



INAOE

**CAPTURA DE MICROPARTÍCULAS USANDO CAMPO
EVANESCENTE FOTORREFRACTIVO**

por

L.F. Susana Alejandra Torres Hurtado

Tesis sometida como requisito parcial
para obtener el grado de

**MAESTRA EN CIENCIAS CON ESPECIALIDAD EN
ÓPTICA**

en el

**INSTITUTO NACIONAL DE ASTROFÍSICA, ÓPTICA Y
ELECTRÓNICA**

Julio 2012

Tonantzintla, Puebla

Supervisada por:

Dr. Rubén Ramos García
Investigador Titular del INAOE

©INAOE 2012

Derechos Reservados

El autor otorga al INAOE el permiso de
reproducir y distribuir copias de esta tesis en su
totalidad o en partes mencionando la fuente.



Dedico esta tesis:

*A **ti Jorge**, por todo el apoyo que me has dado*

*y a **ti sobrinito, Manuel Gordillo Torres***

que aún sin conocerte me has hecho muy feliz

¡LOS AMO!

AGRADECIMIENTOS

A *Dios* por poner los medios necesarios y lograr alcanzar esta meta, por las bendiciones que he recibido y por todas esas personas importantes que se han presentado en mi vida.

A *Jorge Alberto López Coronado* por todo su apoyo incondicional, por creer en mí y por ayudarme a seguir adelante en momentos tan difíciles. Gracias por ser tan paciente conmigo, por todos esos desvelos cuando estudiaba para las materias de la maestría o cuando trabajaba en la tesis. ¡Te amo!

A mis padres, *Manuel Torres y Francisca Hurtado*, por ser los mejores padres del mundo y mis mejores maestros, por la educación que me han dado a lo largo de mi vida y por todo su apoyo a pesar de la distancia. A mis hermanas *Karla María, Lilia Lucía, Ana Gabriela y Teresa Guadalupe “Jesús”*, por ser una parte importante de mi vida, por apoyarme en las buenas y en las malas. Gracias familia Torres Hurtado, por ser familia unida en situaciones tan difíciles y por saber seguir adelante a pesar de todo lo que hemos pasado. Espero estén orgullosos de mí.

A mi asesor de tesis, *Dr. Rubén Ramos*, por guiarme durante toda la tesis, por su valioso tiempo y por ayudarme a terminar este proyecto. A mis sinodales, *Dr. Julio César Ramírez, Dr. Carlos Treviño y Dra. Svetlana Mansurova*, por confiar en mí y por su colaboración en esta tesis. Sin su apoyo, asesor y sinodales, este trabajo no hubiera sido posible.

A *mis profesores* de la maestría por haber aprendido cosas nuevas gracias a ustedes que me fueron de mucha ayuda, por su conocimiento transmitido en

las clases y asesorías que me sirvió para crecer profesionalmente. A *mis compañeros* por su motivación, compañía y por todos esos desvelos que valieron la pena, juntos nos hemos convertido en maestros en ciencias y algunos terminaron siendo mis amigos. Gracias *Maggie, Toño, Rafa y Ángel*, por todos esos momentos que nunca olvidaré y a ti también *Omar*, por formar parte de nuestra generación y ser muy buen amigo.

Al *Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica*, por abrirme sus puertas y permitirme estudiar la maestría en esta institución. A *Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología*, por todo su apoyo para que pudiera realizar este sueño. Gracias *INAOE y CONACyT* por darme la oportunidad de superarme profesionalmente, ¡muchas gracias!

Al *Dr. Nikolai Korneev* por habernos prestado el láser y el cristal fotorrefractivo con los que se trabajó en el laboratorio. Sin estos materiales no se hubieran podido realizar los experimentos. Al estudiante de licenciatura *Braulio Villegas*, por haberme ayudado a realizar los experimentos de mi tesis y con ello, llegar a los resultados obtenidos.

En especial quiero agradecer a *Manuel Gordillo Torres*, por ser un regalo que Dios mandó por adelantado para bendecirnos. Eres el consentido de la familia y nos has traído mucha felicidad a los abuelos y tías, al igual que a tus padres Pablo Gordillo y Karla Torres. Sobrinito precioso, ¡te amamos!

Susana Alejandra Torres Hurtado

RESUMEN

Se logró la captura de micropartículas de óxido de silicio inmersas en agua sobre la superficie de un cristal de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$. El cristal fotorrefractivo forma una distribución de carga espacial y a su vez, un campo eléctrico de carga espacial constante dentro del cristal y un campo evanescente en la superficie. Se obtuvieron los valores para el campo evanescente y la fuerza de dielectroforesis, y se determinó la posición de las partículas en relación a la posición del haz incidente. También se hizo una relación entre la potencia que llegó a la superficie del cristal con el tiempo en que se logró la captura.

SUMMARY

We captured silicon oxide microparticles immersed in water on the surface of a crystal of $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$. The photorefractive crystal form space charge distribution and electric field constant space charge within the crystal and an evanescent field at the surface. We obtained values for the evanescent field and the dielectrophoresis force, and determine the position of the particles in relation to the incident beam position. We also a relationship between the potency reaching the glass surface with the time in which capture is achieved.

ÍNDICE

RESUMEN	i
SUMMARY	ii
LISTA DE FIGURAS	v
NOMENCLATURAS	vii
PREFACIO	xi
1. INTRODUCCIÓN	1
1.1 PINZAS ÓPTICAS	1
1.1.1 Primera Observación Experimental	1
1.1.2 Fuerza de Esparcimiento y Fuerza de Gradiente.....	2
1.1.3 Régimen de Rayos Ópticos y Régimen de Rayleigh.....	4
1.2 CAPTURA ELECTROKINÉTICA	6
1.3 OBJETIVOS DE LA TESIS	7
1.3.1 General	7
1.3.2 Específicos	8
1.4 ORGANIZACIÓN DE LA TESIS	8
2. MARCO TEÓRICO	9
2.1 DIELECTROFORESIS.....	9
2.1.1 Fuerza Dielectroforética.....	10
2.2 EFECTO FOTORREFRACTIVO.....	15
2.2.1 Proceso para la Creación de la Rejilla	17
2.2.2 Expresión para el Campo de Carga Espacial	18
2.3 EFECTO FOTOVOLTAICO	22
2.3.1 Campos Evanescentes.....	24
2.3.2 LiNbO ₃	27
2.3.3 Pinzas Fotovoltaicas.....	29

3. DESARROLLO EXPERIMENTAL	31
3.1 MICROESFERAS DE ÓXIDO DE SILICIO	31
3.2 ARREGLO EXPERITAL.....	32
3.2.1 Arreglo con un Haz Gaussiano Enfocado	32
3.2.2 Arreglo con Patrones de Franjas de Interferencia.....	35
4. RESULTADOS	37
4.1 CAPTURA CON UN HAZ GAUSSIANO ENFOCADO.....	37
4.1.1 Campo Evanescente y Fuerza de Dielectroforesis	37
4.1.2 Captura de Micropartículas.....	39
4.1.3 Potencia vs Tiempo	40
4.2 CAPTURA MEDIANTE FRANJAS DE INTERFERENCIA	41
4.2.1 Campo Evanescente y Fuerza de Dielectroforesis	41
4.2.2 Captura de Micropartículas.....	43
4.2.3 Potencia vs Tiempo	48
5. CONCLUSIONES	49
APÉNDICES	51
A. FUERZA DE DIELECTROFORESIS.....	51
B. CAMPO DE CARGA ESPACIAL.....	53
C. ANÁLISIS DE LA CAPTURA CON FRANJAS	55
REFERENCIAS	61

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1.....	2
Figura 1.2.....	3
Figura 1.3.....	5
Figura 2.1.....	10
Figura 2.2.....	11
Figura 2.3.....	13
Figura 2.4.....	15
Figura 2.5.....	16
Figura 2.6.....	17
Figura 2.7.....	21
Figura 2.8.....	23
Figura 2.9.....	25
Figura 2.10.....	27
Figura 2.11.....	28
Figura 2.12.....	28
Figura 2.13.....	30
Figura 2.14.....	30
Figura 3.1.....	31
Figura 3.2.....	33

Figura 3.3..... 34
Figura 3.4..... 34
Figura 3.5..... 36

Figura 4.1..... 37
Figura 4.2..... 38
Figura 4.3..... 40
Figura 4.4..... 41
Figura 4.5..... 42
Figura 4.6..... 43
Figura 4.7..... 45
Figura 4.8..... 47
Figura 4.9..... 48

NOMENCLATURAS

Se enlistan las nomenclaturas que serán utilizadas en el transcurso de la tesis, en el orden que van apareciendo en el texto.

F_{scat}	Fuerza de esparcimiento
F_{grad}	Fuerza de gradiente
D	Diámetro de la partícula
λ	Longitud de onda
q	Carga neta de la partícula
E	Campo eléctrico
p	Momento de un dipolo
d	Distancia entre las dos cargas
α	Polarizabilidad de la partícula
n_m	Índice de refracción del medio
n_p	Índice de refracción de la partícula
\vec{I}_o	Intensidad del haz incidente
c	Velocidad de la luz
R	Radio de la partícula
F_{elec}	Fuerza electrocinética
Q	Momento cuadrupolar
P	Polarización inducida
ϵ_m	Constante dieléctrico del medio

ϵ_m^*	Permitividad compleja del medio
ϵ_p^*	Permitividad compleja de la partícula
σ	Conductividad
ω	Frecuencia del campo eléctrico
$\alpha(\omega)$	Factor Clausius-Mossotti
ϕ	Fase del campo eléctrico
F_{DEP}	Fuerza dielectroforética
n	Densidad de los electrones
N_D	Densidad de los donantes
N_D^+	Densidad de los donantes ionizados
N_A^-	Densidad de los aceptores ionizados
ϵ_r	Constante dieléctrica
ϵ_{r0}	Constante dieléctrica de fondo
ϵ_{r1}	Amplitud de la rejilla dieléctrica
$\pm\theta$	Ángulo de incidencia
k	Vector de onda
K	Vector de la rejilla
Λ	Periodo espacial
I	Intensidad óptica
I_p	Perturbación de la Intensidad
m	Modulación del patrón de interferencia
s	Coeficiente de fotoionización
γ_R	Constante de recombinación

J	Corriente total
ϵ_M	Constante dieléctrica del material
J_o	Corriente promedio en el cristal
e	Carga del electrón
μ	Movilidad
k_B	Constante de Boltzmann
T	Temperatura absoluta
X_0	Independiente del espacio
X_p	Perturbación periódica
n_o	Densidad de electrones promedio
τ_e	Tiempo de vida del electrón
E_{sc}	Campo de carga espacial
τ_d	Tiempo de relajación dieléctrica
E_o	Campo externo aplicado
E_D	Campo de difusión
E_q	Campo de saturación
E_M	Campo eléctrico que el electrón recorre una distancia $\lambda/2\pi$ durante τ_e
J_{PV}	Corriente fotovoltaica
p_{PV}	Constante fotovoltaica
E_{PV}	Campo fotovoltaico
τ	Tiempo de formación de la rejilla
V	Potencial electrostático
E_x	Componente paralela del campo sobre la superficie del cristal

E_z	Componente perpendicular del campo en el interior del cristal
E_x^{in}	Componente paralela del campo en el interior del cristal
E_z^{in}	Componente perpendicular del campo en el interior del cristal
E^2	Campo eléctrico con el que se logran atrapar las partículas
n_o	Índice de refracción ordinario
n_e	Índice de refracción extraordinario
$r_{13,33}$	Coefficiente electroóptico
$2\omega_0$	Cintura del haz gaussiano
f	Distancia focal

PREFACIO

Las pinzas ópticas son una herramienta que permiten la captura y manipulación de nano/micropartículas dieléctricas. Su capacidad para atrapar partículas utilizando sólo un haz de luz la ha convertido en un instrumento muy utilizado en el mundo microscópico al ser no invasiva. Tienen la desventaja de requerir una intensidad de luz muy grande y el número de partículas que pueden ser manipuladas al mismo tiempo es limitado.

La captura electrocinética es otra forma de manipulación que tiene la ventaja de hacer captura para un conjunto de partículas y no requiere de gran intensidad láser. Esta técnica necesita suministro de voltaje externo pero también se pueden formar gradientes de intensidad utilizando cristales fotorrefractivos para atrapar partículas, los cuales son generados por campos de carga espacial. Las partículas que no tienen carga se pueden manipular por dielectroforesis en campos eléctricos no uniformes y las partículas con carga, positiva o negativa, por electroforesis en campos eléctricos uniformes y no uniformes.

Los cristales fotorrefractivos al ser iluminados con luz de cierta longitud de onda, sus portadores se excitan y pueden crear rejillas holográficas. En el proceso de la formación de la rejilla se genera una distribución de carga espacial que a su vez, genera un campo de carga espacial. Estos cristales pueden presentar efecto fotovoltaico, el cual provoca que los portadores excitados se muevan en dirección del eje óptico.

Esta tesis presenta la captura de micropartículas a través de campos evanescentes generados por efecto fotovoltaico sobre la superficie de un cristal fotorrefractivo.

1. INTRODUCCIÓN

1.1 PINZAS ÓPTICAS

Las pinzas ópticas son una herramienta capaz de atrapar y manipular partículas dieléctricas en el orden de micro- y hasta nano-partículas. Entre sus ventajas se encuentran su capacidad de manipular en forma no invasiva para atrapar una sola partícula utilizando sólo un haz de luz, y poder localizar y manipular partículas micrométricas a distancias de varios centímetros [1] [2] [3] por lo que se puede separar una sola de un conjunto. Es por esto que su principal aplicación se encuentra en el mundo microscópico.

En los últimos años se han hecho muchas contribuciones únicas y revolucionarias a pinzas ópticas en los campos de la física atómica, la química y otras áreas de las ciencias biológicas [4] [5]. Se utilizan para enfriar átomos que van desde temperaturas de cientos de Kelvin hasta un nanoKelvin [6], en condensados de Bose-Einstein [7] y condensados fermiónicos en vapores atómicos [8], para la manipulación de células vivas [9], partículas, átomos y moléculas [10], y también virus y bacterias [11], ya que pueden ser manipuladas individualmente sin ser dañadas.

1.1.1 Primera Observación Experimental

La captura óptica y la manipulación de pequeñas partículas neutras (del orden de micras), que utiliza fuerzas asociadas con la presión de radiación que ejerce un láser, tienen su origen en 1970. La primera observación experimental de captura óptica fue llevada a cabo por Arthur Ashkin, un científico que trabajó en los laboratorios Bell, quien propuso la posibilidad de atrapar átomos de manera estable utilizando presión de radiación [12] [13]. En sus primeros experimentos, utilizó un láser He-Ne con potencia de décimas de miliwatts, partículas esféricas de látex (porque son

transparentes y se disuelven en agua) y un microscopio de baja potencia. Cuando enfocó el láser sobre las partículas, éstas se movieron rápidamente a velocidades dadas por la ley de Stokes. Si el haz del láser golpeaba a una partícula cerca del borde del haz, la partícula era atraída hacia la cintura del haz y procedía a moverse a la pared de salida de la celda como se muestra en la Figura 1.1.

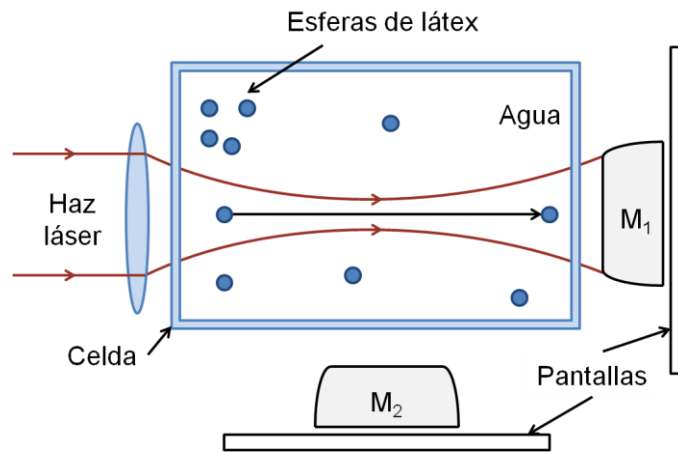


Figura 1.1 Primera observación experimental sobre pinzas ópticas. Se utilizó una solución muy diluida con esferas de látex dentro de una celda de vidrio a base de portaobjetos de microscopios de baja potencia, M_1 y M_2 .

Reemplazando el microscopio M_1 por un segundo haz de luz, enfocado en dirección opuesta al primer haz y simétricamente localizado en un punto central, se pudo desplazar la partícula a lo largo del eje a otro punto y ésta generar una fuerza restauradora que regresa a la partícula al punto central generando así una captura óptica en 3D [4]. De esta forma, se dio inicio a las *Pinzas Ópticas*.

1.1.2 Fuerza de Esparcimiento y Fuerza de Gradiente

Cuando los rayos inciden sobre una partícula esférica se da origen a una fuerza neta en dirección de la luz incidente, llamada fuerza de

esparcimiento (\vec{F}_{scat}). Si la esfera está fuera del eje, se debe tener una fuerza adicional transversal llamada fuerza de gradiente (\vec{F}_{grad}) [4]. En la Figura 1.2 se consideran los rayos a y b que golpean a la partícula donde la mayor parte del rayo se refracta a través de la partícula y se originan las fuerzas \vec{F}_a y \vec{F}_b en dirección al cambio de momento. Se observa que \vec{F}_a es mayor que \vec{F}_b debido a que la intensidad del rayo a es mayor a la del rayo b .

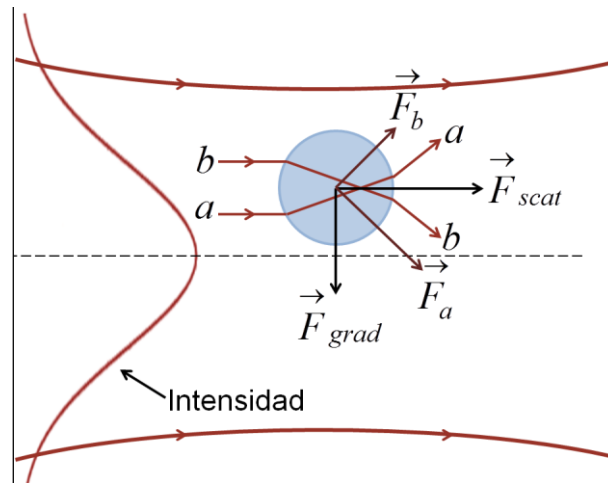


Figura 1.2 Diagrama de la fuerza sobre la partícula situada fuera de eje. La partícula tiene un diámetro grande en comparación a la longitud de onda incidente e índice de refracción mayor al del medio.

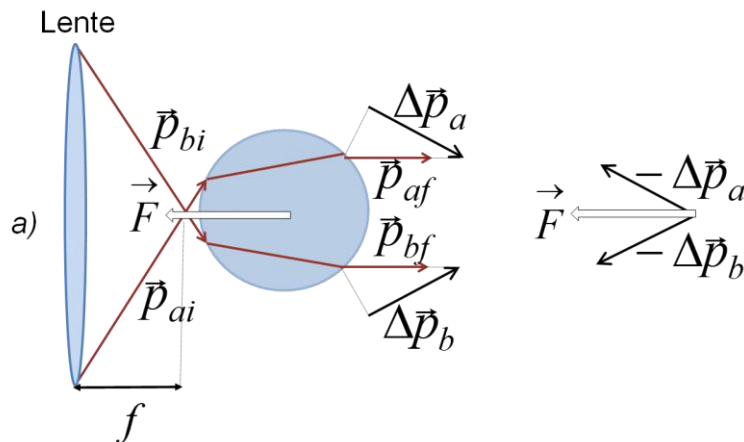
Considerando n rayos que incidan sobre la partícula, existirán n fuerzas dando lugar a la fuerza de esparcimiento \vec{F}_{scat} , debido al esparcimiento del momento de la luz, y a la fuerza de gradiente \vec{F}_{grad} , proveniente del gradiente de intensidad transversal a la dirección de propagación que apunta hacia las zonas de mayor intensidad. Cuando la partícula se encuentra en el eje del haz gaussiano TEM₀₀, $\vec{F}_a = \vec{F}_b$ en dirección transversal y la componente neta de gradiente no existe, por lo que \vec{F}_{grad} sólo aparece cuando la partícula está fuera de eje.

1.1.3 Régimen de Rayos Ópticos y Régimen de Rayleigh

En la captura o manipulación de partículas hay que considerar dos casos importantes tomando en cuenta el diámetro de la partícula (D) y la longitud de onda (λ) del láser utilizado [14] [15].

Régimen de rayos ópticos. Cuando $D \gg \lambda$, se hace un análisis geométrico que se puede explicar por transferencia de momento lineal que incide sobre una partícula dieléctrica que va en la misma dirección de la propagación.

Se consideran de nuevo los rayos a y b , pero ahora pasando a través de una lente para enfocar el haz. En la Figura 1.3 se observan los momentos lineales \vec{p}_a y \vec{p}_b de los rayos a y b , respectivamente, donde el subíndice i se refiere al momento lineal inicial y el subíndice f momento lineal final. Los rayos al chocar con la partícula, por refracción, generan un cambio en los momentos $\Delta\vec{p}_a$ y $\Delta\vec{p}_b$, y por conservación de momento, la partícula también experimentará un cambio de momento igual pero en sentido contrario, es decir $-\Delta\vec{p}_a$ y $-\Delta\vec{p}_b$ y entonces surgirá una fuerza \vec{F} , que jale a la partícula hacia la zona de enfoque conocida como la cintura del haz. Este proceso se repite para n haces, por lo que la fuerza neta se obtiene al sumar la fuerza para cada rayo. En el límite que $n \rightarrow \infty$, la suma se convierte en una integral, que generalmente se resuelve de forma numérica.



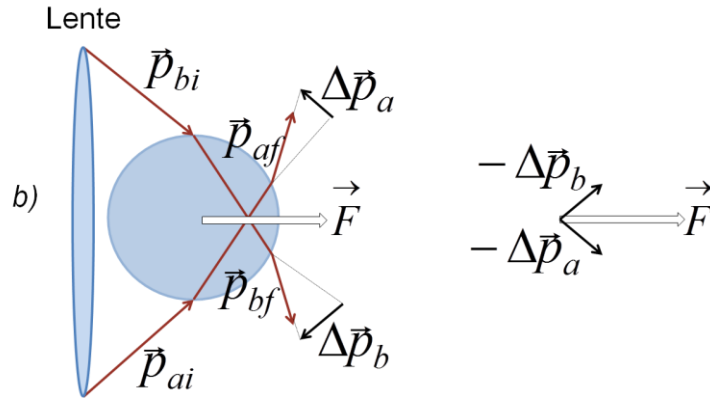


Figura 1.3 Análisis geométrico para una partícula dieléctrica situada en eje. El haz Gaussiano pasa a través de una lente enfocando la luz a) antes de interactuar con la partícula y b) sobre la partícula.

Régimen de Rayleigh. Cuando $D \ll \lambda$, las partículas se consideran como dipolos eléctricos que en un gradiente de intensidad se polarizan. La fuerza que se aplica a un dipolo en un campo eléctrico se conoce como fuerza de Lorentz y es

$$\vec{F} = q\vec{E}, \quad (1.1)$$

donde q es la carga neta de la partícula y \vec{E} es el campo eléctrico. Tomando en cuenta que el momento de un dipolo es $\vec{p} = q\vec{d}$, donde \vec{d} es la distancia entre las dos cargas (\vec{d} es muy pequeña y se toma como $d\vec{x}$), la fuerza queda como

$$\vec{F} = (\vec{p} \cdot \vec{\nabla})\vec{E}. \quad (1.2)$$

Asumiendo que la partícula dieléctrica no presenta efectos no lineales, entonces $\vec{p} = \alpha\vec{E}$, con α como la polarizabilidad de la partícula. Utilizando la igualdad vectorial $(\vec{E} \cdot \vec{\nabla})\vec{E} = \vec{\nabla} \left(\frac{1}{2} \vec{E}^2 \right) - \vec{E} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E})$, la fuerza de un dipolo eléctrico se puede escribir como

$$\vec{F}_{grad} = \frac{1}{2} \alpha \vec{\nabla} \vec{E}^2. \quad (1.3)$$

La ecuación (1.3) indica que la fuerza que se aplica a una partícula dieléctrica, que se considera un dipolo puntual, es proporcional al gradiente de la intensidad del haz y la partícula es atraída. En general, la \vec{F}_{grad} es

$$\vec{F}_{grad} = \frac{1}{2} n_m \left(\frac{N^2 - 1}{N^2 + 2} \right)^2 \vec{\nabla} E^2, \quad (1.4)$$

donde $N = \frac{n_p}{n_m}$, n_m es el índice de refracción del medio y n_p es el índice de refracción de la partícula, y la fuerza de esparcimiento está dada por

$$\vec{F}_{scat} = \frac{\vec{I}}{c} \frac{128\pi^5 R^6}{3\lambda^4} n_m \left(\frac{N^2 - 1}{N^2 + 2} \right)^2, \quad (1.5)$$

donde \vec{I} es la intensidad del haz incidente, c es la velocidad de la luz y R es el radio de la partícula.

1.2 CAPTURA ELECTROKINÉTICA

Existe también, otra técnica de manipulación de partículas que se ha desarrollado, que es llamada captura electrocinética que se realiza mediante dos mecanismos: dielectroforesis y electroforesis [16]: *Dielectroforesis* se define como el movimiento de partículas, sin carga pero polarizadas por un campo eléctrico, por la acción del gradiente de campo eléctrico, donde la dirección del movimiento de la partícula no solo depende de la dirección del campo eléctrico sino de la frecuencia del mismo. *Electroforesis* describe el movimiento de partículas con carga eléctrica superficial, en relación con la solución que lo rodea, bajo la influencia de un campo eléctrico tanto uniforme como no uniforme.

En un campo eléctrico, una partícula experimenta una fuerza (\vec{F}_{elec}) que se puede escribir de la siguiente manera

$$\vec{F}_{elec} = q\vec{E} + (\vec{p} \cdot \vec{\nabla})\vec{E} + \frac{1}{6}\vec{\nabla}(\vec{Q} \cdot \vec{\nabla}\vec{E}) + \dots, \quad (1.6)$$

donde el primer término define a la fuerza electrostática como el producto de la carga de la partícula y la magnitud del campo eléctrico aplicado. Los otros términos describen la fuerza debido a contribuciones dipolares (\vec{p}), cuadrupolares (\vec{Q}), octupolares, y así sucesivamente. En general, las contribuciones dipolares son suficientes para explicar la fuerza dielectroforética.

La captura electrocinética requiere de suministro de voltaje externo por lo que se puede utilizar un cristal fotorrefractivo para formar gradientes de campo generados por un campo de carga espacial que module el índice de refracción y también proveer fuerzas para manipular pequeñas partículas [16] [17]. Este método tiene la ventaja de atrapar conjunto de partículas y no requiere de gran potencia láser.

Algunos cristales fotorrefractivos presentan un proceso de transferencia de carga asimétrica, es decir, los portadores excitados se mueven en una dirección preferencial, por lo general en la dirección del eje óptico [18]. A este fenómeno se le denomina efecto fotovoltaico. A las técnicas de captura y manipulación de partículas que se realizan cuando se presenta dicho efecto, se les denomina pinzas fotovoltaicas [19]. Por medio del efecto fotovoltaico se pueden obtener campos eléctricos mucho más grandes que por difusión o arrastre de carga en presencia de un campo eléctrico. Por tal motivo, esta tesis se enfocará en materiales que presentan efecto fotovoltaico como por ejemplo niobato de litio (LiNbO_3).

1.3 OBJETIVOS DE LA TESIS

1.3.1 General

Atrapar micropartículas sin carga a través de campos evanescentes fotorrefractivos, utilizando un cristal de niobato de litio dopado con hierro ($\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$).

1.3.2 Específicos

- Desarrollar experimentos que muestren la captura de microesferas de óxido de silicio (SiO_2) de $1 \mu\text{m}$.
- Crear un campo eléctrico evanescente sobre un cristal fotorrefractivo con el haz gaussiano modo TEM_{00} enfocado de un láser verde ($\lambda = 532 \text{ nm}$).
- Generar patrones de interferencia sobre el cristal fotorrefractivo para formar el campo eléctrico espacialmente inhomogéneo para la captura múltiple de partículas.

1.4 ORGANIZACIÓN DE LA TESIS

En el capítulo 2 se explican los fenómenos de dielectroforesis, el efecto fotorrefractivo y el efecto fotovoltaico.. También se presentan las características del niobato de litio que fue el cristal que se manejó en este trabajo y los resultados de algunos artículos sobre la captura de partículas, relacionados con el tema. El capítulo 3 describe con detalle los dos arreglos experimentales empleados para atrapar partículas y las características de las partículas utilizadas para hacer la captura.

En el capítulo 4 se analizan los resultados conseguidos, entre ellos los valores de los campos eléctricos y la fuerza de dielectroforesis, dependiendo de la posición respecto a la superficie del cristal. También se encuentra la relación de la potencia del láser con el tiempo de captura, y el lugar donde las partículas se atrapan según la generación del patrón de interferencia.

En el capítulo 5 se argumentan las conclusiones basadas en los resultados obtenidos de los experimentos presentados, así como una breve motivación para un posible trabajo a futuro. Al final, en los Apéndices se muestran los programas de MatLab que se utilizaron para los resultados de esta tesis.

2. MARCO TEÓRICO

Las pinzas ópticas permiten la captura y la manipulación en gran precisión de nano/micropartículas pero requieren de gran intensidad de luz y el número de partículas que pueden ser manipuladas al mismo tiempo es limitado [16]. Por esta razón, se utiliza la captura electrocinética porque tiene la ventaja de hacer captura simultánea para un conjunto grande de partículas, sin embargo se pierde la habilidad de manipular individualmente partículas. En ciertas aplicaciones, como selección de partículas, no se necesita manipulación individual de las mismas.

2.1 DIELECTROFORESIS

Los primeros experimentos en dielectroforesis fueron realizados por Herber A. Pohl utilizando pequeñas partículas de plástico suspendidas en un líquido aislante dieléctrico [20]. Pohl descubrió que estas partículas se movían en respuesta a la aplicación de un campo eléctrico no uniforme alterno o directo. A esta nueva fuerza ejercida sobre una partícula dieléctrica no cargada en virtud de su polarizabilidad le dio el nombre de “dielectroforesis”, donde combinó la palabra “dieléctrico” con “foresis” del griego *phoros* que significa trasladar [20].

El fenómeno de dielectroforesis se produce cuando se ejerce una fuerza sobre el momento dipolar inducido de una partícula dieléctrica polarizable sin carga neta, por un campo eléctrico no uniforme, la cual es más fácil de ver para partículas que tienen un diámetro de 1 a 1000 μm [21]. Si la permitividad de la partícula es mayor a la permitividad del medio, presentará dielectroforesis positiva y será atraída hacia la región de mayor intensidad del campo eléctrico. Si la permitividad de la partícula es menor a

la permitividad del medio, presentará dielectroforesis negativa y se alejará de la región de alta intensidad [22].

En la Figura 2.1 se muestra una distribución de carga en la partícula que dependerá de su capacitancia, su conductancia y del medio, lo que dará lugar a un dipolo neto a través de la partícula.

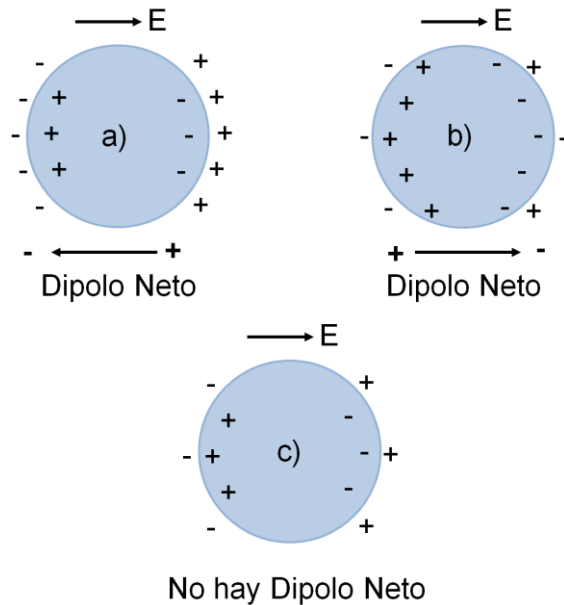


Figura 2.1 Partícula dieléctrica en un campo eléctrico que experimenta polarización. a) la partícula es más polarizable que el medio, b) la partícula es menos polarizable y c) la partícula es igual de polarizable que el medio. Imagen tomada de la referencia [22].

2.1.1 Fuerza Dielectroforética

La aplicación de un campo eléctrico sobre una partícula polarizable induce un dipolo dentro de ella y una acumulación de carga en la superficie. Si el campo eléctrico es uniforme entonces existe una fuerza de Coulomb sobre las cargas en ambos lados de la partícula iguales y opuestas, por lo que se anulan y no hay una fuerza neta aplicada en la partícula, pero si el campo no es uniforme entonces la fuerza de Coulomb de cada lado no será

igual y existirá una fuerza neta sobre la partícula, que se llamará fuerza dielectroforética [23].

En la Figura 2.2, una partícula esférica en un campo no uniforme, al polarizarse tendrá centros de carga positivas y negativas (igual magnitud pero signo contrario) separados una distancia \vec{d} a lo largo del vector \vec{r} ($d \ll r$), por lo que experimentará una fuerza total dada por

$$\vec{F} = q\vec{E}(\vec{r} + \vec{d}) - q\vec{E}(\vec{r}). \quad (2.1)$$

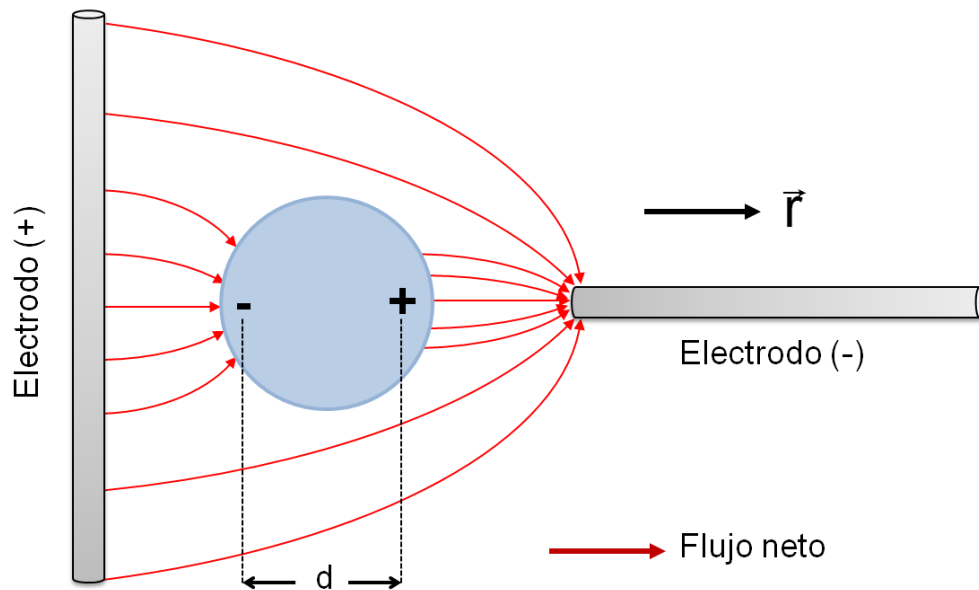


Figura 2.2 Fuerza de dielectroforesis. Se produce cuando una partícula polarizable se encuentra en un campo eléctrico no uniforme,

Por expansión de serie de Taylor a primer orden, se tiene que $\vec{E}(\vec{r} + \vec{d}) = \vec{E}(\vec{r}) + \vec{d} \cdot \nabla \vec{E}(\vec{r})$. Utilizando el momento dipolar, la ecuación (2.1) puede reescribirse como

$$\vec{F} = (\vec{p} \cdot \nabla) \vec{E}. \quad (2.2)$$

Para una partícula esférica de radio R , el momento dipolar ese puede calcular multiplicando la polarización por el volumen de la partícula [23], es decir,

$$\vec{p}_a = \frac{4}{3}\pi R^3 \vec{P}_a, \quad (2.3)$$

donde a es el eje (x , y o z) y \vec{P}_a es la polarización inducida por unidad de volumen, $\vec{P}_a = (\epsilon_p^* - \epsilon_m^*)\vec{E}_a$, y \vec{E}_a es el campo eléctrico inducido en un elipsoide expuesto al vector de campo \vec{E} a lo largo del eje [23],

$$\vec{E}_a = \frac{\epsilon_m \vec{E}}{\epsilon_m + \frac{1}{3}(\epsilon_p^* - \epsilon_m^*)},$$

donde ϵ_m es la constante dieléctrica del medio, $\epsilon_{m,p}^*$ es la permitividad compleja (los subíndices m y p se refieren al medio y a la partícula, respectivamente). La permitividad compleja está dada por

$$\epsilon_{m,p}^* = \epsilon_{m,p} - i \frac{\sigma_{m,p}}{\omega}, \quad (2.4)$$

donde $\sigma_{m,p}$ es la conductividad y ω es la frecuencia del campo eléctrico. Con esto, la ecuación (2.3) queda como

$$\vec{p}_a = 4\pi R^3 \epsilon_m \alpha(\omega) \vec{E}, \quad (2.5)$$

donde aparece el factor de Clausius-Mossotti, $\alpha(\omega)$, que depende de las constantes dieléctricas de la partícula y del medio que la rodea y se define como

$$\alpha(\omega) = \left(\frac{\epsilon_p^* - \epsilon_m^*}{\epsilon_p^* + 2\epsilon_m^*} \right), \quad (2.6)$$

La Figura 2.3 describe el comportamiento de la parte real y de la parte imaginaria del factor de Clausius-Mossotti, ecuación (2.6), donde se utilizaron partículas con $\epsilon_p = 4\epsilon_0$ y $\sigma_p = 10^{-4} \text{ S m}^{-1}$, y un medio con $\epsilon_m = 8\epsilon_0$, y $\sigma_m = 3 \times 10^{-6} \text{ S m}^{-1}$.

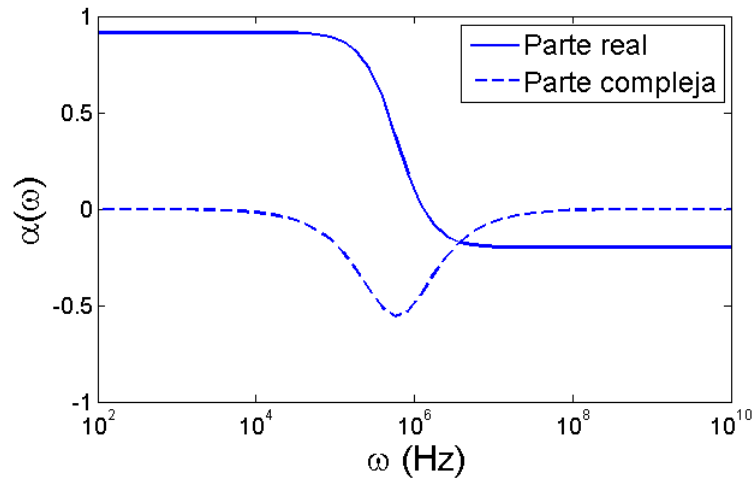


Figura 2.3 Factor de Clausius-Mossotti. La línea continua indica la parte real y la línea punteada la parte imaginaria, para una partícula sólida y esférica. Nótese el cambio del signo del factor de Clausius-Mossotti.

El campo eléctrico puede estar cambiando en el espacio o en el tiempo. Considerando la variación en tres dimensiones, ya sea por la amplitud de la onda, la fase $\phi(x, y, z)$ o por ambos, el campo eléctrico se puede escribir como

$$\vec{E}(t) = E_x(t)\hat{i} + E_y(t)\hat{j} + E_z(t)\hat{k}, \quad (2.7)$$

y el momento dipolar como

$$\vec{p}(t) = p_x(t)\hat{i} + p_y(t)\hat{j} + p_z(t)\hat{k}, \quad (2.8)$$

donde

$$E_a(t) = E_{a_0}(x, y, z) \exp(\omega t + \phi_a),$$

$$p_a(t) = 4\pi R^3 \epsilon_m E_{a_0} \{ \text{Re}[\alpha(\omega)] \cos(\omega t + \phi_a) - \text{Im}[\alpha(\omega)] \sin(\omega t + \phi_a) \}.$$

De la ecuación (2.2) se tiene que

$$\vec{F} = p_x(t) \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial x} + p_y(t) \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial y} + p_z(t) \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial z}, \quad (2.9)$$

donde

$$\begin{aligned}
p_a(t) \frac{\partial E(t)}{\partial a} = & 4\pi R^3 \epsilon_m \left\{ E_{a_0} \frac{\partial E_{a_0}}{\partial a} \operatorname{Re}[\alpha(\omega)] \cos^2(\omega t + \phi_a) \right. \\
& - E_{a_0}^2 \frac{\partial \phi_a}{\partial a} \operatorname{Re}[\alpha(\omega)] \cos(\omega t + \phi_a) \sin(\omega t + \phi_a) \\
& - E_{a_0} \frac{\partial E_{a_0}}{\partial a} \operatorname{Im}[\alpha(\omega)] \cos(\omega t + \phi_a) \sin(\omega t + \phi_a) \\
& \left. + E_{a_0}^2 \frac{\partial \phi_a}{\partial a} \operatorname{Im}[\alpha(\omega)] \sin^2(\omega t + \phi_a) \right\}.
\end{aligned}$$

Tomando el promedio temporal, de la ecuación (2.9) se tiene

$$\langle \vec{F} \rangle = \langle p_x(t) \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial x} \rangle + \langle p_y(t) \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial y} \rangle + \langle p_z(t) \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial z} \rangle, \quad (2.10)$$

donde

$$\begin{aligned}
\langle p_a(t) \frac{\partial E(t)}{\partial a} \rangle &= 4\pi R^3 \epsilon_m \left\{ \frac{1}{2} E_{a_0} \frac{\partial E_{a_0}}{\partial a} \operatorname{Re}[\alpha(\omega)] + \frac{1}{2} E_{a_0}^2 \frac{\partial \phi_a}{\partial a} \operatorname{Im}[\alpha(\omega)] \right\} \\
&= 2\pi R^3 \epsilon_m \{ E_{a_0} \vec{\nabla} E_{a_0} \operatorname{Re}[\alpha(\omega)] + E_{a_0}^2 \vec{\nabla} \phi_a \operatorname{Im}[\alpha(\omega)] \}
\end{aligned}$$

Con esto, la ecuación (2.10) se reescribe como

$$\langle \vec{F} \rangle = 2\pi R^3 \epsilon_m \{ \operatorname{Re}[\alpha(\omega)] \vec{\nabla} \vec{E}_{rms}^2 + \operatorname{Im}[\alpha(\omega)] (E_{x_0}^2 \nabla \phi_x + E_{y_0}^2 \nabla \phi_y + E_{z_0}^2 \nabla \phi_z) \},$$

donde E representa la magnitud del campo eléctrico r.m.s (raíz cuadrática media). Considerando que no hay gradiente de fase, la expresión general para la fuerza de dielectroforesis (F_{DEP}) que actúa sobre una partícula polarizable en un campo eléctrico no uniforme [23], puede escribirse como

$$\vec{F}_{DEP} = 2\pi R^3 \epsilon_m \operatorname{Re}[\alpha(\omega)] \vec{\nabla} \vec{E}^2. \quad (2.11)$$

Se observa que F_{DEP} es proporcional al volumen de las partículas y la constante dieléctrica del medio. También depende del factor $\alpha(\omega)$ y del gradiente del campo eléctrico aplicado [16][21]. A diferencia de las pinzas ópticas, donde la polarizabilidad de las partículas es constante, en dielectroforesis se puede cambiar su signo controlando la frecuencia del campo aplicado y cambiar el signo de la fuerza ejercida sobre la partícula.

2.2 EFECTO FOTORREFRACTIVO

El efecto fotorrefractivo (PR) es un fenómeno óptico no lineal en el cual un material responde a una iluminación no homogénea y cambia su índice de refracción. Los primeros estudios sobre fotorrefractividad fueron realizados por Ashkin et al. en 1966 en los laboratorios Bell, donde estudiaban diferentes fenómenos en cristales electroópticos. Lo llamaron “daño óptico” porque cuando se iluminaba con luz no homogénea ocasionaba cambios en el índice de refracción en los cristales, algo que no era conveniente para los experimentos que realizaban. Este “daño” se mantenía aún cuando los cristales ya no eran irradiados por luz, por esta razón, los cristales se empezaron a utilizar para grabaciones holográficas y a dicho fenómeno se le comenzó a llamar efecto fotorrefractivo [18].

Un cristal fotorrefractivo es un material fotoconductor y electroóptico a la vez, que contiene portadores móviles (electrones y/o huecos) e impurezas cuyo nivel de energía se encuentran en algún lugar de la banda prohibida, como el tintonato de bario (BaTiO_3), niobato de litio (LiNbO_3) y óxido de silicio de bismuto (BSO). La Figura 2.4 muestra el modelo de la banda de transporte del efecto fotorrefractivo.

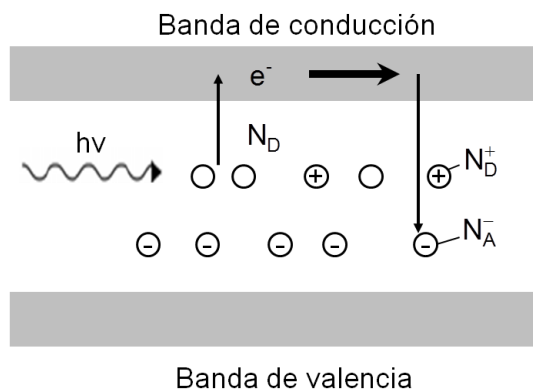


Figura 2.4 Modelo de banda de transporte. Los electrones excitados de las impurezas no ionizadas, pasan a la banda de conducción antes de recombinarse con otras impurezas. Los aceptores ionizados siempre permanecen inactivos.

Cuando la luz con energía igual o mayor que la energía de activación de los electrones e de las impurezas donadoras N_D ($h\nu \geq E_a$) incide sobre el cristal fotoconductor, excita a los electrones que pasan a la banda de conducción y crean al mismo tiempo una impureza ionizada N_D^+ (Figura 2.5). Los electrones en la banda de conducción pueden recombinarse con impurezas ionizadas y/o difundirse de las zonas de mayor a menor densidad donde finalmente se recombinaran en aceptores ionizados N_A^- . Dado que los donantes y aceptores ionizados son inmóviles, un campo de carga espacial aparecerá como consecuencia de la separación de carga. El campo de carga espacial provocará en el cristal electroóptico, un ligero cambio en la constante dieléctrica del cristal y a su vez, una variación en el índice de refracción [18].

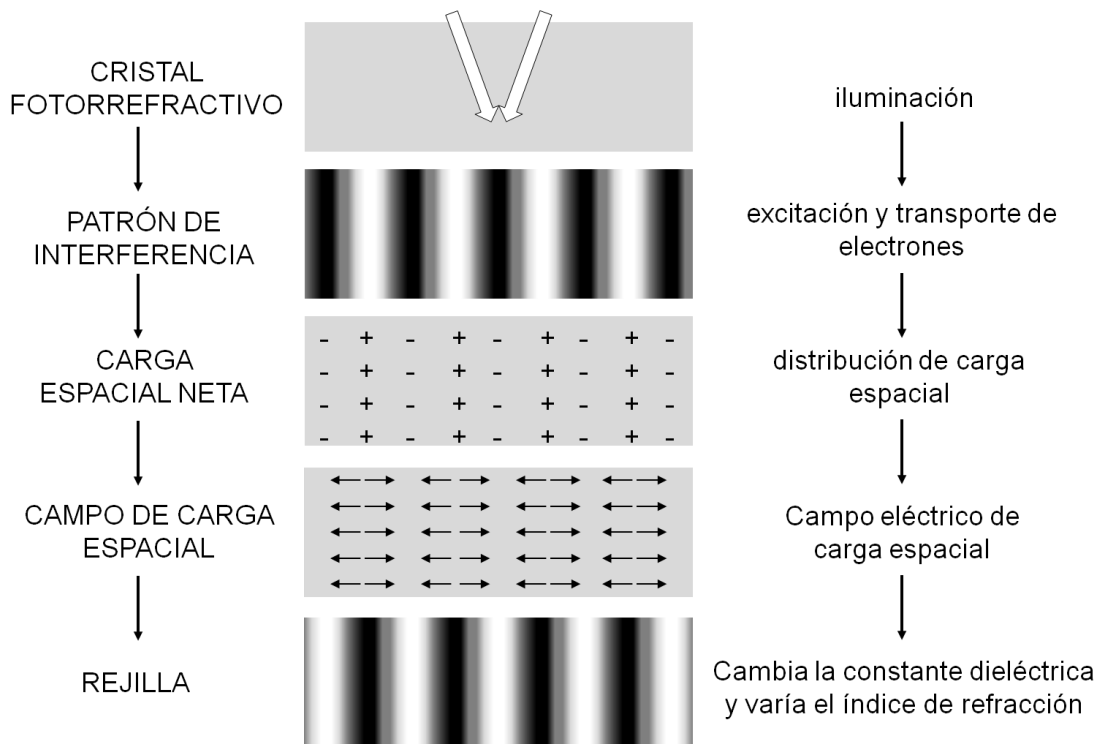


Figura 2.5 Etapas del proceso de creación de la rejilla. Inicia con la generación del patrón de interferencia sobre un cristal fotorrefractivo.

2.2.1 Proceso para la Creación de la Rejilla

Generalmente, se utiliza la interferencia de un par de haces para producir una distribución espacial sinusoidal para producir modulación en la constante dieléctrica que varía con el mismo periodo que el patrón de interferencia [18]. La constante dieléctrica relativa varía de la forma

$$\epsilon_r = \epsilon_{r0} + \epsilon_{r1} \cos Kz, \quad (2.12)$$

donde ϵ_{r0} es la constante dieléctrica de fondo, ϵ_{r1} es la amplitud de la rejilla dieléctrica y K es la frecuencia espacial de la rejilla.

Si se consideran dos ondas que inciden con un ángulo $\pm\theta$ sobre el cristal, satisfaciendo la condición de Bragg como en la Figura 2.6, donde \vec{k}_1 y \vec{k}_2 son los vectores de onda entrante, que están relacionados con la longitud de onda, λ , de la forma $k = 2\pi/\lambda$ y \vec{K} es el vector de la rejilla que se relaciona con el periodo espacial, Λ , como $K = 2\pi/\Lambda$, por lo que la condición de Bragg se puede escribir como

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \theta}. \quad (2.13)$$

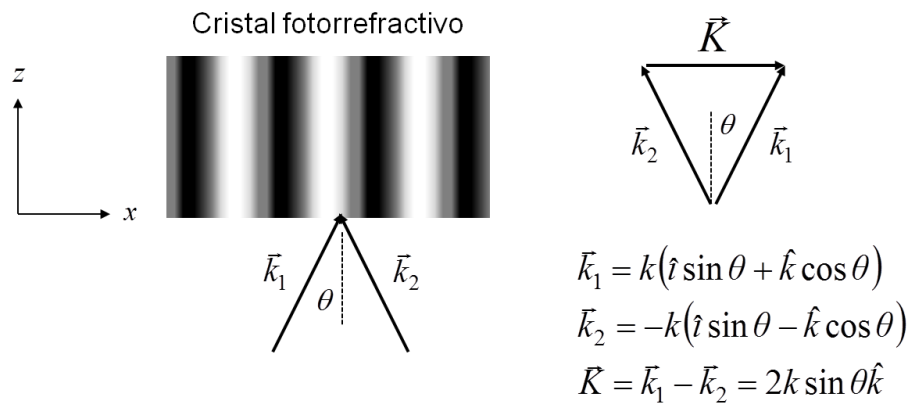


Figura 2.6 Creación de la rejilla. Los vectores de onda \vec{k}_1 y \vec{k}_2 inciden sobre el cristal creando un patrón de interferencia que genera una rejilla de periodo Λ . Los vectores de onda y el vector \vec{K} satisfacen la condición de Bragg.

2.2.2 Expresión para el Campo de Carga Espacial

Para encontrar la ecuación que define al campo de carga espacial se sigue el tratamiento de Kukhtarev et al. [24][25]. Un conjunto de ecuaciones diferenciales no lineales describirán cómo cambia el cristal fotorrefractivo cuando se le incide una intensidad óptica de la forma

$$I = I_o + I_p, \quad (2.14)$$

que contiene un término constante, I_o , y un término que varía periódicamente, I_p , al cual se le considera como una pequeña perturbación, dada por,

$$I_p = I_o m \cos Kz, \quad (2.15)$$

donde m es la modulación del patrón de interferencia.

La ecuación de la densidad de cambio de donantes ionizados dentro del cristal es igual a la velocidad de generación de electrones por unidad de volumen menos la velocidad de recombinación de electrones, es decir,

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = sI(N_D - N_D^+) - \gamma_R n N_D^+, \quad (2.16)$$

donde s es la sección transversal de excitación, γ_R es la constante de recombinación y n es la densidad de portadores libres. Se puede también utilizar una ecuación de continuidad por electrones donde se debe tomar en cuenta que los electrones son móviles y pueden fluir a distancia.

Partiendo de la ecuación de Maxwell

$$\nabla \times \vec{B} = \vec{J} + \epsilon_M \frac{\partial \vec{E}}{\partial t},$$

donde \vec{B} es el campo magnético, \vec{J} es la densidad de corriente y ϵ_M es la constante dieléctrica del material, se obtiene que

$$J_0 = e\mu nE + k_B T \mu \frac{\partial n}{\partial z} + \epsilon_M \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (2.17)$$

donde J_o es la corriente promedio del cristal, e es la carga del electrón, μ es la movilidad, k_B es la constante de Boltzmann, T es la temperatura absoluta, y z es la coordenada transversal. El primer término del lado derecho de la ecuación (2.17) representa la corriente de arrastre, el segundo la corriente de difusión y el tercero la corriente de desplazamiento.

La ecuación que relaciona el campo eléctrico de carga espacial del desequilibrio de la carga, está dada por la ecuación de Poisson, de la forma

$$\epsilon_M \frac{\partial E}{\partial z} = e(N_D^+). \quad (2.18)$$

Suponiendo que la solución a la ecuación diferencial es de la forma

$$X(z, t) = X_o(t) + X_p(z, t)$$

donde X_o es independiente del espacio y X_p es la perturbación periódica. La solución al orden cero de la densidad de electrones se escribe como

$$n_o = sI_o(N_D - N_A^-)\tau_e[1 - \exp(-t/\tau_e)], \quad (2.19)$$

donde $\tau_e = (\gamma_R N_A^-)^{-1}$ es el tiempo de vida del electrón. Para tiempos más cortos que el tiempo de vida promedio la densidad de electrones aumenta linealmente con el tiempo, por lo se puede aproximar a $sI_o(N_D - N_A^-)\tau_e$, y para tiempos más largos se satura. En general, el tiempo de la formación de la rejilla es mucho mayor que el tiempo de vida del electrón ($t \gg \tau_e$), así que la dependencia temporal de la ecuación (2.19) se desprecia [18].

De la ecuación (2.15) se tiene que la perturbación periódica puede ser de la forma $X_p = X_o(t) \cos Kz$. Con esto, y de las ecuaciones (2.16-2.18) se obtiene,

$$\tau_d \frac{\partial E_{sc}}{\partial t} + AE_{sc} = mB, \quad (2.20)$$

que tiene como solución, el campo de carga espacial,

$$E_{sc} = \frac{mB}{A} \left[1 - \exp\left(-\frac{At}{\tau_d}\right) \right], \quad (2.21)$$

donde

$$\tau_d = \frac{\epsilon_M}{e\mu n_o}, \quad (2.22)$$

es el tiempo de relajación dieléctrica y las constantes A y B , son

$$A = \frac{[(1-a)E_q + E_D + iE_o]E_M}{(1-a)(E_M + E_D + iE_o)E_q}, \quad B = \frac{i(E_D + iE_o)E_M}{E_M + E_D + iE_o}, \quad a = \frac{N_A^-}{N_D},$$

E_o es el campo externo aplicado, y E_D , campo de difusión, E_q , campo de saturación, E_M , campo eléctrico en el que un electrón recorre una distancia $\Lambda/2\pi$ durante su tiempo de vida [26][27][28], están dados por los parámetros

$$E_D = \frac{k_BTK}{e}, \quad (2.23)$$

$$E_q = \frac{eN_A^-}{\epsilon_M K}, \quad (2.24)$$

$$E_M = \frac{\gamma_R N_A^-}{\mu K}, \quad (2.25)$$

La Figura 2.7 describe el comportamiento del campo de carga espacial en estado estacionario, en relación al periodo espacial de la rejilla, para un cristal BSO que tiene como parámetros, $\epsilon_M = 56\epsilon_0$, $N_D = 10^{25} \text{ m}^{-3}$, $N_A^- = 10^{22} \text{ m}^{-3}$, $\mu = 3 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $\gamma_R = 1.65 \times 10^{-17} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ [18]. Se observa que para periodos espaciales pequeños el campo de carga espacial se escala linealmente pero conforme el periodo espacial aumenta disminuye. En ausencia de campo eléctrico externo se puede mostrar que el campo de difusión domina la formación del campo de carga espacial pero para periodos grandes domina el campo de saturación [18]. Nótese que el módulo de E_{sc} comienza a mantenerse constante para campos externos grandes, por lo que el campo de carga espacial ya no depende del periodo de la rejilla.

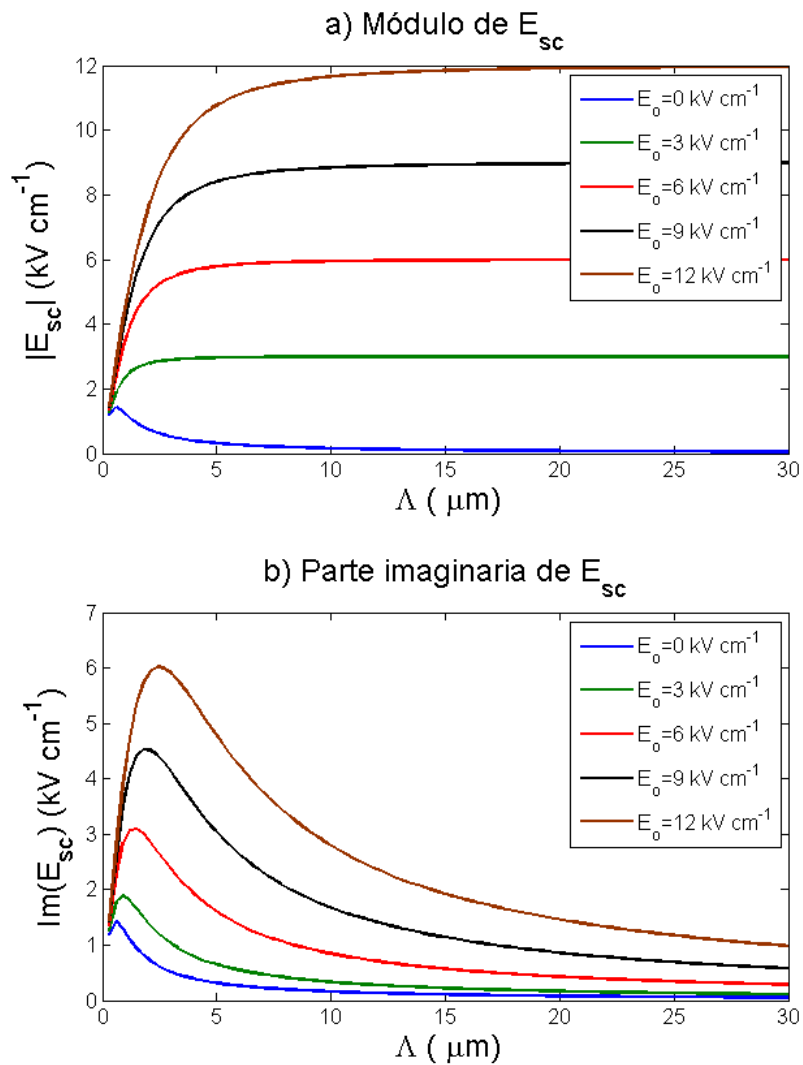


Figura 2.7 Campo de carga espacial en función del periodo espacial de la rejilla. Se consideran distintos E_o , donde a) el módulo de E_{sc} y b) su parte imaginaria.

También se puede ver de la Figura 2.7 que es posible obtener campos de carga espacial muy grandes (varios kV/cm) cuando se aplica un campo externo E_o , lo cual puede ser atractivo para muchas aplicaciones. En particular, para la captura de partículas esto no es deseable ya que las partículas que se atraparan están disueltas en agua, lo que aumenta el riesgo de cortos circuitos y daños al equipo y al cristal.

El campo de saturación, ecuación (2.24), es el campo de carga espacial máximo que existe en el cristal para una distribución sinusoidal cuando la densidad de aceptores ionizados es mucho menor a la densidad de donantes, es decir, $a \ll 1$. La carga espacial máxima ocurre cuando la densidad de donantes ionizados es el doble de la densidad de aceptores ionizados [18]. La ecuación de Poisson, en este caso es

$$\epsilon_M \frac{\partial E_1}{\partial z} = eN_A^- \cos Kz,$$

donde N_A^- es la amplitud de la distribución sinusoidal máxima, dando como solución

$$E_{sc} = E_q \sin Kz.$$

Los campos eléctricos en el interior del cristal fotorrefractivo dependerán de las condiciones del grabado de la rejilla y de la composición del cristal, los cuales pueden llegar a 15 kV cm^{-1} . El tiempo de grabación y/o de borrado es del orden de segundos o minutos y dependerá de la potencia del láser con el que se trabaje [29].

2.3 EFECTO FOTOVOLTAICO

En materiales fotorrefractivos ferroeléctricos, como BaTiO_3 , LiNbO_3 , entre otros, es posible la generación de campos de carga espacial comparables a los obtenidos en la Figura 2.7 sin necesidad de aplicar campos externos. El efecto fotovoltaico fue descubierto por Glass et al. en 1974, cuando iluminó un cristal de LiNbO_3 y se generó una corriente, por un proceso de transferencia de carga asimétrica [18].

Cuando un haz incide sobre el material los portadores de carga, que habitan en pozos de potencial asimétricos, son excitados y se mueven en una dirección preferencial dada por el eje óptico (eje c) del cristal [18][30], como se muestra en la Figura 2.8, dando lugar a campos eléctricos capaces

de atrapar algunas partículas. La captura a través del efecto fotovoltaico ha abierto una nueva área en el campo de manipulación óptica por campos evanescentes [19].

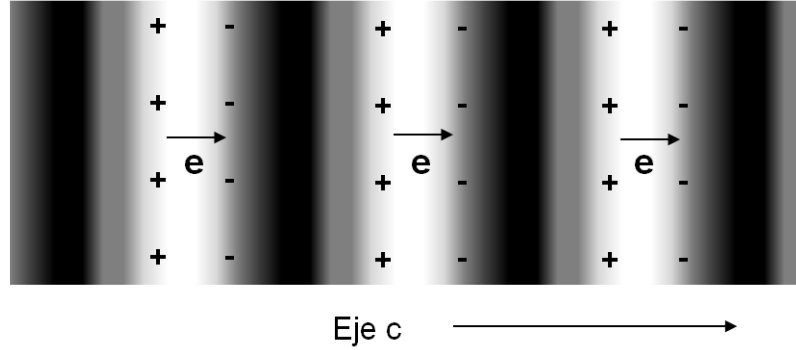


Figura 2.8 Efecto fotovoltaico. Genera una distribución de carga en una dirección preferencial, que generalmente es el eje óptico.

La corriente eléctrica que se genera, a lo largo del eje c del cristal, está dada por

$$J_{PV} = p_{PV}I(N_D - N_D^+), \quad (2.26)$$

donde p_{PV} es la constante fotovoltaica. Agregando esta nueva corriente a la ecuación (2.17) y haciendo el mismo análisis anterior, se tiene que

$$E_o = \frac{J_o}{e\mu n_o} - \frac{p_{PV}I_o(N_D - N_D^+)}{e\mu n_o}, \quad (2.27)$$

donde al segundo término se conoce como campo fotovoltaico [18],[19], E_{PV} , que no depende del periodo de la rejilla Λ y también se puede escribir como

$$E_{PV} = \frac{p_{PV}}{e\mu\tau_e s}. \quad (2.28)$$

Las constantes A y B , de la ecuación (2.21), ahora son

$$A = \frac{[(1 - a)E_q + E_D + i(E_o + aE_{PV})]E_M}{(1 - a)(E_M + E_D + iE_o)E_q}, \quad B = \frac{i(E_D + i(E_o + E_{PV}))E_M}{E_M + E_D + iE_o},$$

y el tiempo de formación de la rejilla normalizado es igual a la parte real de A , cuando $E_o = 0$, es decir

$$\tau = \frac{[(1-a)E_q + E_D]E_M}{(1-a)(E_M + E_D)E_q}. \quad (2.29)$$

Bajo condiciones estacionarias ($t \gg \tau_d$) y sin aplicar un campo externo ($E_o = 0$), el campo de carga espacial es igual a

$$E_{sc} = im \frac{(1-a)(E_D + iE_{PV})E_q}{(1-a)E_q + E_D + iaE_{PV}}. \quad (2.30)$$

En general, el LiNbO_3 tiene un valor de $E_{PV} = 10 \text{ kV cm}^{-1}$ y considerando que $\Lambda = 3 \mu\text{m}$, se tiene que los campos $E_D = 0.05 \text{ kV cm}^{-1}$ y $E_q = 120 \text{ kV cm}^{-1}$, por lo que el campo de carga espacial se puede aproximar al campo fotovoltaico [18], de la forma

$$E_{sc} \approx mE_{PV}. \quad (2.31)$$

2.3.1 Campos Evanescentes

Para que la captura de partículas se lleve a cabo, sobre la superficie de un cristal fotorrefractivo, se requiere un campo evanescente en y sobre la superficie del cristal. Considerando que una distribución sinusoidal del potencial electrostático, a lo largo del eje x en el plano $z = 0$, que se atenúa de forma exponencial con la distancia z de la superficie de la muestra, es de la forma [19]

$$V(x, z) = \exp(-Kz) \sin Kx, \quad (2.32)$$

se encuentran las componentes paralela, E_x , y perpendicular, E_z , del campo eléctrico, en un semiespacio vacío, $z > 0$,

$$E_x(x, z) = -V_o K \exp(-Kz) \cos Kx, \quad (2.33)$$

$$E_z(x, z) = V_o K \exp(-Kz) \sin Kx, \quad (2.34)$$

donde ambas componentes del campo tienen perfiles sinusoidales con un desfase de $\pi/2$ y amplitudes evanescentes cuando están fuera del cristal. La Figura 2.9 muestra al campo eléctrico fotovoltaico evanescente constante a lo largo del eje x pero varía en z .

En el interior el cristal, $z < 0$, las componentes del campo eléctrico en los bordes son

$$E_x^{in}(x, z) = [E_{sc} - E_B \exp(Kz)] \cos Kx, \quad (2.35)$$

$$E_z^{in}(x, z) = E_B \exp(Kz) \sin Kx, \quad (2.36)$$

donde E_{sc} y E_B son las amplitudes. De las condiciones en la frontera, el campo fotovoltaico efectivo [19] es

$$E_B = \left(\frac{\epsilon_M}{\epsilon_M - \epsilon_m} \right) E_{sc}, \quad V_o = \frac{E_B}{K}. \quad (2.37)$$

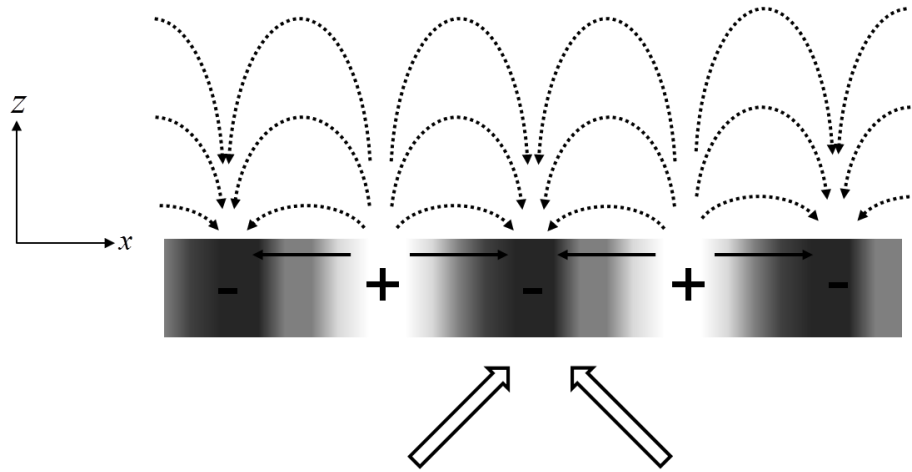


Figura 2.9 Módulo del campo eléctrico representado por flechas en función de la posición (x, z) .

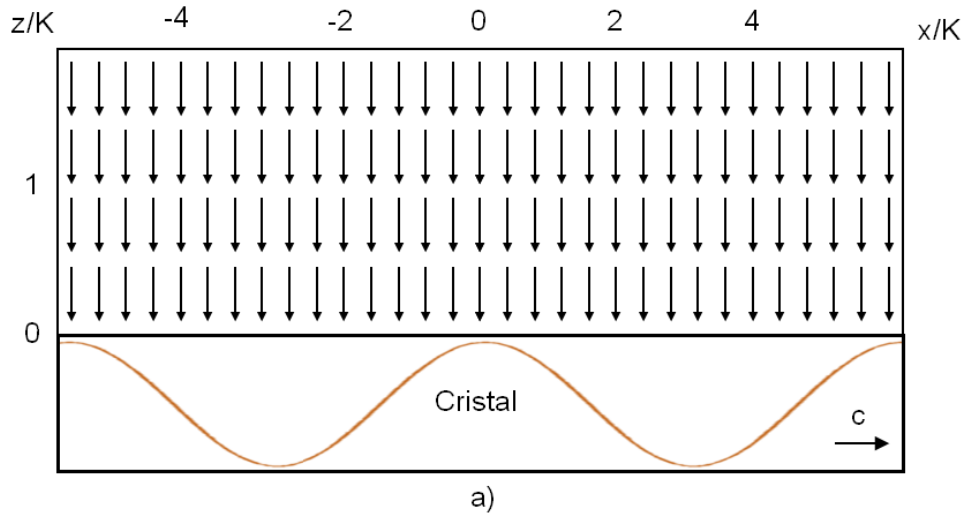
Utilizando la ecuación (2.37) se pueden encontrar las componentes del campo eléctrico, E_x , E_z , E_x^{in} y E_z^{in} . Con esto, el módulo al cuadrado del campo eléctrico, $E_x^2 + E_z^2$, estará dado por

$$E^2 = E_{sc}^2 \left(\frac{\epsilon_M}{\epsilon_M - \epsilon_m} \right)^2 \exp(-2Kz), \quad (2.38)$$

que describe al campo eléctrico con el que se logran atrapar partículas sobre la superficie del cristal. Nótese que solo depende de z por lo que no se podrían estructurar periódicamente las partículas a lo largo del eje x .

Los campos con perfiles sinusoidales son producidos cuando la modulación del patrón de interferencia son bajos, es decir, para valores de m pequeños. Cuando se tiene una modulación alta, los perfiles del campo alcanzan valores más altos y pueden no parecerse al sinusoidal, debido a componentes de orden superior de Fourier, generando dependencia en x [19]. Por ejemplo, considerando dos componentes armónicas para el campo fotovoltaico con vectores de onda K y $2K$, con amplitudes $A_K/A_{2K} = 2$ (para $m \sim 0.9$ [19]), \vec{E}^2 tendrá un perfil sinusoidal en x con un vector K , debido al paso de las componentes K y $2K$, como se ilustra en la Figura 2.10.

Aclarando lo anterior, se pueden capturar partículas en la superficie de la muestra debido a la componente z del gradiente de \vec{E}^2 , y desplazarlas a lo largo de la superficie debido a la componente x del gradiente.



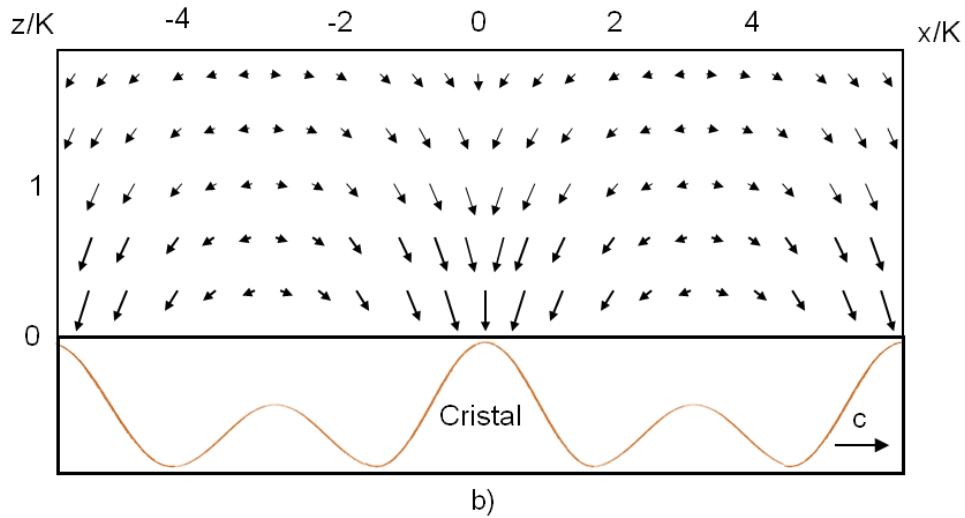


Figura 2.10 Fuerza dielectroforética como función de las coordenadas espaciales x y z bajo el efecto fotovoltaico. a) Campo eléctrico con patrón sinusoidal en el interior del cristal. b) Campo eléctrico con patrón no sinusoidal. Imagen tomada de referencia [19].

2.3.2 LiNbO₃

El material con la constante fotovoltaica más grande que existe ($p_{PV} = 3.0 \times 10^{-9} \text{ A cm W}^{-1}$ [30]) es el LiNbO₃ cuando es dopado con impurezas de hierro (LiNbO₃:Fe) así que presenta una alta tendencia al efecto fotovoltaico por lo que se considera muy buena opción para trabajos con propósitos científicos y tecnológicos.

El LiNbO₃ es un cristal birrefringente tetragonal perteneciente al grupo de simetría 3m, que en corte c tiene índices de refracción ordinario (n_o) y extraordinario (n_e) en $n_x = n_o$, $n_y = n_o$ y $n_z = n_e$, donde $n_o = 2.29$ y $n_e = 2.20$ [31]. Cuando se le aplica un campo eléctrico al LiNbO₃, sus índices de refracción cambian, dependiendo de la orientación del cristal.

Para un campo de carga espacial que está alineado a lo largo del eje óptico del material se obtiene

$$\Delta n_{o,e} = -\frac{1}{2} n_{o,e}^3 r_{13,33} E_{sc}, \quad (2.39)$$

donde $r_{13,33}$ es el coeficiente electroóptico [32]. Los parámetros del LiNbO_3 son $N_A^- = 4 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$, $\gamma_R = 5 \times 10^{-14} \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$, $\mu = 8 \times 10^{-5} \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}$, $\epsilon_M = 29\epsilon_0$ [18].

El $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ permite la generación de campos eléctricos muy grandes, utilizando bajos niveles de iluminación [19]. Una fotografía del cristal LiNbO_3 dopado 0.05% de Fe, con dimensiones de $3 \times 6 \times 4.5 \text{ mm}^3$, utilizado para los experimentos de esta tesis se muestra en la Figura 2.11 y su estructura cristalina en la Figura 2.12.

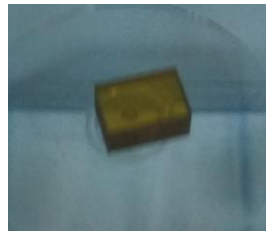


Figura 2.11 Cristal de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$. Este cristal es el que se utilizó en los experimentos de esta tesis.

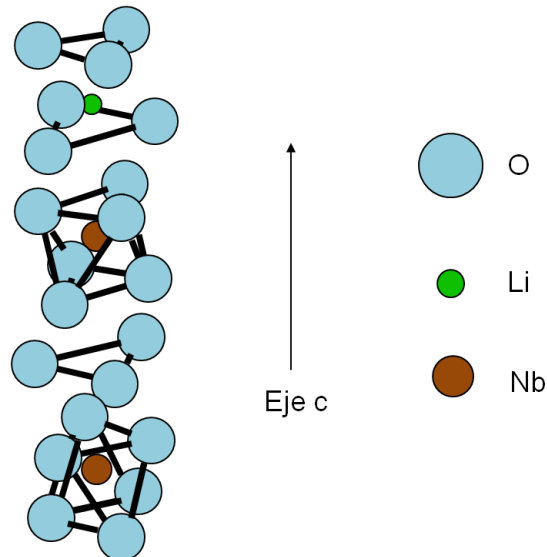


Figura 2.12 Esquema de la estructura cristalina del Niobato de Litio.

2.3.3 Pinzas Fotovoltaicas

Las pinzas fotovoltaicas son una técnica de captura y manipulación de partículas en la que se presenta el efecto fotovoltaico y se pueden aplicar a partículas que se encuentren muy cerca de la superficie del cristal, en el orden de micras [19]. En el LiNbO_3 dopado con hierro (Fe) operan a longitudes de onda desde 400 hasta 650 nm, que es cuando mejor absorbe este tipo de cristal y por lo tanto el tiempo de generación del campo eléctrico es menor. Cuando se utiliza una intensidad moderada ($<1 \text{ W cm}^{-2}$) la fuerza fotovoltaica es mayor que la óptica, que depende del periodo de la rejilla y de los parámetros del cristal fotorrefractivo. El campo de carga espacial generado por efecto fotovoltaico puede existir desde segundos hasta meses dependiendo de los parámetros del cristal y del tipo de impurezas.

Existen experimentos ya reportados en la literatura sobre captura de micropartículas se presentan a continuación. Xinzheng Zhang, et al. [16], manipularon partículas inmersas en aceite de silicio. En sus experimentos utilizaron dos cristales de LiNbO_3 dopados con hierro, uno al 0.025% (muestra 1) y otro al 0.05% (muestra 2), y un láser con una longitud de onda de 488 nm para obtener una iluminación no homogénea y generar patrones de interferencia sobre la superficie del cristal. Usando partículas de plata (sin carga) de 50 nm y un patrón de interferencia con un periodo espacial de 540 μm sobre la muestra 1, consiguieron obtener dos líneas adyacentes con distancias en promedio de 270 μm , la mitad del periodo de la rejilla no uniforme. Utilizando las mismas partículas de plata sobre la muestra 2 con un periodo espacial de 600 μm , obtuvieron dos líneas de partículas en el periodo del patrón de luz. Encontraron que las partículas se concentraron en las zonas con gran campo eléctrico debido a que la fuerza de dielectroforesis es mayor en esa región. La Figura 2.13 muestra los resultados obtenidos donde se logran apreciar las líneas que forman las partículas.

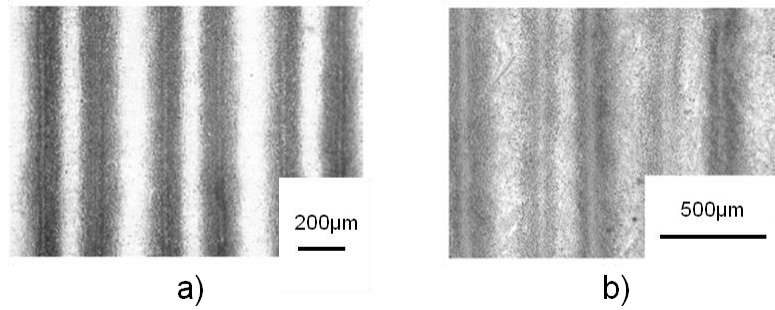


Figura 2.13 Se muestra la distribución de a) partículas de plata sobre la muestra 1, y b) partículas de plata sobre la muestra 2.

Otros experimentos fueron realizados por H. A. Eggert et al. [29], quienes atraparon partículas en la superficie de un LiNbO_3 dopado 0.05% con hierro. Crearon una rejilla con patrones de interferencia de $\Lambda=220 \mu\text{m}$, donde alcanzaron un campo de carga espacial de 19 kV cm^{-1} . En uno de sus experimentos usaron partículas de tiza de $10\text{-}20 \mu\text{m}$ en el aire, las cuales se alinearon con un periodo $\Lambda=110 \mu\text{m}$, que coincidió con la mitad del periodo de la rejilla formada. En otro de los experimentos usaron partículas de carburo de silicio de 100 nm inmersas en aceite de parafina y también se alinearon a la mitad del periodo de la rejilla. En todos los experimentos las partículas se alinearon en las regiones con grandes gradientes de campos y tuvieron una separación aproximadamente a la mitad de la duración del periodo de la rejilla, como se muestra en la Figura 2.14.

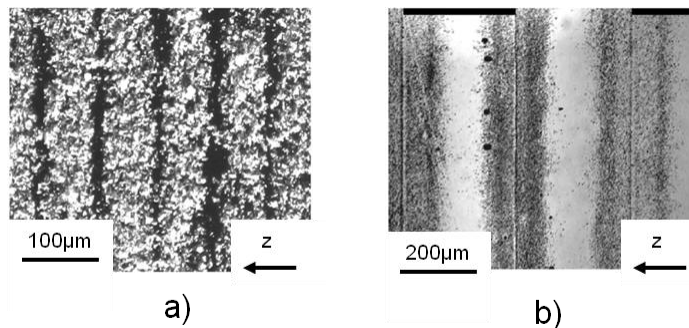


Figura 2.14 Rejilla con $\Lambda=220 \mu\text{m}$. a) Partículas de tiza de $10\text{-}20 \mu\text{m}$ en el aire. b) Partículas de carburo de silicio de 100 nm inmersas en aceite de parafina

3. DESARROLLO EXPERIMENTAL

3.1 MICROESFERAS DE ÓXIDO DE SILICIO

La siguiente información fue tomada de la Ficha Técnica [33] y de la Hoja de Datos de Seguridad [34] para microesferas de óxido de silicio, también conocido como sílice de Polysciences, Inc. Se utilizaron micropartículas de sílice de $1.0 \pm 0.05 \mu\text{m}$ de diámetro con una composición de 10% sílice y 90% agua (Figura 3.1).

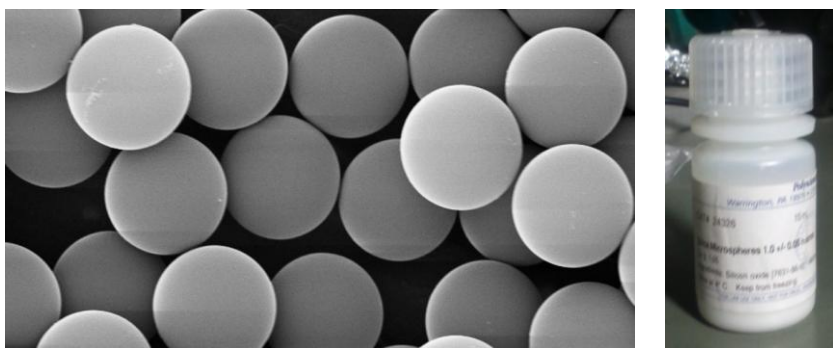


Figura 3.1 Microesferas de sílice. Izquierda: Imagen obtenida con un microscopio electrónico de barrido de Polysciences, Inc. Derecha: Fotografía del contenedor de partículas de óxido de silicio de 15 ml

<i>Características.</i>	Composición: SiO_2 , no porosa
	Índice de refracción: $\sim 1.43-1.46$ (589 nm)
	Densidad de 2.0 g/cm^3
	Constante dieléctrica de 3.8.
<i>Ventajas.</i>	Densidad e índice de refracción únicos
	Baja autofluorescencia
	Facilidad de manejo

3.2 ARREGLO EXPERITAL

Se montaron dos arreglos experimentales diferentes para atrapar partículas de sílice de 1.0 μm : en uno, directamente con un haz gaussiano enfocado y en otro con franjas de interferencia. Se utilizó un láser de 532 nm, pues el LiNbO_3 absorbe mejor la luz verde por lo que el tiempo de generación del campo eléctrico sería menor.

3.2.1 Arreglo con un Haz Gaussiano Enfocado

Con un haz del láser incidiendo directamente sobre el cristal fotorrefractivo la manipulación de partículas es posible [29]. El primer arreglo consistió de la siguiente manera: el haz del láser fue colimado con un objetivo de microscopio 5X y una lente con distancia focal de 10 cm. Para controlar la potencia del haz se colocó un atenuador variable justo a la salida del láser. Se colocaron dos espejos planos a 45° , como se aprecia en la Figura 3.2, para mandar el haz a una posición más alta. En principio, estos dos espejos se podrían omitir poniendo unas bases más altas para subir la primer parte del arreglo pero a su vez, lo haría muy inestable. Después de pasar por los dos espejos, el haz pasó por un espejo dicróico 50/50 y la luz reflejada se envió a la entrada de un objetivo de microscopio 60X, que dejaba pasar el 75% de la luz que recibía. A la salida del objetivo se colocó la muestra: encima de un portaobjetos el cristal de $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ y en su superficie las partículas inmersas en agua, para enfocar el haz sobre la superficie del cristal y hacer la captura. Por debajo de la muestra se colocó una lámpara de LED's blanca para iluminar el cristal y poder visualizar todo a través de una cámara CCD. La luz del LED evita calentar la muestra y por lo tanto, minimiza la evaporación del agua.

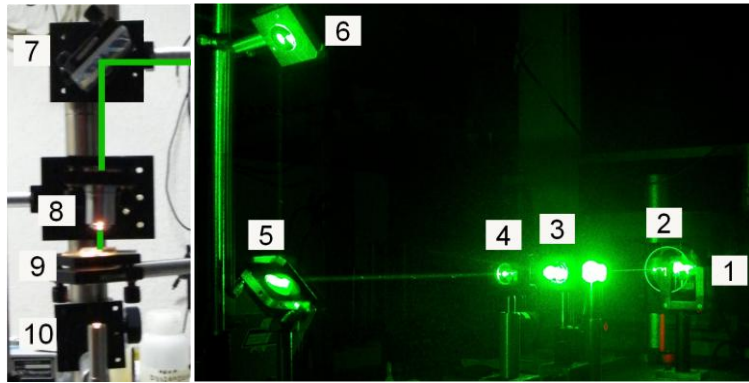


Figura 3.2 Fotografías del arreglo experimental. 1. Salida del Láser, 2. Atenuador, 3. Objeto de Microscopio 5X, 4. Lente, 5. Espejo plano y 6 Espejo plano, 7. Espejo dicroico, 8. Objeto de microscopio 60X, 9. Partículas inmersas en agua sobre la superficie del cristal LiNbO_3 y 10. Lámpara de LED's blanca.

Cuando se quería realizar la captura de partículas, la cámara CCD se saturaba debido al reflejo en el objetivo, lo que dificultaba la visualización de las partículas, por lo que se colocó un filtro que bloqueara la luz verde en la entrada de la CCD. La Figura 3.3 muestra un esquema completo del arreglo utilizado para la captura de las partículas de $1 \mu\text{m}$. El esquema muestra un acercamiento del cristal con la gota de partículas sobre su superficie.

Para determinar el tamaño del haz enfocado que llegaría a la superficie del cristal se tomó una fotografía a la superficie del cristal con el haz incidiendo y se calculó que medía alrededor de $10 \mu\text{m}$ tomando en base el tamaño de las partículas. Para asegurar el orden de magnitud del haz enfocado se utilizó un microagujero (o pinhole) de $10 \mu\text{m}$, para medir la cintura del haz. Los datos obtenidos se graficaron en Origin, donde se hizo un ajuste gaussiano y se encontró que la cintura del haz debe medir alrededor de 0.6 mm . Conociendo la cintura del haz, $2\omega_0$ y los parámetros de los objetivos de microscopio, f_1 para el 5x y f_3 para el 60x, y la lente f_2 , como se muestra en la Figura 3.4, se calculó el tamaño del haz a la salida de la lente, tomando el sistema del objetivo de 5x a la lente, como un expansor de haz de Kepler, por lo que

$$\omega'_0 = \frac{f_2}{f_1} \omega_0 = \frac{100 \text{ mm}}{25.4 \text{ mm}} (0.3 \text{ mm}) = 1.18 \text{ mm}.$$

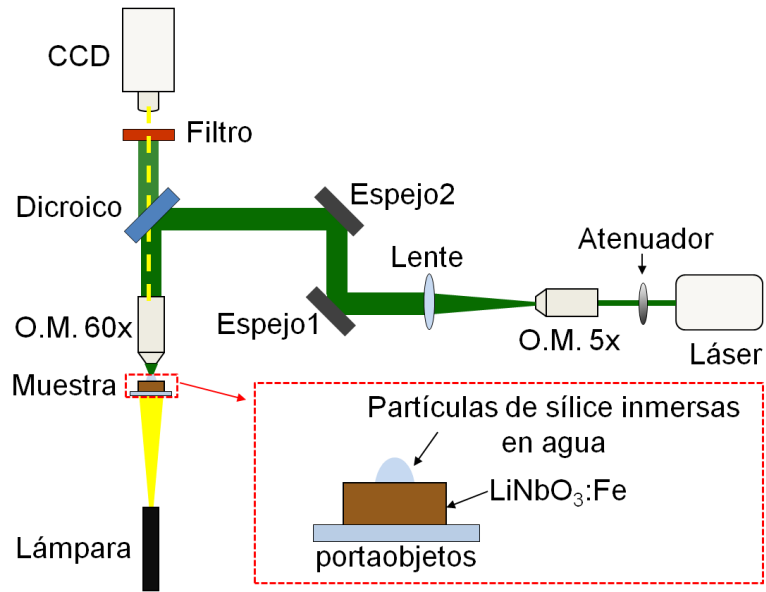


Figura 3.3 Esquema del primer arreglo experimental, donde O. M. se refiere a objetivo de microscopio.

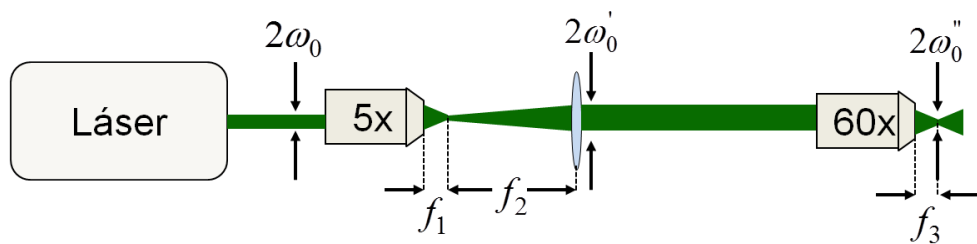


Figura 3.4 Sistema de lentes para colimar y enfocar un haz gaussiano.

Después, se utilizó la ecuación para encontrar el tamaño del haz enfocado a la salida de una lente [35], la cual no es válida para distancias focales tan pequeñas como la del objetivo de 60x, pero en este caso solo se quiere encontrar el orden de magnitud y se encontró que,

$$\omega''_0 = \frac{\lambda f_3}{\pi \omega'_0} = \frac{(0.532 \mu\text{m})(3.09 \text{ mm})}{\pi(1.18 \text{ mm})} = 0.44 \mu\text{m},$$

que está en el orden de micras. Otra forma de llegar a saber el orden de magnitud es dividiendo el tamaño del haz a la entrada del objetivo por la magnificación, es decir,

$$\omega_0'' = \frac{1.18 \text{ mm}}{60} = 0.019 \text{ mm} = 19 \mu\text{m}$$

que coincide con lo obtenido en la fotografía y en la ecuación para un haz enfocado.

3.2.2 Arreglo con Patrones de Franjas de Interferencia

El segundo arreglo con el que se trabajó sólo tuvo un par de modificaciones en la primer parte del arreglo experimental, pues en esta ocasión se requería la generación de patrones de interferencia. De la Figura 3.5, las componentes 3 y 4, que son el objetivo de microscopio 5X y la lente con distancia focal de 10 cm, son las que se cambiaron por un cubo divisor de haz 50/50 y tres espejos más. En esta ocasión no se requería colimar el haz, sino separar el haz de salida del láser en dos haces para hacer interferencia, por esa razón se utilizó el divisor de haz. Uno de los haces, el reflejado, fue a dar a un espejo E_1 que dirigió al espejo 5 de la Figura 3.5, mientras que el transmitido fue a dar al espejo E_2 para luego mandar al haz al espejo E_3 ya que se quería tener el menor ángulo θ posible de interferencia, que en este caso fue de alrededor de 4° . Con este ángulo se pudo obtener un periodo espacial sobre el cristal de $4 \mu\text{m}$.

Una vez que se tuvieron listos los arreglos experimentales se dispuso a hacer mediciones del tiempo y potencia de captura, y se hicieron captura de los videos correspondientes. Hay que recordar que se utilizó el atenuador para variar la potencia del láser y todas las mediciones fueron realizadas a la entrada del objetivo de microscopio, con un medidor de potencias, para después determinar cuánta potencia le incidió al cristal. Para el arreglo con el

haz enfocando sobre la superficie del cristal, se consideró como tiempo de captura cuando las partículas formaron un círculo completo y para el arreglo utilizando franjas de interferencia, se consideró como tiempo de captura cuando las partículas formaban ya líneas bien definidas.

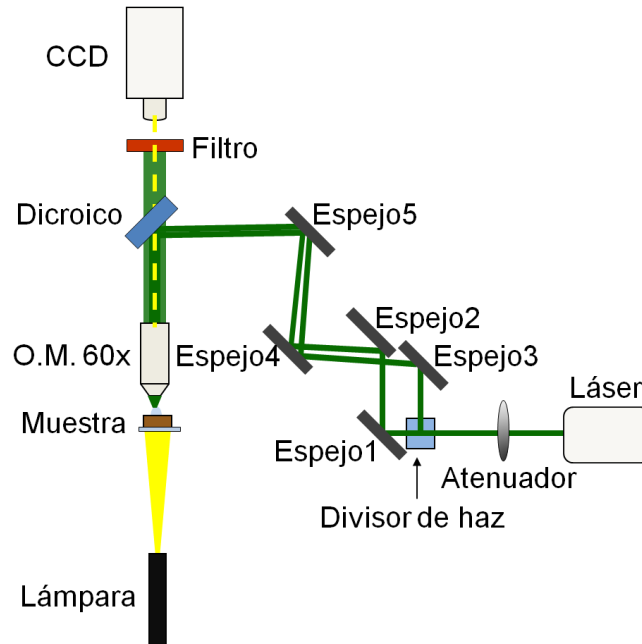


Figura 3.5 Esquema del segundo arreglo experimental. Se crearon los patrones de interferencia sobre la superficie del cristal fotorrefractivo.

Para comprobar que la captura de las micropartículas se da por el cristal fotorrefractivo y no por el láser, se hizo un previo experimento colocando las partículas inmersas en agua sobre un portaobjetos. Al incidir el láser sobre la superficie del portaobjetos las partículas no atraparon aun después de varios minutos de iluminación.

4. RESULTADOS

4.1 CAPTURA CON UN HAZ GAUSSIANO ENFOCADO

4.1.1 Campo Evanescente y Fuerza de Dielectroforesis

Las ecuaciones para encontrar las componentes del campo evanescente paralela y perpendicular a la superficie del material fotorrefractivo, (ecuaciones 2.33-2.34), son válidas cuando se trata de distribuciones sinusoidales del patrón de interferencia pero en este caso, aunque se utilizó un haz gaussiano para iluminar el cristal, se pueden tomar como válidas considerando que el haz gaussiano es una porción del periodo de la distribución cosenoidal ya que las funciones que las describen son semejantes bajo este criterio, como se observa en la Figura 4.1.

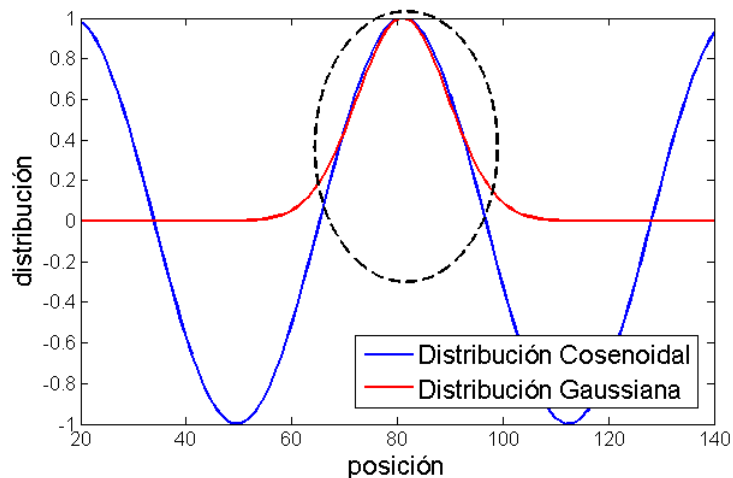


Figura 4.1 Comparación de una distribución cosenoidal con una gaussiana.

Conociendo el campo evanescente, se pudo calcular la fuerza de dielectroforesis, usando la ecuación (2.11). En la Figura 4.2 se muestran las gráficas, realizadas en MatLab, de las componentes paralela y perpendicular a la superficie del cristal del campo evanescente y fuerza de dielectroforesis.

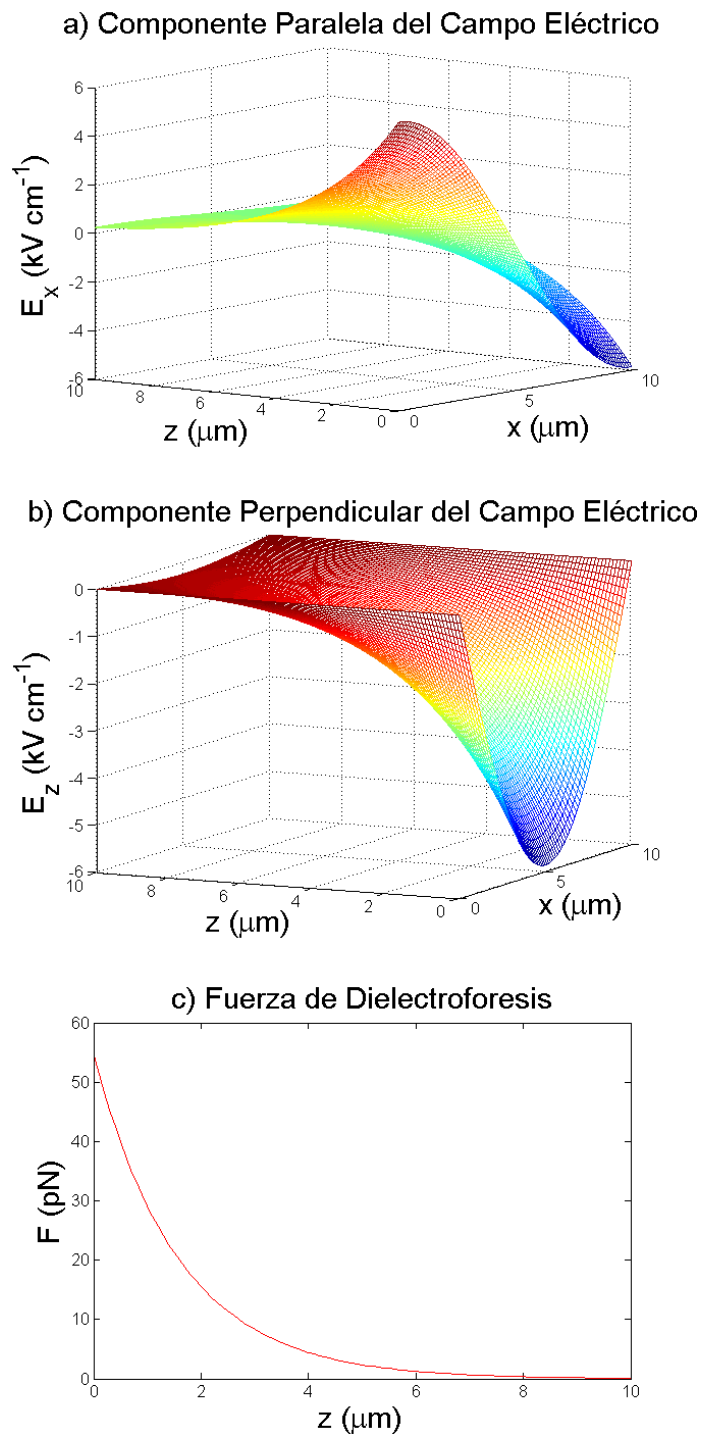


Figura 4.2 Componentes paralela y perpendicular del campo evanescente y fuerza de dielectroforesis.

En las gráficas de la Figura 4.2 se observa que, en a) y b) el eje z el campo decae exponencialmente y para x , en b) es más claro el comportamiento gaussiano (sinusoidal/cosenoidal bajo las condiciones explicadas anteriormente). c) La fuerza de dielectroforesis fue positiva porque la constante dieléctrica de las partículas es menor a la constante dieléctrica del agua ($\epsilon_p < \epsilon_m$) y la divergencia del campo eléctrico es negativa, por lo que se lograría la captura de partículas sobre la superficie del cristal ($z > 0$), pero conforme se alejan de dicha superficie la fuerza de captura va desapareciendo.

Los valores obtenidos para el campo eléctrico y la fuerza de dielectroforesis son comparables con lo reportado en la literatura, pues en general para el LiNbO_3 , el campo eléctrico es del orden de kV cm^{-1} [17] [29] y la fuerza del orden pN [16][17].

4.1.2 Captura de Micropartículas

Se lograron atrapar partículas con un haz enfocado de aproximadamente 10 micras a la salida del objetivo de microscopio 60X, utilizando potencias de 52, 51, 48, 39 y 31 mW. La Figura 4.3 presenta las fotografías de la captura para una potencia de 51 mW.

Se observa en los primeros minutos cómo las partículas van formando una circunferencia y después forman un círculo. Esto se debe al gradiente de intensidad generado por el campo evanescente sobre la superficie del cristal, por esta razón, en los primeros minutos en los que el cristal se mantuvo en exposición al láser, las partículas se fueron acumulando alrededor del haz enfocado (entre la zona brillante y la zona oscura), y como se seguían jalando partículas que estaban en el agua hacia la zona iluminada, entonces se comenzaron a acumular en todo el haz.

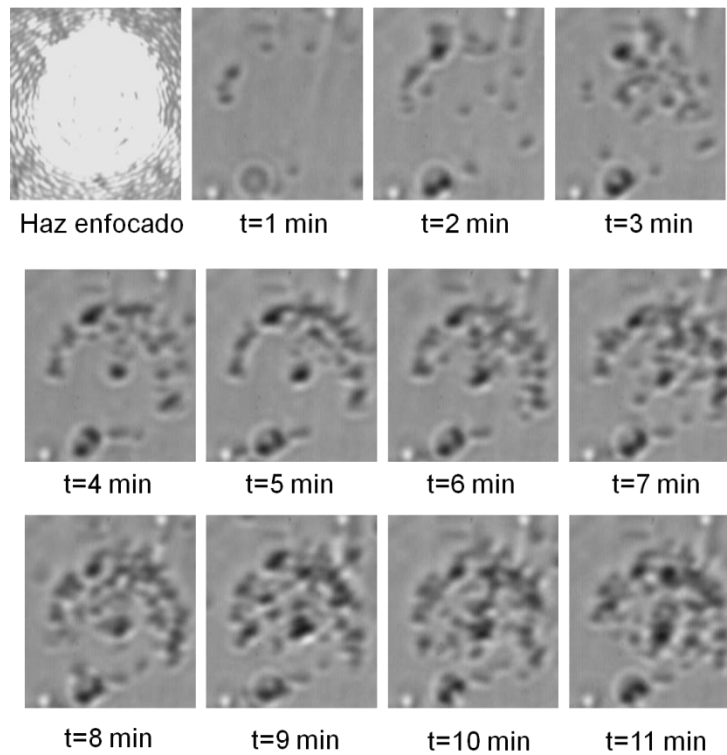


Figura 4.3 Evolución de la captura de partículas. La primera foto corresponde al haz enfocado de 10 μm sobre la superficie del cristal y las demás a la superficie del cristal expuesta al láser para una potencia de 51 mW.

La razón por la que se comenzó a atrapar primero de un lado es por el efecto fotovoltaico, recordando que los electrones se mueven en una dirección preferencial, por lo que el campo eléctrico generado hace que se atrapen las partículas primero en dirección del eje c del cristal.

4.1.3 Potencia vs Tiempo

La relación de la potencia del haz a la salida del objetivo de microscopio 60X, con el tiempo de captura de las partículas está graficada en la Figura 4.4, que como se observa es casi lineal con pendiente negativa. Lo anterior significa que entre más potencia se haga incidir sobre la superficie

del cristal el campo de carga espacial es más grande, y por lo tanto en este rango limitado de potencias, el tiempo de respuesta decrece linealmente.

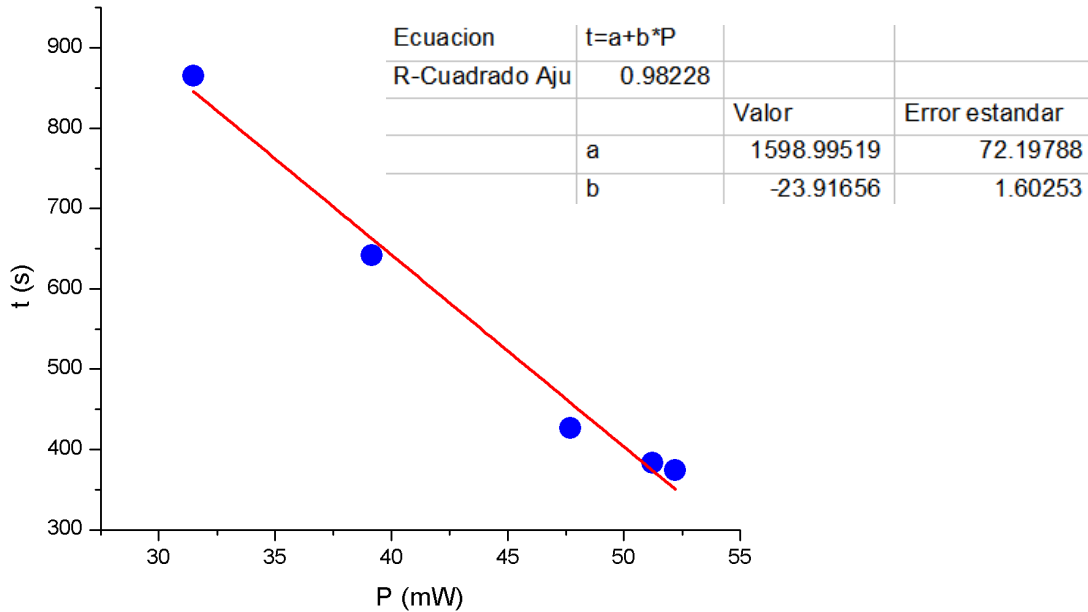


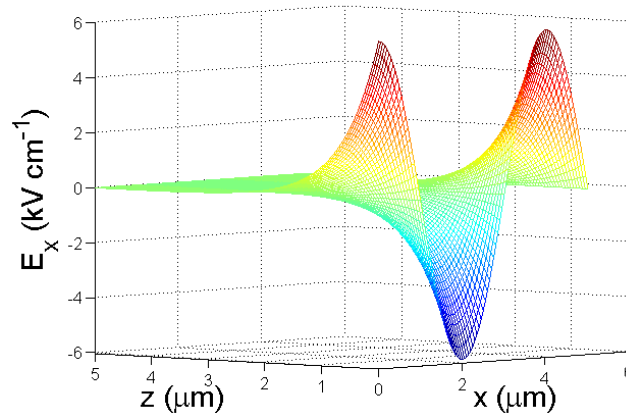
Figura 4.4 Potencia de incidencia en relación al tiempo de captura de las partículas. Se muestra un ajuste lineal y la ecuación que la define.

4.2 Captura mediante Franjas de Interferencia

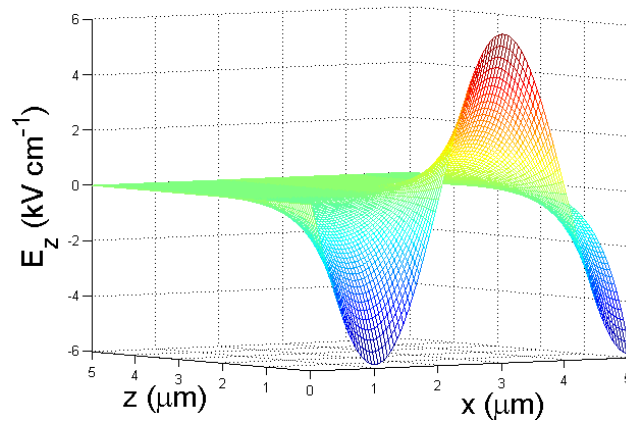
4.2.1 Campo Evanescente y Fuerza de Dielectroforesis

Se obtuvieron las gráficas de las componentes del campo evanescente fotorrefractivo, paralela y perpendicular, y la fuerza de dielectroforesis como se muestra en la Figura 4.5. Los parámetros utilizados fueron los mismos porque se utilizaron las mismas partículas inmersas en agua y el mismo cristal de niobato de litio pero en este caso el periodo espacial, Λ , fue de 4 μm por lo que los resultados obtenidos variaron respecto a los que se obtuvieron utilizando un haz enfocado sobre la superficie.

a) Componente Paralela del Campo Eléctrico



b) Componente Perpendicular del Campo Eléctrico



c) Fuerza de Dielectroforesis

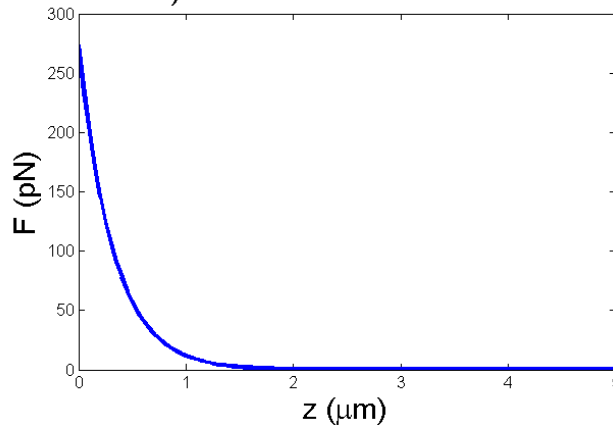


Figura 4.5 Componentes paralela y perpendicular del campo evanescente y fuerza de dielectroforesis.

Como se muestra en las gráficas de la Figura 4.5, a) y b) se obtuvo algo muy similar al experimento anterior, pero debido a que el periodo de la rejilla fue menor entonces es más apreciable ver el comportamiento sinusoidal, y c) la fuerza de dielectroforesis también es positiva pero decae más rápido por lo que la fuerza desaparece mucho más rápido utilizando este arreglo experimental. Los valores obtenidos también son del mismo orden para el campo eléctrico (kV cm^{-1}) y para la fuerza de dielectroforesis (μN).

4.2.2 Captura de Micropartículas

Se utilizaron potencias de 32, 29.5, 24, 22 y 11 mW para atrapar partículas. A continuación se muestran algunas fotografías de partículas atrapadas con 29.5 mW (Figura 4.6a) y 24 mW (Figura 4.6b), donde se logra apreciar que las partículas forman líneas sobre la superficie del cristal de la misma forma que los patrones de interferencia.

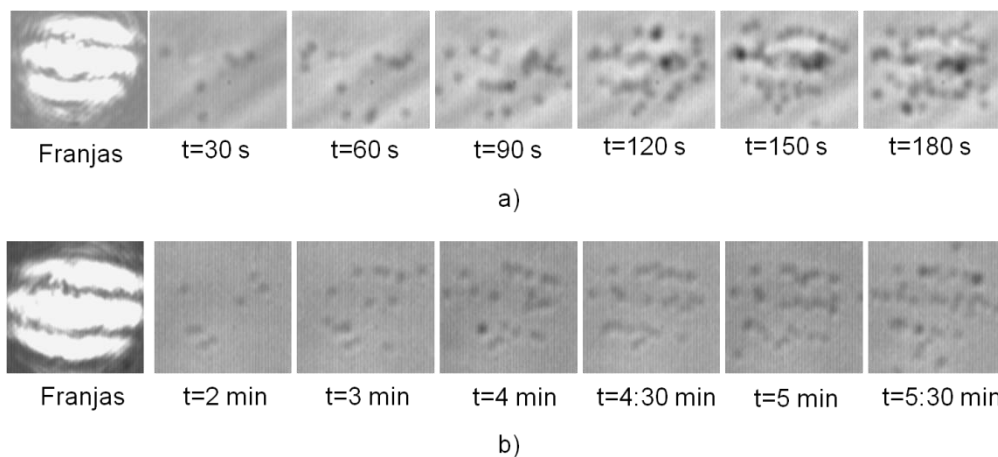


Figura 4.6 Patrón de franjas y captura de partículas. a) Potencia de 29.5 mW cada 30 segundos y b) Potencia de 24 mW.

En esta ocasión, no se lograba distinguir la zona en la que las partículas fueron atrapadas, es decir, a simple vista no se podía determinar si

se atraparon en las zonas brillantes, zonas oscuras de las franjas o en medio, por esta razón se hizo un programa en MatLab para obtener los perfiles de las franjas y de las partículas. Los pasos que se realizaron se muestran en la Figura 4.7 y fueron los siguientes:

1. Se introdujeron las fotografías de las franjas y las partículas en el programa de MatLab (Figura 4.7a).
2. Se hizo un cambio en los colores de la imagen para tener una mejor visualización de las zonas claras y oscuras. Con esto, se pudo determinar que renglón de la foto escoger para cada perfil (Figura 4.7b).
3. Se escogieron 3 renglones de cada perfil y se hizo un promedio para las franjas y un promedio para las partículas. Se graficaron los promedios (Figura 4.7c,d).
4. La gráfica que se obtuvo del patrón de franjas no fue sinusoidal debido a que en las fotografías se observaban mejor las regiones brillantes que las oscuras, por lo que se realizó un ajuste (Figura 4.7e).
5. La gráfica correspondiente a las partículas indica que en los picos hay ausencia de partículas. Como se quería tener en los picos la presencia de partículas se pasaron los datos a números binarios (los picos en 1 y las zonas bajas en 0, Figura 4.7f) y se invirtió la información.
6. Se graficaron las franjas con el ajuste y las partículas en binario en una sola figura, como se presenta en la Figura 4.7g.
7. Con esta última gráfica, se obtuvo la región en la cual las partículas fueron atrapadas por el patrón de franjas.

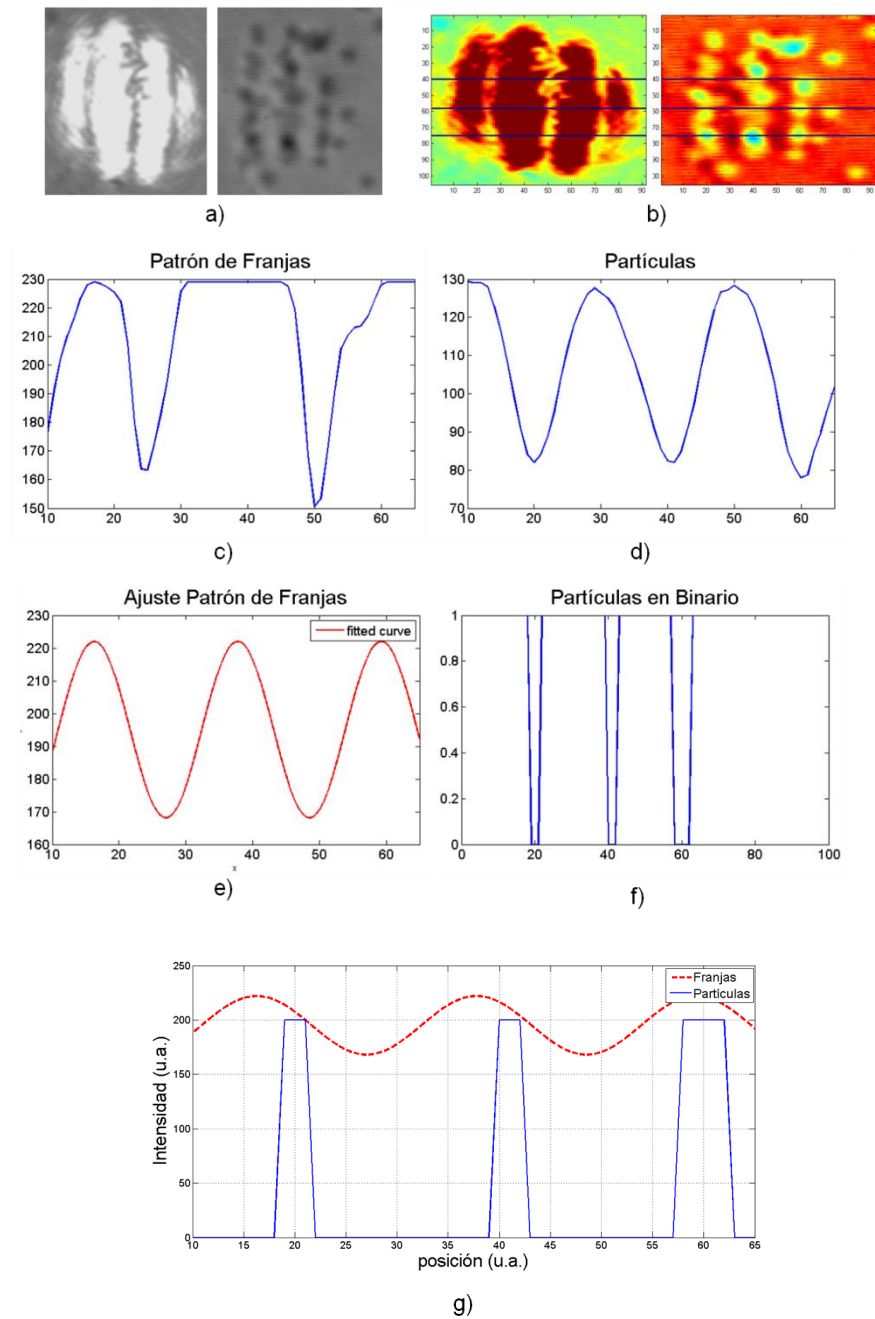
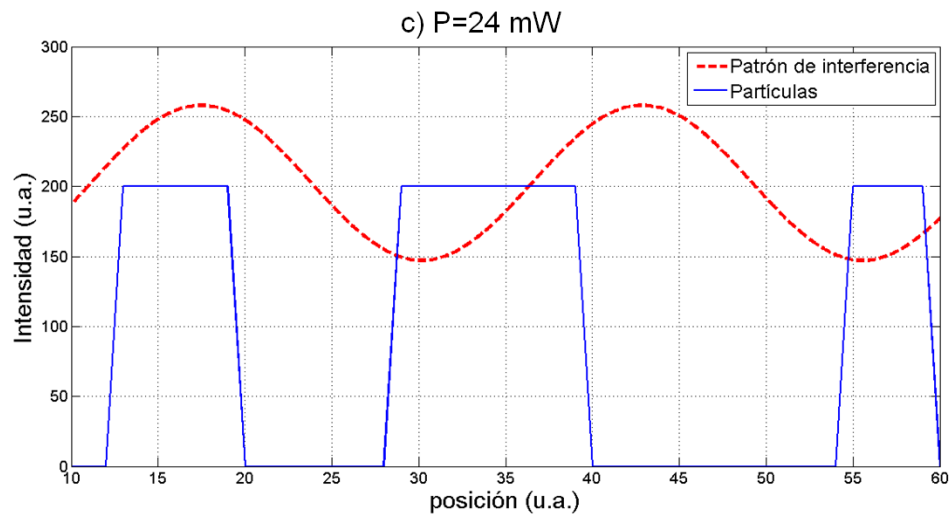
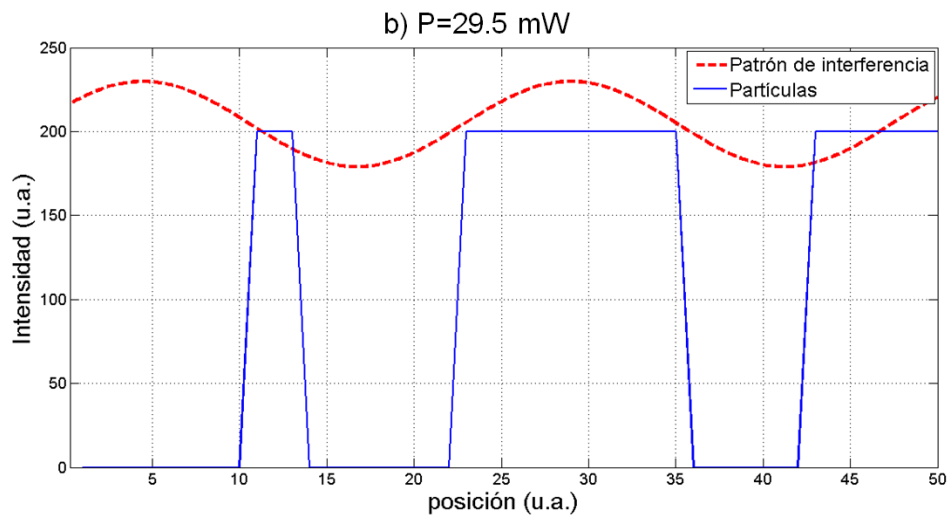
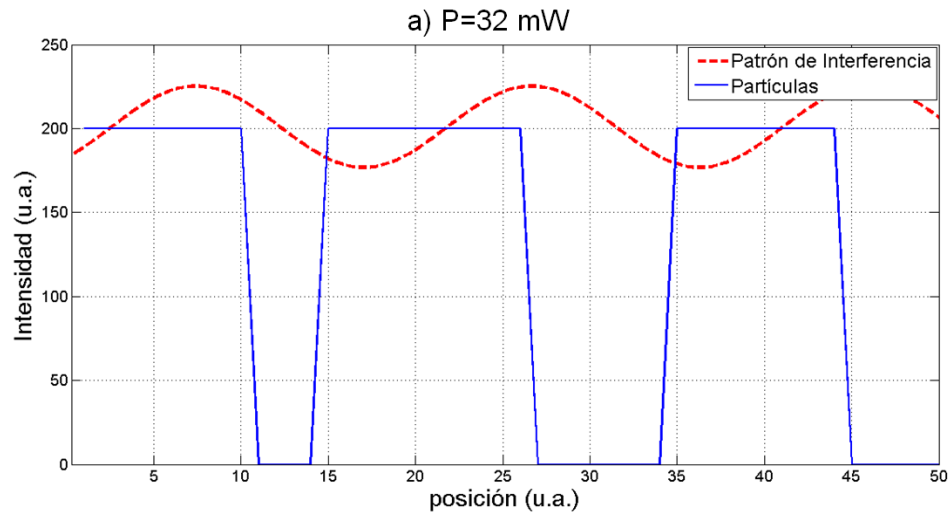


Figura 4.7 Pasos realizados para obtener las gráficas del patrón de franjas y partículas.

A continuación, en la Figura 4.8, se muestran las gráficas de la ubicación de las partículas atrapadas en relación al patrón de interferencia, respecto la posición del cristal de niobato de litio.



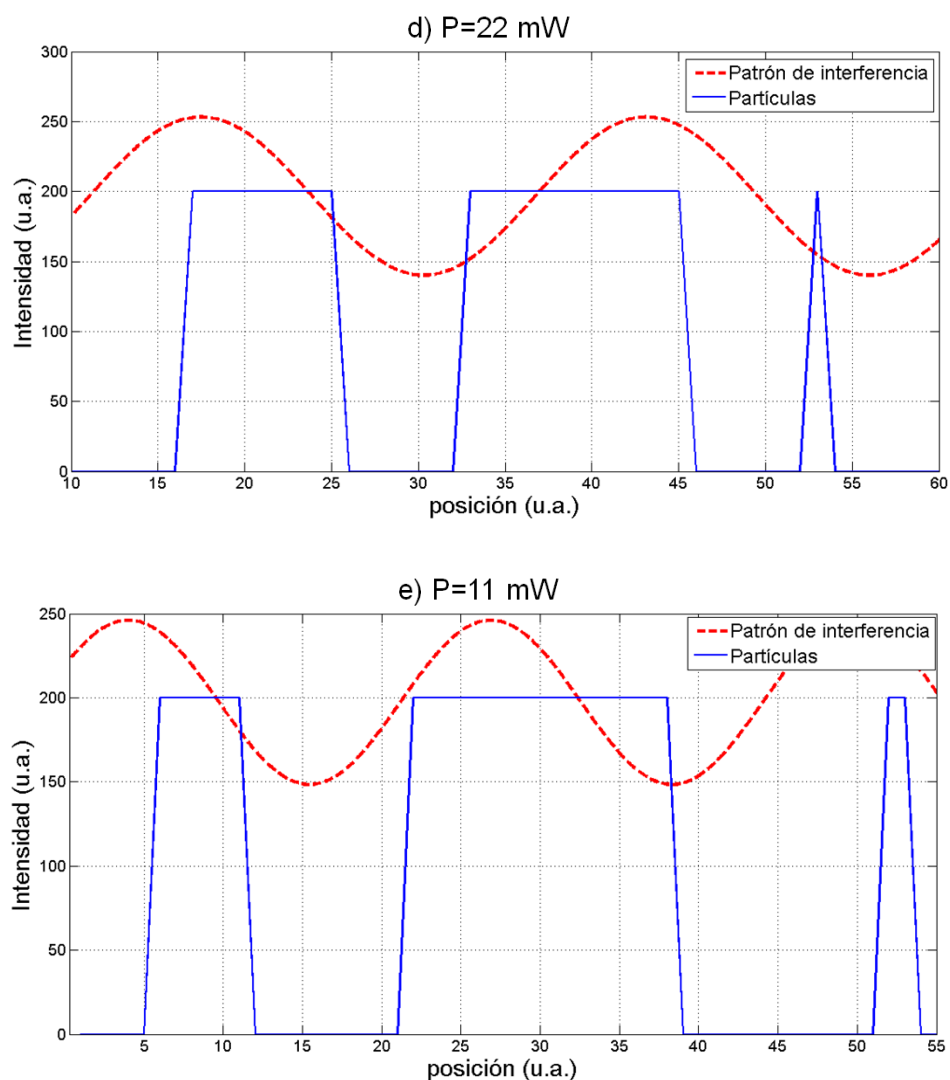


Figura 4.8 Gráficas obtenidas para cada potencia de captura de la posición de las partículas en relación al patrón de franjas de interferencia.

Las partículas se alinearon en las regiones con grandes gradientes de campo. Cuando se utilizaron potencias de 32, 24, 11 mW, las partículas formaron líneas separadas una distancia igual al periodo de la rejilla, localizadas en las zonas con mayor gradiente del campo eléctrico. Utilizando potencias de 29.5 y 22 mW las partículas se atraparon en las zonas con mayor gradiente de campo, separadas una distancia igual a la mitad del periodo de la rejilla, coincidiendo con los experimentos realizados por

Xinzheng Zhang, et al. [16] y H. A. Eggert et al. [29]. En general, la posición donde se atrapan las partículas está desplazada 90° respecto al patrón de interferencia porque el gradiente es más grande ahí, como lo indica la ecuación (2.11).

4.2.3 Potencia vs Tiempo

La gráfica de la potencia a la salida del objetivo en relación al tiempo de captura de las partículas se presenta en la Figura 4.9, donde también se obtuvo una gráfica lineal con pendiente negativa y también se le hizo un ajuste lineal.

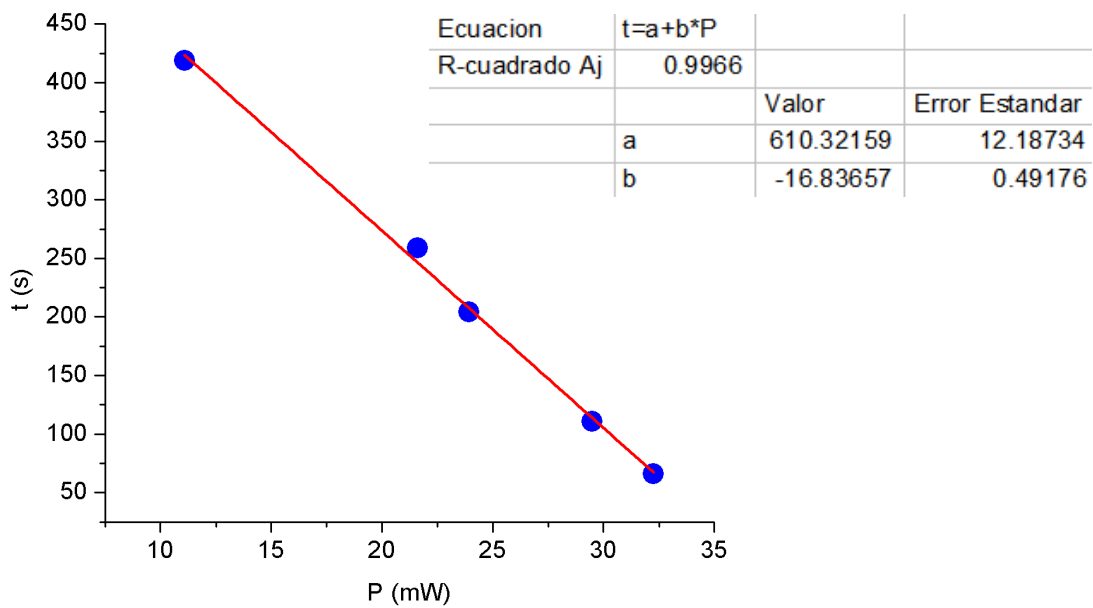


Figura 4.9 Potencia de incidencia en relación al tiempo de captura de las partículas.

Comparando estos resultados con los otros, se puede observar que el tiempo de captura es mucho menor que en el otro caso. Por ejemplo, de la Figura 4.4, se logró atrapar partículas con una potencia de 31.5 mW en 14 minutos y 30 segundos, aproximadamente, mientras que de la Figura 4.9, con una potencia de 29.5 mW se atrapó al 1 minuto con 40 segundos.

5. CONCLUSIONES

La captura electrocinética puede atrapar y manipular un conjunto grande de partículas y se puede realizar selección de las mismas dependiendo de las constantes dieléctricas de las partículas y del medio en el que se encuentran. La captura electrocinética depende del campo eléctrico generado, en este caso por el $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$, que a su vez depende de la modulación de las franjas de interferencia, por tal motivo, este tipo de captura no requiere de gran intensidad láser, ya que de la modulación de las franjas, se puede obtener el mismo valor con intensidades grandes que con intensidades pequeñas.

Se han realizado muy pocos experimentos en esta área y en esta tesis se demostró que los gradientes de intensidad generados por un campo evanescente pueden atrapar micropartículas de óxido de silicio inmersas en agua sobre la superficie de un cristal $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ utilizando iluminación con una longitud de onda de 532 nm. Lo novedoso en estos experimentos es que se trabajó con partículas inmersas en agua, en particular con agua desionizada. Se evita trabajar con agua porque puede ocasionar corto circuito debido a los grandes campos eléctricos que se generan en el cristal fotorrefractivo pero para aplicaciones biológicas o médicas sobre captura y/o manipulación de microorganismos, células, entre otros, se requerirá que estas estén sumergidas en agua y no en aceite o en el aire.

El comportamiento del campo evanescente y de la fuerza de dielectroforesis en los dos experimentos fue muy similar, porque los parámetros que intervenían fueron los mismos a excepción del periodo espacial de la rejilla. El campo eléctrico en el eje x del cristal, presenta un comportamiento sinusoidal/gaussiano, según el caso, mientras que en el eje z decae exponencialmente, que aunque dentro del cristal el campo eléctrico es constante, al alejarse de la superficie del cristal el campo va

desapareciendo. La fuerza de dielectroforesis fue positiva para ambos experimentos por lo que se logró atrapar partículas. Se encontró que con el segundo experimento se puede obtener una fuerza de captura mucho mayor que en el primero, por lo que se logran atrapar más partículas pero sólo las que se encuentren muy cerca de la superficie del cristal, pues de las gráficas se observa que la distancia de captura es menor en el segundo caso.

Las partículas quedan atrapadas en las zonas donde hay mayores gradientes de intensidad. En el primer experimento las partículas se fueron atrapando alrededor del haz enfocado hasta formar un círculo relleno de partículas. En el segundo experimento se hizo un análisis más profundo sobre la posición en la que las partículas fueron atrapadas respecto a la posición de las franjas y se encontró que la posición de las partículas está desplazada 90° respecto al patrón de interferencia porque en ese lugar es más grande el gradiente del campo. La relación de la potencia utilizada con el tiempo de captura de las partículas fue aproximadamente lineal con pendiente negativa, por lo que al incidir menor potencia sobre el cristal el tiempo en que las partículas se van atrapando es mayor que al hacer incidir mayor potencia. Con el segundo experimento se obtuvo una captura más rápida, que coincide con lo mencionado para fuerza de dielectroforesis.

Como trabajo a futuro se pretende manejar otro tipo de partículas, es decir, de diferentes materiales como por ejemplo partículas metálicas, y con otros diámetros, y que estén inmersas en diferentes medios como algún tipo de aceite o inclusive en el aire, dependiendo de la aplicación requerida. Se intentará utilizar otros materiales con un tiempo de respuesta menor a la del $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$, como el BSO que es de milisegundos, para realizar una captura y manipulación dinámica. También se tratará de utilizar materiales que no sean en especial fotorrefractivos, como pueden ser materiales orgánicos, etc.

APÉNDICES

A. FUERZA DE DIELECTROFORESIS

Se presenta el programa para calcular la componente paralela y la componente perpendicular del campo evanescente y obtener sus gráficas respecto a los ejes x y z . Con esto, se pudo obtener la fuerza de dielectroforesis y también su respectiva gráfica.

%Fuerza de dielectroforesis

```
R=0.5E-6; %radio de la particula
e0=8.8541878E-12; %permitividad en el vacio
eM=29*e0; %constante dielectrica del material
K=2*pi/4E-6; %vector de onda
em=78.5*e0; %constante dielectrica del medio
ep=3.8*e0; %constante dielectrica de la particula
alpha=(ep-em)/(ep+2*em); %factor Clausius-Mossotti
m=1; %modulacion
EPV=1E6; %campo fotovoltaico
Esc=m*EPV; %campo de carga espacial
EB=(eM*Esc)/(eM-em); %campo de volumen
%Definir x y z
N=101; %Numero de Elementos
x=linspace(0,10,N); %Eje x
x=x.*(1E-6);
```

```

z=linspace(0,10,N);           %Eje z
z=z.*(1E-6);
[X,Z]=meshgrid(x,z);

%Componentes paralela y perpendicular del campo evanescente
Ex=-EB*exp(-K*Z).*cos(K*X);  %Componente paralela
Ez=EB*exp(-K*Z).*sin(K*X);  %Componente perpendicular

divE2=-2*K*EB^2*exp(-2*K*Z); %Divergencia del campo evanescente
F=2*pi*R^3*em*alpha*divE2;  %Fuerza de dielectroforesis

%Creacion de las Figuras
figure(1)
mesh(X/1E-6,Z/1E-6,Ex/1E5)
title('Componente Paralela del Campo Eléctrico')
xlabel('x (\mum)')
ylabel('z (\mum)')
zlabel('E_x (kV cm^{-1})')
grid on

figure(2)
mesh(X/1E-6,Z/1E-6,Ez/1E5)
title('Componente Perpendicular del Campo Eléctrico')
xlabel('x (\mum)')

```

```

        ylabel('z (\mum)')
        zlabel('E_z (kV cm^{-1})')
        grid on
    figure(3)
        plot(z/1E-6,F/1E-12)
        title('Fuerza de Dielectroforesis')
        xlabel('z (\mum)')
        ylabel('F (pN)')

```

B. CAMPO DE CARGA ESPACIAL

Para mostrar el comportamiento del Campo de Carga Espacial en estado estacionario de un cristal fotorrefractivo, en este caso el BSO, se hizo el siguiente programa.

%Campo de carga espacial en estado estacionario para el BSO

```

kB=1.3806504E-24;      %constante de boltzmann
e=1.602E-19;          %carga del electron
e0=8.8541878E-12;     %permitividad en el vacio
mu=3E-6;              %movilidad
gR=1.65E-17;          %constante de recombinacion
NA=1E22;              %densidad de aceptores ionizados
ND=1E25;              %densidad de aceptores
eS=56*e0;            %constante dielectrica
T=2.950E3;            %temperatura

```

```

s=1E20/(ND-NA);           %coeficiente de fotoionizacion
I0=1E4;                   %intensidad de entrada
n0=1E20*I0*gR*NA;        %densidad promedio de electrones
m=1;                      %modulacion
a=NA/ND;                  %constante para el campo de saturacion

```

```
%Parte 1. Definir K.
```

```

N=101;                    %Numero de Elementos
L=linspace(0,30,N);      %Periodo espacial
L=L.*(1E-6);
K=(2.*pi)./L;           %Vector de onda

```

```
%Parte 2. Evaluar constantes segun K
```

```

ED=(kB.*T.*K)./e;       %campo de difusion
Eq=(e*NA)*(1-a);
Eq=Eq./(eS.*K);         %campo de saturacion
EM=(gR*NA)./(mu*K);

```

```
%Parte 3. Calcular Esc
```

```

for E0=0:2E5:10E5;
    %Definir las constantes A, B y D para el Esc
    c=ED+(i*E0);
    D=c./EM;

```



```

D=1+D;
B=-E0+(i*ED);
B=B./D;
A=c./Eq;
A=(1+A)./D;

Esc=m*B./A; %Campo de carga espacial

```

%Parte 4. Crear las Figuras

```

figure(1)
    plot(L/1E-6,abs(Esc))    %Para el modulo de Esc
        xlabel('\Lambda (\mum)')
        ylabel('|E_{sc}| (V/m)')
        hold on

figure(2)
    plot(L/1E-6,imag(Esc))    %Para la parte imaginaria de Esc
        xlabel('\Lambda (\mum)')
        ylabel('Im(E_{sc}) (V/m)')
        hold on

end

```

C. ANÁLISIS DE LA CAPTURA CON FRANJAS

El programa con el que se analizaron las fotografías de las partículas y las franjas, para localizar el lugar donde se atrapan las partículas se presenta a continuación. Para las fotografías de las franjas, las zonas iluminadas

(píxeles blancos) son los picos en las gráficas, mientras que las fotografías de las partículas, al verse el fondo más claro que las partículas, los picos de las gráficas significan ausencia de partículas, por esa razón al final, antes de pasar a graficar, la gráfica de partículas se voltea.

%Parte 1. Se importan las imagenes con las que se trabajara

```
f=imread('Franjas.png');           %imagen de las franjas
```

```
p=imread('Particulas.png');        %imagen de las particulas
```

```
%256 niveles de gris
```

```
f1=rgb2gray(f);
```

```
p1=rgb2gray(p);
```

%Para poder hacer operaciones con la matriz

```
f1=double(f1);
```

```
p1=double(p1);
```

%Parte 2. Creando los perfiles de las franjas y particulas

```
perfilF1=f1(85,:);
```

```
perfilP1=p1(85,:);
```

```
perfilF2=f1(40,:);
```

```
perfilP2=p1(40,:);
```

```
perfilF3=f1(58,:);
```

```
perfilP3=p1(58,:);
```

%Parte 3. Se hacen unos cortes para ubicar el perfil

```
figure(1)
fq=f1;
fq(85,:)=0;
fq(40,:)=0;
fq(58,:)=0;
imagesc(fq)
```

```
figure(2)
pq=p1;
pq(85,:)=0;
pq(40,:)=0;
pq(58,:)=0;
imagesc(pq)
```

% Parte 4. Se sacan los promedios de los perfiles

```
F=perfilF1+perfilF2+perfilF3;
```

```
F=F/3; %Promedio de Franjas
```

```
P=perfilP1+perfilP2+perfilP3;
```

```
P=P/3; %Promedio de Particulas
```

```
figure(3)
```

```
plot(F)
```

```
figure(4)
```

```
plot(P)
```

```
%Parte 5. Filtro del Perfil Particulas
```

```
for i=1:1
    for j=1:111
        d=P(i,j);
        if d>100
            P(i,j)=1;    %Todos los puntos arriba del numero se hacen uno
        else
            P(i,j)=0;    %Todos los puntos abajo del numero se hacen cero
        end
    end
end
end
```

```
% Parte 6. Se obtienen las imagenes
```

```
figure(5)
%Se hace un ajuste al patron de franjas
f_ = clf;
figure(f_);
set(f_,'Units','Pixels','Position',[473 113 688 485]);
% Line handles and text for the legend.
leg_h_ = [];
leg_t_ = {};
% Limits of the x-axis.
xlim_ = [Inf -Inf];
```

```

% Axes for the plot.

ax_ = axes;

set(ax_,'Units','normalized','OuterPosition',[0 0 1 1]);

set(ax_,'Box','on');

axes(ax_);

hold on;

% --- Plot data that was originally in data set "F"

x_1 = (1:numel(F));

F = F(:);

% Nudge axis limits beyond data limits

if all(isfinite(xlim_))

    xlim_ = xlim_ + [-1 1] * 0.01 * diff(xlim_);

    set(ax_,'XLim',xlim_)

else

    set(ax_,'XLim',[0.28000000000000003, 73.71999999999999]);

end

% --- Create fit "fit 3"

ok_ = isfinite(x_1) & isfinite(F);

if ~all( ok_ )

    warning( 'GenerateMFile:IgnoringNansAndInfs',...

            'Ignoring NaNs and Infs in data.' );

end

st_ = [0 0 0 0.26179938779914941 ];

```

```

ft_ = fitype('fourier1');

% Fit this model using new data

cf_ = fit(x_1(ok_),F(ok_),ft_,'Startpoint',st_);

% Plot this fit

h_ = plot(cf_,'fit',0.95);

    title('Potencia de ')
        xlabel('posición (u.a.)')
        ylabel('Intensidad (u.a.)')
        grid on

hold on

%Las grafica de particulas se invierte pues solo interesa la zona donde
%hay particulas y lo demas se desprecia

ppp=not(P);

plot(ppp*200)      %Particulas

grid on

hold off

```

REFERENCIAS

- [1] A. Ashkin, "Trapping of atoms by resonance radiation pressure," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 40, pp. 729-732, 1978.
- [2] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, A. Cable, "Experimental observation of optically trapped atoms," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 57, pp. 314-317, 1986.
- [3] R. Huber, S. Burggraf, T. Mayer, S. M. Barns, P. Rossnagel, KO Stetter, "Isolation of a hyperthermophilic archaeum predicted by in situ RNA analysis," *Nature*, vol. 376, pp. 57-58, 1995.
- [4] A. Ashkin, *Optical trapping and manipulation of neutral particles using lasers*, Word Scientific, 2006.
- [5] M. P. Sheetz, *Methods in Cell Biology: Laser Tweezers in Cell Biology VOL. 55*, Academic Press, 1998.
- [6] L. H. J. E. B. A. C. S. Chu, "Three-Dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Pressure," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 55, pp. 48-51, 1985.
- [7] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, W. Ketterle, "Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, pp. 3969-3973, 1995.
- [8] C. A. Regal, M. Greiner, D. S. Jin, "Observation of Resonance Condensation of Fermionic Atom Pairs," *Phys. Rev. Lett.*, Vols. 92, 040403, no. 4, 2004.
- [9] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, "Internal cell manipulation using infrared laser traps (laser cell surgery/optical tweezers/viscoelasticity/mechanical properties/cytoplasmic streaming)," *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, vol. 86, pp. 7914-7918, 1989.
- [10] A. Ashkin, "History of Optical Trapping and Manipulation of Small-

- Neutral Particle, Atoms, and Molecules," *The National Academy of Sciences of the USA*, vol. 94, pp. 4853-4860, 1997.
- [11] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, "Optical Trapping and Manipulation of Viruses and Bacteria," *Publisher: American Association for the Advancement of Science*, vol. 235, no. 4795, pp. 1517-1520, 1987.
- [12] A. Ashkin, "Acceleration and trapping of particles by radiation pressure," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 24, pp. 156-159, 1970.
- [13] A. Ashkin, "Atomic-beam deflection by resonance-radiation pressure," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 25, pp. 1321-1324, 1970.
- [14] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, S. Chu, "Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles," *Opt. Lett.*, vol. 11, pp. 288-290, 1986.
- [15] A. Ashkin, "Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime," *Biophysical Journal*, vol. 61, no. 2, pp. 569-582, 1992.
- [16] X. Zhang, J. Wang, B. Tang, X. Tan, R. A. Rupp, L. Pan, Y. Kong, Q. Sun, J. Xu, "Optical trapping and manipulation of metallic micro/nanoparticles via photorefractive crystals," *Opt. Exp.*, vol. 17, no. 12, pp. 9981-9988, 2009.
- [17] M. Esseling, F. Holtmann, M. Woerdemann, C. Denz, "Two dimensional dielectrophoretic particle trapping in a hybrid crystal/PDMS system," *Opt. Exp.*, vol. 18, no. 16, pp. 17404-17411, 2010.
- [18] L. Solymar, D. J. Webb, A. Grunnet, *The Physics and Applications of Photorefractive Materials*, Clarendon Press, 1996.
- [19] J. Villarroel, H. Burgos, A. García-Cabañes, M. Carrascosa, A. Blázquez-Castro, F. Agulló-López, "Photovoltaic versus optical tweezers.," *Opt. Exp.*, vol. 19, no. 24, pp. 24320-24330, 2011.
- [20] H. A. Pohl, "The Motion and Precipitation of Suspensoids in Divergent

- Electric Fields," *J. Appl. Phys.*, vol. 22, no. 7, pp. 869-871, 1951.
- [21] T. B. Jones, *Electromechanics of Particles*, Cambridge University, 1995.
- [22] H. A. Pohl, "Some effects of nonuniform fields on dielectrics," *J. Appl. Phys.*, vol. 29, no. 8, pp. 1182-1188, 1958.
- [23] M. P. Hughes, *Nanoelectromechanics in Engineering and Biology*, CRC Press, 2002.
- [24] N. V. Kukhtarev, S. G. Odoulov, "Wave front convolution in 4-wave interaction in media with nonlocal nonlinearity," *Sov. Phys. JETP Lett.*, vol. 30, pp. 6-11, 1979.
- [25] N. V. Kukhtarev, S. G. Odoulov, "Wavefront conjugation via degenerate four-wave mixing in electro-optic crystals," *Proc. SPIE*, vol. 213, pp. 2-9, 1979.
- [26] N. V. Kukhratev, V. Markov, S. G. Odoulov, "Transient energy transfer during hologram formation in LiNbOs in external electric field.," *Opt. Commun*, vol. 23, pp. 338-343, 1977.
- [27] N. V. Kukhtarev, T. Kukhtareva, F. Okafor, "Optical trapping/ modification of nano-(micro)particles by gradient and photorefractive forces during laser illumination," *Proc. SPIE 7781, 778110*, 2010.
- [28] N. V. Kukhtarev, T. Kukhtareva, J. Wang, "Photoinduced electrokinetic redistribution of nano/microparticles during holographic grating recording in the ferroelectric crystal," *Proc. SPIE 8120,81200A*, 2011.
- [29] H. A. Eggert, F. Y. Kuhnert, K. Buse, J. R. Adleman, D. Psaltis, "Trapping of dielectric particles with light-induced space-charge fields," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, no. 24, pp. 241909-1, 2007.
- [30] A. M. Glass, D. von del Linde, T. J. Negran, "High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in LiNbO3.," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 25, p. 233, 1974.
- [31] Y. Kong, J. Xu, W. Zhang, G. Zhang, "The site occupation of protons in

lithium niobato crystals," *J. Physics and Chemistry of Solid*, vol. 61, no. 8, pp. 1331-1335, 2000.

- [32] P. Güenter, J. P. Huignard, *Photorefractive Materials and Their Applications 2*, Springer Series in Optical Sciences, 2007.
- [33] "Microesferas de Sílice. Ficha Técnica," [Online]. Available: <http://www.polysciences.com/SiteData/docs&TDS%20635/2850cb8731b12a39/TDS%20635.pdf>. [Accessed 18 mayo 2012].
- [34] "Microesferas de Sílice. Hoja de Datos de Seguridad del Material," [Online]. Available: <http://www.polysciences.com/SiteData/poly/uploads/24326.pdf>. [Accessed 18 mayo 2012].
- [35] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, *Fundamentals Of Photonics*, John Wiley & Sons Inc, 1991.