdo con mucho amor.*

Agradecimientos

Primero que nada le doy gracias a Dios por permitirme terminar con gran satisfacción esta tesis. Y gracias también al Dr. Víctor Ruiz Cortés que fue mi director de tesis, el cual me apoyo mucho durante la realización de ésta y que además de mi director fue un amigo. Gracias también a todos aquellos que aportaron su granito de arena para que la realización de esta tesis se llevara a cabo.

A CONACyT por su apoyo económico, el cual fue de gran ayuda durante todo este tiempo y al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada por haberme permitido ser parte de ella y darme la oportunidad de aprender muchas cosas durante mi estancia.

Gracias al proyecto de Ciencia Básica-CONACyT # 0133582, el cual apoyo con equipo para el laboratorio.

Gracias al proyecto CONACyT # 51144-Y, con título “Estudio de guías de onda ópticas formadas por fotopolimerización de resinas”.

Gracias al laboratorio del departamento de Electrónica de CICESE por prestarnos sus instalaciones y su equipo.

Gracias al Dr. Ricardo Arturo Chávez Pérez por prestarnos su laboratorio.

Ing. Esaú Eliseo López Aguilar

Contenido

	Página
Resumen español.....	i
Resumen ingles.....	ii
Dedicatoria.....	iii
Agradecimientos.....	iv
Lista de Figuras.....	vii
1. Introducción.....	12
1.1 Objetivos.....	16
1.2 Desarrollo de la tesis.....	17
2. Sistema optofluídico.....	18
2.1 Sistema optofluídico.....	18
2.2 Materiales para fabricar un sistema optofluídico.....	18
2.3 Diseño y fabricación de un sistema optofluídico.....	20
2.3.1 Diseño de microcanales.....	20
2.3.2 Reducción del diseño de microcanales.....	21
2.4 Uso de la técnica de fotolitografía.....	22
2.5 Fabricación de microcanales con PDMS.....	28
3. Campo evanescente uniforme.....	33
3.1 Campo evanescente.....	33
3.2 Coeficientes de Fresnel.....	34
3.3 Reflexión interna total (TIR).....	38
3.4 Comportamiento de la fase y de los coeficientes de reflexión y transmisión.....	41
3.5 Expresión matemática para campo evanescente.....	44
3.6 Comportamiento de un campo evanescente uniforme.....	47
3.7 Arreglo experimental.....	49

	Página
4. Campo evanescente estructurado.....	53
4.1 Campo evanescente estructurado	53
4.2 Modulador espacial de luz (SLM).....	53
4.2.1 Caracterización del SLM.....	59
4.3 Teoría de la difracción.....	66
4.3.1 Principio de Huygens-Fresnel.....	67
4.3.2 Aproximación de Fresnel.....	68
4.3.3 Aproximación de Fraunhofer.....	70
4.4 Algoritmo “Aditivo-Adaptativo” (AA).....	71
4.5 Arreglo experimental.....	74
5. Resultados.....	76
5.1 Imágenes de microcanales con partículas.....	76
5.2 Guiado de partículas mediante un campo evanescente uniforme.....	81
5.3 Patrones de difracción con el algoritmo Aditivo-Adaptativo.....	88
5.4 Guiado de partículas mediante un campo evanescente estructurado.....	97
Conclusiones.....	108
Referencias bibliográficas.....	111

Lista de figuras

Figura	Página
1 Movimiento de partículas con un campo evanescente y arreglo experimental (De Kawata, S., Sugiura, T., 1992, p. 772 y 773).	14
2 Método usado para la fabricación de microcanales con PDMS (De Cooper MCDonald, J., Whitesides, M., 2002, p. 492).....	16
3 Proceso de fabricación de microcanales con la técnica de fotolitografía.....	19
4 Diseño de los primeros microcanales.....	21
5 Proceso para obtener el diseño en acetato fotográfico.	21
6 Reducción de la fotomáscara.	22
7 Limpieza del sustrato.	23
8 Deposito de la fotorresina y centrifugado.	24
9 Primer horneado realizado después del centrifugado.....	25
10 Exposición de la fotorresina al UV.	26
11 Imagen grabada después del segundo horneado.	26
12 Fotografía del maestro grabado completamente en fotorresina SU-8 2100.....	27
13 Trazo del perfil del microcanal que muestra el espesor del maestro hecho con SU-8 2100.....	27
14 Mezcla de elastómero con el agente de curado.	29
15 Deposito del PDMS en el contenedor.	29
16 Realizado de vacío para quitar burbujas.	30
17 Grabado del maestro en el PDMS.....	30
18 Tratamiento de corona (plasma).....	31
19 Sellado de microcanales y obtención de un dispositivo de microfluidos.....	31
20 Diseño de microcanales complejos.	32

21 Diagrama de una onda plana en un medio con índice n_i incidiendo en una superficie plana.	34
22 Notación simplificada para los estados de polarización.	36
23 Representación del campo E perpendicular y el campo B paralelo.	37
24 Representación del campo E paralelo y B perpendicular.	38
25 La reflexión externa es cuando a) $n_i < n_t$ y la reflexión interna cuando b) $n_i > n_t$	39
26 Ángulo crítico.	39
27 a) Diagrama de reflexión total interna y b) Fotografía de haces en reflexión total interna en un prisma (De Hecht, E., Zajac, A., 2000. p. 124).	40
28 Los coeficientes de reflexión y transmisión para la amplitud como función del ángulo de incidencia. Estos corresponden a reflexión externa $n_t > n_i$ en una interfaz aire-vidrio ($n_i/n_t = 1.5/1$).	42
29 Los coeficientes de reflexión para la amplitud como función del ángulo de incidencia. Estos corresponden a reflexión interna $n_t < n_i$ en una interfaz vidrio-aire ($n_t/n_i = 1/1.5$).	42
30 Orientación del campo y desplazamiento de fase.	44
31 Desplazamiento de fase para las componentes paralela y perpendicular del campo E que corresponden a reflexión externa.	45
32 Desplazamiento de fase para las componentes paralela y perpendicular del campo E que corresponden a reflexión interna.	45
33 Comportamiento de un campo evanescente a diferentes ángulos de incidencia.	48
34 Comportamiento de un campo evanescente a diferentes longitudes de onda.	49
35 Comportamiento de un campo evanescente a diferentes índices de refracción de nuestro medio uno (n_1).	50
36 Comportamiento de un campo evanescente a diferentes índices de refracción de nuestro medio dos (n_2).	50
37 Arreglo experimental para un campo evanescente uniforme.	51

38	Magnitud y dirección de un campo evanescente aplicado a una partícula.	52
39	Esquema que muestra la estructura interna de uno de los pixeles de una pantalla de cristal líquido (De Lemmi, C., 2011, p. 199).....	54
40	Funcionamiento de una celda del SLM en modulación de amplitud (De Lemmi, C., 2011, p. 200).	55
41	Modulador espacial de luz HOLOEYE LC-R 2500.	57
42	Estructura interna de uno de los pixeles del modulador espacial de luz (De Ocegueda Miramontes, 2010, p. 32).	57
43	Arreglo experimental para la modulación en fase del SLM.	57
44	Digrama de flujo para obtener un patrón de intensidad mediante un SLM. A) Computadora con el programa que modula el frente de onda, B) Fase generada por el programa y enviada al modulador, C) Modulador espacial de luz que modifica el frente de onda y, D) Patrón de difracción generado por la fase que fue enviada al modulador.....	58
45	Arreglo experimental que permite calcular la modulación de fase del haz incidente como función del voltaje aplicado.....	60
46	Volatejes variables (tonos de gris) empleados para la caracterización del SLM.....	61
47	Imágenes que muestran el desplazamiento del patrón de interferencia cuando se modifica el voltaje aplicado (tono de gris) sobre el SLM. a) Patrón de franjas cuando el tono de gris es cero, b) Tono de gris 75, c) Tono de gris 127 y d) Tono de gris 200.	62
48	Imágenes que muestran el desplazamiento del patrón de interferencia en diferentes tonos de grises. a) 50, b) 75, c) 100, d) 125, e) 150, f) 175, g) 200, h) 225, i) 240. La línea continua es un ajuste a una función seno.	64
49	Variación de fase para la longitud de onda de en el verde (532 nm).	65
50	Variación de fase para longitud de onda en el rojo (632.8 nm) (De Ocegueda Miramontes, 2010, p. 53).	65
51	Geometría de Difracción.	68
52	Calculo de la ACPM necesaria para que se forme el patrón de difracción deseado.....	71

53 Diagrama del funcionamiento del algoritmo AA.....	72
54 Arreglo experimental para generar con un haz evanescente estructurado.	75
55 Primeros microcanales terminados.	76
56 Microcanal con líquido de colores.	77
57 Partículas de 3 μ m en un microcanal de 150 μ m de ancho por 60 μ m de alto y visto con un objetivo de 10X.	78
58 Partículas de 5 μ m en un microcanal de 150 μ m de ancho por 60 μ m de alto y visto con un objetivo de microscopio de 10X.....	78
59 Microcanal de 100 μ m de ancho por 60 μ m de alto.....	79
60 Parte interna de un microcanal de la figura 58.....	79
61 Diagrama de arreglo experimental con microcanales.	80
62 Microcanal conectado a la bomba de jeringa.....	80
63 Imágenes de microcanales tomadas con un microscopio electrónico de alta resolución.	81
64 Secuencia de imágenes que muestra el desplazamiento de partículas (3 μ m) con un campo evanescente uniforme y vistas con un objetivo de 40X.....	87
65 Desplazamiento de partículas de 3 μ m en un microcanal de 150 μ m de ancho con un campo evanescente uniforme, a) Posición inicial de las partículas b) Partículas desplazadas.	88
66 a) Patrón de intensidad deseado, b) Patrón de intensidad obtenido por el algoritmo (AA),.....	91
67 a) Patrón de intensidad deseado, b) Patrón de intensidad obtenido por el algoritmo (AA),.....	93
68 a) Patrón de intensidad deseado, b) Patrón de intensidad obtenido por el algoritmo (AA),.....	96
69 a) Patrón de intensidad deseado y b) Patrón de intensidad obtenido con orden cero y con filtro.	98

70	Primer campo evanescente estructurado aplicado a partículas de 3 μm , a) Patrón de difracción que se desea obtener y b) Patrón de difracción obtenido con filtro.	98
71	Campo evanescente estructurado sin filtro.	98
72	Imágenes del diseño de distribución de intensidad deseada (a, c, e, g, i) y distribución de intensidad obtenida (b, d, f, h, j).....	101
73	Control de velocidad del microfluido, a) Alta velocidad y b) Velocidad controlada.	102
74	a) Patrón de difracción utilizado para desplazar partículas con un campo evanescente estructurado y b) Imagen ampliada que muestra el tamaño del patrón de difracción.....	103
75	Secuencia de imágenes que muestran el desplazamiento de partículas con un campo evanescente estructurado en un microcanal, a) Posición inicial de la partícula, b) Partícula en un campo evanescente y c) Partícula desplazada por el campo evanescente hacia la izquierda.	104
76	Segunda secuencia de imágenes que muestran el desplazamiento de una partícula con un campo evanescente estructurado, a) Posición inicial de la partícula, b) Campo evanescente aplicado a la partícula y c) Partícula desplazada hacia la izquierda.	105
77	Patrón de intensidad desplazado n veces.	106
78	Desplazamiento de una partícula mediante un campo evanescente estructurado usando un GIF animado.	107
79	Desplazamiento de una partícula mediante un campo evanescente estructurado usando un GIF animado y con otra dirección de flujo.	107

Capítulo 1

Introducción

El sentido de la visión es el medio de comunicación con el mundo exterior más importante que tenemos, lo que quizá pueda explicar por qué la óptica es una de las ramas más antiguas de la ciencia. En broma podríamos decir que la óptica comenzó cuando Adán vio a Eva por primera vez, aunque más seriamente podemos afirmar que tan pronto el hombre tuvo conciencia del mundo que habitaba, se comenzó a percatar de muchos fenómenos luminosos a su alrededor, el Sol, las estrellas, el arco iris, el color del cielo a diferentes horas del día, y muchos otros. Estos fenómenos sin duda despertaron su curiosidad e interés, que hasta la fecha sigue sin saciarse completamente.

Antes de hablar de óptica conviene saber lo que ésta es. Podemos definir la óptica como el estudio de la luz, de la manera como es emitida por los cuerpos luminosos, de la forma en la que se propaga a través de los medios transparentes y de la forma en que es absorbida por otros cuerpos. La óptica, al estudiar los cuerpos luminosos, considera los mecanismos atómicos y moleculares que originan la luz. Al estudiar su propagación, lógicamente estudia los fenómenos luminosos relacionados con ella, como la reflexión, la refracción, la interferencia, la difracción, etc.

Sin embargo, con el fin de que la definición de la óptica quedara completa, la siguiente pregunta lógica sería: ¿qué es la luz? En forma rigurosa, aún no se tiene una respuesta completamente satisfactoria a esta pregunta, aunque sí podemos afirmar de manera muy general y elemental que la luz es la parte de la radiación electromagnética que puede ser percibida por el ojo humano. La luz incluye parte del campo de la radiación conocido como espectro electromagnético, mientras que la expresión luz visible señala específicamente la radiación en el espectro visible.

Muchas personas ya han estudiado los fenómenos fundamentales de la propagación y consideran que las leyes de reflexión y refracción son fáciles de entender. Pero esto es así sólo por la perspectiva macroscópica con que se abordan estos conceptos. Por ejemplo, la

reflexión, que a primera vista parece algo tan obvio como la luz “que rebota en una superficie”, es un fenómeno maravillosamente sutil que generalmente implica el comportamiento coordinado de innumerables átomos. Cuanto más profundizamos en estos procesos, más interesantes nos parecen. Al adentrarnos, surge un gran número de preguntas fascinantes: ¿Cómo se transmite la luz a través de un medio material? ¿Qué le sucede mientras se está transmitiendo? ¿Por qué la luz, al parecer, se transmite a una velocidad distinta de c si los fotones sólo pueden existir a esta velocidad?

Cada una de estas preguntas se origina porque día a día la óptica avanza de una manera impresionante, lo que da lugar a nuevas investigaciones como la de esta tesis, la cual trata de “guiado de partículas mediante un campo evanescente estructurado en un sistema optofluídico”.

Si bien es cierto, desde el siglo XVII se conoce el hecho de que la luz ejerce presión sobre la materia en la que incide. Johannes Kepler observó que la dirección que tomaba la cola de los cometas, la cual es siempre en sentido contrario a la posición del sol, era debido al empuje de la radiación solar, pero ahora sabemos que tal efecto se debe al viento solar. Dos siglos después, en 1873 James Clerk Maxwell demostró teóricamente que la luz por si misma podía ejercer fuerzas ópticas, denominadas presión de radiación.

Posteriormente, dentro del marco de la mecánica cuántica, con el trabajo de Einstein y Planck, se pudo explicar que la luz también se comporta como un flujo de corpúsculos llamados fotones, que al igual que las partículas materiales, pueden ejercer presión sobre los objetos, e incluso, transferir momento (Hecht, E., Zajac, A. 2000). Sin embargo, debido al orden de magnitud de estas fuerzas (pN), hubo que esperar hasta 1986 para que el científico estadounidense A. Ashkin de los laboratorios Bell describiera experimentalmente el uso de un haz láser para atrapar y manipular micropartículas dieléctricas (Ashkin, A. *et al.* 1986). Un año después demostró la utilidad de su técnica en organismos vivos atrapando bacterias y protozoos (Ashkin, A., Dziedzic J. M., 1987). Sus experimentos iniciales fueron de aceleración/deceleración, levitación y atrapamiento de partículas.

Este método de micromanipulación, conocido como pinzas ópticas, es actualmente una herramienta moderna usada principalmente en investigación biológica

y médica, donde es posible mover, atrapar, torcer, etc., objetos microscópicos con luz y sin necesidad de tener contacto mecánico con ellos. El rango de tamaños de los objetos para manipulación va de decenas de nanómetros a decenas de micrómetros.

Cada vez más, las aplicaciones están dirigiendo la investigación en pinzas ópticas. Mientras tanto, ha habido un aumento en el número de experimentos en áreas como dinámica coloidal, mecánica estadística, hidrodinámica, movimiento browniano y nanomanipulación. El mayor mercado para las pinzas ópticas es en biología. Poco tiempo después de que Ashkin mostrara las primeras pinzas ópticas, hizo uso de esta nueva herramienta para hacer medidas en células. Esto ha inspirado un enorme subcampo de trabajo orientado tanto a las propiedades celulares como moleculares.

Con base en el trabajo de Ashkin, los investigadores Kawata, S., Sugiura, T. (1992), trabajaron en el uso de la presión de radiación de un haz evanescente para el desplazamiento de pequeñas partículas sobre una superficie de un sustrato. La figura 1 ilustra el principio de este experimento, mediante el cual se demostró el movimiento de micropartículas en un campo evanescente generado por un haz láser que incide en un prisma bajo la condición de reflexión total interna. Las partículas son movidas en la dirección de la propagación de onda y a una velocidad determinada por el ángulo de incidencia del haz de láser. También se reportó una serie de experimentos donde se observó el movimiento de partículas con un campo evanescente en una guía de onda (Kawata, S., Tani, T., 1996).

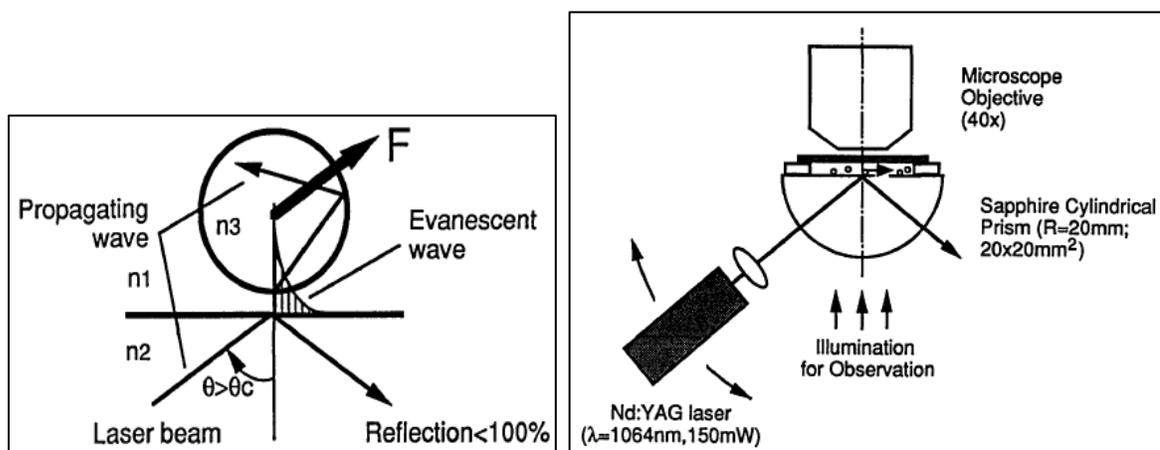


Figura 1: Movimiento de partículas con un campo evanescente y arreglo experimental (De Kawata, S., Sugiura, T., 1992, p. 772 y 773).

En las publicaciones más recientes se encuentra la de Marchington, *et al.* (2008), que presenta un trabajo para desviar y clasificar ópticamente micro-objetos empleando un sistema de reflexión total interna en un microscopio. También se encuentran estudios para hacer trampas ópticas con campos evanescentes, esto haciendo interferir 2 haces en contrapropagación (Summer, *et al.* 2012), (Siler, *et al.* 2012) y (Garcés-Chávez, V., Dholakia, K., 2005).

A raíz de esto, en esta tesis se trabaja ahora ya con un campo evanescente estructurado, y una de las maneras de formarlo es con la ayuda de un modulador espacial de luz (SLM por sus siglas en inglés), el cual permite variar, de manera controlada, la distribución de fase y/o amplitud de un haz que ha sido reflejado o refractado por este mismo. El SLM es un dispositivo del que se conoce su funcionamiento debido a que ya fue utilizado por el grupo de trabajo anteriormente. A su vez lo se hace en un sistema optofluídico, el cual hace que el guiado de partículas sea más controlado.

Los sistemas optofluídicos son dispositivo en los que los tamaños característicos son del orden de la micra, combinan sistemas mecánicos (micromotores) y eléctricos (con electrodos micrométricos) y además tienen disoluciones y líquidos. Es decir, la fusión de la mecánica de fluidos y la electrostática constituye la electrohidrodinámica, y la aplicación de ésta a sistemas micrométricos es lo que se llama sistema optofluídico. Estos sistemas son importantes para el análisis y control de biopartículas.

Para la elaboración de sistemas optofluídicos se utilizó la técnica de Cooper McDonald, J., Whitesides, M. (2002), esto con el fin de obtener unos microcanales bien definidos. La figura 2 plasma los pasos para la realización de estos sistemas, los cuales son cinco: grabado de mascarilla, formación de maestro, depósito de PDMS, positivado y sellado de microcanales.

Las técnicas de fabricación y aplicaciones en biomedicina de los dispositivos de microfluidos fabricados en PDMS son muy importantes. Los métodos y las aplicaciones que se describen se centran en la explotación de las propiedades físicas y químicas del PDMS para la fabricación de los dispositivos. La fabricación de microcanales en PDMS puede ser utilizada para incorporar otros materiales y estructuras a través de la encapsulación o sellado (tanto reversible como irreversible).

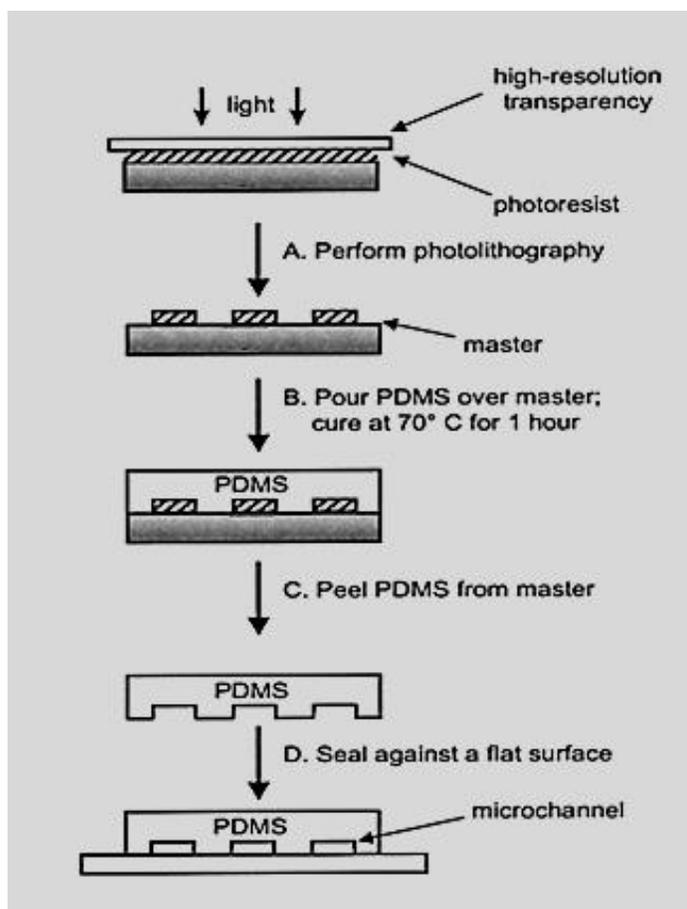


Figura 2: Método usado para la fabricación de microcanales con PDMS (De Cooper MCDonald, J., Whitesides, M., 2002, p. 492).

Mediante técnicas fotolitográficas, se grabarán las características de los microcanales que deseamos. Después del proceso de revelado, el negativo de los microcanales quedará sobre el sustrato. Para “positivarlo”, se utilizará un polímero (PDMS), que se depositará sobre la fororresina que ya tiene la forma deseada. Después del revelado, el polímero se desprenderá del sustrato y se contará con los microcanales de las dimensiones deseadas.

1.1 Objetivos

El principal objetivo de la tesis es lograr el guiado de partículas mediante un campo evanescente estructurado en un sistema optofluídico.

Los objetivos específicos son los siguientes:

- Usar técnicas fotolitográficas para la fabricación de microcanales con PDMS.
- Desarrollar un sistema para inyección de fluidos en microcanales.
- Fabricación de dispositivos optofluídicos.
- Generación de patrones de difracción mediante un SLM.
- Guiado de partículas mediante un campo evanescente uniforme.
- Guiado de partículas mediante un campo evanescente estructurado.

1.2 Desarrollo de la tesis

Para dar a conocer todo lo mencionado anteriormente se decidió organizar el contenido de este trabajo de la siguiente manera:

- El capítulo 2 se concentrará en el sistema optofluídico, el cual hace mención de cómo se hace el diseño y fabricación de este mismo. Primero que nada se hablará del diseño de los microcanales y el uso de la técnica de fotolitografía, posteriormente de la fabricación de microcanales con PDMS y por último del sellado de estos.
- En el capítulo 3 se hablará de campo evanescente uniforme. Se empezará mencionando que es un campo evanescente, cómo se forma un campo evanescente uniforme, la importancia del ángulo crítico y la reflexión total interna (TIR), los coeficientes de Fresnel y la fase que juegan un papel muy importante.
- En el capítulo 4 se hablará de un campo evanescente estructurado y por lo tanto del modulador espacial de luz (SLM), el cual a su vez nos lleva a estudiar lo que es la teoría de propagación de Fresnel y Fraunhofer y el algoritmo “Aditivo-Adaptativo” (AA).
- En el capítulo 5 se presentaran los resultados, lo cual implica que se mostrará el guiado de partículas con un campo evanescente uniforme y un campo evanescente estructurado, esto haciendo ya uso del sistema optofluídico.
- Finalmente se presentarán las conclusiones sobre este trabajo.

Capítulo 2

Sistema optofluídico

2.1 Sistema optofluídico

Hoy en día los sistemas optofluídicos están siendo muy utilizados en diversas áreas de trabajo, tales como la medicina y la microbiología, entre otras.

Se puede definir a un sistema optofluídico como un laboratorio a escala micrométrica (“Lab-on-a-chip”). Una definición más precisa es que, es un sistema de microcanales por los cuales se introducen microfluidos, y estos se inyectan por una bomba de jeringa (“Syringe Pump”) la cual estará obligada a suministrar un flujo constante de líquido al dispositivo de microfluidos.

2.2 Materiales para fabricar sistemas microfluídicos

La base para la fabricación de la mayoría de los sistemas microfluídicos es el proceso de fotolitografía. Inicialmente la mayoría de los procesos eran en silicio, y las tecnologías desarrolladas fueron directamente derivadas de la fabricación de estructuras de semiconductores. A causa de la demanda por sus características ópticas especiales, compatibilidad bioquímica, nuevos procesos como litografía suave, espesor de película, esterolitografía, replicación rápida vía galvanoplastia, modelo por inyección y grabado en relieve han sido desarrollados, los cuales son de bajo costo y desarrollo rápido de prototipos. Estos han sido desarrollados con materiales tales como el vidrio, la cerámica y polidimetilsiloxano (PDMS). Además los campos de los dispositivos de sistemas optofluídicos exceden más y más los bordes entre litografía basada en tecnología de microsistemas, nanotecnología e ingeniería de precisión.

En esta tesis se decidió trabajar con el material de polidimetilsiloxano (PDMS), esto porque tiene muy buenas propiedades ópticas que ayudan para la realización de este trabajo, como una transparencia de alrededor del 93%, el más transparente de los plásticos; alta resistencia al impacto, de unas diez a veinte veces la del vidrio; resistente a la

intemperie y a los rayos ultravioleta, no hay un envejecimiento apreciable en diez años de exposición exterior; excelente aislante térmico y acústico, y gran facilidad de maquinado y moldeo.

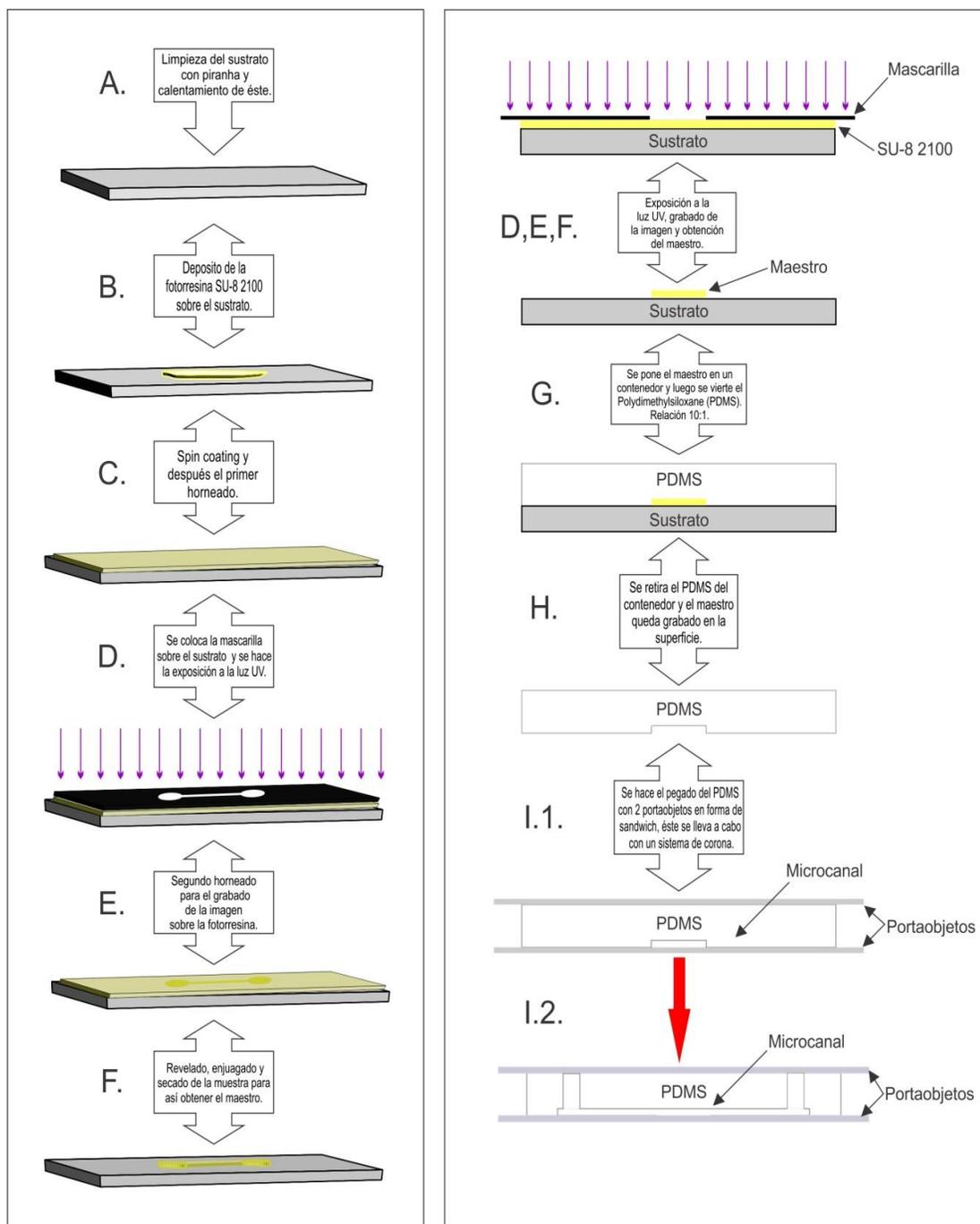


Figura 3: Proceso de fabricación de microcanales con la técnica de fotolitografía.

En la figura 3 se muestra el diagrama de flujo donde se encuentra el procedimiento para la elaboración de nuestros sistemas de microfluídos. Tal proceso de fabricación es el resultado de una revisión bibliográfica y de la experiencia obtenida al intentar reproducir los resultados de algunas publicaciones.

2.3 Diseño y fabricación de un sistema optofluídico

El diseño y fabricación es una parte muy importante para un sistema optofluídico, ya que es necesario obtener unos microcanales muy bien definidos, es decir, se necesita que sean uniformes tanto en el grosor como en las paredes. Esto por la simple razón de que se trabajará con micropartículas y se necesita tener cuidado con la uniformidad de los microcanales para evitar problemas en el guiado de éstas.

A continuación se hablará de cómo se realiza tanto el diseño como la fabricación de los microcanales.

2.3.1 Diseño de microcanales

El diseño de microcanales es la parte donde se propone y luego se decide qué forma de microcanales se requiere para la investigación que se está haciendo en el momento. El diseño puede ser desde algo simple hasta algo complejo, esto dependerá del trabajo que se vaya a realizar.

Para poder hacer el diseño existen distintas formas, ya que pueden hacerse con cualquier programa computacional en el que se pueda dibujar, que podría ser desde algo sencillo como lo es *Paint* hasta algo más complicado como lo son *Corel Draw* y *AutoCad*.

En este caso se utilizó *Corel Draw* porque ya había conocimiento del manejo de este programa computacional. Además, porque es muy amigable para hacer medidas de pequeña escala en un diseño.

Para empezar se decidió hacer unos diseños simples, esto para poder dominar primero la técnica de fotolitografía. Algunos de estos primeros diseños son los mostrados en la figura 4.

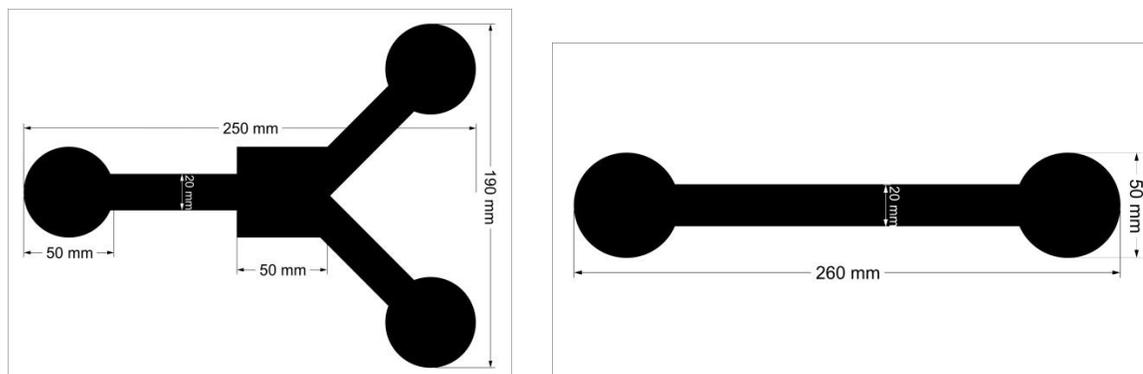


Figura 4: Diseño de los primeros microcanales.

2.3.2 Reducción del diseño de microcanales

Una vez hecho el diseño (ver figura 4) se imprime la imagen lo más oscuro posible en una hoja blanca (ver figura 5a), después la impresión se coloca en la cámara Repromaster 2001 AGFA GEVAERT (ver figura 5a) y por medio de ella se obtiene un negativo de la imagen pero en acetato fotográfico (ver figura 5b). Ya con la imagen impresa en el acetato fotográfico de 1:1, se hace una reducción de la imagen a la medida deseada; esta se lleva a cabo colocando el acetato fotográfico en una pantalla (ver figura 6a) y con una cámara se obtiene una fotografía de la imagen, la cual será a escala del tamaño original (ver figura 6b).

Todo lo anterior se cumple con simples técnicas de fotografía, lo único que se debe cuidar es el tiempo de exposición y revelado, esto para poder obtener una mascarilla que tenga muy bien definido el tono negro y el transparente.

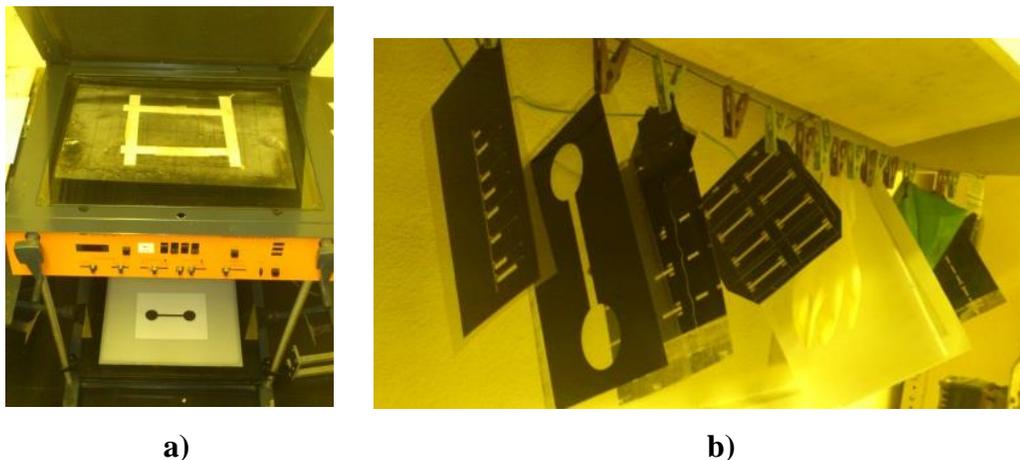


Figura 5: Proceso para obtener el diseño en acetato fotográfico.



Figura 6: Reducción de la fotomáscara.

2.4 Uso de la técnica de fotolitografía

La fotolitografía es un proceso empleado en la fabricación de dispositivos semiconductores o circuitos integrados. El proceso consiste en transferir un patrón desde una fotomáscara a la superficie de una oblea.

Como se mencionó anteriormente, primeramente se realizó lo que fue el diseño de microcanales. Teniendo este diseño lo que se hizo fue pasarlo a un acetato fotográfico. En este paso se procedió a sacar un positivo y un negativo de nuestro diseño de microcanales, para después realizar la reducción que finalmente será nuestra fotomáscara, misma que se utilizará para la obtención de nuestro MAESTRO con la técnica de fotolitografía. Este proceso consta de los siguientes pasos:

A. Limpieza del sustrato.

Este es un paso muy importante en el proceso, ya que esto ayudará a obtener mejores resultados. Este paso consta de lo siguiente:

- 1) Se limpia el sustrato con PIRANHA (mezcla de ácido sulfúrico y peróxido de hidrógeno en una proporción de 3:1). El tiempo de exposición del sustrato a esta mezcla es de 10 a 15 minutos aproximadamente (Division of Research Safety, 2009), (McGill Nanotools – Microfab, 2012) y (Haijun Qiao, 2012). Cabe mencionar que en la preparación de esta mezcla se tiene que tener mucho cuidado, ya que es material muy peligroso (ver figura 7a). Además, este paso se lleva a cabo sólo cuando el sustrato está siendo reutilizado, esto para remover sustancias que en



Figura 7: Limpieza del sustrato.

ese momento se encuentran adheridas todavía al sustrato. En caso de que el sustrato sea nuevo el proceso de limpieza se inicia en el paso 3 (Ruiz Cortés, 1998).

- 2) Se enjuaga el sustrato con agua destilada.
- 3) Se lava el sustrato con un paño de pulir sumergido en una solución de agua destilada y detergente neutro (proporción de 9:1).
- 4) Se coloca el sustrato en un baño ultrasónico llenado con la solución antes mencionada por aproximadamente 15 minutos.
- 5) Se enjuaga el sustrato con agua destilada.
- 6) Se coloca de nuevo en baño ultrasónico llenado ahora solamente con agua destilada por un tiempo de 15 minutos aproximadamente.
- 7) Finalmente se seca con nitrógeno comprimido y se guarda en una caja de Petri para evitar que se contamine (Ruiz Cortés, 1998) (ver figura 7b).

A.1 Calentamiento del sustrato.

En este paso lo que se hace es mantener el sustrato (tamaño 2''x2'') en un horno por una hora aproximadamente a una temperatura de 125°C. Esto ayuda a que la fotorresina (SU-8 2100) se distribuya más fácilmente en el sustrato ya que es muy densa.

B. Preparación de la fotorresina.

La fotorresina utilizada en este trabajo es la SU-8 2100 (“Permanent Epoxy Negative Photoresist”) de la empresa Micro Chem. Esta fotorresina permite obtener un grosor hasta de 100 μm y para eso sólo se necesita extraer la cantidad de 1 ml por cada pulgada de diametro (Mata, *et al*, 2006).

B.1 Depósito de la fotorresina.

Se coloca el sustrato en la máquina de centrifugado (“spin coating”) y se depositan 2 ml de fotorresina sobre su superficie. El depósito tiene que ser en el centro del sustrato para que la distribución sea lo más uniforme posible y así lograr mejores resultados (ver figura 8).

C. Máquina de centrifugado (“Spin coat”).

La máquina de centrifugado se opera de la siguiente manera:

- 1) De 0 a 750 rpm por 15 segundos con saltos de 100 rpm/s.
- 2) Se deja en 0 rpm de nuevo.
- 3) Ahora de 0 a 2000 rpm por 30 segundos con saltos de 300 rpm/s.

Cabe aclarar que con esta configuración se obtiene un espesor de 60 micras aproximadamente (ver figura 8).



Figura 8: Deposito de la fotorresina y centrifugado.



Figura 9: Primer horneado realizado después del centrifugado.

C.1 Primer horneado (“soft bake”).

Se coloca primeramente en un placa caliente (“hot-plate”) por 5 minutos a 65°C y luego en el horno por 1 hora a 95°C . Este primer horneado es el que determina el fijado de la fotorresina sobre el sustrato, por lo tanto se tiene que tener cuidado al momento de hacerlo. Después de esto se deja reposar 10 minutos a temperatura ambiente (ver figura 9).

D. Exposición al UV.

Se usa la fotomáscara obtenida en la reducción, la cual cuenta con áreas opacas y transparentes con el patrón a imprimir. La fotomáscara se coloca interponiéndose entre el sustrato con fotorresina y la fuente luminosa, de este modo, se exponen a la luz sólo unas partes de la fotorresina, mientras que otras no (ver figura 10).

La luz que se utiliza tiene una longitud de onda de 365 nm, que está en la zona ultravioleta (UV) del espectro. Cuanto más corta sea la longitud de onda, mayor será la resolución que se puede alcanzar, por lo que siempre se han ido buscando fuentes de luz (lámparas o láseres) con menor longitud de onda.

El tiempo de exposición que estamos utilizando es de 10 segundos aproximadamente a una energía de 375 mJ ($12.5 \text{ mW}/\text{cm}^2$). Para llevar cabo la exposición se utiliza el sistema de exposición UV Oriel (500 W).

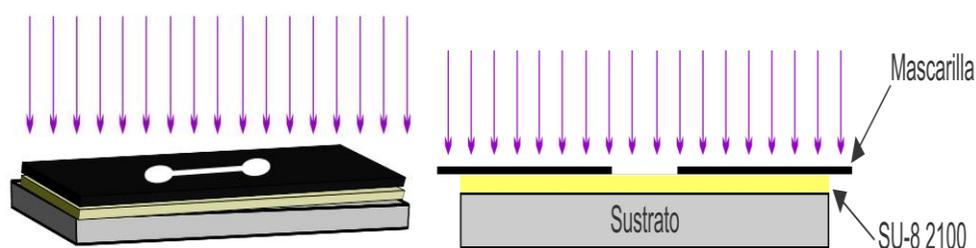


Figura 10: Exposición de la fotorresina al UV.

E. Segundo horneado (“post-exposure bake”).

Se coloca de nuevo en la placa caliente (“hot-plate”) por 5 minutos a 65°C y después en el horno por 30 minutos a 95°C . Este horneado es el que hace que la imagen de la mascarilla se visualice y quede bien grabada en la fotorresina (ver figura 11). Nuevamente se deja reposar a temperatura ambiente.

F. Revelado (revelador SU-8).

En esta fase la fotorresina está preparada para reaccionar de forma diferente a un ataque químico, dejando el patrón de la fotomáscara grabado en la placa. El tiempo de revelado para esta fotorresina debe de ser entre 10 o 15 minutos aproximadamente.

F.1 Enjuague y secado.

Después del revelado el sustrato se debe de enjuagar con alcohol isopropílico. Con esto se observa claramente si el área no deseada ha sido retirada, es decir, si el área no deseada no ha sido retirada totalmente el alcohol hará que se vean manchas blancas, lo cual significa que todavía tiene residuos de fotorresina y por lo tanto se tiene que meter de nuevo al revelador hasta lograr que solamente quede grabada la imagen de la fotomáscara (MAESTRO). El secado se debe de hacer de preferencia con nitrógeno comprimido para evitar humedad o partículas que puedan afectar al grabado.

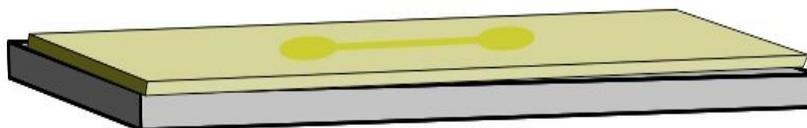


Figura 11: Imagen grabada después del segundo horneado.

F.3 Tercer horneado (“hard bake”).

Se hace en una placa caliente a una temperatura de 150°C aproximadamente y por un tiempo de 30 minutos. Este paso se lleva a cabo para fijar los cambios que la impresión ha realizado anteriormente (ver figura 12).

F.4 Medida con el perfilómetro.

Después de todo el proceso anterior se obtuvo como resultado el MAESTRO y con un perfilómetro (DekTak ST modelo RAS - 4700) se obtuvo un trazo del perfil del microcanal para verificar que era el deseado. En la figura 13 se muestra los datos obtenidos.



Figura 12: Fotografía del maestro grabado completamente en fotorresina SU-8 2100.

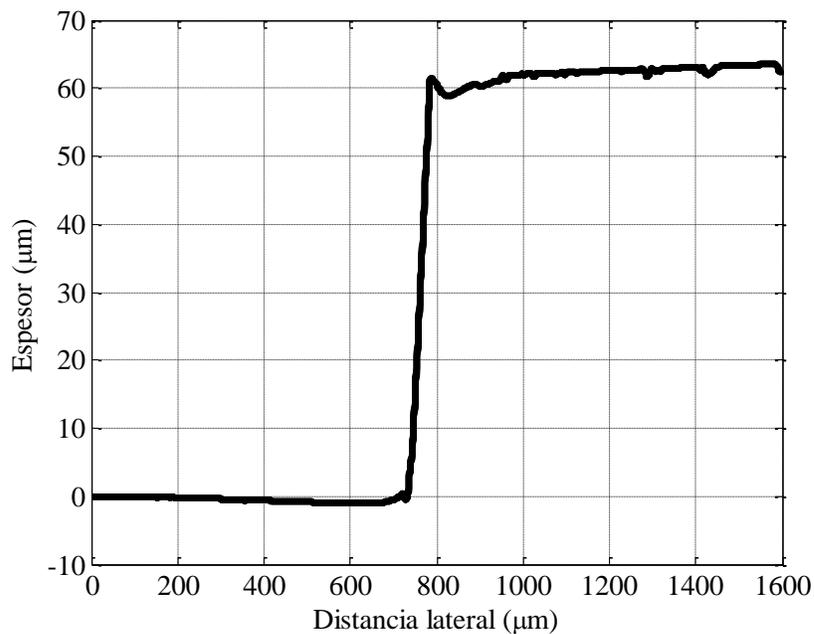


Figura 13: Trazo del perfil del microcanal que muestra el espesor del maestro hecho con SU-8 2100.

2.5 Fabricación de microcanales con PDMS

En este punto se hace el positivado del MAESTRO para así obtener los microcanales, esto se realiza con PDMS (“Polydimethylsiloxane”). Antes de continuar hablaremos un poco de este material.

El PDMS pertenece a un grupo de polímeros de organosilicio compuestos que se conoce comúnmente como siliconas. El PDMS es el polímero orgánico más ampliamente utilizado basado en silicio, y es particularmente conocido por sus propiedades. El PDMS es ópticamente transparente y, en general, se considera que es inerte, no tóxico y no inflamable. En ocasiones se denomina dimeticona y es uno de varios tipos de aceite de silicona (polimerizado siloxano). Sus aplicaciones van desde las lentes de contacto hasta los dispositivos médicos de elastómeros (Dow Corning and Sylgard, 2008).

Después de la descripción del PDMS podemos decir la razón por la que se escogió este material para nuestro trabajo, y simplemente es porque tiene las siguientes propiedades:

- Transparencia de alrededor del 93% en el visible. El más transparente de los plásticos.
- Alta resistencia al impacto, de unas diez a veinte veces la del vidrio.
- Resistente a la intemperie y a los rayos ultravioleta. No hay un envejecimiento apreciable en diez años de exposición exterior.
- Excelente aislante térmico y acústico.
- Gran facilidad de maquinado y moldeo.

Estas propiedades mencionadas anteriormente (Santiago Alavarado, Vázquez Montiel, 2009) permiten la fabricación de microcanales con las características deseadas.

Cabe mencionar que para hacer los microcanales se utilizó el PDMS (“Sylgard 184 silicone elastomer”) y para esto se tuvo que realizar una serie de pasos, los cuales se describen a continuación.

G. Preparación del PDMS.

Se hace una mezcla en una proporción de 10:1 (10 de elastómero con 1 de agente de



Figura 14: Mezcla de elastómero con el agente de curado.

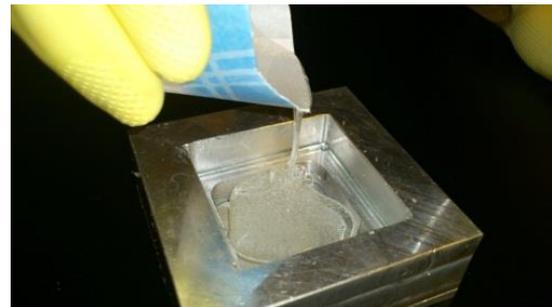
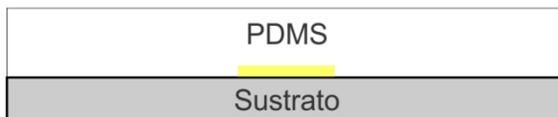


Figura 15: Deposito del PDMS en el contenedor.

curado) como se muestra en la figura 14 (Duffy, *et al.* 1998). En este paso se debe tener mucho cuidado en que las cantidades sean en la proporción correcta, esto para que el PDMS solidifique bien y pueda servir.

G.1 Depósito del PDMS.

Habiendo realizado la mezcla lo que se hace ahora es depositar el líquido en un recipiente. Para esto el recipiente ya debe tener en el fondo el sustrato con el MAESTRO, el cual es lo que se desea grabar en el PDMS (en este caso microcanales) (ver figura15).

G.2 Eliminación de burbujas.

La mezcla anterior da como resultado muchas burbujas, las cuales deben de evitarse para obtener una buena transparencia en los microcanales. Para hacer esto se tiene que hacer vacío. Este vacío dependerá de la cantidad del PDMS, en nuestro caso se encontró que con 45 minutos era suficiente, porque nuestra muestra es de 2" x 2" con un grosor de 3 a 4 milímetros aproximadamente (ver figura 16).

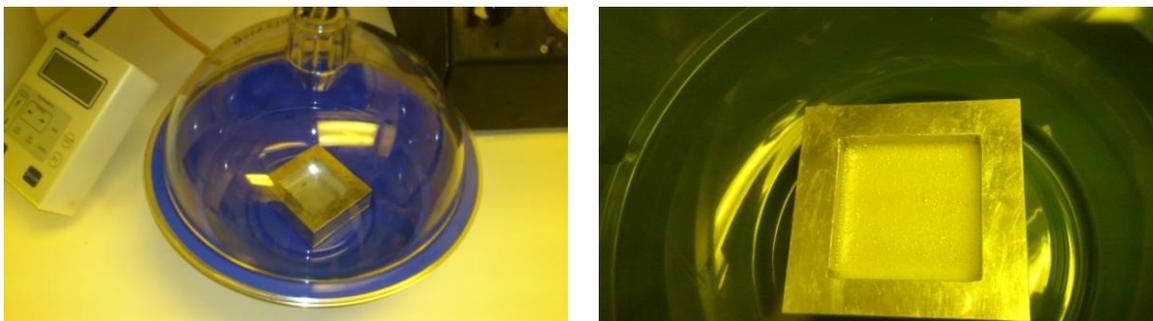


Figura 16: Realizado de vacío para quitar burbujas.



Figura 17: Grabado del maestro en el PDMS.

G.3 Horneado.

Este se hace para solidificar el material y puede llevarse a cabo de diferentes maneras, es decir, se puede hornear a diferentes temperaturas usando diferentes tiempos. En nuestro trabajo se hizo el horneado por una hora con una temperatura aproximada de 80°C (Ali Asgar, *et al.* 2007).

H. Retiro de la muestra.

Por último sólo resta retirar el PDMS del contenedor cuidadosamente para que los microcanales salgan en perfecto estado (ver figura 17).

I. Sellado de microcanales

Este paso es muy importante en la fabricación de microcanales, ya que se necesita hacer un sellado que soporte la presión del fluido con el que se trabajará. El sellado debe ser irreversible. Para esto se utilizó un tratamiento de corona (a veces referido como plasma



Figura 18: Tratamiento de corona (plasma).

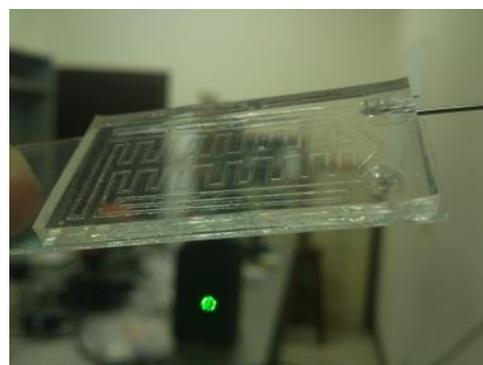
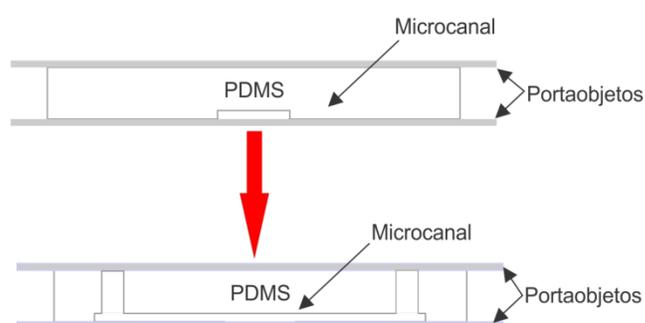


Figura 19: Sellado de microcanales y obtención de un dispositivo de microfluidos.

de aire), el cual es una técnica de modificación de superficie que utiliza una descarga de plasma para impartir los cambios en las propiedades de una superficie (Haubert, *et al.* 2006) (ver figura 18 y 19). La descarga de plasma se debe hacer sobre el sustrato y sobre el PDMS, esto para que ambos sufran la modificación en las propiedades de la superficie y el pegado sea óptimo.

Después de haber hecho los primeros microcanales simples, se hicieron los diseños que se muestran en la figura 20. Unos son para demostración y otros para hacer el guiado de partículas. Cabe señalar que los diseños de la figura 20 van desde 100 μm hasta 500 μm de ancho.

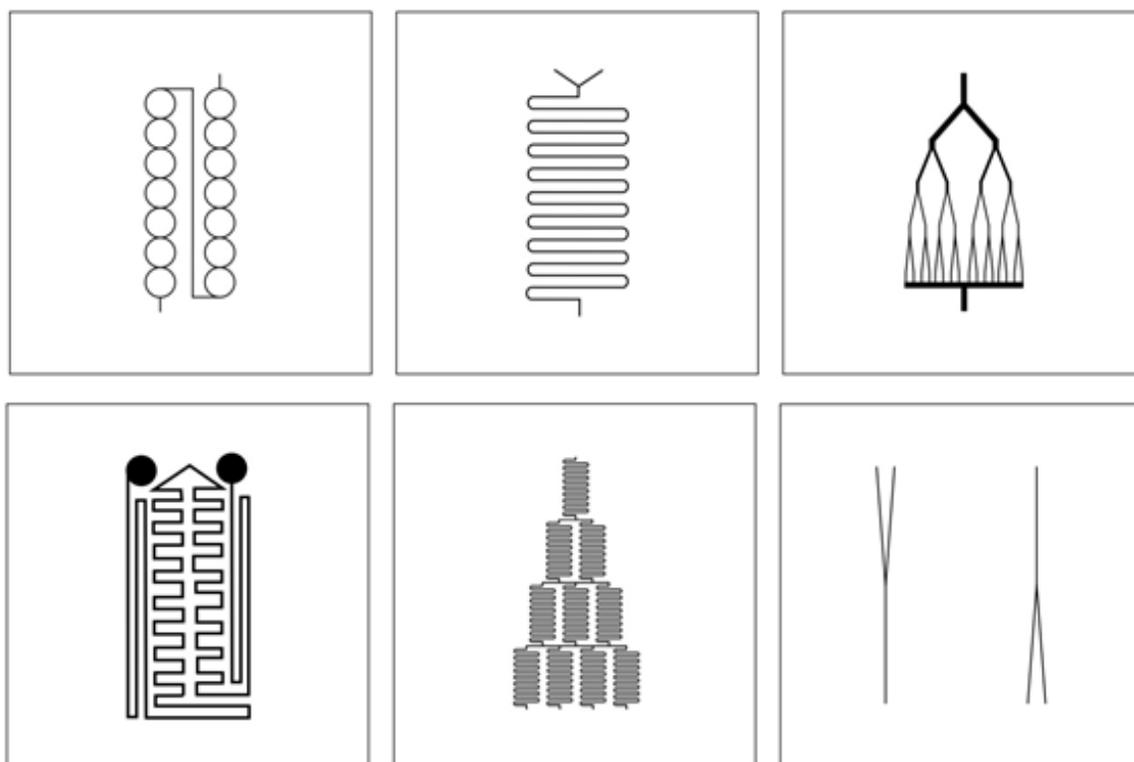


Figura 20: Diseño de microcanales complejos.

En el siguiente capítulo se hablará de un campo evanescente uniforme y todos los factores que influyen tanto en su comportamiento como en su formación.

Capítulo 3

Campo evanescente uniforme

En este capítulo se presenta la teoría que explica la formación de un campo evanescente uniforme. Se hablará de los factores que influyen en su comportamiento, es decir, se tratará el tema de la reflexión interna total, el ángulo crítico, los coeficientes de Fresnel, entre otras cosas.

3.1 Campo evanescente

Los campos evanescentes juegan un papel importante en nano-óptica. La palabra evanescente deriva del latín “*evanesceré*” y significa que tiende a desaparecer o es imperceptible. Un campo evanescente puede ser descrito por una onda de la forma $\mathbf{E} e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r}-\omega t)}$. Ellas son caracterizadas por el hecho de que al menos una componente del vector de onda \mathbf{k} que describe la dirección de propagación es imaginaria. Los campos evanescentes son de mayor importancia para la comprensión de los campos ópticos que están limitados a dimensiones menores a la longitud de onda (Novotny, L., Hecht, B., 2006).

La definición anterior es muy apropiada para llamar así a este campo, ya que es un campo que tiende a desaparecer a una pequeña distancia, es decir, tiene un decaimiento exponencial. Este decaimiento exponencial está relacionado con ciertos parámetros, como lo son la longitud de onda del haz incidente, los índices de refracción del medio de incidencia (n_i) y del medio de transmisión (n_t) y, del ángulo de incidencia. Este último es el más importante a considerar por el simple hecho de que de él depende que se dé el campo evanescente.

Para estudiar el campo evanescente es necesario conocer el comportamiento de las amplitudes de campo reflejado y transmitido, por lo tanto a continuación se hablará de los coeficientes de Fresnel, los cuales proporcionan esa información.

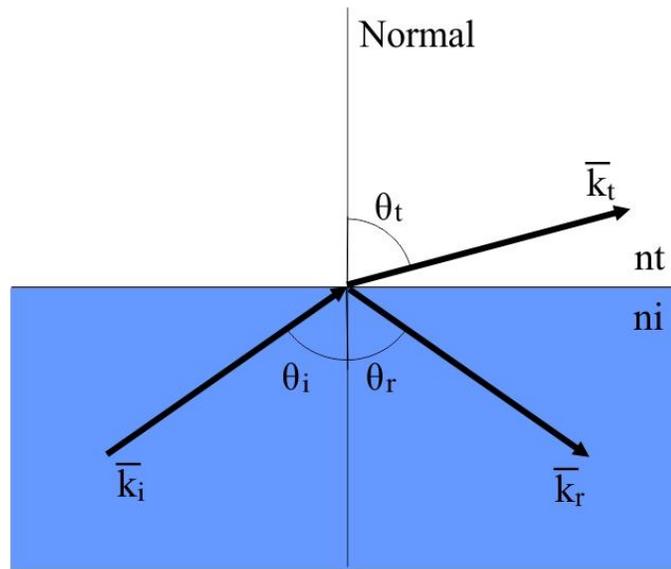


Figura 21: Diagrama de una onda plana en un medio con índice n_i incidiendo en una superficie plana.

3.2 Coeficientes de Fresnel

Los coeficientes de Fresnel son los parámetros que permiten medir la relación entre los campos eléctricos transmitido y reflejado cuando una onda experimenta un cambio en las propiedades del medio por el que se propaga.

Para entender los coeficientes de Fresnel se empezará hablando del comportamiento de una onda en una interfaz.

Primero se supondrá que la onda de luz monocromática incidente es plana (ver figura 21) y tiene por lo tanto la forma

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_{0i} \exp[i(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r} - \omega_i t)], \quad (3.1)$$

o, expresado más sencillamente,

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_{0i} \cos(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r} - \omega_i t). \quad (3.2)$$

donde \mathbf{E}_{0i} es la amplitud de la onda, \mathbf{k}_i el vector de onda o de propagación, \mathbf{r} el vector posición, ω_i la frecuencia temporal angular y t el tiempo.

Se supondrá que \mathbf{E}_{0i} es constante en el tiempo, es decir que la onda es linealmente polarizada o polarizada en un plano. Observemos que así como el origen de tiempos, $t = 0$, es arbitrario, también lo es en el origen O en el espacio, donde $\mathbf{r} = \mathbf{0}$. Por lo tanto, sin hacer suposiciones acerca de sus direcciones, frecuencias, longitudes de onda, fases o amplitudes, podemos formular las ondas reflejada y transmitida como

$$\mathbf{E}_r = \mathbf{E}_{0r} \cos(\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r} - \omega_r t + \varepsilon_r), \quad (3.3)$$

y

$$\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_{0t} \cos(\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r} - \omega_t t + \varepsilon_t). \quad (3.4)$$

Aquí ε_r y ε_t son constantes de fase relativas a \mathbf{E}_i .

Las leyes de la teoría electromagnética exigen ciertos requisitos que los campos han de cumplir, a los que nos referimos como las condiciones de frontera. En concreto, uno de estos requisitos es que la componente del campo eléctrico \mathbf{E} , que es tangente a la interfaz, debe ser continua a través de ella (lo mismo deberá aplicarse para \mathbf{B}). Dicho de otro modo, la componente tangencial total de \mathbf{E} en un lado de la superficie deberá ser igual a la del otro lado (Hecht, E., Zajac, A., 2000).

Para encontrar la relación que existe entre las fases de $\mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{E}_r(\mathbf{r}, t)$ y $\mathbf{E}_t(\mathbf{r}, t)$ en la frontera es necesario hacer uso de la ley de Snell (Hecht, E., Zajac, A., 2000)

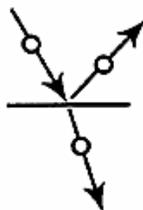
$$n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t. \quad (3.5)$$

donde θ_i es el ángulo incidente y θ_t es el ángulo transmitido.

Ahora habiendo definido la ley de Snell usamos el coeficiente de reflexión, el cual se define como la razón entre el campo eléctrico reflejado por el incidente:

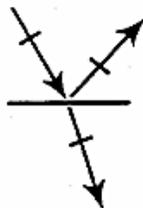
$$r = \frac{E_r}{E_i}. \quad (3.6)$$

Perpendicular (“s”) Esta polarización se encuentra apuntando hacia afuera del plano de incidencia.



TEOREMA #1. Si el campo eléctrico incidente es perpendicular al plano incidente ($E_x = 0, E_z = 0, E_y \neq 0$, el campo transmitido es también perpendicular al plano incidente.

Paralelo (“p”) Esta polarización está paralela al plano de incidencia



TEOREMA #2. Si el campo eléctrico incidente es paralelo al plano incidente ($E_x \neq 0, E_z \neq 0, E_y = 0$, el campo transmitido es también paralelo al plano incidente.

Figura 22: Notación simplificada para los estados de polarización.

Y el coeficiente de transmisión, el cual se define como la razón entre el campo eléctrico transmitido por el incidente:

$$t = \frac{E_t}{E_i} . \quad (3.7)$$

El coeficiente de reflexión describe la amplitud de una onda reflejada respecto a la onda incidente y el coeficiente de transmisión describe la amplitud de una onda transmitida respecto a la onda incidente.

Lo anterior muestra que existe una interdependencia compartida por las amplitudes \mathbf{E}_{0i} , \mathbf{E}_{0r} y \mathbf{E}_{0t} que se pueden calcular. A este fin, se supondrá que una onda monocromática plana incide en una superficie plana que separa dos medios isótropos. Sea cual sea la polarización de la onda, resolveremos sus campos \mathbf{E} y \mathbf{B} en componentes paralelas y perpendiculares al plano de incidencia (ver figura 22) y trataremos estas componentes separadamente.

Caso 1. \mathbf{E} perpendicular al plano de incidencia. En este caso \mathbf{E} es perpendicular al plano de incidencia y \mathbf{B} es paralelo a él (ver figura 23).

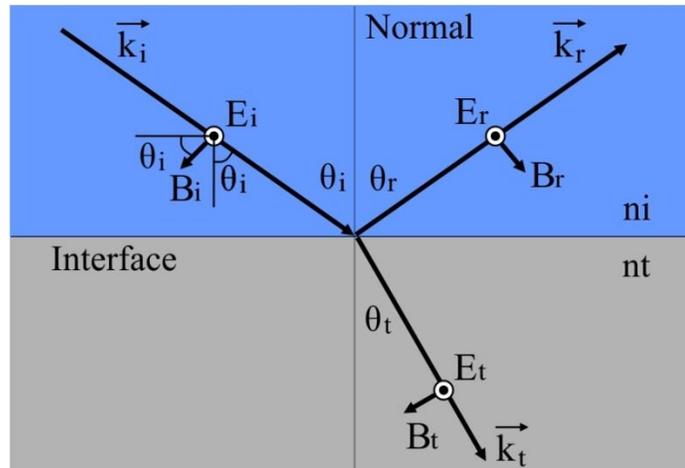


Figura 23: Representación del campo E perpendicular y el campo B paralelo.

Después de un desarrollo de expresiones matemáticas se puede llegar al coeficiente de reflexión perpendicular, esto resolviendo E_{0r}/E_{0i} de modo que (Hecht, E., Zajac, A., 2000):

$$r_{\perp} = \frac{E_{0r}}{E_{0i}} = \frac{[n_i \cos \theta_i - n_t \cos \theta_t]}{[n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t]} \quad (3.8)$$

Una vez obtenido el coeficiente de reflexión, de manera análoga se obtiene el coeficiente de transmisión perpendicular.

Ahora resolviendo E_{0t}/E_{0i} obtenemos que (Hecht, E., Zajac, A., 2000)

$$t_{\perp} = \frac{E_{0t}}{E_{0i}} = \frac{2n_i \cos \theta_i}{[n_t \cos \theta_t + n_i \cos \theta_i]} \quad (3.9)$$

Estas son las llamadas ecuaciones de Fresnel para luz polarizada perpendicularmente. Aquí r_{\perp} denota el coeficiente de reflexión para la amplitud, mientras que t_{\perp} representa el coeficiente de transmisión para la amplitud.

Caso 2. E paralelo al plano de incidencia. Cuando el campo incidente E está en el plano de incidencia, tal y como se muestra en la figura 24, es posible deducir un par de ecuaciones similares.

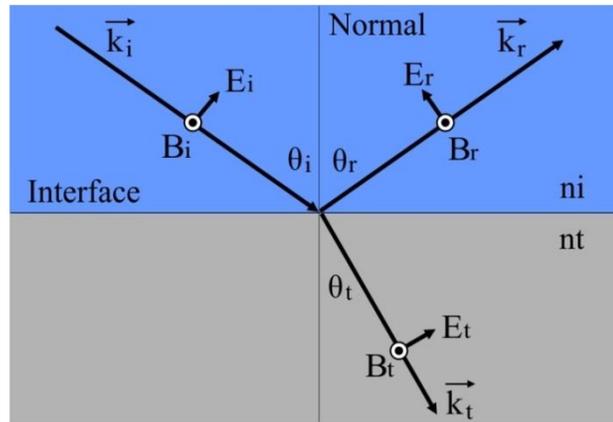


Figura 24: Representación del campo E paralelo y B perpendicular.

Al igual que en el caso perpendicular se realiza un desarrollo matemático y resolviendo E_{0r}/E_{0i} se obtiene el coeficiente de reflexión paralelo, de modo que (Hecht, E., Zajac, A., 2000):

$$r_{\parallel} = \frac{E_{0r}}{E_{0i}} = \frac{[n_t \cos(\theta_i) - n_i \cos(\theta_t)]}{[n_i \cos(\theta_t) + n_t \cos(\theta_i)]}. \quad (3.10)$$

Ahora de la misma manera se obtiene el coeficiente de transmisión paralelo. Y resolviendo E_{0t}/E_{0i} se obtiene (Hecht, E., Zajac, A., 2000):

$$t_{\parallel} = \frac{E_{0t}}{E_{0i}} = \frac{[2n_i \cos(\theta_i)]}{[n_t \cos(\theta_i) + n_i \cos(\theta_t)]}. \quad (3.11)$$

Estas son las ecuaciones de Fresnel para luz polarizada paralelamente.

3.3 Reflexión interna total (TIR)

Se conoce al fenómeno de reflexión como el cambio en la dirección de un rayo de luz cuando este no logra traspasar la interfaz entre dos medios.

Se trata de un fenómeno característico de la propagación por ondas, que se produce cuando un rayo choca contra una superficie formando un ángulo con la normal, llamado

ángulo de incidencia, y es reflejado en una dirección dada por el ángulo de reflexión. Existen dos tipos: reflexión externa y reflexión interna.

La reflexión externa se presenta cuando la luz se transmite de un medio de menor a uno de mayor densidad óptica. Dicho de otro modo, el índice del medio incidente (n_i) es menor que el índice del medio transmisor (n_t) (ver figura 25a).

La reflexión interna se presenta cuando la luz se transmite de un medio de mayor a uno de menor densidad óptica, es decir, el índice del medio incidente (n_i) es mayor que el índice del medio transmisor (n_t) (ver figura 25b).

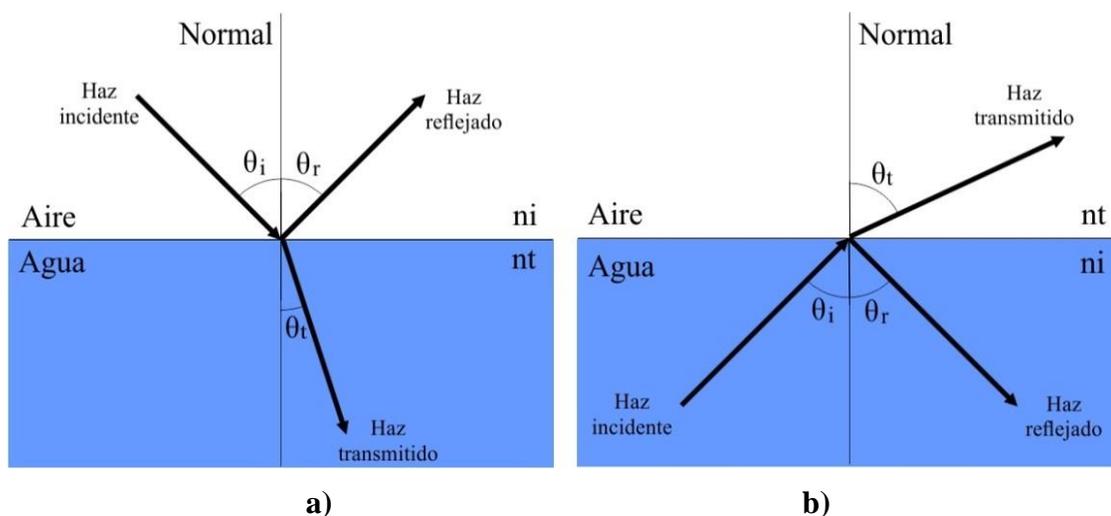


Figura 25: La reflexión externa es cuando a) $n_i < n_t$ y la reflexión interna cuando b) $n_i > n_t$.

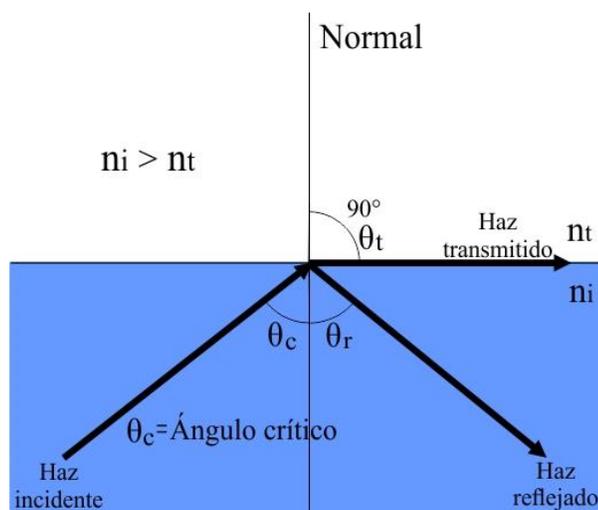


Figura 26: Ángulo crítico.

El fenómeno de la reflexión total interna se produce cuando un rayo de luz se transmite a un ángulo igual o mayor al ángulo crítico (θ_c) y en una configuración de reflexión interna, toda la energía incidente se refleja de nuevo hacia el medio incidente. El ángulo crítico es ese valor especial de θ_i para el cual $\theta_t = 90^\circ$, o bien, es el ángulo mínimo de incidencia donde empieza a darse la reflexión total interna (TIR) (ver figura 26). El ángulo de incidencia se mide respecto a la normal de la separación de los medios y se obtiene de la ley de Snell

$$\theta_i = \theta_{\text{crítico}} = \sin^{-1}(n_t/n_i), \quad (3.12)$$

donde n_i y n_t son los índices de refracción de los medios con $n_i > n_t$. Esta ecuación es una simple aplicación de la ley de Snell donde el ángulo de refracción es 90° .

Cuanto menor sea la diferencia entre el medio incidente y el medio transmitido, menor será también θ_c (ver figura 27).

Conforme θ_i aumenta el haz reflejado se hace más y más fuerte, mientras que el haz transmitido se hace más débil hasta que este último desaparece y el primero lleva toda la energía cuando $\theta_r = \theta_c$. Es fácil observar la disminución de intensidad del haz transmitido cuando θ_i se hace mayor (Hecht, E., Zajac, A., 2000).

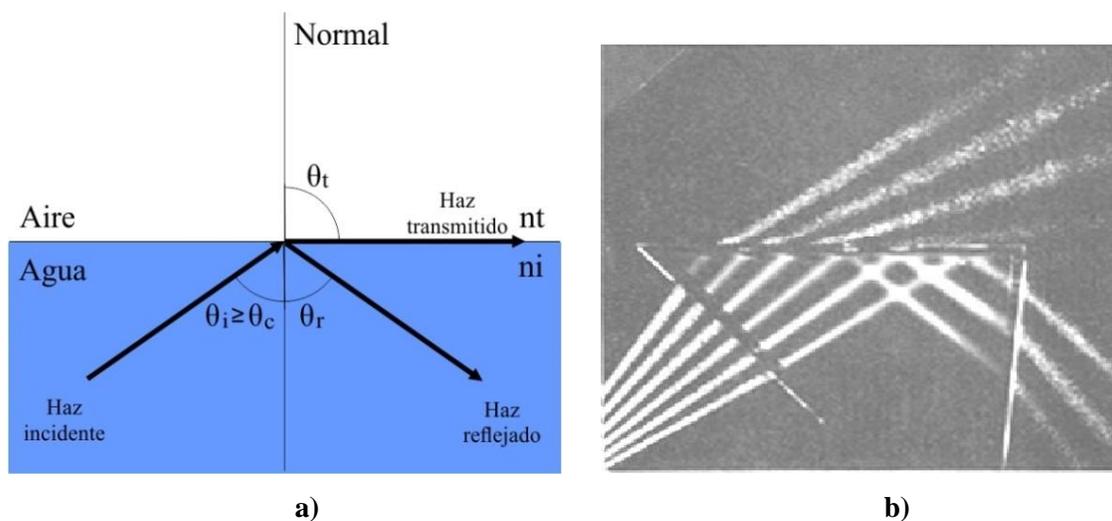


Figura 27: a) Diagrama de reflexión total interna y b) Fotografía de haces en reflexión total interna en un prisma (De Hecht, E., Zajac, A., 2000. p. 124).

3.4 Comportamiento de la fase y de los coeficientes de reflexión y transmisión

Los coeficientes de reflexión y de transmisión ya fueron definidos anteriormente, así que en esta parte sólo se definirá la fase.

La fase indica la situación instantánea en el ciclo, de una magnitud que varía cíclicamente. La fase es la fracción del periodo transcurrido desde el instante correspondiente al estado tomado como referencia. En realidad, el valor del ángulo de fase no es muy útil. El valor realmente útil es la diferencia de fase o desfase entre dos sitios, dos instantes o dos ondas.

A continuación se hablará de los dos casos en que se aplican coeficientes de reflexión y transmisión.

Caso 1. Coeficiente de reflexión y transmisión para una interface aire-vidrio. En este caso se tiene (ver figura 28):

- Una reflexión externa total para $\theta = 90^\circ$.
- Una reflexión cero para polarización paralela en el “ángulo de Brewster” (56.3° para los valores de n_i y n_t).
- Para valores diferentes de los índices de refracción, el ángulo de Brewster será diferente.

Caso 2. Coeficiente de reflexión para una interface vidrio-aire. En este caso se tiene (ver figura 29):

- Reflexión total interna para ángulos mayores al “ángulo crítico”

$$\theta_{crítico} = \sin^{-1} \frac{n_t}{n_i}$$

El seno en la ley de Snell no puede ser > 1 , es decir, 1 es el valor donde el ángulo transmitido es 90° en reflexión interna.

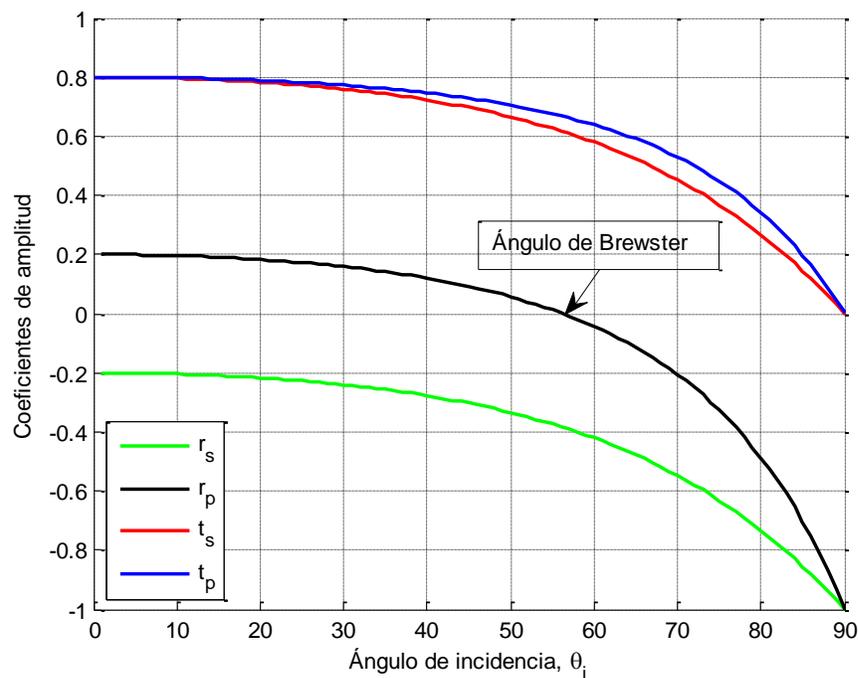


Figura 28: Los coeficientes de reflexión y transmisión para la amplitud como función del ángulo de incidencia. Estos corresponden a reflexión externa $n_t > n_i$ en una interfaz aire-vidrio ($n_i/n_t = 1.5/1$).

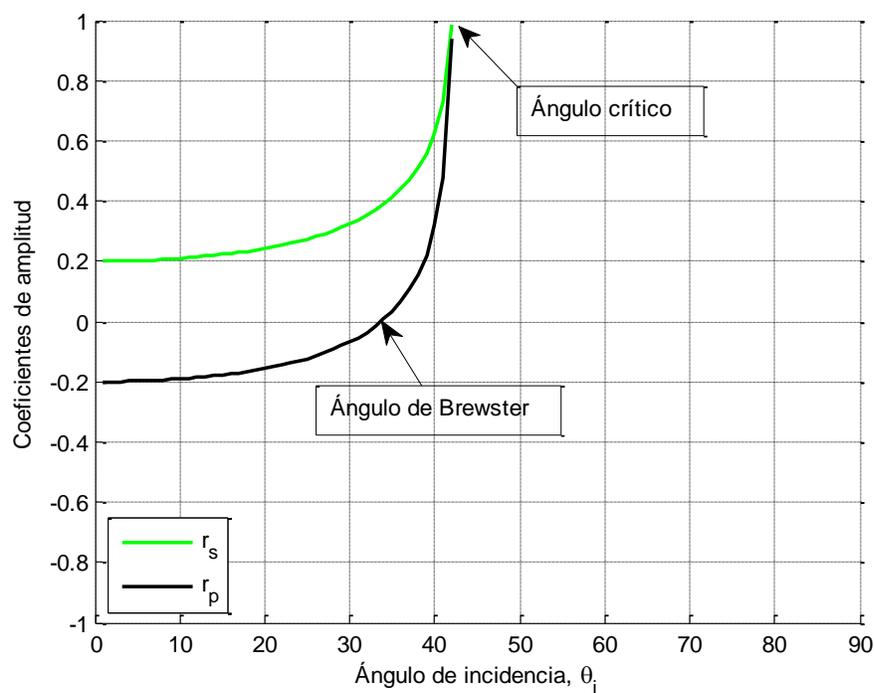


Figura 29: Los coeficientes de reflexión para la amplitud como función del ángulo de incidencia. Estos corresponden a reflexión interna $n_t < n_i$ en una interfaz vidrio-aire ($n_t/n_i = 1/1.5$).

Desplazamiento de fase

La diferencia en fase entre dos formas de onda es a lo que se le llama el desplazamiento de fase. Un desplazamiento de fase de 360 grados es un retraso de un ciclo o de un período de la onda, lo que realmente no es ningún desplazamiento. Un desplazamiento de 90 grados es un desplazamiento de 1/4 del periodo de la onda etc. El desplazamiento de fase puede ser considerado positivo o negativo; eso quiere decir que una forma de onda puede ser retrasada relativa a otra o una forma de onda puede ser avanzada relativa a otra. Esos fenómenos se llaman atraso de fase y avance de fase respectivamente.

Ahora bien, el signo de r_{\perp} está asociado con las direcciones relativas de $[E_{oi}]_{\perp}$ y $[E_{or}]_{\perp}$. Por lo tanto, una inversión de la amplitud $[E_{or}]_{\perp}$ es equivalente a introducir un desplazamiento de fase, $\Delta\varphi_{\perp}$, de π radianes de $[E_r]_{\perp}$. Así, en la frontera $[E_i]_{\perp}$ y $[E_r]_{\perp}$ serán antiparalelas y por lo tanto estarán desfasadas en π entre sí. Cuando se consideran las componentes normales al plano de incidencia, no hay confusión sobre si los dos campos están en fase o desfasados en π radianes; si son paralelos, están en fase; si son antiparalelos, están desfasados en π . Resumiendo entonces, la componente del campo eléctrico normal al plano de incidencia sufre un desplazamiento de fase de π radianes bajo reflexión cuando el medio incidente tiene un índice más bajo que el medio transmisor. Del mismo modo, t_{\perp} y t_{\parallel} son siempre positivos y $\Delta\varphi = 0$. Además, cuando $n_i > n_t$, no se produce ningún desplazamiento de fase en la componente normal bajo reflexión, es decir $\Delta\varphi_{\perp} = 0$ siempre que $\theta_i < \theta_c$ (Hecht, E., Zajac, A., 2000).

Las cosas resultan un poco menos obvias cuando consideramos $[E_i]_{\parallel}$, $[E_r]_{\parallel}$ y $[E_t]_{\parallel}$. Es necesario ahora definir explícitamente lo que queremos decir con en fase. Las direcciones de campo se escogieron en las figuras 23 y 24 de tal forma que si miráramos cualquiera de los vectores de propagación en la dirección que viene la luz \mathbf{E} , \mathbf{B} y \mathbf{k} parecerían tener la misma orientación relativa ya fuera el haz incidente, reflejado o transmitido. Se puede utilizar esto como la condición requerida para que dos campos \mathbf{E} estén en fase. Dicho de manera más simple: dos campos en el plano incidente estarán en fase si sus componentes son paralelas y están desfasadas si son antiparalelas. Podemos observar que cuando dos campos \mathbf{E} están fuera de fase, también lo están sus campos

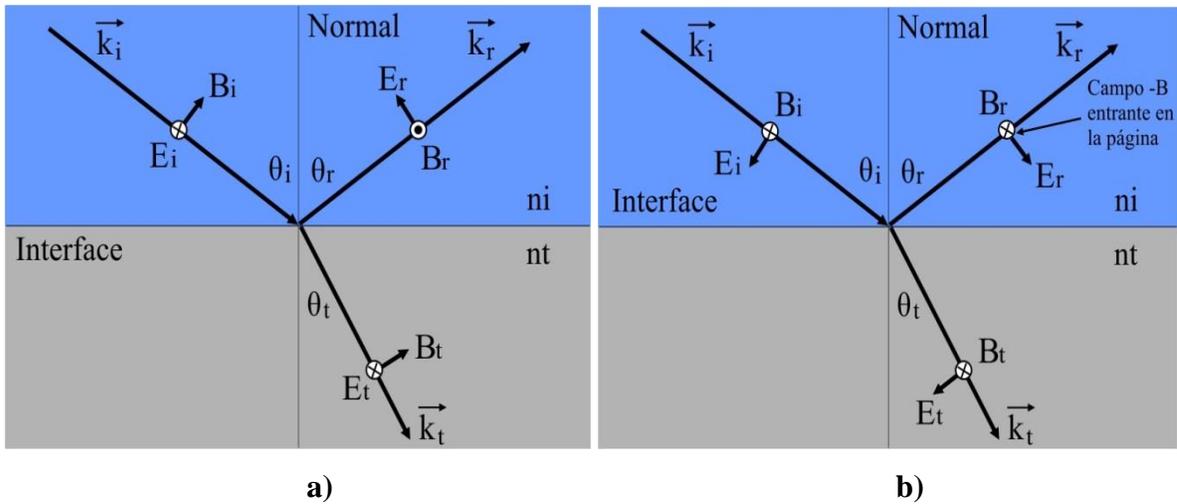


Figura 30: Orientación del campo y desplazamiento de fase.

asociados \mathbf{B} y viceversa. Con esta definición se necesita solamente fijarse en los vectores normales al plano de incidencia, \mathbf{E} o \mathbf{B} , a fin de determinar la fase relativa de los campos acompañantes en el plano de incidencia. De este modo, en la figura 30a, \mathbf{E}_i y \mathbf{E}_t , están en fase, así como \mathbf{B}_i y \mathbf{B}_t , mientras que \mathbf{E}_i y \mathbf{E}_r están desfasados junto con \mathbf{B}_i y \mathbf{B}_r . Similarmente, en la figura 30b $\mathbf{E}_i, \mathbf{E}_r$ y \mathbf{E}_t están en fase, como lo están $\mathbf{B}_i, \mathbf{B}_r$ y \mathbf{B}_t .

Y así, cuando $n_i < n_t$, $[\mathbf{E}_{0r}]_{\parallel}$ y $[\mathbf{E}_{0i}]_{\parallel}$ estarán en fase $\Delta\varphi_{\parallel} = 0$ hasta que $\theta_i = \theta_p$ y desfasados en π radianes de ahí en adelante. La transición no es en realidad discontinua (ver figuras 31 y 32).

3.5 Expresión matemática para campo evanescente

Si en el caso de la reflexión interna total se da por asentado que no hay onda transmitida, se hará imposible satisfacer las condiciones de contorno utilizando solamente las ondas incidente y reflejada, las cosas no son tan simples como podrían parecer. Al reformular las ecuaciones las ecuaciones 3.8 y 3.10 se ve que (Hecht, E., Zajac, A., 2000)

$$r_{\perp} = \frac{\cos \theta_i - (n_{ti}^2 - \sin^2 \theta_i)^{1/2}}{\cos \theta_i + (n_{ti}^2 - \sin^2 \theta_i)^{1/2}}, \quad (3.13)$$

y

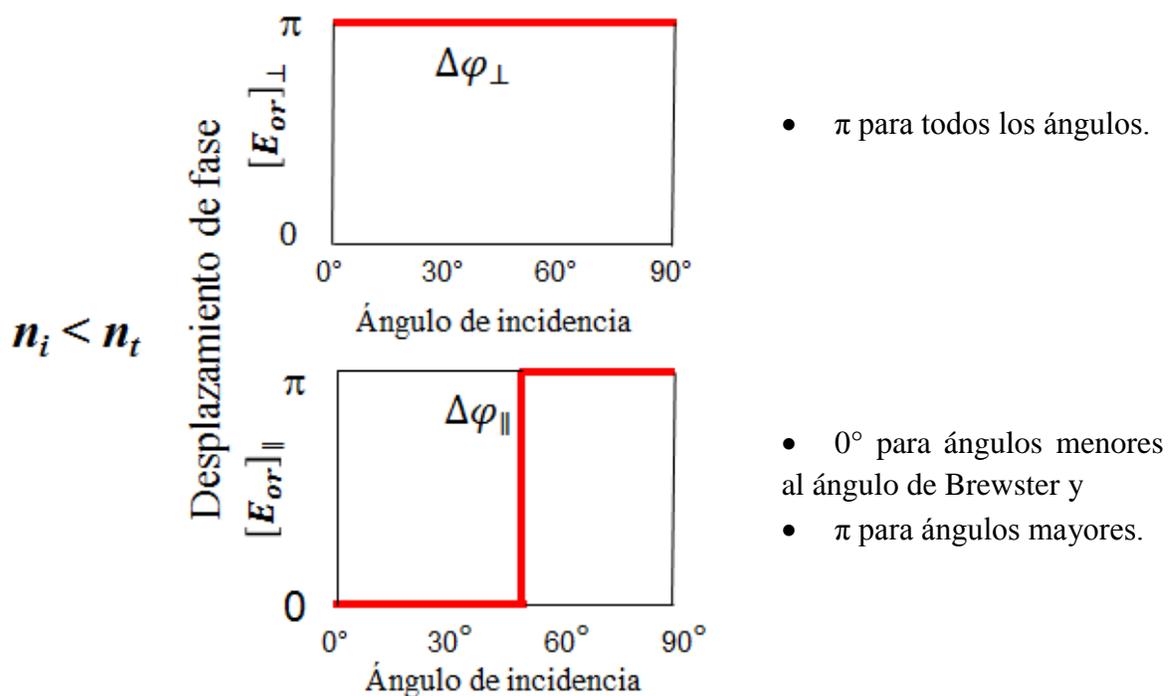


Figura 31: Desplazamiento de fase para las componentes paralela y perpendicular del campo E que corresponden a reflexión externa.

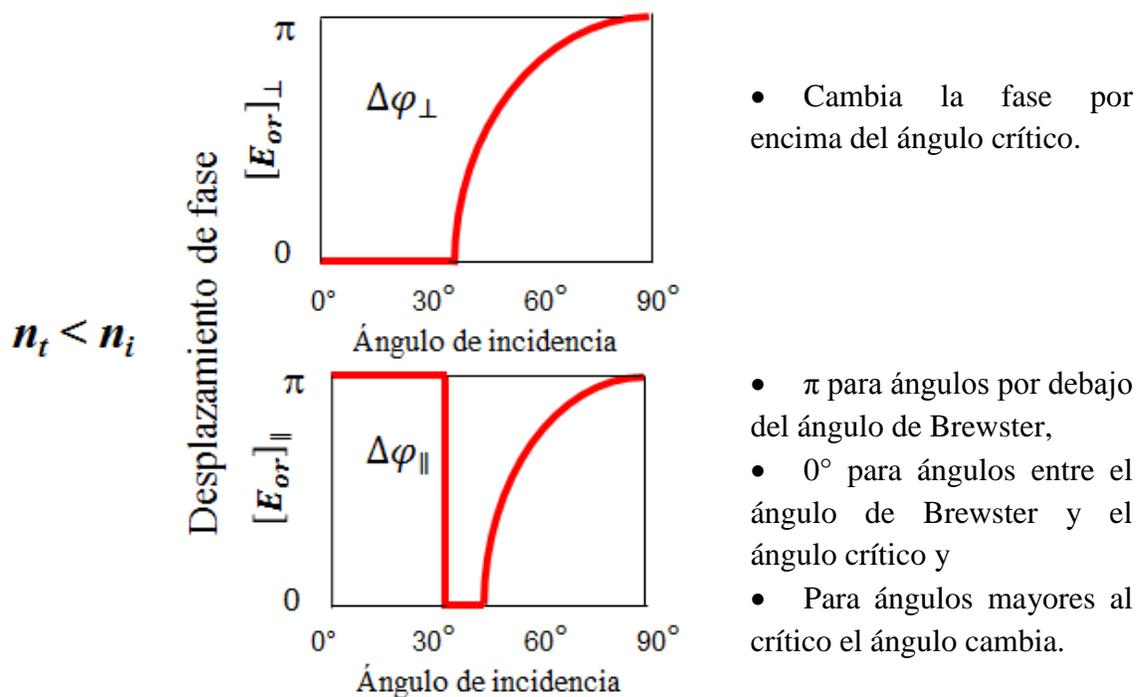


Figura 32: Desplazamiento de fase para las componentes paralela y perpendicular del campo E que corresponden a reflexión interna.

$$r_{\parallel} = \frac{n_{ti}^2 \cos \theta_i - (n_{ti}^2 - \sin^2 \theta_i)^{1/2}}{n_{ti}^2 \cos \theta_i + (n_{ti}^2 - \sin^2 \theta_i)^{1/2}}. \quad (3.14)$$

donde $n_{ti} = n_t/n_i$.

Dado que $\sin \theta_c = n_t/n_i$, cuando $\theta_i > \theta_c$, $\sin \theta_i > n_{ti}$, y tanto r_{\perp} como r_{\parallel} se hacen cantidades complejas. A pesar de esto $r_{\perp} r_{\perp}^* = r_{\parallel} r_{\parallel}^* = 1$ y $R = 1$, lo cual significa que $I_r = I_i$ y $I_t = 0$. Por lo tanto, aunque sea necesaria una onda transmitida, ésta no puede, como norma general, transportar energía a través de la frontera. No vamos a desarrollar aquí los cálculos complejos y bastante largos que se necesitan para deducir las expresiones para todos los campos reflejados y transmitidos, si bien se puede captar una idea de lo que ésta sucediendo de la siguiente manera: La función de onda para el campo eléctrico transmitido es

$$\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_{0t} \exp[i(\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r} - \omega t)], \quad (3.15)$$

donde

$$\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r} = k_{tx} \cdot x + k_{tz} \cdot z, \quad (3.16)$$

no habiendo una componente y de \mathbf{k} . Pero

$$k_{tx} = k_t \sin \theta_t, \quad (3.17)$$

y

$$k_{tz} = k_t \cos \theta_t. \quad (3.18)$$

Utilizando identidades trigonométricas y la ley de Snell,

$$\begin{aligned} \cos \theta_t &= \sqrt{1 - \left(\frac{n_i}{n_t}\right)^2 \sin^2 \theta_i}, \\ k_t \cos \theta_t &= \pm k_t \left(\sqrt{1 - \left(\frac{n_i}{n_t}\right)^2 \sin^2 \theta_i} \right), \end{aligned} \quad (3.19)$$

dado que nos interesa el caso en que $\sin \theta_i > n_{ti}$,

$$k_{tz} = \pm ik_t \left(\sqrt{\left(\frac{n_i}{n_t}\right)^2 \sin^2 \theta_i - 1} \right), \quad (3.20)$$

y

$$k_{tx} = k_t \frac{n_i}{n_t} \sin \theta_i. \quad (3.21)$$

Por lo tanto,

$$\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_{0t} \exp \left[i \left(k_{tx} \frac{n_i}{n_t} \sin \theta_i - \omega t \right) \right] \exp^{-dp \cdot z}, \quad (3.22)$$

$$dp = k_t \sqrt{\left(\frac{n_i}{n_t}\right)^2 \sin^2 \theta_i - 1},$$

donde dp es la profundidad de penetración.

No teniendo en cuenta la exponencial positiva, que es físicamente imposible, obtenemos una onda cuya amplitud disminuye exponencialmente a medida que va penetrando en el medio menos denso. La perturbación avanza en la dirección de x como una onda de frontera u onda evanescente. Cabe observar que los frentes de onda o superficies de fase constante (paralelos al plano yz) son perpendiculares a las superficies de amplitud constante (paralelas al plano xy) y como tal la onda no es homogénea. Su amplitud se reduce rápidamente en la dirección de “ z ” haciéndose despreciable en el segundo medio a una distancia de tan sólo unas pocas longitudes de onda.

3.6 Comportamiento de un campo evanescente uniforme

Como se ha dicho anteriormente un campo evanescente tiene un decaimiento exponencial, el cual se ve afectado por ciertos parámetros como el ángulo de incidencia, la

longitud de onda, índice de refracción del medio transmitido (n_2) e índice de refracción del medio de incidencia (n_1).

El ángulo de incidencia mínimo para obtener un campo evanescente es el ángulo crítico, pero conforme éste aumenta, el campo evanescente tiende a decaer más rápido. Con tal comportamiento se tiene que tener cuidado, ya que la amplitud del campo evanescente es importante dado que es el parámetro principal para la velocidad en el guiado de partículas. Haciendo uso de la ecuación 3.22 se calculó el comportamiento del campo evanescente a diferentes ángulos de incidencia. En la gráfica de la figura 33 se muestra tal comportamiento.

Cabe mencionar que se utilizó como medio 1 un prisma de índice de refracción de 1.52 y como medio 2 el agua con índice de refracción de 1.33. Por lo tanto haciendo el cálculo con la ley de Snell obtenemos un ángulo crítico de 61.04° , el cual está representado en la gráfica de la figura 33. En esta se muestra la amplitud del campo evanescente a diferentes ángulos de incidencia mayores al ángulo crítico.

La longitud de onda también se puede emplear para modificar la amplitud del campo evanescente. Entre mayor sea la longitud de onda mayor será la amplitud de la onda, aunque el cambio es muy pequeño como se puede observar en la gráfica de la figura 34.

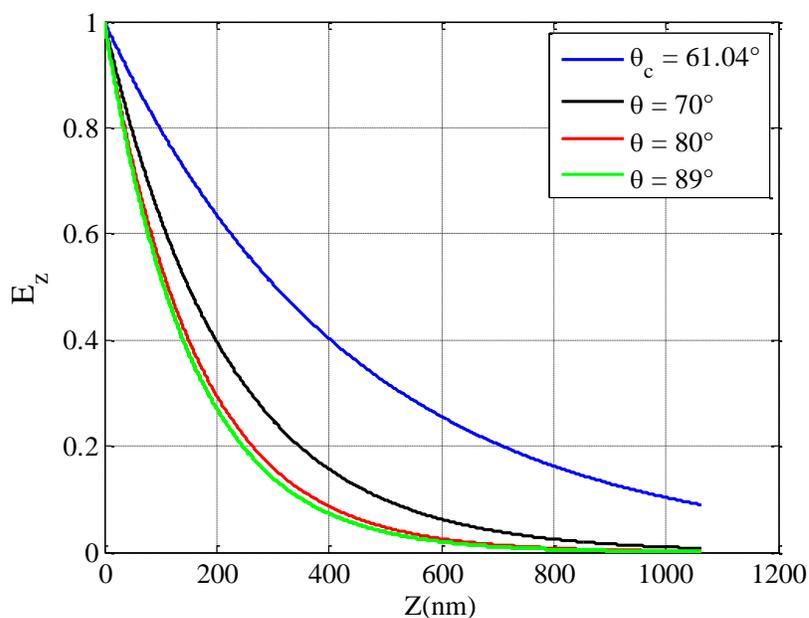


Figura 33: Comportamiento de un campo evanescente a diferentes ángulos de incidencia.

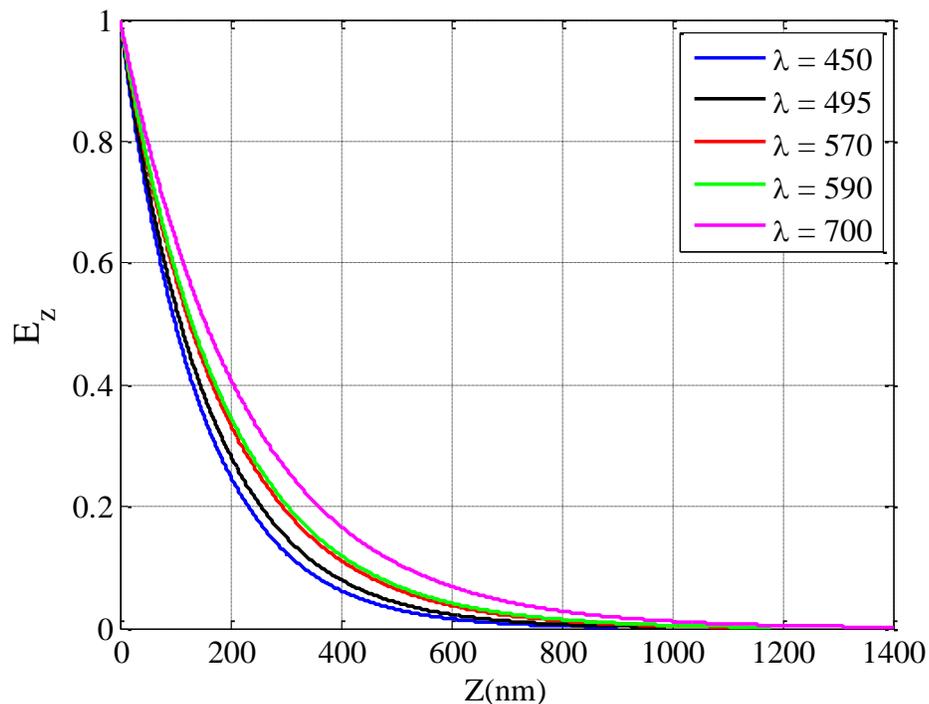


Figura 34: Comportamiento de un campo evanescente a diferentes longitudes de onda.

El aumento del índice de refracción del medio uno (n_1 , el medio de mayor índice de refracción) produce una disminución correspondiente en el ángulo crítico y también en la amplitud del campo evanescente, esto siempre y cuando el valor del medio dos permanezca constante (n_2 , el medio de menor índice de refracción). En la gráfica de la figura 35 se muestra tal comportamiento.

Del mismo modo, el aumento del índice de refracción del medio dos (n_2) produce un gran aumento en la amplitud del campo evanescente, esto siempre y cuando el índice de refracción del medio de uno (n_1) se mantenga constante. En la gráfica de la figura 36 se muestra tal comportamiento.

3.7 Arreglo experimental

En la figura 37 se muestra el arreglo experimental montado en el laboratorio para obtener un campo evanescente optimizado. Este consta, de una lente que es la que hace

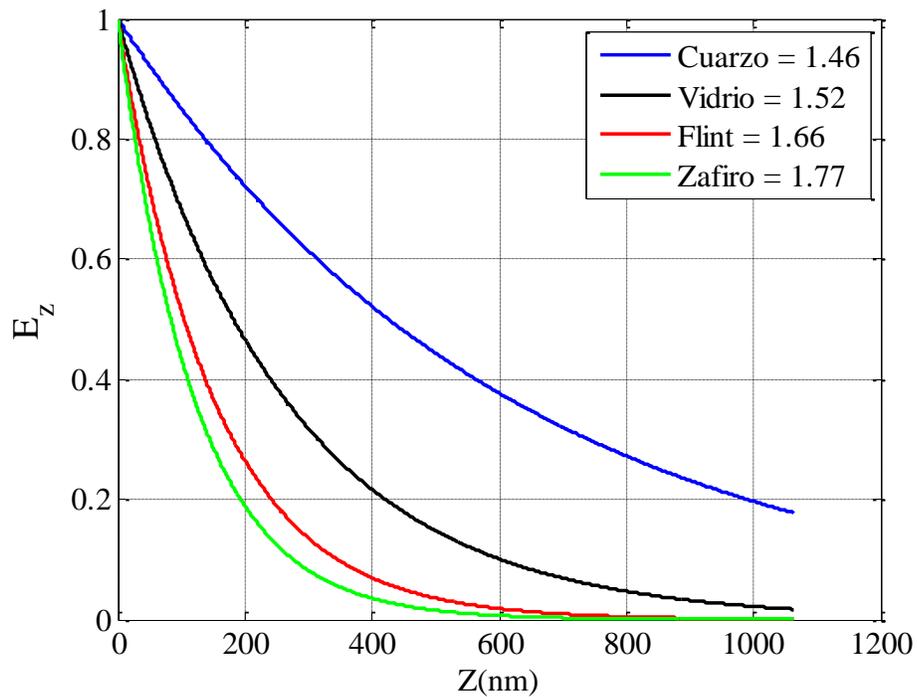


Figura 35: Comportamento de um campo evanescente a diferentes índices de refração de nosso meio uno (n_1).

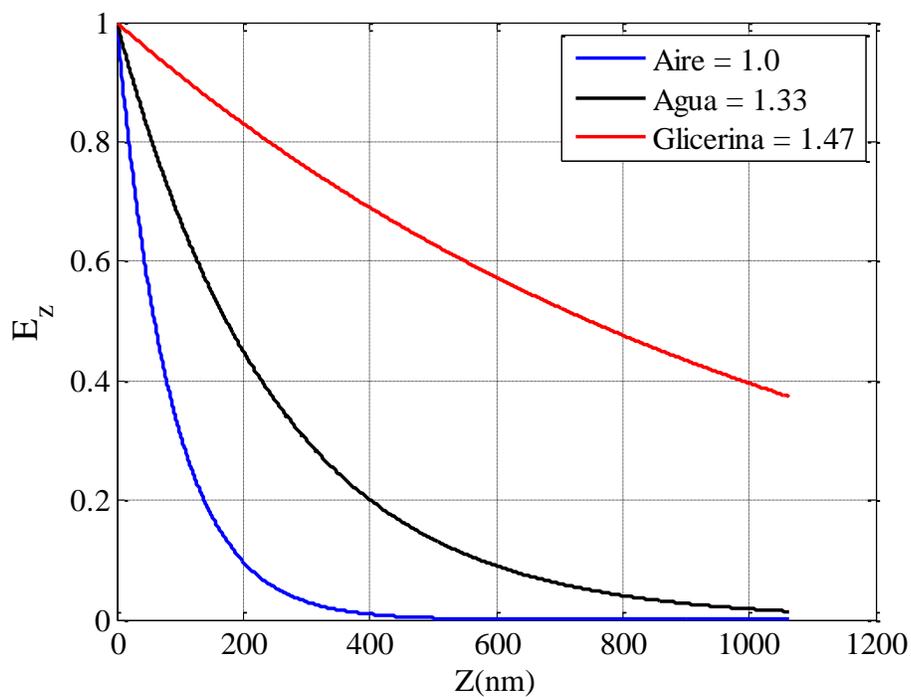


Figura 36: Comportamento de um campo evanescente a diferentes índices de refração de nosso meio dos (n_2).

enfocar el haz incidente y un telescopio para variar el ángulo de incidencia. Las lentes L1 y L2 tienen igual longitud focal. Esto hace que una traslación vertical de L1 por una distancia Δa cambie el ángulo de incidencia por $\Delta\theta = \Delta a/fn$ (Voigt, *et al.* 2000).

Hasta el momento se ha hablado de la expresión matemática y del comportamiento de un campo evanescente, pero no se ha dicho que es lo que hace que las partículas se puedan desplazar.

Tanto desde el punto de vista de la teoría electromagnética, como desde la perspectiva de la mecánica cuántica, se concluye que la luz porta energía y momento lineal, ambas cantidades se conservan en cualquier proceso de interacción entre radiación y materia. La transferencia de momento lineal se traduce en que la luz es capaz de ejercer presión sobre la materia, aunque es tan débil, que resulta insignificante al actuar sobre objetos macroscópicos. Sin embargo, la presión que ejerce la luz de un láser puede llegar a ser muy importante al actuar sobre objetos suficientemente pequeños.

Kawata, S., Tani, T. (1996), explican que la fuerza de radiación ejercida sobre una partícula es sensible a varios parámetros experimentales, tales como el tamaño de la partícula, la distancia entre la partícula y el sustrato, el índice de refracción y la polarización del haz incidente. Además explican que la fuerza de radiación será más fuerte

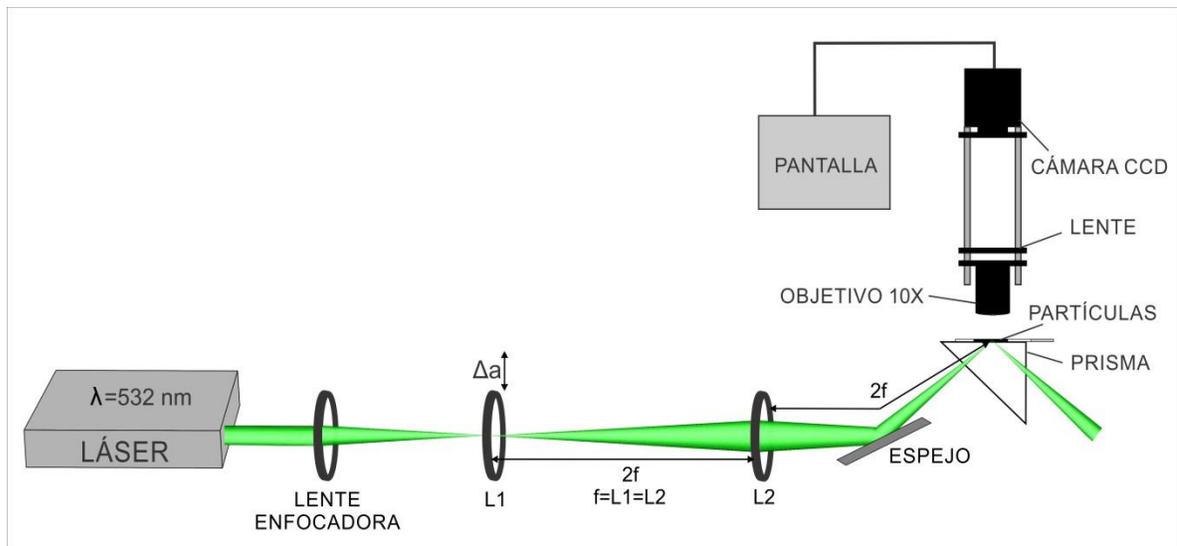


Figura 37: Arreglo experimental para un campo evanescente uniforme.

en una partícula de tamaño menor que en una de mayor y que estas serán atraídas hacia la superficie.

De la misma manera Miramontes, O., Volke, K. (2013), explica que el campo evanescente puede atraer partículas neutras hacia la superficie donde la intensidad es mayor, y empujarlas en la dirección de propagación de la onda superficial.

En la figura 38 se observa cómo trabaja un campo evanescente. La flecha azul indica la dirección de la fuerza de gradiente sobre la partícula mientras que la roja indica la dirección de la fuerza de esparcimiento (presión de radiación) ejercidas por la onda evanescente en la superficie. La curva en el lado izquierdo ilustra el gradiente de intensidad de la onda evanescente.

Entonces se puede decir que lo que hace que se desplacen las partículas es la fuerza resultante de la fuerza de gradiente y la fuerza de esparcimiento (presión de radiación).

En el siguiente capítulo se hablará de cómo obtener un campo evanescente estructurado y todo lo que implica ese proceso.

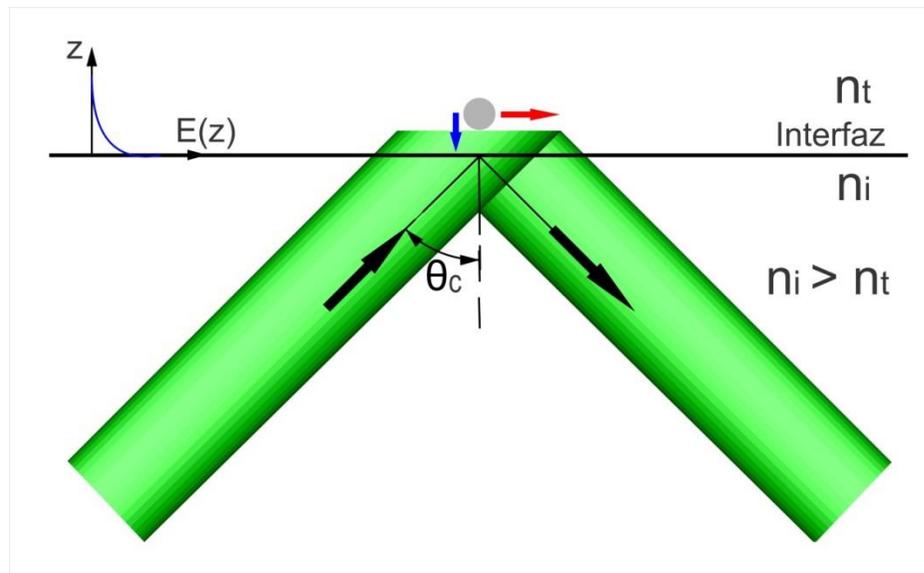


Figura 38: Magnitud y dirección de un campo evanescente aplicado a una partícula.

Capítulo 4

Campo evanescente estructurado

En el capítulo anterior se habló de lo que es un campo evanescente uniforme, ahora en este capítulo solamente se hablará de lo que es un campo evanescente estructurado.

4.1 Campo evanescente estructurado

Se puede definir, de una manera general, como un campo evanescente distribuido en áreas deseadas, es decir, uno puede elegir dónde desea que haya campo evanescente presente y la forma en que éste debe aparecer. Por ejemplo: si sólo se desea que el campo evanescente aparezca en líneas se puede hacer; o si se desea que aparezca ya sea en círculos, rectángulos o cualquier otra forma que ayude a llevar a cabo el trabajo deseado y de manera satisfactoria.

Para realizar lo anterior se trabajará con un modulador espacial de luz (SLM), el cual hará posible que todo lo mencionado en el párrafo de arriba se pueda cumplir. Por lo tanto, a continuación se hablará de lo qué es el SLM y cómo trabaja para llevar a cabo la realización de un campo evanescente estructurado.

4.2 Modulador espacial de luz (SLM)

El modulador espacial de luz es el instrumento óptico encargado de llevar a cabo las modificaciones de fase apropiadas en el haz incidente, con el propósito de generar un patrón de difracción deseado. Para entender más, se mencionará de forma breve cómo es y cómo trabaja una pantalla de cristal líquido.

Pantalla de cristal líquido

Los avances en el campo de la microelectrónica han permitido construir pantallas de televisión de cristal líquido con una alta resolución (LCTV). La utilización de tales dispositivos como moduladores espaciales de luz ha despertado el interés de muchos investigadores durante los últimos años, ya que poseen algunas características interesantes,

como ser de relativo bajo precio, trabajan a velocidad de video, o sea unos 30 cuadros por segundo, brindan una resolución bastante alta y permiten obtener modulaciones puras de fase o de amplitud. Entonces se describirá como funciona una LCTV.

En una pantalla cada píxel consiste en una celda de cristal líquido nemático. Las moléculas de cristal líquido tienen una estructura alargada y pueden alinearse mecánicamente mediante un rayado muy fino que se realiza sobre una lámina que se halla depositada sobre la cara interna de los vidrios que constituyen la celda. Además de estos vidrios tienen evaporados electrodos transparentes que permiten aplicar voltaje entre ambas caras de la celda. En el caso de las pantallas de matriz activa un transistor permite mantener el voltaje aplicado constante durante cada ciclo en el que se le envía señal. En las pantallas que se usan comercialmente como “displays” la orientación de las moléculas en contacto con la primera cara esta rotada aproximadamente 90 grados con respecto a aquellas en contacto con la segunda, de forma que a lo largo de la celda las moléculas presentan una estructura helicoidal (“twisted nematic”). Por último sobre ambas caras se hallan adheridos dos polarizadores que, como se verá, son los que permiten trabajar a la celda de la forma en que usualmente lo hace (ver figura 39).

El primer polarizador se encuentra orientado de modo que su eje coincida con la orientación de las moléculas de la primera cara. Las moléculas de cristal líquido son birrefringentes y van haciendo que la polarización de la luz incidente rote a medida que avanza en el cristal. Cuando no hay campo aplicado entre los electrodos, al emerger la luz por la cara opuesta de la celda, rotó su polarización aproximadamente 90 grados. El eje del

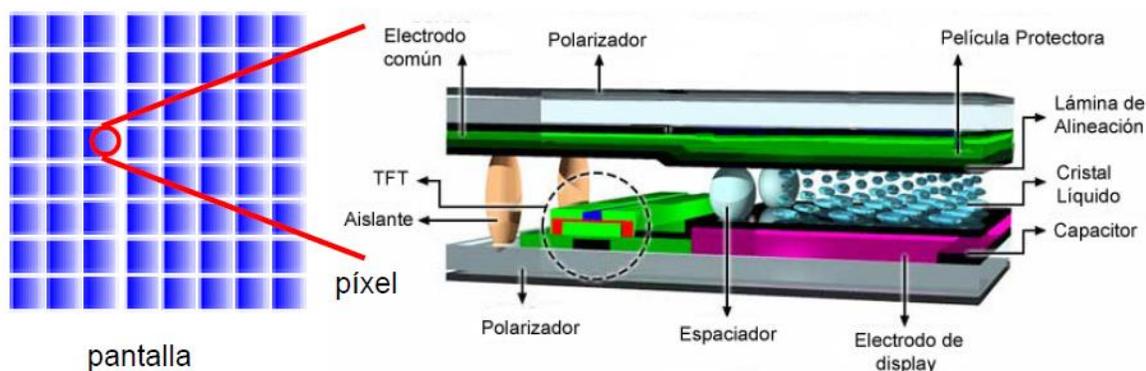


Figura 39: Esquema que muestra la estructura interna de uno de los píxeles de una pantalla de cristal líquido (De Lemmi, C., 2011, p. 199).

segundo polarizador se encuentra cruzado al primero y en consecuencia la intensidad transmitida es máxima. Cuando se aplica un voltaje máximo entre electrodos, las moléculas se orientan paralelas al campo aplicado, su birrefringencia disminuye y la luz atraviesa la celda sin rotar su polarización de modo que a la salida tenemos intensidad mínima. Así podemos lograr toda una gama de atenuaciones de la luz en función del voltaje aplicado (ver figura 40).

Sin embargo con esta disposición no es posible alcanzar una modulación desacoplada de amplitud y fase, aunque para los fines comerciales para los que habitualmente se usan las pantallas no tiene importancia. Para que un dispositivo de este tipo sea útil en procesamiento óptico se debe lograr que actúe ya sea como modulador puro de fase o puro de amplitud. Esto es posible si además de los polarizadores se utilizan entre ellos y los vidrios, láminas retardadoras que permitan generar estados de polarización elíptica adecuados a partir de los cuales se logran obtener dichas modulaciones. En general es más interesante lograr una modulación pura de fase que de amplitud. Es decir se tiene un elemento de fase programable pixel a pixel con el cual pueden obtenerse respuestas que usualmente no se consiguen con otro tipo de dispositivos y además puede modificarse a velocidad de video.

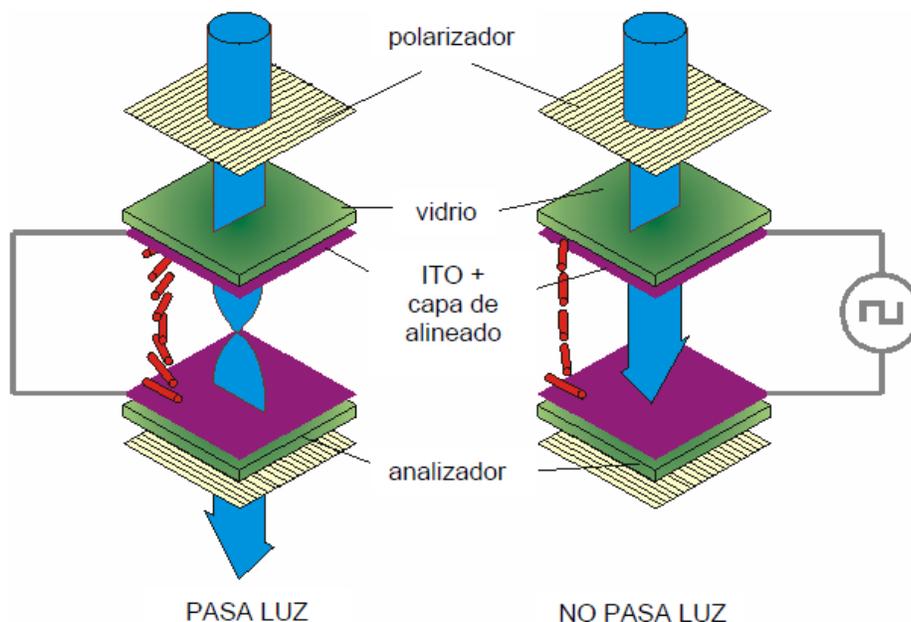


Figura 40: Funcionamiento de una celda del SLM en modulación de amplitud (De Lemmi, C., 2011, p. 200).

Ya habiendo explicado un poco cómo funcionan las pantallas de cristal líquido, ahora de forma breve se explicara cómo funciona la pantalla del SLM HOLOEYE, la cual es que se utiliza en este trabajo.

SLM LC-R 2500

Los sistemas de modulador de luz espacial de HOLOEYE se basan en translúcido (LCD) o reflectantes (LCOS) micropantallas de cristal líquido. El uso de materiales de LC se basa en su anisotropía óptica y eléctrica.

Los HOLOEYEs están basados en nemático alineado vertical (VAN), nemático alineado en paralelo (PAN) o nemático trenzado (TN). En una celda de trenzado, la orientación de las moléculas difiere por lo general $45^\circ / 90^\circ$ entre la parte superior y la parte inferior de la célula de LC (cristal líquido) y está dispuesto en una estructura de hélice en el medio. En las células VAN/PAN las capas de alineación son paralelas entre sí, por lo que las moléculas de cristal líquido tiene la misma orientación.

Para utilizar un SLM en el modo de modulación de amplitud se necesita polarización incidente lineal. La luz transmitida tiene que ser guiada a través de un segundo polarizador (analizador) que modifica la polarización incidente. Para la modulación de fase se utiliza una configuración sin analizador. Con los dispositivos basados en LC nemático trenzado o LCOS siempre se muestra un giro que provoca un efecto de polarización (modulación de amplitud), pero en una configuración sin el analizador no será capaz de detectarlo (modulación mayormente de fase).

Con pantallas VAN/PAN es posible modular la fase sin influencia de la polarización/intensidad (modulación únicamente de fase).

El SLM que se utilizó en este trabajo es el HOLOEYE LC-R 2500 (ver figura 41), el cual trabaja en reflexión. Se compone de un arreglo rectangular de 1024 x 768 pixeles. En la figura 42 se aprecia la estructura interna de uno de los pixeles de este modulador.



Figura 41: Modulador espacial de luz HOLOEYE LC-R 2500.

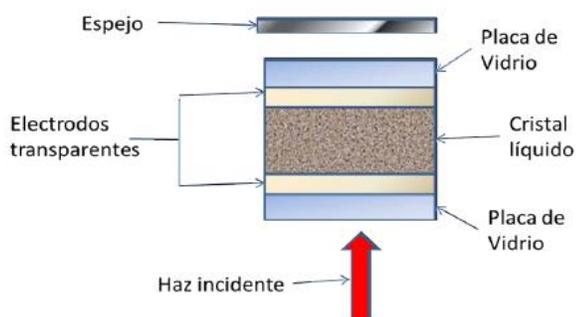


Figura 42: Estructura interna de uno de los pixeles del modulador espacial de luz (De Ocegueda Miramontes, 2010, p. 32).

En la figura 43 se muestra el arreglo experimental básico montado en el laboratorio para obtener un patrón de difracción con el SLM. En esta figura se aprecia cómo la pantalla de cristal líquido del modulador modifica el frente de onda incidente, de manera que se forma un patrón de difracción en el plano de observación.

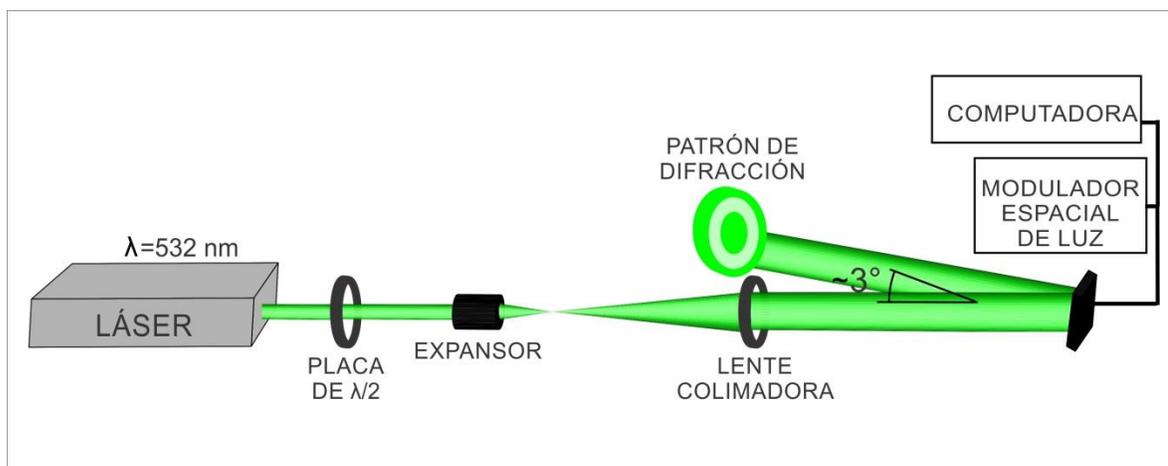


Figura 43: Arreglo experimental para la modulación en fase del SLM.

Para obtener la máxima intensidad se colocó una placa de $\lambda/2$, esto para poder alinear la polarización con la alineación de las celdas del SLM, ya que estas no vienen totalmente alineadas; y mediante un arreglo de lentes se colimó el haz para hacer que incidiera un frente de onda plano y del tamaño de la pantalla del modulador espacial de luz. Una vez que el haz es reflejado en la pantalla del SLM, éste lleva la información necesaria para formar el patrón de difracción a una distancia determinada por el usuario.

En la figura 43 se observa el arreglo para el funcionamiento del SLM, pero falta visualizar qué es lo que se le tiene que mandar a la pantalla para poder formar el patrón de difracción deseado.

Para lograrlo primero se captura el patrón de intensidad deseado mediante un programa de computadora (ver figura 44a), luego se manda la información de fase generada por un programa a una pantalla (ver figura 44b), después esa pantalla de fase se manda al SLM (ver figura 44c) y por último el SLM genera el patrón de intensidad deseado (ver figura 44d).

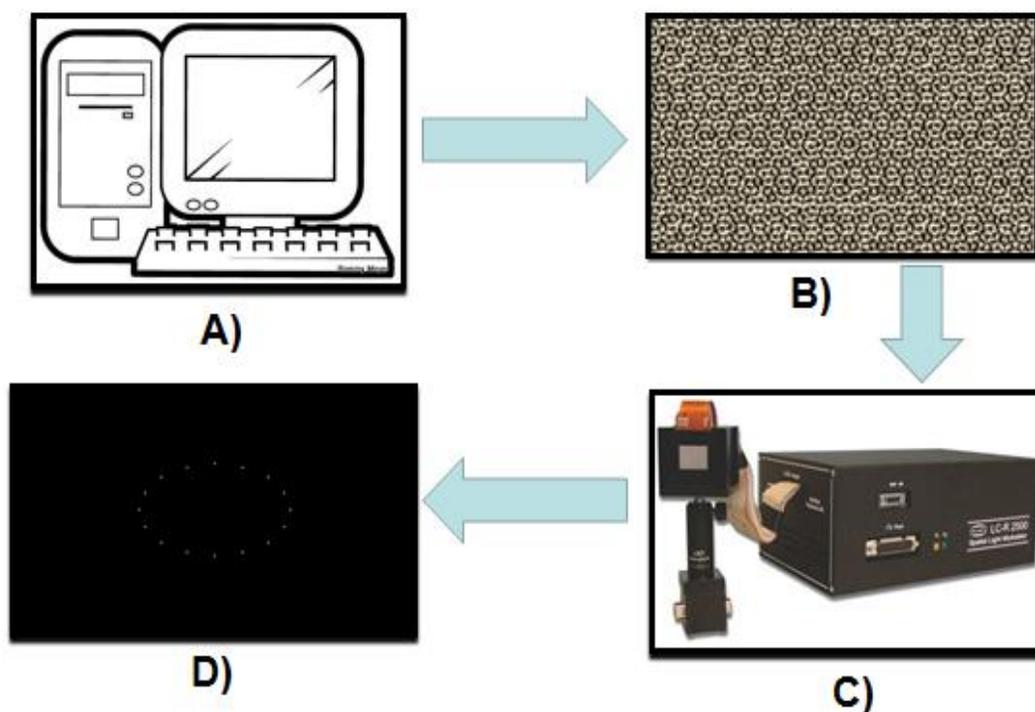


Figura 44: Digrama de flujo para obtener un patrón de intensidad mediante un SLM. A) Computadora con el programa que modula el frente de onda, B) Fase generada por el programa y enviada al modulador, C) Modulador espacial de luz que modifica el frente de onda y, D) Patrón de difracción generado por la fase que fue enviada al modulador.

Debido a la importancia que tiene el encontrar las condiciones para una modulación mayormente en fase, a continuación se mostrarán los resultados obtenidos en el proceso de caracterización del SLM, los cuales permitirán conocer la respuesta en fase del modulador espacial de luz, ya que la respuesta en amplitud se conoce por la tesis de Ocegueda Miramontes, (2010).

4.2.1 Caracterización del SLM

En esta parte se presentaran los resultados del proceso de caracterización del SLM, a partir de los cuales será posible determinar cuál es la modulación de fase para cada voltaje aplicado (tono de gris) a la celda de cristal líquido.

La fase inducida por una celda de cristal líquido sobre un frente de onda incidente, en general no guarda una proporción lineal con el voltaje aplicado sobre la celda. Esto quiere decir, que si se aplica un voltaje V a la celda, y se obtiene que la variación de fase es π , un voltaje de $2V$ en general no induce una variación de fase de 2π (Ocegueda Miramontes, 2010). Por esta razón, una vez que se calcula la fase que debe inducir idealmente cada celda de cristal líquido sobre el haz incidente, el siguiente paso consistirá en averiguar qué voltaje es necesario aplicar para generar las fases esperadas. El procedimiento que se utiliza para establecer esto se conoce como caracterización.

Cabe señalar que el SLM modula amplitud y fase, lo cual ya se demostró en la tesis de Ocegueda Miramontes, (2010). Por lo tanto, tomando como referencia ese trabajo se evitó la modulación de amplitud, lo cual es muy importante para nosotros, esto porque se desea trabajar con el guiado de partículas y es necesario que la intensidad (que es el modulo cuadrado de la amplitud) sea lo suficientemente fuerte para lograrlo. En cuanto a la modulación de fase sí será necesario llevarla a cabo, esto porque Ocegueda Miramontes, (2010) trabajó con la longitud de onda de 632.8 nm y en esta tesis se usa la longitud de onda de 532 nm.

Para llevar a cabo la caracterización además del láser y el SLM se utilizaron otros elementos (un atenuador, una placa retardadora de media longitud de onda, un arreglo de lentes para expandir y colimar el haz, una doble abertura circular, una lente convergente, un objetivo de microscopio y un CCD). El atenuador tiene la función de disminuir la

intensidad luminosa que llega al fotodetector con el objetivo de no saturarlo; la placa retardadora de media longitud de onda nos ayuda a que ingrese la mayor intensidad posible a la pantalla del SLM, el arreglo de lentes que expanden y coliman el haz para poder cubrir toda el área de la pantalla del SLM, la doble abertura circular para hacer interferencia, la lente convergente para enfocar el haz y finalmente el objetivo de microscopio para hacer que este incida sobre el área sensible del fotodetector (CCD) (ver figura 45).

Antes de explicar cómo funciona este experimento, es importante mencionar que la pantalla del SLM debe estar configurada de tal manera que sobre media pantalla se aplique un voltaje cero, y sobre la otra mitad un cierto voltaje V (Ocegueda Miramontes, 2010). La razón de porque se hace esto es la siguiente: haciendo referencia a la figura 45, se observa que el haz colimado después de pasar por el placa $\lambda/2$ incide sobre una doble abertura circular. La función de tal abertura es la de dividir al haz en dos rayos de luz, de manera que una parte del haz incida sobre la región de la pantalla donde no se aplica voltaje y que la otra incida sobre la región con voltaje variable V (tonos de gris). Después de que ambos haces son reflejados por el SLM se hacen interferir con la ayuda de una lente convergente. El patrón de interferencia de ambos haces es demasiado pequeño como para

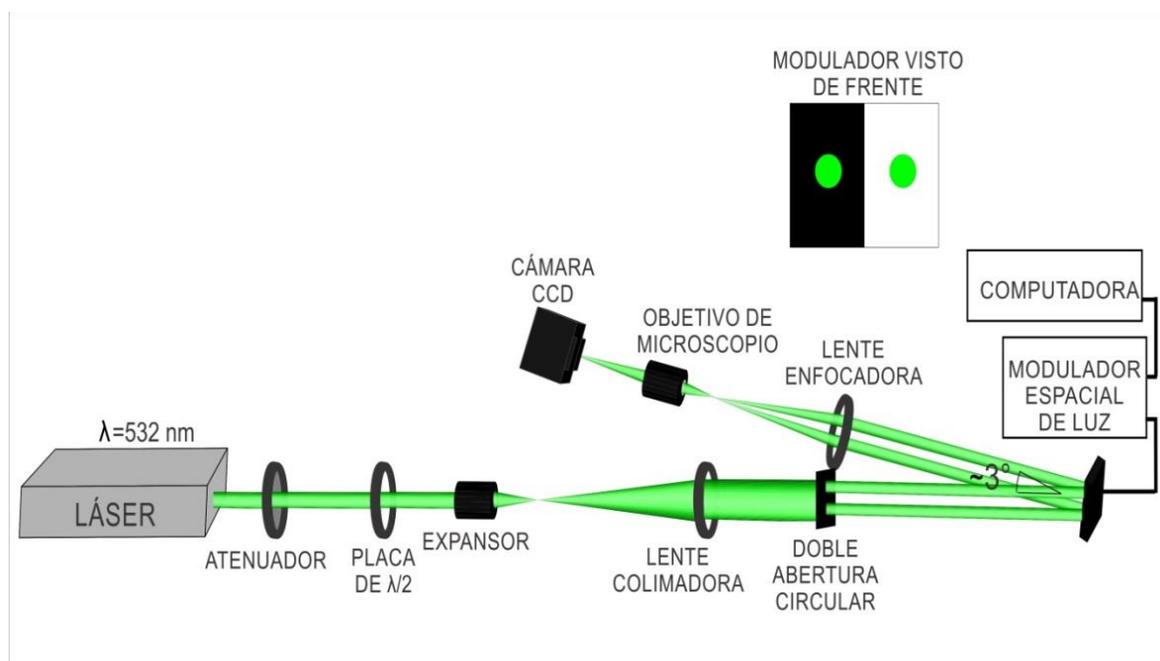


Figura 45: Arreglo experimental que permite calcular la modulación de fase del haz incidente como función del voltaje aplicado.

ser observado a simple vista. Por esta razón, se introduce un objetivo de microscopio que amplifica la imagen y hace posible que se pueda fotografiar el patrón de franjas oscuras y brillantes. La figura 46 muestra 6 de los 256 tonos de gris que maneja el SLM, y la figura 47 cómo se modifica el patrón de interferencia cuando el tono de gris aplicado sobre el SLM varía.

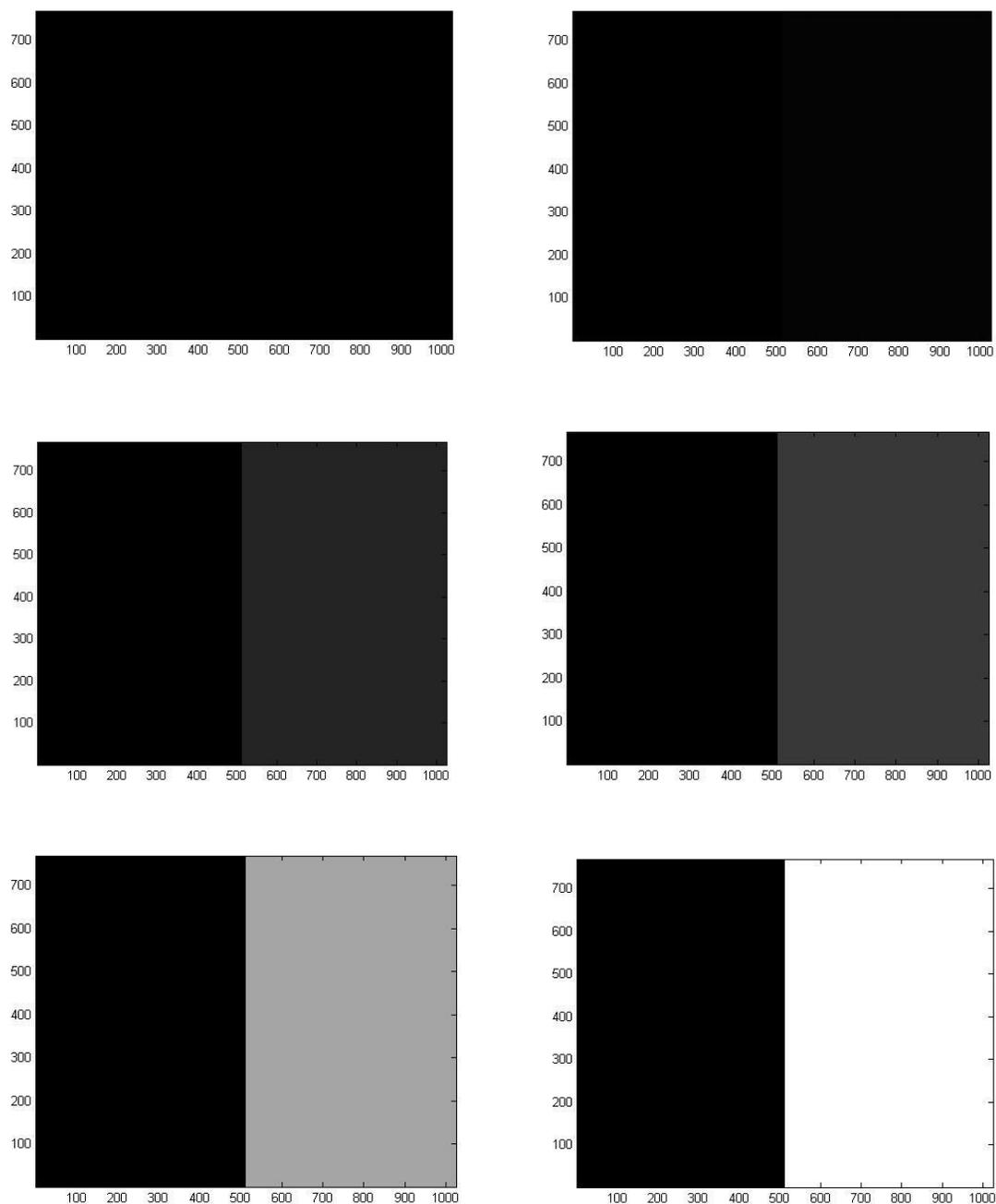


Figura 46: Volatejes variables (tonos de gris) empleados para la caracterización del SLM.

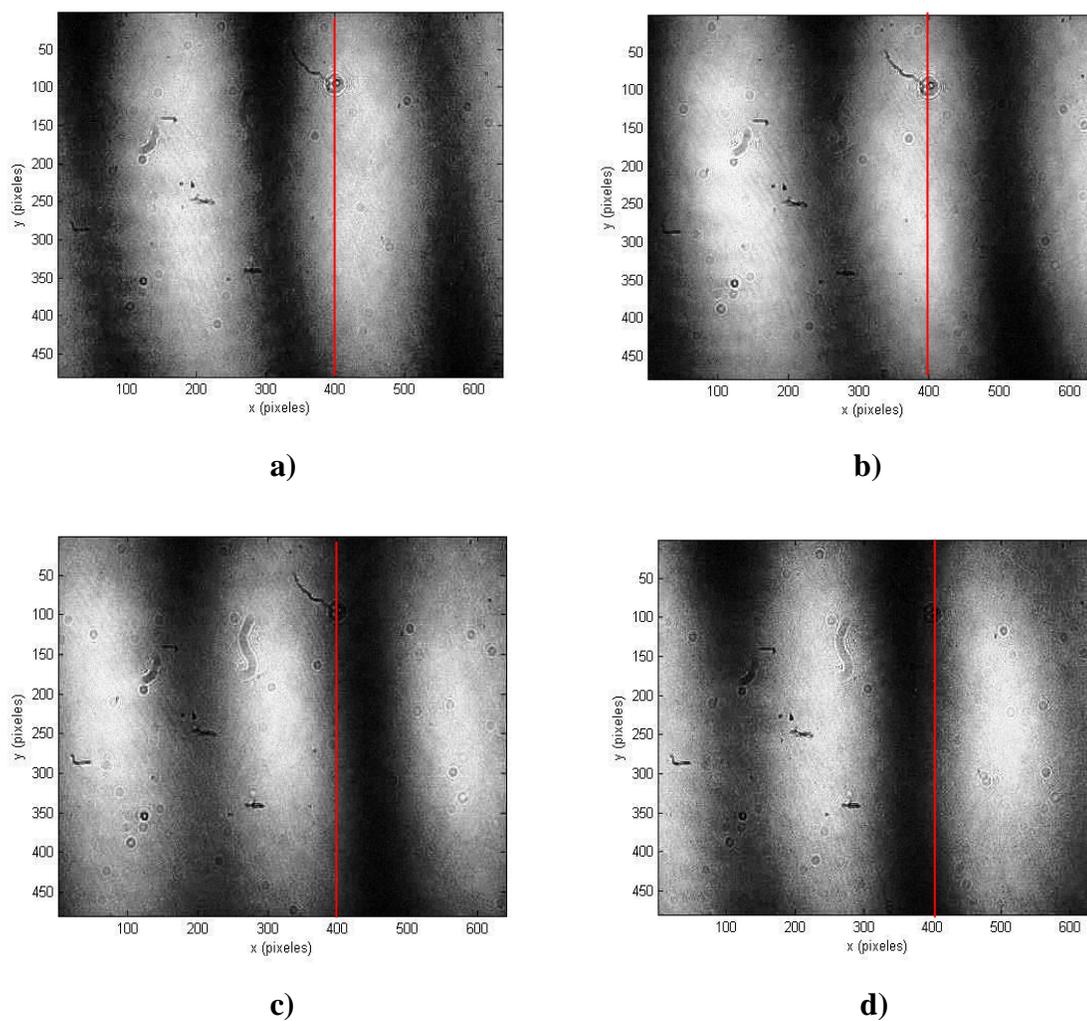
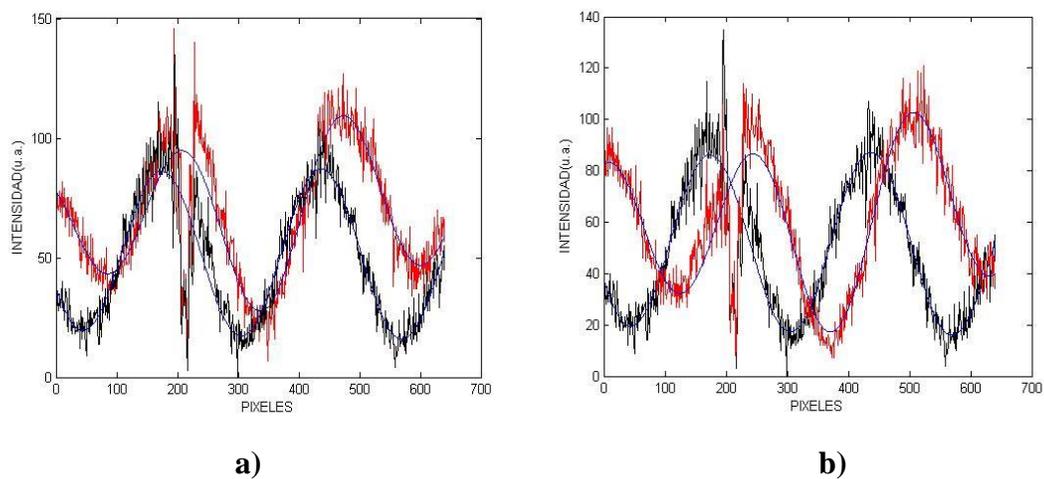
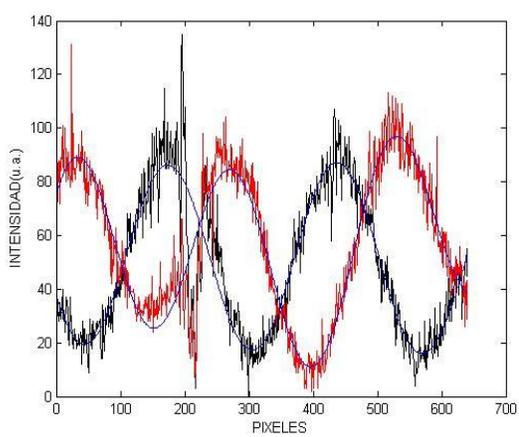
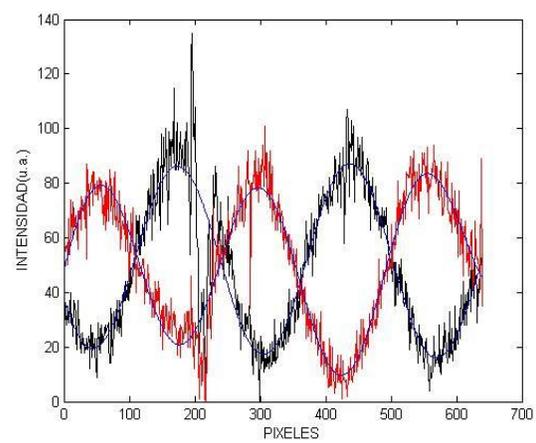
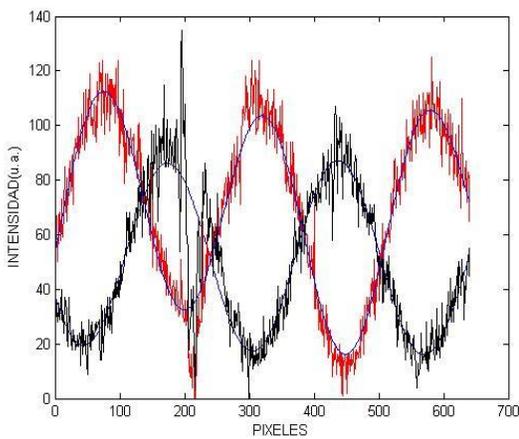
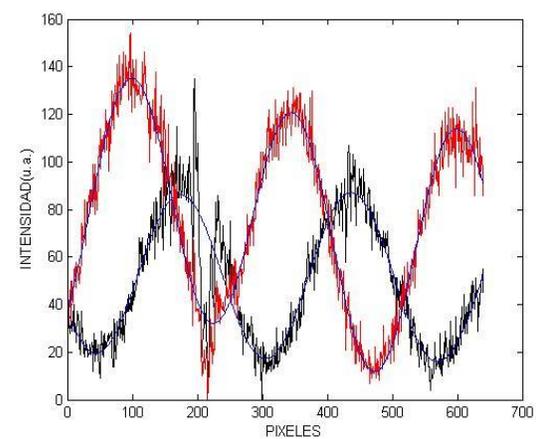
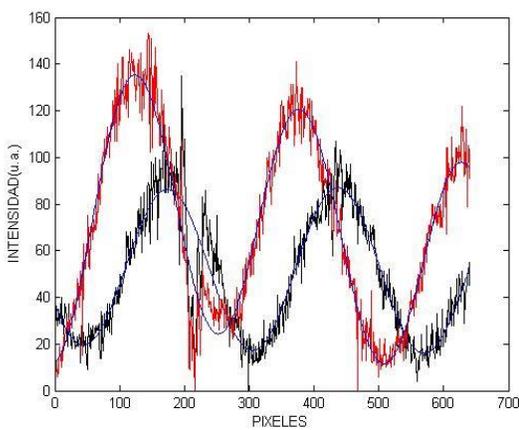
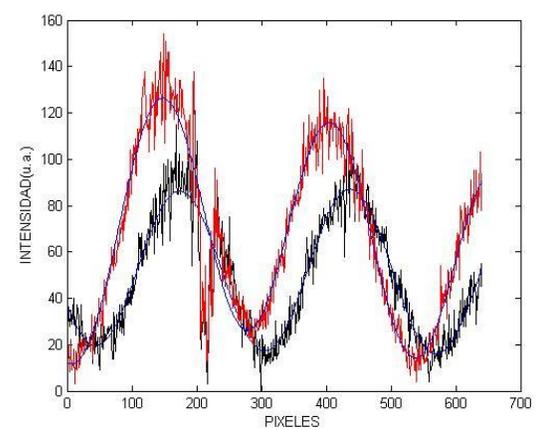
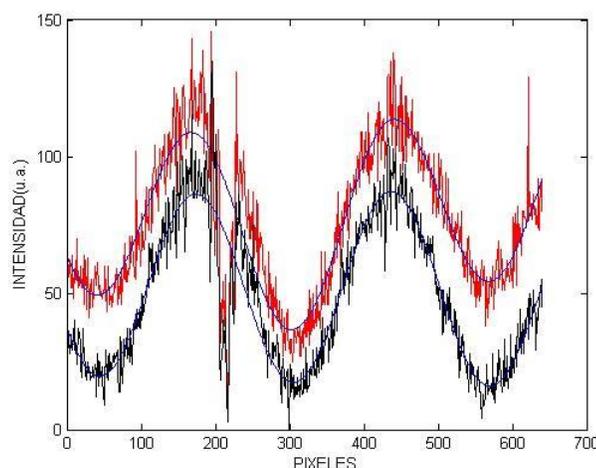


Figura 47: Imágenes que muestran el desplazamiento del patrón de interferencia cuando se modifica el voltaje aplicado (tono de gris) sobre el SLM. a) Patrón de franjas cuando el tono de gris es cero, b) Tono de gris 75, c) Tono de gris 127 y d) Tono de gris 200.



**c)****d)****e)****f)****g)****h)**



i)

Figura 48: Imágenes que muestran el desplazamiento del patrón de interferencia en diferentes tonos de grises. a) 50, b) 75, c) 100, d) 125, e) 150, f) 175, g) 200, h) 225, i) 240. La línea continua es un ajuste a una función seno.

Si se toma como referencia la posición de las franjas cuando el voltaje aplicado es cero dado en la figura 47a, lo que se observa es que existe un corrimiento de las mismas a medida que el voltaje aumenta (que se asocia a un tono de gris) como se aprecia en las figuras 47b, 47c y 47d. La distancia desplazada por las franjas es proporcional a la diferencia de fase entre el haz de referencia (señal en negro de la figura 48) y el haz que atraviesa por la zona de la pantalla sobre la que se aplica el voltaje (señal en rojo de la figura 48). A partir de los imágenes recabadas se tomó solamente un renglón para obtener las variaciones de fase inducidas por el SLM como función del voltaje aplicado para la configuración de mínima modulación de intensidad. Para evaluar estos cambios de fase como función del tono de gris, lo que se hizo fue medir la distancia recorrida por las franjas de interferencia cada vez que se aplicaba un voltaje (ver figura 48). Idealmente se desea que entre la modulación de fase y el voltaje aplicado exista una relación lineal, donde la máxima modulación alcanzada sea de 2π , como lo muestra la línea continua en la figura 49. Los puntos presentan los datos obtenidos experimentalmente para la modulación de fase para los 256 tonos de grises.

Se observa que para esta configuración ambos comportamientos son muy semejantes, lo cual significa que el SLM es capaz de modular en prácticamente todo el

rango posible de modulación (de 0 a 2π), situación que contribuye a la generación de patrones de difracción de mejor calidad. Con esta caracterización se demuestra que el SLM trabaja mejor para la longitud de onda de 532 nm que la longitud de onda de 632.8 nm.

En la figura 49 se observa que el SLM tiene un comportamiento casi lineal para la longitud de onda de 532 nm, ya que los datos experimentales se apegan más a tal comportamiento. En cambio en la figura 50 se observa que para la longitud de onda de 632.8 nm el comportamiento ideal difiere mucho en comparación con los datos experimentales.

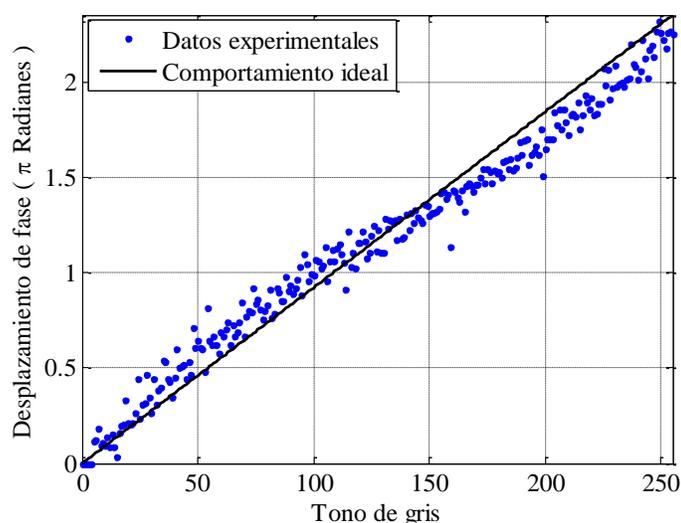


Figura 49: Variación de fase para la longitud de onda de en el verde (532 nm).

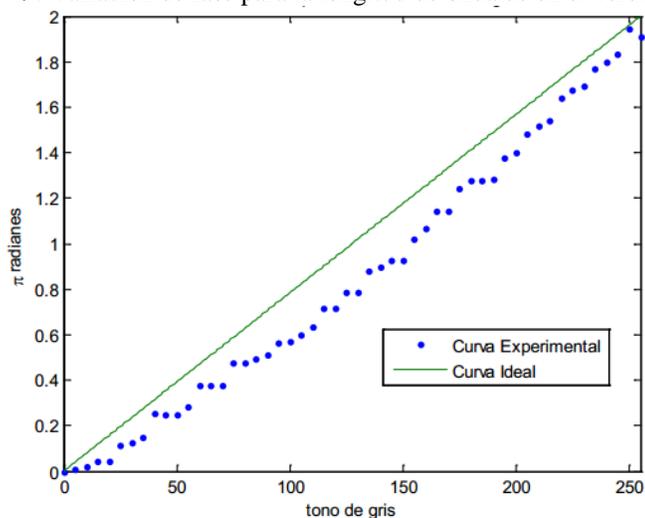


Figura 50: Variación de fase para longitud de onda en el rojo (632.8 nm) (De Ocegueda Miramontes, 2010, p. 53).

4.3 Teoría de la difracción

El fenómeno conocido como difracción juega un papel de suma importancia en las ramas de la física y la ingeniería que tienen que ver con la propagación de ondas. Así para entender las propiedades de formación de imágenes ópticas y sistemas de procesamiento de datos, es esencial que la difracción y las limitaciones que impone el sistema se tomen en cuenta.

El término de difracción ha sido definido por Sommerfeld como "cualquier desviación de los rayos de luz de su propagación rectilínea y que no se pueden ser interpretados como la reflexión o refracción" (Goodman, J., 1996). La difracción es causada por el paso de un frente onda por una abertura, y es más apreciable cuando el tamaño de confinamiento es comparable con la longitud de onda de la radiación que se utiliza (Goodman, J., 1996). El primer informe preciso y la descripción de este fenómeno lo hizo Grimaldi y se publicó en el año 1665. El observó que cuando iluminaba una varilla con una fuente puntual, la sombra recogida sobre la pantalla poseía franjas más brillantes en su interior. Esto iba en contra de la propagación rectilínea de la luz postulada por la teoría corpuscular vigente en ese momento.

El primer paso en la evolución de una teoría que explique tales efectos fue hecha por el primer proponente de la teoría ondulatoria de la luz, Christian Huygens, en el año de 1678. Huygens expreso de forma intuitiva que si cada punto en el frente de onda de una perturbación fuera considerado como una nueva fuente de una perturbación esférica "secundaria", un instante después, el frente de onda se puede conocer mediante la construcción de la "envolvente" de las ondas secundarias.

No fue sino hasta 1804 que se produjo un progreso significativo. En ese año, Thomas Young, reforzó la teoría ondulatoria de la luz mediante la introducción del concepto crítico de interferencia. La idea no era aceptada para la época, ya que declaró que en condiciones adecuadas, se podría añadir luz a la luz y producir oscuridad (Goodman J., 1996).

Las ideas de Huygens y Young fueron reunidas en 1818 por Augustin Jean Fresnel. Al hacer algunas suposiciones bastante arbitrarias sobre las amplitudes y fases de las fuentes secundarias de Huygens, Fresnel fue capaz de calcular la distribución de la luz en

patrones de difracción con una excelente precisión. A continuación se hablará un poco de este principio.

4.3.1 Principio de Huygens - Fresnel

Antes de hablar de una serie de aproximaciones del principio de Huygens-Fresnel, será útil trabajar primero este principio para el caso de coordenadas rectangulares. Como se muestra en la figura 51 la abertura de difracción se encuentra en el plano (ξ, η) , y la iluminación en dirección positiva de z . La amplitud de onda compleja se calcula a través del plano (x, y) , el cual es paralelo al plano (ξ, η) y a una distancia z de ella. El eje z atraviesa ambos planos en sus orígenes.

El principio de Huygens-Fresnel se establece como (Goodman, J., 1996):

$$U(P_0) = \frac{1}{j\lambda} \iint_{\Sigma} U(P_1) \frac{\exp(jkr_{01})}{r_{01}} \cos \theta \, ds, \quad (4.1)$$

donde θ es el ángulo entre la normal exterior \hat{n} y el vector de \vec{r}_{01} señalado desde P_0 a P_1 , donde P_0 es la imagen en el plano de observación (x, y) y P_1 la abertura de difracción en el plano (ξ, η) (ver figura 51). El término $\cos \theta$ es obtenido exactamente por

$$\cos \theta = \frac{z}{r_{01}}, \quad (4.2)$$

y por lo tanto el principio de Huygens-Fresnel puede ser reescrito como

$$U(x, y) = \frac{z}{j\lambda} \iint_{\Sigma} U(\xi, \eta) \frac{\exp(jkr_{01})}{r_{01}^2} \, d\xi \, d\eta, \quad (4.3)$$

donde la distancia r_{01} esta dada exactamente por

$$r_{01} = \sqrt{z^2 + (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}. \quad (4.4)$$

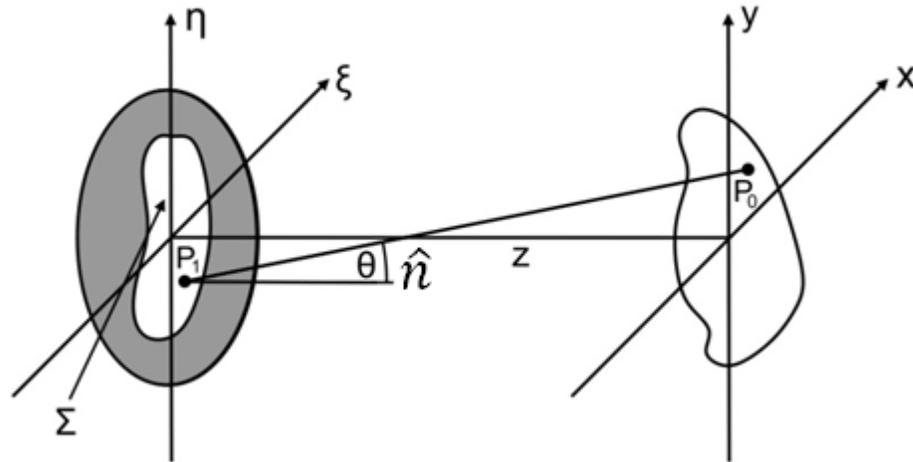


Figura 51: Geometría de Difracción.

Sólo se ha hecho dos aproximaciones para llegar a esta expresión. Una de ellas es la aproximación inherente en la teoría escalar. La segunda es la hipótesis de que la observación distancia es de muchas longitudes de onda de la abertura, $r_{01} \gg \lambda$. Ahora se hablará de otras aproximaciones (Goodman, J., 1996).

4.3.2 Aproximación de Fresnel

Para reducir el principio de Huygens-Fresnel a una expresión más simple y utilizada, se introduce una aproximación para la distancia r_{01} entre P_1 y P_0 . La aproximación esta basada en la expansión binomial de la raíz cuadrada de la ecuación 4.4. Sea b un número que es menor que la unidad, y considerar la expresión $\sqrt{1+b}$. La expansión binomial de la raíz cuadrada es obtenida por

$$\sqrt{1+b} = 1 + \frac{1}{2}b - \frac{1}{8}b^2 + \dots, \quad (4.5)$$

donde el número de términos necesarios para una precisión dada depende de la magnitud de b .

Para aplicar la expansión binomial en el problema en cuestión, primero se factoriza el factor z de la ecuación 4.4, quedando como resultado

$$r_{01} = z \sqrt{1 + \left(\frac{x-\xi}{z}\right)^2 + \left(\frac{y-\eta}{z}\right)^2}. \quad (4.6)$$

Ahora el valor de b en la ecuación 4.5 son el segundo y tercer término de la raíz cuadrada de la ecuación 4.6. Entonces, retomando solo el primer y segundo término de la expansión 4.6 tenemos

$$r_{01} \approx z \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x-\xi}{z}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{y-\eta}{z}\right)^2 \right]. \quad (4.7)$$

Ahora surge la pregunta de si tenemos que conservar todos los términos en la aproximación 4.7, o si solo el primer término puede ser suficiente. Según (Goodman, 1996) la respuesta a esta pregunta depende de la ubicación de la r_{01} que esta siendo aproximada. Para la r_{01}^2 que aparece en el denominador de la ecuación 4.3, el error introducido por z es generalmente muy pequeño. Sin embargo, para la r_{01} que aparece en la exponente, los errores son mucho más críticos. Primero, ellos son multiplicados por un número muy grande k , un valor típico es 10^7 en la región del visible del espectro. Segundo, los cambios de fase son tan pequeños que una fracción de un radian puede cambiar el valor de la exponencial significativamente. Por esa razón, se tomarán ambos términos de la aproximación binomial en el exponente (Goodman, J., 1996). La expresión resultante para el campo (x, y) por lo tanto se convierte

$$U(x, y) = \frac{e^{jkz}}{j\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) \exp \left\{ j \frac{k}{2z} [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2] \right\} d\xi d\eta. \quad (4.8)$$

Otra forma de expresar la ecuación 4.8 es factorizando fuera de la integral el término $\exp \left[j \frac{k}{2z} (x^2 + y^2) \right]$, obteniendo así la siguiente expresión

$$U(x, y) = \frac{e^{jkz}}{j\lambda z} e^{j \frac{k}{2z} (x^2 + y^2)} \iint_{-\infty}^{\infty} \left\{ U(\xi, \eta) e^{j \frac{k}{2z} (\xi^2 + \eta^2)} \right\} e^{-j \frac{k}{2z} (x\xi + y\eta)} d\xi d\eta. \quad (4.9)$$

A esta última ecuación es la que se conoce como la integral de difracción de Fresnel.

4.3.3 Aproximación de Fraunhofer

Esta expresión se obtiene de la aproximación de Fresnel para el caso en que se cumpla la siguiente condición

$$z \gg \frac{k(\xi^2 + \eta^2)_{MAX}}{2}. \quad (4.10)$$

Si esta condición es satisfecha, entonces el factor de fase cuadrático bajo el signo integral en la ecuación 4.9, es aproximadamente la unidad a través de la abertura completa, y la intensidad del campo observado puede ser encontrada directamente con la transformada de Fourier de la distribución de la abertura de esta misma. Así, la región de la difracción de Fraunhofer la obtenemos con

$$U(x, y) = \frac{e^{jkz} e^{j\frac{k}{2z}(x^2+y^2)}}{j\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) e^{-j\frac{2\pi}{\lambda z}(x\xi+y\eta)} d\xi d\eta. \quad (4.11)$$

Aparte de los factores multiplicativos que preceden a la fase integral, esto es simplemente la expresión para la transformada de Fourier de la distribución de la abertura, evaluada en las frecuencias

$$f_x = \frac{x}{\lambda z} \quad y \quad f_y = \frac{y}{\lambda z}. \quad (4.12)$$

Lo dicho anteriormente no es la única manera de obtener la difracción de Fraunhofer. Es decir, que si en lugar de tener solo una abertura, la misma tiene un factor de transmisión $t(x_1, y_1)$ y por otra parte el campo que llega a la misma es $U(x_1, y_1)$, entonces el campo inmediatamente emergente será $U'(x_1, y_1) = U(x_1, y_1) \cdot t(x_1, y_1)$ y ese será el que debe ir en la integral para calcular $U(P_0)$.

Ahora bien, $t(x_1, y_1)$ en principio es algo que puede ser sólo de fase, sólo de amplitud o de combinar ambas magnitudes. Entonces si en dicha función ubicamos un filtro con un factor de transmisión $t(x_1, y_1) = e^{-i\frac{k}{2z}(x_1^2 + y_1^2)}$, dicho factor se cancelaría con el otro y no necesitaríamos imponer restricciones sobre z para obtener la transformada de Fourier. Una manera es poner una lente convergente de distancia focal f que es justamente el filtro que introduce el desfase $e^{-i\frac{k}{2f}(x_1^2 + y_1^2)}$.

4.4 Algoritmo “Aditivo – Adaptativo” (AA)

Hasta este punto, es posible calcular la distribución de campo en el plano (x, y) con la ecuación 4.9 y 4.11, pero en este trabajo necesitamos conocer la fase que genera el patrón de intensidad que se necesita. Para eso primero se debe calcular la amplitud compleja en el plano del modulador (ACPM) (ver figura 52).

Para realizar lo anterior nos basamos en las publicaciones de diversos trabajos (Dufresne, *et al.* 2001) y (Soifer, *et al.* 1997), en ellos se describe el funcionamiento del algoritmo aditivo-adaptativo (AA), el cual es el que se usará para este trabajo.

Este algoritmo es un método iterativo que proporciona la fase necesaria para generar un patrón de intensidad deseado en el plano de observación.

La figura 53 ilustra el diagrama de flujo del funcionamiento del algoritmo AA.

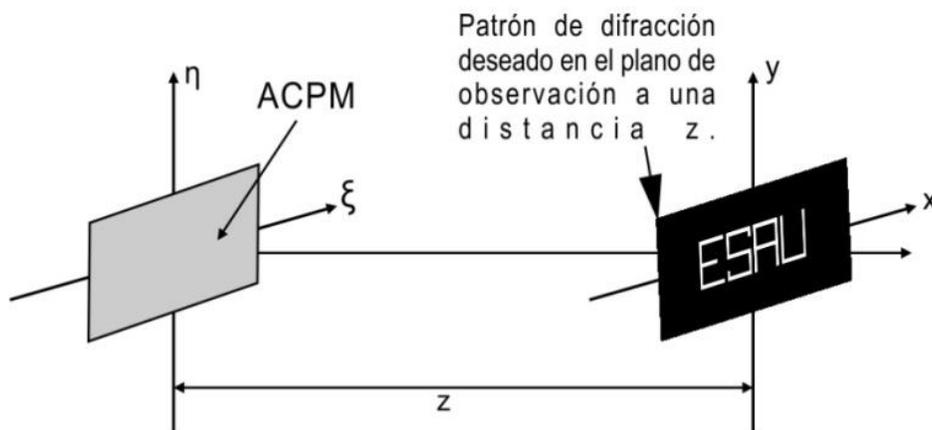
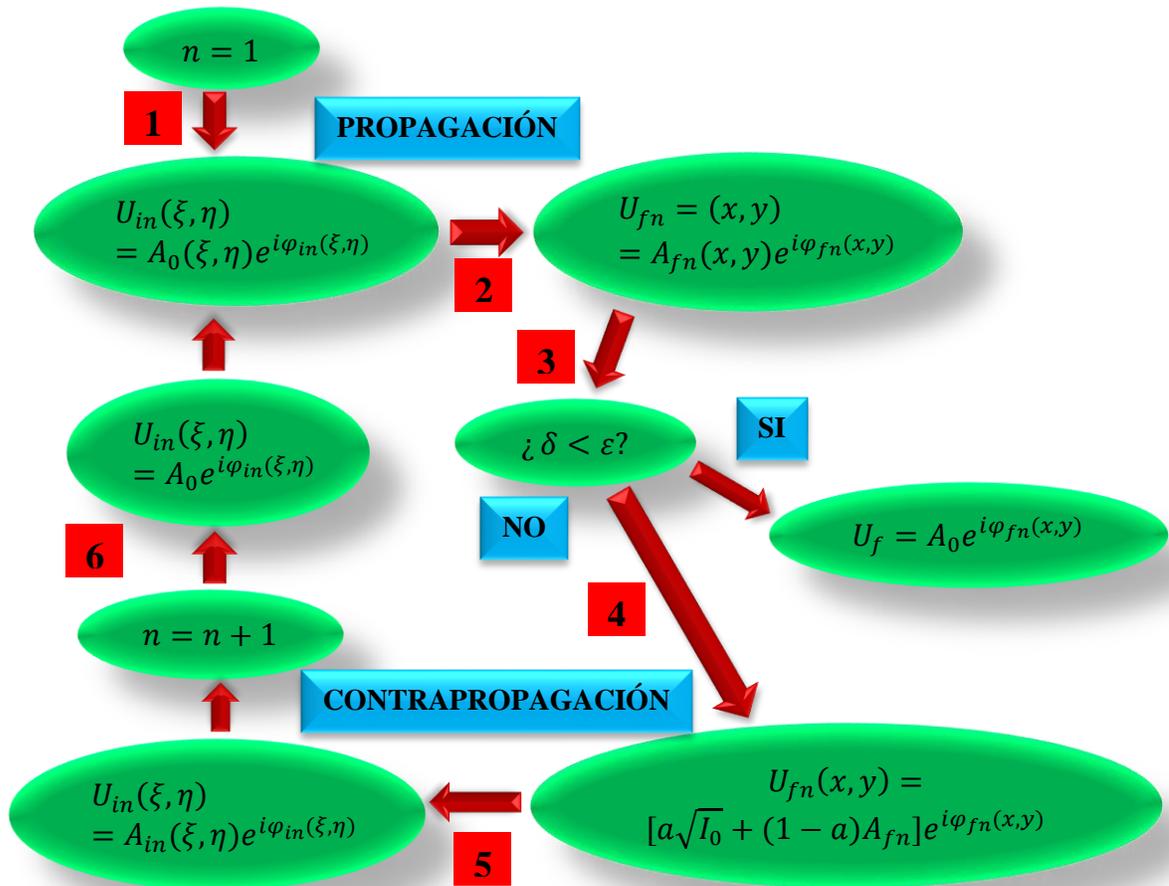


Figura 52: Cálculo de la ACPM necesaria para que se forme el patrón de difracción deseado.



53: Diagrama del funcionamiento del algoritmo AA.

Según la teoría de difracción escalar, al iluminar un elemento óptico, la amplitud compleja (amplitud y fase) en el plano de objeto está dada por

$$U_{in} = A_0 e^{i\varphi_{in}}. \quad (4.13)$$

Conociendo eso, entonces iniciamos explicando cada uno de los pasos del diagrama de flujo de la figura 53, los cuales están indicados en cuadros rojos.

Paso 1. Se inicia escogiendo una amplitud fija A_0 que maximiza la amplitud inicial y una fase arbitraria $\varphi_{i1}(\xi, \eta)$ al haz en el plano del modulador espacial (ver figura 52).

$$U_{i1}(\xi, \eta) = A_0(\xi, \eta) e^{i\varphi_{i1}(\xi, \eta)}. \quad (4.14)$$

Paso 2. Se propaga la amplitud compleja descrita por la ecuación 4.14 mediante la cual se relaciona con la amplitud compleja en el plano de observación de la siguiente manera:

$$U_{f1}(x, y) = A_{f1}(x, y)e^{i\varphi_{f1}(x, y)}. \quad (4.15)$$

La relación entre $U_{i1}(\xi, \eta)$ y $U_{f1}(x, y)$ esta dada por la aproximación de Fresnel o Fraunhofer, dependiendo del régimen que se esté usando. La distribución de intensidad deseada la identificamos como $I_0(x, y)$.

Paso 3. Se compara la distribución de intensidad deseada con la distribución de intensidad obtenida. El resultado obtenido de tal comparación será lo que llamamos error (δ) y éste a su vez se compara con la eficiencia (ε). Si el error es menor a la eficiencia, entonces la fase obtenida por el algoritmo será la óptima para generar el patrón de intensidad deseado. Cabe aclarar que el error y la eficiencia son parámetros que permiten decidir la calidad de los patrones de difracción. Para ello se define cada uno de ellos a continuación:

- a) El error (δ) nos proporciona información acerca de cuánto se parece la imagen obtenida a la imagen deseada. Para calcularlo se hace uso de la siguiente fórmula (Soifer, *et al.* 1997), la cual mide el error cuadrático medio:

$$\delta^2 = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} |I_0(x, y) - |U_{f1}(x, y)||^2 dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} |I_0(x, y)|^2 dx dy}. \quad (4.16)$$

- b) La eficiencia nos proporciona una estimación de la calidad del algoritmo (AA). La expresión para calcularla es la siguiente (Dufresne, *et al.* 2001):

$$\varepsilon > \frac{(\delta_n - \delta_{n-1})}{\delta_n}. \quad (4.17)$$

Si el paso 3 no se cumple, entonces se continúa con el paso 4.

Paso 4. En este paso ambas funciones (la deseada y la analítica) se combinan, haciendo que I_0 se multiplique por cierta constante que asegura que la energía total presente en I_0 y en $|U_{f_1}(x, y)|^2$ sea la misma. De manera que se sustituye $U_{f_1}(x, y)$ por

$$U'_{f_1}(x, y) = [a\sqrt{I_0(x, y)} + (1 - a)A_{f_1}(x, y)]e^{i\varphi_{f_1}(x, y)} \quad (4.18)$$

donde a es un factor constante entre 0 y 2 (Dufresne, *et al.* 2001).

Paso 5. Después se contrapropaga $U'_{f_1}(x, y)$ y de esa manera se obtiene la amplitud en el plano de entrada de nuevo

$$U_{i2}(\xi, \eta) = A_2(\xi, \eta)e^{i\varphi_{i2}(\xi, \eta)}. \quad (4.19)$$

Paso 6. Por último se reemplaza $A_2(\xi, \eta)$ por A_0 y se repite el proceso a partir del paso 2.

4.5 Arreglo experimental

Lo primero que se hizo en el arreglo experimental de la figura 54 fue colocar una placa $\lambda/2$ para obtener la mayor intensidad posible y luego un par de lentes. La primera lente expande el haz y la segunda lente lo colima para obtener un haz del tamaño de la pantalla del SLM y poder aprovechar toda el área de trabajo de éste. Enseguida se encuentra la pantalla del SLM, la cual manda el haz ya con la información necesaria para formar un patrón de difracción. Como el haz tiene un ancho muy grande se pone un par de lentes, esto para reducir su tamaño y poder trabajar de una mejor manera. Por último, se ponen los mismos componentes que se utilizan para formar un campo evanescente uniforme, que es la lente enfocadora y un par de lentes con la misma distancia focal, que juntas forman un telescopio de pivoteo, el cual ayuda para variar el ángulo del haz incidente.

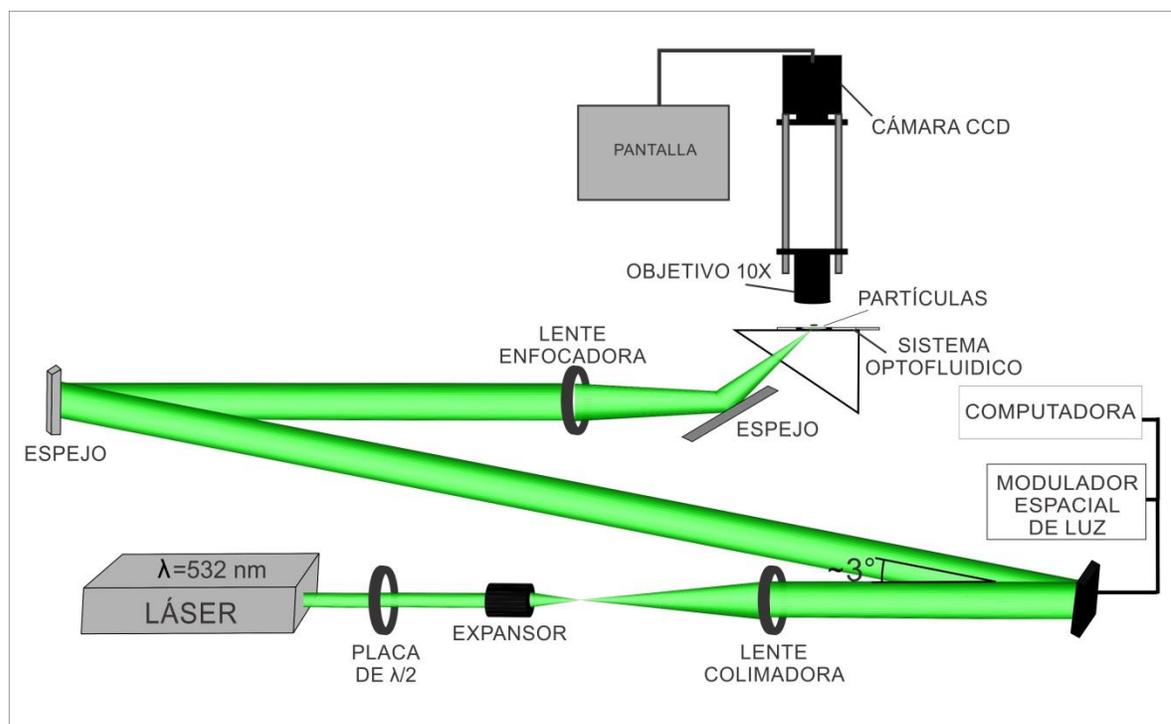


Figura 54: Arreglo experimental para generar con un haz evanescente estructurado.

Capítulo 5

Resultados

Este capítulo se enfocará a presentar las imágenes de los resultados obtenidos de la fabricación de microcanales y del guiado de un campo evanescente uniforme y un campo evanescente estructurado, así como una breve explicación de cada una de ellas.

5.1 Imágenes de microcanales con partículas

Primero se iniciará presentando imágenes de microcanales terminados. En la figura 55a se muestra uno de 300 μm de ancho por 60 μm de alto, en la 55b y en la 55c otros de 500 μm de ancho por 60 μm de alto.

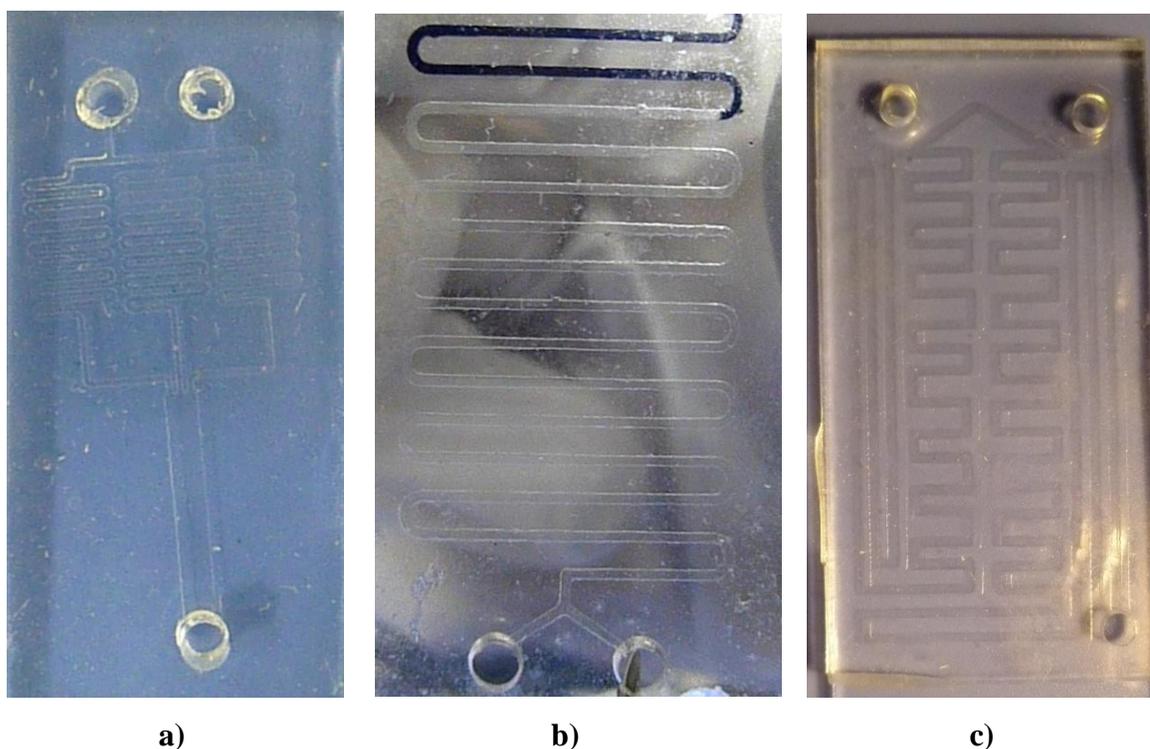


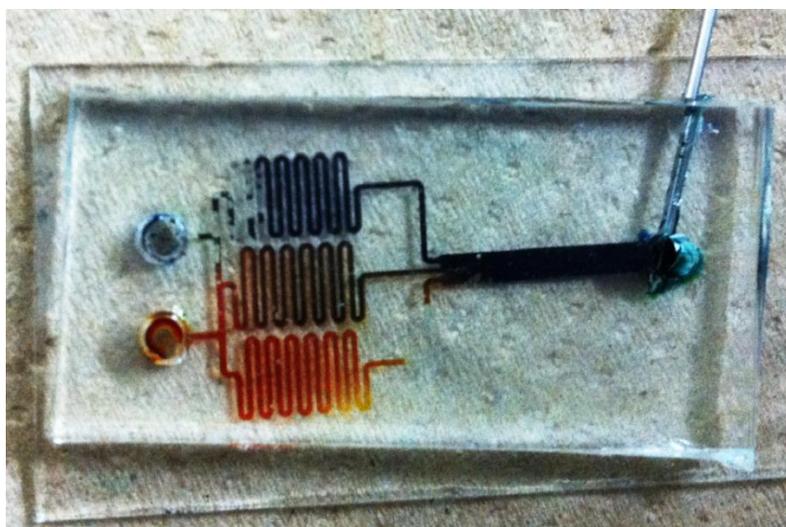
Figura 55: Primeros microcanales terminados.

Después de haber hecho los microcanales se tuvo que introducir líquido en ellos, esto para probar si había comunicación entre un lado y el otro, y para asegurarse de que el sellado había sido hecho adecuadamente.

En las imágenes de la figura 56 se puede ver que realmente hay comunicación entre los microcanales y que el sellado si funciona. La forma en que hizo esta prueba fue introduciendo 6 μ l de tinta vegetal azul en un depósito y 6 μ l de tinta vegetal amarilla en otro, como se muestra en la figura 56a. Después mediante una jeringa se hizo inyección y



a)



b)

Figura 56: Microcanal con líquido de colores.

vacío para saber que técnica era mejor para mezclar ambos colores, el mejor resultado fue haciendo vacío y se muestra en la figura 56b, en esta última imagen se observa que el mezclado da como resultado un color verde.

Después de saber que los microcanales funcionaban se hizo la prueba de introducir partículas de distinto tamaño. En el optofluido de la figura 57 se observan partículas de $3\mu\text{m}$ de diámetro dentro de un microcanal de $150\mu\text{m}$ de ancho por $60\mu\text{m}$ de alto, la imagen fue obtenida con un microscopio con una amplificación de 10X y en la figura 58 se tiene un microcanal con las mismas dimensiones que el de la figura 57, pero con partículas de $5\mu\text{m}$ en su interior.

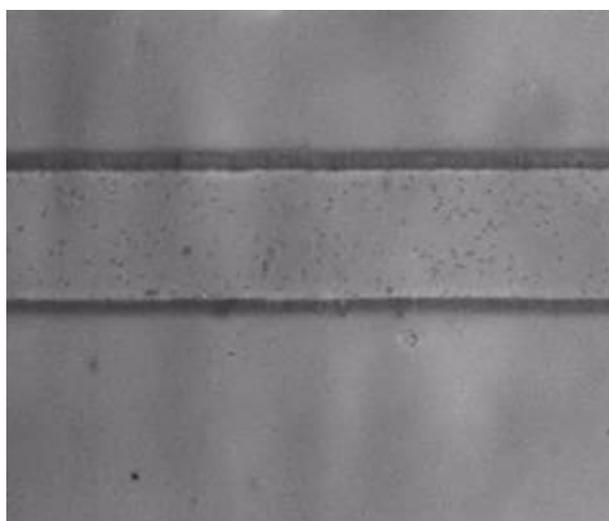


Figura 57: Partículas de $3\mu\text{m}$ en un microcanal de $150\mu\text{m}$ de ancho por $60\mu\text{m}$ de alto y visto con un objetivo de 10X.

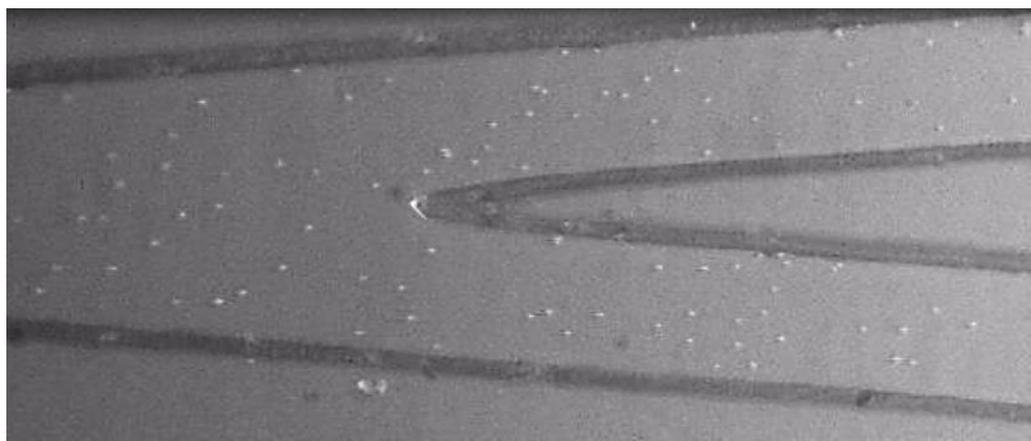
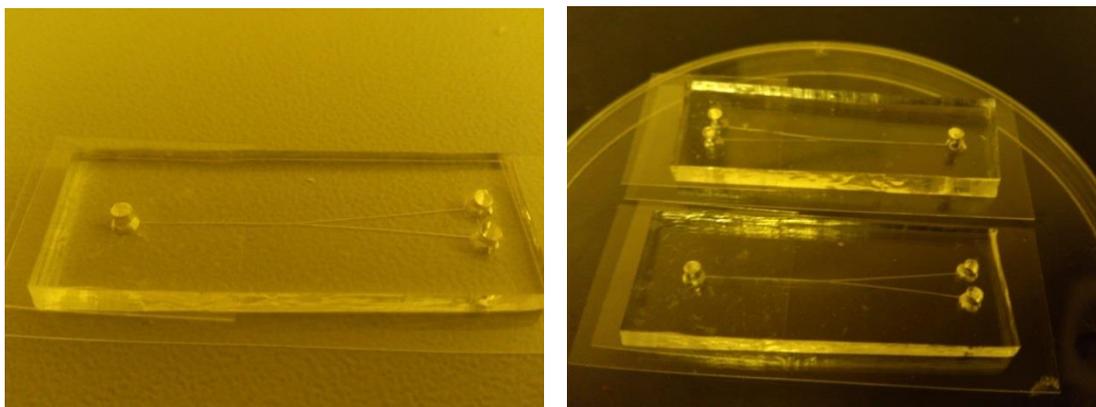
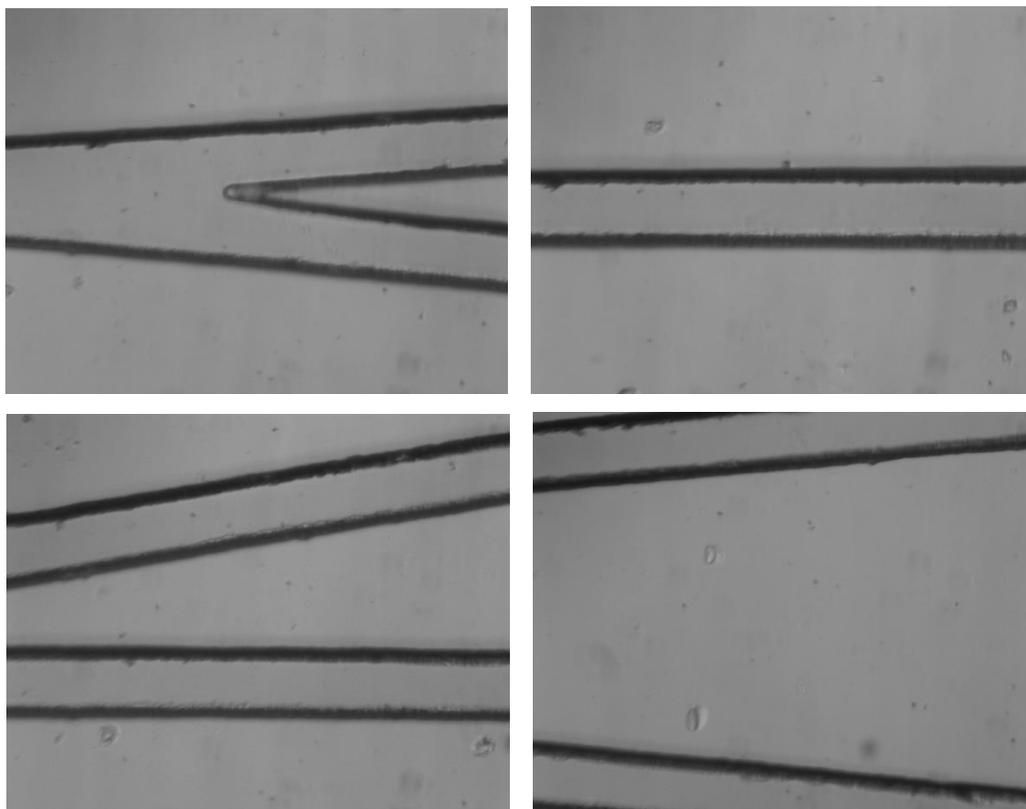


Figura 58: Partículas de $5\mu\text{m}$ en un microcanal de $150\mu\text{m}$ de ancho por $60\mu\text{m}$ de alto y visto con un objetivo de microscopio de 10X.

En la fabricación de microcanales, las dimensiones más pequeñas obtenidas fueron de $100\ \mu\text{m}$ de ancho por $60\ \mu\text{m}$ de alto, tales imágenes se muestra en las figuras 59 y 60. En la figura 59 se muestra una fotografía del microcanal terminado y en la figura 60 se muestra una fotografía de la parte interna de uno de los microcanales de la figura 59, la cual fue tomada con un microscopio con un objetivo de 10X.



59: Microcanal de $100\ \mu\text{m}$ de ancho por $60\ \mu\text{m}$ de alto.



60: Parte interna de un microcanal de la figura 58.

Para verificar la calidad de los microcanales se tomaron imágenes con un microscopio electrónico de alta resolución. Una de las imágenes obtenidas se presenta a continuación en la figura 63. En ella se observa que las paredes de los microcanales tienen una buena uniformidad y están bien definidas en las curvas, lo cual es muy importante obtener para llevar a cabo el guiado de partículas.

Ya con resultados muy positivos en las pruebas de los microcanales, se procedió a inyectarles fluidos con una bomba de jeringa. En la figura 61 se muestra el diagrama del arreglo experimental con microcanales y en la figura 62 se muestra una fotografía del arreglo experimental con los puertos de entrada y de salida de fluido.

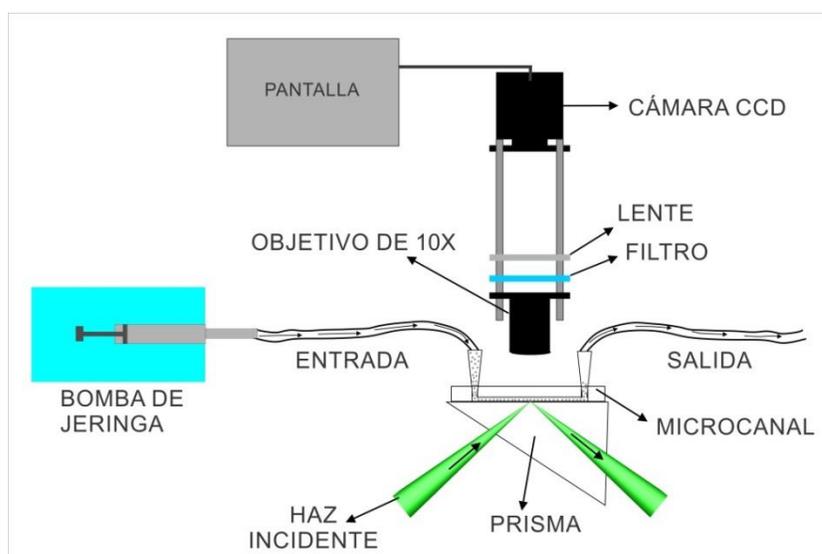


Figura 61: Diagrama de arreglo experimental con microcanales.



62: Microcanal conectado a la bomba de jeringa.

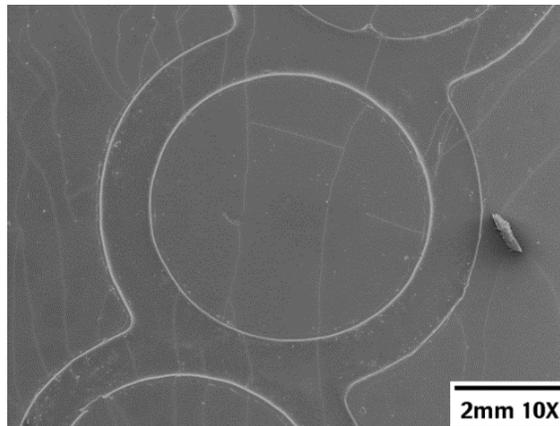


Figura 63: Imágenes de microcanales tomadas con un microscopio electrónico de alta resolución.

5.2 Guiado de partículas mediante un campo evanescente uniforme

En esta parte se presenta el guiado de partículas con un campo evanescente uniforme. Para llevar a cabo este trabajo se utilizó un láser de 532 nm, un prisma de vidrio (índice de refracción de 1.52) y partículas de poliestireno de 3 μm (índice de refracción de 1.59) inmersas en agua. El sistema usado para visualizar esto fue un microscopio compuesto, el cual se construyó con un objetivo de microscopio de 40X, una lente y una cámara CCD que se conecta a la computadora por el puerto USB. Las imágenes fueron tomadas con la ayuda de MATLAB, es decir, por medio de un programa el cual capturaba imágenes y éste a su vez tenía la opción de cambiar la cantidad de imágenes que se deseaban tomar y el lapso de tiempo entre una y otra.

Más adelante se presentan una serie de imágenes, en las cuales se aprecia el desplazamiento de partículas con un campo evanescente uniforme. Para lograr este trabajo se utilizó una lente de 400 mm de distancia focal y 150 mW de potencia en el láser con longitud onda de 532 nm. Las imágenes fueron tomadas cada segundo, y para observar más claramente el desplazamiento se toma como referencia una partícula, la cual se marca en cada una de las 10 imágenes mostradas en la figura 64. La velocidad de desplazamiento calculada para las partículas fue de 3 $\mu\text{m/s}$ aproximadamente, lo cual equivale a los 20 pixeles de las imágenes que se muestran en la figura 64. Conociendo la velocidad de desplazamiento se puede calcular la magnitud de la fuerza de radiación por la ley de Navier-Stokes (Kawata, S., Tani, T., 1996), la cual se expresa como $F_r = 6\pi a\eta v$, donde a

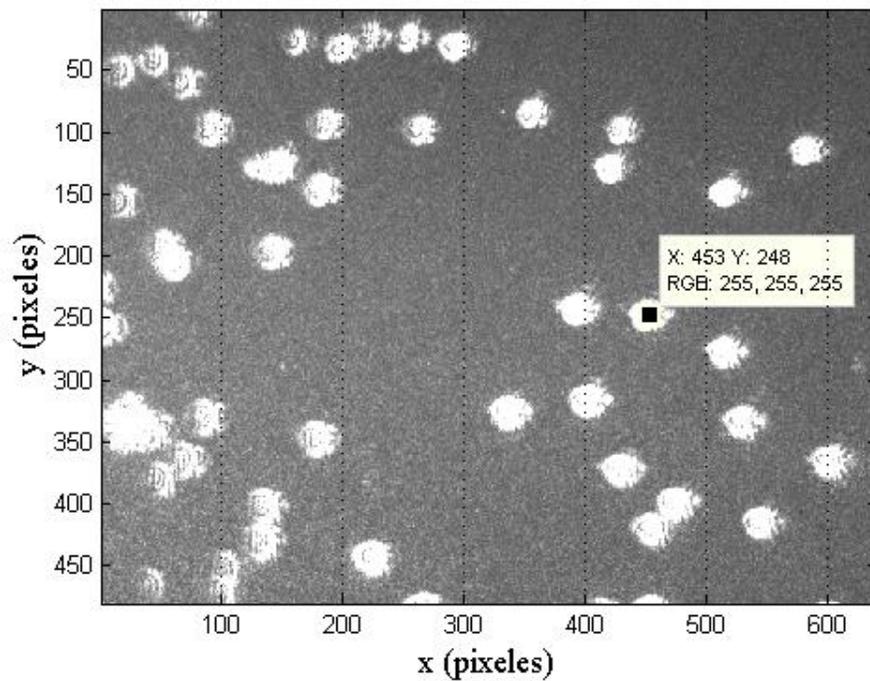
es el radio de la partícula, en este caso $a = 1.5\mu m$; η es la viscosidad del agua, en este caso para una temperatura de $20^\circ C$ $\eta = 1.003 \times 10^{-3} Pa/s$ y v es la velocidad medida de la partícula la cual es $v = 3\mu m/s$. Ya teniendo todos los datos se calcula la magnitud de la fuerza de radiación

$$F_r = 6\pi a \eta v = 0.085 \text{ pN} .$$

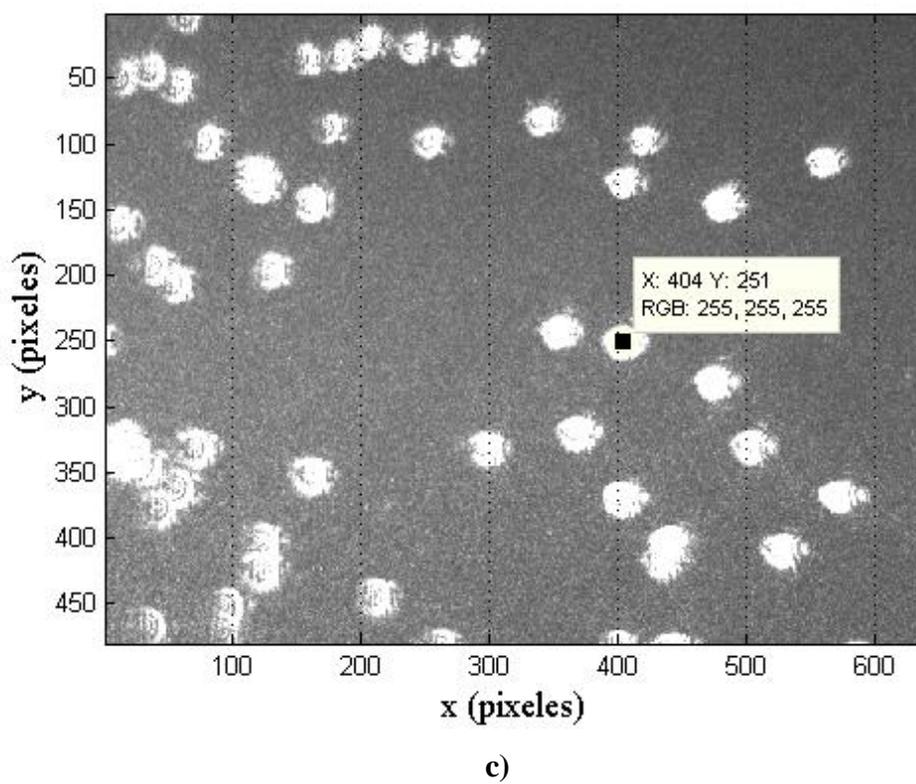
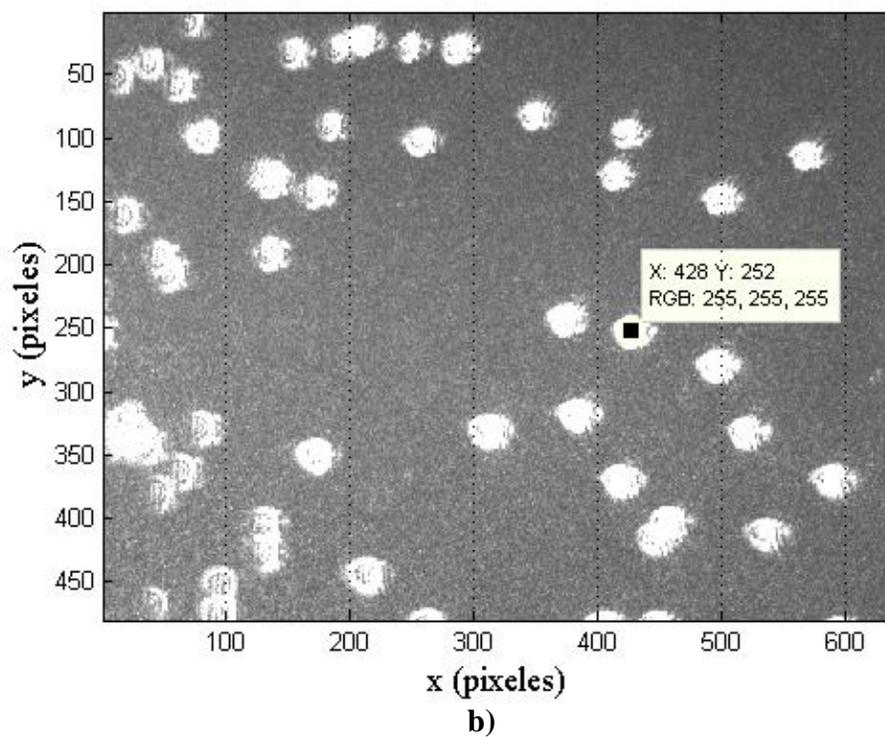
Y para comparación calculamos la fuerza de gravedad, la cual se expresa como $F_g = \left(\frac{4}{3}\right)\pi a^3 \rho g$, donde ρ es la densidad de la partícula, en este caso $\rho = 1.05 g/cm^3$; y g es la aceleración gravitacional que es $g = 9.8 m/s^2$. Calculando obtenemos

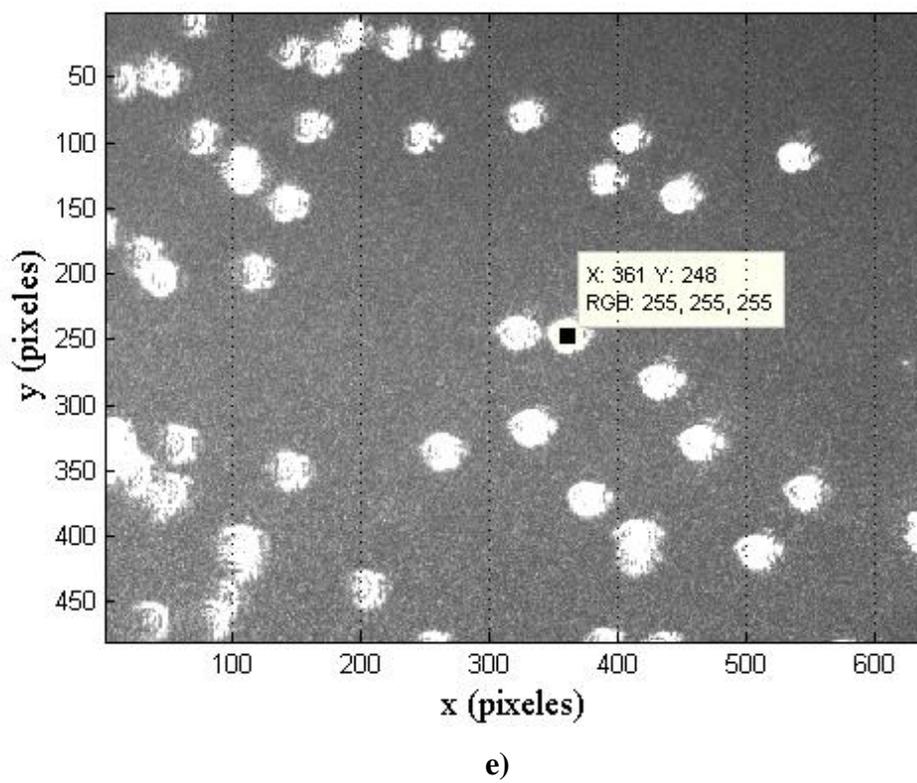
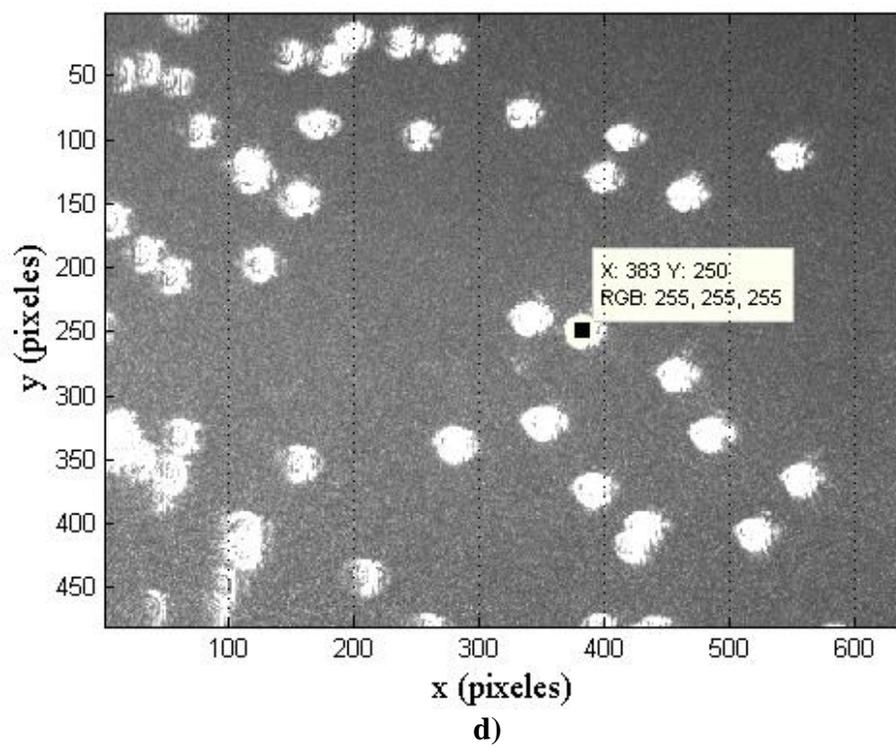
$$F_g = \left(\frac{4}{3}\right)\pi a^3 \rho g = 0.000145 \text{ pN} .$$

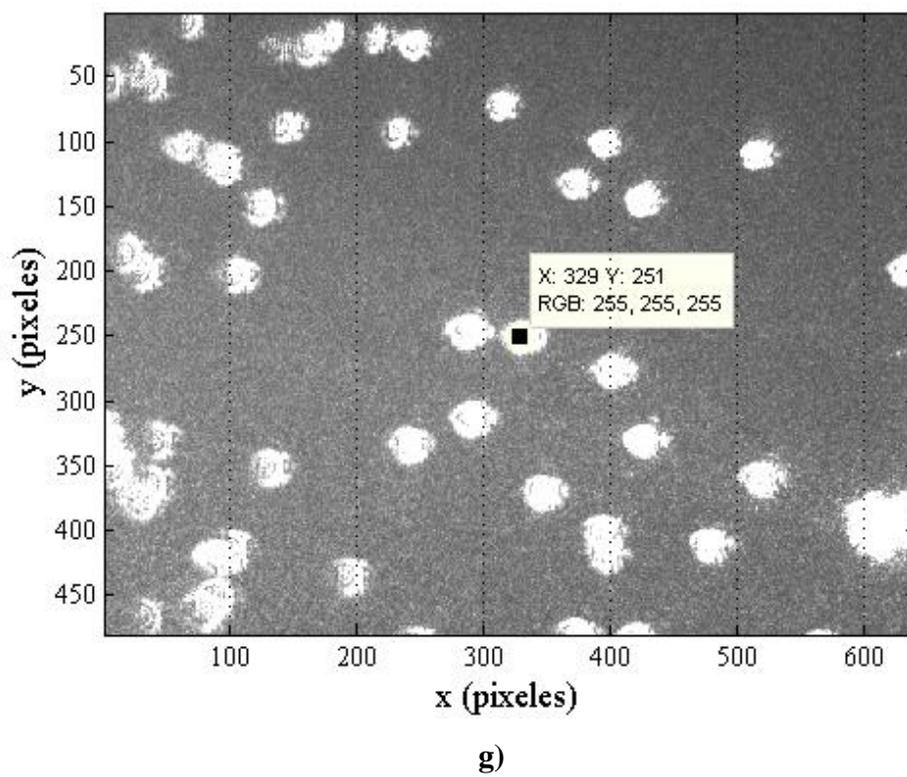
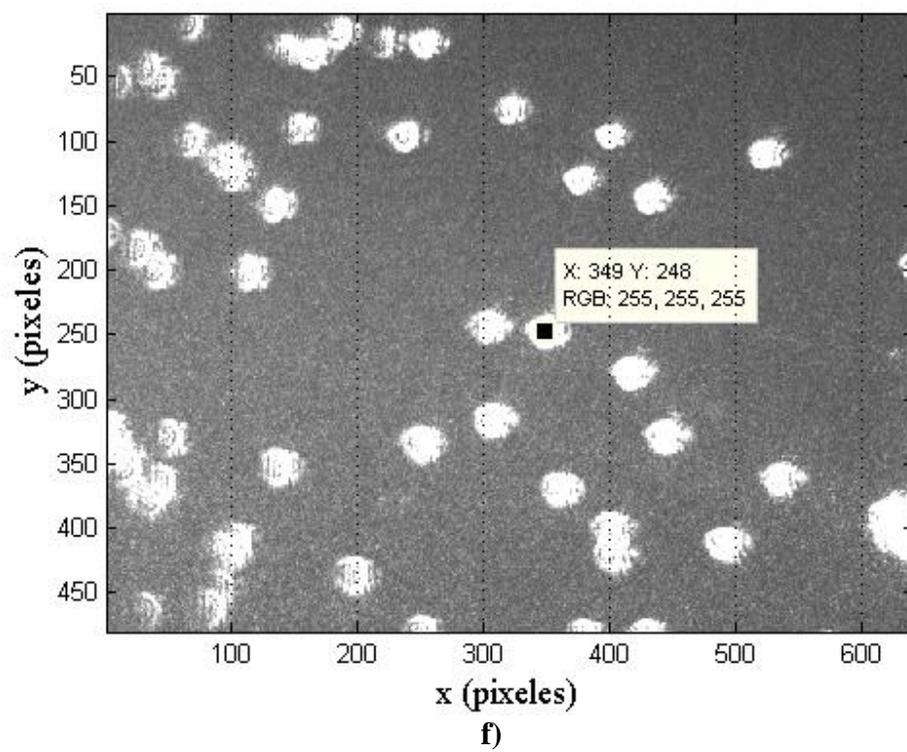
Con los cálculos anteriores nos damos cuenta que la fuerza de radiación es superior a la fuerza de gravedad, lo cual permite el desplazamiento de las partículas.

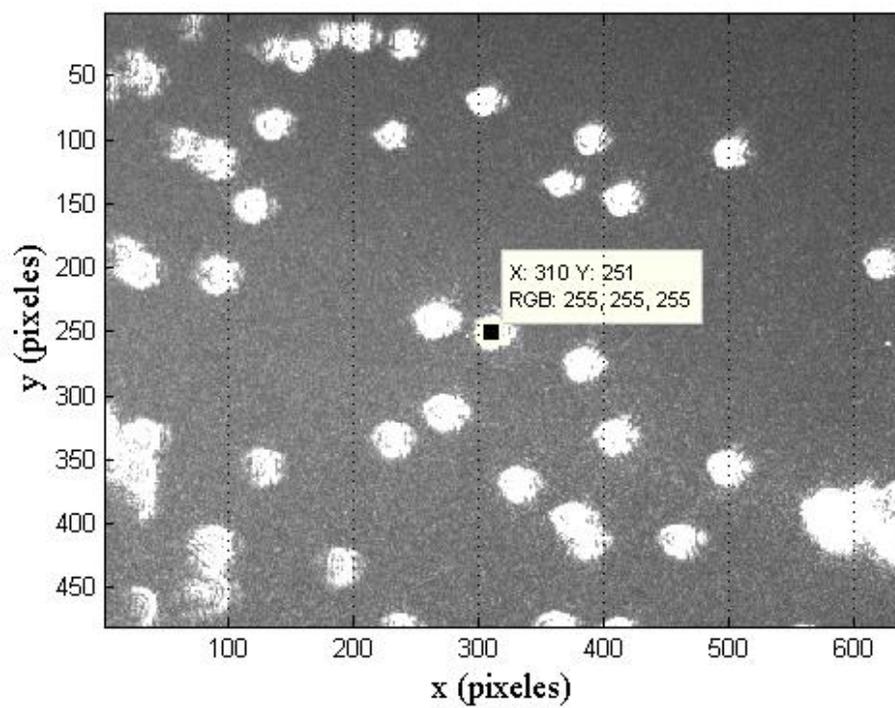


a)

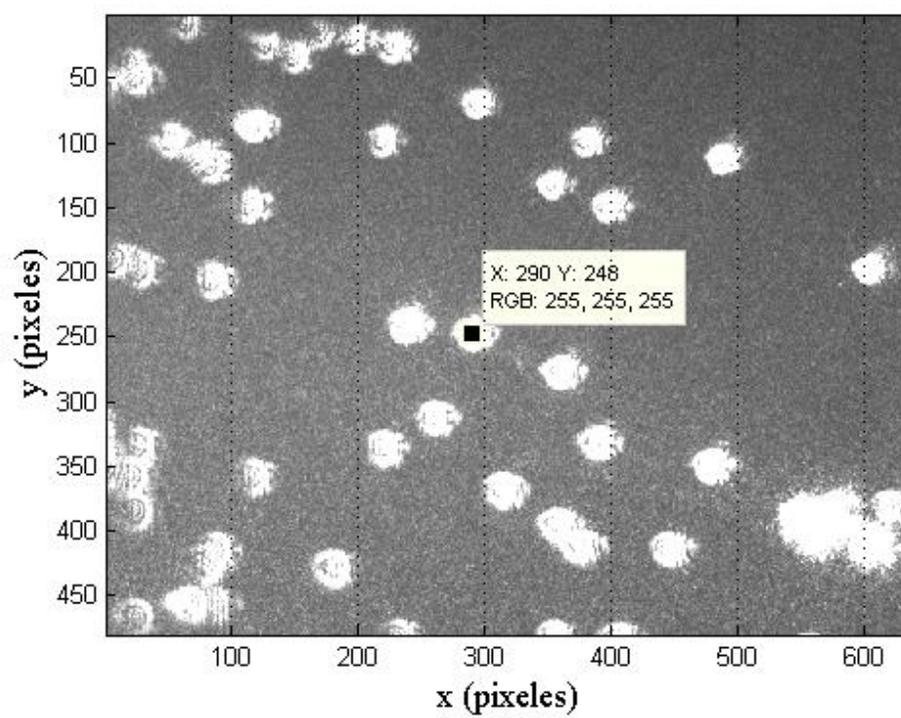








h)



i)

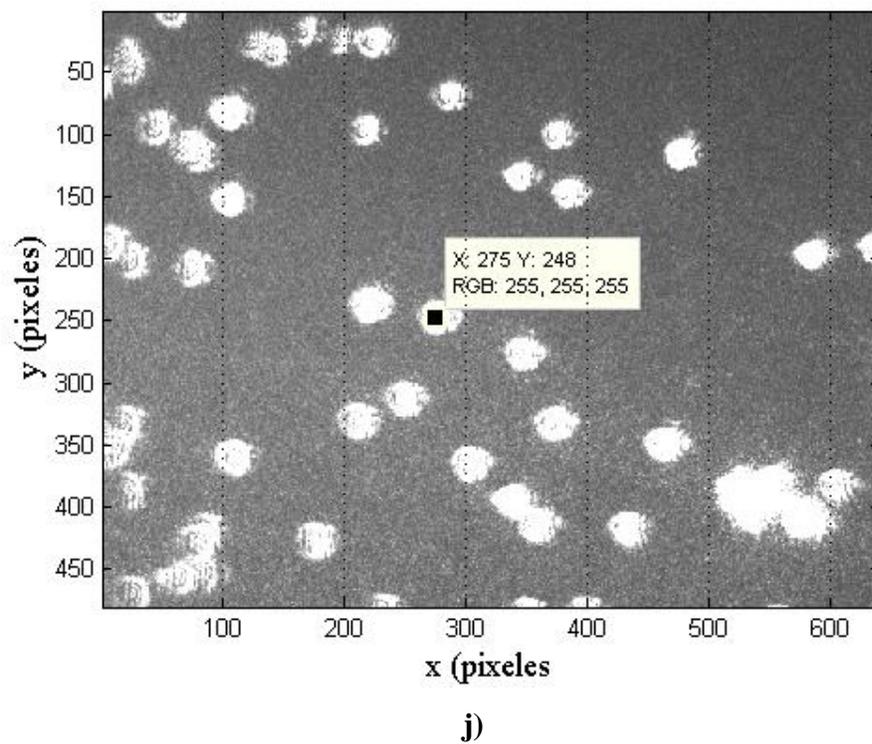
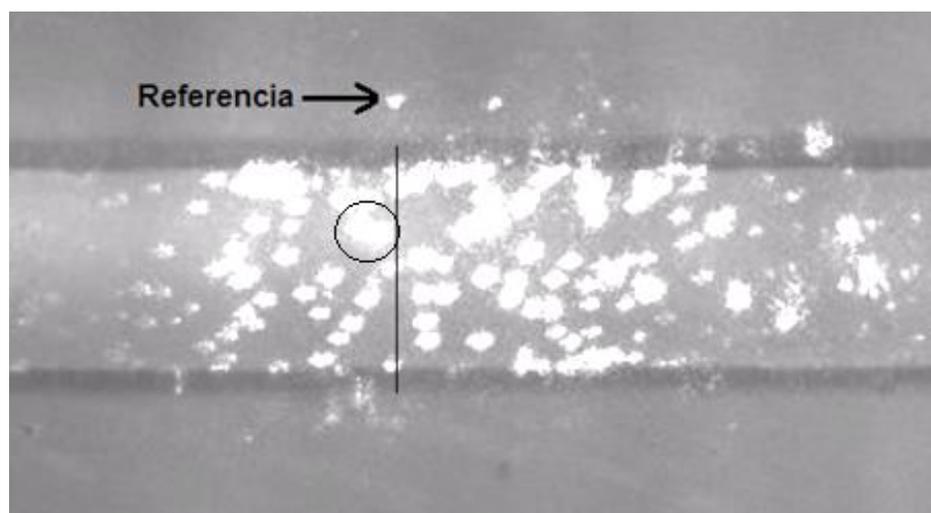
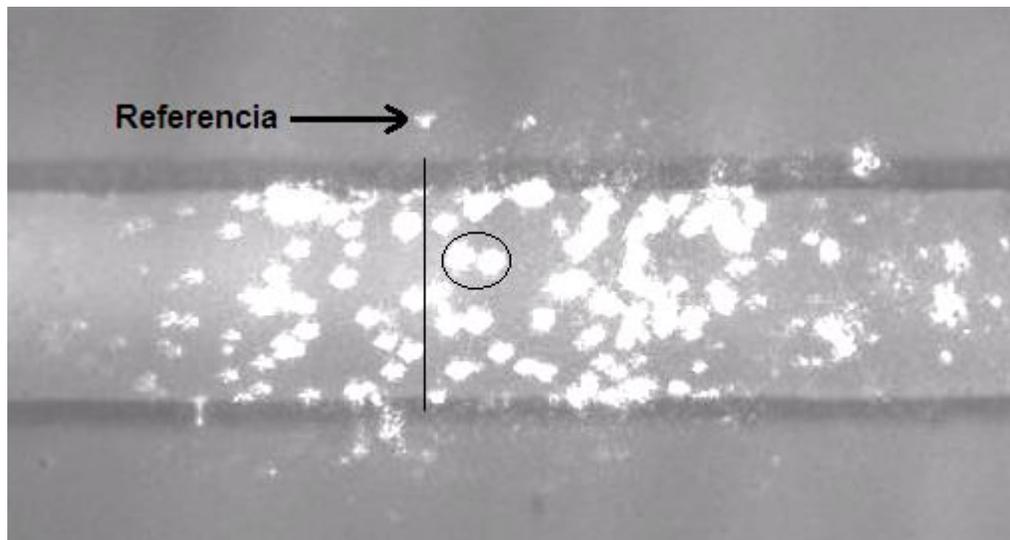


Figura 64: Secuencia de imágenes que muestra el desplazamiento de partículas ($3\ \mu\text{m}$) con un campo evanescente uniforme y vistas con un objetivo de 40X.

Después de haber trabajado con un campo evanescente uniforme en un área extendida, se procedió a trabajar en un microcanal para comprobar su funcionamiento y así desplazar partículas. Tal comportamiento se muestra en la figura 65.





b)

Figura 65: Desplazamiento de partículas de $3\mu\text{m}$ en un microcanal de $150\mu\text{m}$ de ancho con un campo evanescente uniforme, a) Posición inicial de las partículas b) Partículas desplazadas.

El arreglo experimental que se utilizó para llevar a cabo el desplazamiento es el mostrado en la figura 37.

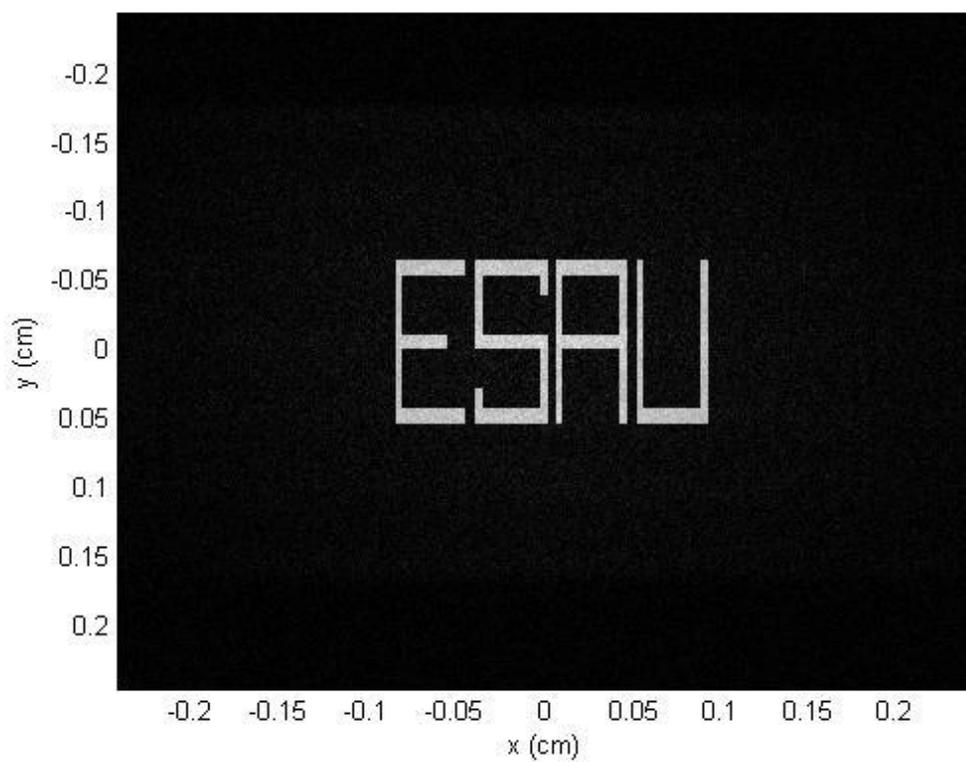
5.3 Patrones de difracción con el algoritmo Aditivo-Adaptativo

Como se mencionó en el capítulo anterior, el algoritmo AA es el encargado de proporcionar patrones de difracción bien definidos, lo cual es muy necesario en este trabajo para obtener la mayor intensidad en el patrón de difracción a utilizar. A continuación en las figuras 66, 67 y 68 se presentan los resultados de aplicar el algoritmo a ciertos patrones de difracción. Los resultados estarán ordenados de la siguiente manera:

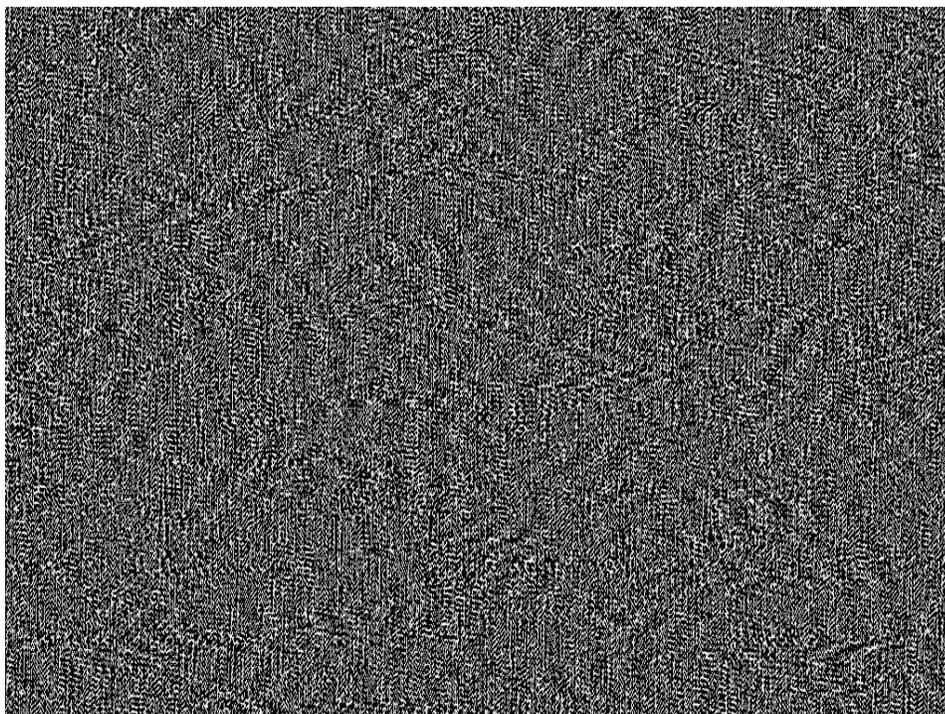
- a) Patrón de intensidad deseado.
- b) Patrón de intensidad obtenido por el algoritmo AA.
- c) Fase para generar el patrón de intensidad.
- d) Número de iteraciones para obtener el mínimo error.
- e) El patrón de intensidad ya mandado por el SLM.



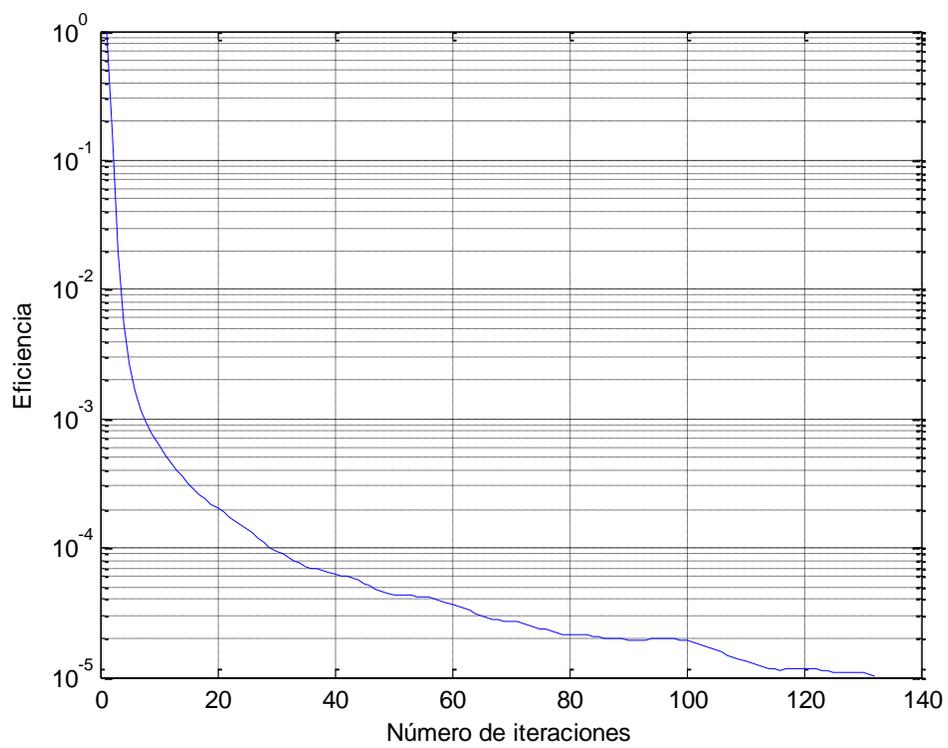
a)



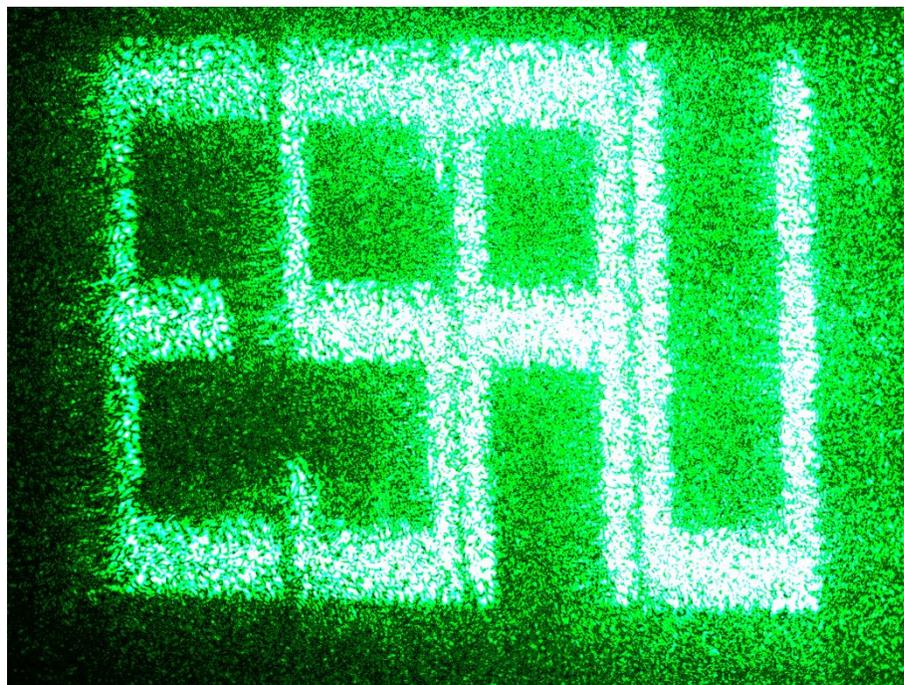
b)



c)



d)

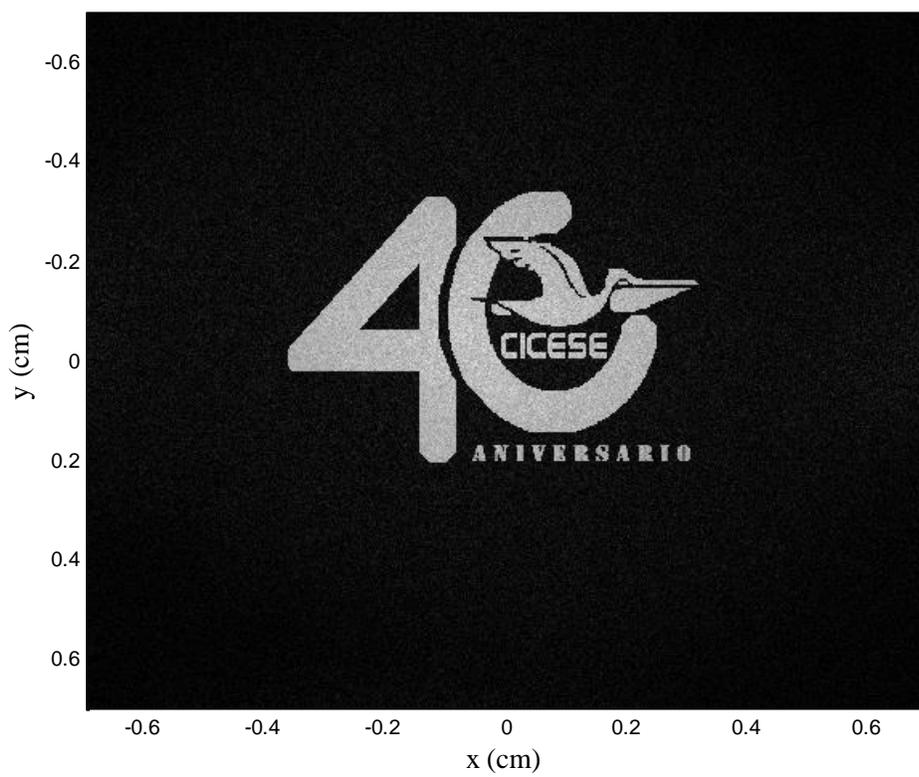


e)

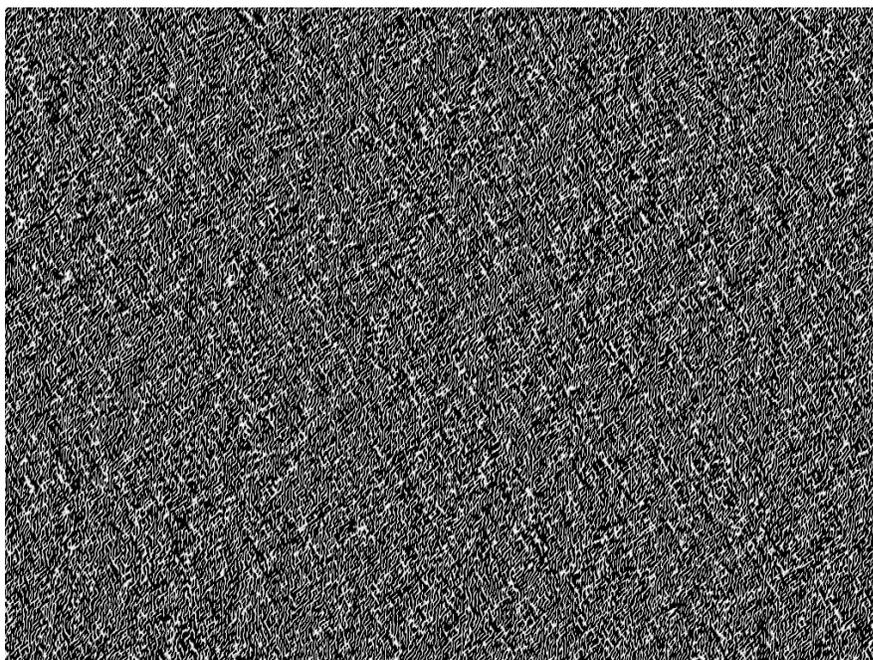
Figura 66: a) Patrón de intensidad deseado, b) Patrón de intensidad obtenido por el algoritmo (AA), c) Fase para generar el patrón de intensidad, d) Número de iteraciones para obtener el mínimo error y e) El patrón de intensidad ya mandado por el SLM.



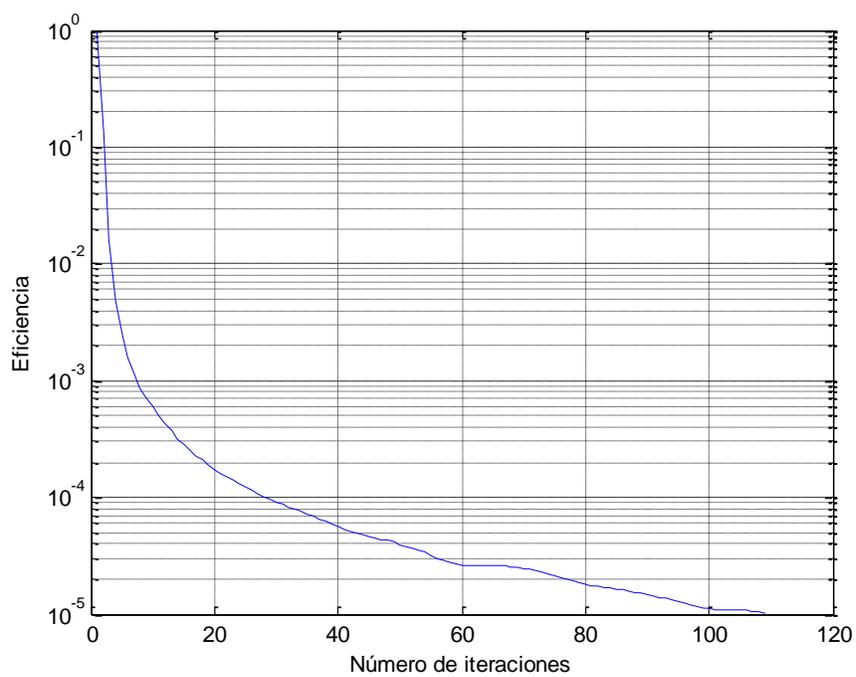
a)



b)



c)

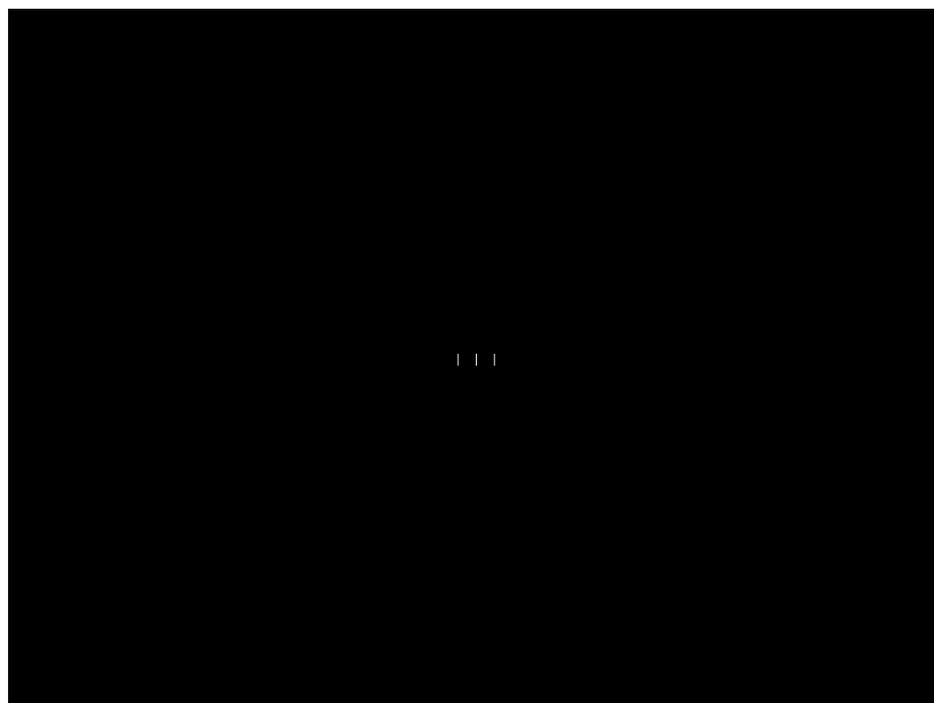
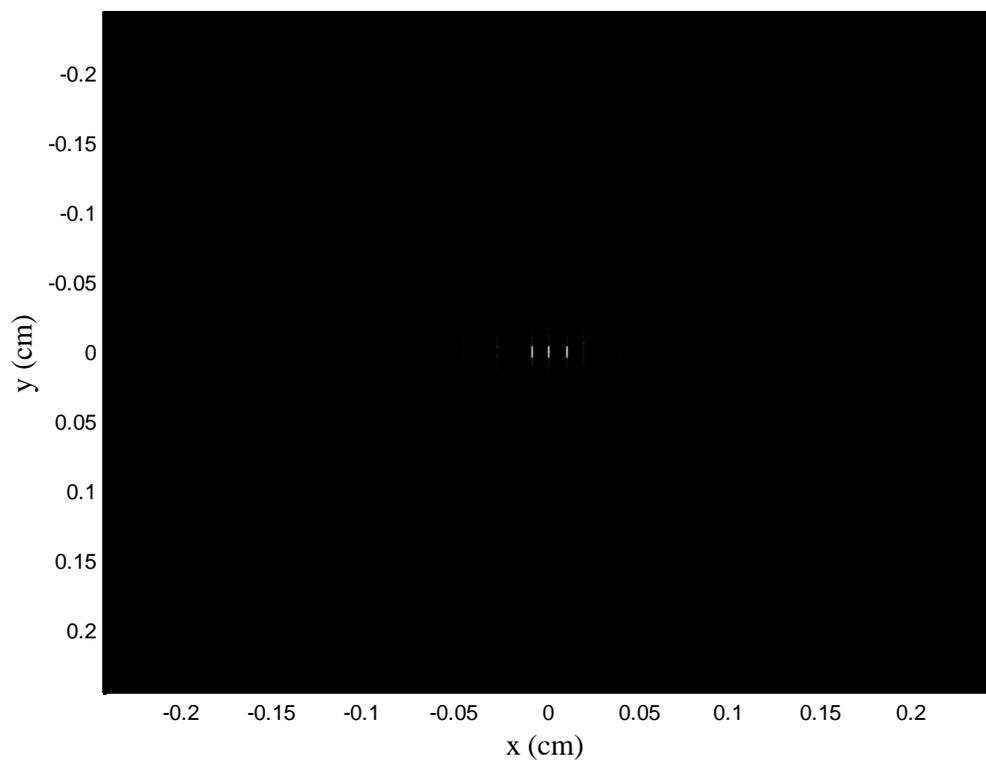


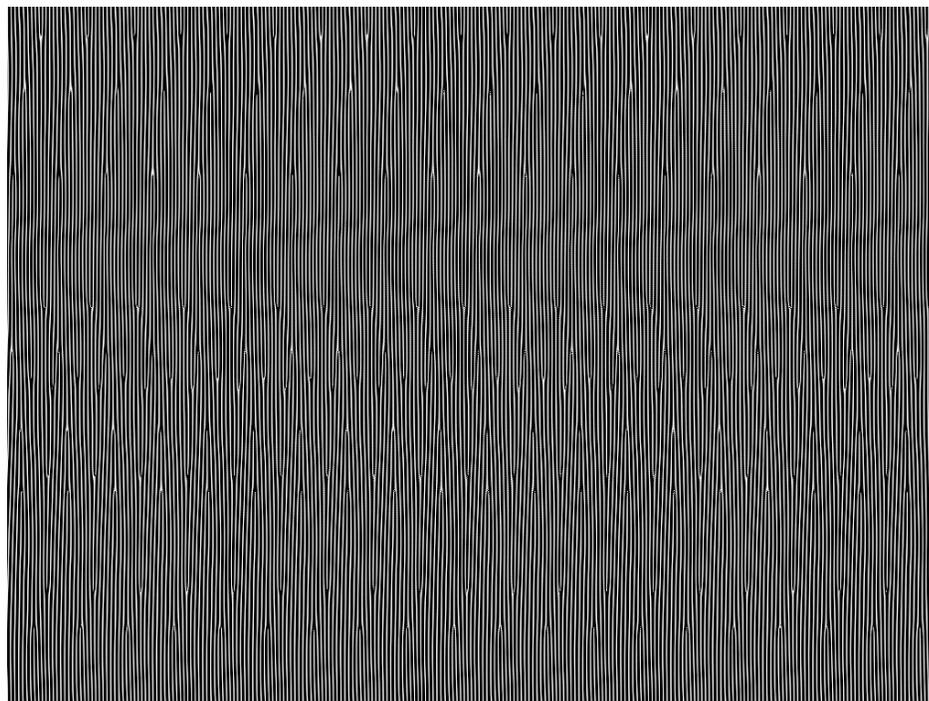
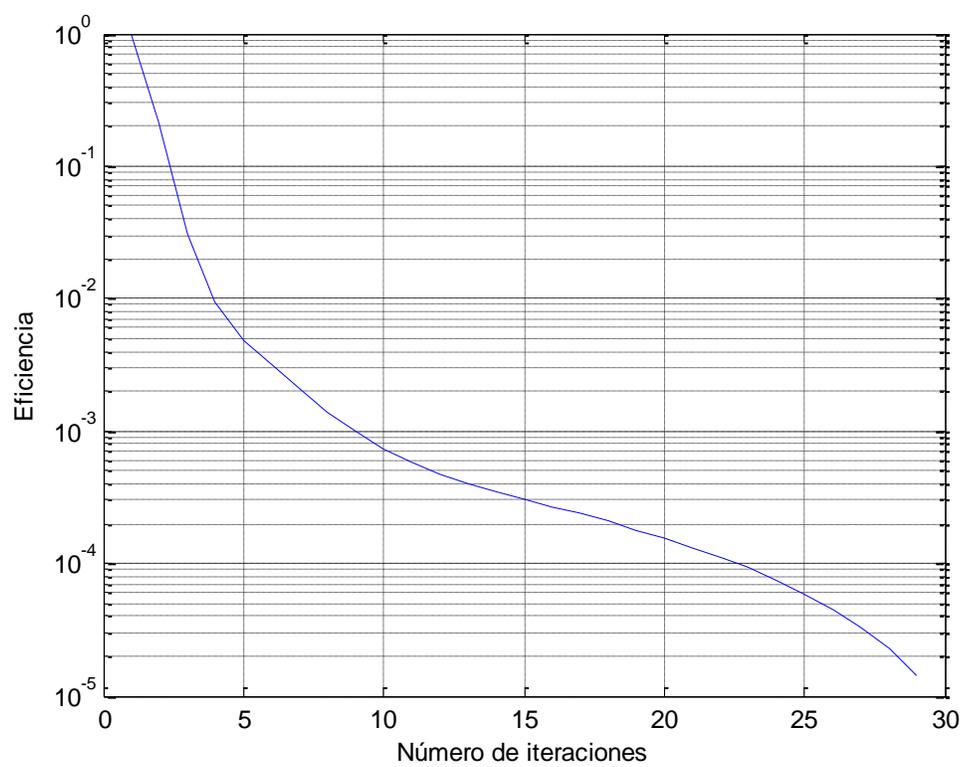
d)



e)

Figura 67: a) Patrón de intensidad deseado, b) Patrón de intensidad obtenido por el algoritmo (AA), c) Fase para generar el patrón de intensidad, d) Número de iteraciones para obtener el mínimo error y e) El patrón de intensidad ya mandado por el SLM.

**a)****b)**

**c)****d)**

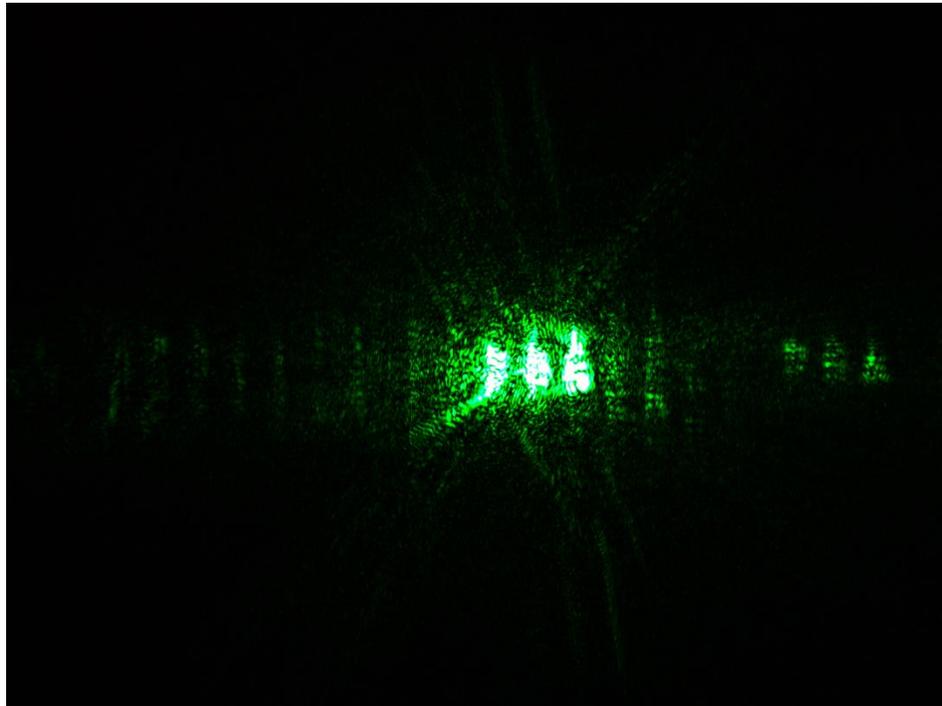


Figura 68: a) Patrón de intensidad deseado, b) Patrón de intensidad obtenido por el algoritmo (AA), c) Fase para generar el patrón de intensidad, d) Número de iteraciones para obtener el mínimo error y e) El patrón de intensidad ya mandado por el SLM.

Como se observa en las figuras 66d, 67d y 68d, el número de iteraciones va a depender de lo complejo de la distribución de intensidad deseada, es decir, del número de píxeles que van a estar activos para formar dicha imagen. En cuanto al área de trabajo, esta dependerá de la distancia focal de la lente (lente enfocadora que se encuentra después del SLM en la figura 54) que se considera en el programa de MatLab, en este caso se usó la misma distancia focal en ambas imágenes y el resultado se puede apreciar en las figuras 66b, 67b y 68b. Si comparamos la figura 66a con la 66b, la figura 67a con la 67b y también la 68a con la 68b, nos damos cuenta que la imagen generada por el algoritmo (figuras 66b, 67b y 68b) es casi idéntica a la imagen deseada (figuras 66a, 67a y 68a), lo cual indica que este algoritmo funciona muy bien. Además, eso se comprueba con la eficiencia del algoritmo obtenido durante el proceso, el cual se logró que fuera de $\varepsilon > 10^{-6}$ y con un valor del parámetro $a = 0.5$. Esta eficiencia y con el mismo valor para el parámetro a esta reportado por Dufresne, *et al* (2001), lo cual significa que en este trabajo se logró obtener un buen resultado haciendo uso del algoritmo (AA).

5.4 Guiado de partículas mediante un campo evanescente estructurado

Esta sección es la más importante, ya que es el objetivo de este trabajo, lograr desplazar partículas mediante un campo evanescente estructurado. Para realizar esto se tuvo que unir todo lo realizado anteriormente, es decir, ya habiendo caracterizado el SLM y conociendo como un campo evanescente uniforme desplaza las partículas, se procedió a formar un campo evanescente estructurado.

Lo primero que se hizo fue calcular el tamaño del pixel en el plano de observación, el cual depende de la lente enfocadora de la figura 54. En este caso se utilizó una lente de 175 mm y el tamaño de cada pixel en el plano de observación fue de 4.7 μm . Después se calculó la pantalla de fase de la distribución de intensidad deseado con el algoritmo (AA) y posteriormente se mandó al SLM. En la figura 69a se muestra el diseño de tres líneas de 9.4 μm de ancho por 150 μm de largo con una separación de 100 μm entre las líneas, aproximadamente. En la figura 69b se muestra el patrón de intensidad obtenido con el diseño de la figura 69a, el cual fue visto en el plano de observación con un CCD y tiene colocado un filtro, el cual se encuentra entre el objetivo de microscopio y el CCD (ver figura 61) que permite observar mejor las líneas del patrón de difracción. La medida de cada línea es de 9.4 μm de ancho por 300 μm de largo y la separación entre ellas es de 100 μm , aproximadamente. Ahora, si comparamos el diseño de la figura 69a (patrón de intensidad deseado) con lo observado en la figura 69b (patrón de intensidad obtenido), se observa que hay una diferencia en cuanto a lo largo de lo diseñado y lo obtenido, esto es porque el haz no está en incidencia normal, es decir, hay un ángulo que hace que se de esta diferencia, la cual se presenta en todas las pruebas realizadas. En esta misma figura 69b, se observa que además del patrón de difracción deseado aparece el orden cero, pero para la realización de este trabajo no es importante. Por lo tanto, para evitar que el orden cero interfiera en los resultados, el patrón de difracción obtenido se desplazó en uno de los ejes. Otra cosa que se observa en las imágenes de la figura 69 es que hay una rotación de 90° entre ellas, esto es provocado por la forma en cómo está el arreglo experimental, es decir, en el trayecto los componentes del arreglo experimental provocan que se de esta rotación. Para observar el campo esparcido se colocaron partículas de 3 μm de diámetro.

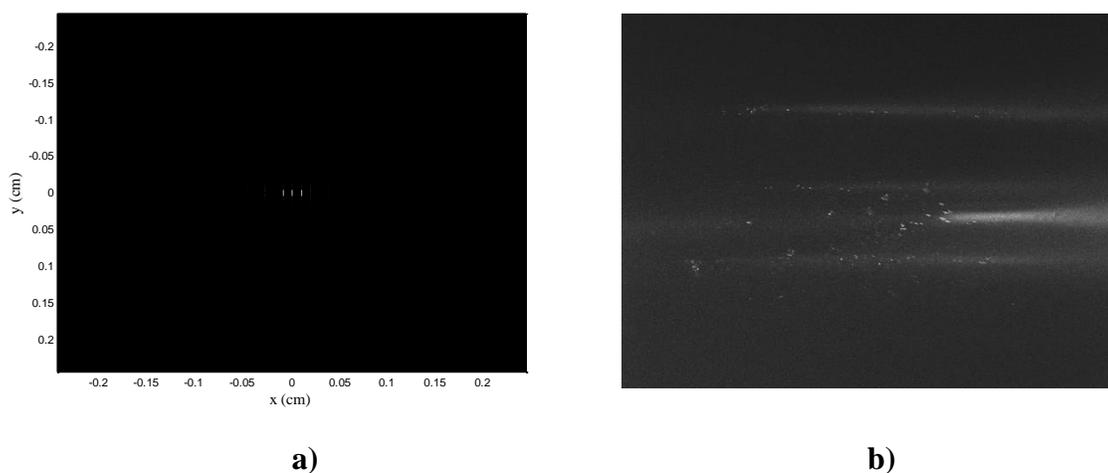


Figura 69: a) Patrón de intensidad deseado y b) Patrón de intensidad obtenido con orden cero y con filtro.

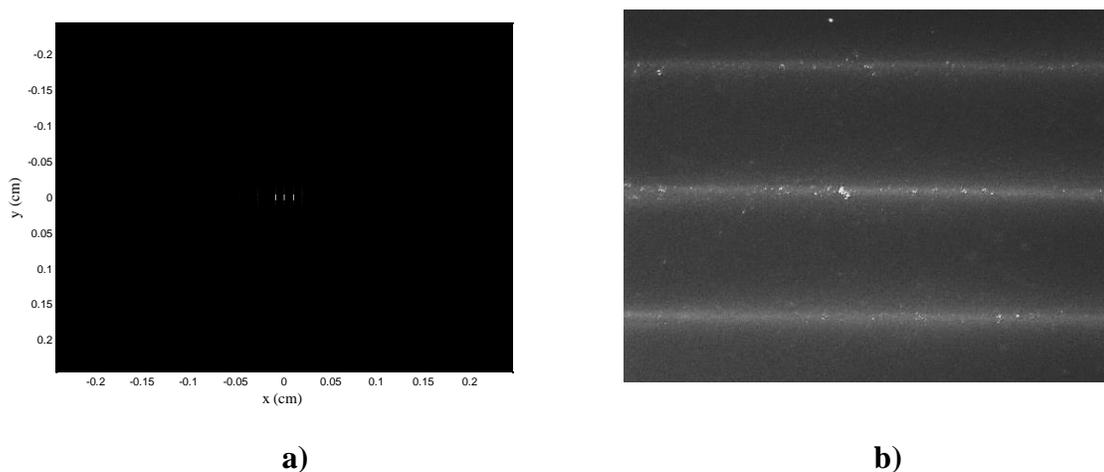


Figura 70: Primer campo evanescente estructurado aplicado a partículas de $3\ \mu\text{m}$, a) Patrón de difracción que se desea obtener y b) Patrón de difracción obtenido con filtro.

Como un segundo ejemplo, la figura 70a muestra el patrón de difracción deseado y la figura 70b el patrón de intensidad obtenido y observado con la cámara CCD en el plano de observación (en la superficie del prisma) ya con el desplazamiento realizado.

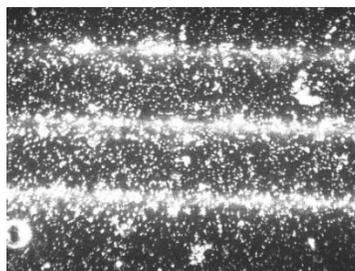


Figura 71: Campo evanescente estructurado sin filtro.

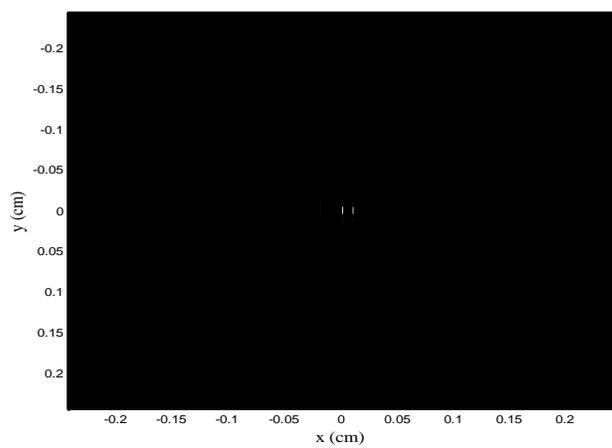
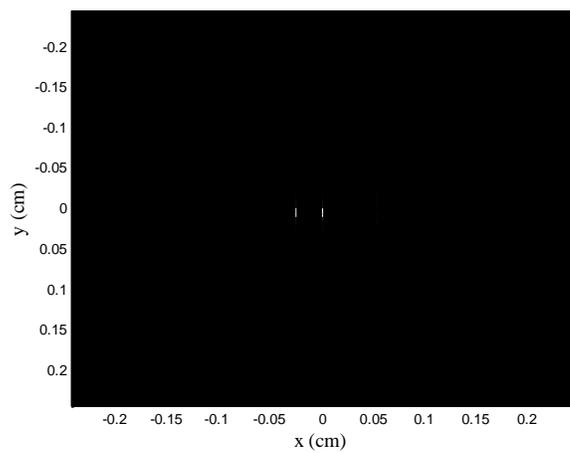
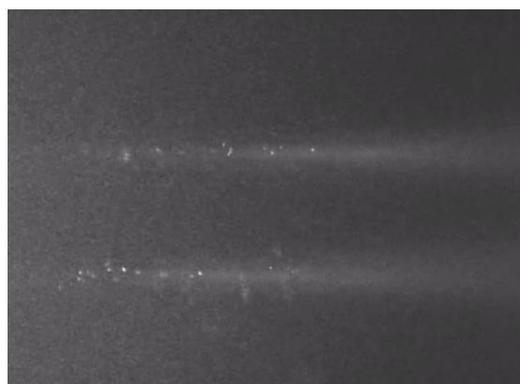
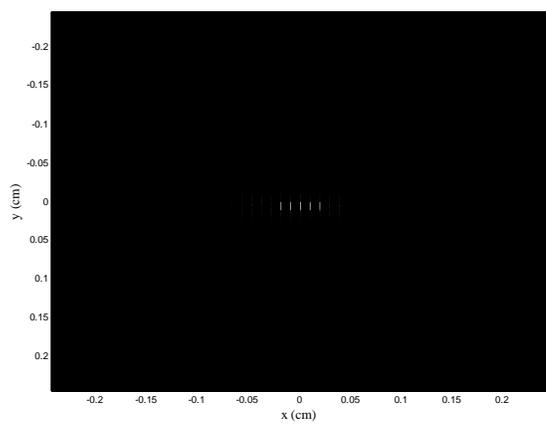
El patrón de intensidad de la figura 70 se presenta de nuevo en la figura 71 con las mismas medidas, pero ahora sin filtro.

Como ya se había hecho la prueba de que si funcionaba este proceso de formar un patrón de intensidad en la superficie del prisma, se procedió a modificar el diseño del patrón de difracción y los resultados se presentan en la figura 72.

En la figura 72a se observa un patrón de difracción deseado de dos líneas y en la 72b el patrón de intensidad obtenido sin filtro, cada línea mide $9.4 \mu\text{m}$ de ancho por $200 \mu\text{m}$ de largo y con una separación entre líneas de $50 \mu\text{m}$, aproximadamente. En la figura 72c se observa también un patrón de difracción deseado de dos líneas y en la 72d el patrón de intensidad obtenido, pero ahora esta con filtro y con una mayor separación entre ellas; esta separación es de $120 \mu\text{m}$ y con un ancho de $9.4 \mu\text{m}$ por $200 \mu\text{m}$ de largo, aproximadamente. En la figura 72e de igual manera se observa un patrón de difracción deseado de cinco líneas y en la 72f el patrón de intensidad obtenido con un tamaño de $9.4 \mu\text{m}$ de ancho por $250 \mu\text{m}$ de largo y una separación entre ellas de $50 \mu\text{m}$, aproximadamente. En la figura 72g se observa un patrón de difracción deseado de tres líneas y en la 72h el patrón de intensidad obtenido sin filtro, el cual tiene $9.4 \mu\text{m}$ de ancho por $200 \mu\text{m}$ de largo con una separación entre ellas de $100 \mu\text{m}$, aproximadamente. Finalmente en la figura 72i se observa un patrón de difracción deseado de nueve líneas y en la 72j un patrón de intensidad obtenido con filtro, este tiene $4.7 \mu\text{m}$ de ancho por $150 \mu\text{m}$ de largo y una separación entre ellas de $30 \mu\text{m}$, aproximadamente.

Todas las imágenes de la figura 72 muestran que es posible elegir el número de líneas que se desean formar en el plano de observación, lo cual permite variar el patrón de intensidad según sea el trabajo que se esté realizando.

Después de haber comprobado que si se podía formar un campo evanescente estructurado, se continuó haciendo pruebas con los microfluidos, es decir, se trabajó para inyectar partículas en un microcanal, pero a la vez para controlar la velocidad del fluido. Este proceso no fue fácil, ya que el comportamiento de macrofluidos es muy distinto al comportamiento de microfluidos, por tal motivo es un tema que está siendo investigado todavía hoy en día.

**a)****b)****c)****d)****e)****f)**

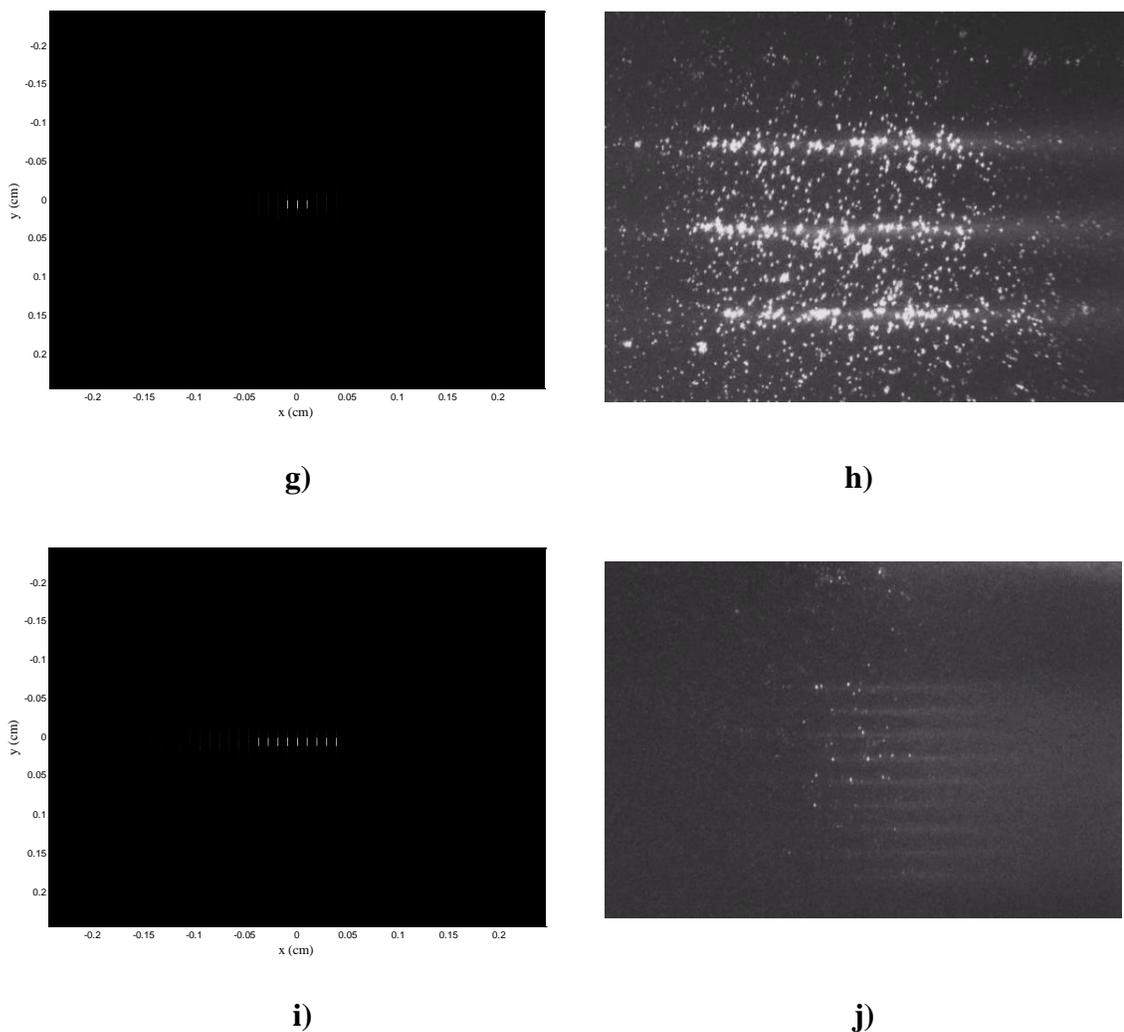
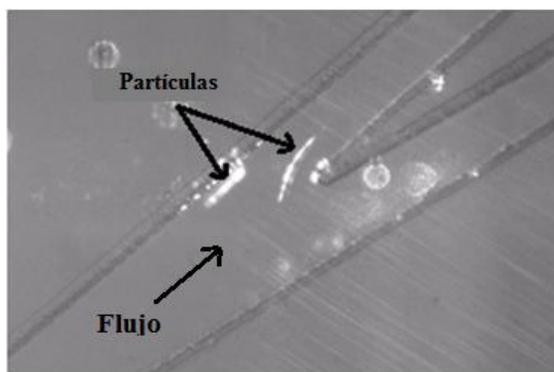
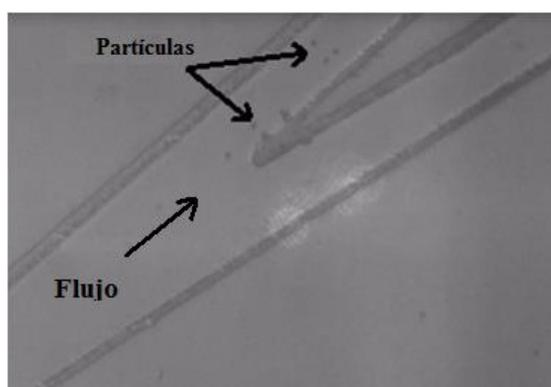


Figura 72: Imágenes del diseño de distribución de intensidad deseada (a, c, e, g, i) y distribución de intensidad obtenida (b, d, f, h, j).

Para realizar esto se utilizó una bomba de jeringa, la cual se tuvo que construir. Se logró que la bomba inyectara un mínimo de 30 nanolitros/segundo y un máximo de 1.0 μl /segundo, esto con una jeringa de 500 μl . En la figura 73 se puede ver la diferencia de velocidades. En la figura 73a la velocidad es mucho mayor de la requerida para guiar las partículas. En esa misma figura se aprecia que ni la cámara CCD pudo captar las partículas individualmente, sólo se observa un destello de luz (provocado por la iluminación del sistema y el paso de partículas a alta velocidad), lo cual no nos ayuda para el objetivo de este trabajo. En cambio, en la figura 73b, se observa que ya se controló la velocidad de una



a)



b)

Figura 73: Control de velocidad del microfluído, a) Alta velocidad y b) Velocidad controlada.

manera que el guiado se llevará a cabo. En esta última figura mencionada ya se observan claramente las partículas, esto por el hecho de que la velocidad es menor. Lo anterior se realizó en un microcanal en forma de “Y” (ver figura 73) de 100 μm de ancho por 60 μm de alto con partículas de 10 μm de diámetro y con una inyección de 30 nanolitros/segundo, aproximadamente.

En la figura 74a se muestra el patrón de difracción utilizado para desplazar partículas, el cual tiene un tamaño de 4.7 μm de ancho por 4.7 μm de largo y en la figura 74b una imagen ampliada del área activa para formar tal patrón de difracción. En la figura 75 se muestra una secuencia de imágenes que muestran el desplazamiento de partículas de 10 μm de diámetro mediante el campo evanescente estructurado mostrado en la figura 74 aplicando una potencia de 900 mW en un microcanal de 300 μm de ancho por 60 μm de alto, aproximadamente.

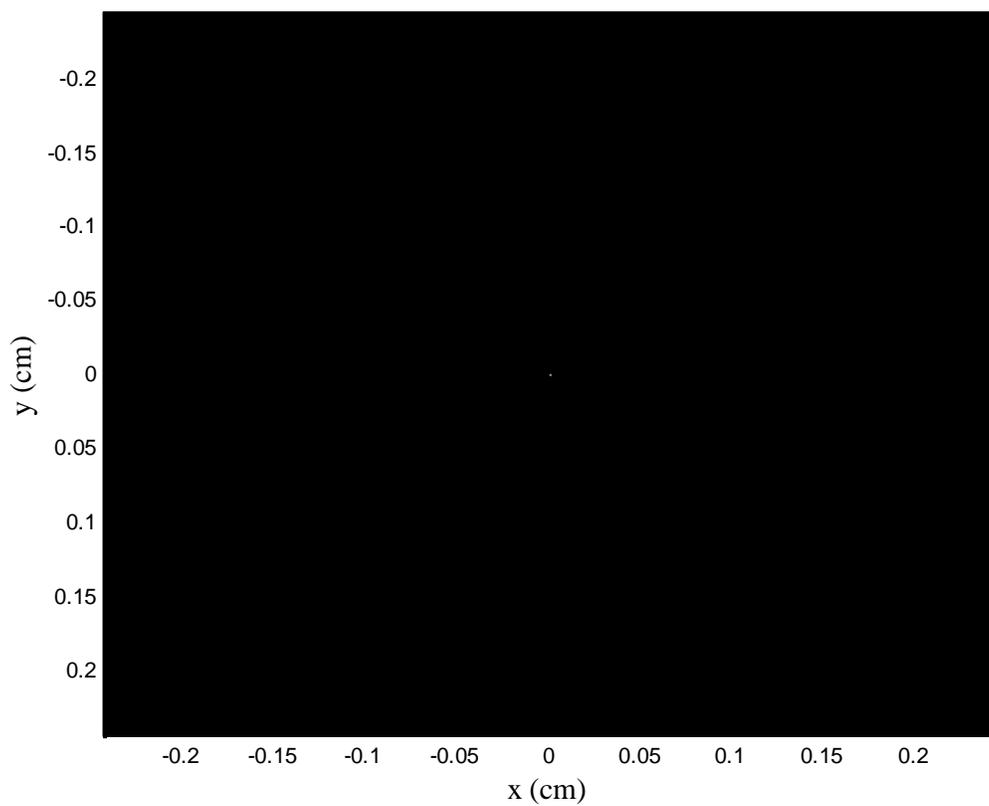
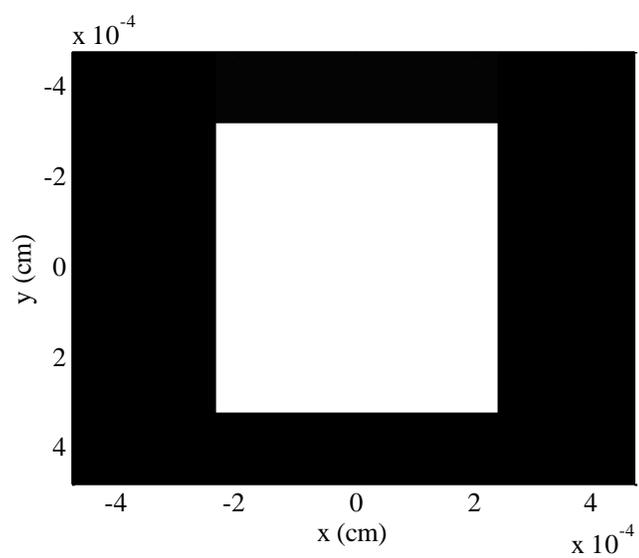
**a)****b)**

Figura 74: a) Patrón de difracción utilizado para desplazar partículas con un campo evanescente estructurado y b) Imagen ampliada que muestra el tamaño del patrón de difracción.

En la figura 75a se muestra en un tiempo t_1 la posición de una partícula (círculo negro y línea punteada vertical y horizontalmente), la dirección del flujo y la dirección del campo evanescente estructurado. En la figura 75b de nuevo se muestra en un tiempo t_2 la dirección del flujo, las líneas de referencia y la partícula cuando está en el campo evanescente, lo cual provoca que se observe ese destello de luz localizado en el punto de referencia. Finalmente en la figura 75c se muestra en un tiempo t_3 la dirección del flujo, las líneas de referencia y la partícula desplazada hacia la izquierda que es la dirección en la que está ejerciendo la fuerza el campo evanescente estructurado.

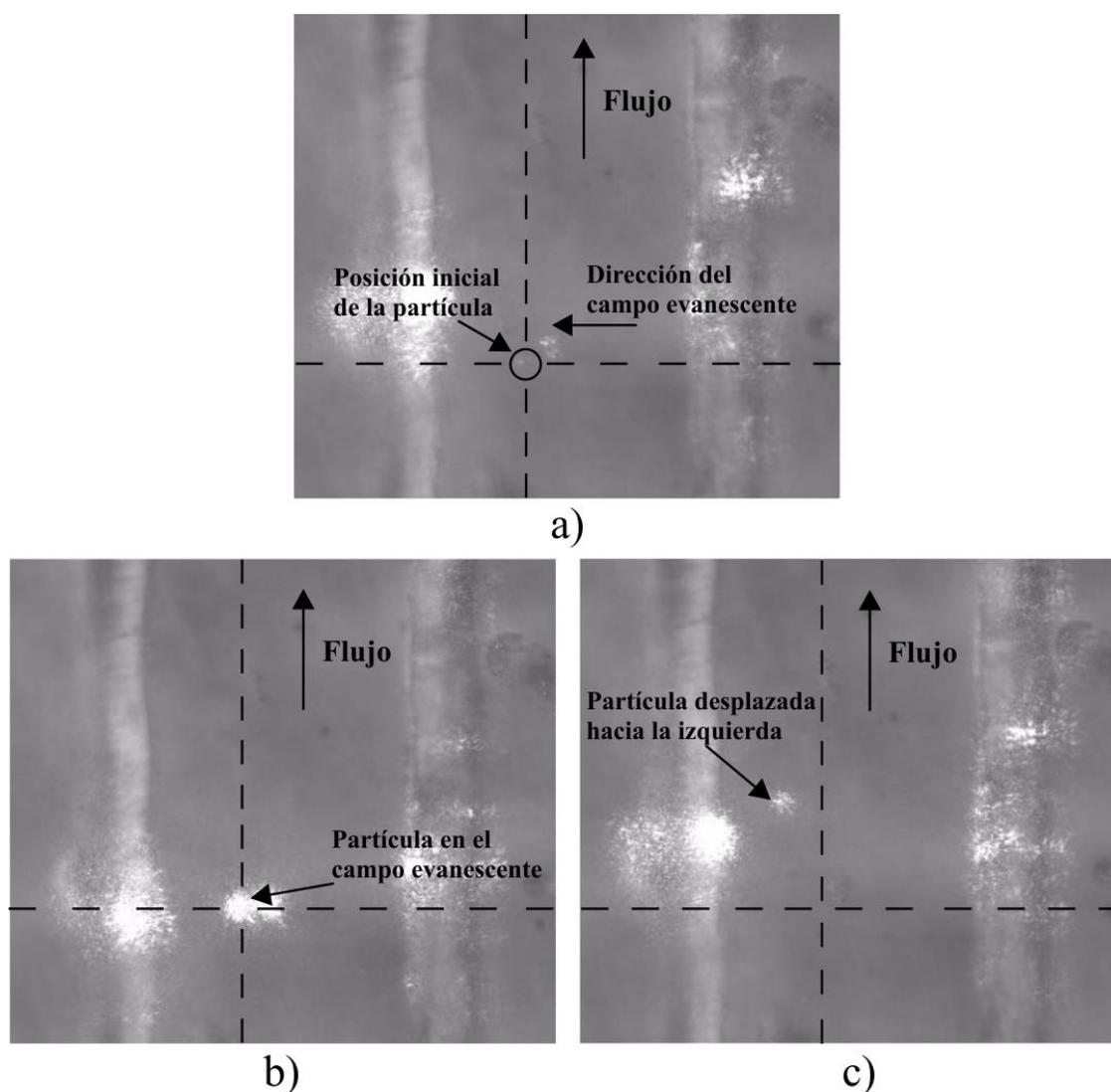


Figura 75: Secuencia de imágenes que muestran el desplazamiento de partículas con un campo evanescente estructurado en un microcanal, a) Posición inicial de la partícula, b) Partícula en un campo evanescente y c) Partícula desplazada por el campo evanescente hacia la izquierda.

Como se observa en las figuras 75 y 76 se desplazó una partícula mediante un campo evanescente estructurado, aunque se ve que hay menos desplazamiento en la figura 76, esto es por el hecho de que el desplazamiento se tiene que llevar a cabo haciendo uso de varias pantallas de fase, es decir, con solo una pantalla de fase es imposible por la velocidad que tiene la partícula debido al flujo. Por esa razón con el mismo diseño se tienen que obtener varias pantallas de fase pero con un respectivo desplazamiento entre cada una de ellas (ver figura 77). Después se tienen que cargar en un programa hecho en MatLab para generar un GIF animado. El tiempo entre cada pantalla de fase está dado por el tiempo de respuesta que maneja el SLM. En el caso de la figura 76 hay menos pantallas de fase en uso es por eso que hay menos desplazamiento en la partícula.

A continuación en las figuras 78 y 79 se muestran una serie de imágenes donde se observa un mayor desplazamiento que en las figuras 75 y 76, lo cual es resultado de haber usado más pantallas de fase.

En la figura 78a se muestra en un tiempo t_1 la dirección del flujo, dos líneas punteadas (vertical y horizontal) como referencia y, la dirección y la aplicación del campo evanescente a una partícula de $10\ \mu\text{m}$. En la figura 78b se muestra para un tiempo t_2 la dirección del flujo, las líneas de referencia y la partícula desplazada hacia la izquierda.

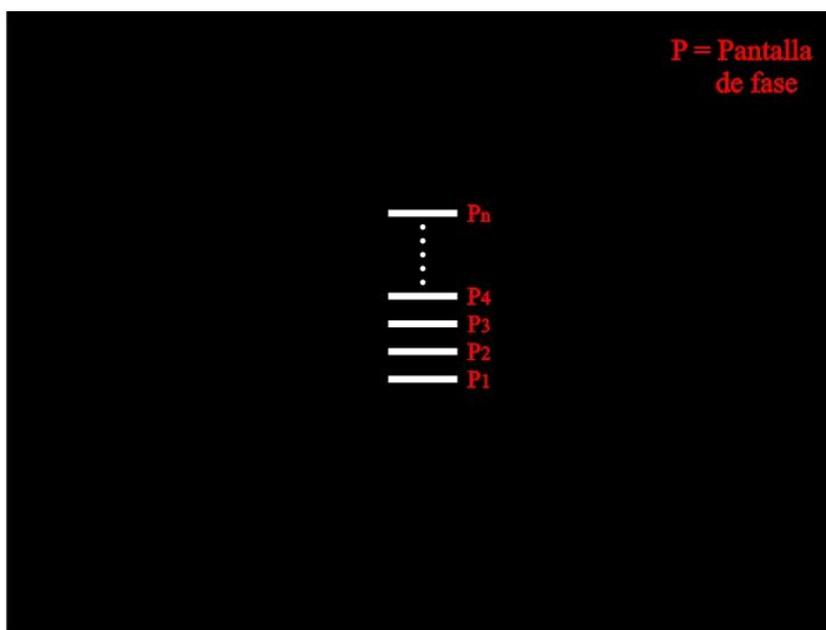


Figura 77: Patrón de intensidad desplazado n veces.

De igual manera en la figura 79a se muestra para un tiempo t_1 la dirección del flujo, las líneas de referencia y la posición inicial de la partícula. Finalmente en la figura 79b se muestra para un tiempo t_2 la dirección del flujo, las líneas de referencia y la partícula desplazada hacia la izquierda.

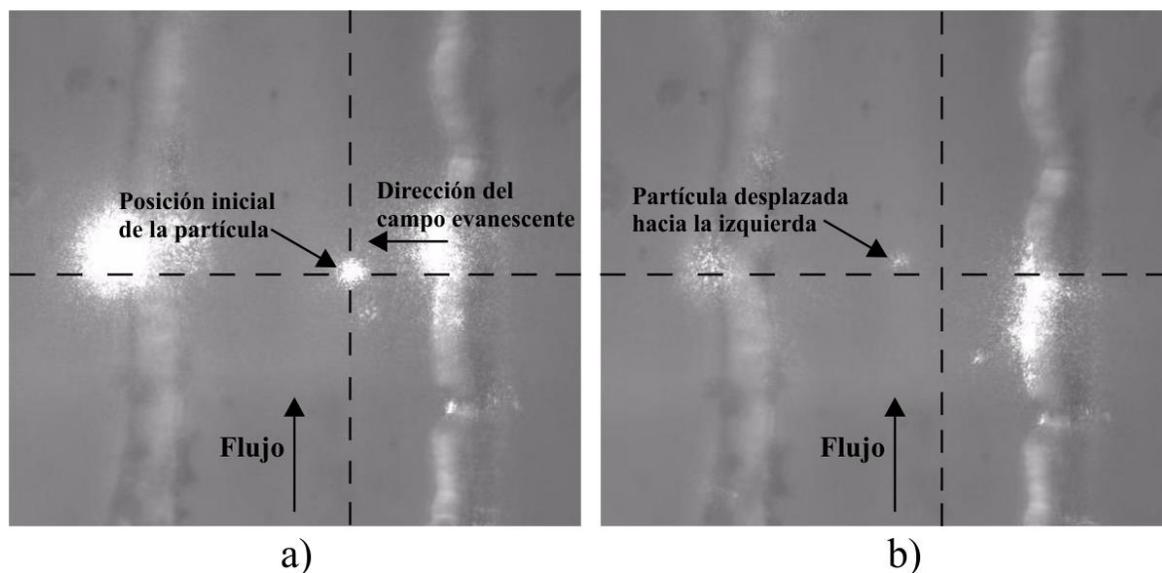


Figura 78: Desplazamiento de una partícula mediante un campo evanescente estructurado usando un GIF animado.

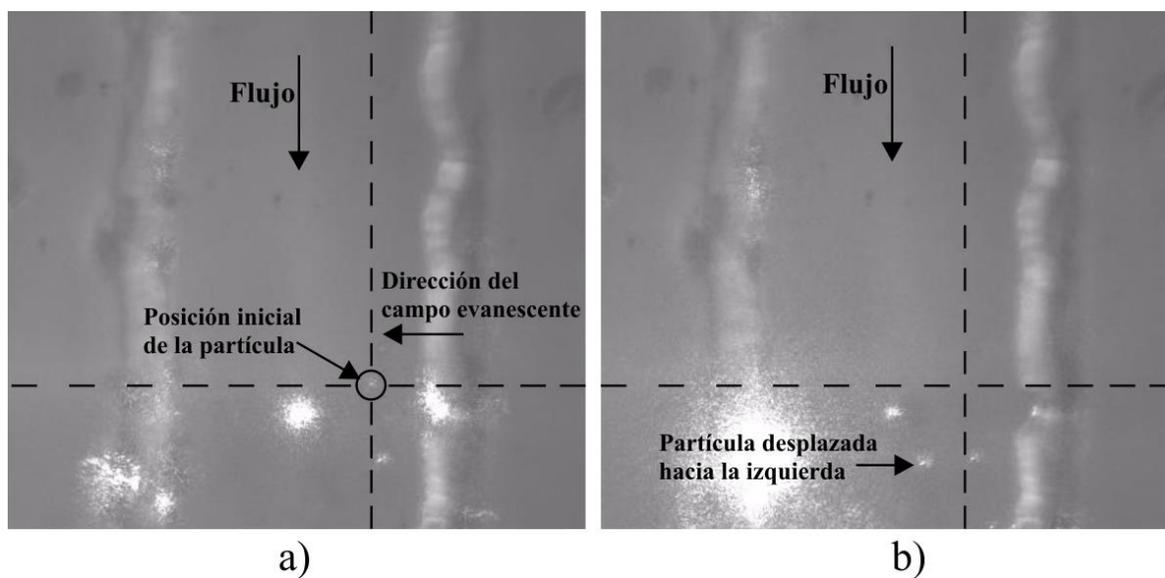


Figura 79: Desplazamiento de una partícula mediante un campo evanescente estructurado usando un GIF animado y con otra dirección de flujo.

Conclusiones

Con los resultados obtenidos, se concluye que el guiado de partículas mediante un campo evanescente estructurado en un sistema optofluídico es posible. En los puntos siguientes hablamos de todo el proceso:

1. Se adquirió el conocimiento necesario para fabricar un sistema optofluídico, ya que fue un factor muy importante en este trabajo. La razón es por el hecho de que la forma y el tamaño del microcanal son de suma importancia al momento de inyectarle un fluido y más cuando el fluido contiene partículas. Es decir, la velocidad de las partículas dependerá de la velocidad del fluido y como se mostró en la parte de resultados, la fuerza que experimenta la partícula debido a la velocidad del fluido no debe de ser mucho mayor que la fuerza que el campo evanescente ejerce, de lo contrario no se podrá hacer el guiado. Cabe señalar que el tema de los microfluidos todavía es investigado, ya que el comportamiento de un microfluido no es el mismo que el de un macrofluido. Por lo tanto, es de suma importancia tener cuidado con este factor.
2. Un aspecto muy importante en el proyecto fue el diseño y generación de una distribución de intensidad deseada para generar el campo evanescente estructurado, por lo anterior se estudió y operó un modulador espacial de luz (SLM), ya que este es el que permite generar la pantalla de fase que nos proporcionará el patrón de intensidad deseado, que su a vez este último es el que nos permitirá poder realizar el guiado. Además, se debe conocer sobre la teoría de difracción, es decir, sobre la integral de propagación en la aproximación de Fresnel y la aproximación de Fraunhofer, ya que con la ayuda de ellas se puede hacer uso del algoritmo Aditivo-Adaptativo (AA), el cual será quien nos proporcione la fase requerida para generar el patrón de intensidad deseado.
3. Se estudió teóricamente la formación de un campo evanescente, es decir, que factores se deben considerar para obtenerlo y para obtener una mayor intensidad, ya

que de ello depende el guiado de partículas. Además, conocer cómo se comporta un campo evanescente ante ciertas condiciones, como por ejemplo: variando el ángulo de incidencia, la longitud de onda o cambiando uno de los medios.

4. Finalmente, se mostró que es posible guiar partículas mediante un campo evanescente estructurado en un sistema optofluídico para clasificación de éstas.

Con todo lo anterior se demuestra que el objetivo principal de esta tesis se pudo cumplir, ya que se demostró que si se puede hacer el guiado de partículas mediante un campo evanescente estructurado en un sistema optofluídico.

Por último, una de las cosas que se debe mencionar es que este trabajo no tiene precedente alguno como tal, es decir, hasta hoy no se conoce de un trabajo reportado que se asemeje. Lo único que se conoce es sólo el uso del SLM para formar pinzas ópticas, pero no para trabajar con un campo evanescente y menos en un sistema optofluídico. Lo anterior significa que este trabajo es una aportación muy importante.

Trabajo a futuro

Después de comprobar que el guiado de partículas mediante un campo evanescente estructurado en un sistema optofluídico es posible, ahora se pretende optimizar el trabajo de manera que sea aplicado muy pronto. Para lograrlo se puede hacer lo siguiente:

1. Fabricar los microcanales con un método que permita la fabricación de microcanales de dimensiones menores a 100 μm , ya que el que se utilizó en esta tesis tiene una limitante para obtener microcanales más pequeños. Se deben considerar otras técnicas de fotoreducción y litografía con haz de electrones.
2. Utilizar una bomba de jeringa que inyecte una menor cantidad de líquido, ya que la utilizada en este trabajo tiene un límite de 30 nanolitros/segundo.
3. Construir un mejor arreglo de lentes, esto para manipular de una manera más eficiente el campo evanescente, es decir, diseñar un arreglo óptico que permita una mayor reducción de los patrones de intensidad diseñados. Además, se debe de considerar el ángulo de incidencia sobre la superficie del prisma (ángulo crítico) para generar los patrones de difracción.
4. Por último, trabajar con partículas vivas, lo cual incluye hacer uso de un láser con longitud de onda en el infrarrojo para evitar hacer daño a los micro-organismos.

Referencias bibliográficas

Ali Asgar, S. B., Preetha, J. & Ian, P. (2007). Photodefinable polydimethylsiloxane (PDMS) for rapid lab-on-a-chip prototyping. *Lab Chip*. 1 (7). 1192-1197. doi: 10.1039/b704946c.

Ashkin, A., Dziedzic, J. M., Bjorkholm, J. E. & Chu S. (1986). Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. *Optics Letters*. 11 (5): 288-290. doi:10.1364/OL.11.000288.

Ashkin, A. & Dziedzic, J. M. (1987). Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria. *Science*. 235 (4795): 1517-1520. doi:10.1126/science.3547653.

Cooper McDonald, J. & Whitesides George, M. (2002). Poly(dimethylsiloxane) as a Material for Fabricating Microfluidic Devices. *Accounts of Chemical Research*. 35 (7). 491-499. doi:10.1021/ar010110q.

Division of Research Safety. (2009). Piranha Waste Generation, Collection and Disposal Procedures. Division of Research Safety. Recuperado de: <http://www.dr.s.illinois.edu/>.

Dow Corning and Sylgard. (2008). Information about *Dow Corning* Brand Silicone Encapsulants. Dow Corning Corporation. Recuperado de: <http://bdml.stanford.edu/twiki/pub/Rise/PDMSProceSS/PDMSdatasheet.pdf>.

Duffy, D. C., Cooper McDonald, J., Schueller, O. J. & Whitesides George, M. (1998). Rapid Prototyping of Microfluidic Systems in Poly (dimethylsiloxane). *Analytical Chemistry*. 70 (23). 4974-4984. doi:10.1021/ac980656z.

Dufresne, E., Spalding, G., Dearing, M., Sheets, S. & Grier, D. (2001). Computer-generated holographic optical tweezer arrays. *Review of Scientific Instruments*. 72 (3). 1810-1816. doi:10.1063/1.1344176.

Garcés-Chávez, V., Dholakia, K. & Spalding, G. C. (2005). Extended-area optically induced organization of microparticles on a surface. *Applied Physics Letters*. 86 (3). 031106 -031106-3. doi:10.1063/1.843283.

Goodman, J. (1996). *Introduction to Fourier Optics*. McGraw-Hill. Segunda edición. New York. 441.

Haijun, Qiao. (2012). Piranha etch - AMPEL Nanofabrication and Microfabrication Facility. University of British Columbia. Recuperado de: <http://www.nanofab.ubc.ca/process-piranha-etch>.

Haubert, K., Drier, T. & Beebe, D. (2006). PDMS bonding by means of a portable, low-cost corona system. *Lab Chip*. 1 (6). 1548-1549. doi: 10.1039/b610567j.

Hecht, E. & Zajac, A. (2000). *Óptica*. Addison-Wesley Iberoamericana. Tercera edición. Madrid. 720.

Kawata, S. & Sugiura, T. (1992). Movement of micrometer-sized particles in the evanescent field of a laser beam. *Optics Letters*. 17 (11). 772-774. doi:10.1364/OL.17.000772.

Kawata, S. & Tani, T. (1996). Optically driven Mie particles in an evanescent field along a channeled waveguide. *Optics Letters*. 21 (21). 1768-1770. doi:10.1364/OL.21.001768.

Lemmi, C. (2011). *Óptica de Fourier*. Recopilación de *Introduction to Fourier Optics* and *Principles of Optics*. Pergamon Press, Sexta edición, (1980). Buenos Aires. 307.

Marchington, R. F., Mazilu, M., Kuriakose, S., Garcés-Chávez, V., Reese, P. J., Krauss, T. F., Gu, M. & Dholakia, K. (2008). Optical deflection and sorting of microparticles in a near-field optical geometry. *Optics Express*. 16 (6). 3712-3726. doi.org/10.1364/OE.16.003712.

Mata, A., Fleischman, A. J. & Roy, S. (2006). Fabrication of multi-layer SU-8 microstructures. *Journal of micromechanics and microengineering*. 16 (2). 276-284. doi:10.1088/0960-1317/16/2/012.

McGill Nanotools – Microfab. (2012). Piranha cleaning. McGill Nanotools – Microfab. Recuperado de: <http://miam2.physics.mcgill.ca/?q=content/piranha-cleaning>.

Miramontes, O. y Volke, K. (2013). *Fronteras de la física en el siglo XXI*. CopIt ArXives, Mexico.

Nonotny, L. & Hecht, B. (2006). *Principles of Nano-Optics*. Cambridge University. New York. 539.

Ocegueda Miramontes, M. (2010). Diseño de patrones de difracción arbitrarios utilizando un modulador espacial de luz. (Tesis de Maestría) Centro de Investigación y de Educación Superior de Ensenada, Baja California., Ensenada, México.

Ruiz Cortés, V. (1998). Scattering of light from random rough surfaces. (Tesis de Doctorado) Imperial College of Science, Technology and Medicine, University of London.

Santiago Alvarado, A. y Vázquez Montiel, S. (2009). Propiedades físico-químicas de membranas PDMS empleadas en lentes líquidas. *Superficies y Vacío*. 22 (3). 61-66.

Siler, M., Cizmar, T. & Zemánek, P. (2012). Speed enhancement of multi-particle chain in a traveling standing wave. *Applied Physics Letters*. 100 (5). 051103 - 051103-3. doi:10.1063/1.3680234.

Soifer, V., Kotlyar, V. & Doskolovich, L. 1997. Iterative methods for diffractive optical elements computation. Taylor & Francis. Bristol, PA. 244.

Summers M. D., Dear R. D., Taylor J. M. & Ritchie G. A. D. (2012). Directed assembly of optically bound matter. *Optics Express*. 20 (2). 1001-1012. doi:10.1364/OE.20.001001.

Voigt, D., Wolschrijn, B. T., Jansen, R., Bhattacharya, N., Spreeuw, R. J. C. & Van Linden Van den Heuvell, H. B. (2000). Observation of radiation pressure exerted by evanescent waves. *Physical Review*. 61 (6). 1-6. doi:10.1103/PhysRevA.61.063412.