



# **Benemérita Universidad Autónoma de Puebla**

Facultad de Ciencias de la Electrónica

**Estudio de los efectos no lineales en plasmones de  
superficie para aplicaciones en láseres pulsados**

Tesis para obtener el título de:  
Licenciatura en Electrónica

Presenta:

Iván Rosas Torres

Asesores:

Dra. Luz del Carmen Gómez Pavón <sup>1</sup>

Dr. Plácido Zaca Morán <sup>2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias de la Electrónica

<sup>2</sup> Instituto de Ciencias

Noviembre de 2016

# Dedicatoria

A mis padres el Sr. Santiago Rosas Silva y Sra. Agustina Caridad Torres Reyes por darme las herramientas necesarias para concluir mi licenciatura y lograr que ésta tesis sea posible, por cada uno de sus consejos y su apoyo incondicional.

A mis hermanos Patricia y Jesús, que confiaron en mí y que me brindaron su apoyo y su cariño.

A mí cuñado Abraham y a mi sobrina que siempre están presentes para apoyarme.

A Tania del Carmen Rodríguez Flores la persona que hizo posible ésta tesis, por su confianza y motivación en los momentos más difíciles.

Al Dr. Plácido Zaca Morán por la confianza que depositó en mí para realizar ésta tesis, por el apoyo y paciencia que tuvo conmigo y por todos los conocimientos que me transmitió durante la tesis.

A los Dres. Luz del Carmen Gómez Pavón, Arnulfo Luis Ramos, Jesús Muñoz Pacheco y Gerardo Francisco Pérez Sánchez por tomarse el tiempo para revisar ésta tesis, y por cada una de sus observaciones realizadas.

Y a todas las personas que contribuyeron para la realización de ésta tesis.

# Índice

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>1</b>
1.1	Antecedentes	1
1.2	Plasmones de Superficie	9
1.3	Justificación	10
1.4	Objetivos	11
1.4.1	General	11
1.4.2	Particulares	11
1.5	Descripción de la tesis	11
<b>2</b>	<b>Marco teórico</b>	<b>13</b>
2.1	Ecuaciones de Maxwell	13
2.2	Ondas ópticas	14
2.2.1	Ondas monocromáticas	15
2.2.2	Ondas elementales y solución de la ecuación de Helmholtz	16
2.2.3	Onda paraxial	18
2.3	Fuerzas de radiación sobre una partícula	20
2.4	Teoría de Mie	22
2.4.1	Coeficientes de Mie	22
2.5	Dependencia de la intensidad en el índice de refracción complejo	24
<b>3</b>	<b>Arreglo experimental</b>	<b>29</b>

3.1	Fotodeposición .....	31
3.1.1	Descripción del equipo óptico y electrónico utilizado en el proceso de la fotodeposición .....	32
3.1.2	Microscopía .....	34
3.2	Caracterización no lineal .....	44
3.2.1	Descripción del equipo óptico y electrónico utilizado en el amplificador de alta ganancia. ....	48
3.3	Láser de fibra óptica .....	51
3.3.1	Descripción del equipo óptico y electrónico utilizado en el láser de fibra óptica. ....	52
<b>4</b>	<b>Resultados</b> .....	<b>55</b>
4.1	Coefficientes de extinción .....	55
4.2	Susceptibilidad no lineal de tercer orden .....	58
4.3	Implementación de un sistema láser pulsado .....	61
	<b>Conclusiones</b> .....	<b>65</b>
	<b>Referencias</b> .....	<b>67</b>
	<b>Apéndice A</b> .....	<b>71</b>
A.1	Deducción de la ecuación de onda .....	71

# Lista de Figuras

1.1	Espectro de absorción típico para fibras ópticas en la región infrarroja en el espectro electromagnético [14]. . . . .	2
1.2	Tipos de absorbedores saturables incorporando nanotubos de carbón. a) tipo reflectivo, b) tipo transmisión, c) tipo de férula de fibra, d) tipo de canal de microfluidos, e) tipo de forma D, f) tipo disminución gradual [17]. . . . .	4
2.1	Una onda esférica puede ser aproximada en puntos cercanos al eje z suficientemente lejanos del origen por una onda paraboloidal. Para puntos aún más lejanos, la onda esférica se puede aproximar a una onda plana [34]. . . . .	18
2.2	Parte real y parte imaginaria del índice de refracción complejo del zinc. . . . .	25
3.1	Diagrama de flujo para la realización de un láser pulsado de fibra óptica utilizando como absorbedores saturables nanoestructuras de zinc. . . . .	30
3.2	Arreglo experimental para la fotodeposición de nanopartículas de zinc en el núcleo de una fibra óptica monomodo [22]. . . . .	31
3.3	Caracterización del láser de 1550 nm en función de su potencia de salida vs corriente de entrada. . . . .	34
3.4	Microscopio óptico modelo Zeiss, utilizado para caracterización óptica. . . . .	35
3.5	Microscopio Electrónico de Barrido (SEM). . . . .	36
3.6	Microscopio de Fuerza Atómica (AFM). . . . .	37
3.7	Vista de la sección transversal de una fibra óptica sin nanopartículas utilizando tres microscopios: (a) microscopio	

	óptico, (b) microscopio electrónico de barrido y (c) microscopio de fuerza atómica. ....	38
3.8	Superficie de una fibra óptica limpia obtenida por el AFM. ....	38
3.9	Vista de la sección transversal de una fibra óptica. (a) depósito de 50 mW, (b) depósito de 30 mW y (c) con un depósito de 10 mW. ....	40
3.10	Imágenes obtenidas por el SEM a) depósito con una potencia de 50 mW, b) depósito con una potencia de 30 mW, c) depósito con una potencia de 10 mW. ....	40
3.11	Imagen 2D del núcleo de una fibra óptica obtenida por el AFM con una potencia de depósito 50 mW. ....	42
3.12	Imagen del núcleo de una fibra óptica con nanopartículas metálicas de zinc, obtenida por el AFM, la potencia del depósito es de 30 mW. ....	43
3.13	Imagen del núcleo de una fibra óptica con nanopartículas metálicas de zinc, obtenida por el AFM, la potencia del depósito es de 10 mW. ....	43
3.14	Herramienta utilizada para el análisis de la dimensión de las partículas depositadas en el núcleo de la fibra óptica. ....	44
3.15	Imagen en 3D del núcleo de la fibra óptica con nanopartículas de zinc para una potencia de deposición de 50 mW. ....	45
3.16	Imagen en 3D del núcleo de una fibra óptica con partículas de zinc para una potencia de deposición de 30 mW. ....	45
3.17	Imagen en 3D del núcleo de una fibra óptica con partículas de zinc para una potencia de deposición de 10 mW. ....	46
3.18	Arreglo experimental de amplificador de alta ganancia con fibra dopada con erbio [32]. ....	47

3.19	Caracterización de un láser con una longitud de 980 nm, utilizado como fuente de bombeo. ....	48
3.20	Potencia de salida del diodo láser de retroalimentación distribuida con nanoestructuras (FCN) y sin nanoestructuras (FL).....	49
3.21	Esquema experimental de un láser de fibra óptica en configuración anillo utilizando las partículas de zinc como absorbedor saturable. ....	53
4.1	Coefficiente de absorción para partículas de zinc con diferentes radios de 250, 500 y 1500 nm a diferentes longitudes de onda. ....	56
4.2	Coefficiente de esparcimiento para diferentes radios de partícula r=250, 500 y 1500 nm a diferentes longitudes de onda. ....	57
4.3	Coefficiente de extinción para diferentes radios de partícula r=250, 500 y 1500 nm. para a diferentes longitudes de onda. ....	57
4.4	Coefficientes de extinción vs tamaño de la partícula.....	58
4.5	Transmitancia vs Irradiancia .....	60
4.6	Salida de un láser configuración anillo utilizando como absorbedores saturables nanopartículas de zinc. ....	62
4.7	Gráfica de potencia de bombeo vs frecuencia y ancho de pulso para diferentes tamaños de partículas. ....	63

# Acrónimos

## Capítulo 1

NLO	Óptica no lineal
CNT's	Nanotubos de carbon
SESAM	Espejo semiconductor de absorción saturable
$F_{scat}$	Fuerza de esparcimiento
$F_{grad}$	Fuerza de gradiente
$F_{abs}$	Fuerza de absorción
$E$	Campo eléctrico
$n$	Índice de refracción
$\langle S \rangle$	Vector de Poynting
$C_{scat}$	Esparcimiento de una sección transversal
$C_{abs}$	Absorción de una sección transversal
$\lambda$	Longitud de onda
$V$	Volumen de una partícula
$a$	Radio de una partícula
$c$	Velocidad de la luz
$k$	Vector de onda
SPR	Resonancia de plasmón de superficie
SP	Plasmones de superficie
$\alpha(\omega)$	Polarizabilidad compleja
$I(r)$	Intensidad de haz
$P$	Potencia del haz

## Capítulo 2

$\varepsilon_0$	Permeabilidad eléctrica
$\rho$	Densidad de volumen de una carga eléctrica
$B$	Campo magnético
$\mu_0$	Permisibilidad magnética
$J$	Densidad de carga magnética
$\nabla^2$	Operador laplaceano
$u(\mathbf{r},t)$	Función de onda óptica
$U(\mathbf{r},t)$	Función de onda compleja
$u_1(\mathbf{r},t)$	Ecuación de onda plana
$u_2(\mathbf{r},t)$	Ecuación de onda esférica
$v$	Frecuencia
$\omega$	Frecuencia angular
$Z_0$	Rango de Rayleigh
$C_{scat}$	Coefficiente de esparcimiento
$C_{abs}$	Coefficiente de absorción
$n_1$	Índice de refracción complejo
$\alpha$	Coefficiente de absorción
$n_e$	Portadores libres
$\varepsilon_x$	Alta frecuencia
$\bar{\omega}$	Frecuencia del plasmón
$t$	Tiempo
$a_n, b_n, c_n, d_n$	Coefficientes de Mie
$a$	Tamaño de la partícula esférica
$k$	Número de onda
$\Psi, \zeta$	Funciones de Riccati-Bessel
$n_0$	Campo débil del índice de refracción
$\bar{n}_2$	Índice de refracción de segundo orden
$P^{NL}$	Polarización no lineal
$P^{TOT}$	Polarización total
$n_2$	Índice de refracción no lineal
$I$	Promedio de la intensidad del campo óptico

### Capítulo 3

SEM	Microscopio de barrido electrónico
AFM	Microscopio de fuerza atómica
LD	Diodo láser
DFB	Láser de retroalimentación distribuida
LDC	Controlador de diodo láser
TEC	Controlador termo-eléctrico de temperatura
TCLDM	Controlador de temperatura para montura de diodo láser
WDM	Multiplexor por división de longitud de onda
CP	Controlador de polarización
EDF	Fibra dopada con erbio

# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1 Antecedentes

Los láseres pulsados han tenido una demanda creciente para su uso en: procesos industriales [1,2], señales [3-5], meteorología óptica [6,7] y en especial para comunicaciones ópticas [8].

Actualmente se están desarrollando rápidamente sistemas láser para aplicaciones en la tercera ventana de las comunicaciones ópticas, correspondiente a la región cercana a los 1550 nm. Esta región ha sido la mejor opción para transmisiones simultáneas de señales a grandes distancias por sus pérdidas mínimas en absorción y esparcimiento en comparación con las demás ventanas, como se muestra en la figura 1.1.

La nanociencia y nanotecnología son desarrollos recientes y revolucionarios de la ciencia y la ingeniería, impulsados por el deseo de fabricar materiales con propiedades nuevas que puedan afectar a las áreas de las ciencias físicas y químicas [9,10], biológicas [11], de la salud [12] y en la ingeniería, principalmente en el área de comunicaciones ópticas [8].

Los materiales nanoestructurados más usados son los basados en carbón, estos fueron descubiertos en 1991 por Sumio Iijima [13]. En los estudios que realizó Sumio observó moléculas tubulares en el hollín que se formaba a partir de las descargas del arco eléctrico empleando grafito a través de un microscopio electrónico. Estudios posteriores han demostrado que los CNT's poseen propiedades ópticas no lineales las cuales han generado un gran interés en la investigación en los aspectos ópticos y teóricos. Los materiales nanoestructurados más representativos de la nanotecnología están basados en carbono son: 3D a partir de nanopartículas de carbono negro, 0D

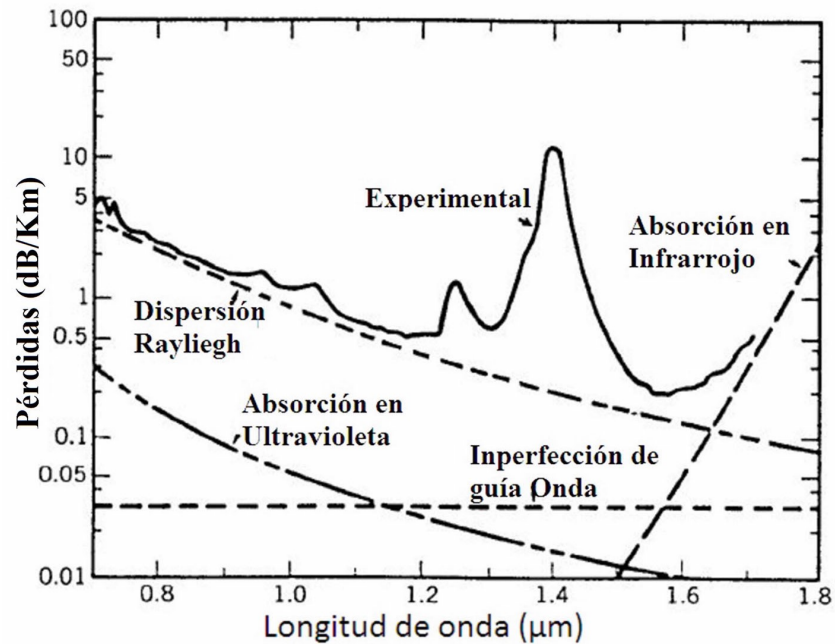


Figura 1.1. Espectro de absorción típico para fibras ópticas en la región infrarroja en el espectro electromagnético [14].

fullerenos, 1D nanotubos de carbón (CNT's) y después a 2D grafenos descubiertos recientemente [15].

Materiales inorgánicos y orgánicos con propiedades únicas NLO se han utilizado con frecuencia para la generación de láseres de Q-switch o amarre de modos. Los nanomateriales rara vez participaban en la modulación de láseres hasta la aparición de los CNT's como absorbentes saturables para la generación de pulsos ultrarrápidos.

Un absorbente saturable es un componente óptico que induce pérdidas ópticas en función de las intensidades. Algunos tipos de absorbentes saturables son: SESAM (semiconductor saturable absorber mirror), puntos cuánticos, por ejemplo sulfuro de plomo (PbS), el Arseniuro de Galio (GaAs) es también utilizado para láser de Q switch, del mismo modo, capas de grafeno individuales o múltiples pueden ser utilizados como absorbentes saturables de banda ancha y los más utilizados son los nanotubos de carbón, los cuales se han utilizado como absorbentes saturables en láseres amarre de modos [16].

Los absorbedores saturables basados en nanoestructuras se han creado a partir de varias técnicas en los últimos años. Las estructuras típicas de absorbedores saturables incorporando nanotubos de carbón se muestran en la figura 1.2.

Las estructuras tipo reflexiva y tipo de transmisión se emplearon por primera vez para los láseres de fibra de amarre de modo en cavidades lineales y de anillo, respectivamente, sus desventajas radican en que aumentan la dificultad en la alineación de la cavidad, así como la pérdida de acoplamiento. El tipo de fibra férula, puede superar en gran medida estas desventajas y hacer que el sistema de láser de fibra sea robusto y fácil de mantener, su principal desventaja radica en que se tiene que utilizar dos conjuntos de lentes y colimadores para su alineación lo cual lo hace susceptible al desacoplamiento y aumenta las pérdidas de transmisión. La estructura basada en un canal microfluído, su principal desventaja radica en la deposición, que es sumamente complicada de hacer debido a la perforación del núcleo de la fibra óptica. El tipo forma D se consigue mediante la interacción del campo evanescente, su desventaja radica en lograr desvanecer la fibra óptica hasta su núcleo. El tipo disminución gradual, consiste en la interacción del campo evanescente, su principal desventaja es la manipulación de la fibra óptica, ya que logra alcanzar tamaños del orden de nanómetros [17].

Como se puede observar, la colocación de nanotubos de carbono sobre una fibra óptica ha sido complicada por los tamaños de los materiales tanto de las fibras ópticas como de los nanotubos. Métodos alternativos pueden ser propuestos como pinzas ópticas [18].

Lana Bosanac y colaboradores [8], en el año 2008 llevaron a cabo el estudio del atrapamiento óptico de nanopartículas Rayleigh de plata para varios tamaños usando una fuente láser infrarroja de onda continua de 1064 nm. En sus estudios consideraron que las fuerzas ópticas que actúan sobre una partícula son: la fuerza de absorción, la fuerza de esparcimiento y la fuerza de gradiente.

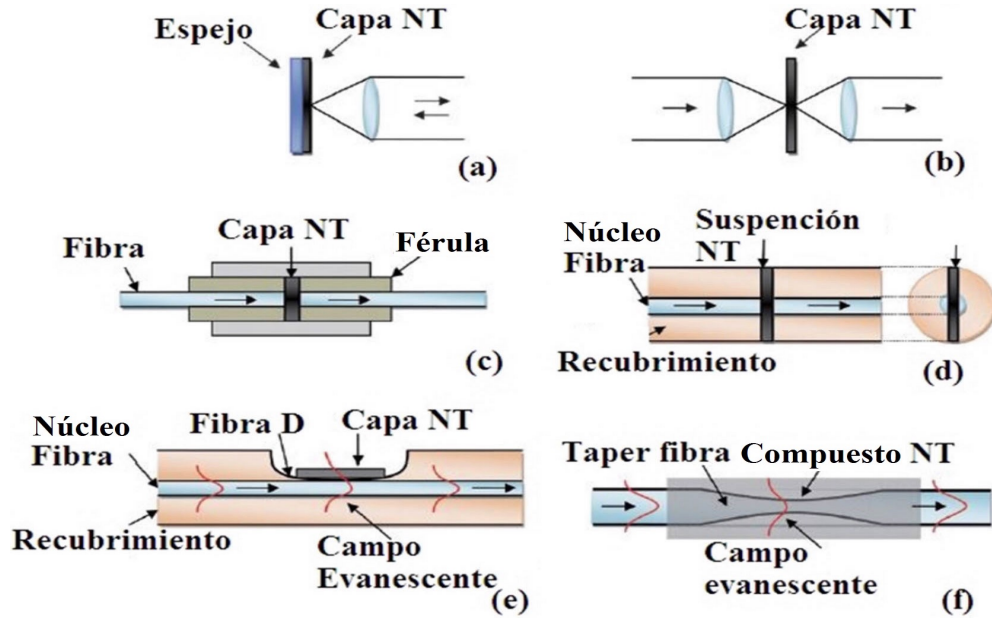


Figura 1.2. Tipos de absorbentes saturables incorporando nanotubos de carbón. a) tipo reflectivo, b) tipo transmisión, c) tipo de férula de fibra, d) tipo de canal de microfluidos, e) tipo de forma D, f) tipo disminución gradual [17].

$$F_{scat}(\mathbf{r}) = \frac{n}{c} \langle S \rangle C_{scat}, \quad (1.1)$$

$$F_{grad}(\mathbf{r}) = \frac{|\alpha|}{2} \nabla \langle E^2 \rangle, \quad (1.2)$$

$$F_{abs}(\mathbf{r}) = \frac{n}{c} \langle S \rangle C_{abs}, \quad (1.3)$$

donde  $E$  es el campo eléctrico,  $n$  es el índice de refracción del medio circundante,  $S$  es el vector de Poynting y  $C_{scat}$  y  $C_{abs}$  denotan la sección transversal de absorción y esparcimiento de la partícula,  $\alpha$  es la polarizabilidad de la partícula  $\alpha = \alpha' + i\alpha''$  dada por Clausius-Messotti [19],  $\alpha = 3V \left( \frac{\varepsilon_{Ag} - \varepsilon_{\omega}}{\varepsilon_{Ag} - 2\varepsilon_{\omega}} \right)$ , donde  $\varepsilon_{\omega}$  y  $\lambda = 1064$  nm,  $V$  es el volumen de la partícula y  $\varepsilon_{Ag} = \varepsilon' + i\varepsilon'' = -52 + i3.397$ , la parte real describe la refracción y la parte imaginaria y describe la absorción de la luz en partículas de plata. En sus estudios determinaron que la resonancia del plasmón de las nanopartículas de plata y la polarizabilidad incrementa rápidamente.

Maria Dienerowitz y colaboradores [20], en el año de 2008 presentaron dos métodos para calcular la fuerza óptica que actúan sobre nanopartículas metálicas: un método general y un método por aproximación específica, el método general es aplicable para cualquier tamaño de partícula y es llamado Lorenz-Mie y para el método específico se consideró el tamaño reducido de la nanopartículas  $\lambda/20$  llamado dispersión de Rayleigh. Maria Dinerowitz determinó que para partículas mucho más pequeñas que  $\lambda/20$ , se puede calcular la fuerza óptica usando los coeficientes de esparcimiento de Rayleigh. Esta aproximación también es llamada Teoría Cuasiestática, esta asume que el campo debe ser constante a través de la partícula, esto es válido para partículas mucho más pequeñas que la longitud de onda.

La fuerza de gradiente causa que las nanopartículas sean atraídas por las altas intensidades del campo en el punto focal y dependen del gradiente de la intensidad del haz incidente:

$$\langle F_{\text{grad}} \rangle = \frac{\epsilon_0 \epsilon_h}{4} \text{Re}(\alpha) \nabla(E \cdot E^*), \quad (1.4)$$

donde se usó la identidad del cálculo vectorial  $\nabla(E \cdot E^*) = 2 \text{Re}[(E \cdot \nabla)E^* + E \times (\nabla \times E^*)]$  y las ecuaciones de Maxwell 2.1. La fuerza del gradiente corresponde a la aproximación de orden cero de la fuerza óptica total, esta fuerza depende solo de la intensidad óptica incidente y no implica directamente la cantidad de la interacción óptica con el campo incidente.

La fuerza de esparcimiento corresponde a un primer término para la aproximación de la fuerza óptica originada en la pérdida del momento. La transferencia del momento/pérdida está directamente vinculada a la cantidad de esparcimiento y absorción de la partícula. Esta fuerza está dada por:

$$\langle F_{\text{scat}} \rangle + \langle F_{\text{abs}} \rangle = \frac{n_h}{c} C_{\text{scat}} \langle S \rangle + \frac{n_h}{c} C_{\text{abs}} \langle S \rangle, \quad (1.5)$$

donde:

$$\begin{aligned} \langle S \rangle &= \frac{1}{2} \text{Re}(E \times H^*), \\ C_{\text{scat}} &= n_h^4 k_0^4 |\alpha|^2, \end{aligned}$$

$$C_{abs} = \frac{-n_h k_0}{\epsilon_0} \text{Im}(\alpha_0).$$

El uso de estas secciones transversales es válida para campos incidentes que varían lentamente en amplitud comparados con el tamaño de la nanopartícula.

Para evaluar la fuerza del gradiente y esparcimiento Maria Dienerowitz necesitó determinar la polarizabilidad de la partícula, la cual fue obtenida mediante la homogenización Clausius-Mossotti,

$$(\alpha_0) = 4\pi a^3 \frac{\epsilon_n - \epsilon_h}{\epsilon_n - 2\epsilon_h}, \quad (1.6)$$

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{\left[1 + \frac{in_h^3 k_0^3 \alpha_0}{6\pi}\right]}, \quad (1.7)$$

donde  $a$  corresponde al radio de la nanopartícula y  $\alpha_0$  es el estándar de polarizabilidad.

Maria Dienerowitz y colaboradores [21], en el año 2008 utilizaron luz polarizada a 528 nm, 514 nm, 488 nm de un láser de Ion Argón para obtener iluminación para obtener imágenes brillantes, esta luz es dirigida a nanopartículas de oro, el movimiento de las nanopartículas es visualizado y grabado en una cámara. Las nanopartículas de oro fueron monodispersas en una solución de agua desionizada con diámetros de 100 nm y 250 nm, el enfoque teórico utilizado es el método de tensor-tensión de Maxwell.

La posición de la resonancia de plasmón de las nanopartículas de oro de 100 nm en agua es de alrededor de 580 nm. Las nanopartículas de oro estaban confinadas dentro de una región con un radio de 0.9 micras a 1.4 micras. A 528 nm ya se pueden capturar nanopartículas de oro con sólo 40 mW de potencia del láser, para nanopartículas de 488 nm se requiere 60 mW. Como 528 nm está más cerca de la resonancia de plasmón de nanopartículas, donde la sección transversal de dispersión es más grande y la interacción con la luz es más fuerte, las partículas de 250 nm fueron atrapadas de manera más estable que las partículas de 100 nm.

El método de tensor-tensión de Maxwell es usado en combinación con la teoría de Mie, la fuerza de gradiente es basada en un modelo dipolar y proporciona resultados en el régimen de Rayleigh  $a \leq \lambda/20$ . La fuerza total se dividió en la suma de la fuerza de gradiente  $F_{grad}$ , la fuerza de esparcimiento  $F_{scat}$  y la fuerza de absorción  $F_{abs}$ .

$$\begin{aligned}
F_{\text{grad}} &= \frac{1}{2} \alpha'(\omega) \nabla(E^2), \\
F_{\text{scat}} &= \frac{n}{c} \langle S \rangle C_{\text{scat}}, \\
F_{\text{abs}} &= \frac{n}{c} \langle S \rangle C_{\text{abs}},
\end{aligned} \tag{1.8}$$

donde  $\alpha = \alpha' + i\alpha''$  es la polarizabilidad y  $\langle S \rangle$  es el vector de Poynting.

La sección transversal puede ser expresada en términos de polarizabilidad como:

$$\begin{aligned}
C_{\text{scat}} &= \frac{k^4}{6\pi\epsilon_0^2} |\alpha(\omega)|^2, \\
C_{\text{abs}} &= \frac{k^4}{6\pi\epsilon_0^2} |\alpha(\omega)|^2,
\end{aligned}$$

$k$  es el vector de onda en el medio donde se encuentran las nanopartículas. La polarizabilidad  $\alpha$  así como la sección cruzada de la absorción y el esparcimiento dan una descripción cualitativa de la fuerza que actúa sobre la nanopartícula.

De acuerdo a los resultados obtenidos anteriormente por los autores, sugieren que las fuerzas liberadas sobre una nanopartícula metálica son fuertemente dependientes de la longitud de onda.

J. G. Ortega Mendoza y colaboradores [22], en el año 2013 desarrollaron un arreglo teórico-experimental para la técnica de fotodeposición de nanopartículas en el núcleo de una fibra óptica. Las fuerzas involucradas en el proceso de la fotodeposición son:  $F_{\text{grad}}$  (fuerza de gradiente),  $F_{\text{abs}}$  (fuerza de absorción),  $F_{\text{scat}}$  (fuerza de esparcimiento). La fuerza total ejercida sobre una partícula está dada por Eq. 1.9.

$$F_{\text{total}} = F_{\text{abs}} + F_{\text{scat}} + F_{\text{grad}}. \tag{1.9}$$

Las expresiones para la fuerza de esparcimiento, dispersión y gradiente son:

$$F_{scat} = \frac{n}{c} I(r) C_{scat}, \quad (1.10)$$

$$F_{abs} = \frac{n}{c} I(r) C_{abs}, \quad (1.11)$$

$$F_{grad} = \frac{1}{2} \alpha(\omega) \nabla E^2, \quad (1.12)$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz,  $I(r)$  es la intensidad de haz,  $n$  es el índice de refracción del medio y  $C_{scat}$ ,  $C_{abs}$  la sección transversal de esparcimiento y absorción, respectivamente.

$$C_{scat} = \frac{8\pi}{3} (ka)^4 a^2 \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2, \quad (1.13)$$

$$C_{abs} = \frac{k}{\varepsilon_0} \alpha''(\omega), \quad (1.14)$$

sustituyendo la Ec. 1.13, en la Ec. 1.10:

$$F_{scat} = \frac{n}{c} \langle S \rangle \frac{8\pi}{3} (kR)^4 a^2 \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2,$$

donde el vector de Poynting esta expresado como:

$$\langle S \rangle = \frac{2P}{\pi W_0^2} = I, \quad (1.15)$$

$$F_{scat} = \frac{n}{c} \frac{8\pi}{3} (kR)^4 R^2 \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 \left( \frac{2P}{\pi W_0^2} \right), \quad (1.16)$$

donde:

$$P = \frac{1}{2} I_0 (\pi \omega_0^2),$$

$$I_0 = \frac{2P}{\pi \omega_0^2} \left[ \frac{W_0}{W_z} \right]^2 \exp \frac{-2\rho^2}{w_z^2}$$

La fuerza de absorción esta expresada como:

$$F_{abs} = \frac{n}{c} \langle S \rangle C_{abs}, \quad (1.17)$$

$$C_{abs} = \frac{k}{\varepsilon_0} \alpha''(\omega), \quad (1.18)$$

sustituyendo la Ec. 1.18 y la Ec. 1.15 en la Ec. 1.17:

$$F_{abs} = \frac{n}{c} \left( \frac{2P}{\pi W_0^2} \right) \frac{k}{\varepsilon_0} \alpha''(\omega). \quad (1.19)$$

De acuerdo a los resultados reportados anteriormente, se determinaron las fuerzas de absorción y esparcimiento. Estas fuerzas dependen de la posición de la partícula en el haz y alcanzan su máximo cuando se encuentran en la cintura del haz. Las fuerzas dependen de la frecuencia que puede influir en la respuesta óptica de un metal, en particular en plasmón de superficie. Para una frecuencia específica, puede optar por una forma geométrica de la partícula tal que experimentará un aumento de resonancia en la fuerza de radiación de la luz. En particular, para partículas de forma esférica. [23].

## 1.2 Plasmones de Superficie

Un plasmón de superficie (SP) se compone de un campo de ondas evanescentes, cuyo componente de resonancia es absorbida por electrones libres contenidos en la partícula metálica. El comportamiento de resonancia de plasmón de superficie (SPR) de electrones libres en una interfaz de un material dieléctrico con un metal ha sido ampliamente estudiado. Las propiedades del material plasmonico para frecuencias específicas y aplicaciones de medición, incluyendo el índice de refracción ( $n$ ), coeficiente de extinción [24]

La resonancia de plasmón superficial es el cambio en el índice de refracción en la superficie de un medio conductor. La técnica comúnmente emplea una fuente de luz visible para excitar un plasmón de superficie en una interfaz de capa fina de metal/dieléctrico. Las condiciones de resonancia de plasmón son muy sensibles al índice de refracción del dieléctrico, lo que conduce a una sensibilidad extrema a adsorbatos cuando el dieléctrico es líquido o aire [25].

Algunas especies de nanopartículas metálicas muestran una absorción característica llamada plasmones de superficie SP, que son excitaciones electromagnéticas existentes en la interfaz entre un metal y un material dieléctrico. El control y la manipulación de la luz basado en SP en la escala nanométrica ofrece ventajas signi-

ficativas en dispositivos nanofotónicos con elementos muy pequeños. Las propiedades de los SP pueden ser adaptados por la construcción de nanoestructuras con diversas interfaces entre los metales y materiales dieléctricos [26]. Las nanopartículas metálicas se han desarrollado a través de éste concepto, como son: la pulverización catódica [27], deposición de láser pulsado [28], implantación de iones [29], intercambio de iones [30]. En cuanto aplicaciones, los dispositivos ópticos no lineales tales como conmutadores ópticos ultrarrápidos [31].

En este de trabajo de tesis se propone el estudio de los coeficientes de extinción y su dependencia con lo efectos ópticos no lineales en plasmones de superficie para materiales nanoestructurados fotodepositados sobre el núcleo de la fibra óptica, en particular las nanoestructuras de zinc para aplicaciones en sistemas láser de fibra óptica pulsados en la región de la tercera ventana de las comunicaciones ópticas. El proceso de fotodeposición se llevó a cabo con un láser infrarrojo conectado a una fibra óptica monomodo que se introducirá en una solución de alcohol isopropílico mezclada previamente con las nanopartículas de zinc. Posteriormente la caracterización no lineal se llevara a cabo mediante un amplificador de alta ganancia [32]. Finalmente se llevará a cabo la construcción de un láser de fibra óptica utilizando los materiales nanoestructurados como absorbedores saturables para la generación de pulsos ultracortos.

### **1.3 Justificación**

Las nanopartículas han atraído la atención por sus propiedades ópticas y químicas, estas propiedades dan lugar a una amplia investigación en dispositivos fotónicos basados en estos materiales y en particular las nanopartículas metálicas. Por lo tanto es un tema de recientes estudios para aplicaciones en las comunicaciones ópticas. Las propiedades no lineales de estos materiales pueden ser ocupados como dispositivos de conmutación, filtrado de ruido y censado, debido a que estos materiales presentan novedosas propiedades no lineales como la absorción saturable. Por lo mencionado

anteriormente, en este trabajo de tesis se propone estudiar las propiedades no lineales de nuevos materiales nanoestructurados como absorbedor saturable para su aplicación en sistemas láseres pulsados de fibra óptica.

Lo relevante de este trabajo radica en una novedosa posibilidad sobre dispositivos fotónicos nuevos, económicos y de muy fácil implementación.

## **1.4 Objetivos**

### **1.4.1 General**

Estudio de las propiedades no lineales en plasmones de superficie en fibras ópticas y su aplicación en láseres pulsados de fibra óptica.

### **1.4.2 Particulares**

1. Fotodepositar nanopartículas de zinc en el núcleo de una fibra óptica monomodo.
2. Realizar la caracterización morfológica de los depósitos en la fibra óptica por medio de un microscopio de barrido electrónico, microscopía de fuerza atómica y microscopía óptica.
3. Analizar la dependencia de los coeficientes de extinción de las nanopartículas en función de tamaño y longitud de onda.
4. Analizar las propiedades no lineales de las nanopartículas fotodepositadas en el núcleo de la fibra óptica.
5. Implementar un sistema láser pulsado usando materiales nanoestructurados.

## **1.5 Descripción de la tesis**

En el Capítulo 1, se describen antecedentes bibliográficos sobre las fuerzas que experimentan las partículas con la interacción de una fuente de radiación láser, también se

presenta la justificación de éste trabajo de tesis y finalmente se describen los objetivos a realizar.

En el Capítulo 2 se describen de las ondas emitidas por un sistema láser a partir de las ecuaciones de Maxwell. En éste capítulo también se describe la teoría de Mie, así como sus coeficientes de extinción de nanopartículas metálicas y la relación del índice de refracción del medio con la intensidad del haz láser incidente.

En el Capítulo 3 se describen los componentes ópticos y electrónicos utilizados en cada arreglo experimental, las características de operación de los láser utilizados, así como el arreglo experimental utilizado en la fotodeposición de las nanopartículas de zinc en el núcleo de la fibra óptica, también se describe arreglo experimental de la caracterización no lineal y las caracterizaciones morfológicas utilizando los microscopios óptico, SEM y AFM. Finalmente también se describe el arreglo experimental de la implementación del láser pulsado utilizando las nanopartículas metálicas de zinc.

En el Capítulo 4 se presentan los resultados obtenidos del arreglo experimental del proceso de la fotodeposición, se muestran los resultados por las simulaciones realizadas en el programa de Matlab con datos obtenidos en la caracterización de las propiedades ópticas no lineales.

En el Capítulo 5 se presentan las conclusiones obtenidas en este trabajo de tesis y adicionalmente se presentan trabajos futuros.

# Capítulo 2

## Marco teórico

En este capítulo se describe la relación de las ecuaciones de Maxwell y la teoría de Mie, así mismo se estudiará las ondas ópticas y su importancia en la interacción sobre una partícula. Finalmente se describe la dependencia de la intensidad en el índice de refracción complejo.

### 2.1 Ecuaciones de Maxwell

Cuando una onda electromagnética interactúa con un material, se da origen a los siguientes fenómenos: reflexión, transmisión, absorción y/o esparcimiento. Se puede emplear las ecuaciones de Maxwell para describir la propagación de una onda electromagnética.

En 1861 Maxwell creó un sistema mecánico para demostrar como varia el campo magnético y como se puede producir un campo eléctrico y viceversa.

Maxwell deriva la ecuación de onda para el campo electromagnético. La notación de las ecuaciones de Maxwell son las siguientes:

Nombre de la ecuación	Ec. General	Ec. en el Vacío
Ley de Gauss	$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$	$\nabla \cdot \vec{E} = 0$
Monopolos Magnéticos	$\nabla \cdot \vec{B} = 0$	$\nabla \cdot \vec{B} = 0$
Ley de Faraday	$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$	$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$
Ley de Ampere	$\nabla \times \vec{B} \cdot dl = \mu_0 J + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}$	$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}$

Table 2.1: Ecuaciones de Maxwell.

donde la ley de Gauss en su forma general tiene el parámetro  $\epsilon_0$  que es el campo eléctrico que permite un material dieléctrico,  $\rho$  es la densidad de volumen de una carga, sin embargo en el vacío no existe carga eléctrica y por lo tanto la ley de Gauss en el vacío es 0. La ecuación de monopolos magnéticos es cero en la ecuación general y

en la del vacío, ésto es porque no existen monopolos magnéticos. La ley de Faraday es la misma en su forma general y en el vacío. Finalmente la ley de Ampere en su forma general tiene el parámetro  $\vec{B}$  que es el campo magnético y  $\mu_0$  es el campo magnético que permite un material,  $J$  es la densidad de la carga, sin embargo en el vacío el no existe la densidad de la carga ya que no existen cargas eléctricas en el vacío [33].

El estudio de las funciones de onda, la solución a la ecuación de Helmholtz, así como el estudio de las ondas paraxiales son importantes ya que estos conceptos están presentes en la interacción de las partículas con una fuente de luz monocromática.

## 2.2 Ondas ópticas

Tomando en cuenta las ecuaciones de Maxwell en el vacío y considerando el índice de refracción constante  $n \geq 1$  en un medio, se puede decir que las ondas de luz que viajan de un medio a otro tienen una velocidad reducida como se expresa en la Ec. 2.20.

$$c = \frac{c_0}{n}. \quad (2.20)$$

Utilizando las ecuaciones de Maxwell 2.1 se puede encontrar la ecuación de onda 2.21. El desarrollo de la ecuación de onda se muestra en el apéndice A.

$$\nabla^2 u - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0, \quad (2.21)$$

donde  $\nabla^2$  es el operador Laplaceano,  $\nabla^2 = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$  y  $c$  es la velocidad de la luz. Cualquier función de onda puede satisfacer la ecuación de onda Ec. 2.21 que representa una onda electromagnética.

En el estudio de las ondas ópticas se tomará en cuenta una fuente de luz monocromática ya que es una característica que presentan los sistemas láseres.

### 2.2.1 Ondas monocromáticas

Una onda monocromática está representada por una función de onda con dependencia temporal armónica Ec. 2.22.

$$u(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}) \cos [2\pi vt + \phi(\mathbf{r})], \quad (2.22)$$

donde:

$A(\mathbf{r})$  = amplitud

$\phi(\mathbf{r})$  = fase

$v$  = frecuencia (ciclos/s ó Hz)

$\omega = 2\pi v$  = frecuencia angular (radianes/s)

Ambos, la amplitud y la fase son generalmente dependientes de su posición, pero para la función de onda es una función armónica del tiempo con frecuencia  $v$  en todas posiciones.

La representación de una onda monocromática es:

La función de onda es una función armónica en el tiempo  $u(t)$ , Amplitud compleja  $U = A \exp(j\phi)$  y función de onda compleja  $U(t) = U \exp(j2\pi vt)$ .

Para dar solución a la ecuación de Helmholtz fue necesario representar una onda monocromática Ec. 2.22 en términos de una función de onda compleja Ec 2.23.

$$U(\mathbf{r}, t) = U(\mathbf{r}) \exp(j2\pi vt), \quad (2.23)$$

donde

$$U(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) \exp[j\phi(\mathbf{r})], \quad (2.24)$$

es conocido como amplitud compleja de una onda.

La función de onda compleja de una onda monocromática nos ayuda a expresar la solución a la ecuación de Helmholtz.

### 2.2.2 Ondas elementales y solución de la ecuación de Helmholtz

Para dar solución a la ecuación de Helmholtz se utilizó la función de onda compleja de una onda monocromática,

$$U(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}) \exp[j\phi(\mathbf{r})] \exp(j2\pi vt), \quad (2.25)$$

La función  $U(\mathbf{r}, t)$  describe la complejidad de la onda. Al igual que la función de onda  $u(\mathbf{r}, t)$ , la función de onda compleja  $U(\mathbf{r}, t)$  también satisfacen la ecuación de onda 2.21.

La ecuación de Helmholtz se obtiene sustituyendo la ecuación de onda monocromática en términos de su amplitud compleja  $U(\mathbf{r}, t) = U(\mathbf{r}) \exp(2\pi vt)$  de la Ec. 2.21 en la ecuación de onda Ec. 2.21:

$$\nabla^2 U + k^2 = 0 \quad (2.26)$$

donde  $k = \frac{2\pi v}{c} = \frac{\omega}{c}$ , es conocido como el número de onda.

Algunas de las funciones de onda que dan solución a la ecuación de Helmholtz son: Onda plana, onda esférica y una aproximación de Fresnel que serán descritas a continuación.

#### Onda plana

Una onda plana es cuyos frentes de onda son planos paralelos y de amplitud constante. Es decir, son aquellas ondas que se propagan en una sola dirección a lo largo del espacio y esta dan solución a la ecuación de Helmholtz Ec. 2.27.

$$U(\mathbf{r}) = A \exp(-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) = A \exp[-j(k_x x + k_y y + k_z z)]. \quad (2.27)$$

donde  $A$  es una constante llamada envolvente compleja y  $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ , es llamada vector de onda.

Las ondas planas están separadas por una distancia  $\lambda = 2\pi/k$ . La ecuación Ec. 2.27 da solución a la ecuación de Helmholtz.

## Onda esférica

Una onda esférica Ec. 2.28, es aquella onda tridimensional cuyos frentes de ondas son esferas concéntricas y sus centros coinciden con la posición de la fuente. La onda esférica es otra solución a la ecuación de Helmholtz.

$$U_1(\mathbf{r}, t) = \frac{A_0}{r} \exp(-jkr) \quad (2.28)$$

donde  $r$  es la distancia desde el origen,  $k=2\pi v/c = \omega/c$  que es el número de onda y  $A_0$  es una constante. Estas esferas concéntricas están separadas por una distancia radial  $\lambda = 2\pi/k$ .

## Aproximación de Fresnel de una onda esférica

Examinamos una onda esférica originada en  $r=0$  en el punto  $\mathbf{r} = (x, y, z)$  suficientemente cercano al eje  $z$  pero lejos del origen, de modo que  $(x^2 + y^2)^{1/2} \ll z$ . La aproximación paraxial de rayos ópticos sería aplicable en los puntos finales de los rayos que comienzan en el origen. Denotando  $\theta = (x^2 + y^2)/z^2 \ll 1$ , usamos la aproximación basada en expansión por series de Taylor,

$$\begin{aligned} r &= (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2} = z (1 + \theta^2)^{1/2} = z \left( 1 + \frac{\theta^2}{2} - \frac{\theta^4}{8} + \dots \right), \\ &\approx z \left( 1 + \frac{\theta^2}{2} \right) = z + \frac{x^2 + y^2}{2z}, \end{aligned}$$

sustituyendo  $r = z + \frac{x^2+y^2}{2z}$  en la fase, y  $r = z$  en la magnitud de  $U_1(\mathbf{r}, t)$  en Ec. 2.28 obtenemos la aproximación de fresnel Ec. 2.29.

$$U(\mathbf{r}) \approx \frac{A}{z} \exp(-jkz) \exp \left[ -jk \frac{x^2 + y^2}{2z} \right]. \quad (2.29)$$

En la figura 2.1 se puede observar que una onda esférica puede ser aproximada por una onda paraboloidal cuando los puntos  $z$  son lejanos al origen y cuando los puntos  $z$  son aún más lejanos al origen se puede aproximar a una onda plana.

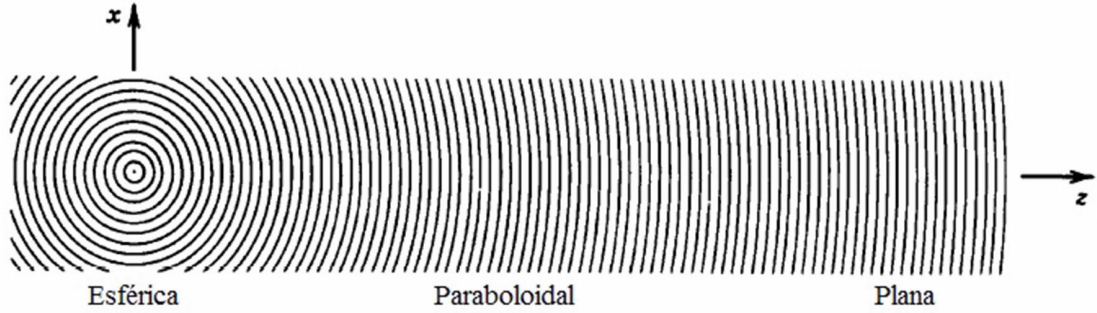


Figura 2.1. Una onda esférica puede ser aproximada en puntos cercanos al eje  $z$  suficientemente lejanos del origen por una onda paraboloidal. Para puntos aún más lejanos, la onda esférica se puede aproximar a una onda plana [34].

### 2.2.3 Onda paraxial

Una onda paraxial es una onda plana que viaja solo en dirección  $z$  y modulada por una envolvente compleja  $A(\mathbf{r})$  que varía lentamente en función de su posición

$$U(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) \exp[-jkz]. \quad (2.30)$$

La amplitud compleja de  $U(\mathbf{r})$  satisface la ecuación de Helmholtz.

Una de las soluciones a la ecuación de Helmholtz es la ecuación paraboloidal Ec. 2.29 donde  $\rho^2 = x^2 + y^2$ .

$$A(\mathbf{r}) = \frac{A_1}{z} \exp(-jk \frac{\rho}{2z}), \quad (2.31)$$

donde  $A_1$  es una constante.

La onda paraboloidal es una aproximación paraxial de la onda esférica Ec. 2.31.

Otra solución paraxial a la ecuación de Helmholtz proviene de los haces Gaussianos. Es obtenida de una onda paraboloidal usando una transformación de la envolvente compleja.

$$A(\mathbf{r}) = A(\rho, z) = \frac{A}{q(z)} \exp \left[ -jk \frac{\rho^2}{2q(z)} \right], \quad q(z) = z - \zeta,$$

donde se reemplaza  $z$  por  $z - \zeta$ , es una también una solución a la ecuación de Helmholtz.

Esta representa una onda paraboloidal centrada sobre el punto  $z=\zeta$ , también conocida como envolvente compleja de un haz Gaussiano,

$$A(\mathbf{r}) = A(\rho, z) = \frac{A}{q(z)} \exp \left[ -jk \frac{\rho^2}{2q(z)} \right], \quad q(z) = z - jz_0, \quad (2.32)$$

el parámetro  $z_0$  es conocido como el rango de Rayleigh.

Para separar la amplitud y la fase de esta envolvente compleja Ec. 2.32 escribimos la función compleja  $1/q(z) = 1/(z + jz_0)$  en términos de la parte real y la parte imaginaria para definir dos funciones  $R(z)$  y  $W(z)$ , de tal manera que

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda}{\pi W^2(z)}. \quad (2.33)$$

Sustituyendo la ecuación Ec. 2.33 en la Ec. 2.32 y usando la Ec. 2.30, obtenemos una amplitud compleja para un haz Gaussiano Ec. 2.34.

$$U(\mathbf{r}) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp \left[ -\frac{\rho^2}{W^2(z)} \right] \exp \left[ -jkz - jk \frac{\rho^2}{2R(z)} + j\zeta(z) \right], \quad (2.34)$$

donde

$$W(z) = W_0 \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (2.35)$$

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2 \right], \quad (2.36)$$

$$\zeta(z) = \tan^{-1} \frac{z}{z_0}, \quad (2.37)$$

$$W_0 = \left( \frac{\lambda z_0}{\pi} \right)^{1/2}, \quad (2.38)$$

$$A_0 = \frac{A}{jz_0}, \quad (2.39)$$

Las propiedades de los haces Gaussianos se pueden obtener utilizando las ecuaciones anteriores 2.35-2.39.

La intensidad óptica 2.40,  $I(\mathbf{r})=|U(\mathbf{r})|^2$  es una función de las distancia axiales y radiales  $z$  y  $\rho^2 = x^2 + y^2$ ,

$$I(\rho, z) = I_0 \left[ \frac{W_0}{W(z)} \right] \exp \left[ -\frac{2\rho^2}{W^2(z)} \right], \quad (2.40)$$

La potencia óptica 2.41, es la integral de la intensidad óptica cualquier una onda transversal.

$$P = \int_0^{\infty} I(\rho, z) 2\pi\rho d\rho, \quad (2.41)$$

de modo que

$$P = \frac{1}{2} I_0 (\pi W_0^2). \quad (2.42)$$

Escribiendo la intensidad en términos de la potencia obtenemos Ec. 2.43,

$$I(\rho, z) = \left( \frac{2P}{\pi W^2(z)} \right) \exp \left( -\frac{2(x^2 + y^2)}{W^2(z)} \right). \quad (2.43)$$

Estas propiedades de la intensidad y potencia óptica de un haz Gaussiano son importantes en la interacción de las partículas en un medio y la fuente de luz láser para llevar a cabo el proceso de la fotodeposición.

## 2.3 Fuerzas de radiación sobre una partícula

Yasuhiro Harada [35], en sus estudios sobre las fuerzas radiación de una partícula esférica dieléctrica obtuvo las expresiones de la fuerza de esparcimiento y de gradiente bajo la iluminación de un haz láser Gaussiano para un rango generalizado de partículas llamada teoría de Mie.

Una de las fuerzas que componen las fuerzas de radiación es la fuerza de esparcimiento. La fuerza de esparcimiento que experimenta una partícula está dada por Ec 2.44.

$$F_{scat}(\mathbf{r}) = \frac{C_{pr} \langle \mathbf{S}(\mathbf{r}, t) \rangle_T}{c/n_2} = \hat{z} \left( \frac{n_2}{c} \right) C_{scat} I(\mathbf{r}), \quad (2.44)$$

donde  $C_{pr}$  es la sección transversal para la radiación de una partícula y  $\hat{z}$  es el vector unitario en la dirección de propagación del haz láser,  $C_{pr}$  es igual al esparcimiento de la sección transversal,

$$C_{pr} = C_{scat} = \frac{8}{3} \pi (ka)^4 a^2 \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2. \quad (2.45)$$

Otro componente de las fuerzas de radiación es la fuerza del gradiente debido a la fuerza de Lorenz que actúa sobre el dipolo inducido por el campo electromagnético. Mediante el uso del momento dipolar eléctrico como un analogo de una onda electromagnética, una fuerza instantánea de gradiente es definida como Ec. 2.47:

$$F_{grad}(\mathbf{r}, t) = [p(\mathbf{r}, t) \cdot \nabla] E(\mathbf{r}, t) \quad (2.46)$$

$$= 4\pi n_2^2 \varepsilon_0 a^3 \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 \frac{1}{2} \nabla E^2(\mathbf{r}, t), \quad (2.47)$$

La fuerza del gradiente que las partículas experimentan en un estado de equilibrio es el promedio del tiempo,

$$F_{grad}(\mathbf{r}) = \langle F_{grad}(\mathbf{r}, t) \rangle_T, \quad (2.48)$$

$$= 4\pi n_2^2 \varepsilon_0 a^3 \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 \frac{1}{2} \nabla \langle E^2(\mathbf{r}, t) \rangle_T, \quad (2.49)$$

$$= \pi n_2^2 \varepsilon_0 a^3 \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \nabla |E(\mathbf{r})|^2, \quad (2.50)$$

$$= \frac{2\pi n_2 \varepsilon_0 a^3}{c} \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \nabla I(\mathbf{r}), \quad (2.51)$$

donde la relación de  $\langle E^2(\mathbf{r}, t) \rangle_T = \frac{1}{2} |E(\mathbf{r})|^2$ .

Con las fuerzas de radiación que experimentan las partículas se puede calcular la fuerza de gradiente y el valor absoluto con la fuerza de esparcimiento,

$$F_{\text{grad},x}(\mathbf{r}) = -\hat{x} \frac{2\pi n_2 a^3}{c} \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \frac{4\tilde{x}/\omega_0}{1 + (2\tilde{z})^2} \times \left( \frac{P}{\pi\omega_0^2} \right) \frac{1}{1 + (2\tilde{z})^2} \exp \left[ -\frac{2(\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2)}{1 + (2\tilde{z})^2} \right],$$

$$F_{\text{grad},y}(\mathbf{r}) = -\hat{y} \frac{2\pi n_2 a^3}{c} \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \frac{4\tilde{y}/\omega_0}{1 + (2\tilde{z})^2} \times \left( \frac{P}{\pi\omega_0^2} \right) \frac{1}{1 + (2\tilde{z})^2} \exp \left[ -\frac{2(\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2)}{1 + (2\tilde{z})^2} \right],$$

$$F_{\text{grad},z}(\mathbf{r}) = -\hat{z} \frac{2\pi n_2 a^3}{c} \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \frac{8\tilde{z}/k\omega_0^2}{1 + (2\tilde{z})^2} \left[ 1 - \frac{2(\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2)}{1 + (2\tilde{z})^2} \right] \left( \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \right) \frac{1}{1 + (2\tilde{z})^2} \exp \left[ -\frac{2(\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2)}{1 + (2\tilde{z})^2} \right]$$

Las expresiones derivadas por Yasuhiro Harada son presentadas como la suma de las fuerzas de esparcimiento y la fuerza de gradiente.

## 2.4 Teoría de Mie

Resolviendo las ecuaciones de Maxwell para partículas esféricas, nombradas por el físico Gustav Mie. La teoría de Mie es aplicable solo para esferas isotrópicas, la relación del tamaño de la partícula y la longitud de onda, está dada por el parámetro  $x = 2\pi/\lambda$  es el factor fundamental en el esparcimiento de la teoría de Mie [36].

### 2.4.1 Coeficientes de Mie

El esparcimiento y la absorción remueven energía de un haz de luz que atraviesa un medio, el haz es atenuado por las partículas que se encuentran sobre el medio. Esta atenuación es llamada extinción, debido a la suma de la absorción más el esparcimiento [37].

La absorción y el esparcimiento pueden ser estudiados por la teoría de Mie la cual es dividida en dos partes:

Coeficientes de extinción de Mie para campos externos en una partícula esférica:

$$a_n = \frac{n^2\psi_1(nx)\psi_1'(x) - \psi_1(x)\psi_1'(nx)}{n^2\psi_1(nx)\xi_1'(x) - \xi_1(x)\psi_1'(nx)}, \quad (2.52)$$

$$b_n = \frac{\psi_1(nx)\psi_1'(x) - m\psi_1(x)\psi_1'(nx)}{\psi_1(nx)\xi_1'(x) - m\xi_1(x)\psi_1'(nx)}, \quad (2.53)$$

donde  $n$  es el índice de refracción relativo de la esfera,  $x = ka$  es el parámetro de tamaño,  $a$  el radio de la esfera y  $k = 2\pi/\lambda$  es el número de onda, donde  $\lambda$  es la longitud de onda en el medio ambiente.

Las funciones  $\psi_l(z) = j_l(z)$ ,  $\xi_l(z) = j_l(z) + iy_n(z)$  son funciones esféricas de Riccati-Bessel de orden  $n$  y proporcionan los argumento  $z = nx$  o  $x$  respectivamente.

Igualmente se pueden derivar los coeficientes de Mie para campos internos en una partícula esférica:

$$c_n = \frac{\psi_l(x)\xi_l'(x) - \xi_l(x)\psi_l'(x)}{\psi_l(nx)\xi_l'(x) - \xi_l(x)\psi_l'(nx)}, \quad (2.54)$$

$$d_n = \frac{n\psi_l(x)\xi_l'(x) - m\xi_l(x)\psi_l'(x)}{n^2\psi_l(nx)\xi_l'(x) - \xi_l(x)\psi_l'(nx)}. \quad (2.55)$$

Una vez que los coeficientes de Mie son determinados, se puede calcular las secciones transversales de extinción, absorción y esparcimiento o el campo electromagnético dentro y fuera de la partícula esférica, esta cantidad geométrica se refiere a la luz incidente esparcida y absorbida. El eficiente  $Q_i$  para la interacción de radiación con una esfera de dispersión de radio  $a$  son secciones transversales  $\sigma_i$  (llamada  $C_i$ ), normalizada para la sección transversal de la partícula,  $\pi a^2$ , donde  $i$  es el estándar para extinción ( $i=\text{ext}$ ), absorción ( $i=\text{abs}$ ), esparcimiento ( $i=\text{sca}$ ).

$$Q_i = \frac{\sigma_i}{\pi a^2}. \quad (2.56)$$

El principio de conservación de la energía requiere que,

$$Q_{\text{ext}} = Q_{\text{scat}} + Q_{\text{abs}}, \quad \sigma_{\text{ext}} = \sigma_{\text{scat}} + \sigma_{\text{abs}}. \quad (2.57)$$

El coeficiente de esparcimiento  $Q_{scat}$  se deduce de la integración de la potencia esparcida en todas direcciones y el coeficiente de extinción  $Q_{ext}$  se deduce del teorema de esparcimiento [38].

$$Q_{scat} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2), \quad (2.58)$$

$$Q_{ext} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n). \quad (2.59)$$

La teoría de Mie da como resultado el coeficiente de extinción con el cual se es capaz de determinar el esparcimiento y la absorción de la interacción de un haz monocromático sobre partículas metálicas.

## 2.5 Dependencia de la intensidad en el índice de refracción complejo

La interacción del campo de radiación con portadores libres y electrones ligados en un semiconductor compuesto puede ser descrita en términos de una constante dieléctrica compleja:

$$e = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2 = n^2,$$

donde la parte real y la parte imaginaria de la constante dieléctrica compleja  $\varepsilon_1$  y  $\varepsilon_2$  son funciones del índice de refracción complejo  $n_1$ , como se muestra a continuación:

$$n_1 = n + ik \quad (2.60)$$

$$\varepsilon_1 = n^2 - k^2$$

$$\varepsilon_2 = 2nk = 4\pi\sigma/\omega,$$

en la Ec. 2.60,  $n$  es la parte real y  $k$  la parte imaginaria del índice de refracción complejo y  $\sigma$  es la conductividad óptica,

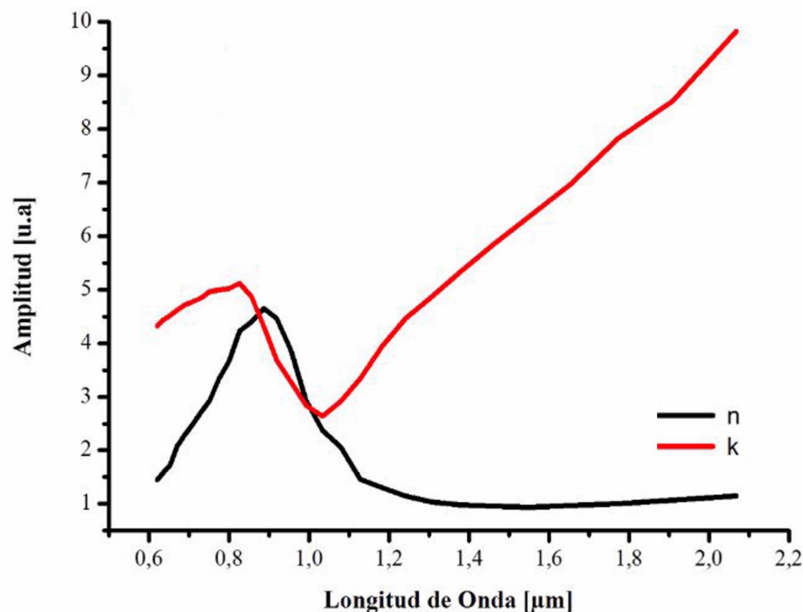


Figura 2.2. Parte real y parte imaginaria del índice de refracción complejo del zinc.

En materiales dieléctricos la parte imaginaria del índice de refracción es frecuentemente despreciada, pero en materiales metálicos es considerada ya que este valor puede llegar a ser más grande que la parte real.

En la figura 2.2 se muestra los valores para  $n$  y  $k$  del zinc en el cual se observa un máximo para  $n$  en 900 nm y posteriormente va disminuyendo exponencialmente, en 1032 nm se muestra un mínimo para  $k$  que corresponde a la frecuencia de resonancia del plasmón, para longitudes de onda mayores a 1032 nm el coeficiente  $k$  aumenta linealmente.

El índice de refracción de muchos materiales ópticos depende de la intensidad de la luz usada para medir el índice de refracción. Esto puede describirse por la relación,

$$n = n_0 + \bar{n}_2 \langle \bar{E}^2 \rangle, \quad (2.61)$$

donde  $n_0$  representa el campo débil del índice de refracción y  $\bar{n}_2$  es la nueva constante óptica (índice de refracción de segundo orden) que proporciona la velocidad en el que índice de refracción aumenta cuando la intensidad óptica decremента. Los corchetes

angulares que encierran la cantidad  $\bar{E}^2$  representan un tiempo promedio. Así el campo óptico es de la forma:

$$\bar{E}(t) = E(\omega) \exp^{i\omega t} + c.c., \quad (2.62)$$

de modo que,

$$\langle \hat{E}(t)^2 \rangle = 2E(\omega)E(\omega)^* = 2|E(\omega)|^2, \quad (2.63)$$

encontramos que,

$$n = n_0 + 2\bar{n}_2 |E(\omega)|^2. \quad (2.64)$$

El cambio del índice de refracción descrito por la Ec. 2.64 es algunas veces llamado efecto óptico Kerr.

Por supuesto, la interacción del haz de luz con un medio óptico no lineal puede ser descrita también en términos de la polarización no lineal. La parte de la polarización no lineal que influye en la propagación de un haz de frecuencia  $\omega$  es.

$$P^{NL} = 3\varepsilon_0 x^3 (\omega = \omega + \omega - \omega) |\varepsilon(\omega)|^2 E(\omega). \quad (2.65)$$

La polarización total de un sistema de materiales esta descrita por:

$$P^{TOT}(\omega) = \varepsilon_0 x^{(1)} E(\omega) + 3\varepsilon_0 x^3 |E(\omega)|^2 E(\omega), \quad (2.66)$$

$$= \varepsilon_0 x_{eff} E(\omega), \quad (2.67)$$

donde tenemos ingresado el efecto de la susceptibilidad

$$x_{eff} = x^{(1)} + 3x^{(3)} |E(\omega)|^2, \quad (2.68)$$

a fin de relacionar la susceptibilidad no lineal  $x^{(3)}$  para índice de refracción no lineal  $n_2$ , se notó que,

$$n_2 = 1 + x_{eff}, \quad (2.69)$$

y mediante la introducción de la Ec. 2.64 en el lado izquierdo y la Ec. 2.68 en el lado derecho de la ecuación, encontramos que:

$$[n_0 + 2n_2 |E(\omega)|^2]^2 = 1 + x^{(1)} + 3x^{(3)} |E(\omega)|^2. \quad (2.70)$$

Es correcto para términos de  $|E(\omega)|^2$ , esta expresión, cuando la expandimos se convierte en:  $n_0^2 + 4n_0\bar{n}_2 |E(\omega)|^2 = (1 + x^{(1)}) + [3x^{(3)} |E(\omega)|^2]$ , que muestra que los índices de refracción lineal y no lineal, estos son relacionados para la susceptibilidad lineal y no lineal

$$n_0 = (1 + x^{(1)})^{1/2}, \quad (2.71)$$

y

$$\bar{n}_2 = \frac{3x^{(3)}}{4n_0}, \quad (2.72)$$

El índice de refracción se midió usando un haz láser, como se muestra en la Ec. 2.64. Otra forma de medir la dependencia de la intensidad en el índice de refracción es el uso de dos haces separados, Ec. 2.68. Aquí, la presencia de un haz fuerte de amplitud  $E(w)$ , conduce a una modificación del índice de refracción que experimenta una onda débil de amplitud  $E(w)$ . La polarización no lineal que afecta la onda está dada por:

$$P^{NL}(\omega') = 6\varepsilon_0 x^3 (\omega' = \omega' + \omega - \omega) |\varepsilon(\omega)|^3 E(\omega'). \quad (2.73)$$

Dos maneras de medir la dependencia de la intensidad en el índice de refracción. En Ec. 2.64, un fuerte haz de luz modifica su propagación, mientras que en Ec. 2.68, un fuerte haz de luz influye en la propagación de la cintura del haz.

La onda por lo tanto, el índice de refracción se expresa

$$n = n_0 + 2\bar{n}_2^{(cruzado)} |E(\omega)|^2, \quad (2.74)$$

donde

$$\bar{n}_2^{(cruzado)} = \frac{3x^{(3)}}{2n_0}. \quad (2.75)$$

Note que el coeficiente no lineal  $\bar{n}_2^{(cruzado)}$  describe el efecto de acoplamiento cruzado, es dos veces tan grande como el coeficiente  $\bar{n}_2$  de la Ec. 2.72, que describe el efecto de auto-acción. Por lo tanto, una onda fuerte de la misma frecuencia dos veces tanto como el efecto, es su propio índice de refracción. Este efecto, para el caso en que  $n_2$  es positivo, es conocido como onda de débil retraso.

Una manera alternativa para definir la dependencia de la intensidad en el índice de refracción es por medio de la ecuación

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (2.76)$$

donde  $I$  denota el tiempo promedio de la intensidad del campo óptico, dado por:

$$I = 2n_0 \varepsilon_0 c |E(\omega)|^2, \quad (2.77)$$

desde que el índice de refracción total  $n$  debe ser el mismo, utilizando su descripción de la contribución no lineal, observamos que comparando las Ec. 2.64 y 2.76

$$2\bar{n}_2 |E(\omega)|^2 = n_2 I, \quad (2.78)$$

y por lo tanto  $\bar{n}_2$  y  $n_2$  están relacionados por,

$$n_2 = \frac{\bar{n}_2}{n_0 \varepsilon_0 c}, \quad (2.79)$$

donde se ha hecho uso de la Ec. 2.77. Si la Ec. 2.75 está expresada, nos encontramos que  $n_2$  está relacionado a  $x^{(3)}$  por

$$n_2 = \frac{3}{4n_0^2 \varepsilon_0 c} x^{(3)}, \quad (2.80)$$

ó

$$x^{(3)} = \frac{4}{3} n_2 n_0^2 \varepsilon_0 c. \quad (2.81)$$

Esta expresión puede ser expresada numéricamente por

$$n_2 \left( \frac{n^2}{w} \right) = \frac{283}{n_0^2} x^{(3)} \left( \frac{n^2}{V^2} \right), \quad (2.82)$$

Las susceptibilidades no lineales son algunas veces citadas en unidades Gaussianas. El procedimiento para convertir entre unidades Gaussianas y unidades SI. Una relación útil es la siguiente;

$$n_2 \left( \frac{cm^2}{w} \right) = \frac{12\pi^2}{n_0^2} 10^7 x^{(3)}(esu) = \frac{0.0395}{n_0^2} x^{(3)}(esu), \quad (2.83)$$

$$\text{Im}(x^3) = \frac{\lambda \varepsilon_0 n_0^2 c \beta}{4\pi}. \quad (2.84)$$

# Capítulo 3

## Arreglo experimental

En este capítulo se presentan el arreglo un esquemático del proceso de fotodeposición, el amplificador de alta ganancia, el cual fue utilizado para la caracterización de las propiedades no lineales que presentan las nanoestructuras de zinc en el núcleo de una fibra óptica. Se muestran las diferentes imágenes obtenidas por los diferentes tipos de microscopios, óptico, SEM, AFM, y finalmente se muestra el arreglo del sistema láser de fibra óptica pulsado. Se describen las etapas utilizadas en cada arreglo experimental, así como los componentes ópticos y sus especificaciones del equipo electrónico utilizado en el experimento.

En la figura 3.1 se muestra un diagrama de flujo del proceso que se realizó para llevar a cabo un láser pulsado de fibra óptica, la primera parte consta del proceso de la fotodeposición, posteriormente se llevó a cabo la microscopia con los tres tipos de microscopios diferentes, para comprobar que existan nanopartículas depositadas en el núcleo de la fibra óptica, posteriormente se utilizó un amplificador de alta ganancia para la caracterización de las propiedades ópticas no lineales, finalmente se implementó un láser pulsado utilizando como absorbedores saturables nanoestructuras de zinc.



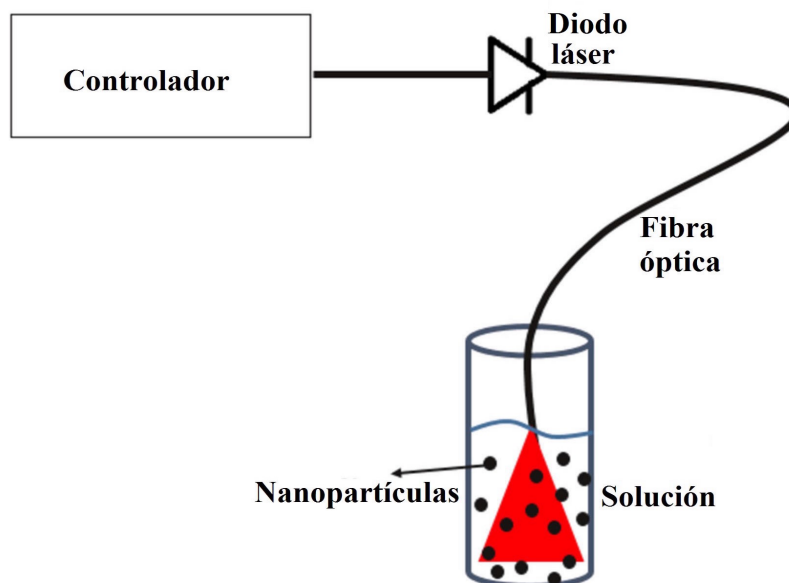


Figura 3.2. Arreglo experimental para la fotodeposición de nanopartículas de zinc en el núcleo de una fibra óptica monomodo [22].

### 3.1 Fotodeposición

El proceso de la fotodeposición previamente reportado por J. G. Ortega y colaboradores [22], consiste en mezclar polvo de zinc en alcohol isopropílico y homogenizarlos. Posteriormente se prepara una fibra óptica monomodo, removiendo la cubierta y limpiándola. Finalmente se usó un láser de fibra óptica de onda continua a 1550 nm para llevar a cabo el proceso de fotodeposición.

En la figura 3.2 se muestra el proceso de la fotodeposición de nanopartículas de zinc en un extremo de la fibra óptica monomodo en la región del infrarrojo cercano.

En nuestro experimento, se utilizó un láser de fibra óptica que emite a  $\lambda = 1550$  nm. El diámetro del núcleo de la fibra óptica es de  $\sim 8.2$  micras y el diámetro del revestimiento es de 125 micras, en esta fibra se llevó a cabo la fotodeposición de las partículas metálicas de zinc. Un medidor de potencia (Mod. PM20 de Thorlabs), se utilizó para controlar la potencia de salida. La fibra óptica se preparó mediante la eliminación del recubrimiento, y se colocó en una solución de alcohol isopropílico y

partículas de zinc. Se utiliza una recipiente cilíndrico de 1.5 cm de diámetro y 7 cm de altura. El recipiente se llenó hasta  $\sim 90\%$  de su capacidad. La distancia típica de la superficie libre de la solución a extremo de la fibra fue de aproximadamente 2 cm y la distancia desde el extremo de la fibra al fondo del recipiente es de unos 4 cm, por lo que el punto del haz en la parte inferior es de  $\sim 6$  mm. La solución se preparó mezclando 8 ml de alcohol isopropílico y 10 mg de polvo de zinc y luego se homogeneizaron usando un baño de ultrasónico.

La fuerza óptica está conformada por la fuerza de gradiente, la fuerza de absorción, la fuerza de esparcimiento y la fuerza de Stokes. Las fuerzas de esparcimiento y absorción tienen su origen en la transferencia del momento lineal causado por el esparcimiento o absorción de los fotones por la partícula, son proporcionales a la intensidad óptica y son responsables de acelerar a la partícula en la misma dirección que la luz incidente [39]. La fuerza de gradiente es la responsable del atrapamiento óptico, la cual es proporcional al gradiente de intensidad y atrae a la partícula en la dirección del gradiente máximo [35].

La fuerza de Stokes en una partículas metálicas tienen un alto coeficiente de absorción, esto significa que los fotones son fuertemente absorbidos llevando al calentamiento de las partículas. Existe una transferencia de calor entre las partículas metálicas y el medio que las rodea en este caso alcohol isopropílico. La fuerza alcanzada por la partícula está dada por la ley de Stokes.

### **3.1.1 Descripción del equipo óptico y electrónico utilizado en el proceso de la fotodeposición**

En este arreglo se utilizó un láser DFB modelo DFB DL-5335- VXS de la compañía OPTOWAY el cual tiene una corriente de umbral de 9.8 mA, su potencia de salida es de 2 mW, su longitud de onda central es de 1550 nm de onda continua y está controlado por un controlador de corriente y temperatura. El controlador de corriente permite proteger y limitar la corriente suministrada al láser DFB haciendo que el

dispositivo sea más preciso y así poder obtener una potencia de salida estable en el láser, las características del controlador se describen a continuación:

El controlador de corriente utilizado es un modelo LDC (Laser Diode Controller) 500 de la compañía THORLABS. El control de corriente se puede programar en un rango de 0 a  $\pm 500$  mA con un ajuste de precisión de  $\pm 0.2$  mA, un rango de potencia de 20 mW a 200 mW, cuyo rango de operación óptimo se encuentra entre 0 a 40 °C.

El controlador de temperatura permite elegir una temperatura para obtener la longitud de onda deseada en el láser de señal que en éste caso debe ser de 1550 nm, sus características del controlador se describen a continuación:

El controlador de temperatura es modelo TEC (Thermoelectric Temperature Controller) 2000 de la compañía THORLABS. Este equipo opera en un rango de corriente de 0 a 2 A y a una temperatura de operación de 0 a 40 °C, tiene un sensor de temperatura AD590, con un tiempo de estabilización de 10 min. En este arreglo la temperatura del controlador se debe programar a 8 °C, ya que en este rango de temperatura el láser DFB emite a 1550 nm.

El láser DFB tiene una montura modelo TCLDM9 (Temperature Controlled, Laser Diode Mount) de la compañía THORLABS, es ideal para la operación del control de temperatura y corriente en diodos láser.

La montura para el DFB es modelo LM14S2 de la compañía THORLABS para láser de mariposa diseñado para 14 pin, soporta una corriente máxima de 5 A, un rango de temperatura típica de 0 a 70 °C.

Una fibra óptica monomodo con un núcleo de  $\sim 8.2 \mu\text{m}$  y un recubrimiento de  $125 \mu\text{m} \pm 0.7 \mu\text{m}$  (modelo SMF-28).

Un medidor de potencia de la marca THORLABS, el cual fue utilizado para medir la potencia de salida del DFB. Las unidades en las que mide tanto el sensor de entrada como el de salida están dadas en W, dBm, W/cm<sup>2</sup>. El ancho de banda en el que mide es hasta de 100 kHz y cuenta con una salida analógica.

En la figura 3.3 se muestra el comportamiento del diodo láser (DFB) de onda continua a 1550 nm que se utiliza para llevar a cabo el proceso de la fotodeposición, se

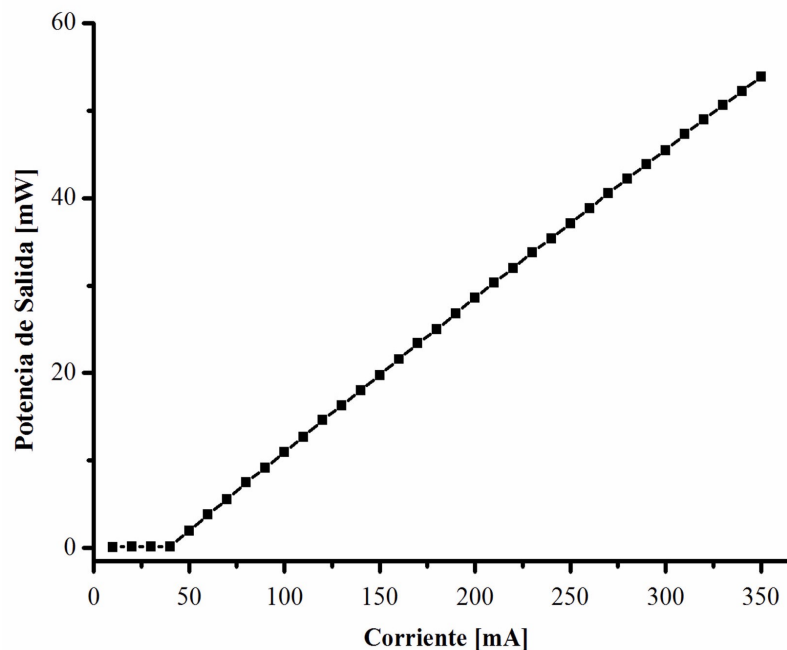


Figura 3.3. Caracterización del láser de 1550 nm en función de su potencia de salida vs corriente de entrada.

observa que tiene un comportamiento lineal de la corriente aplicada contra la potencia de salida. El DFB comienza a tener un comportamiento lineal a partir de 50 mA, para corrientes <50 mA el LD no presenta una potencia de salida.

### 3.1.2 Microscopía

La caracterización de nanopartículas representa uno de los campos de estudio más atractivos y prometedores de la ciencia moderna. En la actualidad las investigaciones en el área de la nanociencia y la nanotecnología están basados en la construcción y caracterización de nanoestructuras, definiendo sus propiedades, eléctricas, su estabilidad química, su respuesta frente a diversos estímulos así como su morfología. En éste trabajo de tesis se realizó la caracterización morfológica mediante tres equipos de microscopios que son: Microscopio Óptico, Microscopio Electrónico de Barrido (SEM) y finalmente el Microscopio de Fuerza Atómica (AFM), estos microscopios es-



Figura 3.4. Microscopio óptico modelo Zeiss, utilizado para caracterización óptica.

tán disponibles en el instituto de química de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla (BUAP).

El microscopio óptico mostrado en la figura 3.4, fue el primero en ser utilizado debido a su fácil manejo y a la importancia para saber si existen partículas de zinc depositadas en el núcleo de la fibra óptica.

Éste microscopio es modelo Zeiss West Germany 47 30 28, cuenta con tres lentes de diferente resolución modelos Epiplan- HD 40/0.85. Con estos lentes se hizo un enfoque más directo al punto deseado, que en éste caso es el núcleo de la fibra óptica.

El SEM mostrado en la figura 3.5, fue el segundo microscopio en ser utilizado, con éste microscopio se pudo obtener una imagen más clara y precisa de la superficie de la fibra óptica donde se depositaron partículas de zinc. Éste microscopio es de la marca TESCAN modelo VEGA TS 5136SB, está destinado a la investigación de la superficie de la muestra con una alta ampliación en la profundidad del foco. Para grabar el archivo, procesamiento y el análisis de las imágenes, se hace mediante una computadora. Éste microscopio es uno de los más complejos de utilizar, ya que cuenta



Figura 3.5. Microscopio Electrónico de Barrido (SEM).

con varios parámetros de ajuste los cuales permiten su resolución óptima en imágenes deseadas.

Finalmente el AFM mostrado en la figura 3.6, fue el último microscopio en ser utilizado. Éste microscopio es de la marca QUESANT y pertenece a la familia de instrumentos llamada "microscopios de escáner de prueba". El microscopio revela información acerca de las propiedades de la superficie de la fibra óptica, es muy sensible a las vibraciones y está instalado sobre una mesa óptica que aísla las vibraciones del exterior. Con este microscopio se fue capaz de identificar el tamaño y morfología de las partículas depositadas en la fibra óptica, así como imágenes en 3D de la superficie. La complejidad de este microscopio radica en su alineación de la fibra óptica con la punta de prueba.

En la figura 3.7 se muestran tres imágenes de una fibra óptica sin partículas depositadas utilizando el SEM. En la figura 3.7(a) se muestra el final de una fibra óptica, obtenida por medio de microscopio óptico en la cual se observa que no existen partículas en la superficie de la fibra óptica, el tamaño de la fibra óptica utilizada es de  $125 \mu m$  de diámetro. En la figura 3.7(b) se muestra que la fibra óptica no



Figura 3.6. Microscopio de Fuerza Atómica (AFM).

tiene partículas en la superficie como se obtuvo anteriormente con el microscopio óptico, también se puede observar que su núcleo está de un color gris más claro que la cubierta. En la figura 3.7(c) se muestra la superficie 2D de una fibra óptica obtenida por medio del AFM. En la figura se muestra una superficie lisa lo cual demuestra que no existen partículas en la superficie cercana al núcleo de la fibra óptica.

En la figura 3.8 se muestra la superficie en 3D de una fibra óptica, la figura muestra una superficie plana, esto significa que no existen partículas en la superficie. El área de captura es de  $20 \times 20 \mu m$  correspondiente a una área mayor a la del núcleo de la fibra óptica que es de  $8 \mu m$  aproximadamente.

El proceso de la fotodeposición permite colocar partículas en el núcleo de una fibra óptica, técnica que ya ha sido explicada anteriormente. En la figura 3.9 se muestran tres imágenes obtenidas por medio del microscopio óptico. La cantidad de partículas depositadas depende de la potencia del haz láser y del tiempo de inmersión de la fibra óptica dentro de la solución. En la figura 3.9(a) se puede observar que la deposición de partículas ocurre en el núcleo de la fibra óptica, la potencia del depósito es de 50 mW con una pérdida de 3 dB. En la figura 3.9(b) se muestra una deposición de partículas en el núcleo de la fibra óptica, la potencia con la cual se realizó el depósito es de 30 mW con una pérdida de 3 dB. En la figura 3.9(c) se muestra una

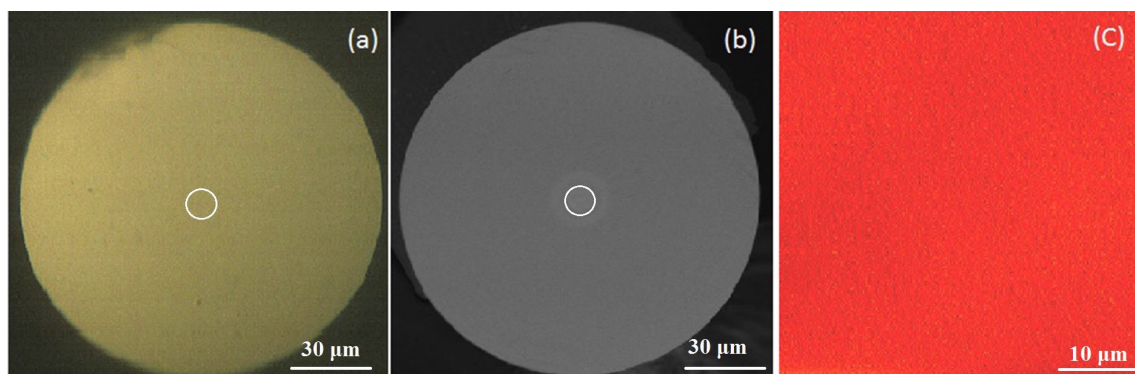


Figura 3.7. Vista de la sección transversal de una fibra óptica sin nanopartículas utilizando tres microscopios: (a) microscopio óptico, (b) microscopio electrónico de barrido y (c) microscopio de fuerza atómica.

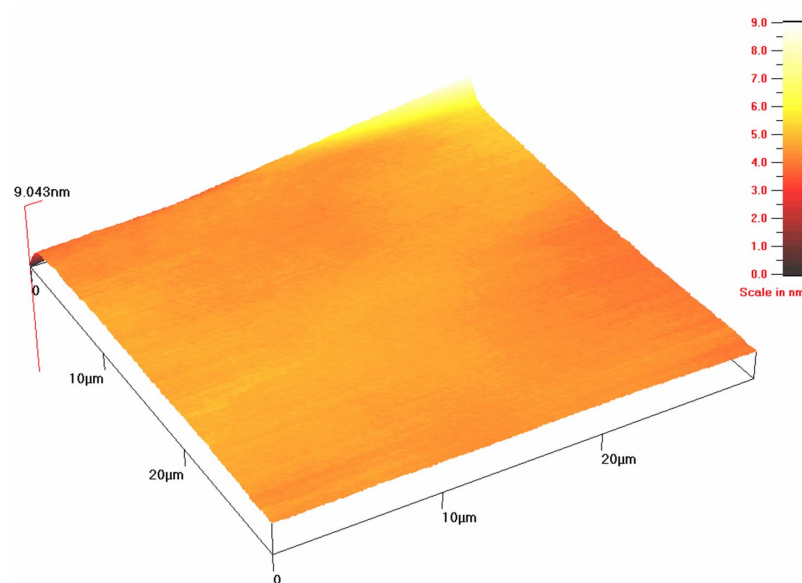


Figura 3.8. Superficie de una fibra óptica limpia obtenida por el AFM.

fibra óptica con partículas, en esta imagen se observa que las partículas no solo se depositaron en el núcleo de la fibra óptica sino también en la cubierta. El núcleo de la fibra óptica no es claramente identificado con este microscopio.

En la figura 3.10 se muestran tres imágenes de fibras ópticas con depósitos de partículas de zinc obtenidas por el SEM. En la figura 3.10(a) se muestra partículas depositadas en la fibra óptica. El núcleo de la fibra óptica se observa de un color gris más claro, en ésta imagen también se observan dos partículas depositadas en la cubierta de la fibra óptica, esto se debe a las condiciones de la deposición que se presenta la fibra óptica. Al momento de sumergir la fibra óptica en la solución de alcohol isopropílico y partículas de zinc, las partículas metálicas se calientan debido a la intensidad del haz láser haciendo que la solución cercana a la fibra óptica alcance una temperatura de ebullición, por lo cual hace que se genere una burbuja en la punta de la fibra óptica, si la burbuja no se rompe provoca que las partículas viajen sobre la burbuja haciendo que se depositen sobre la cubierta de la fibra óptica y no en el núcleo. Finalmente se observa que la fibra óptica tiene un corte en la periferia, esto es debido a la cortadora de fibra óptica que se utilizó. En la figura 3.10(b) se muestra una fibra óptica con una potencia de depósito de 30 mW, en ésta imagen se observa una fibra óptica con más partículas en la cubierta que la fibra de la figura (a). El núcleo de la fibra se observa de un color más oscuro a toda la fibra óptica, esto se debe a las características con las cuales se llevó la deposición. Finalmente en la figura 3.10(c) se observa una fibra óptica con un depósito de 10 mW, en esta figura se observa con muy poca cantidad de partículas entre la cubierta y el núcleo. El núcleo se puede observar de un color gris ligeramente más claro que el resto de la fibra óptica.

Los depósitos realizados en cada una de estas fibras ópticas fueron usando un láser con una emisión a 1550 nm. En la figura 3.3 se muestra la caracterización de la potencia de salida del láser contra la corriente suministrada.

En la figura 3.11 se muestra el núcleo de una fibra óptica, la imagen obtenida por el AFM es de  $20 \times 20 \mu m$ , esto corresponde a una área mayor a la del núcleo de

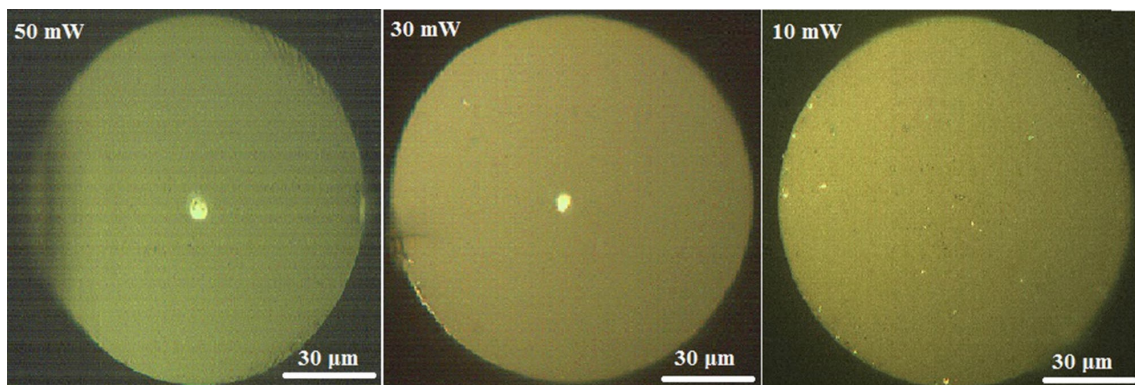


Figura 3.9. Vista de la sección transversal de una fibra óptica. (a) depósito de 50 mW, (b) depósito de 30 mW y (c) con un depósito de 10 mW.

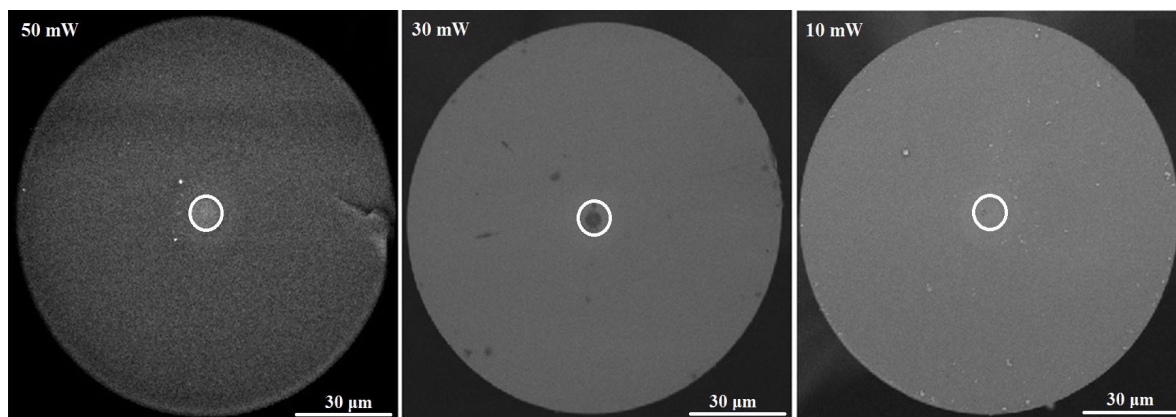


Figura 3.10. Imágenes obtenidas por el SEM a) depósito con una potencia de 50 mW, b) depósito con una potencia de 30 mW, c) depósito con una potencia de 10 mW.

la fibra óptica correspondiente a  $8 \mu m$ . En la imagen se observa una deposición de partículas en una área mayor a la del núcleo de la fibra, en la parte inferior de la imagen se observa una superficie de nanopartículas depositadas una sobre otra haciendo que se acumulen en un solo lugar. Esta cantidad de partículas tiene una superficie aproximadamente a  $8 \mu m$ . En la parte superior izquierda se muestra un acercamiento del núcleo de la fibra óptica donde se observan partículas esféricas depositadas en el núcleo estas esferas tienen un diámetro aproximadamente de  $500 \text{ nm}$ .

En la figura 3.12 se muestra una superficie de  $40 \times 40 \mu m$ , se observa una superficie circular de aproximadamente  $35 \mu m$  de diámetro, en ésta superficie se observan partículas que fueron depositadas con una potencia de  $30 \text{ mW}$ . En la imagen se observan dos superficies de aproximadamente  $10 \mu m$  éstas superficies corresponden a una acumulación de partículas. En la parte superior izquierda se muestra un acercamiento del núcleo de la fibra óptica, la imagen muestra más claramente las partículas que fueron depositadas en el núcleo, éstas partículas son principalmente esféricas con un diámetro mayoritariamente de  $1 \mu m$ .

En la figura 3.13 se muestra una superficie de una fibra óptica con nanopartículas en un área de  $30 \times 30 \mu m$  donde se puede observar partículas de zinc. El área con una mayor deposición de partículas corresponde a la del núcleo de la fibra óptica, ésta área es aproximadamente de  $10 \mu m$ . En la parte inferior derecha del núcleo se puede apreciar una partícula depositada, en la cubierta de la fibra óptica, esta partícula no es esférica tiene una forma triangular, el ancho de la partícula es de  $3 \mu m$  por lo cual suponemos que el tamaño de las partículas que se depositaron en el núcleo con una potencia de  $10 \text{ mW}$  corresponden a un tamaño de  $3 \mu m$ .

Estas partículas esféricas fueron medidas con la herramienta que proporciona el programa del AFM. En la figura 3.14 se muestra un ejemplo del uso de la herramienta para medir el tamaño de las partículas.

En la figura 3.15 se muestra una imagen que tiene una área de  $8 \times 8 \mu m$  donde se observa un relieve correspondiente a partículas de zinc que fueron depositadas en el núcleo de la fibra óptica con una potencia de  $50 \text{ mW}$ . En la figura 3.16 se muestra

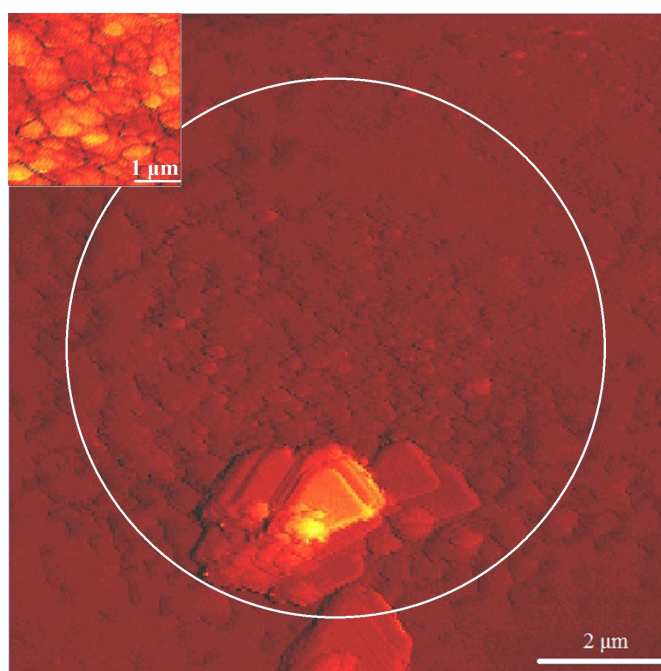


Figura 3.11. Imagen 2D del núcleo de una fibra óptica obtenida por el AFM con una potencia de depósito 50 mW.

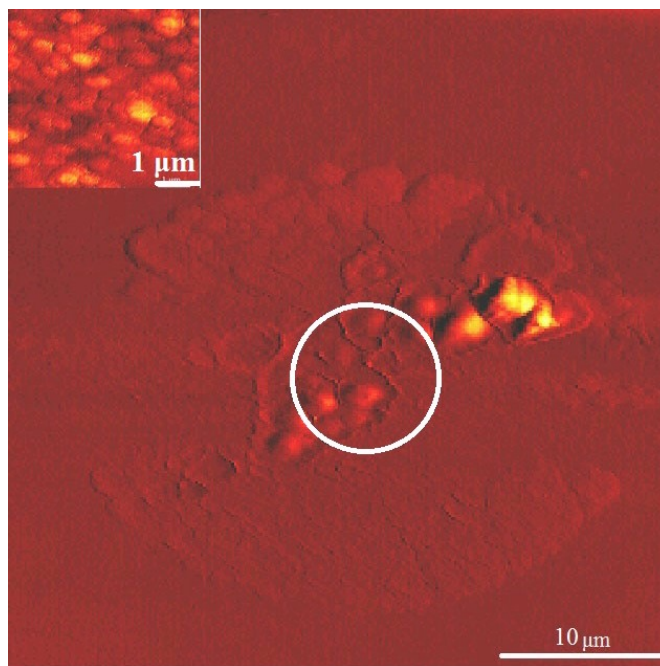


Figura 3.12. Imagen del núcleo de una fibra óptica con nanopartículas metálicas de zinc, obtenida por el AFM, la potencia del depósito es de 30 mW.

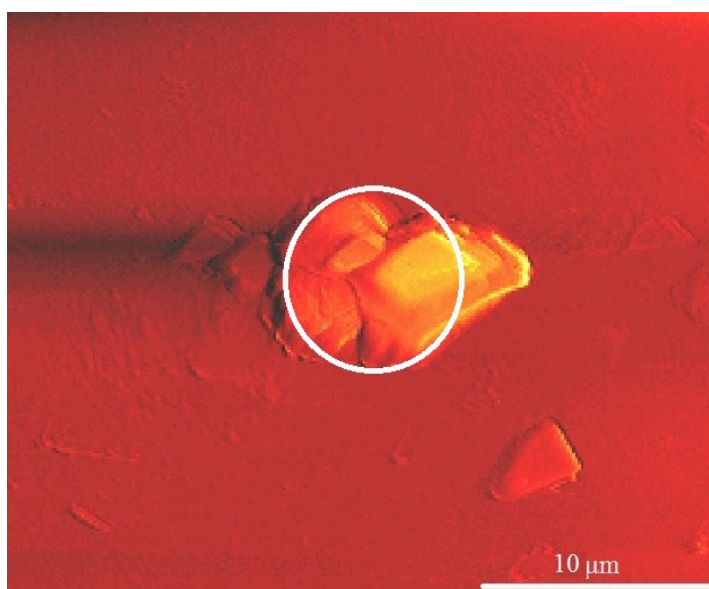


Figura 3.13. Imagen del núcleo de una fibra óptica con nanopartículas metálicas de zinc, obtenida por el AFM, la potencia del depósito es de 10 mW.

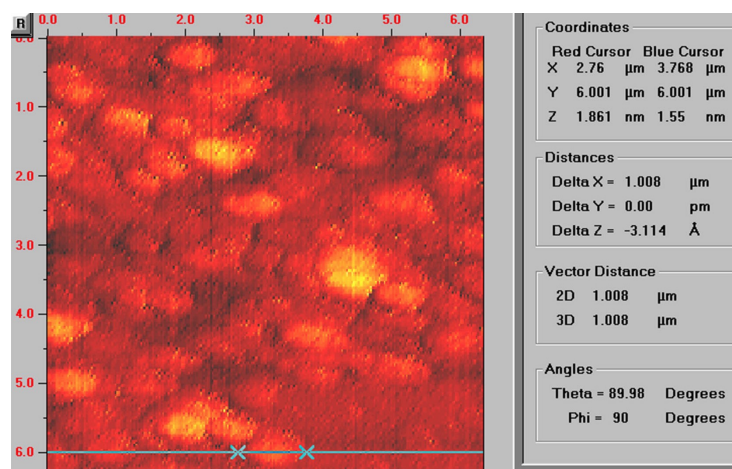


Figura 3.14. Herramienta utilizada para el análisis de la dimensión de las partículas depositadas en el núcleo de la fibra óptica.

una área de  $6 \times 6 \mu m$  en ésta imagen se observa una superficie de partículas con un mayor relieve a la figura 3.15 lo cual corresponde a un depósito con una potencia de 30 mW. Finalmente en la figura 3.17 se muestra una imagen con una área de  $10 \times 10 \mu m$  correspondiente al núcleo de la fibra óptica, en ésta imagen se observa una sola deposición ya que el tamaño de las partículas depositadas es de aproximadamente  $3 \mu m$  como se explicó anteriormente.

## 3.2 Caracterización no lineal

Para llevar a cabo la caracterización de la transmisión no lineal de las partículas depositadas en el núcleo de la fibra óptica es necesario contar con un láser pulsado con el que se puedan alcanzar intensidades pico suficientemente altas para excitar las no linealidades del material. En la figura 3.18 se muestra el arreglo experimental del amplificado de alta ganancia utilizado cual opera a 1550 nm [32]. La primera etapa de amplificación consiste de un circulador óptico al cual se le conecta la señal pulsada a 1550 nm proveniente de un láser de retroalimentación distribuida (DFB), mientras que al puerto 2 se le conecta 10 m de EDF con una concentración de 1000

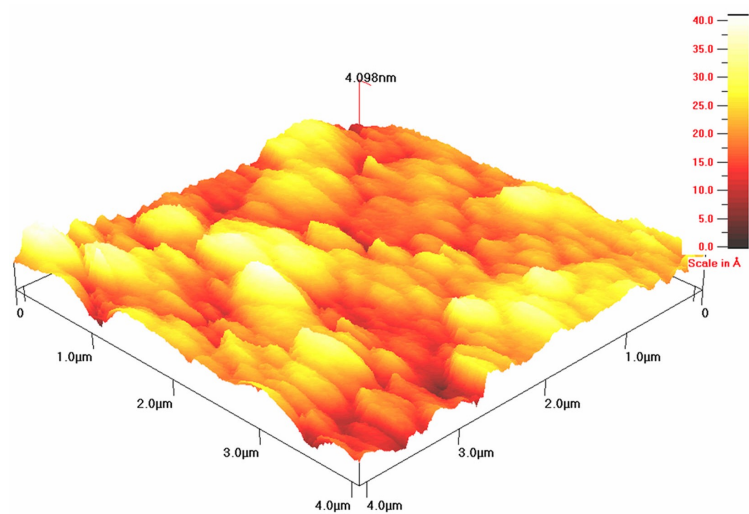


Figura 3.15. Imagen en 3D del núcleo de la fibra óptica con nanopartículas de zinc para una potencia de deposición de 50 mW.

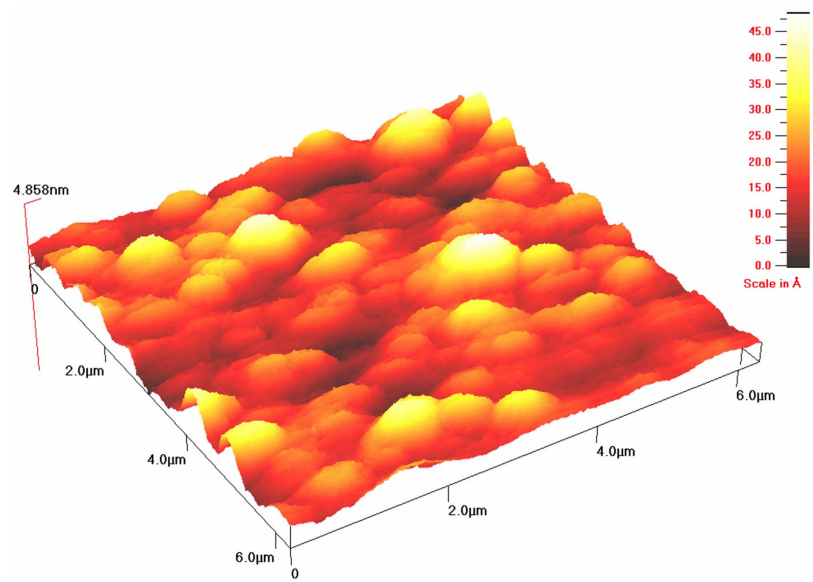


Figura 3.16. Imagen en 3D del núcleo de una fibra óptica con partículas de zinc para una potencia de deposición de 30 mW.

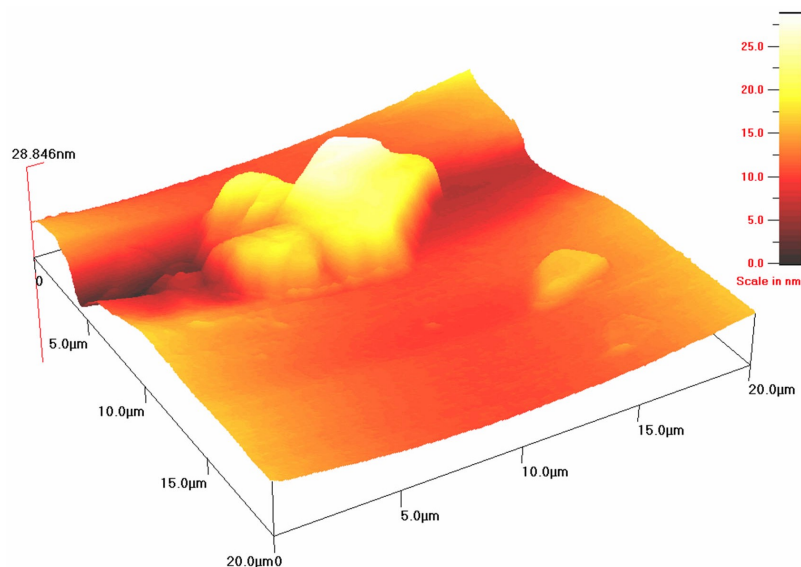


Figura 3.17. Imagen en 3D del núcleo de una fibra óptica con partículas de zinc para una potencia de deposición de 10 mW.

p.p.m. como medio de ganancia. Un acoplador 70/30 es utilizado para proporcionar el 70 % de la señal de bombeo proveniente de un láser de onda continua que emite una  $\lambda = 980 \text{ nm}$  a la primera etapa de amplificación a través de un WDM, el puerto del WDM que corresponde a 1550 nm se conecta con una rejilla de Bragg con 99% de reflexión, cuyo pico de reflexión se encuentra centrado a 1550 nm. Esta rejilla funciona como un espejo el cual reflejará la luz cuya longitud de onda a 1550 nm. La salida pulsada de la primera etapa de amplificación se obtiene a través del puerto 3 del primer circulador óptico y a su vez introducida a la entrada de la segunda etapa de amplificación. La salida de la primera etapa de amplificación está acompañada por ruido y un ancho de banda mayor a 1550 nm es por esta razón que se utiliza una segunda etapa de amplificación.

Esta segunda etapa de amplificación cuenta con los elementos de características iguales a la primera etapa. Por lo tanto la salida total del láser pulsado se obtiene en el puerto 3 del segundo circulador óptico. Las características de salida de la señal del láser son controladas por tres sistemas: un controlador de temperatura para

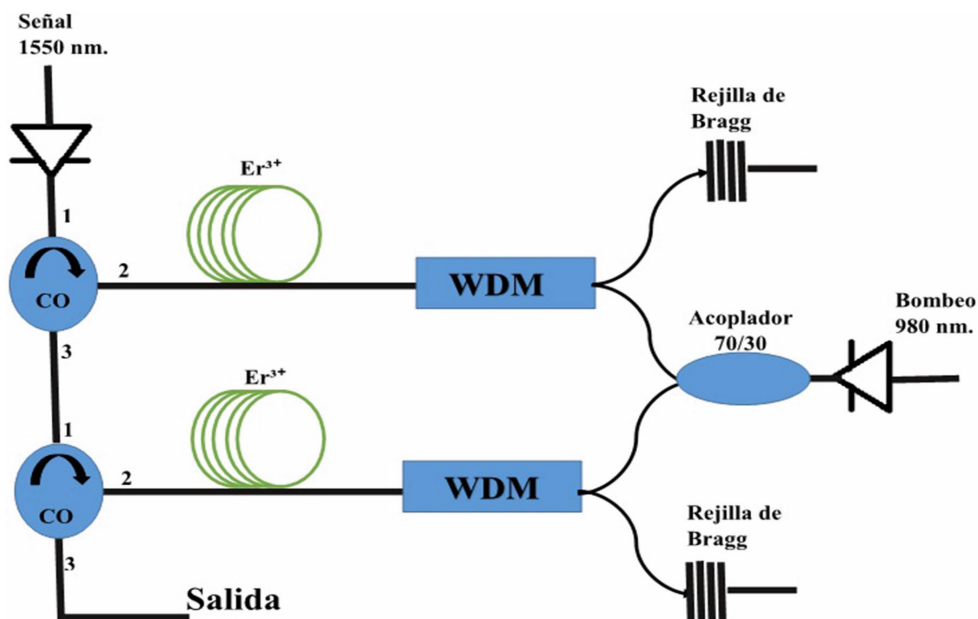


Figura 3.18. Arreglo experimental de amplificador de alta ganancia con fibra dopada con erbio [32].

estabilizar la longitud de onda de operación, una fuente de corriente para ajustar el nivel de potencia de salida y un generador de pulsos para programar tanto la frecuencia, así como su duración temporal.

La salida es ajustable, la cual brinda una potencia pico de salida máxima de 1000 W con un pulso de 10 ns. Por otra parte, el amplificador utiliza una fuente de bombeo individual para las dos etapas de amplificación que es ajustable de 200 mA a 400 mA.

En la figura 3.19 se muestra la caracterización del láser de bombeo, en el cual variando la corriente de 0 a 400 mA y tomando los valores de potencia en rangos de 10 mA, se hacen las mediciones y los resultados obtenidos son mostrados en la figura 3.19 en la cual se observa que el comportamiento que tiene es lineal, con una corriente umbral del diodo láser de 70 mA, proporcionando una potencia máxima de 330 mW.

Para llevar a cabo la caracterización de la transmisión no lineal se fotodepositaron las partículas de zinc sobre la fibra óptica de tal forma que formarían una capa que provocaría una pérdida en la potencia de 3 dB. En la figura 3.20 se muestra la po-

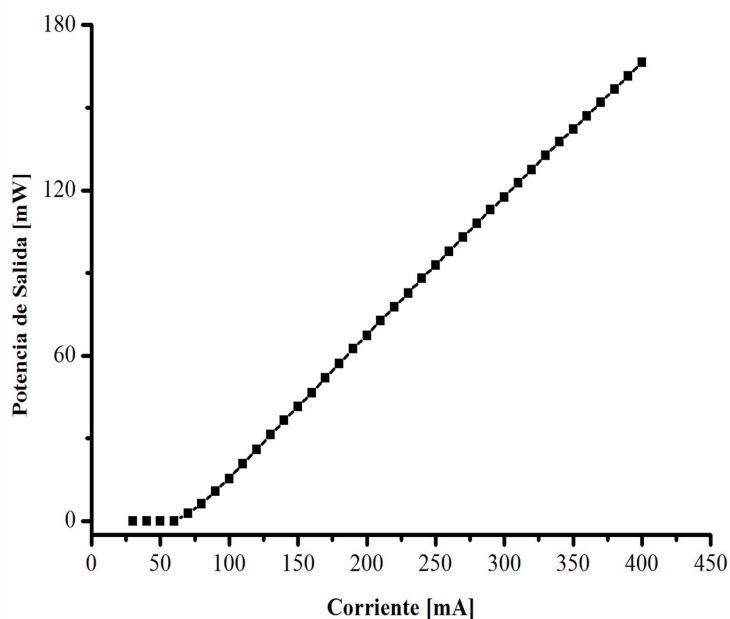


Figura 3.19. Caracterización de un láser con una longitud de 980 nm, utilizado como fuente de bombeo.

tencia de salida en función de la corriente aplicada al controlador del láser DFB, este muestra un comportamiento lineal, posteriormente se realizó un promedio de los datos que se capturaron de la fibra limpia (FL), los cuales se muestran en la figura 3.20. La potencia máxima obtenida fue de 6 mW, después se colocó la fibra con nanoestructuras (FCN) de zinc depositadas en el núcleo de la fibra óptica con una pérdida de 3 dB. En la figura 3.20 se muestran los datos obtenidos, en la imagen se observa que la FCN tiene un máximo de 3 mW de potencia de salida, lo cual corresponde a los 3 dB de pérdida con respecto a la FL.

### 3.2.1 Descripción del equipo óptico y electrónico utilizado en el amplificador de alta ganancia.

En este arreglo se utilizó un láser DFB modelo DFB DL-5335- VXS de la compañía OPTOWAY el cual tiene una corriente de umbral de 9.8 mA, su potencia de salida es de 2 mW, su longitud de onda central es de 1550 nm de onda continua y está

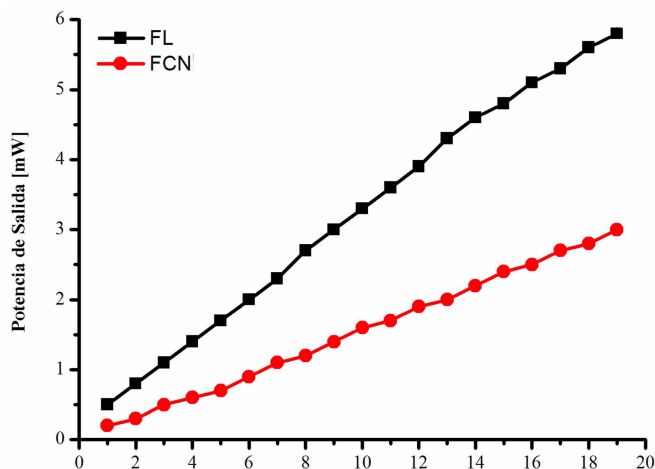


Figura 3.20. Potencia de salida del diodo láser de retroalimentación distribuida con nanoestructuras (FCN) y sin nanoestructuras (FL)

controlado por un controlador de corriente y temperatura, el controlador de corriente permite proteger y limitar la corriente suministrada al láser DFB haciendo que el dispositivo sea más preciso y así poder obtener una potencia de salida estable en el láser, las características del controlador se describen a continuación.

El controlador de corriente utilizado es un modelo LDC (Laser Diode Controller) 500 de la compañía THORLABS. El control de corriente se puede programar en un rango de 0 a  $\pm 500$  mA con un ajuste de precisión de  $\pm 0.2$  mA, un rango de potencia de 20 mW a 200 mW, cuyo rango de operación óptimo se encuentra entre 0 a 40 °C. Este controlador se programó a 15 mA correspondientes a la corriente de operación del láser de señal.

El controlador de temperatura permite elegir una temperatura de operación para el DFB y programar la longitud de onda deseada en el láser, en éste caso debe ser de 1550 nm, sus características del controlador se describen a continuación.

El controlador de temperatura es modelo TEC (Thermoelectric Temperature Controller) 2000 de la compañía THORLABS. Este equipo opera en un rango de corriente de 0 a 2 A y a una temperatura de operación de 0 a 40 °C, tiene un sensor de temperatura AD590, con un tiempo de estabilización de 10 min.

El láser DFB tiene una montura modelo TCLDM9 (Temperature Controlled, Laser Diode Mount) de la compañía THORLABS, es ideal para la operación del control de temperatura y corriente en diodos láser.

Se utilizó un generador de pulsos ya que el láser DFB es de onda continua y se requiere que sea pulsado, el generador se programó con un ancho de pulso de 20 ns y una frecuencia de 1 kHz, estos parámetros fueron seleccionados debido a la característica del pulso de salida ya que para un ancho de pulso más grande el pulso de salida se deforma y para una frecuencia mayor la potencia de salida es menor como fue previamente reportado [32].

El generador de pulsos es modelo 6040 marca Universal Pulse Generator de la compañía BNC, opera en un rango de frecuencia comprendido entre 0.01 Hz a 100 MHz y con precisión de ajuste de 0.01 %, anchos de pulso que van desde los 3 ns hasta 640 s con una precisión de 0.2 %. Los pulsos generados para este arreglo varían desde 10 hasta 500 ns.

El diodo láser para el bombeo en las dos etapas de amplificación es modelo PL980P330J de la compañía THORLABS, es de tipo mariposa de 14 pines, su longitud de onda central es de 975 nm, opera en un rango de corriente de 600 a 720 mA, la potencia de salida máxima que brinda es de 330 mW, cuenta con ancho de banda espectral de 0.5 a 1.0 nm, la corriente umbral típica es de 75 mA y la máxima de 90 mA.

Fibra dopada con erbio se utiliza como medio de ganancia, es modelo M12-980-125 de la compañía THORLABS.

Circuladores ópticos, la señal no debe regresar a la etapa anterior es necesario usar este dispositivo porque tiene la capacidad de hacer pasar una señal por uno de sus puertos hacia el puerto siguiente sin que esta señal pueda regresar por alguno de ellos. El circulador óptico utilizado es de tres puertos, su modelo 6015-3 de la compañía THORLABS, operan en un rango de longitud de onda de 1525 a 1610 nm, tiene pérdidas por inserción típica de 0.8 dB y máxima de 1.0 dB, funciona en un

rango de temperatura desde los 0 hasta los 70 °C y su potencia máxima de operación es de 50 mW.

El multiplexor por división de longitud de onda (WDM) La alternativa de multiplexación por longitud consiste en propagar por una misma fibra señales de distintas longitudes de onda, el WDM utilizado es un modelo WPN052407 de la compañía THORLABS. Este dispositivo opera en un rango de longitud de onda de 980 a 1550 nm, tiene una pérdida por inserción de 0.55 dB y tiene un ancho de banda en longitud de onda de  $\pm 10$  nm.

Rejilla de Bragg es un dispositivo con una variación periódica del índice de refracción, que se introduce longitudinalmente a lo largo del núcleo de la fibra y que actúa como una estructura de reflexión múltiple. Las rejillas que se usan en éste arreglo experimental reflejan a 1550 nm, son modelo FOSS2CX6166 de la compañía AVENSYS, se usan dos rejillas de Bragg que reflejan a una longitud de onda central de 1550 nm, ambas con un ancho de banda de 0.21 nm.

### **3.3 Láser de fibra óptica**

Los avances en la construcción de fibras ópticas, así como el desarrollo y evolución de los diodos láser como fuentes de bombeo, han dado como resultado la construcción de láseres de fibra óptica. Los láseres de fibra óptica son láseres de estado sólido en los que la matriz no es una pieza de cristal o vidrio sino una fibra óptica, y los iones que dopan la fibra óptica son de tierras raras. El pequeño grosor de la fibra óptica, la posibilidad de microestructurarla o de utilizar ciertos tipos de no linealidades ópticas confieren a estos láseres algunas propiedades únicas. Los láseres en configuración de anillo han dado paso a un tipo de láseres, novedosos y eficientes, con ancho de banda angosta, alta coherencia espacial y longitudinal, convirtiéndolo en un esquema de interés.

En la figura 3.21 se muestra la configuración en anillo la cual a través de un Multiplexor por División de Longitud de Onda, se ingresa una señal de bombeo y la

retroalimentación del láser emitida por la fibra dopada con erbio que es utilizada como medio activo. La señal de bombeo es proporcionada por un láser de onda continua, en éste caso el láser de bombeo utilizado ofreció una potencia máxima de salida de 330 mW de la compañía THORLABS, el láser es de tipo mariposa de 14 pines, su longitud de onda central es de 975 nm, opera en un rango de corriente de 600 a 720 mA. La salida del WDM se conecta a la fibra dopada con erbio EDF como medio activo en el láser configuración anillo. Los controladores de polarización (CP), sirven para optimizar la salida de la señal así como polarizar el haz dentro de la fibra óptica. El aislador óptico hace que la luz viaje en una sola dirección propagante.

Como absorbedores saturables se utilizaron nanopartículas de zinc, las cuales fueron fotodepositadas en el núcleo de la fibra óptica y acopladas mediante un tubo capilar el cual solo permite la entrada de la fibra óptica sin recubrimiento, para facilitar su alineación correcta a ambos extremos de la fibra óptica. Finalmente se utilizó un acoplador 80/20 el cual divide la señal en dos: el 20% se toma como la señal de salida neta del sistema láser la cual corresponde a una longitud de onda de 1550 nm y el 80% restante de la señal es acoplada a la entrada del WDM para realimentar el sistema con el fin de que la emisión estimulada no se detenga.

Para observar los pulsos generados en el láser de fibra es necesario conectar la salida proveniente del puerto del 20 % del acoplador 80/20 al fotodetector modelo DET01CFC de Thorlabs que a su vez se conecta al osciloscopio modelo DPO3014 de la compañía Tektronix.

### **3.3.1 Descripción del equipo óptico y electrónico utilizado en el láser de fibra óptica.**

En éste arreglo se utilizó un WDM modelo WPM07000165 de la compañía THORLABS. Este dispositivo opera en un rango de longitud de onda de 980 a 1550 nm, tiene una pérdida por inserción de 0.55 dB y tiene un ancho de banda en longitud de onda de  $\pm 10$  nm.

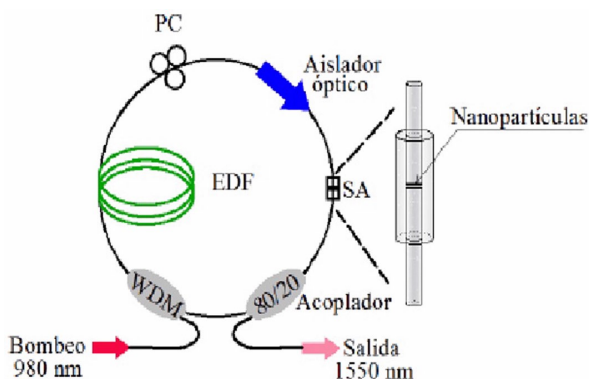


Figura 3.21. Esquema experimental de un láser de fibra óptica en configuración anillo utilizando las partículas de zinc como absorbente saturable.

Como medio activo se utilizaron 12 metros de fibra dopada con erbio dopada con 1000 ppm, modelo M12-980-125 de la compañía THORLABS para un bombeo de 980 nm, con un diámetro de  $125 \mu\text{m} \pm 2\mu$ .

Los controladores de polarización modelo FPC030 de la compañía THORLABS utilizan birrefringencia inducida por el estrés producido envolviendo la fibra alrededor de tres platos para crear placas de onda independientes que alterarán la polarización de la luz transmitida en una fibra de modo único. El eje rápido de la fibra está en el plano de los platos, lo que permite un estado de polarización de entrada arbitrario ajusta girando las placas.

El aislador óptico independiente que se utilizó modelo IO-H-1550 de la compañía THORLABS, el cual tiene una longitud de onda central en 1550 nm, su rango de operación es 1530-1570 nm, pérdidas por conexión de 0.5-0.7 dB.

Como absorbentes saturables se utilizó polvo de zinc. El tamaño de las partículas corresponde a 325 Mesh equivalente a tamaños  $\leq 45 \mu\text{m}$  [40].

El láser de bombeo que se utilizó emite una longitud de onda a 980 nm, especificado anteriormente. Finalmente se utilizó un acoplador óptico modelo CWD07014557 de la compañía THORLABS.

El osciloscopio es un modelo DPO3014 de la compañía Tektronix, cuenta con 4 canales de entrada, con impedancias de  $1 \text{ M}\Omega$  con 300 VRMS de voltaje máximo, 50

y  $75 \Omega$  con estas dos últimas impedancias se pueden suministrar hasta 5 V de voltaje máximo y  $\pm 20$  de voltaje pico.

# Capítulo 4

## Resultados

En este capítulo se presentan los resultados teóricos y experimentales obtenidos en la caracterización no lineal de las nanopartículas metálicas usando un láser pulsado. En la primera parte se explican los coeficientes de extinción y su relación con el tamaño de las partículas depositadas en el núcleo de la fibra óptica. En la segunda parte se presentan resultados de los datos obtenidos de la susceptibilidad no lineal de tercer orden y su relación con los coeficientes de extinción. Finalmente se muestra el sistema de láser pulsado utilizando nanoestructuras de zinc como absorbedores saturables.

### 4.1 Coeficientes de extinción

El coeficiente de extinción está formado por el coeficiente de absorción y el coeficiente de esparcimiento. El coeficiente de absorción corresponde a la cantidad de luz que absorben las partículas de zinc en el medio.

En la figura 4.1 se muestran tres coeficientes de absorción correspondientes a tres tamaños de partícula, estos tamaños fueron obtenidos por la caracterización morfológica utilizando el AFM. En la figura se observa un pico de absorción que a 1032 nm que corresponde a la frecuencia de resonancia del plasmón del zinc y la cual es responsable de las propiedades ópticas no lineales. De acuerdo a los resultados observados, el coeficiente de absorción es mayor para tamaños de partículas más pequeños. En la tabla 4.2 se muestra cada valor del coeficiente de absorción obtenido por la simulación de Matlab a una longitud de onda que corresponde a 1550 nm.

En la figura 4.2 se muestra el coeficiente de esparcimiento para los tamaños de partículas utilizados anteriormente. En esta figura también se muestra que para partículas pequeñas el coeficiente de esparcimiento es mayor hasta una cierta longitud de onda, cuando la longitud de onda aumenta el coeficiente de esparcimiento

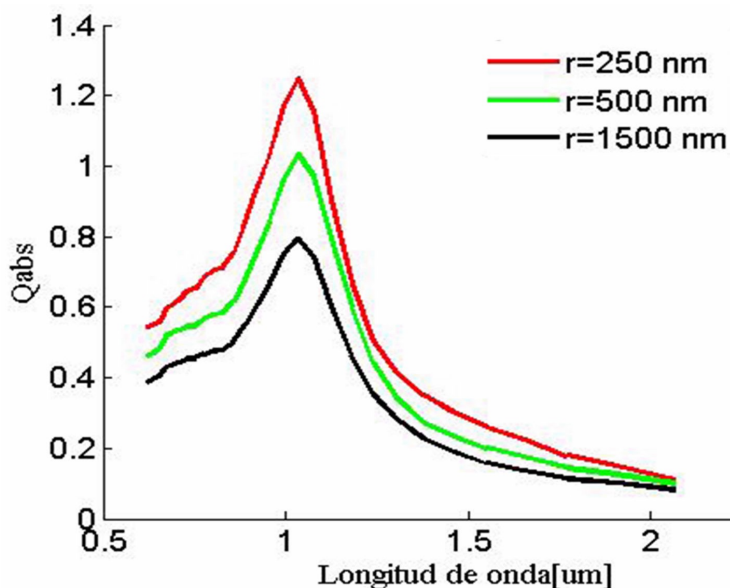


Figura 4.1. Coeficiente de absorción para partículas de zinc con diferentes radios de 250, 500 y 1500 nm a diferentes longitudes de onda.

disminuye exponencialmente. Para radios de partículas de 500 y 1500 nm el coeficiente de esparcimiento se mantiene y su valor máximo se empieza a desplazar hacia el infrarrojo lejano. En la tabla 4.2 se muestran las cantidades de cada coeficiente de absorción correspondiente al tamaño de la partícula a una longitud de onda de 1550 nm.

En la figura 4.3 se muestra una comparación del coeficiente de extinción contra longitud de onda, para partículas de 250, 500, 1500 nm. En la imagen se observa que para partículas con un radio de 250 nm el coeficiente de extinción es mayor, sin embargo a 1550 nm longitud de onda el coeficiente de extinción disminuye.

En la figura 4.4 se muestra una simulación obtenida por el programa de Matlab, en éste programa se consideran los coeficientes de extinción como se explicó en el capítulo anterior, el estudio se realizó para un rango de tamaño de partícula de 10 nm a 1.7  $\mu\text{m}$ .

En esta imagen se observan tres tamaños de partículas: rojo, correspondiente a un radio de 250 nm, verde que corresponde a un radio de 500 nm y finalmente el color negro correspondiente a un radio de 1500 nm. En cada tamaño de partícula se aprecia un coeficiente de extinción el cual se muestra en la tabla 4.2. El coeficiente mayor es el coeficiente de esparcimiento, el coeficiente de absorción es mucho menor. En la figura 4.4 se puede apreciar que para tamaños de partículas  $< 600$  nm el coeficiente de extinción aumenta exponencialmente, mientras que para partículas mayores a 600 nm el coeficiente de extinción se va atenuando y al mismo tiempo disminuyendo hasta

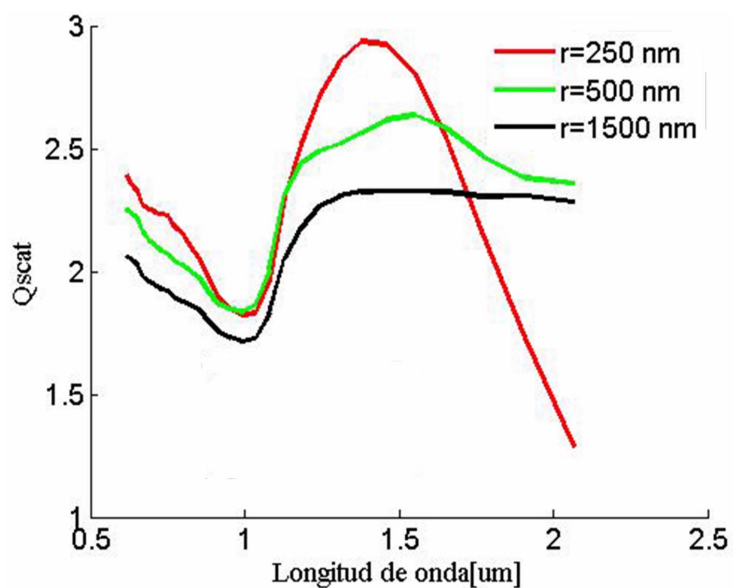


Figura 4.2. Coeficiente de esparcimiento para diferentes radios de partícula  $r=250$ , 500 y 1500 nm a diferentes longitudes de onda.

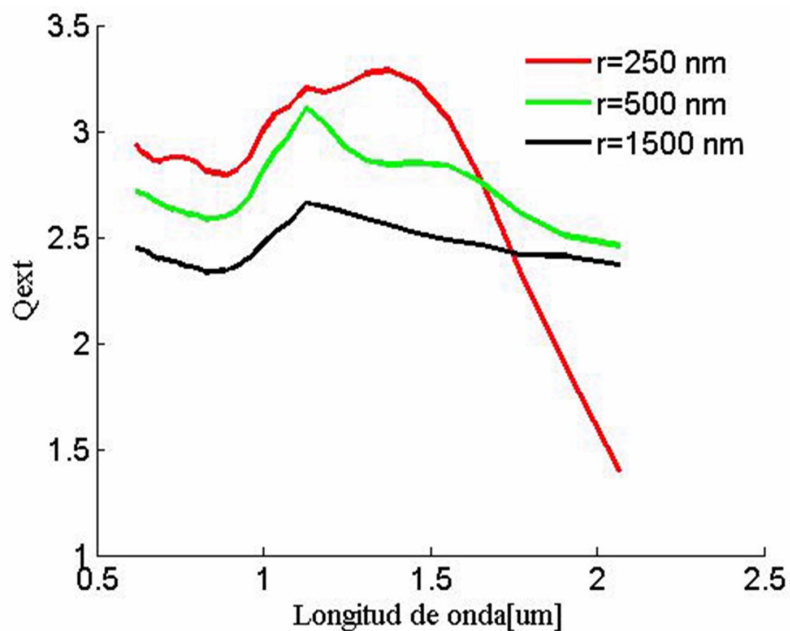


Figura 4.3. Coeficiente de extinción para diferentes radios de partícula  $r=250$ , 500 y 1500 nm. para a diferentes longitudes de onda.

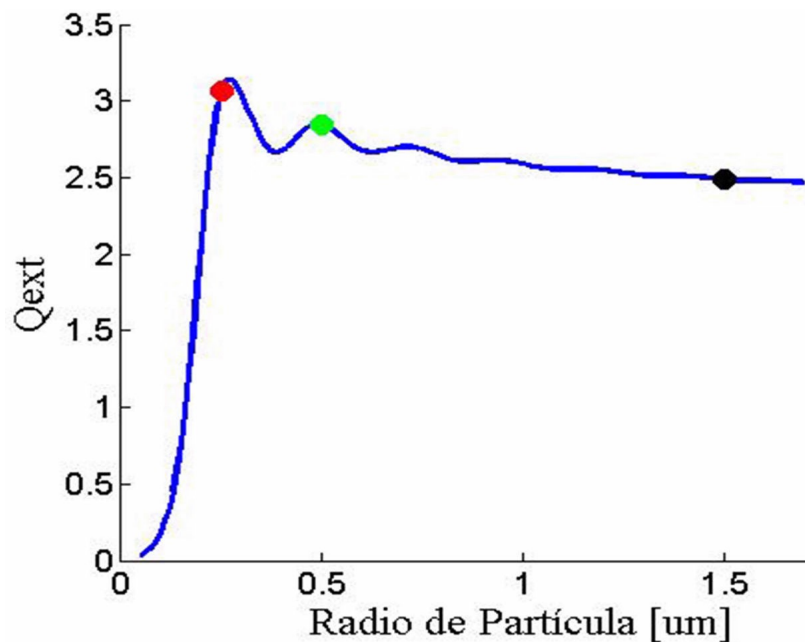


Figura 4.4. Coeficientes de extinción vs tamaño de la partícula.

Los coeficientes de extinción muestran un comportamiento, para tamaños de partículas pequeñas el coeficiente de extinción es mayor que para tamaños de partículas más grandes.

## 4.2 Susceptibilidad no lineal de tercer orden

Se realizó caracterización del amplificador de alta ganancia sin partículas en el núcleo de la fibra óptica. Una vez procesados los datos que se obtuvieron con la ayuda del programa de Matlab figura 3.20, se obtuvieron las propiedades no lineales para cada tamaño de partículas depositadas en el núcleo de la fibra óptica. En la figura 4.5 se muestran tres graficas las cuales representan el comportamiento no lineal de cada tamaño de partícula, así como los valores que proporciono en programa de Matlab, que corresponden a las características de la no linealidad, las cuales se muestran en la tabla 4.3.

Tamaño	P. Entrada	P. Salida	$\alpha_0[MW/cm^2]$	$lm(x^3)[m^2/V^2]$	$lm(x^3)[esu]$	$\beta[m/W]$
250 nm	50 mW	25 mW	1.038	$-6.957e^{-16}$	$-6.267e^{-7}$	$-1.257e^{-6}$
500 nm	30 mW	15 mW	0.871	$-7.887e^{-16}$	$-7.106e^{-7}$	$-1.425e^{-6}$
1500 nm	10 mW	5 mW	0.383	$-3.53e^{-16}$	$-3.18e^{-7}$	$-6.379e^{-7}$

Table 4.3: Parámetros de no linealidad para partículas metálicas de zinc.

Donde  $\alpha_0$  es el coeficiente de absorción lineal de partículas esféricas en función de la longitud de onda.

De acuerdo a los resultados obtenidos en las simulaciones de Matlab, las propiedades ópticas no lineales de partículas metálicas de zinc tienen un alto efecto óptico Kerr  $lm(x^3)$ . Estas propiedades son basadas en la frecuencia de resonancia por campos electromagnéticos del espesor de las partículas depositadas en el núcleo de la fibra óptica. En la simulación de Matlab se consideró un espesor de  $1 \mu m$ , sin embargo se modificó el espesor de las partículas depositadas en el núcleo de la fibra óptica, pero no se notaron cambios significativos en el coeficiente de susceptibilidad no lineal. La susceptibilidad no lineal de tercer orden en éste trabajo de tesis muestra que para partículas más grande a 600 nm las propiedades no lineales son mejores como se muestra en la tabla 4.3. También se muestra dos formas en las que se pueden expresar la susceptibilidad no lineal  $lm(x^3)[m^2/V^2]$ , estas unidades se pueden convertir en  $lm(x^3)[esu]$  usando una fórmula para la conversión Ec .4.85.

$$1(m^2V^{-2}) = 9 \times 10^8(esu), \quad (4.85)$$

El factor  $\beta$  puede ser procesado como un parámetro ajustable de la sección transversal no lineal, para valores de  $\beta$  se calculó de la parte imaginaria de la susceptibilidad  $lm(x^3)$ .

En el experimento de la fotodeposición ocurrió a bajas potencias con una transmisión de 3 dB, esto significa que tiene una transmitancia del 50% en este experimento se realizó con una fuente láser a 1550 nm. En la tabla 4.4 se muestra los valores correspondientes a la potencia de entrada y su profundidad de modulación.

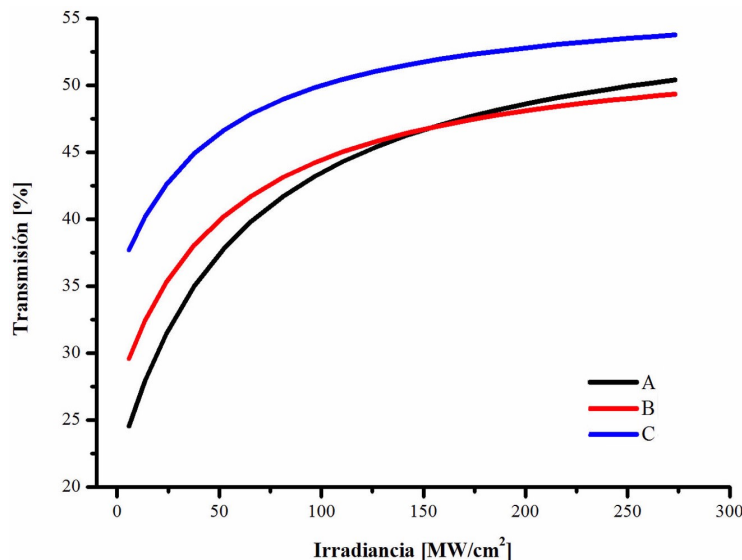


Figura 4.5. Transmitancia vs Irradiancia

En la figura 4.5 se muestra una comparación de la transmisión no lineal para diferentes potencias de deposición de partículas de zinc que se utilizaron en este trabajo de tesis. En la figura también se puede apreciar que la propiedad no lineal que presentan es la absorción saturable en las tres muestras correspondientes a un tamaño de partícula. Para tamaños de partículas de un radio de 250 nm (A), tiene una transmitancia de 16.03 %, para partículas con un radio de 500 nm (B) la transmitancia es 24.94%, y finalmente para partículas con radios de 1500 nm (C) la transmitancia es de 26.74%.

Muestra	Radio de Partícula [nm]	P. Entrada [mW]	Profundidad modulación [%]
A	1500	10	13.37
B	500	30	12.47
C	250	10	8.015

Table 4.4: Profundidad de modulación.

Estudios recientes en la susceptibilidad óptica no lineal muestran que nanoestructuras metálicas tienen una respuesta óptica no lineal por ejemplo:

Ishu Sharma y colaboradores [41], en el año 2011 determinaron la susceptibilidad óptica no lineal de tercer orden para sustratos de película delgada de  $\text{Ge}_{20}\text{Se}_{70}$ . En sus estudios demostraron que para tener una alta susceptibilidad óptica no lineal a una longitud de onda de 1550 nm, es necesario disminuir el grosor de la película delgada.

S. Divya y colaboradores [42], en el año 2014 caracterizaron la dependencia de la morfología en la susceptibilidad óptica no lineal de tercer orden en  $\text{TO}_2$ . Su experimento fue realizado con un láser de 532 nm usando la técnica de apertura Z-scan. Los materiales nanoestructurados que se utilizaron fueron: nano alambres, nano esferas, nanosheet y nano flores. La susceptibilidad óptica no lineal de tercer orden que muestran las nano esferas es la segunda mejor opción para tener una mejor respuesta óptica no lineal de tercer orden.

Sin embargo sus estudios no demuestran la importancia de los coeficientes de extinción en las propiedades ópticas no lineales. En este trabajo de tesis se demuestra teóricamente y experimentalmente la importancia del tamaño de las partículas y el coeficiente de extinción para obtener una mejor respuesta óptica no lineal.

### 4.3 Implementación de un sistema láser pulsado

En la implementación de un sistema de láser pulsado, se llevó a cabo mediante un láser tipo cavidad anillo explicado anteriormente ver figura 3.21.

La generación de pulsos en el sistema láser se observó en el osciloscopio. La figura 4.6 muestra pulsos observados en osciloscopio para una potencia de bombeo 120 mW, la frecuencia de oscilación de los pulsos es de 26.73 kHz y la duración temporal de los pulsos que es del orden de  $\mu\text{s}$  éstos parámetro depende directamente de la potencia de bombeo.

Utilizando los datos anteriores se puede hacer una aproximación de la potencia de salida de bombeo del sistema láser contra la frecuencia de los pulsos y el ancho de los pulsos.

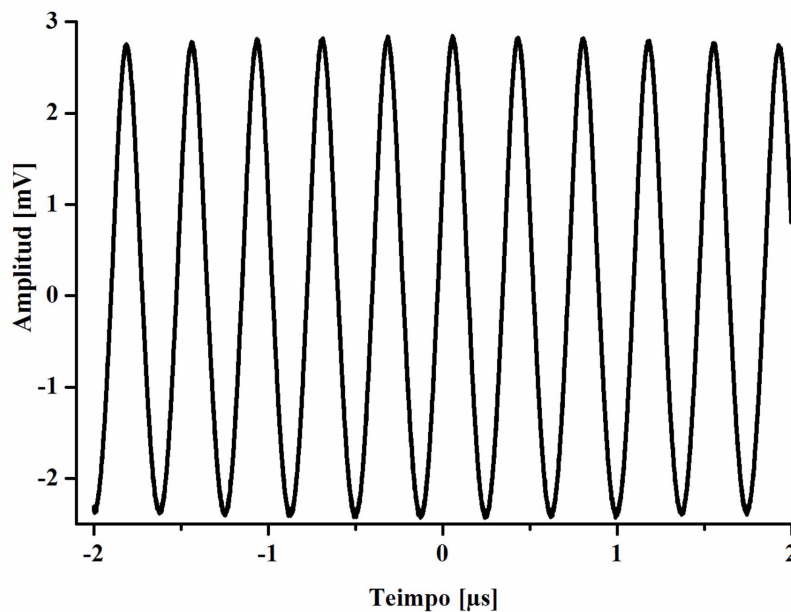


Figura 4.6. Salida de un láser configuración anillo utilizando como absorbedores saturables nanopartículas de zinc.

En la figura 4.7(a) se muestra el comportamiento de la potencia de bombeo del sistema láser para partículas de 250 nm de radio depositadas en el núcleo, contra la frecuencia, al mismo tiempo se observa el rango del ancho del pulso. La relación que existe de la potencia de bombeo contra la frecuencia que se obtienen en los pulsos, es lineal, mientras que la relación que existe en la potencia de bombeo contra el ancho del pulso tiene un comportamiento exponencial decreciente, es decir el ancho del pulso disminuye a medida que la potencia de bombeo aumenta. En la figura 4.7(b) se observa el comportamiento de partículas depositadas en el núcleo con un radio de 500 nm, en esta imagen se observa que la frecuencia mantiene un comportamiento lineal y el ancho del pulso un comportamiento exponencial decreciente. En la figura 4.7(c) también se observa que continúan manteniendo los mismos comportamientos para la frecuencia y para el ancho del pulso.

En la tabla 4.5 se muestran los datos obtenidos por éstas gráficas, así como se muestra la relación que existe entre la frecuencia, potencia de bombeo y el ancho del

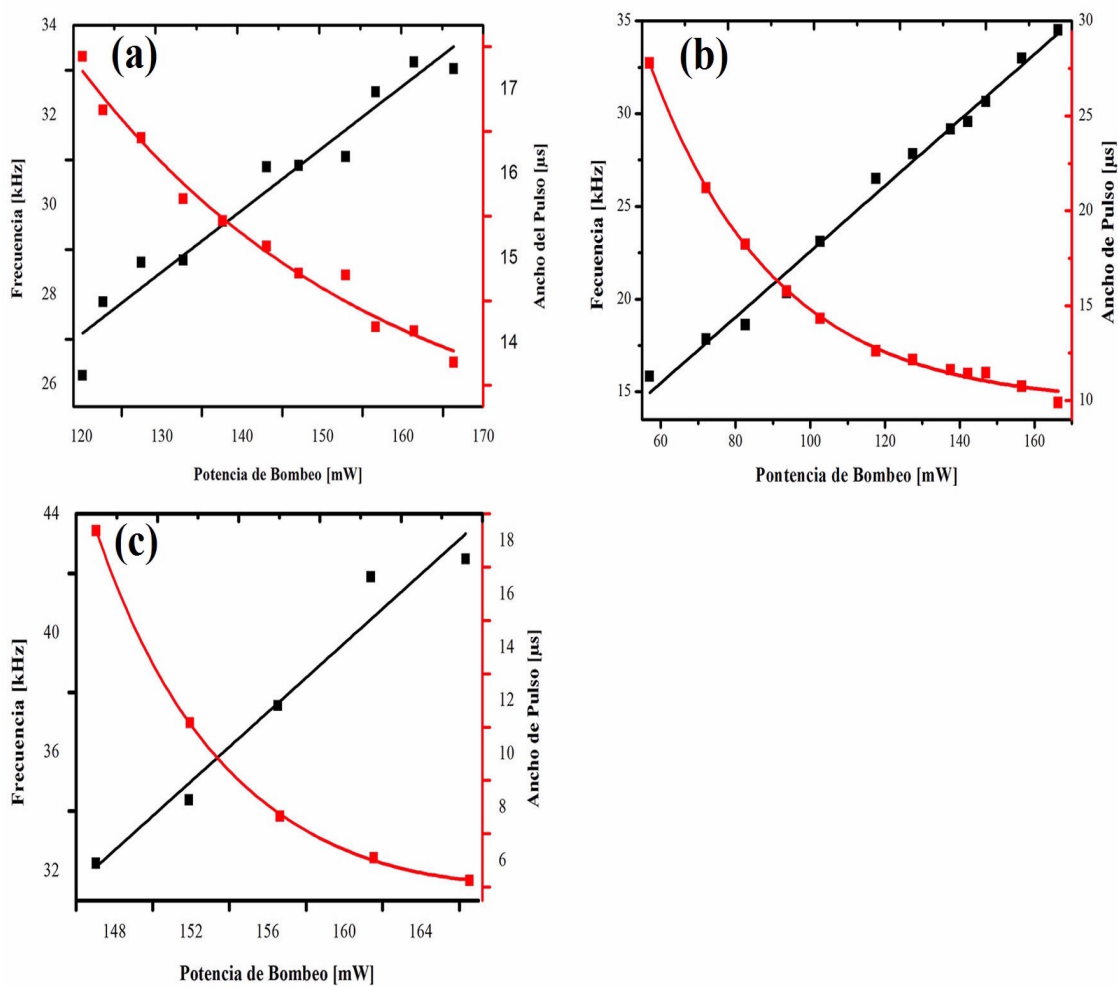


Figura 4.7. Gráfica de potencia de bombeo vs frecuencia y ancho de pulso para diferentes tamaños de partículas.

Tamaño de partícula [nm]	$\Delta f$ [kHz]	P. Bombeo [mW]
250	6.84	46.19
500	18.68	108.34
1500	13.12	20.34

Table 4.5: Relación tamaño de la partícula vs frecuencia.

pulso. La frecuencia tiene un comportamiento lineal en las tres graficas sin embargo el ancho del pulso para partículas con un radio de 250 nm tiene un comportamiento prácticamente lineal pero para partículas más grandes a 600 nm el comportamiento del pulso es más pronunciado.

# Conclusiones

El objetivo principal, “Estudio de las propiedades no lineales en plasmones de superficie en fibras ópticas y su aplicación en láser pulsado de fibra óptica”, se logró satisfactoriamente.

En la presente tesis se determinaron los coeficientes de extinción de los plasmones de superficie de partículas de zinc fotodepositadas en el núcleo de una fibra óptica y sus aplicaciones como absorbedores saturables en un láser de fibra óptica en cavidad de anillo en función de los tamaños de las partículas. Los coeficientes de extinción tienen una fuerte influencia en las propiedades ópticas de las partículas y de su tamaño.

En el proceso de la fotodeposición se utilizaron tres potencias 10, 30 y 50 mW a una longitud de onda de 1550 nm, para determinar el tamaño de las partículas depositadas en la fibra óptica se utilizó el AFM, con este microscopio se observó que para potencias bajas el tamaño de las partículas depositadas en el núcleo son más grandes que para potencias altas el tamaño de las partículas son más pequeñas. Esto demuestra que es posible controlar el tamaño máximo de nanopartículas que se depositan en el núcleo de la fibra óptica controlando la potencia de láser.

Utilizando el tamaño de las partículas que depositaron en la fibra óptica, se llevó a cabo el estudio de los coeficientes de extinción en función de la longitud de onda en particular a 1550 nm.

Los resultados obtenidos teóricamente y experimentalmente, muestran que para tamaños de partículas menores a 600 nm el coeficiente de extinción crece exponencialmente, y para partículas más grandes a 600 nm el coeficiente de extinción va disminuyendo hasta que se estabiliza después de un radio de partícula  $\geq 1\mu m$ .

Utilizando un láser de alta potencia se realizaron los estudios experimentales de la caracterización no lineal de las partículas de zinc fotodepositadas sobre el núcleo de la fibra óptica. El coeficiente de extinción tiene una gran influencia con la no linealidad de las partículas se observó que para tamaños de partículas menores la profundidad

de modulación es mayor que para partículas más pequeñas. Los resultados muestran que con diámetros mayores a  $1 \mu m$  las propiedades ópticas no lineales aumentan esto quiere decir que para coeficientes de extinción más bajos las propiedades ópticas no lineales disminuyen.

Los análisis y arreglos experimentales conducen a entender el principio de operación de un láser de Q-switch, en donde son utilizadas las nanopartículas de zinc como absorbedores saturables. Estos absorbedores saturables fueron colocados dentro de un láser de fibra óptica en cavidad de anillo haciendo que el láser presente una salida pulsado.

Como trabajos a futuro se pretende cambiar la fuente laser de 1550 nm con una potencia de salida 50 mw por una con mayor potencia de salida para poder lograr capturar partícula con un diámetro  $\leq$  a 500 nm y poder estudiar su comportamiento y sus propiedades no lineales.

Cambiar las nanoestructuras de zinc por algún otro metal y realizar la deposición para poder estudiar su comportamiento no lineal y los coeficientes de extinción.

# Referencias

- [1] J.A.G. Orza, "Soldadura de aleaciones de aluminio con láseres de Nd:YAG de alta potencia," *Metal Madrid* **34** (2), (1998).
- [2] N.A de Sánchez, G. Zambrano, H. E. Jaramillo y P. Prieto, "Recubrimientos de TiC sobre aceros AISI 4340 y 2311 utilizados en la industria," *Rev. Colombiana de Física* **37** (1), (2005).
- [3] M. Navarrete, R. Vera-Graziano, J. Pineda y C. Rosales, "Procesamiento de señales optoacústicas mediante fractales para el estudio de IN-SITU de la cinética de la fotopolimerización en resinas dentales," *Participación de la mujer en la ciencia*.
- [4] V. Piñon, A. Ramil, M. Mateo, C. Alvarez y G. Nicolas, "Desarrollo de un software de adquisición y análisis de señales," *Rev. Asociación Española de Ingeniería Mecánica* **1**, (2004).
- [5] G. Santiago, A. Peuriot y V. Slezak, "Sistema simple de detección optoacústica resonante basada en una placa de sonido de PC," *anales AFA* **64** (14), (2002).
- [6] Reynoso Lara E., Dávila Pintle J. A., Nanco Hernández P., Rendón Marín M., Serrano Munoz G., Ramírez Ramír. y Lima Coyotecatl E., "Construcción de un lidar monoestático coaxial de retrodispersion elástica en México para el monitoreo ambiental," *Rev. Boliviana de Física* **1**, 7-9 (2011).
- [7] Luciano Vidal, Paola Salio y Laura Pappalardo, "Uso combinado de datos TRMM/PR y disdrómetro para corrección de reflectividad de radares meteorológicos en Argentina".
- [8] Lana Bosanac, Thomas Aabo, Poul M. Bendix, and Lene B. Oddershede, "Efficient Optical Trapping and Visualization of Silver Nanoparticles," *American Chemical Society* **8** (5),1486-1491(2008).
- [9] Samet, Cindy, *A Capstone Course in Nanotechnology for Chemistry Majors* (American Scientific Publishers, 2009).
- [10] George M., "Nanoscience, Nanotechnology, and Chemistry," *Small* **1** (2), 172-179 (2005).

- [11] D. C. Grimaldi, G. A. Garcia-Moran, O. Mejia Mejia, A. Ruiz, A. García Cardona, C. A. Casadiego y M. V. Mejia, "La frontera entre la Biología molecular y la nanotecnología: impacto en la medicina," *Latreia* **20** (3), 297-307 (2007).
- [12] Mritunjai Singh, Shinjini Singh, S. Prasad, I. S. Gambhir, " Nanotechnology in medicine and antibacterial effect of silver nanoparticle," **3** (3), 115-122 (2008).
- [13] E. Tarazona, W. Guarniz, I. Vásquez, "Ingeniería de nanomateriales: Nanotubos de carbono," *Reimat* **1** (1), 35-40 (2012).
- [14] Govind P. Agrawal, *Fiber-Optic Communications Systems*, Third Edition (John Wiley & Sons, Inc.), chap 2, (1997).
- [15] Liming Dai, *Coarbon nanotechnology: Recent developments in Chemistry, Physics, Materials Science and Device Applications*, First Edition (Elsevier), chap 2, (2006).
- [16] Rüdiger Paschotta, "RP Photonics Encyclopedia," [https://www.rp-photonics.com/saturable\\_absorbers.html](https://www.rp-photonics.com/saturable_absorbers.html).
- [17] J. Wang, Y. Chen and W. J. Blau, "Carbon nanotubes and nanotube composites for nonlinear optical devices," *J. Mater. Chem* **19**, 7425-7443 (2009).
- [18] Jean P. G., Mariela R., Ángel G., Jean F. L., Suzanne F, "Trapping, Manipulation and rapid rotation of NBD-C8 fluorescent single microcrystals in optical tweezer," *Revista Cubana de Física*, **28**(1), (2011).
- [19] Edward M. Purcell and Carlton R. Pennypacker, "Scattering and absorption of light by nonspherical dielectric grains," *ApJL* **186**, 705-714 (1973).
- [20] Maria Dienerowitz, Michael Mazilu, and Kishan Dholokia, "Optical manipulation of nanoparticles: a review," *Journal of Nanophotonics* **2**, 021875 (2008).
- [21] Maria Dienerowitz, Michael Mazilu, Peter J. Reece, Thomas F. Krauss and Kishan Dholokia, "Optical vortex trap for resonant confinement of metal nanoparticles," *Optics express* **17** (6), 4991 (2008).
- [22] J.G Ortega-Mendoza, F. Chávez, P. Zaca-Moran, C. Felipe, G.F. Pérez -Sánchez, G. Beltrán-Pérez, O. Goiz, R. Ramos-García, "Selective photodeposition of zinc nanoparticles on the core of a single-mode optical fiber," *Optics express* **21** (5), 6509 (2013).

- [23] N. I. Grigorochuk, P. M. Tomchuk, "Force of optical radiation pressure on a spheroidal metallic nanoparticle near a plasmon resonance," *American Institute of Physics* **33** (10), 1119–1127 (2007).
- [24] Nan-Fu Chiu, Yi-Chen Tu and Teng-Yi Huang, "Enhanced Sensitivity of Anti-Symmetrically Structured Surface Plasmon Resonance Sensors with Zinc Oxide Intermediate Layer," *Sensor* **14**, 170-187(2014).
- [25] E. Sacht, Mark D. Losego, J. Guske, S. Franzen and Jon-Paul Maria, "Mid-infrared surface plasmon resonance in zinc oxide semiconductor thin films," *American Institute of Physics* **102**, 051111 (2013).
- [26] J. Zhang and L. Zhang, "Nanostructures for surface plasmons," *Institute of Solid State Physics*, 164047, (2012).
- [27] Ichiro T., Yoshio M., Takao T., Satoshi S. and Arao N., "Optical nonlinearities of Au/SiO<sub>2</sub> composite thin films prepared by a sputtering method," *J. Appl. Phys* **79**, 1244 (1996).
- [28] J.M. Ballesteros, R. Serna, J. Solis, C.N. Afonso, A. K. Petford, D. H. Osborne and R. F. Haglund Jr., "Pulsed laser deposition of Cu:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanocrystal thin films with high third-order optical susceptibility," *Appl. Phys Lett*, **71**, 2445 (1997).
- [29] R. H. Magruder III, R. F. Haglund Jr. , L. Yang, J. E. Witting and R. A. Zuhr, "Physical and optical properties of Cu nanoclusters fabricated by ion implantation in fused silica," *J. Appl.* **76**, 708 (1994).
- [30] Mazzoldi P, Arnold G W, Battaglin G, Gonella F y Haglund R F, "Metal nanocluster formation by ion implantation in silicate glasses: Nonlinear optical applications," *J. Nonlinear Opt. Phys. Mat.* **05**, 285 (1996).
- [31] Haglund R F, Yang Li, Magruder R H, White C W, Zuhr R A, Yang Lina, Dorsinville R and Alfano R R, "Nonlinear optical properties of metal-quantum-dot composites synthesized by ion implantation," *Nucl. Instrum. Methods* **91**, 493-504 (1994).
- [32] P.Zaca-Morán, E.Kuzin, J.Torres-Turiján, J.G.Ortega-Mendoza, F.Chávez, G.F.Pérez-Sánchez, L.C.Gómez-Pavón, " High gain pulsed erbium-doped fiber amplifier for the nonlinear characterization of SWCNTs photodeposited on optical fibers," *Elsevier* **52** (2), 15-20 (2013).

- [33] David O. Forfar, FIMA, C. Math., "James Clerk Maxwell: his qualities of mind and personality as judged by his contemporaries," *Mathematics Today*, **38** (3), 83 (2002).
- [34] Bahaa E. A. Saleh, Malvin Carl Teich, *Fundamental of Photonics*, Third Edition (John Wiley & Sons, Inc.), chap 2, (1991).
- [35] Yasuhiro H., Toshimitsu A., "Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime," *Optics Communications*, **124**, 529-541 (1996).
- [36] Christian Mätzler, "MATLAB Functions for Mie Scattering and Absorption," *Universitas Bernensis*, **08** (2008).
- [37] D. Young, M. Garza, M. Cantú y P. Perez, "Factores de eficiencia definidos por dispersión de Mie ante partículas y factores ambientales," *Rev. Mex. Fis. S* **59** (1), 69–76 (2013) .
- [38] Takayuki Okamoto, "Near-Field Spectral Analysis of Metallic Beads," *Topics Appl. Phys.* **81**, 97–123 (2001).
- [39] Q. Zhan, "Trapping metallic Rayleigh particles with radial polarization", *Opt.Express* **12**, 3377-3382 (2004).
- [40] Belmont Metal Inc., "Particles sizes Mesh and sieve designations," U.S.A Standar Series.
- [41] Ishu Sharma, S. K. Tripathi, and P. B. Barman, "Effect of deposition parameters and semi-empirical relations between non-linear refractive index with linear refractive index and third order susceptibility for a-Ge<sub>20</sub>Se<sub>70-x</sub>In<sub>10</sub>Bix thin films," *J. Appl. Phys.* **110**, 043108 (2011).
- [42] S. Divya, V. P. N. Nampoori, P. Radhakrishnan, A. Mujeeb, "Morphology dependent dispersion of third-order optical nonlinear susceptibility in TiO<sub>2</sub>," *Appl. Phys.* **114**, 1079–1084 (2014).

# Apéndice A

## A.1 Deducción de la ecuación de onda

Deducción de la ecuación de onda a partir de las ecuaciones de Maxwell en el vacío.

Nombre de la ecuación	Ec. en el Vacío
Ley de Gauss	$\nabla \cdot \vec{E} = 0$
Monopolos Magnéticos	$\nabla \cdot \vec{B} = 0$
Ley de Faraday	$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$
Ley de Ampere	$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$

Utilizando una de las identidades de los rotacionales en un vector de campo Ec. A.1 y sustituyendo las ecuaciones de Maxwell del campo eléctrico en la ecuacion Ec. A.1.

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = \nabla \cdot (\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} \quad (\text{A.1})$$

tenemos

$$\begin{aligned} \nabla \times (\nabla \times \vec{E}) &= \nabla \cdot (\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} \\ \nabla \times \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\right) &= \nabla \cdot (\nabla \cdot 0) - \nabla^2 \vec{E} \\ \nabla \times \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\right) &= 0 - \nabla^2 \vec{E} \end{aligned}$$

$$-\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \vec{B}) = -\nabla^2 \vec{E} \quad (\text{A.2})$$

sustituyendo la ecuación de la ley de ampere en la ecuacion Ec. A.2 tenemos

$$-\frac{\partial}{\partial t}(\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}) = -\nabla^2 \vec{E} \quad (\text{A.3})$$

$$-\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\nabla^2 \vec{E} \quad (\text{A.4})$$

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{A.5})$$

Sabiendo que  $\mu_0\varepsilon_0 = \frac{1}{c^2}$ , siendo  $c$  la velocidad de la luz tenemos la ecuación de onda para  $\bar{E}$  E. A.6.

$$\nabla^2 \bar{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{A.6})$$