

UNIVERSIDAD AUTONOMA DE NUEVO LEON  
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS



ESPARCIMIENTO ELASTICO DE PLASMONES  
SUPERFICIALES: INTERACCIONES DE CAMPO  
CERCANO Y CAMPO LEJANO

POR

PAULINA SEGOVIA OLVERA

Como requisito parcial para obtener el grado de  
DOCTOR EN INGENIERÍA FÍSICA INDUSTRIAL

FEBRERO 2012

**ESPARCIMIENTO ELASTICO DE PLASMONES SUPERFICIALES:  
INTERACCIONES DE CAMPO CERCANO Y CAMPO LEJANO**

**Aprobación de la tesis:**

**Dr. Víctor Manuel Coello Cárdenas**

\_\_\_\_\_

**Dra. Nora Elizondo Villarreal**

\_\_\_\_\_

**Dr. Rubén Morones Ibarra**

\_\_\_\_\_

**Dr. Manuel García Méndez**

\_\_\_\_\_

**Dr. Julio César Gutiérrez Vega**

\_\_\_\_\_

**Dr. José Luis Comparán Elizondo**

\_\_\_\_\_

**JEFE DE LA DIVISION DE ESTUDIOS DE POSGRADO**

## RESUMEN

**Paulina Segovia Olvera**

**Fecha de graduación: Febrero, 2012**

**Universidad Autónoma de Nuevo León  
Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas**

**Título del estudio: ESPARCIMIENTO ELASTICO DE PLASMONES  
SUPERFICIALES: INTERACCIONES DE CAMPO  
CERCANO Y CAMPO LEJANO.**

**Número de páginas: 114**

**Candidato para el grado de Doctor en  
Ingeniería Física Industrial.**

**Área de estudio: Plasmónica.**

**Propósito y método de estudio:** El objetivo de esta tesis es estudiar el esparcimiento elástico de plasmones superficiales en estructuras desordenadas. En el aspecto teórico, se propuso una mejora al modelo vectorial de múltiple esparcimiento. Para esto, se consideraron las interacciones fundamentales de campo cercano y campo lejano entre nanopartículas. Experimentalmente se utilizó la técnica de microscopía de radiación de fuga (LRM), siendo la primera vez que se implementa en México, para analizar cualitativamente la interacción de los PPS con las nano-estructuras bajo estudio. Las nanopartículas utilizadas para fabricar las muestras, fueron sintetizadas por medio del método de química verde.

**Contribuciones y conclusiones:** Se desarrolló un marco teórico adecuado, que no se había realizado hasta ahora, para el estudio del esparcimiento elástico de PPS en sistemas desordenados. Las imágenes experimentales obtenidas, mostraron una buena correlación con los cálculos numéricos. Aunado a un estudio estadístico, se verificó que el modelo propuesto permite realizar cálculos precisos del campo esparcido cuando la distancia entre las partículas está en el régimen de campo cercano.

**FIRMA DEL ASESOR: \_\_\_\_\_**

## PREFACIO

Este trabajo es el resultado de la investigación realizada durante el período Agosto del 2009 a Diciembre del 2011 dentro del programa doctoral en Ingeniería Física Industrial y se presenta como una tesis para obtener el grado de Doctor en Ingeniería Física Industrial. Los resultados han sido publicados y presentados por los siguientes autores:

### **Publicaciones:**

P. Segovia, R. Cortes, C. Garcia, N. Elizondo and V. Coello, *Coupling of surface plasmon polariton in nano-arrays of particles*, *JOR* **12**, 3, 2011.

R. Cortés, V. Coello, P. Segovia and C. E. García, *Interference in far-field radiation of evanescent fields*, *SRL*, **18**, No. 3, 2011.

P. Segovia and V. Coello, *Elastic surface plasmon polariton scattering: near and far field interactions*, *NANO*, 2012.

Nora Elizondo, Paulina Segovia, Víctor Coello, Jesús Arriaga, Sergio Belmares , Aracelia Alcorta, Francisco Hernández, Ricardo Obregón, Ernesto Torres and Francisco Paraguay, *Green Synthesis and Characterizations of Silver and Gold Nanoparticles* , *Green Chemistry*, ISBN 979-953-307-324-7, INTECH 2012.

Victor Coello, Rodolfo Cortes, Paulina Segovia, Cesar Garcia and Nora Elizondo , *Plasmonic phenomena in nanoarrays of metallic particles*, *Plasmons: Theory and Applications*, Nova Science Publishers, Inc., 2010.

## **Presentaciones:**

J. Arriaga, P. Segovia, N. Elizondo, A. Cruz-López, O. Vázquez-Cuchillo, V. Castaño, V. Coello, R. Cortes and R. Zanella-Specia, *Green chemistry used in synthesis and characterization of gold and silver bimetallic nanoparticles*, Encuentro internacional e interdisciplinario en nanociencia y nanotecnología, 2010.

Ramón Vallejo, Paulina Segovia, Nora Elizondo, Odilón Vázquez, Víctor Coello and Víctor Castaño, *Green chemistry used in the synthesis and characterization of silver and gold nanoparticles*, Nanotech 1, 482, 2010.

Paulina Segovia, César García, Rodolfo Cortés and Víctor Coello, *Surface plasmon polariton and nanoparticles arrays: far field characterization*, Congreso nacional de física, Veracruz, Ver., 2010.

## AGRADECIMIENTOS

Quiero agradecer a mi director de tesis, Dr. Víctor Coello, por haberme aceptado en su grupo de investigación y brindarme la oportunidad de recurrir a su capacidad y experiencia científica para concretar este trabajo. Agradezco también a mi co-asesora de tesis, Dra. Nora Elizondo, por su generosidad científica y calidez fundamentales en el desarrollo de este trabajo. Deseo expresar mi gratitud a todos los miembros del grupo de Nano-óptica por sus contribuciones y compañerismo. Agradezco a los miembros de mi comité de tesis, Dr. Rubén Morones, Dr. Manuel García y Dr. Julio César Gutiérrez por sus sugerencias e interés en la revisión de esta tesis. De la misma manera, agradezco a la Dra. Patricia Puente por su afectuoso aliento y desinteresada ayuda. Al Dr. Ilya Radko, del Instituto de Tecnología e Innovación de la universidad del sur de Dinamarca, por ceder a nuestras investigaciones las rejillas de difracción utilizadas en nuestros experimentos. También al Dr. Brian Vohnsen, University Collage of Dublin, por haberme aceptado en su grupo de investigación para hacer una corta estancia. Agradezco también el soporte financiero de CONACYT por medio del proyecto SEP-CONACYT I0C006 (Estructuras plasmónicas y nano-dispositivos 2010-2013) y de la beca 13316. También a la Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas por su apoyo económico. Me gustaría agradecer también a Raúl Gómez por su cariño y comprensión. Finalmente, agradezco profundamente a mi familia por su apoyo e inspiración.

Paulina Segovia Olvera

San Nicolás de los Garza, N.L., Febrero del 2012

# TABLA DE CONTENIDO

Capítulo	Página
<b>1. Introducción.....</b>	<b>1</b>
<b><u>2.</u> Características de los PPS.....</b>	<b>¡Error! Marcador no definido.</b>
2.1 Propiedades de los plasmones polaritones superficiales.....	8
2.2 Reflexión total interna atenuada.....	10
2.3. Medición del tamaño de nano-partículas metálicas embebidas en una superficie metálica.....	13
2.4. Síntesis de nanopartículas metálicas por medio del método de química verde.....	18
<b><u>3.</u> Microscopía de radiación de fuga.....</b>	<b>¡Error! Marcador no definido.</b>
3.1. Antecedentes.....	22
3.2. Arreglo experimental.....	27
3.3. Calibración del sistema.....	31
3.4. Sistemas desordenados.....	38
<b><u>4.</u> Modelo numérico.....</b>	<b>¡Error! Marcador no definido.</b>
4.1. Antecedentes.....	47
4.2. Modelo vectorial de múltiple esparcimiento.....	49
4.3. Resultados numéricos.....	56
4.4. Comparación de resultados experimentales con resultados numéricos.....	63
<b><u>5.</u> Interferencia de la radiación de campos evanescentes en el campo lejano.....</b>	<b>¡Error! Marcador no definido.</b>

5.1. Antecedentes.....	74
5.2. Arreglo experimental.....	75
5.3. Resultados experimentales.....	77
<b>6. Microscopía multifotónica.....</b>	<b>¡Error! Marcador no definido.</b>
6.1. Antecedentes.....	83
6.2. Arreglo experimental.....	84
6.3. Óptica adaptativa en microscopía multifotónica.....	86
<b>7. Conclusiones.....</b>	<b>90</b>
<b>Referencias.....</b>	<b>93</b>
<b>Apéndice A.....</b>	<b>103</b>
A.1. Plasmones superficiales.....	103
A.2. Relaciones de dispersión.....	106
A.3. Propiedades de los plasmones superficiales.....	108
<b>Apéndice B.....</b>	<b>110</b>
B.1. Reflexión total interna atenuada (RTIA).....	110



## LISTA DE FIGURAS

<b>Figura</b>	<b>Página</b>
2.1. Representación esquemática del campo electromagnético de un PPS que existe en una interface metal/dieléctrico.	9
2.2. Configuración de Kretschmann para excitar PPS en una película delgada.	11
2.3. Curva de RTIA calculada para una interface vidrio-oro-aire.	13
2.4. Esquema de la muestra con rugosidad inducida por medio de nanopartículas.	15
2.5. Ajuste teórico-experimental de RTIA para una película delgada de oro de 53 nm de espesor iluminando con una longitud de onda de 633 nm.	16
2.6. Ajuste teórico-experimental de RTIA para una película delgada de oro de 53 nm de espesor, con rugosidad inducida, iluminando con una longitud de onda de 633 nm.	17
2.7. (a) Imagen TEM de las nanopartículas de oro. (b) Imagen tomada con un nanoidentador de las partículas para analizar su distribución en la película delgada.	17
2.8. Sistema utilizado para llevar a cabo la síntesis de nanopartículas.	20

2.9. Imágenes de TEM a resoluciones de 20 nm (a) y 50 nm (b) de las nanopartículas de oro sintetizadas por el método de química verde.	20
3.1. Configuración de una onda plana incidiendo sobre una muestra delgada con una transmitancia de amplitud variable. El haz incidente es parcialmente difractado.	23
3.2. Esquema experimental del microscopio de radiación de fuga.	28
3.3. Fotografía del arreglo experimental del microscopio de radiación de fuga.	29
3.4. Fotografía del arreglo experimental del microscopio de radiación de fuga.	29
3.5. Fotografía del arreglo experimental del microscopio de radiación de fuga.	30
3.6. Fotografía del arreglo experimental del microscopio de radiación de fuga.	30
3.7. Configuración de iluminación de una rejilla de difracción.	32
3.8. Imagen obtenida con LRM de la rejilla de difracción.	33
3.9. Imágenes de LRM mostrando: (a) la rejilla y el haz enfocado en la superficie lisa de la película y (b) el posicionamiento del haz sobre una orilla de la rejilla	34
3.10. Imágenes de LRM de un PPS excitado con una rejilla de difracción a una longitud de onda de (a) 633nm,(b) 612nm,(c) 604nm, (d) 594nm y (e) 543nm.	34
3.11. Imagen de AFM (a) plana y en (b) 3D de $10 \mu\text{m}^2$ de una película delgada de oro de 53 nm de espesor con una rugosidad media de 13nm.	36
3.12. Imagen de LRM de la fisura localizada en la película delgada.	36

- 3.13. Imagen de LRM de un PPS lanzado por una fisura en una película delgada. Siendo (a) y (b) imágenes tomadas en diferentes zonas de la fisura. 37
- 3.14. Imágenes de LRM tomadas para tres posiciones diferentes (a), (b) y (c) del haz enfocado en la zona donde se rompe la quasi-geometría de la fisura. 38
- 3.15. Representación esquemática de los diferentes órdenes de esparcimiento: (a) simple, (b) doble y (c) esparcimiento múltiple. 39
- 3.16. Imagen de AFM (a) plana y en (b) 3D de  $70 \mu\text{m}^2$  de una película delgada de oro de 53 nm con nanopartículas de oro depositadas en su superficie. 40
- 3.17. Imágenes de una sección de la película delgada con nanopartículas tomadas con (a) AFM y (b) con LRM. 40
- 3.18. Imagen tomada con LRM de la zona donde se encuentra el límite de la región lisa y rugosa de la película delgada. 41
- 3.19. (a) Imagen de LRM de  $65 \times 50 \mu\text{m}^2$  de la topografía de una sección de la muestra. (b) Imagen tomada con una longitud de onda de iluminación de  $\lambda = 612 \text{ nm}$  41
- 3.20. Imágenes de LRM de  $\sim 36 \times 33 \mu\text{m}^2$  de la esquina inferior derecha de la figura 3.9 (b) para una longitud de onda de (a) 612, (b) 604 y (c) 594. 42
- 3.21. Imágenes de LRM de  $12 \times 10 \mu\text{m}^2$  de (a) la topografía y de las distribuciones de intensidad obtenidas sobre una región rugosa para tres longitudes de onda: (b) 633, (c) 612 y (d) 604 nm. 43

3.22. Acercamiento de las imágenes de distribución de intensidad de las figuras 3.21 (b-d).	43
3.23. Imágenes de LRM de $25 \times 30 \mu\text{m}^2$ de (a) la topografía y de las imágenes ópticas obtenidas sobre una región rugosa para cuatro longitudes de onda: (b) 633, (c) 612, (d) 604 y (e) 594 nm.	44
3.24. Acercamiento de las imágenes de distribución de intensidad de las figuras 3.23 (b-d).	45
3.25. Imágenes de LRM de $25 \times 35 \mu\text{m}^2$ de (a) la topografía y de las imágenes ópticas obtenidas sobre una región rugosa para cuatro longitudes de onda: (b) 633, (c) 612, (d) 604 y (e) 594 nm.	45
3.26. Acercamiento de las imágenes de distribución de intensidad de las figuras 3.25 (b-e).	46
4.1. Representación esquemática de las diadas de Green de campo cercano y campo lejano.	49
4.2. Componentes de las diadas distintas de cero calculadas para diferentes longitudes de onda: 633 nm (a), 604 nm(b), 594 (c), 543 nm (d).	55
4.3. Distribución de intensidad ( $100 \times 30 \mu\text{m}^2$ ) calculada considerando únicamente el propagador PPS-PPS (a) y usando la diada de Green compuesta (b).	57
4.4. Distribución de intensidad ( $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ ) para un arreglo desordenado de un bajo número de esparcidores (a) calculado considerando solo el propagador PPS-PPS (b) y usando la diada compuesta de Green (c).	58
4.5. Distribución de intensidad ( $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ ) calculada para un arreglo de un número alto de esparcidores (a) obtenido con el propagador PPS-PPS (b) y considerando el propagador de campo cercano (c).	59

4.6. Distribución de intensidad ( $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ ) para un arreglo de un número alto de esparcidos (a) obtenida con una longitud de onda de 633 nm (b), 604 nm (c), 594 nm (d) and 543 nm (e). 60

4.7. Funciones de densidad de probabilidad basadas en las imágenes simuladas obtenidas para un número alto de esparcidos con longitudes de onda de excitación de 633, 612, 604 y 543 nm. 62

4.8. La figura (a) muestra el arreglo de 100 esparcidos utilizado en el modelo numérico y (b) la distribución de intensidad resultante. 64

4.9. La figura (a) muestra el arreglo del surco ( $3 \times 10 \mu\text{m}^2$ ), generado con una distribución aleatoria de 100 esparcidos, utilizado en el modelo numérico. La figura (b) muestra la distribución de intensidad ( $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ ) calculada. La figura (c) muestra la imagen obtenida experimentalmente con LRM. 65

4.10. (a) Imagen de LRM de  $20 \times 20 \mu\text{m}^2$  de la topografía de la muestra. La figura (b) muestra un arreglo de 300 esparcidos distribuidos de manera aleatoria en un área de  $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ . 66

4.11. Imágenes que corresponden a la distribución de intensidad calculada con el modelo numérico e imágenes experimentales. 66

4.12. Imágenes que corresponden a la distribución de intensidad calculada con el modelo numérico e imágenes experimentales. 67

4.13. (a) Imagen de la raíz cuadrada de la distribución de intensidad para una longitud de onda de iluminación de 612 nm. (b) Imagen de LRM. 69

4.14. (a) Distribución de partículas considerada para el cálculo, (b) distribuciones de intensidad calculadas e imagen de LRM (d).	69
4.15. (a) Distribución de intensidad calculada para una distribución de 300 esparcidos y (b) la imagen experimental obtenida.	70
4.16. (a) Imagen LRM de la topografía de la muestra ( $\sim 30 \times 30 \mu\text{m}^2$ ). (b) Distribución de 100 partículas considerada para el cálculo.	71
4.17. Las imágenes de la distribución de intensidad calculada con el modelo numérico y las imágenes experimentales.	72
5.1. Arreglo experimental utilizado para visualizar el esparcimiento de ondas evanescentes.	76
5.2. Doble iluminación evanescente (a) y su patrón de interferencia en la zona de campo lejano (b). Sección transversal del patrón de interferencia (c).	78
5.3. Porción ampliada de la sección transversal de la figura 5.2(c).	79
5.4. Doble iluminación evanescente con una distancia de separación de (a) 250, (b) 500 y (c) 900 $\mu\text{m}$ y su correspondiente patrón de interferencia en el campo lejano con un periodo de (b) 79.4, (e) 37.7 y (f) 23.9	80
5.5. Par de partículas de polvo inmersas en la iluminación de un modo gaussiano evanescente (a) y su patrón de interferencia en el campo lejano (b).	81
5.6. Patrones de difracción, resultantes del campo esparcido por un campo evanescente gaussiano iluminando una apertura circular, obtenidos a dos diferentes distancias de $z$ (a) 12 mm y (b) 9 mm.	82

6.1. Esquema del sistema de microscopía de segundo armónico.	
6.2. Espejo deformable que consta de 140 actuadores electrostáticos.	88
6.3. Modulador espacial de cristal líquido.	89

# CAPITULO 1

## INTRODUCCION

La propagación de plasmones polaritones superficiales (PPS) [1], en medios nanoestructurados, es uno de los temas más activos en este momento de la nano-óptica [2]. De lograrse, simultáneamente, un control local y una eficiencia máxima en el acoplamiento luz/PPS y consecuentemente en la propagación de dichos modos, se tendrían implicaciones inmediatas en el bio-sensado, tecnología inter-chip e intra-chip en sistemas computacionales, almacenamiento masivo de datos y en comunicaciones [3-5]. En esta tesis se llevan a cabo estudios numéricos y experimentales sobre la propagación de PPS en nanoestructuras desordenadas haciendo uso de la aproximación dipolar para esparcimiento múltiple de PPS [6] y de la técnica experimental de visualización conocida como microscopía de fuga [7,8]. Contextualizando, los PPS son oscilaciones de la densidad de carga eléctrica superficial que pueden existir en una interface metal-dieléctrico [1]. Estas oscilaciones tienen asociado un modo electromagnético, que se propaga a lo largo de la interface, con una amplitud que decae de manera exponencial perpendicularmente a la superficie [1]. Los métodos tradicionales de excitación de PPS están basados en el uso de



un prisma de vidrio como sistema acoplador [9,10] y, paralelamente, en rejillas de difracción [1,11]. Una revisión detallada de los fundamentos de los PPS y sus mecanismos de excitación se pueden encontrar en los apéndices A y B. Las dos configuraciones antes mencionadas presentan la desventaja de producir PPS extendidos y poco confinados [2], de manera que es poco factible su implementación en dispositivos nano-ópticos con fuertes demandas de miniaturización [3,4]. Una forma alterna de excitación, y que es la configuración que usaremos para nuestros estudios (numéricos y experimentales), es la llamada excitación local de PPS. En esta configuración, se toma ventaja de la diferencia en índices de refracción que detecta el haz de luz incidente sobre un medio nano-estructurado. El haz, debido a la geometría de la nano-estructura, estará en posibilidad de igualar los vectores de onda del PPS con el de la luz incidente y de esta forma conseguir la excitación de dicho modo [apéndice A]. Las interacciones de la luz con materiales nano-estructurados, dan lugar a campos electromagnéticos cuyas propiedades provocan varios fenómenos fascinantes, entre los que podemos mencionar: efectos fotónicos de banda prohibida y localización de la luz [12]. Además, considerando la interacción y manipulación de PPS con arreglos nano-estructurados, se han realizado trabajos extensivos tales como el desarrollo de elementos nano-ópticos: nano-espejos lineales y parabólicos [6,13-15], nano-guías de onda [16-18], interferómetros [19], prismas [20], lentes [21] y divisores de haz [22]. Sin embargo, todos estos trabajos se refieren a sistemas ordenados de nanopartículas. En lo que respecta a sistemas desordenados de nanopartículas, se han realizado pocos trabajos en los últimos años. Lo anterior puede obedecer a la compleja matemática involucrada para modelar los fenómenos y al alto grado de esparcimiento no deseado (inelástico) que imposibilita mediciones precisas, sobre todo cuando se utilizan técnicas de microscopía de campo cercano (SNOM, por sus siglas en inglés). La comprensión de la

propagación de PPS, en medios con alto desorden, puede llevar a fenómenos muy interesantes, como el guiado de PPS de una forma eficiente y con menos demandas tecnológicas, como lo demuestra el efecto plasmónico de bandas prohibidas (SPPBG) [23]. La principal idea, en ese trabajo, es el guiado de PPS a lo largo de canales fabricados dentro de una estructura con alta densidad de esparcidos. El efecto SPPBG refiere a usar el fenómeno de localización de PPS como mecanismo para inhibir la propagación del modo plasmónico. Sin embargo los autores hacen uso de la configuración de Kretschmann y técnica de SNOM para la caracterización, lo primero limita las posibilidades de miniaturización y lo segundo potencializa la detección de señal no deseada. Aunado a lo anterior, no existe una descripción numérica lo cual es vital para fenómenos de confinamiento y localización. Por otro lado, la fabricación de las muestras fue realizada con técnicas litográficas costosas (económicamente hablando).

El fenómeno de guiado de onda usando PPS fue, de hecho, demostrado por primera vez usando superficies con estructuras de banda fotónica [24]. En el presente trabajo se usaron arreglos periódicos triangulares con una alta densidad de partículas, a los cuales se les inducía un defecto en forma de línea para guiar el PPS. El alto costo de la fabricación de las muestras y la imposibilidad de arreglos periódicos “perfectos”, *i.e.*, la reproducibilidad exacta de la distancia inter-partícula y el tamaño mismo de las partículas a lo largo de toda la muestra, desalentaron la actividad en esta dirección. Otra variante usando nano-arreglos desordenados de partículas para el estudio de fenómenos plasmónicos, es la generación de segundo armónico (SH, por sus siglas en inglés). En una serie de trabajos [25,26] se logró mapear y hacer simulaciones numéricas en dos dimensiones de fenómenos no-lineales con alta complejidad. Sin embargo, esos trabajos usan técnicas de mapeo en el campo lejano, las cuales no son posibles de implementar en estudios locales de propagación de PPS.

En este trabajo y en estos contextos, desarrollamos líneas de investigación en las siguientes direcciones. Una de las aportaciones más importantes de esta tesis es el desarrollo de un marco teórico apropiado. Éste está basado en el modelo vectorial para esparcimiento múltiple de PPS [6]. La idea es extender dicho modelo hacia un sistema más complicado de esparcidos y a su vez conservar la mayor simplicidad posible. Se tomarán en cuenta dos interacciones fundamentales entre nanopartículas, las llamadas interacciones de campo cercano y lejano. Para establecer el límite de transición, entre ambos propagadores, se realizará un estudio analítico de las correspondientes diadas. En sistemas con densidades relativamente altas, las distancias inter-partículas con frecuencia se reducen a fracciones de longitud de onda. Como consecuencia, sus interacciones entran en el dominio de campo cercano. Por ende, uno debe establecer claramente la forma de calcular el campo óptico en función de la distancia que guarde cada partícula con el resto del sistema. Sumado al estudio teórico, se desarrollará la investigación experimental. En lo que concierne a la técnica de visualización, se usará una técnica de microscopía que no requiere barridos complicados y proporciona una vista previa rápida y práctica de los procesos que ocurren en la superficie. Esta técnica es llamada microscopía de radiación de fuga (LRM, por sus siglas en inglés [27,28]). En los años recientes se ha utilizado la LRM para analizar cuantitativamente la interacción de los PPS con dispositivos plasmónicos [29-32]. La versatilidad de la LRM la posiciona como una herramienta clave en la óptica de campo cercano para el estudio de la propagación de PPS. Así, en esta tesis se reporta la implementación de ésta técnica de microscopía. Para la fabricación de las muestras se utilizarán nanopartículas metálicas. Estos son sistemas particularmente interesantes debido a la facilidad con la cual pueden ser sintetizadas y modificadas [33]. El proceso para la síntesis de las partículas es bio-sintético. Este tipo de procedimiento involucra el uso de

organismos vivos tales como bacterias [34], hongos [35], plantas in vivo [36] o biomasa [37,38]. Esta es una alternativa para producir nanopartículas de manera amigable con el ambiente [39-41]. Varias plantas han sido usadas de manera exitosas para sintetizar de manera rápida y eficiente nanopartículas de oro y otros metales. Para el proceso de síntesis usaremos extracto aloe vera, ya que ha mostrado tener potencial para reducir iones de  $Au(III)$  para formar nanopartículas de oro  $Au(0)$  [42]. Este método es llamado química verde, es no convencional y ecológico, nos puede brindar la posibilidad de preparar nanopartículas de oro en solución acuosa a temperaturas bajas en comparación con los métodos tradicionales [43]. La caracterización de las partículas se realizará con las técnicas de microscopía electrónica de transmisión (TEM, por sus siglas en inglés) y microscopía de fuerza atómica (AFM, por sus siglas en inglés). Una vez caracterizadas, se utilizarán para la fabricación de nanoestructuras desordenadas, mismas que se analizarán por medio de la técnica de AFM. De esta manera, nos evitamos los altos costos de las técnicas litográficas. Como se ha mencionado, existen dos tipos de esparcimiento para los modos plasmónicos: elástico e inelástico. Este último, está relacionado con el ruido de fondo que se genera con las ondas superficiales [44]. Sin embargo, se ha demostrado que un campo evanescente puede comportarse como una fuente puntual, que puede emitir radiación altamente coherente [45]. Esta radiación puede ser observada en el campo lejano e incluso a simple vista [46]. Lo anterior tiene implicaciones cuando el sistema de partículas inmersas en un campo evanescente es relativamente bajo, ya que la “radiación de fondo” se convierte en un patrón de interferencia con una modulación bien definida. Para estudiar el fenómeno de esparcimiento inelástico, se realiza un análisis experimental del esparcimiento que sufre una onda evanescente (EW, por sus siglas en inglés) al interactuar con un sistema de dos esparcidores. La EW que se utiliza, es la generada al iluminar con un haz láser un prisma de

vidrio bajo la condición de reflexión total interna. La EW radia desde la superficie del prisma, donde fue creada, hasta el dominio del campo lejano debido a la presencia de los esparcidores. Los mecanismos físicos que permiten acoplar EW en modos propagantes han sido explicados en varios trabajos [47, 48]. La interferencia coherente que se produce en la región de campo lejano y los patrones de interferencia generados, se pueden observar por medio de un microscopio convencional. Con esta técnica es posible tener una visualización directa de ciertos fenómenos evanescentes y, por otro lado, puede ser considerada para hacer mediciones de alta precisión en la escala micrométrica como veremos en el capítulo 6. Adicionalmente, en este trabajo de tesis se explorará la técnica de microscopía multifotónica (MM). Este es otro de los temas interesantes que involucra la nano-óptica. La MM es una herramienta muy poderosa que ha destacado, sobre todo, en el área de biomedicina. Esto es debido a que ofrece una baja toxicidad y una gran resolución espacial y temporal. Incluso, esta tecnología tiene la capacidad de obtener imágenes *in vivo*. Con esta técnica se pueden coleccionar imágenes a diferentes profundidades de tejidos biológicos [49]. La MM basa su funcionamiento en dos fenómenos ópticos: la fluorescencia multifotónica y la respuesta no lineal. La habilidad para coleccionar imágenes de la respuesta óptica de la muestra ha traído consigo problemas no encontrados en otras formas de microscopía óptica. Las futuras mejoras en la microscopía multifotónica involucran la optimización de los elementos ópticos, mejorar la velocidad de adquisición de imágenes y extender la capacidad de penetración en los tejidos. En este contexto, se mostrará un análisis del uso de óptica adaptativa en la MM y se discutirá el uso de diferentes moduladores de luz. El principal objetivo es optimizar la iluminación y la señal con un mínimo de exposición de la muestra.

Esta tesis está organizada de la siguiente manera: en el capítulo 2 se discuten las propiedades de los plasmones superficiales y se presenta la técnica experimental de Kretschmann como primer acercamiento en el estudio de PPS. Los conceptos básicos, posibilidades y aplicaciones de esta técnica, así como algunos resultados experimentales, son discutidos. Por otro lado, se hace una descripción de la técnica de química verde para sintetizar nanopartículas metálicas.

La técnica de visualización LRM se describe en el capítulo 3. En el capítulo 4 se detalla el modelo teórico desarrollado y se muestran los más importantes resultados, que surgen de la comparación de los estudios teóricos con los resultados experimentales. En el capítulo 5 se muestra un estudio del esparcimiento inelástico para un sistema de baja densidad de esparcidores. Por otro lado, el estudio de otro campo constituyente de la nano-óptica (la microscopía multifotónica) se presenta en el capítulo 6. Finalmente las conclusiones se discuten en el capítulo 7.

# CAPITULO 2

## CARACTERISTICAS DE LOS PPS

En este capítulo se discuten las propiedades de los PPS. Además, se presenta la técnica de reflexión total interna atenuada (RTIA) para excitar PPS y se muestra el arreglo experimental. Con este arreglo, se realiza un análisis de películas delgadas de oro para determinar su espesor y otras características. Se discute como se puede utilizar esta técnica para determinar el tamaño de nanopartículas embebidas en una película delgada. Finalmente se describe la técnica de química verde para sintetizar nanopartículas de oro.

### **2.1 Propiedades de los plasmones polaritones superficiales.**

Como es característico de los campos evanescentes [50] para que un PPS exista, el número de onda asociado a este debe ser mayor (en valor absoluto) al número de onda de la luz en la vecindad del medio. Para deducir algunas de las características de los PPS, procedamos a considerar la interface entre dos medio semi-infinitos como aire/metal (figura 2.1).

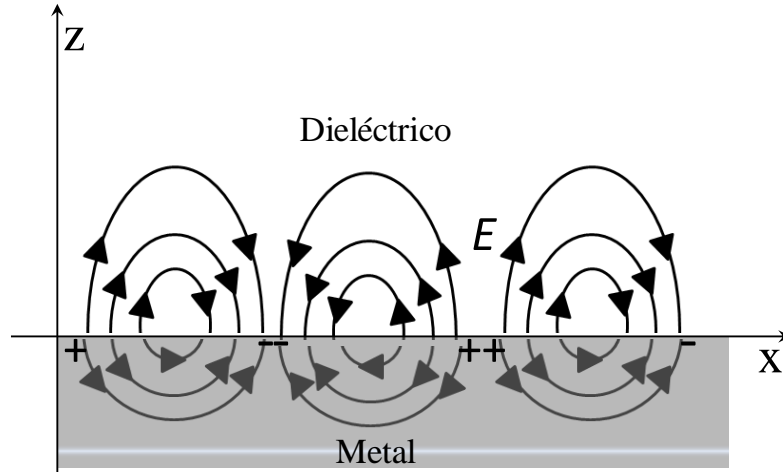


Figura 2.1. Representación esquemática del campo electromagnético ( $E$ ) de un PPS que existe en una interface metal/dieléctrico (plano  $XZ$ ).

El campo electromagnético para un PPS que puede existir en tal interface es representado por:

$$E(x, y) = E_0 e^{i\beta \cdot \hat{x}} \cdot e^{-\gamma \cdot \hat{z}}, \quad (2.1)$$

el cual es un modo electromagnético propagándose en la dirección  $x$  a lo largo de la superficie y con un decaimiento exponencial perpendicular a esta (en la dirección  $z$ ). El vector de onda del PPS,  $\beta$ , y la constante de decaimiento en el aire,  $\gamma$ , son derivados a través de las ecuaciones de Maxwell y las condiciones a la frontera (apéndice A), siendo estos expresados de la forma:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\epsilon_m}{1+\epsilon_m}}, \quad \gamma = \sqrt{\beta^2 - k_0^2}, \quad (2.2)$$



con  $\lambda_0$  siendo la longitud de onda de la luz incidente,  $\epsilon_m$ , la constante dieléctrica del metal y  $k_0$  el vector de onda de la luz incidente. Los PPS tienen un decaimiento exponencial hacia cada medio adyacente, estando la constante de decaimiento asociada por:

$$\gamma_m = -\sqrt{\beta^2 - \epsilon_m k_0^2} \quad (2.3)$$

Finalmente, otras características importantes de los PPS son su longitud de onda:

$$\Lambda_{SPP} = \frac{2\pi}{\beta} \quad (2.4)$$

la longitud de propagación. *i.e.*: la longitud a la cual la intensidad decrece a  $1/e$  a lo largo de la superficie:

$$L_{SPP} = \frac{1}{2\beta_{im}} \quad (2.5)$$

con  $\beta_{im}$  siendo la parte imaginaria de  $\beta$  y finalmente la profundidad de penetración, *i.e.*: la longitud a la cual la amplitud decrece a  $1/e$  y que está dada por:

$$d_1 = \frac{1}{\gamma} \text{ (aire)}, \quad d_2 = \frac{1}{\gamma_m} \text{ (metal)}. \quad (2.6)$$

## 2.2 Reflexión total interna atenuada.

Los PPS se han estudiado de manera extensiva a través de varias décadas [1,2,12]. Esto en parte debido a que por su naturaleza superficial resultan ser extremadamente sensibles a las propiedades de las superficies, como por ejemplo a la rugosidad [1,13,51,52]. Además, gracias a sus características, es posible obtener información sobre las propiedades ópticas del medio adyacente a la interface que puede ser, por ejemplo, una película delgada [1,13,51,52]. La calidad de una película delgada metálica es caracterizada

por sus parámetros ópticos, por ejemplo su función dieléctrica compleja que puede ser determinada por reflectometría normal, elipsometría y por plasmones de superficie. Tradicionalmente, el comportamiento de un PPS en una superficie rugosa ha sido deducido por la medición de la luz esparcida en el espacio libre debido a la interacción del PPS con la superficie [53]. Una forma de medir este esparcimiento es usando el fenómeno de reflexión total interna atenuada (RTIA). La RTIA se basa en el acoplamiento de luz en la superficie y la interface y puede medir pequeñas variaciones en las propiedades ópticas de la película. Uno de los arreglos experimentales más populares para obtener la RTIA es el de Kretschmann [9]. La sencillez de este arreglo hace de la técnica una herramienta muy factible de implementar. La configuración consiste en una interface aire-metal (medios 1 y 2 respectivamente) con un tercer medio como acoplador con una constante dieléctrica  $\epsilon_3 > 0$  (figura 2.2).

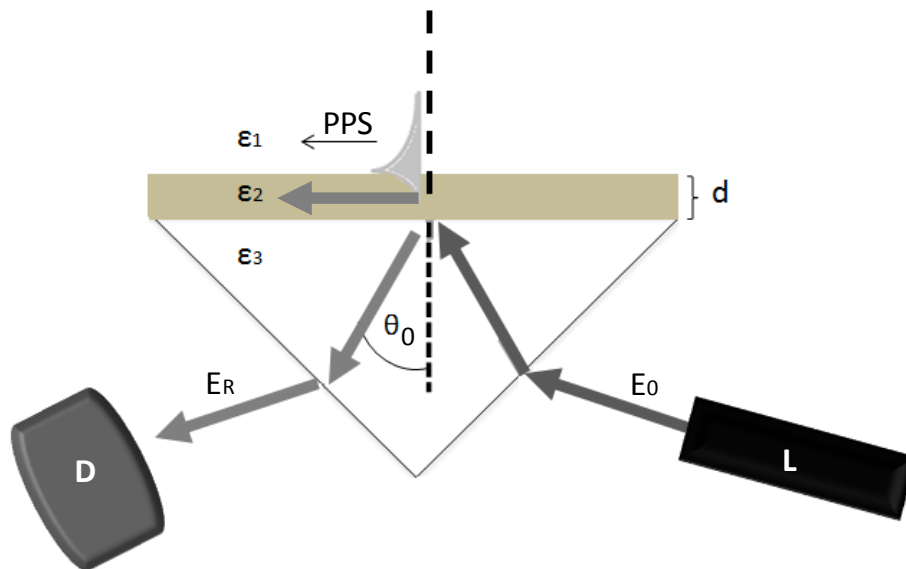


Figura 2.2. Configuración de Kretschmann para excitar PPS en una película delgada de espesor  $d$ . Donde  $E_0$  es el haz incidente y  $\theta_0$  el ángulo al que incide,  $E_R$  es el haz reflejado,  $L$  es un láser y  $D$  es un fotodetector.

La luz que viaja en el medio con constante dieléctrica  $\epsilon_3$  incide sobre la superficie metálica y produce la excitación del PPS. Dicha excitación se puede reconocer por la presencia de un mínimo en la curva de intensidad producida por la reflexión total interna atenuada. La explicación de este mínimo en la intensidad del haz reflejado se puede entender a partir de las ecuaciones de Fresnel (apéndice B). De esta manera, en arreglos multi-interfaces la intensidad reflejada total puede ser determinada sumando todas las amplitudes reflejadas considerando los coeficientes de reflexión y transmisión de Fresnel para cada interface. En este caso, nuestro sistema consta de dos interfaces: vidrio-metal y metal-aire. El coeficiente de reflexión total para el sistema completo está dado por:

$$r_{321} = \left\{ r_{32} + \frac{r_{21}(1-r_{32}^2)e^{i\Delta}}{1+r_{21}r_{32}e^{i\Delta}} \right\}. \quad (2.7)$$

Donde  $\Delta$  es la diferencia de fase entre los haces sucesivos transmitidos o reflejados que sufre un haz con respecto a otro,  $r_{21}$  y  $r_{32}$  son los coeficientes de reflexión para la interface metal-aire y vidrio-metal respectivamente. Por lo tanto la reflectancia  $R$  es:

$$R = |r_{321}|^2. \quad (2.8)$$

Si se varía el ángulo de incidencia ( $\theta_0$ ) de la luz sobre la superficie metálica, habrá cierto ángulo para el cual la reflectancia  $R$  es mínima, lo cual indica la excitación del PPS (figura 2.3).

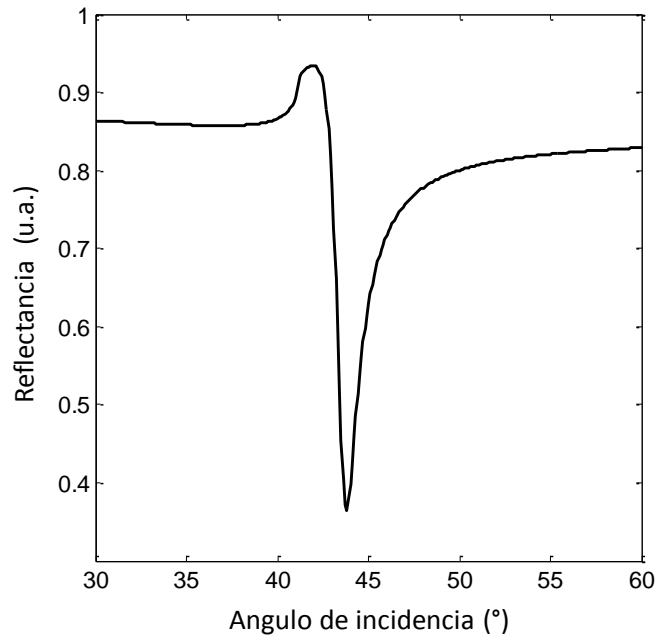


Figura 2.3. Curva de RTIA calculada para una interface vidrio-oro-aire. El espesor de la película  $d$  se fijó en 53 nm, la constante dieléctrica del oro  $\epsilon$  es  $-10.7 + 2.5i$ , el índice de refracción del vidrio  $n$  es 1.5 y la longitud de onda incidente es 632.8 nm.

### 2.3 Medición del tamaño de nanopartículas metálicas embebidas en una superficie metálica.

Debido a las distintas condiciones de resonancia asociadas a la excitación de PPS, estos han sido usados en el área de sensado [54]. El mecanismo de detección está basado en que la muestra a sensar causa cambios en el índice de refracción local (película delgada), cambiando las condiciones de resonancia del plasmón [54]. El análisis se realiza por medio de las curvas de RTIA. Una posible variante a esta técnica, es la medición del tamaño de partículas embebidas en un medio, es decir, arreglos de partículas donde la posibilidad de tener acceso a ellos es nula usando métodos tradicionales [AFM, TEM, etc.]. En nuestro

experimento se indujo de manera artificial una rugosidad media, con nanopartículas, en una película delgada de oro. La idea es utilizar la técnica de RTIA para medir su espesor y extrapolar el resultado para determinar el tamaño de las partículas. Las películas delgadas fueron fabricadas por evaporación térmica a una presión de  $10^{-6}$  torr con una razón de depósito de  $1.5 \text{ \AA/s}$ . El espesor de las películas se fijó en 53 nm. Los depósitos se realizaron sobre sustratos de vidrio los cuales se acoplaron al prisma utilizando un líquido de inmersión. Éste líquido rellena el espacio entre el sustrato y el prisma y su índice de refracción es igual al del vidrio de los elementos utilizados. En este caso el prisma es de vidrio BK-7 con un índice de refracción  $n$  de 1.4507 (a una longitud de onda de 633 nm). Las mediciones angulares para obtener la curva de RTIA se realizaron montando el prisma en un goniómetro de precisión. La intensidad del haz reflejado se midió con un fotodetector (figura 2.1). Como se mencionó, el mínimo en la señal está directamente relacionado con el empatamiento de los vectores de onda de la luz incidente y del PPS, y por lo tanto con la resonancia del plasmón superficial que se busca excitar. Una vez medida experimentalmente la curva de RTIA para la muestra de oro de 53 nm se procede a realizar su ajuste con la curva teórica. De esta forma se logra una calibración del sistema y una medida precisa de las constantes ópticas del material. Una vez realizada la calibración, se fabricó una segunda muestra donde las nanopartículas fueron embebidas entre una película metálica (oro, espesor 53 nm) y el dieléctrico (figura 2.4). De esta manera se induce artificialmente una rugosidad media en la capa delgada la cual debe estar directamente relacionada con el tamaño de las partículas. Las partículas, suspendidas en etanol, se depositaron en un sustrato.

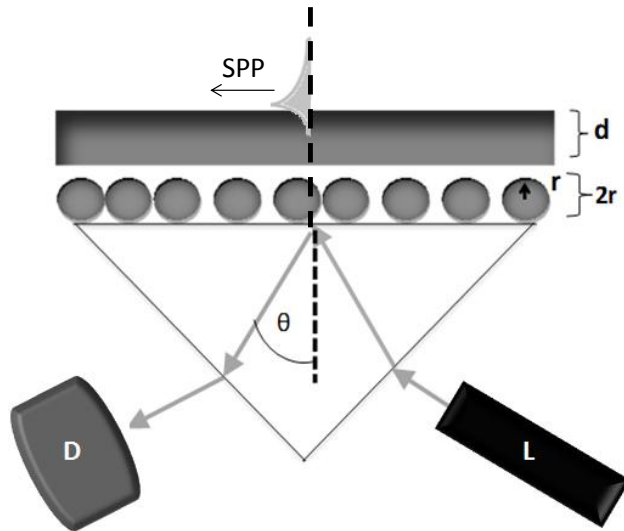


Figura 2.4. Esquema de la muestra con rugosidad inducida por medio de nanopartículas. Donde  $d$  es el espesor de la película de oro,  $r$  es el radio de las partículas,  $\theta$  es el ángulo de incidencia,  $L$  es la fuente láser y  $D$  es el detector.

El sustrato se coloca a un cierto ángulo (no mayor de  $30^\circ$ ) con respecto de la horizontal, para que la suspensión se deposite por efecto de la gravedad a lo largo de la superficie y se genere una capa de partículas uniforme. Posteriormente se dejó reposar la suspensión hasta lograr la completa evaporación del etanol. Una vez depositadas las partículas en el sustrato se procedió a evaporar la película delgada de oro con espesor de 53 nm. Finalmente se midió el espectro de RTIA de esta muestra y se realizó el ajuste de las curvas experimental y teórica. El ajuste de los datos experimentales con los resultados numéricos nos permiten encontrar características de las películas delgadas tales como la constante dieléctrica,  $\epsilon$ , y espesor,  $d$ . La muestra 1, que es la película delgada de referencia ( $d=53$  nm), muestra un pronunciado mínimo en su espectro de RTIA (figura 2.5). Es decir, se obtiene un buen ajuste usando nuestro valor referencial del espesor de 53 nm y el valor de la constante dieléctrica es congruente con los previamente reportados para películas con *rms* (rugosidad media) menores a 10 nm [51].

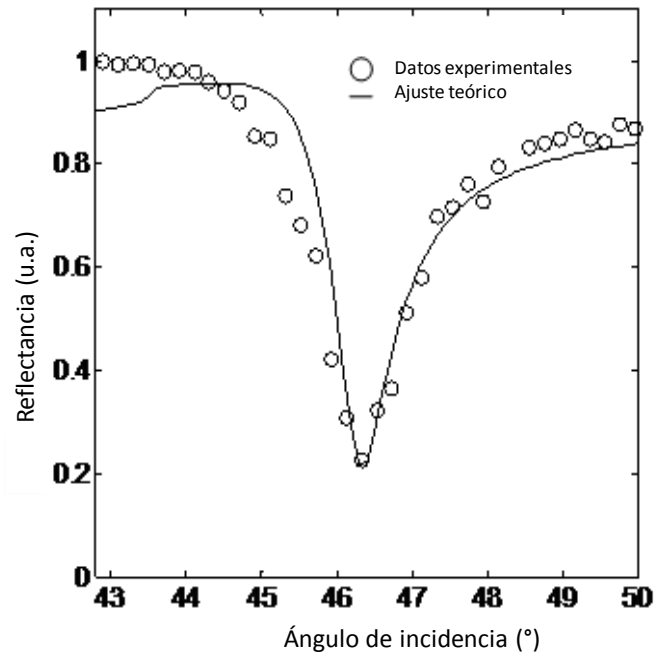


Figura 2.5. Ajuste teórico-experimental de RTIA para una película delgada de oro de 53 nm de espesor iluminando con una longitud de onda de 633 nm. El resultado del ajuste indica un espesor de 53.5 nm con una constante dieléctrica compleja de  $\epsilon = -11 + 1.6i$ .

Para la muestra 2, es decir la configuración con las partículas embebidas, el valor mínimo de la curva de RTIA es menos pronunciado (figura 2.6) y el ángulo de excitación es mayor. Lo anterior era esperado debido a la rugosidad inducida [1]. En esta curva el mejor ajuste teórico-experimental se da para una constante dieléctrica  $\epsilon$  de  $-9.2 + i$  y un espesor  $d = 66$  nm. El valor de la constante dieléctrica es congruente con el rango de los valores reportados correspondientes a capas de oro con *rms* mayores a 20 nm [51]. En este caso, el incremento de 13 nm en el espesor de la película debe estar asociado directamente al efecto de las partículas embebidas y por consiguiente al tamaño mismo de las partículas.

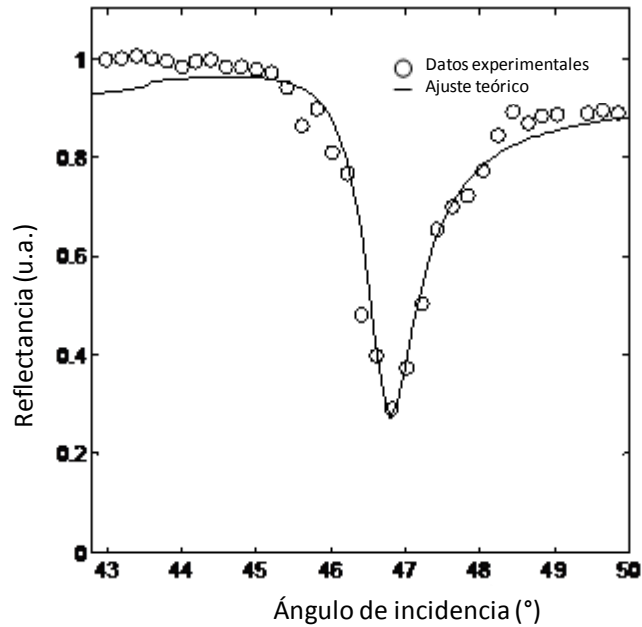


Figura 2.6. Ajuste teórico-experimental (línea y círculos respectivamente) de RTIA para una película delgada de oro de 53 nm de espesor excitando con una longitud de onda de 633 nm. El resultado del ajuste indica un espesor de 66 nm con una constante dieléctrica compleja de  $\epsilon = -9.2 + i$ .

Para validar lo anterior, se realizó un estudio TEM de las nanopartículas y se obtuvo que tienen un diámetro de aproximadamente 30 nm (figura 2.7 (a)) y con un nanoidentador se observó su distribución sobre la película (figura 2.7 (b)).

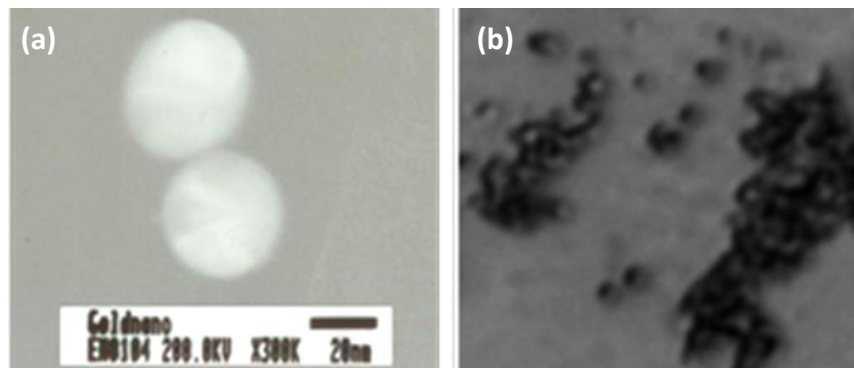


Figura 2.7. (a) Imagen TEM de las nanopartículas de oro. (b) Imagen tomada con un nanoidentador de las partículas para analizar su distribución en la película delgada.



Lo anterior nos hace inferir que el incremento del espesor obtenido en la muestra 2 corresponde, aproximadamente, al radio de las partículas,  $r \approx 13$  nm. Esto tiene sentido, debido a que se espera que al evaporar una capa delgada sobre una de nanopartículas, el efecto neto mostrará protuberancias en forma de semicircunferencias más que de circunferencias completas. Finalmente, es interesante comentar que la muestra 2 se dividió en cuatro zonas, mostrando las curvas RTIA de cada zona en promedio un buen acuerdo con el radio de las partículas.

#### **2.4 Síntesis de nanopartículas metálicas por medio de química verde.**

En la actualidad, las nanopartículas juegan un papel muy importante en el desarrollo de nuevas tecnologías como los materiales electrónicos, metales y catalizadores [33]. Esto es debido a sus inusuales propiedades ópticas, mecánicas, catalíticas y eléctricas. Los procesos usados para fabricar nanopartículas son vitales para controlar la pureza del producto, distribución de tamaño, dimensiones y morfología de la partícula [55]. Sin embargo, la mayoría de los métodos de síntesis son costosos y/o agresivos con el medio ambiente. Por esto, se han buscado rutas sintéticas biológicas [34,57]. Los procedimientos biosintéticos más comunes, involucran organismos vivos tales como: bacterias [35], hongos [36] y plantas in vivo [37] o en biomasa [38]. Es por esto que en este trabajo presentamos una alternativa de síntesis económica, sencilla y amigable con el medio ambiente. Esta técnica no requiere de agentes reductores fuertes y tóxicos, ni de disolventes orgánicos. Se sintetizaron nanopartículas de oro empleando, por primera vez, extracto de *Aloe Barbadensis* como agente reductor. El nombre de este método es química verde y nos

brinda la posibilidad de preparar nanopartículas en solución acuosa a bajas temperaturas. El extracto de las plantas contiene un alto grado de ácido ascórbico, y este funciona como agente reductor. El objetivo es sintetizar nanopartículas de oro con la posibilidad de tener un control del tamaño y la forma de las partículas, y reducir la temperatura de reacción. Para la preparación de nanopartículas de oro, se extrajeron 2 mL de savia de sábila. Esta se mezcló con 20 mL de agua desionizada. Se utilizó ácido tetracloroáurico (III) (HAuCl<sub>4</sub>) con una pureza del 99.99% como precursor. La preparación de las nanopartículas fue realizada por el método de reducción química:



Se utilizó un sistema de reflujo para la síntesis (figura 2.8). Éste consiste de una parrilla de calentamiento, la cual posee un regulador que controla la velocidad de agitación y la temperatura en el reactor. Un matraz de bola es utilizado como reactor. En el aceite mineral se suspende un termómetro que mide la temperatura del sistema. En la parte central se acopla un sistema refrigerante para el proceso de reflujo, donde se introduce una jeringa para inyectar la solución con el precursor del metal. En el matraz de bola se mezclaron 20 mL de agua desionizada y 2 mL de extracto de *Aloe Barbadensis*. La densidad del extracto es de aproximadamente 1 g/mL. Se preparó una solución acuosa de H<sub>2</sub>AuCl<sub>4</sub> con una concentración de 10<sup>-3</sup>M y se agregó al sistema de reacción un mililitro de esta solución. El sistema de reflujo se mantuvo bajo agitación. La reacción se llevó a cabo a una temperatura de 60°C. Al agregar el precursor H<sub>2</sub>AuCl<sub>4</sub>, la solución cambió de color amarillo claro a rosa. La duración de la reacción se fijó en 18 horas. Las nanopartículas fueron analizadas con microscopía electrónica de transmisión (TEM, por sus siglas en inglés).

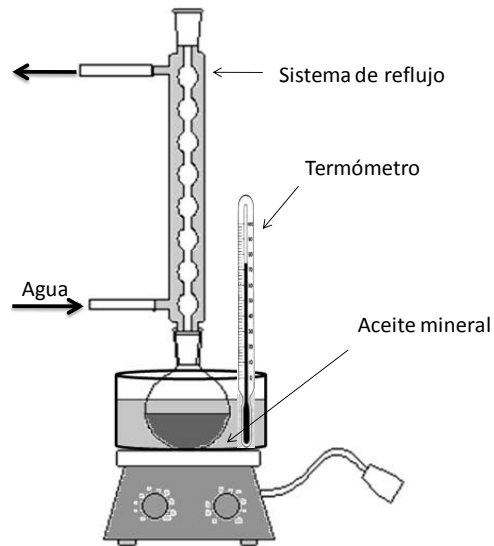


Figura 2.8. Sistema utilizado para llevar a cabo la síntesis de nanopartículas.

La figura 2.9 muestra las micrografías de las nanopartículas de oro obtenidas, estas presentan un tamaño promedio de  $25 \pm 7$  nm. Como se mencionó con anterioridad en la sección 2.3, este resultado coincide con el obtenido con la técnica plasmónica.

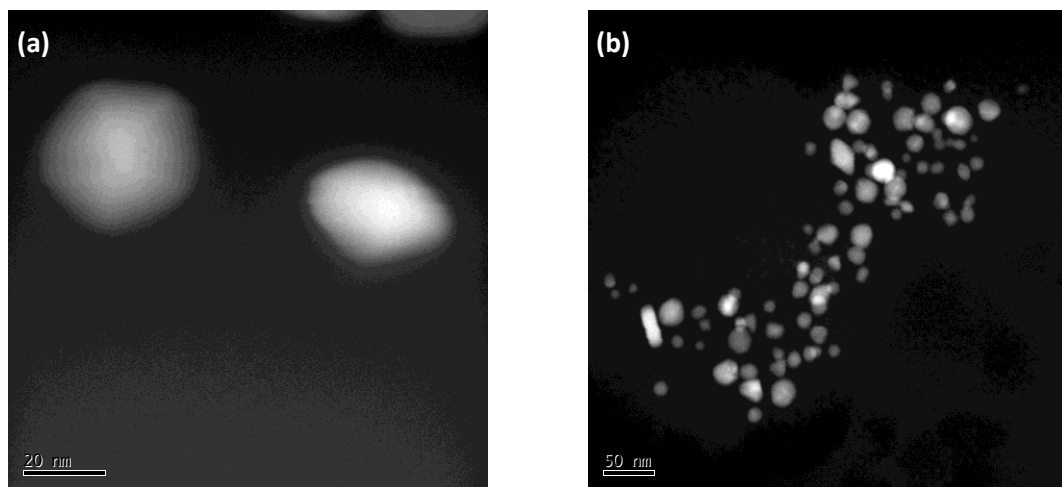


Figura 2.9. Imágenes de TEM a resoluciones de 20 nm (a) y 50 nm (b) de las nano partículas de oro sintetizadas por el método de química verde a  $60^{\circ}\text{C}$ , obtenidas con extracto de *Aloe Barbadensis*.

Estos resultados corroboran que este novedoso método es una excelente ruta de síntesis de nanopartículas de oro [58].

# CAPITULO 3

## MICROSCOPIA DE RADIACION DE FUGA

En este capítulo se introduce el concepto de microscopía de radiación de fuga (LRM, por sus siglas en inglés). Se describe el arreglo experimental del microscopio y el proceso de calibración aplicado. Además, se demuestra la capacidad de esta técnica para visualizar y analizar la propagación de PPS.

### 3.1. Antecedentes

Tradicionalmente los PPS han sido caracterizados de manera indirecta por técnicas de campo lejano [9,10]. Estas técnicas indirectas consisten en el análisis de espectros de RTIA. Como se mostró en la sección anterior, con este análisis es posible encontrar el ángulo de excitación de un PPS y, ajustando los datos experimentales con el modelo teórico, es posible determinar la constante dieléctrica de la superficie analizada. Con esto, se pueden encontrar las características del PPS descritas en la sección 1.1 [1]. Sin embargo, debido a la naturaleza evanescente de los PPS, estos campos no pueden ser estudiados localmente a distancias considerables de la superficie ( $>\lambda/2$ ). Esta limitación está impuesta por el límite

de difracción. El límite de difracción, normalmente atribuido a Abbe [59] y Rayleigh [60], puede escribirse de la siguiente manera:

$$\varepsilon = \frac{\alpha \lambda}{n \operatorname{sen} \theta}, \quad (3.1)$$

donde  $\alpha$  depende de la iluminación y del instrumento específico (por ejemplo,  $\alpha = 0.61$  considerando una iluminación incoherente y la apertura circular de un objetivo de microscopio [61]),  $\lambda$  es la longitud de onda de la luz,  $n$  es el índice de refracción del medio y  $\theta$  es la mitad del ángulo definido por la apertura del objetivo. El límite de difracción expresa la distancia mínima,  $\varepsilon$ , a la cual dos objetos pueden ser distinguidos. Para comprender mejor este concepto consideremos la figura 3.1 donde una muestra delgada con una transmitancia de amplitud variable  $\tau(x)$  es iluminada a un ángulo  $\theta_i$ .

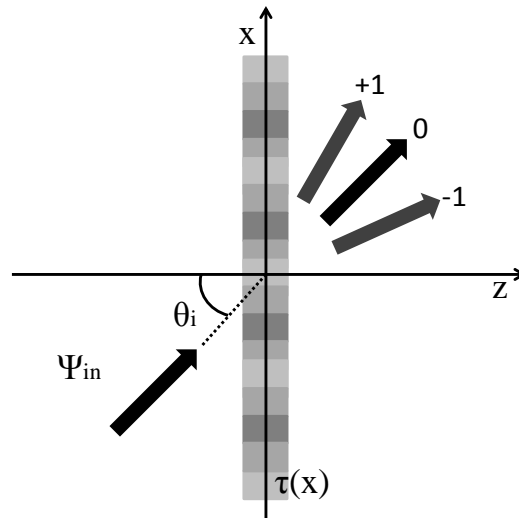


Figura 3.1. Configuración de una onda plana incidiendo sobre una muestra delgada con transmitancia de amplitud variable. El haz incidente es parcialmente difractado.

Por simplicidad, se asume que la onda plana es monocromática, con polarización  $s$  y amplitud unitaria. Dejando de lado la dependencia temporal, la ecuación de la onda plana se puede escribir de la siguiente manera:

$$\Psi_{in}(x, z) = e^{i(u_i x + w_i z)}, \quad (3.2)$$

donde  $u_i = k \sin \theta_i$ ,  $w_i = \sqrt{k^2 - u_i^2}$  y  $k = 2\pi/\lambda$ , siendo  $\lambda$  la longitud de onda de iluminación. Para simplificar los cálculos, se considerará una variación sinusoidal de la amplitud de la transmitancia:

$$\tau(x) = \tau_0 + A \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} x\right) = \tau_0 + \frac{A}{2} \left[ e^{i\frac{2\pi}{\Lambda} x} + e^{-i\frac{2\pi}{\Lambda} x} \right], \quad (3.3)$$

donde  $\tau_0$  es la amplitud promedio de la transmitancia,  $A$  es la amplitud de la modulación y  $\Lambda$  es el periodo espacial. Así, para  $z > 0$  el campo transmitido  $\Psi_t$ , puede escribirse de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \Psi_t(x, z > 0) = & \tau_0 \Psi_{in}(x, z) + \frac{A}{2} e^{i(u_i + \frac{2\pi}{\Lambda})x} e^{i\sqrt{k^2 - (u_i + \frac{2\pi}{\Lambda})^2} z} \\ & + \frac{A}{2} e^{i(u_i - \frac{2\pi}{\Lambda})x} e^{i\sqrt{k^2 - (u_i - \frac{2\pi}{\Lambda})^2} z}, \end{aligned} \quad (3.4)$$

cada término corresponde a los órdenes de difracción  $0$  y  $\pm 1$ , respectivamente. La información relacionada con la periodicidad de la muestra está contenida en los dos últimos términos. Los términos contenidos en la raíz cuadrada son negativos cuando el valor de  $\Lambda$  es suficientemente pequeño, es entonces cuando los correspondientes órdenes de difracción se volverán evanescentes. El valor más pequeño que  $\Lambda$  puede tomar para ser detectado en el campo lejano está dado por  $\Lambda_{FF} = \lambda/(1 + \sin \theta_i)$  o simplemente  $\Lambda_{FF} = \lambda/2$  para  $\theta_i \rightarrow 90^\circ$ . Este valor corresponde al límite de difracción expresado en la ecuación 3.1. La luz que es difractada por una muestra con periodo  $\Lambda_{FF} < \lambda/2$  será confinada en la superficie con una amplitud que decae exponencialmente a lo largo del eje  $z$ . Para obtener información

sobre la estructura, cuyo tamaño es del rango de sublongitudes de onda, se requiere detectar la señal en la zona evanescente o de campo cercano. Usualmente el análisis en el régimen de sublongitud de onda, implica utilizar métodos de óptica de campo cercano [62,63] capaces de coleccionar las componentes evanescentes de los campos electromagnéticos. El método experimental más común en la investigación del fenómeno de PPS, es el microscopio de campo cercano [6,63]. El sistema de detección del SNOM, se basa en la conversión de ondas evanescentes en ondas propagantes que pueden ser detectadas a grandes distancias de la muestra ( $>\lambda/2$ ) [63]. Esto último se logra utilizando una sonda prueba como detector. La sonda prueba esparce el campo cercano y esta señal es detectada con un fotodiodo o un tubo fotomultiplicador [63]. Una imagen con superresolución (más allá del límite de difracción) requiere una detección muy localizada, así que es esencial que la sonda prueba esté a distancias menores a  $\lambda/2$  de la muestra. Para generar la imagen, el detector debe barrer la superficie del objeto. Una serie de diferentes configuraciones y dispositivos se han desarrollado para emplear este principio [2, 63]. Aunque el SNOM es una excelente herramienta para el estudio de PPS, es una técnica que consume mucho tiempo y el tratamiento de las imágenes requiere mucha atención y experiencia práctica para evitar errores de interpretación. Esto es debido a que la relación imagen-objeto es mucho más complicada que en la microscopía clásica. Además, es necesario evitar efectos inducidos en las imágenes ópticas debido a la punta prueba [63]. Esto hace del SNOM una técnica costosa y complicada de implementar. En muchos casos es posible mapear los PPS en tiempo real, sin necesidad de hacer un barrido sobre la superficie, coleccionando la radiación secundaria que emerge como consecuencia del campo plasmónico. Incluso, se puede tener una estricta relación cualitativa o cuantitativa con estos modos. Así, esta técnica proporciona una vista previa rápida y práctica de los procesos que ocurren en la



superficie. Esta técnica es la microscopía de radiación de fuga. Primero fue sugerida por Hecht [27] y después fue desarrollada cuantitativamente por Ditlbacher [28], emplea la configuración de Kretschmann invertida para la excitación de PPS y como parte de la detección. Esto es, usando el tunelamiento evanescente de los PPS a través de la película metálica al sustrato dieléctrico y desacoplándolos en luz propagante. Este desacoplamiento de luz es llamado radiación de fuga (LR, por sus siglas en inglés) [64]. Históricamente las primeras observaciones de la LR, debido a la propagación de PPS en una película delgada de metal, fueron reportadas analizando el esparcimiento de luz generado por una superficie metálica rugosa [1,65]. El análisis de PPS por medio de la LR progresó con el desarrollo del SNOM, ya que este permite excitar de manera local plasmones superficiales [63]. Varios autores aplican la técnica del SNOM acoplada con la LRM [27, 66]. En particular en la referencia 27, Hecht y su grupo realizaron un arreglo óptico usando un objetivo de inmersión para colectar la LR emitida por la punta prueba del SNOM al analizar películas delgadas de oro y plata. Adicionalmente, en este trabajo se mostró que se puede analizar la distribución en el espacio de Fourier del momento del PPS desenfocando el objetivo. El mapeo directo de la intensidad de PPS con esta técnica, provee una correspondencia uno a uno entre la intensidad 2D del PPS y la imagen obtenida con una cámara CCD [64]. En este contexto, en los años recientes se han desarrollado aproximaciones sistemáticas para analizar cuantitativamente las interacciones entre plasmones superficiales y dispositivos plasmónicos usando la LRM [67-77]. Las desventajas que presenta la técnica de LRM están principalmente relacionadas con el objetivo de inmersión, ya que este es costoso y tiene un rango de longitudes de onda de funcionamiento óptimo.

### 3.2. Arreglo experimental

El esquema del arreglo experimental del microscopio de radiación de fuga se muestra en la figura 3.2. El arreglo puede dividirse básicamente en dos partes, la primera consiste en la excitación del plasmón y la segunda en la detección. Para la primera parte el haz de un láser He-Ne (multi-línea,  $\lambda=543-633$  nm, Modelo 30602 de la compañía Research Electro-Optics) es enfocado en la superficie de la muestra con un objetivo de microscopio (20x, apertura numérica  $AN=0.4$  de Newport). Este objetivo es colocado sobre una base XYZ, de desplazamientos micrométricos, para facilitar su alineación. Para la fabricación de las muestras se utilizaron sustratos de vidrio (de 0.17mm de espesor) que fueron recubiertos con una película delgada de oro por evaporación térmica bajo las condiciones mencionadas en la sección 2.3. El porta-muestras se colocó en una base XYZ (ULTRA Ling modelo M-501D) que se acopló a un sistema de desplazamiento automatizado controlado por piezo-eléctricos (Nano DZ Series, Modelo PZC-6B de Newport). Este sistema nos permite realizar desplazamientos de la muestra en la escala de nanómetros, facilitando así la ubicación de estructuras en la superficie. Cabe destacar que pocos arreglos de LRM cuentan con un sistema de desplazamiento tan preciso como el que aquí se presenta. Para visualizar la superficie de la muestra se utiliza una lámpara de luz blanca. Para dirigir esta radiación al objetivo se utiliza un divisor de haz (figura 3.1). El acoplamiento luz-plasmón superficial se logra haciendo incidir el haz enfocado sobre la estructura presente en la superficie de la muestra. Cuando el campo eléctrico del PPS atraviesa la película metálica y alcanza el sustrato, la LR es emitida desde la interface entre la película de oro y el sustrato de vidrio a un ángulo característico  $\theta_{LR}$  en el que el PPS y la LR están en fase [64, 27]. Debido a que el vector de onda del plasmón superficial es mayor al que corresponde a la LR en el espacio

libre, el ángulo  $\theta_{LR}$  es siempre mayor al ángulo crítico de reflexión total interna, y la radiación es algunas veces llamada prohibida [27]. Por lo tanto, un objetivo de inmersión con gran apertura numérica (EC Plan-Neofluar 63x, AN=1.25, de la compañía Carl Zeiss) es usado en la parte de detección del arreglo. El objetivo de inmersión evitará las reflexiones internas dentro del sustrato de vidrio. La imagen de la distribución de intensidad del PPS se logra obtener por medio de una cámara CCD (cámara digital USB 2.0 de Thorlabs) posicionada en el plano óptico conjugado con la interface película/sustrato.

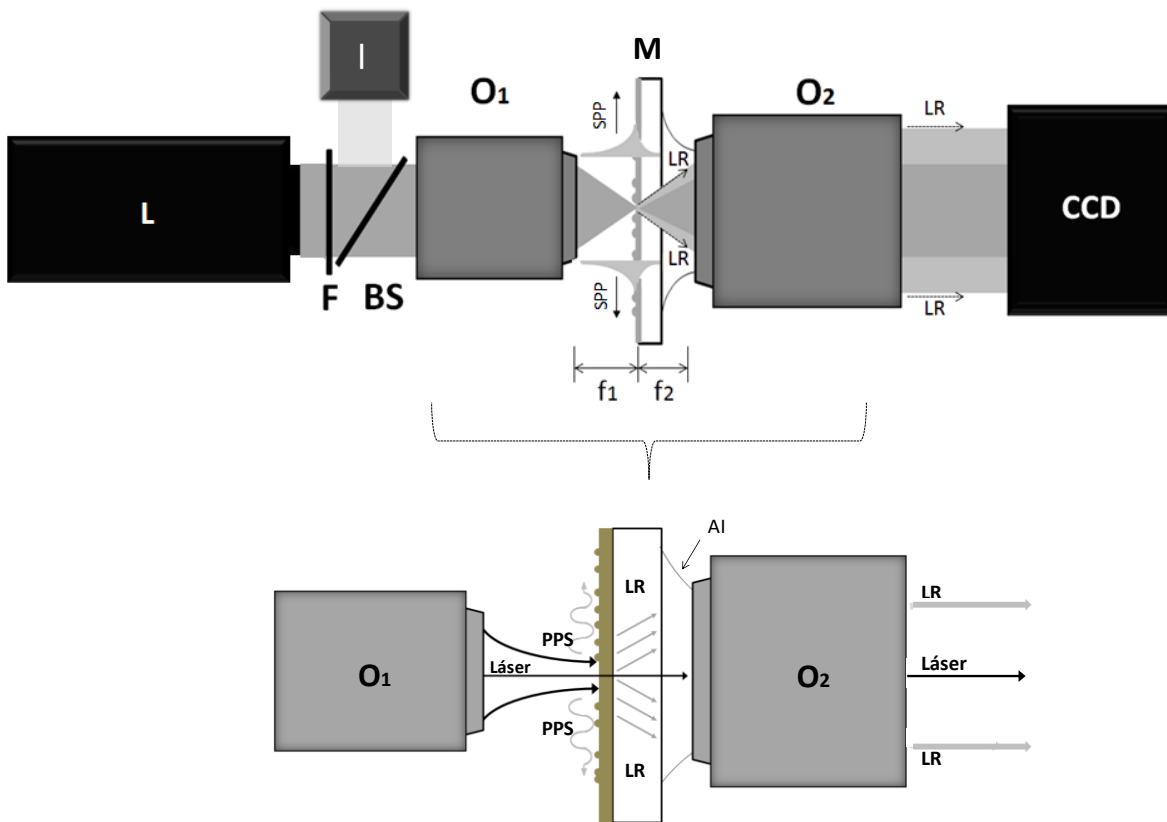


Figura 3.2. Esquema experimental del microscopio de radiación de fuga. El PPS es excitado enfocando un haz láser con un objetivo de microscopio  $O_1$  (20x, AN=0.4, distancia focal  $f_1=0.4\text{mm}$ ) sobre la nanoestructura de la película delgada que está depositada sobre un sustrato de vidrio. La LR es emitida en el sustrato de vidrio desde la interface película/vidrio. La radiación es colectada por un objetivo de inmersión  $O_2$  (63x, AN=1.25, distancia de trabajo  $f_2=0.19\text{ mm}$ ), AI es el aceite de

inmersión, y la imagen es captada con una cámara CCD. Las fotografías del arreglo experimental se muestran en las figuras 3.3-3.6

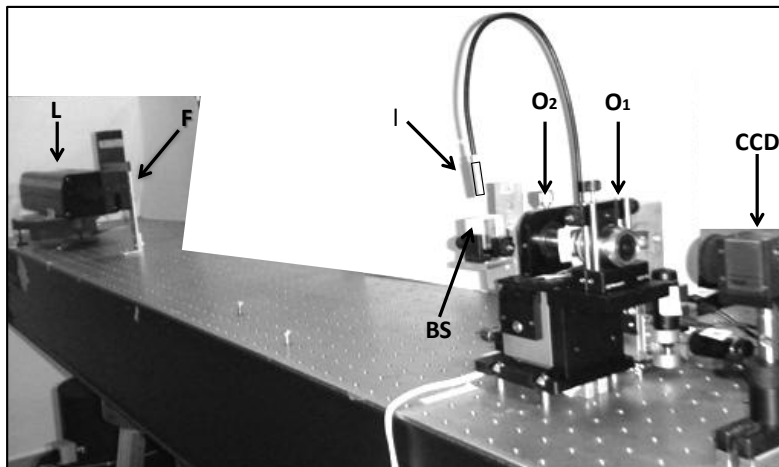


Figura 3.3. Fotografía del arreglo experimental del microscopio de radiación de fuga.  $L$  representa el láser (He-Ne, multi-línea,  $\lambda=543-633$  nm),  $F$  representa el filtro,  $I$  la lámpara de luz blanca,  $BS$  es el divisor de haz,  $O_1$  es el objetivo de microscopio y  $O_2$  es el objetivo de inmersión.

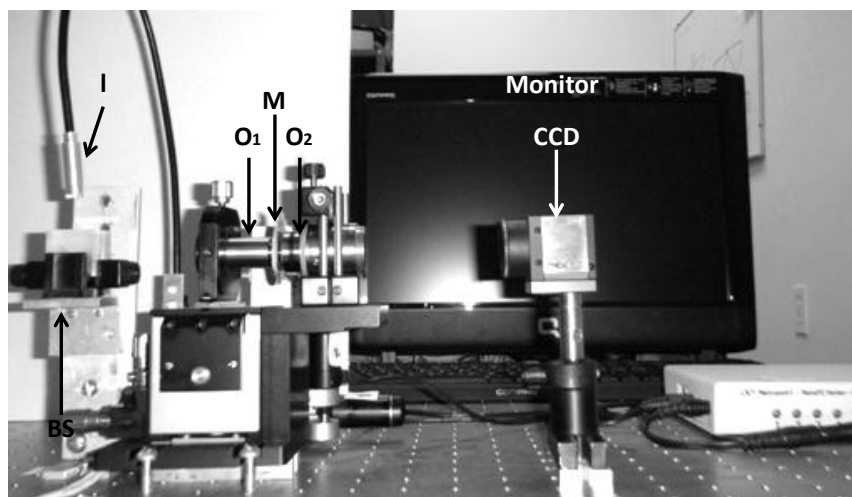


Figura 3.4. Fotografía del arreglo experimental del microscopio de radiación de fuga, donde  $M$  representa la muestra. La imagen de la radiación de fuga es capturada con la cámara CCD y es visualizada en el monitor.

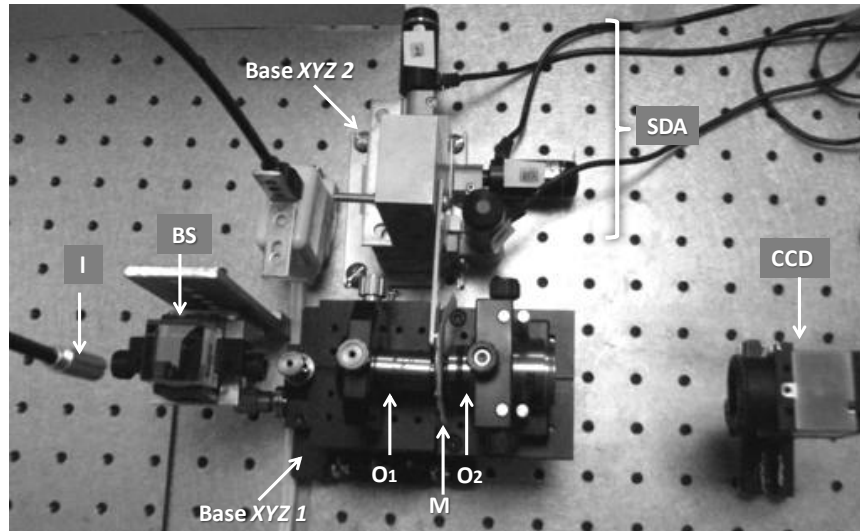


Figura 3.5. Fotografía del arreglo experimental del arreglo del microscopio de radiación de fuga, en esta figura se muestra la *base XYZ 1* de desplazamientos micrométricos para enfocar el láser sobre la muestra y la *base XYZ 2* de desplazamientos nanométricos para desplazar la muestra. La *base XYZ 2* está acoplada a un sistema de desplazamiento automatizado (*SDA*).

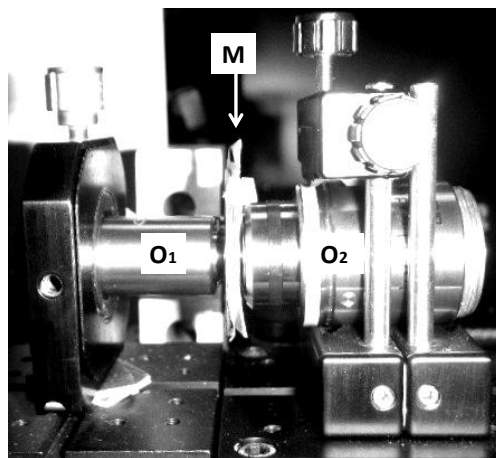


Figura 3.6. Esta fotografía muestra un acercamiento del arreglo experimental donde se conjuntan los objetivos para excitar el PPS y coleccionar la radiación de fuga.

Es importante remarcar que simultáneamente a la LR el haz incidente atraviesa la muestra y contribuye consecuentemente a la señal total detectada.

### 3.3. Calibración del sistema

Como primer paso, es necesario calibrar nuestro microscopio de radiación de fuga. Para esto, excitamos un PPS utilizando dos elementos diferentes: una rejilla de difracción calibrada [32], y una fisura [78]. Como se ha mencionado anteriormente, es posible excitar un PPS sin restringirnos a utilizar la geometría de un prisma como acoplador. Una posible técnica es utilizar la rugosidad de la superficie. Algunas de las componentes de la luz difractada pueden cumplir con las condiciones para acoplarse en PPS. El problema con esta técnica es que la eficiencia de acoplamiento luz-plasmón es muy baja [79]. En este contexto se han realizado una gran variedad de estudios sobre el diseño, fabricación y eficiencia de acoplamiento luz-plasmón superficial para diferentes tipos de estructuras como: fisuras, surcos, agujeros y cadenas de nanopartículas [5-10,80]. Una manera mejor y más sistemática de excitar un PPS, en comparación con el uso de la rugosidad, es por medio de una rejilla de difracción [32]. A continuación se explica brevemente el funcionamiento de la estructura. La radiación que incide a un ángulo  $\theta$  con respecto a la normal del plano de la superficie (figura 3.7) es esparcida por la rejilla, provocando un incremento o decremento en la componente de su vector de onda en múltiplos enteros del vector de onda de la rejilla:

$$G = 2\pi/\Lambda, \quad (3.5)$$

donde  $\Lambda$  es el período de la rejilla. Esto da lugar a órdenes de difracción. Cuando un orden de difracción tiene un vector de onda mayor al del haz incidente, este no se propagará y se convertirá en radiación evanescente (figura 3.7).

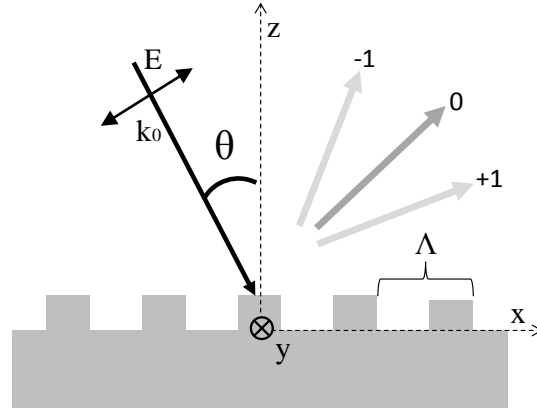


Figura 3.7. Geometría de la configuración de iluminación de una rejilla con periodicidad  $\Lambda$ ,  $\theta$  es el ángulo de incidencia, la dirección del vector del campo eléctrico ( $E$ ) del haz incidente  $k_0$  está indicada con la flecha. Los haces señalados con  $0$  y  $\pm 1$  son los órdenes de difracción.

Así, la radiación puede acoplarse en PPS de acuerdo con la condición de acoplamiento:

$$k_{spp} = k_0 \text{sen}(\theta) + nG, \quad (3.6)$$

donde  $k_{PPS}$  y  $k_0$  denotan las magnitudes del vector de onda del PPS excitado y el haz incidente,  $n$  es un número entero. La eficiencia de excitación del PPS a incidencia normal, es decir cuando  $\theta$  es cero, requiere que el periodo de la rejilla sea igual a la longitud de onda del plasmón superficial:  $\Lambda = \lambda_{PPS}$ . En este caso, el haz incidente será esparcido por los surcos generando plasmones superficiales coherentes que interferirá constructivamente uno con otro incrementando la eficiencia de excitación del PPS. La rejilla utilizada fue fabricada con litografía sobre una película delgada de oro, tiene una periodicidad  $\Lambda$  de 800 nm, el arreglo tiene una altura de 130 nm y cada surco tiene un ancho de 330 nm (figura 3.8).

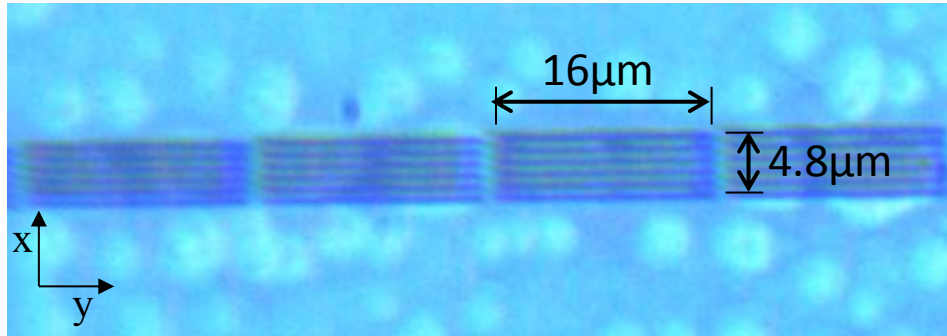


Figura 3.8. Imagen obtenida con LRM de un fragmento de la rejilla.

La rejilla está optimizada para generar una máxima eficiencia unidireccional con longitudes de onda en el cercano infrarrojo (700-900 nm) [32], sin embargo funciona para longitudes de onda menores si la iluminación se realiza en uno de los extremos de la rejilla. Esto debido a que la estructura de la rejilla induce un cambio local en el índice de refracción de la superficie y por lo tanto, puede ser utilizada para lanzar un PPS. La excitación del PPS se debe a que una vez que el haz incidente interactúa con la estructura, el vector de onda incidente al ser esparcido puede empatarse con el vector de onda del plasmón [20,81]. En el experimento el haz incidente, polarizado perpendicularmente a la rejilla, se enfocó sobre la rejilla. Se logró obtener un enfocamiento del haz de un diámetro estimado de  $\sim 5\mu\text{m}$  (medido a un nivel de intensidad de  $1/e^2$ ). La posición del haz se ajustó lateralmente (a lo largo del eje  $x$ , figura 3.8) de tal manera que incidiera en los límites de la rejilla y la película delgada, en este punto la simetría de la superficie se rompe y la luz puede ser esparcida en PPS (figura 3.9).



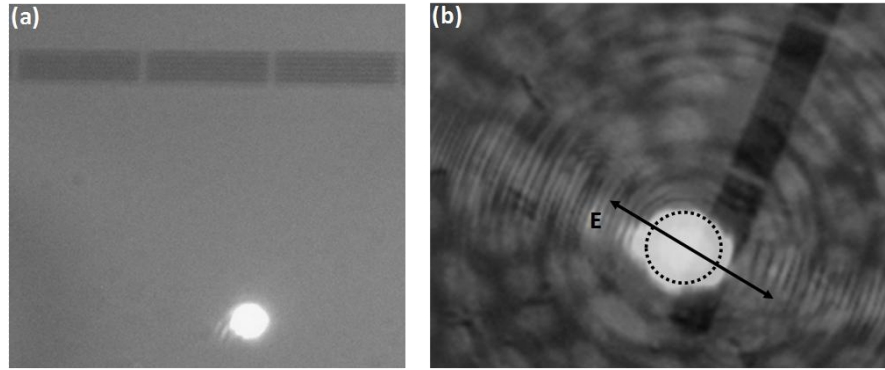


Figura 3.9. Imágenes de LRM mostrando: (a) la rejilla y el haz enfocado en la superficie lisa de la película y (b) el posicionamiento del haz sobre una orilla de la rejilla, el círculo punteado indica la posición del haz y la flecha la polarización del campo eléctrico.

Una vez que se logró lanzar el PPS, la longitud de onda de excitación se varió de 633 a 543 nm (figura 3.10).

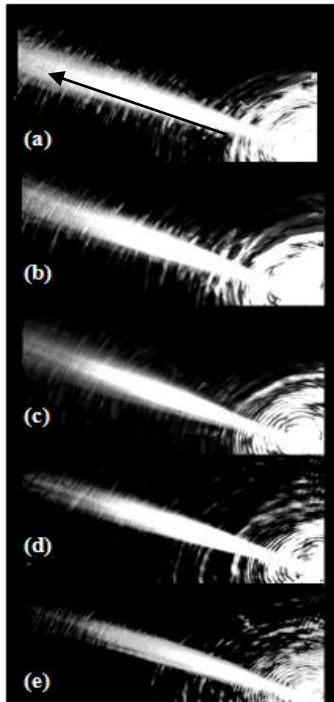


Figura 3.10. Imágenes de LRM de un PPS excitado con una rejilla de difracción a una longitud de onda de (a) 633nm, (b) 612nm, (c) 604nm, (d) 594nm y (e) 543nm. La flecha en la figura (a) indica la dirección de propagación libre del PPS.

Como podemos observar en la figura 3.10, un haz plasmónico altamente direccionado es excitado y se propaga a la izquierda de la rejilla, es decir, en dirección perpendicular al eje de la estructura. También se puede apreciar que la longitud de propagación del PPS,  $L_{SPP}$ , decrece conforme la longitud de onda de excitación ( $\lambda_0$ ) disminuye. Este comportamiento obedece a una de las propiedades del PPS (ec. 2.5). Se realizó un análisis cuantitativo para determinar la  $L_{SPP}$  obtenida experimentalmente en función de la longitud de onda de excitación (Tabla 3.1). La medición de la  $L_{SPP}$  está basada en múltiples barridos del perfil de intensidad de las imágenes. En todos los casos solo se tomó en cuenta la región de libre propagación, evitando las mediciones en la región donde existe una convolución de la excitación y la libre propagación del PPS. Los resultados teóricos y experimentales se presentan en la siguiente tabla.

Tabla 3.1. Constantes dieléctricas de la película delgada para diferentes longitudes de onda de excitación y las longitudes de propagación del PPS obtenidas teórica y experimentalmente.

Longitud de onda de excitación (nm)	Constante dieléctrica $\epsilon(\lambda)$ [82]	$L_{SPP}$ ( $\mu\text{m}$ )	
		Teórica	Experimental
633	-11+1.6i	8	12 $\pm$ 1
612	-9.6+1.4i	5.6	8.2 $\pm$ 1
604	-9+1.4i	4.8	4.6 $\pm$ 0.6
594	-8.35+1.4i	4	4.2 $\pm$ 0.6
543	-6.6+1.9i	1.6	2 $\pm$ 0.3

Comparando los valores obtenidos experimentalmente con las predicciones teóricas (ec.2.5), encontramos que los resultados experimentales son congruentes con la teoría. Otra estructura que se utilizó para calibrar nuestro microscopio de radiación de fuga fue la fisura

de una película delgada. Una fisura simétrica puede funcionar como un lanzador localizado de PPS [78]. Una película delgada lisa de 53 nm de espesor fue analizada con un equipo de AFM (Sistema AFM Nanosurf easy Scan 2), obteniendo una rugosidad media de 13 nm (figura 3.11).

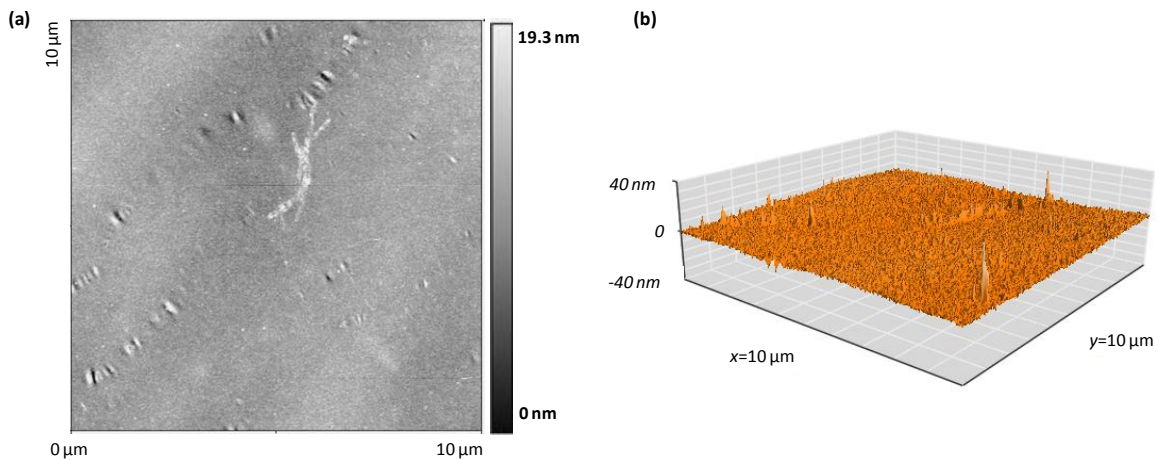


Figura 3.11. Imagen de AFM (a) plana y en (b) 3D de  $10 \mu\text{m}^2$  de una película delgada de oro de 53 nm de espesor con una rugosidad media de 13nm.

Se localizó una fisura quasi-geométrica en la película delgada al ser observada con LRM (Figura 3.12).

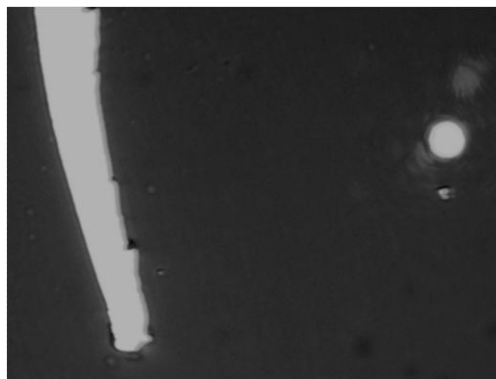


Figura 3.12. Imagen de LRM de la fisura localizada en la película delgada (izquierda), el círculo blanco del lado derecho es el haz enfocado.

El haz enfocado se posicionó en la frontera entre la película delgada y la fisura con una polarización perpendicular a esta última (figura 3.13). La longitud de onda de excitación se fijó en 633 nm.

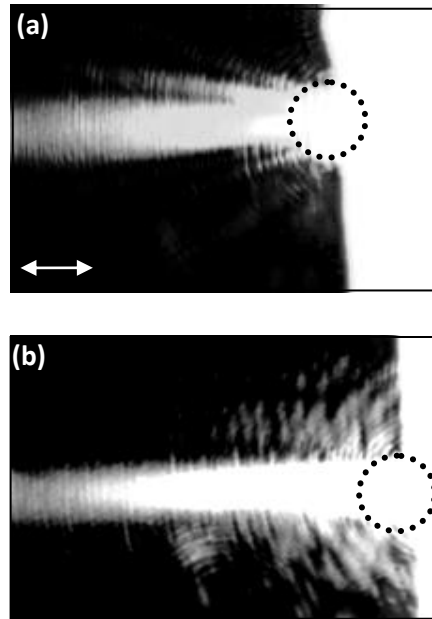


Figura 3.13. Imagen de LRM de un PPS lanzado por una fisura en una película delgada. Siendo (a) y (b) imágenes tomadas en diferentes zonas de la fisura. La flecha blanca en (a) indica la polarización del campo eléctrico para ambas figuras y el círculo punteado en cada figura indica la posición del haz enfocado.

Como podemos observar en la figura 3.13, un plasmón superficial se propaga en dirección perpendicular a la fisura de derecha a izquierda, las longitudes de propagación medidas para (a) y (b) son  $5.3\mu\text{m}$  y  $4.8\mu\text{m}$  respectivamente. Notamos que los valores medidos son significativamente menores a los obtenidos con la rejilla y a los valores teóricos. Esto es debido a que la fisura no es perfectamente simétrica y por lo tanto, se genera un mayor grado de esparcimiento. Este esparcimiento se traduce en pérdidas y, por lo tanto, se genera una baja eficiencia de acoplamiento luz-plasmón superficial. Cuando consideramos una

zona donde la quasi-geometría de la fisura se rompe, lo que se obtiene es una figura donde el esparcimiento y los efectos de interferencia son complicados (figura 3.14).

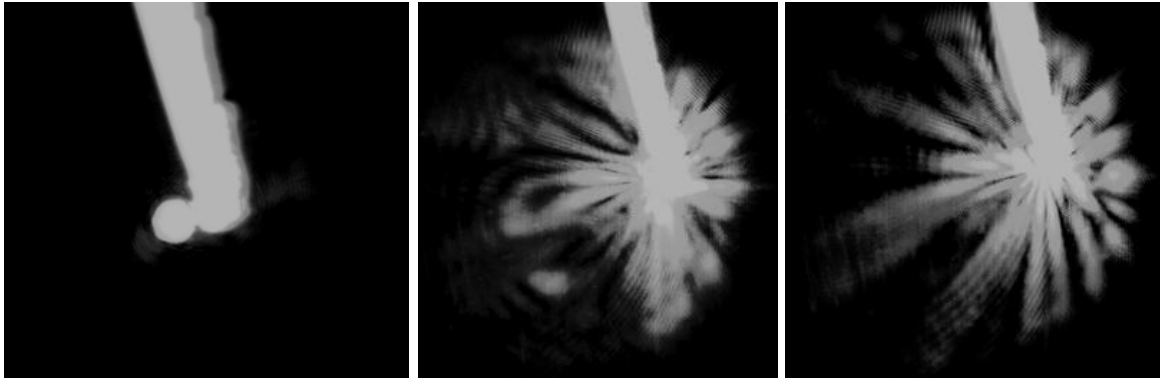


Figura 3.14. Imágenes de LRM tomadas para tres posiciones diferentes (a), (b) y(c) del haz enfocado en la zona donde se rompe la quasi-geometría de la fisura.

El alto grado de esparcimiento elástico e inelástico generado en todas direcciones por la estructura, dificulta la realización de una adecuada interpretación de los fenómenos ópticos presentes. De esta manera, nos introduciremos al estudio de medios desordenados en la siguiente sección.

### **3.4. Sistemas desordenados**

Es importante estudiar sistemas desordenados, porque dan lugar a varios efectos relacionados con el fenómeno de esparcimiento múltiple como lo son la localización débil y fuerte [13,23,25,83]. Además, experimentalmente es sumamente difícil obtener una película perfectamente lisa, siempre habrá defectos en la superficie que generarán cierto grado de esparcimiento. Como se ha mencionado con anterioridad, los PPS pueden difractarse, reflejarse e interferir. Estas propiedades son claramente exhibidas durante el esparcimiento de un PPS. Cuando consideramos sistemas desordenados, los efectos ópticos que surgen

están íntimamente relacionados con el régimen de esparcimiento múltiple. Este fenómeno puede definirse como el proceso en el cual un PPS sufre un gran número de reflexiones, en un rango de direcciones, como resultado de su interacción con los esparcidores presentes en el medio en el cual se propaga. Esto genera múltiples patrones de interferencia y diferentes frecuencias espaciales. El régimen de esparcimiento es determinado por la relación entre la  $L_{PPS}$ , y la trayectoria libre del esparcimiento elástico,  $l \sim R^2/\sigma$  [13,83]. Donde  $R$  es el promedio de separación entre esparcidores y  $\sigma$  es la sección eficaz de un esparcidor individual. Si  $l > L$  el régimen de esparcimiento múltiple se reduce al régimen de un solo esparcidor, a esto se le llama esparcimiento simple. Si la longitud de propagación se incrementa de tal forma que  $2l > L > l$ , se tiene el régimen de esparcimiento doble. Finalmente, si  $L \gg l$ , el régimen de esparcimiento múltiple de PPS prevalece (figura 3.15).

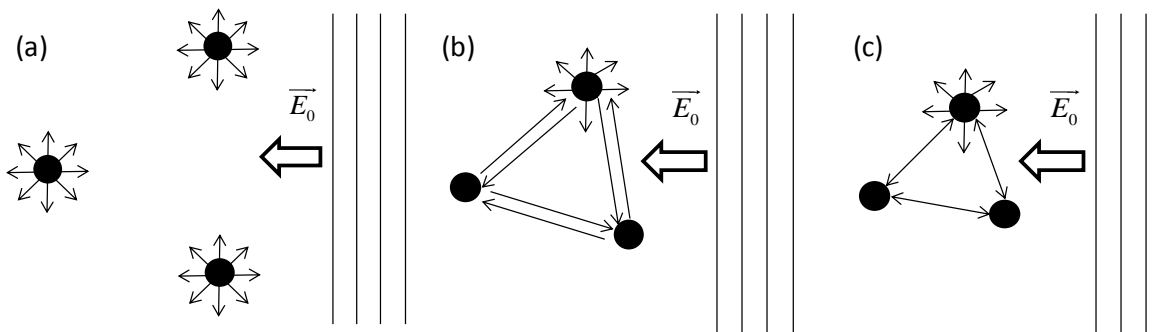


Figura 3.15. Representación esquemática de los diferentes órdenes de esparcimiento: (a) simple, (b) doble y (c) esparcimiento múltiple.

Para estudiar los sistemas desordenados, se fabricó una muestra con una estructura de nanopartículas distribuidas al azar. La muestra se fabricó depositando las nanopartículas previamente sintetizadas sobre una película delgada de oro de 53 nm de espesor. Debido a que no hemos logrado tener control en el proceso de depósito de las partículas, estas se

distribuyeron al azar sobre la superficie. La topografía y rugosidad media de la muestra se obtuvo por AFM (figura 3.16).

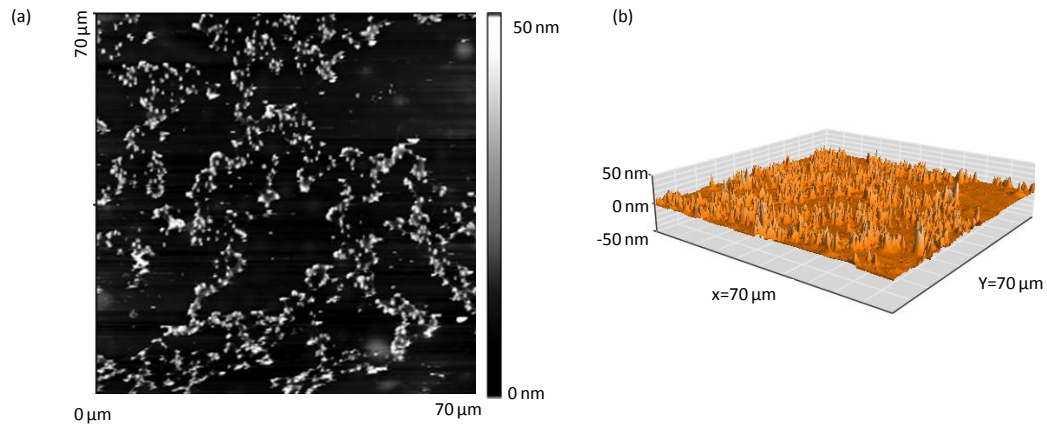


Figura 3.16. Imagen de AFM (a) plana y en (b) 3D de  $70 \mu\text{m}^2$  de una película delgada de oro de 53 nm con nanopartículas de oro depositadas en su superficie, la rugosidad media de la muestra es de 30 nm.

La figura 3.17 muestra la comparación de la imagen tomada con AFM y de LRM de una sección de la película delgada con nanopartículas.

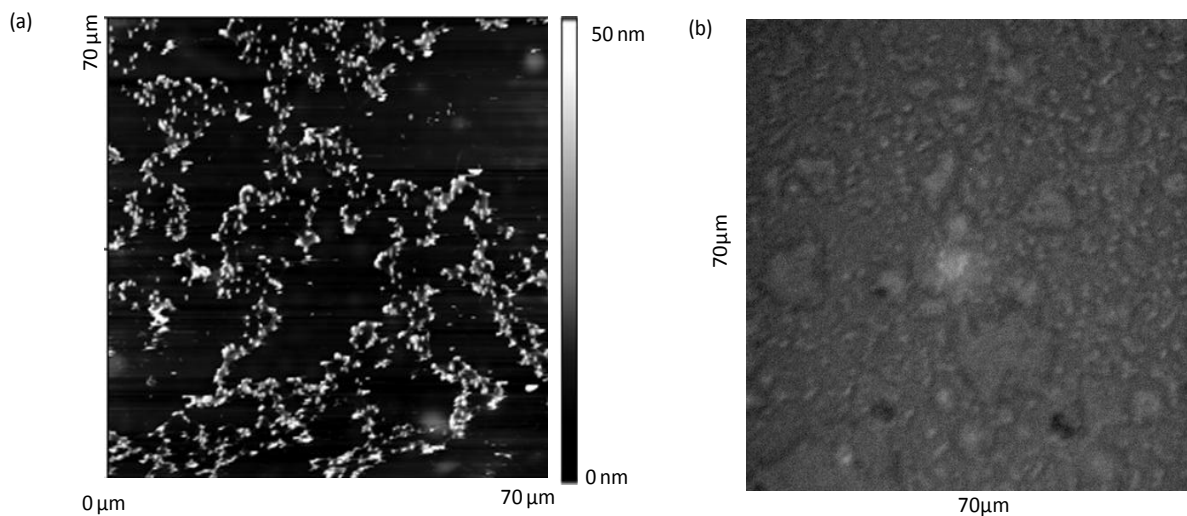


Figura 3.17. Imágenes de una sección de la película delgada con nanopartículas tomadas con (a) AFM y (b) con LRM.

El análisis por LRM se llevó a cabo examinando diferentes zonas de la película. En la figura 3.18 podemos observar el límite entre una zona lisa y una rugosa de la muestra.

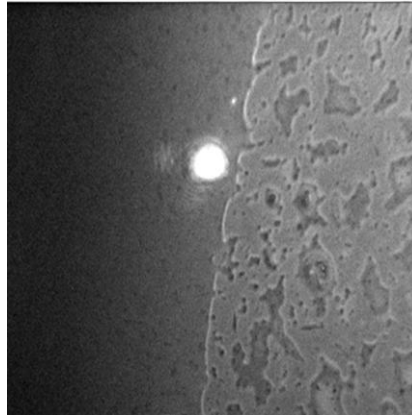


Figura 3.18. Imagen tomada con LRM de la zona donde se encuentra el límite de la región lisa y rugosa de la película delgada. El círculo blanco es el haz enfocado.

Podemos observar de la figura 3.18 que el haz está en una zona que no presenta un gradiente de índice de refracción, el esparcimiento no se presenta eficientemente y por lo tanto el acoplamiento luz-plasmón no se consigue. En contraste con la figura anterior, tenemos la siguiente imagen tomada en una zona rugosa de la muestra.

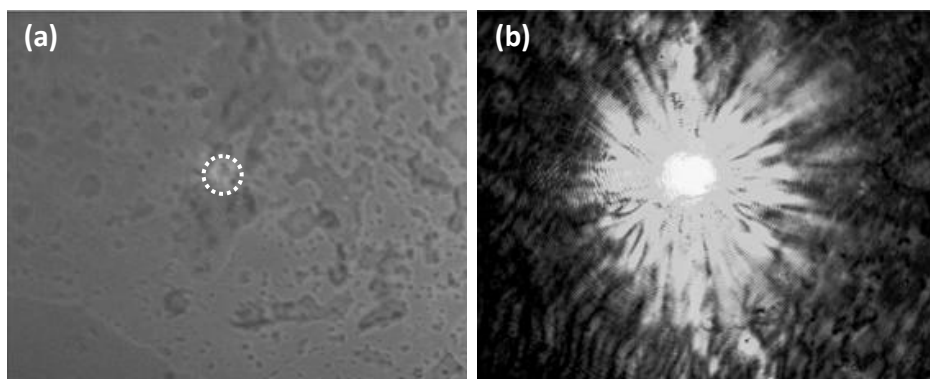


Figura 3.19. (a) Imagen de LRM de  $65 \times 50 \mu\text{m}^2$  de la topografía de una sección de la muestra. (b) Imagen tomada a una longitud de onda de  $\lambda = 612 \text{ nm}$  con un haz enfocado de  $5 \mu\text{m}$  de diámetro. El círculo blanco punteado en (a) representa la zona donde se posicionó el haz.



Como podemos observar, figura 3.19 (b) es muy compleja. Sin embargo, podemos distinguir las franjas de interferencia que se presentan en la esquina inferior derecha. Debido a que en el régimen de esparcimiento múltiple los patrones de interferencia son muy sensibles a la longitud de onda y a la distribución de los esparcidos [13,83], una forma de corroborar que los patrones de interferencia obtenidos en la figura 3.19 (b) estén relacionados con el fenómeno de esparcimiento múltiple, es observar que la distribución de intensidad tenga dependencia con la longitud de onda (figura 3.20)

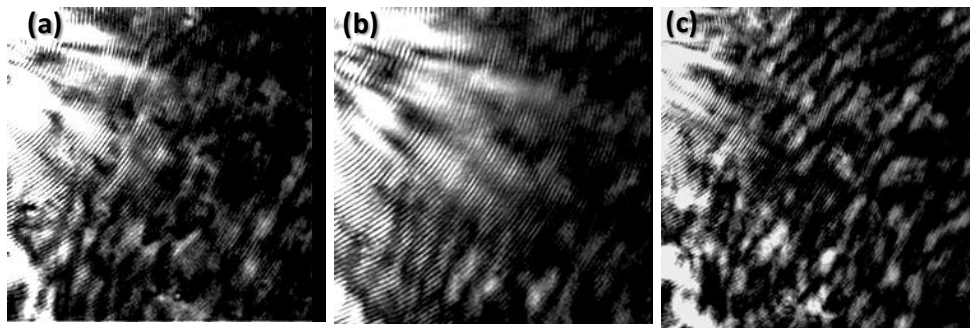


Figura 3.20. Imágenes de LRM de  $\sim 36 \times 33 \mu\text{m}^2$  de la esquina inferior derecha de la figura 3.9 (b) para una longitud de onda de (a) 612, (b) 604 y (c) 594.

Las imágenes de LRM tomadas (figura 3.20) para las diferentes longitudes de onda muestran patrones de interferencia bien pronunciados que muestran una dependencia con la longitud de onda. Los patrones de interferencia de la figura 3.20, son debidos a una interferencia constructiva entre ondas esparcidas a lo largo de la misma trayectoria propagándose en direcciones opuestas. A este fenómeno se le llama localización débil o retro-esparcimiento. La localización débil es considerada como precursora del efecto de localización. Este último, es un efecto de interferencia en el esparcimiento múltiple. Analizando la zona cercana al haz incidente, se observan variaciones en la distribución de intensidad. Particularmente en los puntos brillantes. Esta dependencia con la longitud de

onda es otra característica relacionada al fenómeno de interferencia en el régimen de esparcimiento múltiple (figuras 3.21-3.22).

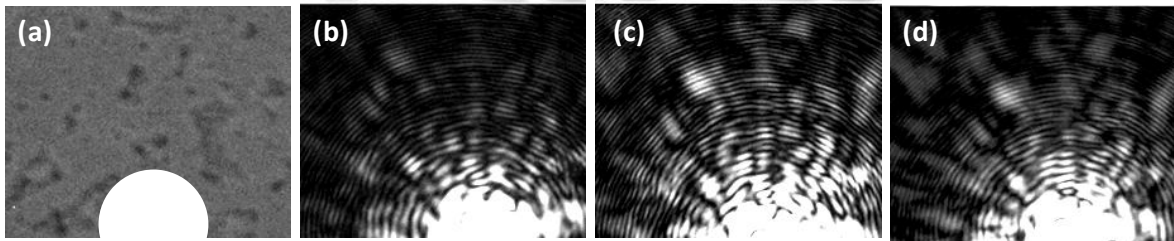


Figura 3.21. Imágenes de LRM de  $12 \times 10 \mu\text{m}^2$  de (a) la topografía y de las distribuciones de intensidad obtenidas sobre una región rugosa para tres longitudes de onda: (b) 633, (c) 612 y (d) 604 nm. El semicírculo blanco en la parte inferior de la figura (a) indica la posición del haz.

Las figuras 3.21 (b-d) muestran la distribución de intensidad que se observa alrededor del haz incidente para tres longitudes de onda distintas. La distribución de los puntos brillantes que se generan, es distinta para cada longitud de onda. Para observar más claramente este efecto, se muestra un acercamiento de los puntos brillantes que surgen en la parte superior de la posición del haz (figuras 3.22).

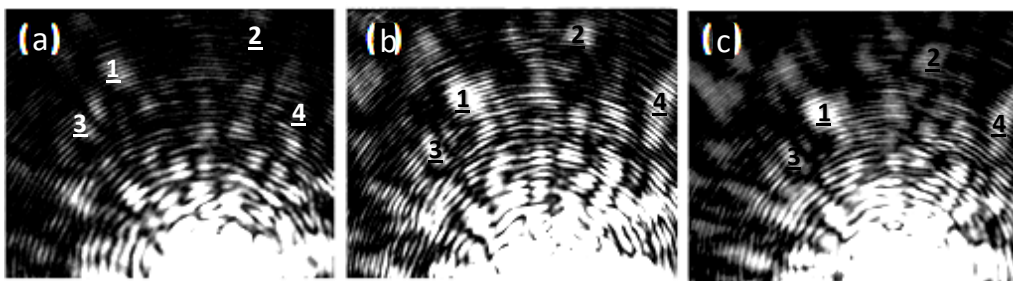


Figura 3.22. Acercamiento de las imágenes de distribución de intensidad de las figuras 3.21 (b-d). Los números 1-4 indican la posición de algunos puntos brillantes que varían de posición e intensidad con la longitud de onda.

En la figura 3.22 (a-c) podemos observar las posiciones relativas de cuatro puntos brillantes. El claro intercambio de energía de los puntos antes señalados. Esto comprueba la dependencia del esparcimiento múltiple con la longitud de onda de iluminación. Por ejemplo la posición 1 en la figura 3.22 (a) está básicamente en un mínimo de intensidad comparada con 3.22 (c). Un efecto similar se observa en la posición 4. Este intercambio de energía, se puede apreciar también en zonas alejadas del haz incidente. Esto se muestra en la siguiente figura.

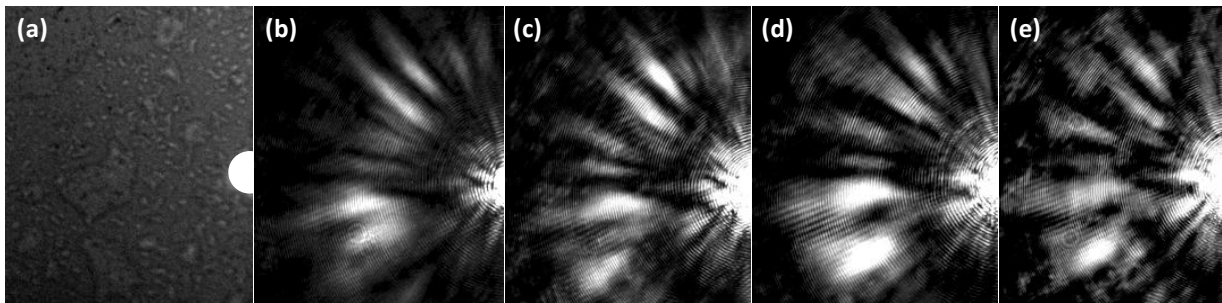


Figura 3.23. Imágenes de LRM de  $25 \times 30 \mu\text{m}^2$  de (a) la topografía y de las imágenes ópticas obtenidas sobre una región rugosa para cuatro longitudes de onda: (b) 633, (c) 612, (d) 604 y (e) 594 nm. El círculo blanco en la parte central derecha de la figura (a) indica la posición del haz.

En la figura 3.23 (b-e) se observan dos lóbulos en la mitad inferior de la imagen. Estos intercambian de posición e intensidad cuando se varía la longitud de onda. Realizando un acercamiento en esa zona, se puede apreciar con más claridad lo mencionado (figura 3.24).

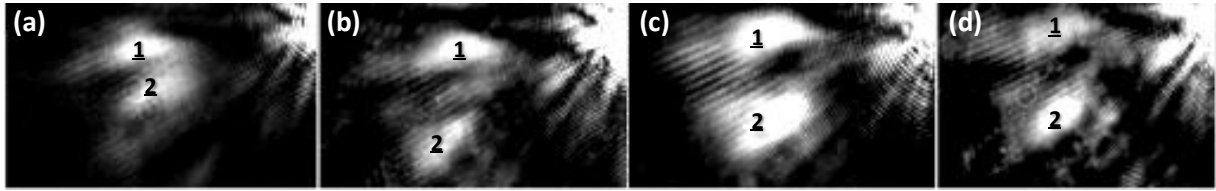


Figura 3.24. Acercamiento de las imágenes de distribución de intensidad de las figuras 3.23 (b-d). Los números 1 y 2 indican la posición de los lóbulos generados por esparcimiento múltiple.

En la imagen 3.24 (a-d) podemos notar una aparente variación en la posición e intensidad de los lóbulos que muestra una dependencia con la longitud de onda. La figura 3.25 (a-e) muestra otra imagen tomada en otra zona de la muestra donde se aprecia el mismo fenómeno.

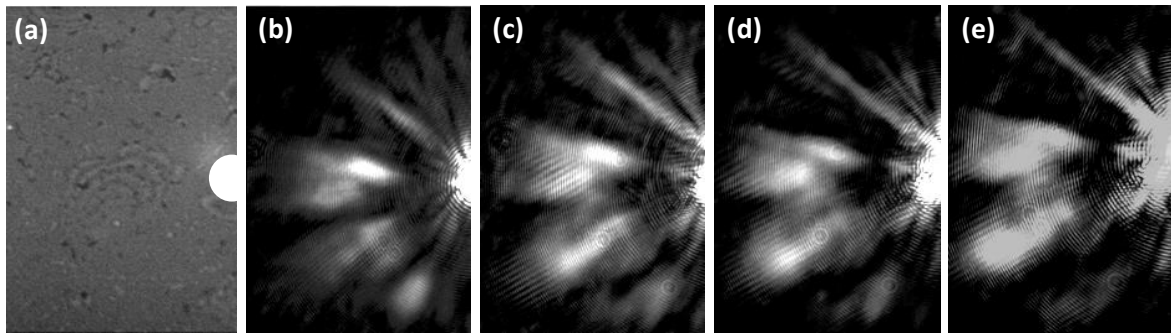


Figura 3.25. Imágenes de LRM de  $25 \times 35 \mu\text{m}^2$  de (a) la topografía y de las imágenes ópticas obtenidas sobre una región rugosa para cuatro longitudes de onda: (b) 633, (c) 612, (d) 604 y (e) 594 nm. El semicírculo blanco en la parte central derecha de la figura (a) indica la posición del haz.

Haciendo un acercamiento de los lóbulos más intensos, se vuelve más evidente el intercambio de energía entre los lóbulos de la imagen al variar la longitud de onda.

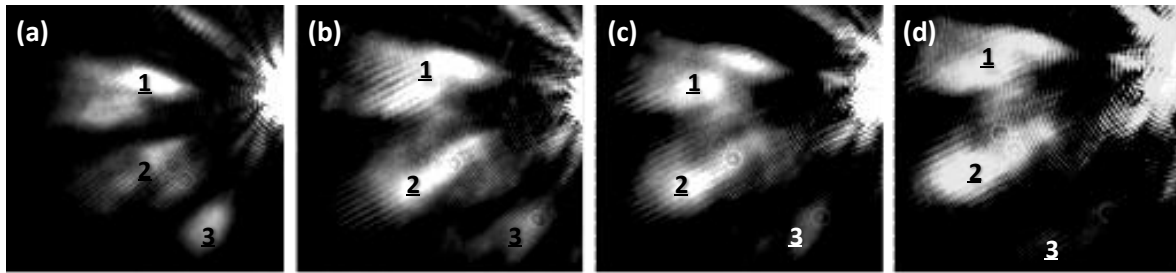


Figura 3.26. Acercamiento de las imágenes de distribución de intensidad de las figuras 3.25 (b-e). Los números 1, 2 y 3 indican la posición relativa de los lóbulos generados por esparcimiento múltiple.

# CAPITULO 4

## MODELO NUMERICO

En este capítulo se presenta el modelo vectorial de esparcimiento múltiple y la propuesta para mejorarlo al utilizar una diada de Green compuesta. Se realiza un análisis comparativo entre el modelo simple y el compuesto, para estudiar el fenómeno de esparcimiento múltiple considerando arreglos desordenados de nanopartículas. Además, se presenta un estudio estadístico para determinar el régimen de esparcimiento presente en las simulaciones analizadas.

### 4.1. Antecedentes

Un gran número de trabajos teóricos se han desarrollado para estudiar la interacción y manipulación de PPS con arreglos de nanopartículas [15-17,19,21,24,84-90]. El problema no es trivial, ya que, incluso el caso de una sola partícula simétrica requiere elaborados cálculos numéricos [91]. En este contexto, la aproximación dipolar ha mostrado ser un método simple y preciso para calcular el esparcimiento elástico de PPS [13]. El modelo dipolar ha sido utilizado para simular microcomponentes plasmónicos [13] y estructuras fotónicas de banda prohibida [14] formadas por conjuntos de nanopartículas. Por otro lado, usando la misma aproximación, una teoría para el esparcimiento de la luz debido a arreglos

desordenados de nanopartículas espaciadas a distancias menores a la longitud de onda fue desarrollada [92]. El modelo escalar de la referencia 13 fue extendido a un modelo vectorial para el esparcimiento múltiple de PPS [6]. Este ha sido usado para calcular el esparcimiento de PPS producido por estructuras de banda prohibida y para modelar la operación de un micro-interferómetro óptico para PPS [93]. Sin embargo, ciertas limitaciones en la aproximación del modelo numérico deben tenerse en mente. Por ejemplo, la polarizabilidad efectiva en la referencia 13 de una partícula individual es una cantidad fenomenológica que es difícil de relacionar con los parámetros de la partícula como su tamaño, susceptibilidad, etc. Sin embargo el tamaño del esparcidor que corresponde a la polarizabilidad efectiva utilizada en la referencia 13, parece ser suficientemente pequeño con respecto a la longitud de onda. En este caso, la aproximación dipolar puede considerarse adecuada para el modelado del fenómeno de esparcimiento de PPS. En general el modelo dipolar nos permite evitar, hasta cierto punto, el complicado tratamiento matemático que envuelve el problema del esparcimiento de PPS debido a defectos en la superficie. Se debe considerar que la aproximación dipolar para el esparcimiento de PPS no ha sido completamente explorada, y los límites de su validez no han sido establecidos [94]. Por ejemplo, en el caso de una distribución aleatoria de una alta densidad de nanopartículas, algunas partículas estarán muy cerca o en contacto con otras de tal manera que la distancia inter-partículas esté por debajo de fracciones de la longitud de onda. Es decir, en el dominio del campo cercano [95]. En este caso es necesario considerar el uso de términos de campo cercano y lejano en el modelado del esparcimiento elástico de PPS a lo largo de la superficie. Este modelo explota la representación analítica de la diada de Green en las regiones de campo cercano y campo lejano, con este último siendo aproximado con la parte que describe el esparcimiento por medio de la excitación de un PPS. En general, uno de los problemas más





Estas suposiciones permiten construir una aproximación del tensor de Green que describa el esparcimiento de PPS debido a estos dipolos. Así, el campo auto-consistente en el lugar del esparcidor en el proceso de esparcimiento múltiple toma la forma:

$$E(r_i) = E_0(r_i) + k_0^2 \sum_{j \neq i}^N G(r_i, r_j) \cdot \alpha \cdot E(r_j), \quad (4.1)$$

donde  $E_0(r_i)$  es el campo incidente en el lugar del esparcidor  $i$ ,  $k_0$  es el vector de onda del campo incidente en el espacio libre,  $G(r_i, r_j)$  es el tensor de Green para la región de campo cercano y lejano (propagador del campo total),  $\alpha$  es la polarizabilidad de los esparcidores. La polarizabilidad  $\alpha$  incluye el efecto de superficie, por ejemplo, el acoplamiento del dipolo consigo mismo a través de la reflexión en la superficie. Además, la polarizabilidad es un tensor describiendo el efecto de polarizabilidad en cada dirección [6]:

$$\alpha = \left( I - k_0^2 \frac{\alpha^0}{\epsilon_0} \cdot G^s(r_i, r_j) \right)^{-1} \cdot \alpha^0, \quad (4.2)$$

donde  $\alpha^0$  es el tensor de polarizabilidad en el espacio libre dado por:

$$\alpha^0 = \epsilon_0 I 4\pi a^3 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}, \quad (4.3)$$

con  $I$  siendo la diada tensor unidad,  $\epsilon$  es la función dieléctrica (dependiente de la longitud de onda),  $a$  es el radio de las partículas y  $\epsilon_0$  es la permitividad en el vacío. La ecuación 4.2 es válida cuando la aproximación electrostática para longitudes de onda grandes ha sido usada. Esta aproximación asume que el campo es constante dentro de un rango considerado, que corresponde al tamaño del esparcidor. Para que la aproximación sea válida, la longitud de onda debe ser mucho mayor que el tamaño de los esparcidores. Si la

aproximación de imagen dipolar es usada sobre  $G^s(r_i, r_j)$  en la ecuación 4.2 se obtiene el siguiente resultado para el tensor de la polarizabilidad.

$$\alpha \approx \left[ I - \frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+1} \frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2} \left( \frac{1}{8} \hat{x}\hat{x} + \frac{1}{8} \hat{y}\hat{y} + \frac{1}{4} \hat{z}\hat{z} \right) \right]^{-1} \cdot \alpha^0. \quad (4.4)$$

Se debe mencionar que en la aproximación dipolar se asume que el desfase del campo, cuando se mueve sobre el esparcidor, es despreciable. Matemáticamente esto significa que  $e^{k \cdot r} \cong 1$  para un campo dado. Esto quiere decir, una vez más, que el tamaño del esparcidor debe ser menor que la longitud de onda, que es la principal suposición del modelo. Cuando la ecuación 4.4 se utiliza en la ecuación 4.1 para determinar la polarización, el último paso es calcular el campo fuera del esparcidor como un campo auto-consistente:

$$E(r) = E_0(r) + k_0^2 \sum_i^N G(r, r_i) \cdot \alpha \cdot E(r_i). \quad (4.5)$$

El tensor de Green para el esparcimiento PPS-PPS (campo lejano) es la suma de una contribución directa ( $G^d$ ) y una indirecta ( $G^s$ ). La directa es el tensor de Green en el espacio libre y la indirecta describe ambos, la reflexión en la interface metal/dieléctrico y la excitación de un PPS. De esta manera, el tensor de Green se puede escribir como sigue:

$$G(r, r_i) = G_{SPP}(r, r_i) + G_{direct}(r, r_i) + G_{indirect}(r, r_i). \quad (4.6)$$

Considerando que el punto de observación y la fuente están cerca de la superficie de metal pero lejos uno de la otra, el ángulo incidente sobre la superficie para la parte de propagación indirecta es cercano a  $\theta=90^\circ$ . Los coeficientes de reflexión de Fresnel para polarización  $s$  y  $p$  ( $r^{(s)}$  y  $r^{(p)}$ ) están dados por las siguientes ecuaciones:

$$r^{(s)} = \frac{\cos(\theta) - \sqrt{\varepsilon - \varepsilon \sin^2(\theta)}}{\cos(\theta) + \sqrt{\varepsilon - \varepsilon \sin^2(\theta)}} ,$$

$$r^{(p)} = \frac{\cos(\theta) - \frac{1}{\varepsilon} \sqrt{\varepsilon - \varepsilon \sin^2(\theta)}}{\cos(\theta) + \frac{1}{\varepsilon} \sqrt{\varepsilon - \varepsilon \sin^2(\theta)}} , \quad (4.7)$$

Se puede ver claramente de estas expresiones, que ambos coeficientes de reflexión toman el valor de -1 para  $\theta \approx 90^\circ$ . Esto significa que la luz reflejada se desfasa  $\pi$  radianes en la reflexión. Por lo tanto, las partes de propagación directa e indirecta estarán desfasadas cuando se encuentren con otro esparcidor y la contribución total será cero. Por lo tanto, se puede considerar únicamente la contribución del tensor de Green que incluye el esparcimiento elástico del PPS. La onda plana incidente es esparcida en ondas cilíndricas en el punto del esparcidor. El campo propagador es descrito con la función de Hankel de orden cero de primer tipo,  $H_0^1$ . De acuerdo con el tensor de Green el esparcimiento PPS-PPS se construye de la siguiente manera:

$$G_{PPS}(r, r_i) \approx a_{zz}(\lambda) e^{ik_z(z+h)} H_0^1(\kappa_\rho \rho) \times \left( \hat{z}\hat{z} + (\hat{z}\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{z}) \frac{\kappa_z}{\kappa_\rho} - \hat{\rho}\hat{\rho} \left( \frac{\kappa_z}{\kappa_\rho} \right)^2 \right), \quad (4.8)$$

donde  $\rho = |r_{||} - r_{i||}|$ ,  $\hat{\rho} = \frac{(r_{||} - r_{i||})}{\rho}$ , con  $||$  refiriéndose a la proyección del vector del radio en el plano  $xy$  que coincide con la interface metal/aire,  $z$  se refiere a la altura del punto de observación y  $h$  se refiere a la altura de la fuente  $r_i$ . Finalmente,  $\kappa_\rho$  y  $\kappa_z$  son las componentes del vector de onda del PPS en tres dimensiones:

$$\kappa_\rho = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon+1}} , \quad \kappa_z = \sqrt{k_0^2 - \kappa_\rho^2} , \quad (4.9)$$

y

$$\alpha_{zz}(\lambda) = \frac{\kappa_\rho}{2} \left[ \sqrt{\varepsilon} \left( 1 - \frac{1}{\varepsilon^2} \right) \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon} \right]^{-1}. \quad (4.10)$$

La diada de Green descrita ha probado su efectividad en el análisis de fenómenos plasmónicos en una variedad de contextos [90]. Esta aproximación es una aproximación de campo lejano, en el sentido de que el campo correspondiente satisface las ecuaciones de Maxwell solo a distancias suficientemente grandes de la fuente, es decir, en la zona del campo lejano ( $\sim > \lambda/2$ ). En principio, esto puede ser corregido agregando más términos, de tal manera que el campo generado puede ser físico incluso a distancias pequeñas ( $\sim < \lambda/2$ ).

Por lo tanto, se necesita poner especial atención al fenómeno de esparcimiento múltiple en sistemas con una alta densidad de partículas. Esto debido a que las partículas pueden estar a distancias muy cercanas o incluso en contacto físico, es decir, en el dominio del campo cercano. En tal caso, se puede tomar ventaja de la aproximación electrostática de campo cercano de la diada total de Green:

$$G_{nf}(r, r_s, \omega) = D_{nf}(r, r_s, \omega) + I_{nf}(r, r_s, \omega), \quad (4.11)$$

donde  $D_{nf}(r, r_s, \omega)$  es la parte directa del propagador de campo cercano dado por:

$$D_{nf}(r, r_s, \omega) = -\frac{c^2}{4\pi\omega^2} \frac{3e_R e_R - U}{R^3}, \quad (4.12)$$

siendo  $r_s$  la fuente puntual,  $R = |r - r_s|$ ,  $e_R = (r - r_s)/R$ ,  $\omega$  es la frecuencia del haz incidente y  $U$  es el tensor unidad. El propagador indirecto,  $I_{nf}(r, r_s, \omega)$ , tiene una forma complicada y es expresada usualmente vía su FT [102]. De cualquier manera, en el límite local y no retardado de la respuesta del bulto, la interacción dipolo-dipolo puede ser tratada

como una interacción directa entre el dipolo y su imagen espejo [103,104]. Si la interface metal/aire coincide con el plano  $z=0$ ,  $I_{nf}(r, r_s, \omega)$  puede expresarse de la siguiente manera:

$$I_{nf}(r, r_s, \omega) = D_{nf}(r, r_{ms}, \omega) \cdot M(\omega), \quad (4.13)$$

siendo  $r_{ms}$  la posición de la imagen espejo de la fuente y

$$M(\omega) = \frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+1} \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.14)$$

Ambas aproximaciones consideradas se limitan a la interacción de corta o larga distancia. La principal idea de esta aproximación, es usar la diada de campo cercano para distancias más cortas que cierta distancia de transición y la diada de PPS-PPS para distancias más largas. Esta distancia de transición está relacionada a una específica fracción de la longitud de onda utilizada en simulaciones particulares. Teniendo esto en mente, procedimos a calcular dicha transición. Un requerimiento natural para determinar la distancia de transición, debe ser que no haya saltos físicamente imposibles en las componentes de la diada cuando se cambia de una expresión a otra. Para determinar la distancia apropiada de transición entre las dos diadas, la dependencia radial de las componentes de las diadas distintas de cero,  $G_{zz}$ ,  $G_{xx}$  y  $G_{zx}=G_{xz}$ , fueron calculadas usando la ecuación 4.8 y 4.11 a diferentes distancias de la superficie de oro y para diferentes longitudes de onda: 633, 612, 604, 594 y 543nm (figura 4.2(a-d)).

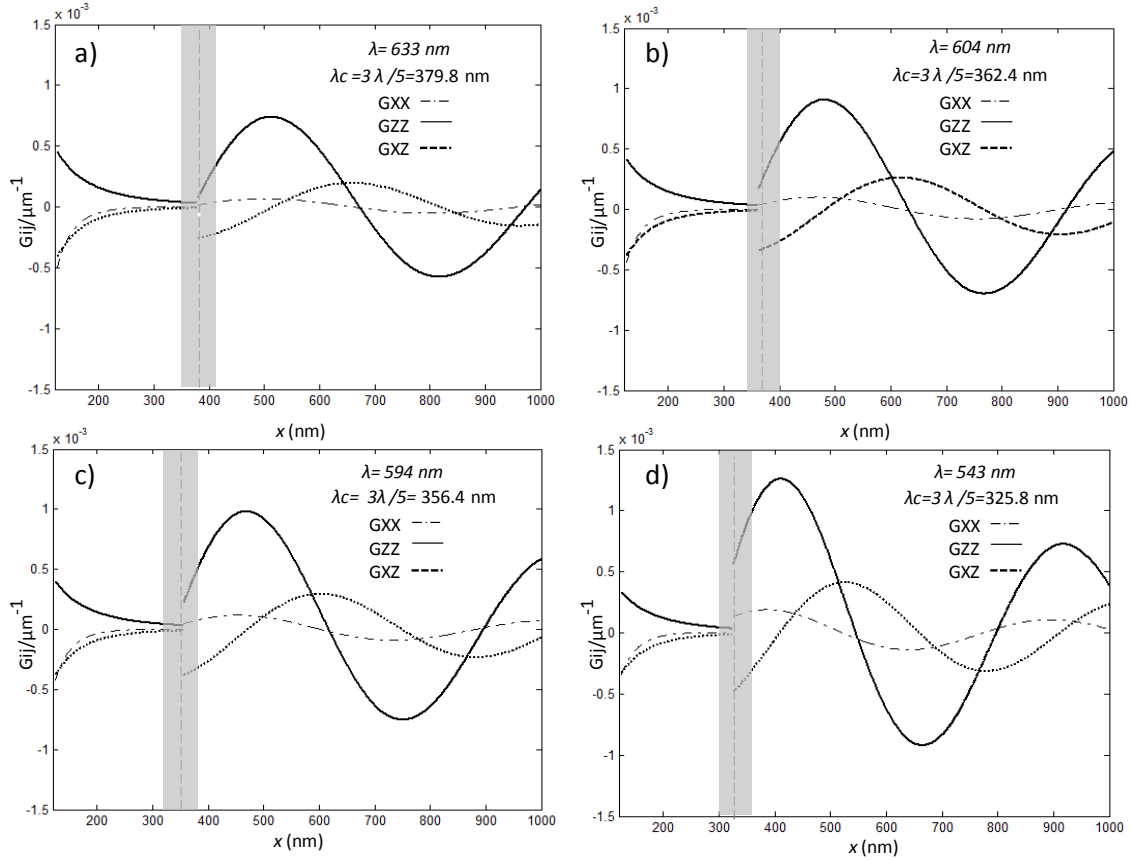


Figura 4.2. Componentes de las diadas distintas de cero calculadas para diferentes longitudes de onda: 633 nm (a), 604 nm(b), 594 (c), 543 nm (d). Se ha utilizado la diada de campo cercano y la diada de PPS-PPS para distancias menores y mayores, de manera correspondiente, al valor de  $3\lambda/5$ . Este valor está centrado en una zona de 30 nm (área gris). El eje  $x$  tiene la misma orientación que en la figura 4.1.

En la figura 4.2(a-d), el lado izquierdo de la línea vertical punteada corresponde a las componentes de la diada de Green de campo cercano. El lado derecho de la misma línea corresponde a la diada de Green de PPS-PSS. Basados en estos cálculos y realizando un estudio analítico, la distancia de transición de  $3\lambda/5$  fue elegida (figura 4.2(a-d)). En general no es posible encontrar una distancia de transición que asegure una transición suave para todas las componentes de las diadas. Sin embargo, lo principal es conservar una

aproximación relativamente simple y usarla en una superficie con un sistema complejo, por ejemplo, con muchas partículas interaccionando fuertemente.

### 4.3. Resultados numéricos

Cuando consideramos un arreglo periódico de nanopartículas con distancias inter-partícula menores que la longitud de onda de excitación y significativamente mayores al tamaño de las nanopartículas, su comportamiento en un potencial óptico puede ser bien descrito con el modelo vectorial de esparcimiento múltiple [6]. Por otro lado, cuando la distancia inter-partícula es de una pequeña fracción de longitud de onda, es decir, en el dominio de campo cercano, se espera un comportamiento más complicado. Esto especialmente en sistemas con densidades relativamente altas, por lo tanto, se debe considerar una distancia de transición entre las diadas (figura 4.2(a-d)). Siguiendo el proceso paso a paso, primero examinamos y comparamos los resultados del proceso de esparcimiento entre las dos aproximaciones mencionadas. Calculamos el campo esparcido creado por una haz gaussiano ( $\lambda_0=633$  nm, FWHM= $4\mu\text{m}$ , y-pol) de amplitud unitaria, incidiendo de manera normal sobre una estructura periódica ( $\Lambda=125$  nm) rectangular (con un ancho  $w=0.8\mu\text{m}$  y una longitud  $L\approx 12.5\mu\text{m}$ ) de nanopartículas con un radio  $r$ , de 20 nm (Figura 4.3 (a,b)).

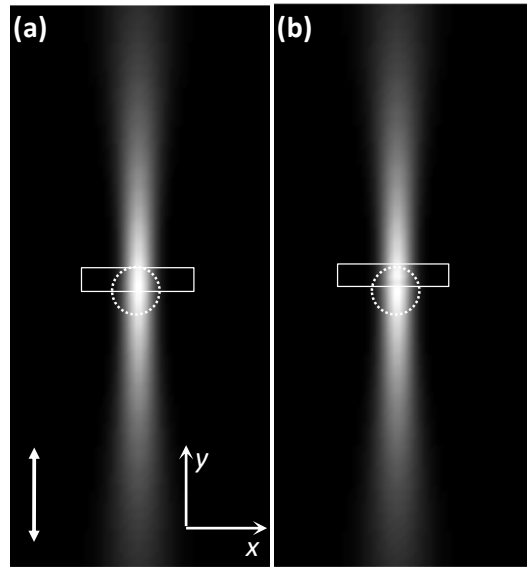


Figura 4.3. Distribución de intensidad ( $100 \times 30 \mu\text{m}^2$ ) calculada considerando únicamente el propagador PPS-PPS (a) y usando la diada de Green compuesta (b). El círculo punteado representa el haz gaussiano (longitud de onda,  $\lambda = 633 \text{ nm}$ , FWHM =  $4 \mu\text{m}$ , y-pol.) incidiendo sobre un nanoarreglo (rectángulo blanco). La flecha blanca en la figura (a) indica la polarización del haz incidente para los dos casos.

El sistema completo es simulado sobre una superficie de oro con una constante dieléctrica  $\epsilon = -9.5093 + 1.21i$ . De aquí en adelante, para todas las imágenes, el campo total es calculado a  $80 \text{ nm}$  sobre la interface aire/oro y el haz incidente ha sido removido. La configuración y las condiciones de iluminación, en general, son similares a las realizadas experimentalmente [21,84]. La figura 4.3(a,b) muestra las simulaciones numéricas de un PPS directamente excitado tomando lugar en el borde inferior (a lo largo del eje  $y$ ) del nanoarreglo. Esto, de manera análoga con la forma en que se excita un PPS en una película delgada haciendo uso de rejillas o surcos. Los resultados muestran muy pocas diferencias, entre las dos aproximaciones para esta geometría en particular. En el borde del nanoarreglo, el número de partículas que están en contacto con el haz incidente es relativamente bajo y



por lo tanto, el esparcimiento múltiple es dominado por la diada de Green que concierne a la excitación del PPS y no por las interacciones locales de campo cercano. Un efecto similar puede ser obtenido cuando consideramos un haz incidente gaussiano incidiendo sobre un sistema desordenado de nanopartículas de relativamente pocas (60) partículas (Figura 4(a-c)).

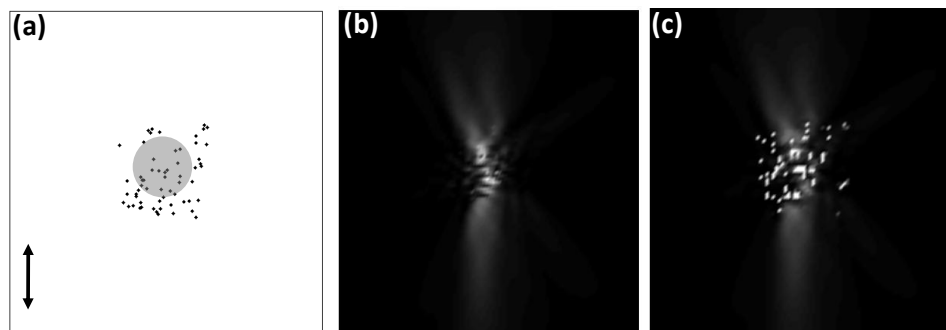


Figura 4.4. Distribución de intensidad ( $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ ) para un arreglo desordenado de un bajo número de esparcidores (a) calculado considerando solo el propagador PPS-PPS (b) y usando la diada compuesta de Green (c) a una longitud de onda de 633 nm. El círculo gris en (a) representa el haz gaussiano incidente polarizado en la dirección indicada por la flecha.

Podemos observar que la distribución de intensidad total en las figuras (b) y (c) es la misma, excepto por los puntos brillantes en la figura (c). En contraste, se pueden observar diferencias significativas en el comportamiento de la distribución total de intensidad cuando el cálculo se realiza para una región con mayor densidad de partículas (300) (figura 4.5(a-c)).

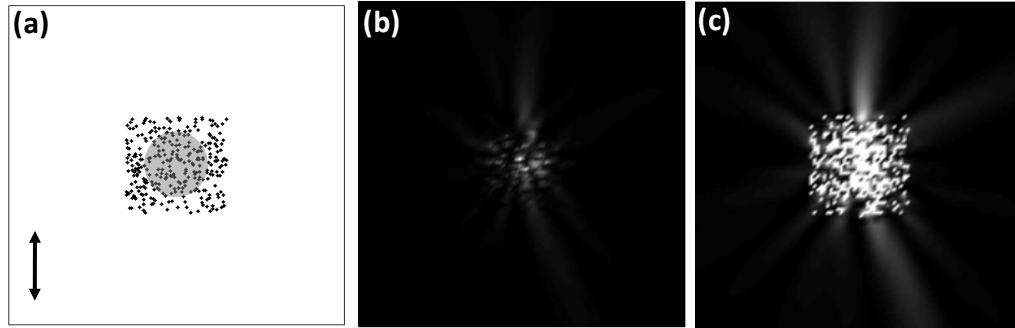


Figura 4.5. Distribución de intensidad ( $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ ) calculada para un arreglo de un número alto de esparcidores (a) obtenido con el propagador PPS-PPS (b) y considerando el propagador de campo cercano (c) a una longitud de onda de 633 nm. El haz gaussiano incidente y su polarización están representados como en la figura 4.4.

En general, en ambas imágenes (figura 4.5(b,c)), se pueden apreciar regiones oscuras y brillantes. Esta última formada por un conjunto de puntos brillantes pequeños y redondos, similares a los reportados como evidencia de localización de PPS [105]. Además, en la aproximación hecha con la diada de Green PPS-PPS (figura 5(b)) se puede observar que aunque el análisis numérico fue desarrollado asumiendo un comportamiento de esparcimiento múltiple, el patrón de interferencia resultante no es tan complicado como se esperaría para un arreglo con una alta densidad de partículas. Este es el mayor problema en el modelado de localización de PPS, donde para optimizar el efecto se requiere un gran número de partículas [105]. En este contexto, la diada de Green compuesta puede ser la aproximación más apropiada. La consideración de la apropiada diada de Green puede permitirnos tener un mejor entendimiento de los efectos de esparcimiento del PPS. En lo concerniente a sistemas aleatorios de esparcidores, la longitud de onda de la luz tiene influencia sobre la distribución de intensidad en el régimen de esparcimiento múltiple (dentro del área de los esparcidores) y es otro aspecto que debe ser considerado. Como se

mencionó anteriormente, la dependencia con la longitud de onda es inherente al fenómeno de esparcimiento múltiple. Usando la diada compuesta de Green, se calculó la distribución total de intensidad para diferentes longitudes de onda de iluminación en un arreglo de nanopartículas similar al mostrado en la figura 4.6 (a-e).

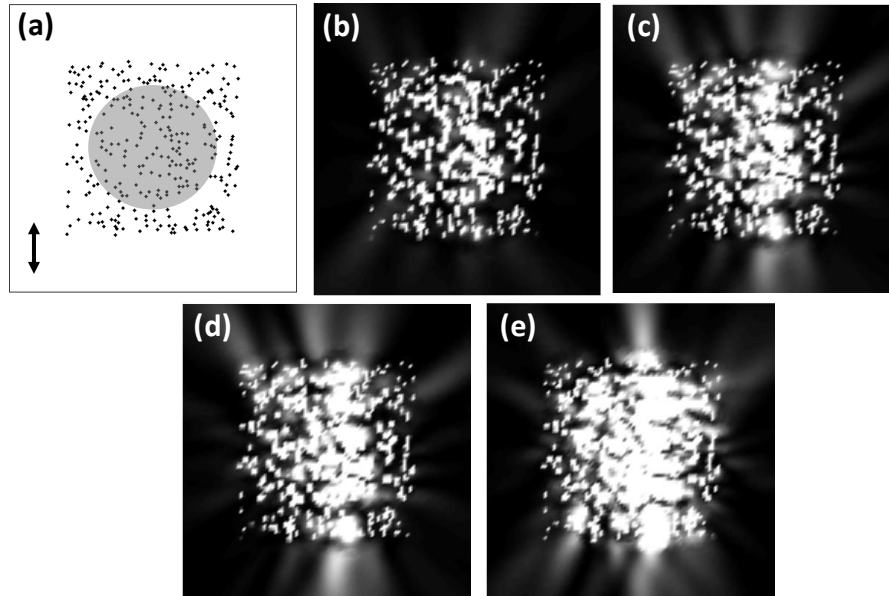


Figura 4.6. Distribución de intensidad ( $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ ) para un arreglo de un número alto de esparcidores (a) obtenida con una longitud de onda de 633 nm (b), 604 nm (c), 594 nm (d) and 543 nm (e).

De la figura podemos observar claras diferencias en los patrones de interferencia calculados. En particular, los cambios pueden ser observados en el intercambio de posición de las zonas brillantes que aparecen en las distribuciones de intensidad. Otro punto que se puede considerar para verificar la capacidad y precisión del modelo, está relacionado con la estadística del reforzamiento de la señal óptica [106,107] en las imágenes correspondientes. En general el fenómeno relacionado con el régimen de esparcimiento múltiple coherente de la luz es complicado y su interpretación está lejos de ser trivial. Con el esparcimiento

múltiple, la aleatoriedad de las interacciones alcanza un gran número de eventos de esparcimiento. Así, dos imágenes con el mismo número de partículas pero con diferente distribución exhiben distintas distribuciones de intensidad. Incluso, una pequeña variación de la distribución de las partículas y/o parámetros de la luz incidente, puede cambiar significativamente la distribución de intensidad del campo total. Esto complica la comparación de diferentes configuraciones de esparcimiento, especialmente porque los puntos brillantes pueden ser un poco diferentes incluso para la misma distribución de nanopartículas (figura 4.6). En este contexto, se ha demostrado que la función de densidad de probabilidad (PDF, por sus siglas en inglés) exhibe diferencias estadísticas significativas para la distribución de intensidad total establecida en diferentes regímenes de esparcimiento de PPS (débil y fuerte) [106]. Para realizar el análisis estadístico, la muestra se constituyó de diez imágenes simuladas con diferentes distribuciones de 300 partículas. Se utilizaron la misma longitud de onda de excitación y polarización de la luz (sobre el eje  $y$ ). El valor promedio de la intensidad total calculada se uniformizó en las imágenes seleccionadas. El rango de intensidad fue dividido en un número determinado de intervalos entre  $0$  y la intensidad máxima  $I_{max}=1$ . Esto permite coleccionar un número suficientemente grande de datos (típicamente mayor a 10 000) de la intensidad del campo relacionada a una configuración de esparcimiento en particular. Una vez que se ha determinado la muestra de intensidades, se puede estimar la correspondiente PDF. La PDF fue aproximada con una distribución discreta, cuyos valores fueron evaluados en intervalos de intensidad de  $\Delta I = 0.01$  contando el número de puntos  $n_k$  con intensidades que caían en el intervalo  $(I_k, I_{k+1})$ :

$$PDF(I_k) = \frac{n_k}{(N \cdot \Delta I)}, \quad (4.15)$$

donde  $N$  es el número total de puntos. El resultado de este análisis, ha sido graficado en escala logarítmica para la probabilidad y la intensidad (figura 4.7).

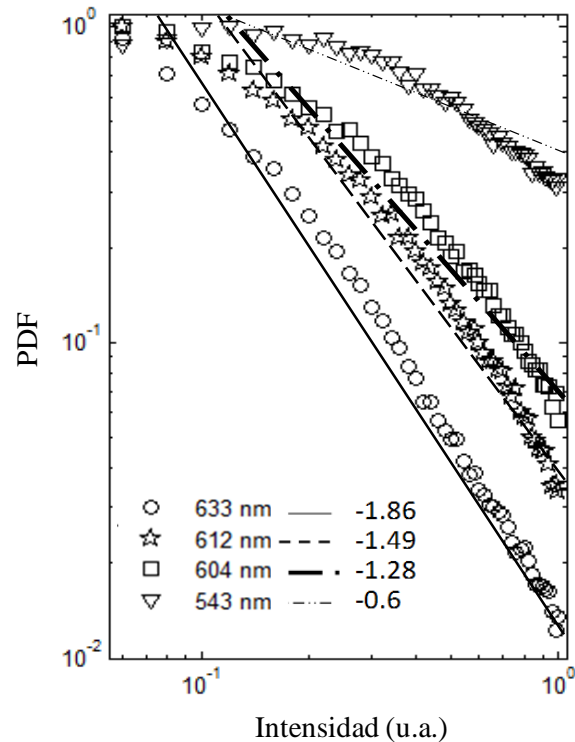


Figura 4.7. Funciones de densidad de probabilidad basadas en las imágenes simuladas obtenidas para un número alto de esparcidores con longitudes de onda de excitación de 633, 612, 604 y 543 nm. Para cada caso, la PDF se obtuvo dividiendo el rango de intensidades de cada grupo de datos en 100 intervalos y contando el número de puntos que caían en cada uno de ellos. Las líneas rectas se ajustaron al grupo de datos de cada longitud de onda.

En el régimen donde el esparcimiento múltiple está bien desarrollado, el campo total del PPS esparcido es dominante. Esto incrementa el área donde la intensidad es mayor. Consecuentemente, se espera obtener una PDF asimétrica (con una pendiente negativa) [106,107]. La correspondiente PDF para las longitudes de excitación 633, 612 y 604 nm son similares, siguiendo la forma de una distribución con sesgo positivo con un lento

decaimiento exponencial después del punto de máxima probabilidad. Las pendientes de las líneas ajustadas son -1.8, -1.4 y -1.2 para longitudes de onda de 633, 612 y 604 nm, respectivamente. Los valores siguen la ley de potencia como sucede con arreglos fractálicos de nanopartículas [108]. La PDF obtenida para 543 nm exhibe aproximadamente la misma cantidad de puntos brillantes (interferencia constructiva) y de intensidades menores (interferencia destructiva) sobre la distribución total de intensidad calculada. Aparentemente, se debe esperar una PDF como esta debido a la presencia de un esparcimiento múltiple débil [105] derivado de la existencia de longitudes cortas de propagación del PPS.

#### **4.4 Comparación de resultados experimentales con resultados numéricos.**

El siguiente paso es reproducir, con el modelo numérico desarrollado, los efectos producidos por el fenómeno de esparcimiento múltiple observados en las imágenes ópticas obtenidas con LRM (capítulo 3). Para esto, antes de analizar sistemas con alto grado de desorden, consideraremos un sistema menos complicado. En el capítulo 3 se analizó una fisura quasi-geométrica cuya topografía se muestra en la figura 4.8 (a). Al posicionar el haz incidente, polarizado de manera perpendicular a la fisura, en la frontera entre la fisura y la película delgada se generó un PPS (figura 4.8 (b)). La dirección de propagación del PPS corresponde a la dirección de polarización del haz. La figura 4.8 (b), muestra un solo lóbulo del plasmón superficial. Esto es debido a que el lóbulo que debería generarse a la derecha, es inhibido por la continuidad de la superficie al interior de la fisura (vidrio). Para reproducir numéricamente el lanzamiento del PPS, se generó una estructura también quasi-geométrica formada por una distribución aleatoria de esparcidos (figura 4.8 (c)).

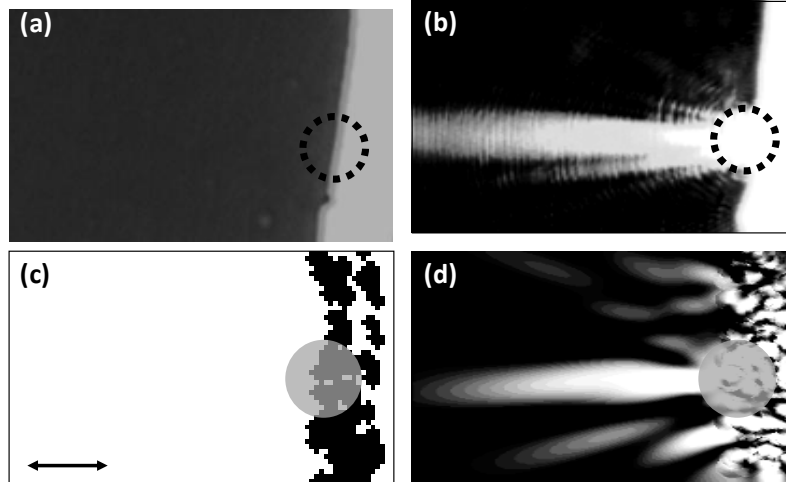


Figura 4.8. La figura (a) muestra el arreglo de 100 esparcidores utilizado en el modelo numérico y (b) la distribución de intensidad resultante. El radio de los esparcidores se fijó en 20nm. El círculo gris en (a) y (b) representa el haz gaussiano ( $\lambda=633\text{nm}$ ,  $\text{FWHM}=3\mu\text{m}$ ) que incide sobre el arreglo. La flecha negra en (a) indica la polarización del haz. La figura (c) muestra la topografía del surco obtenida con LRM y (d) la imagen del PPS lanzado. El círculo punteado en (c) y (d) indica la posición del haz enfocado.

Las mismas condiciones de iluminación que se presentaron en el experimento se aplicaron para realizar el cálculo. La intensidad calculada, muestra el lanzamiento de un PPS que se propaga en la dirección que corresponde a la polarización del haz incidente (figura 4.8 (d)). Al igual que en el experimento, el PPS está acompañado de cierto grado de esparcimiento (figura 4.8 (d)). Además, también logro inhibirse la propagación del lóbulo derecho. Comparando las imágenes 4.8 (b) y 4.8 (d), encontramos que el resultado teórico es congruente con la imagen experimental. En el fenómeno de esparcimiento múltiple, la geometría de las estructuras juega un papel muy importante. Para mostrar este punto, en el modelo numérico se generó un surco quasi-geométrico distribuyendo de manera aleatoria 100 esparcidores en un área de  $3 \times 10 \mu\text{m}^2$  (figura 4.9 (a)). Se analizó la interacción del haz

de iluminación con una de las esquinas del surco, donde la geometría de la estructura se rompe (figura 4.9 (a)).

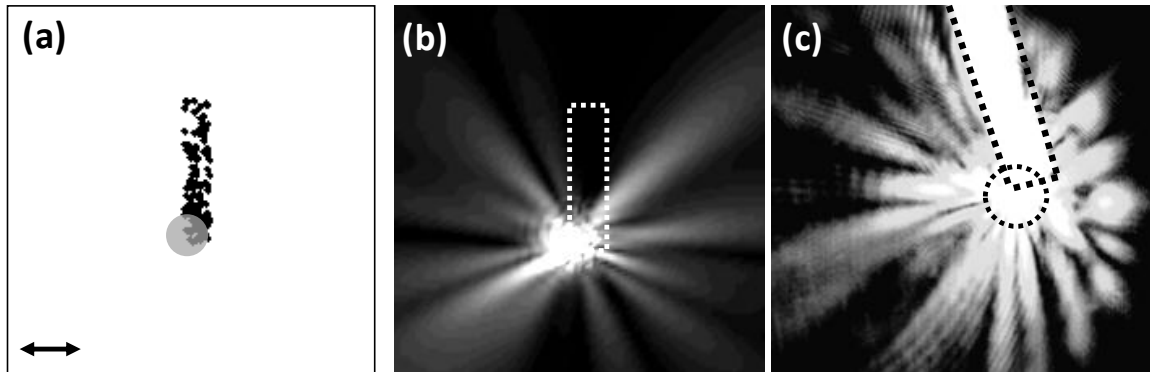


Figura 4.9. La figura (a) muestra el arreglo del surco ( $3 \times 10 \mu\text{m}$ ), generado con una distribución aleatoria de 100 esparcidores, utilizado en el modelo numérico. La figura (b) muestra la distribución de intensidad ( $20 \times 20 \mu\text{m}$ ) calculada. El radio de los esparcidores se fijó en  $20\text{nm}$ . El círculo gris en (a) representa el haz gaussiano ( $\lambda=633\text{nm}$ ,  $\text{FWHM}=3\mu\text{m}$ ) que incide sobre el arreglo. La flecha negra en (a) indica la polarización del haz. La figura (c) muestra la imagen obtenida experimentalmente con LRM. El círculo punteado en (c) indica la posición del haz. El rectángulo punteado en (b) y (c) indica la posición del surco.

La intensidad calculada (figura 4.9 (b)), muestra un alto grado de esparcimiento en todas direcciones. Este esparcimiento presenta una dirección preferencial que corresponde a la polarización del haz incidente. Esto mismo puede observarse en la imagen experimental (figura 4.9 (c)). Aunque es posible generar un alto grado de esparcimiento con fisuras sin una geometría definida, la mejor manera de estudiar el esparcimiento múltiple de PPS es por medio de distribuciones desordenadas de esparcidores. Para el análisis de sistemas desordenados, se consideró la muestra descrita en la sección 3.3. Donde se depositaron nanopartículas de oro de manera aleatoria en la superficie de una película delgada. La topografía de la zona analizada de la muestra, se muestra en la figura 4.10 (a).



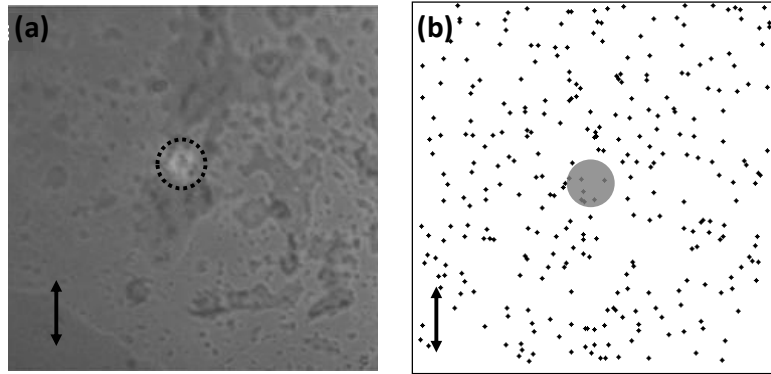


Figura 4.10.(a) Imagen de LRM de  $20 \times 20 \mu\text{m}^2$  de la topografía de la muestra. La figura (b) muestra un arreglo de 300 esparcidores distribuidos de manera aleatoria, en un área de  $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ . El radio de los esparcidores se fijó en 20 nm. El círculo punteado en (a) y el gris en (b) indican la posición de incidencia del haz gaussiano.

Para el modelo teórico, se consideró una configuración de 300 esparcidores con un radio de 20 nm, distribuidos en un área de  $20 \times 20 \mu\text{m}^2$  (figura 4.10(b)). Las imágenes experimentales se obtuvieron para cinco longitudes de onda diferentes (633, 612, 604, 594 y 543 nm) que también fueron consideradas en el modelo teórico (figura 4.11).

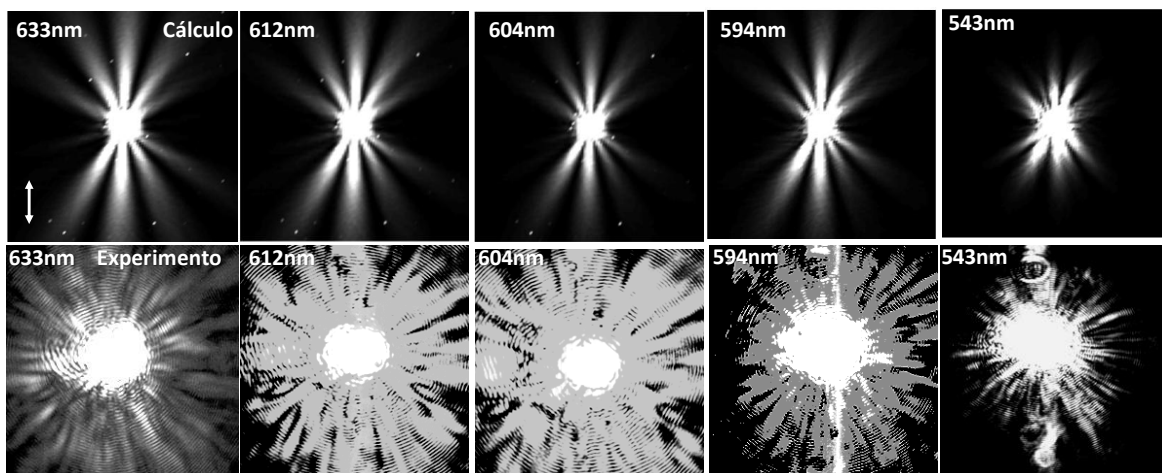


Figura 4.11. Las imágenes de la línea superior corresponden a la distribución de intensidad calculada con el modelo numérico. La longitud de onda del haz gaussiano incidente se varió de 633-543 nm, la polarización del haz está indicada por la flecha blanca y el diámetro del haz enfocado se

fijó en  $2\mu\text{m}$ . Las imágenes que están en la parte inferior, son sus correspondientes imágenes experimentales.

En la figura 4.11, podemos observar que no existe una gran correlación entre la distribución de intensidad calculada y la obtenida experimentalmente. Se piensa que estas diferencias están relacionadas con diámetro del haz utilizado en los cálculos ( $2\mu\text{m}$ ). Debido a que es relativamente pequeño, la luz incidente interactúa con pocos esparcidores generando un grado menor de esparcimiento. Para corroborar esta hipótesis, en los cálculos se aumentó el diámetro del haz a  $5\mu\text{m}$  (figura 4.12). La idea es que al aumentar el número de partículas que entran en contacto con el haz, aumente el grado de esparcimiento.

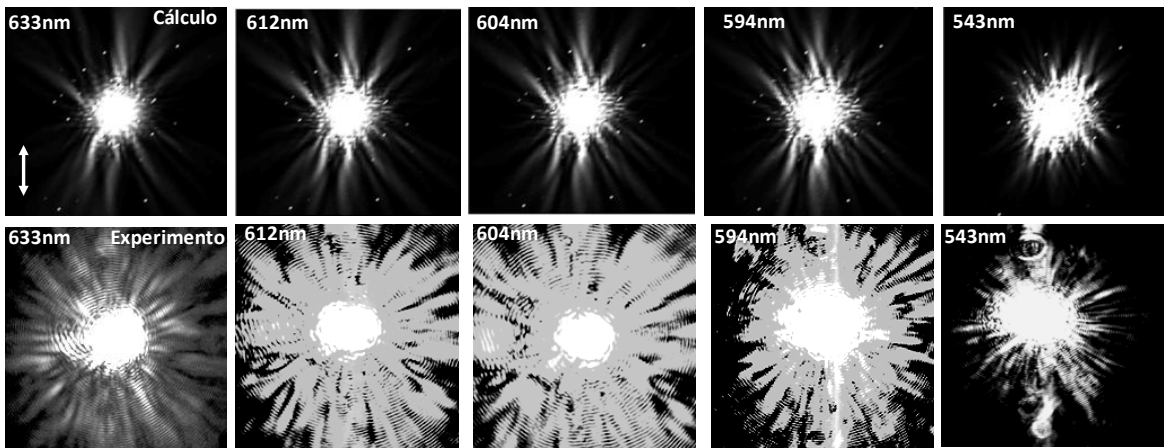


Figura 4.12. Las imágenes de la línea superior corresponden a la distribución de intensidad calculada con el modelo numérico. La longitud de onda del haz gaussiano incidente se varió de 633-543 nm, la polarización del haz está indicada por la flecha blanca y el diámetro del haz enfocado se fijó en  $5\mu\text{m}$ . Las imágenes que están en la parte inferior, son sus correspondientes imágenes experimentales.

Las imágenes de la línea superior de la figura 4.12 corresponden a la distribución de intensidad calculada, utilizando la distribución de partículas de la figura 4.10, con un

diámetro del haz enfocado de 5  $\mu\text{m}$ . Comparando las imágenes calculadas con las experimentales, podemos observar que el número de jets plasmónicos generados es aproximadamente del mismo orden. Es importante considerar que la eficiencia de acoplamiento luz-PPS es mayor en 633 nm [1] comparada con las otras longitudes de onda utilizadas en este análisis. Para 633 nm, se pueden observar regiones intensas alrededor del haz incidente debido a la múltiple interferencia. Una posible explicación se puede dar considerando que a esta longitud de onda, la longitud de propagación de los jets puede ser mayor que la trayectoria libre de esparcimiento elástico. Esto generaría un grado alto de esparcimiento múltiple que podría inhibir la propagación libre de los jets, provocando un confinamiento de energía en ciertas zonas de la estructura. En los casos donde la longitud de iluminación es menor (594 y 543 nm), se puede observar, en el cálculo y en la imagen experimental, la disminución de la longitud de propagación de los jets. Sumado a esto, la eficiencia de acoplamiento luz-PPS es menor para estas longitudes de onda. Por lo tanto, la radiación observada en estas figuras puede deberse en mayor medida al haz incidente transmitido. La radiación de fondo que aparece en las imágenes experimentales para 612 y 604 nm, se puede rescatar en los cálculos aplicando la raíz cuadrada a la intensidad, esto nos permite resaltar los efectos de baja intensidad (figura 4.13).

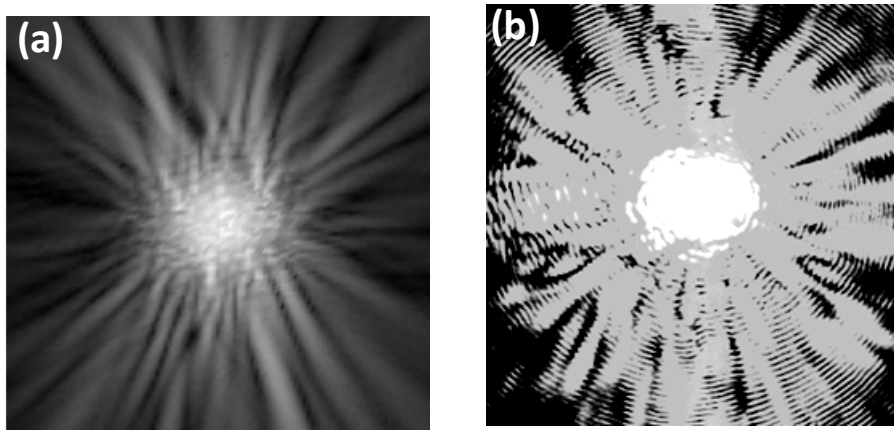


Figura 4.13. (a) Imagen de la raíz cuadrada de la distribución de intensidad para una longitud de onda de iluminación de 612 nm. (b) Imagen de LRM.

Dado que la aproximación utilizada en el modelo numérico considera a los esparcidores como puntuales, existe un límite en el tamaño de los esparcidores que se debe tomar en cuenta. Cuando se consideran radios mayores o iguales a 40 nm, el programa traduce los efectos en la vecindad del esparcidor como una singularidad. Esto se muestra en la figura 4.14.

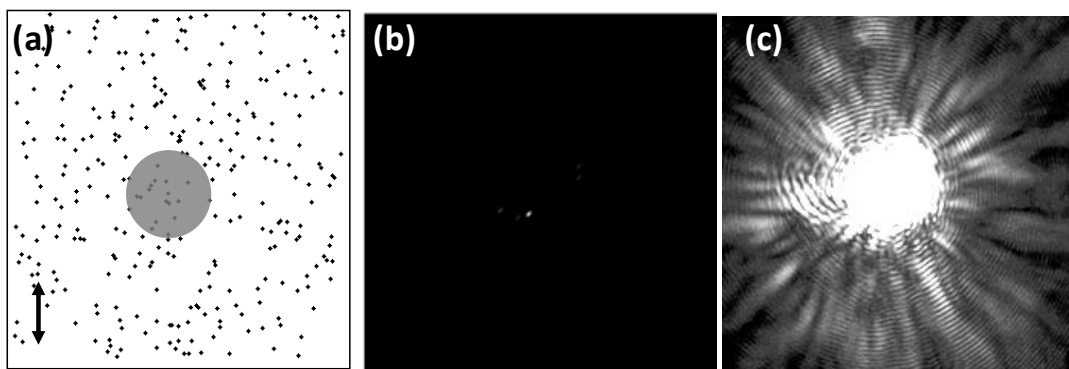


Figura 4.14. (a) Distribución de partículas considerada para el cálculo. Distribuciones de intensidad calculadas considerando un radio de 40 nm (b) para las partículas. (d) Imagen de LRM. La longitud de onda de iluminación en las imágenes es de 633nm.

La distribución de partículas considerada en el cálculo se muestra en la figura 4.14 (a). La figura 4.14 (b) muestra la intensidad calculada donde solo se observan algunos puntos brillantes. La figura 4.14 (c) es la imagen obtenida experimentalmente. Podemos percatarnos de que existe una nula correlación entre las figuras (b) y (c). La congruencia del modelo numérico con los resultados experimentales, se analizó también considerando la zona dentro de la estructura (figura 4.15).

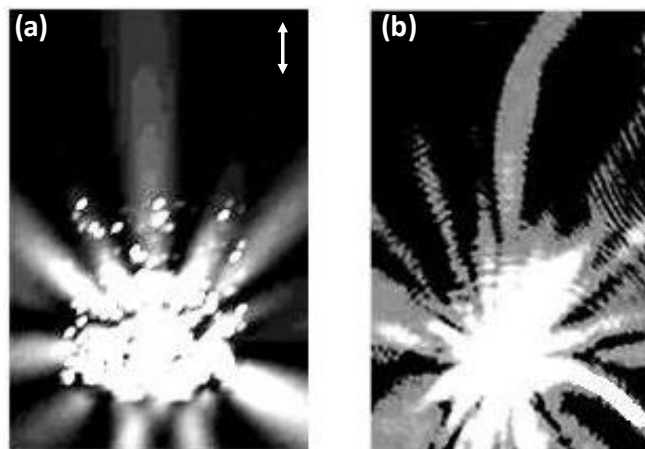


Figura 4.15. (a) Distribución de intensidad calculada para una distribución de 300 esparcidos distribuidos en un área de  $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ . El área de cálculo es de  $7 \times 13 \mu\text{m}^2$ , la longitud de onda de iluminación es de 633nm y el diámetro del haz enfocado es de  $5 \mu\text{m}$ . La polarización del haz está indicada con la flecha blanca. (b) Imagen experimental obtenida para una longitud de onda de iluminación de 633 nm.

La figura 4.15 (a) es la intensidad calculada para una distribución de 300 esparcidos distribuidos en un área de  $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ . El haz incidente, de 633nm de longitud de onda, se posicionó en la mitad inferior de la estructura. La figura 4.15 (b) corresponde a la imagen de LRM obtenida bajo la misma configuración de iluminación usada en el modelo. En este caso, el haz incide en una zona con alta densidad de esparcidos. En ambas figuras podemos observar que se genera esparcimiento con una dirección preferencial que

corresponde a la polarización del haz de iluminación. En la imagen experimental podemos observar una deformación del haz incidente que también se reproduce en los cálculos. Un efecto del esparcimiento múltiple, es el retro-esparcimiento [13]. Este efecto fue descrito en el capítulo 3 y se generó en una zona de la muestra cuya topografía se presenta en la figura 4.16 (a).

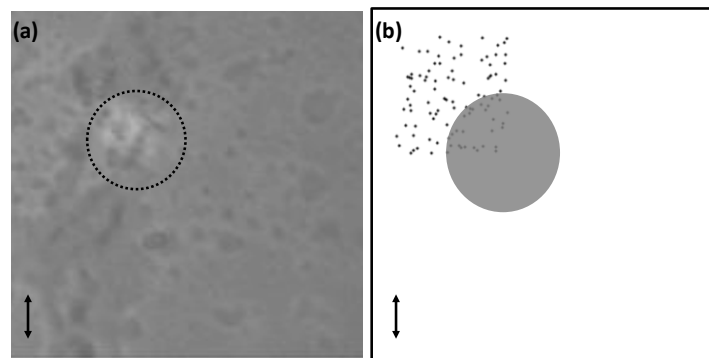


Figura 4.16. (a) Imagen LRM de la topografía de la muestra ( $\sim 30 \times 30 \mu\text{m}^2$ ). El círculo punteado indica la posición del haz incidente. (b) Distribución de 100 partículas considerada para el cálculo. Las partículas se distribuyeron en un área de  $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ , el área de cálculo es de  $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ .

Para reproducir este efecto, en el modelo teórico se consideró una distribución de 100 esparcidos distribuidos en un área de  $5 \times 5 \mu\text{m}^2$  (figura 4.16 (b)). Esta configuración se eligió en base a la topografía de la muestra. Al igual que en el experimento, el haz incidente se posicionó en los límites entre la estructura y la zona lisa (figura 4.16). Las distribuciones de intensidad calculadas y obtenidas experimentalmente para diferentes longitudes de onda se muestran en la siguiente figura.

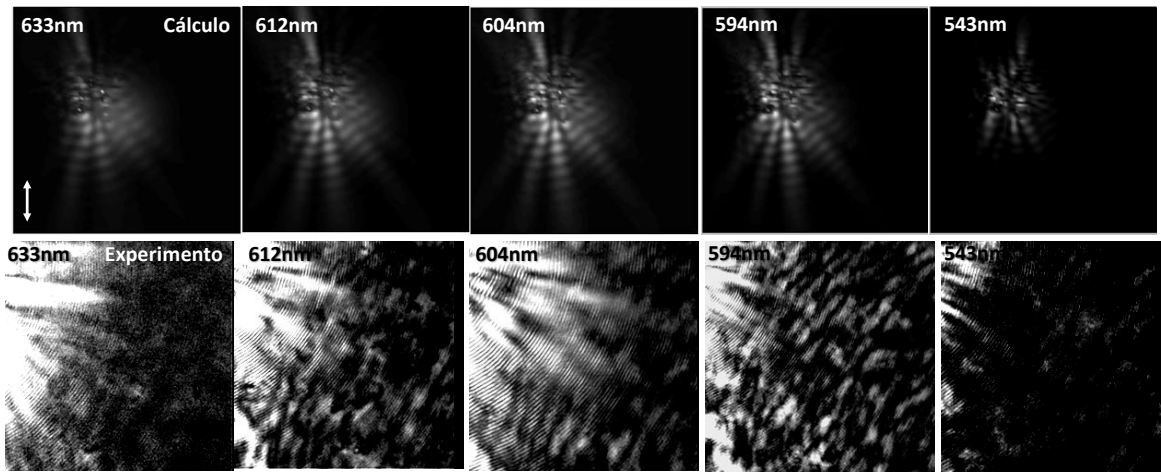


Figura 4.17. Las imágenes de la línea superior corresponden a la distribución de intensidad calculada con el modelo numérico. La longitud de onda del haz gaussiano incidente se varió de 633-543 nm, la polarización del haz está indicada por la flecha blanca y el diámetro del haz enfocado se fijó en  $5\mu\text{m}$ . Las imágenes que están en la parte inferior, son las imágenes experimentales.

En general para las imágenes calculadas y experimentales, podemos observar que se generan patrones de interferencia fuera de la zona donde se distribuyen los esparcidos. Este es el fenómeno de retro-esparcimiento y es influenciado por la longitud de onda de iluminación. Esta influencia puede ser observada en las imágenes. En el cálculo, los patrones de interferencia para 633nm están tenuemente definidos. Esto coincide con la imagen experimental. Esto puede deberse a que, como se mencionó anteriormente, a esta longitud de onda existe un alto grado de esparcimiento múltiple que inhibe la propagación de los jets lejos de la zona de distribución de los esparcidos. Para 604 nm, las franjas de interferencia del cálculo y de la imagen experimental están bien definidas. Esto se puede deber a que el grado de esparcimiento múltiple es menor que para 633 y los jets plasmónicos pueden propagarse fuera de la estructura e interferir. Para 543 nm, en el cálculo el retro-esparcimiento no se genera. Esto coincide con la imagen experimental. Se piensa

que puede deberse a que la longitud de propagación de los jets no es suficiente para interferir fuera de la distribución de esparcidos. En general las imágenes calculadas y las experimentales muestran una buena correlación. Sin embargo, un análisis más completo de este efecto está fuera del alcance de esta tesis.



# CAPITULO 5

## INTERFERENCIA DE LA RADIACION DE CAMPOS

### EVANESCENTES EN EL CAMPO LEJANO

En este capítulo se describe un arreglo experimental para analizar el esparcimiento coherente inelástico de campos evanescentes. Se presenta el análisis experimental de este esparcimiento bajo diferentes configuraciones.

#### 5.1. Antecedentes

Las ondas evanescentes (EW, por sus siglas en inglés) son modos electromagnéticos con una intensidad que exhibe un decaimiento exponencial en la dirección perpendicular a la interface donde la onda se generó [50]. Este fenómeno fue reconocido primero por Newton en su conocido experimento [109]. En nuestros días, este efecto es la base de tecnologías importantes que incluyen el guiado óptico, guías de onda y acopladores de fibra óptica [110], espectroscopía de reflexión interna [111], SNOM [59], entre otras. En forma general, los fundamentos de estas aplicaciones se encuentran en el acoplamiento de EW. El acoplamiento de estos modos como interacción en el campo cercano, es una de las investigaciones que concierne a la teoría electromagnética [112-116] y juega un papel muy

importante en la explicación teórica de la transmisión óptica extraordinaria [117]. El mecanismo físico que acopla EW en ondas propagantes ha sido explicado en varios trabajos [47,48]. En este contexto, una punta redondeada de acero ( $\sim 50\mu\text{m}$ ), actuando como prueba, fue usada para acoplar un campo evanescente en ondas propagantes. Este método fue reportado como la primera evidencia experimental de la presencia de ondas evanescentes [46]. La técnica genera un fuerte esparcimiento que puede ser colectado con un objetivo de microscopio o incluso puede ser observado a simple vista. Utilizando principios similares, un objetivo clásico de microscopio fue reportado como herramienta para un método de visualización directa del esparcimiento de plasmones superficiales [45]. La interferencia de EW ha sido usada como un excelente método de calibración de microscopios de campo cercano [118]. Más recientemente, la interferencia de ondas evanescentes fue aplicada para producir fotolitografía a escala nano-métrica [119]. En este trabajo usamos un microscopio óptico convencional para observar el patrón de interferencia de EW en el dominio del campo lejano. Para acoplar las EW en modos propagantes, se utilizaron pequeños defectos ubicados en la superficie donde las EW se generaron.

## **5.2 Arreglo experimental**

El arreglo experimental está esquemáticamente descrito en la figura 5.1. En los experimentos se utilizó un láser He-Ne que opera a una longitud de onda de 633 nm. El ángulo crítico del prisma recto se midió en  $43.3^\circ$ . Se creó un campo evanescente, simplemente direccionando el láser de tal manera que incidiera de manera perpendicular

sobre una de las caras del prisma (figura 5.1) más allá del ángulo crítico donde tiene lugar la reflexión total interna.

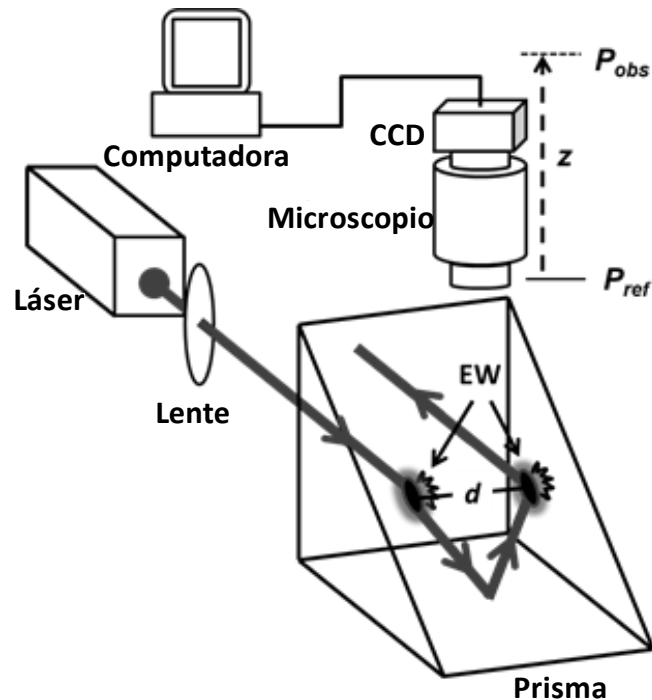


Figura 5.1. Arreglo experimental utilizado para visualizar el esparcimiento de ondas evanescentes.

En esta configuración, la reflexión interna causa que la luz sea reflejada de regreso a donde se originó creando un segundo campo evanescente que se contrapropaga. Rotando ligeramente el prisma (en el plano de propagación del haz) puede obtenerse una doble iluminación evanescente de tal manera que los campos no se superponen (figura 5.1). Debido a la rugosidad de la superficie, las EW son parcialmente convertidas en ondas propagantes que pueden ser detectadas en el campo lejano. Las componentes propagantes son colectadas con un microscopio óptico (40x) y finalmente grabadas con una cámara CCD. Como resultado del esparcimiento de los dos campos evanescentes se observan las franjas de interferencia de Young. En el experimento original de Young, la luz solar pasaba

a través de dos ranuras, proyectando en una pantalla un patrón de franjas oscuras y brillantes muy juntas. Usando la aproximación paraxial, las franjas brillantes ocurren cuando:

$$d \approx \frac{z\lambda}{\Lambda}, \quad (5.1)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda de la luz,  $d$  es la separación de las rejillas,  $\Lambda$  es la distancia entre las bandas de luz y el máximo central (también es llamado periodo de franjas),  $z$  es la distancia desde las ranuras hasta el centro de la pantalla. Esta aproximación depende de ciertas condiciones, la más importante es que  $z \gg d$  y las franjas no podrán ser de ordenes altos. Teniendo esto en mente, es posible trabajar con la distancia de separación entre los campos contrapropagantes usando esta ecuación y el arreglo experimental descrito en la figura 5.1. En este caso,  $d$  será la separación entre los campos evanescentes contrapropagantes y  $z$  es la distancia entre la posición de referencia,  $P_{ref}$ , al punto de observación  $P_{obs}$  (figura 5.1). Aquí,  $P_{ref}$  es la posición en la cual se puede visualizar la imagen de los dos campos de manera individual.  $P_{obs}$  es la posición en la que se puede observar el patrón de interferencia. Si  $\lambda$  y  $z$  tienen valores conocidos y  $d$  se puede observar, entonces es posible calcular  $d$  utilizando la ecuación 5.1. En esta configuración, la magnitud de  $z$  varía dependiendo del desplazamiento  $z$  desde  $P_{ref}$ .

### 5.3. Resultados experimentales

En el experimento se generó una doble iluminación evanescente, sobre la superficie del prisma (figura 5.1), con una separación fija entre ambas de  $d=1\text{mm}$  (figura 5.2(a)).

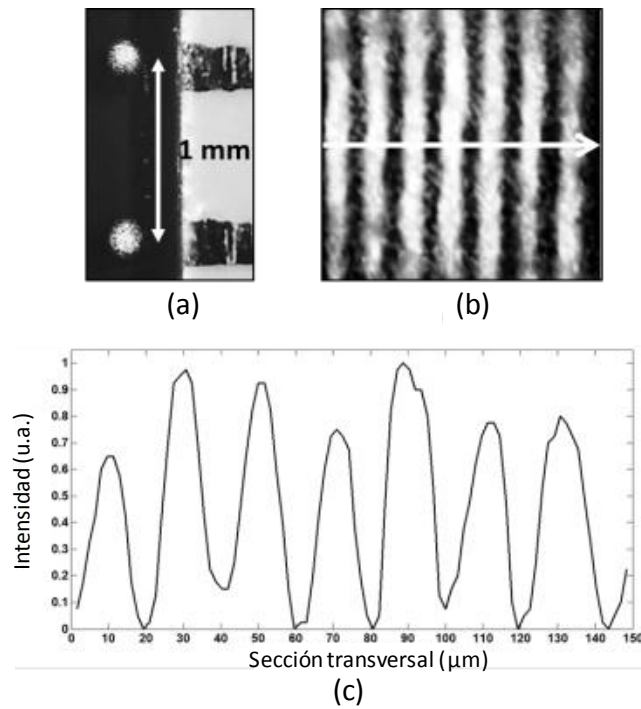


Figura 5.2. Doble iluminación evanescente (a) y su patrón de interferencia en la zona de campo lejano (b). Sección transversal del patrón de interferencia (c) a lo largo de la flecha blanca de la figura (b).

En analogía con el experimento de Young con ranuras rectangulares, la distancia de separación entre los campos evanescentes puede ser estimada con la ecuación 5.1. Donde  $z=33$  mm,  $\lambda=633$  nm y  $A= 21\mu\text{m}$  representa un valor experimental típico para el período de las franjas (figura 5.3) en esta configuración.

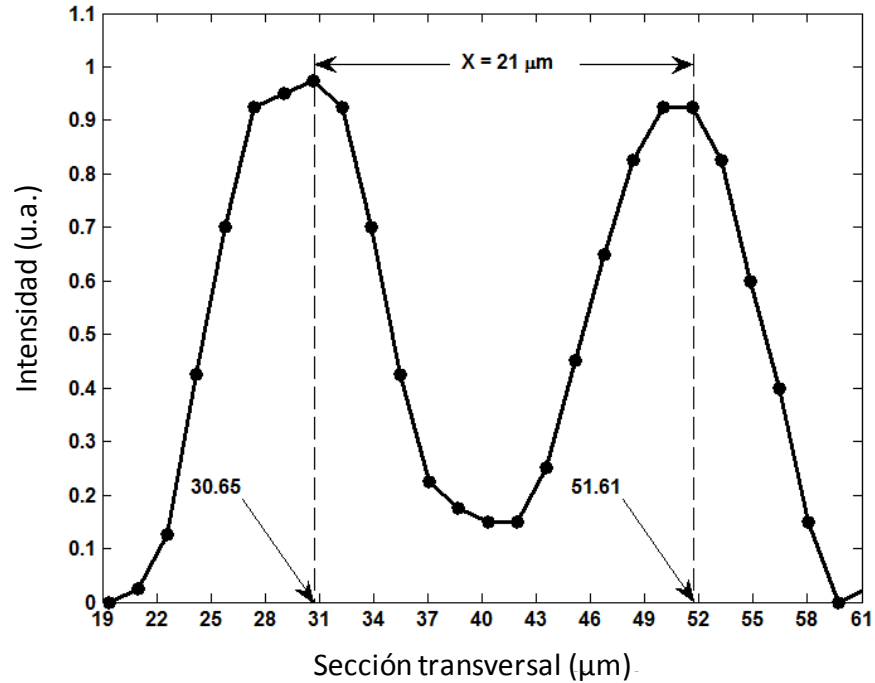


Figura 5.3. Porción ampliada de la sección transversal de la figura 5.2(c).

Con esta aproximación se obtiene una distancia de separación  $d = 995\mu\text{m}$  entre los campos evanescentes. La escala de pixeles fue de  $1.615\mu\text{m}$  por pixel, este valor se utilizará de aquí en adelante. La distancia de separación  $d$  obtenida experimentalmente, es congruente con la distancia de referencia. En este mismo contexto, se obtuvieron imágenes con diferentes distancias  $d$  de separación. Estas distancias se fijaron experimentalmente utilizando alambres de diferentes diámetros (figura 5.4(a,c,e)). La correspondiente distancia de separación,  $d$ , se muestra en la figura 5.4(a,c,e), mientras que la figura 5.4(b,d,f) muestra el patrón de interferencia (obtenido a la misma distancia  $z$ ) para cada situación particular.

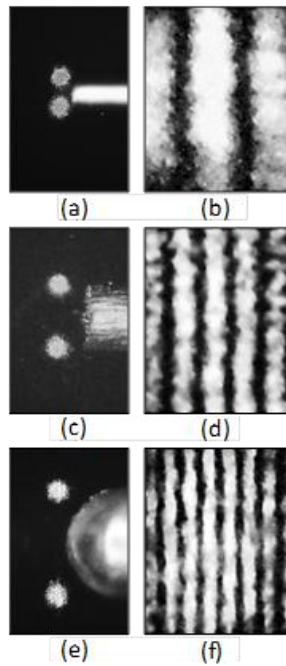


Figura 5.4. Doble iluminación evanescente con una distancia de separación de (a) 250, (b)500 y (c) 900 $\mu\text{m}$  y su correspondiente patrón de interferencia en el campo lejano con un periodo de (b) 79.4, (e) 37.7 y (f) 23.9  $\mu\text{m}$ .

Notamos una buena concordancia entre los valores estimados ópticamente y los medidos con instrumentos de precisión (vernier) (Tabla 5.1).

Tabla 5.1. Comparación de las mediciones obtenidas ópticamente y directamente del diámetro de tres diferentes cables.

$\Lambda(\mu\text{m})$	Diámetro (medición óptica)	Diámetro (medición directa)
78.2	267 $\mu\text{m}$	250 $\mu\text{m}$
38.1	548 $\mu\text{m}$	500 $\mu\text{m}$
23.1	904 $\mu\text{m}$	950 $\mu\text{m}$

Las pequeñas diferencias entre valores de los diámetros comparados, eran de esperarse debido a la falta del conocimiento exacto de la distancia entre  $P_{ref}$  y  $P_{obs}$ . Por otro lado, mostramos el detalle magnificado de un modo evanescente gaussiano con par de partículas de polvo localizadas en el centro (figura 5.5(a)).

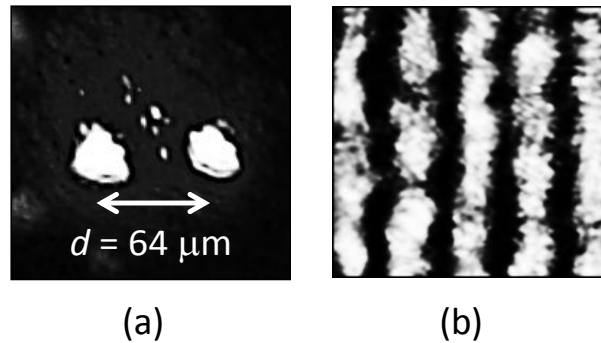


Figura 5.5. Par de partículas de polvo inmersas en la iluminación de un modo gaussiano evanescente (a) y su patrón de interferencia en el campo lejano (b).

Aquí, se puede observar la emisión de luz coherente, originada por las partículas de polvo bajo análisis, y la formación de un patrón de interferencia que no es complicado. Debido a esto, se pueden observar las franjas claras y pronunciadas en el campo lejano (figura 5.5(b)). De esta manera, se estimó la distancia de separación de las partículas de polvo utilizando el mismo análisis aplicado anteriormente. La distancia de separación de las partículas de polvo obtenida fue de  $64 \mu\text{m}$  (figura 5.5 (a)), mientras que la periodicidad del patrón de interferencia (figura 5.5 (b)) fue de  $123 \mu\text{m}$ . El último análisis experimental, es el del patrón de difracción de un pequeño agujero circular que es iluminado con un modo gaussiano evanescente. El agujero tiene un diámetro de aproximadamente  $50 \mu\text{m}$  y está localizado en la mitad de una hoja delgada de aluminio que cubre la superficie del prisma. Se utilizó aceite de inmersión ( $n=1.518$ ) para incrementar la eficiencia de la luz esparcida



entre la interface aire-aluminio. En la figura 5.6(a,b) se muestran los patrones de interferencia producidos por la onda evanescente esparcida a través de la apertura circular obtenidos a dos diferentes posiciones a lo largo del eje óptico.

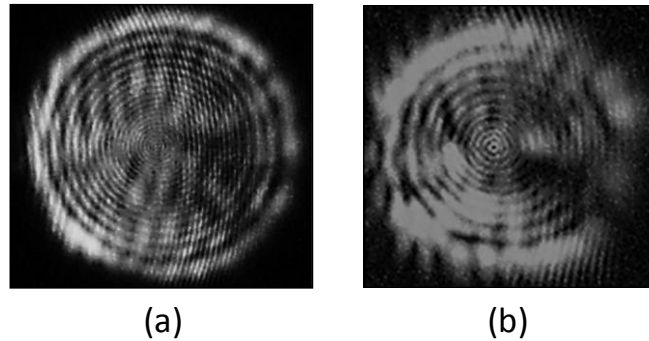


Figura 5.6. Patrones de difracción, resultantes del campo esparcido por un campo evanescente gaussiano iluminando una apertura circular, obtenidos a dos diferentes distancias de  $z$  (a) 12 mm y (b) 9 mm. Las imágenes reproducen los patrones de difracción de Fresnel (a) y una mancha conocida como la mancha de Poisson (b).

Podemos ver claramente el patrón de difracción de Fresnel (figura 5.6(a)) y una mancha especial, conocida como la mancha de Poisson (figura 5.6(b)). Esto es de esperarse por que conforme el punto de observación se mueve alejándose de la superficie, el punto central del patrón de difracción cambia de interferencia destructiva a constructiva. Experimentalmente, el punto central cambia de brillante a oscuro a 9 mm de  $P_{ref}$  (figura 5.6(b)). Las irregularidades de las franjas son evidencia de que el agujero no es perfectamente circular. Este método experimental es relativamente simple de implementar, además, se debe tener en mente que desde un punto de vista matemático las integrales de la difracción de campo cercano son difíciles de realizar [116,120].

# CAPITULO 6

## MICROSCOPIA MULTIFOTONICA

La microscopía multifotónica es una de las técnicas de microscopía de alta resolución que forma parte de una de las áreas del campo de la nano-óptica. En este capítulo se introduce el concepto de microscopía multifotónica y se discute el empleo de elementos de óptica adaptativa para corregir las aberraciones ópticas presentes en el sistema para optimizar el funcionamiento del microscopio. El objetivo general es relacionarse con los fenómenos ópticos no lineales y otras técnicas de detección.

### 6.1. Antecedentes

El microscopio multifotónico utiliza un láser para inducir dos fenómenos ópticos llamados fotoluminiscencia y respuesta no lineal. Existe una gran variedad de técnicas de microscopía de excitación multi-fotónica [121]. Todas operan bajo la idea de excitar la muestra con luz de alta intensidad y medir la emisión de fotones resultante. Al excitar la muestra, se generan tres tipos diferentes de fotoemisión: fluorescencia, generación de segundo armónico (SHG, por sus siglas en Inglés) y generación del tercer armónico (THG, por sus siglas en inglés). En la técnica de excitación por dos fotones, la fotoemisión solo

ocurre cuando dos fotones incidentes son absorbidos simultáneamente (en  $10^{-8}$  s o menos) [122]. Por lo tanto, para generar una cantidad detectable de fluorescencia, la excitación multifotónica requiere un enorme flujo de fotones. El desarrollo del sistema láser de pulsos ultra cortos permitió el progreso de ésta técnica de microscopía [123]. Su potencia media es suficientemente baja para evitar daños en las muestra. En un sistema de microscopía multifotónica, la probabilidad de absorción multifotónica se incrementa enfocando el haz por debajo del límite de difracción por medio de un objetivo de microscopio de gran apertura numérica [121]. Debido a que el flujo de fotones decrece a la cuarta potencia de la distancia desde el foco, la excitación multifotónica ocurre de manera efectiva en el punto de enfoque. Haciendo un barrido sobre la muestra, se pueden obtener imágenes en tres dimensiones [121]. Debido a que la fluorescencia ocurre en un solo punto, el efecto de fotoblanqueo está limitado a ese punto [121].

## **6.2. Arreglo experimental.**

En esta sección se presenta el arreglo experimental. Este arreglo fue desarrollado en la escuela de física de la universidad de Dublín. El proyecto de investigación que involucra la microscopía multifotónica, es desarrollado por el grupo de imagen óptica avanzada que lidera el Dr. Brian Vohnsen. En el arreglo, un láser de femtosegundos de Ti:Zafiro es utilizado para generar pulsos de excitación de luz a una frecuencia de repetición de 27 MHz. Cada pulso está centrado típicamente en una longitud de onda de 800 nm y cada pulso tienen una duración de 25 fs. Para la detección de la señal se usan tubos fotomultiplicadores que detectan y amplifican cualquier señal emitida por la muestra. Hay un tubo fotomultiplicador para la detección de cada emisión. En este arreglo las señales que se detectan son las del primer armónico (FH, por sus siglas en inglés) y SH (figura 6.1).

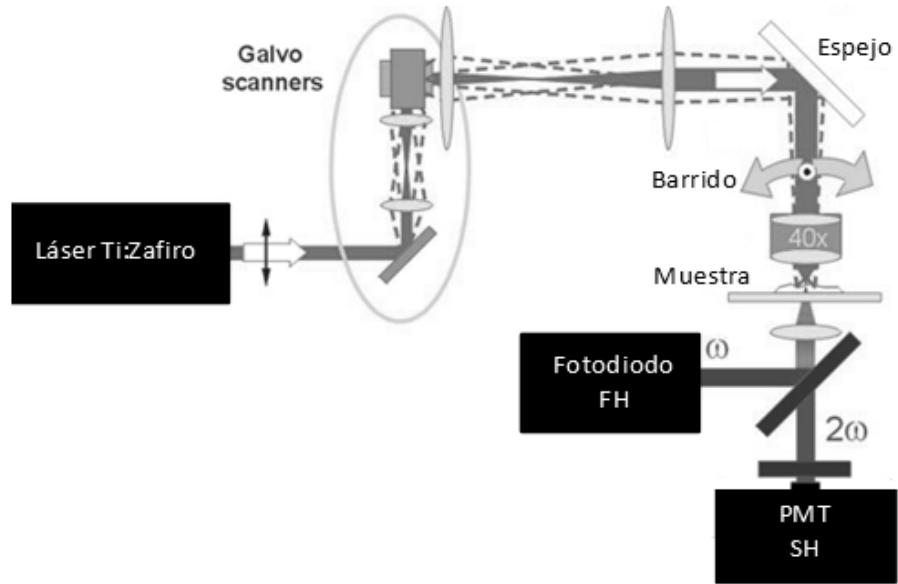


Figura 6.1. Esquema del sistema de microscopía de segundo armónico. Las trayectorias de las señales del FH y SH están indicadas. PMT es el tubo fotomultiplicador.

Se utilizan espejos dicróicos para dirigir las señales de primer y segundo armónico a su respectivo tubo fotomultiplicador. La probabilidad de absorción de dos fotones es proporcional al cuadrado de la intensidad del láser. El haz del láser es enfocado por medio de un objetivo, de tal forma que el proceso de absorción de dos fotones sólo ocurrirá en el foco. La intensidad del láser, es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia desde el foco medida a lo largo del eje óptico. Por lo tanto, la probabilidad de que dos fotones sean absorbidos fuera del foco decrece a la cuarta potencia. En otras palabras, la emisión de fotones fuera del foco es despreciable. Esto es importante porque la fuente de cada señal puede ser determinada con exactitud, ya que se origina en el punto de enfoque. El microscopio puede tomar mediciones en puntos particulares de la muestra, ajustando la distancia de enfocamiento y variando la posición de los espejos. El barrido es realizado usando dos scanners galvanométricos no resonantes. El haz enfocado barre la muestra y se

toma la imagen de la luz transmitida a través de la muestra. La luz transmitida es colectada con una lente de baja apertura numérica (0.4). La frecuencia fundamental es medida con un fotodiodo. Un conjunto de filtros es utilizado, junto con un tubo fotomultiplicador y una unidad de conteo de fotones, para aislar y detectar la señal del segundo armónico.

### **6.3. Óptica adaptativa en microscopía multifotónica.**

Para la visualización de estructuras celulares y procesos subcelulares la microscopía multifotónica es particularmente importante, ya que se pueden producir imágenes tridimensionales de objetos volumétricos [121]. Las aberraciones ópticas causadas por imperfecciones en el sistema óptico, afectan de manera significativa la microscopía multifotónica [124]. Estas causan una reducción en los niveles de señal, contraste y resolución. Recientemente se ha empezado a utilizar la óptica adaptativa, técnica utilizada originalmente para propósitos astronómicos y militares, para corregir las aberraciones y optimizar la resolución del sistema. De esta manera, la óptica adaptativa puede mejorar la calidad de las imágenes o, en el mejor de los casos, optimizar el rendimiento del microscopio [125]. Hablando ampliamente, las aberraciones afectan al enfoque en el plano lateral y lo más importante a lo largo del eje óptico. Esto va acompañado de una reducción en la intensidad focal. La distorsión del punto focal reduce la resolución del sistema y con la caída de la intensidad, se pierde eficiencia óptica y contraste en la imagen [125]. Los procesos multifotónicos son fuertemente afectados por las aberraciones, debido a que la probabilidad de absorción es no lineal y dependiente de la intensidad focal [125]. Los niveles de señal pueden ser restaurados incrementando la potencia de iluminación del láser para compensar la baja intensidad focal, sin embargo esto no restaurará la resolución. Una consecuencia del incremento en la potencia de iluminación, es el aumento de los efectos de

foto toxicidad y fotoblanqueado [121,125]. Considerar estos efectos es vital, sobre todo cuando se requiere una baja exposición de la muestra. Una solución a este problema, es incorporar un corrector de aberraciones en la trayectoria de iluminación. Estos sistemas han sido implementados usando espejos deformables [126-128] y moduladores espaciales de cristal líquido [129]. Para medir las aberraciones, se emplean métodos indirectos. La implementación de estos métodos, requiere una menor modificación del microscopio y se evitan los problemas de usar un sensor de frente de onda. Para emplearlos, se utilizan métodos estocásticos basados en algoritmos genéticos o algoritmos hill-climbing [130]. Este tipo de métodos, tienden a requerir un gran número de iteraciones que pueden no ser prácticas para algunos tipos de aplicaciones donde se requiere alta velocidad o baja exposición de la muestra. La disponibilidad comercial y reducción de costos ha sido, probablemente, el principal factor impulsor de la óptica adaptativa para microscopía. La tecnología de sistemas micro-eléctrico mecánicos (MEMS, por sus siglas en inglés) ha permitido la producción de un gran número de sistemas de espejos deformables (DM, por sus siglas en inglés). Actualmente hay disponibles espejos segmentados por MEMS (131). La membrana electrostática del DM consiste de una membrana delgada con una cubierta reflectiva montada sobre un arreglo de electrodos (figura 6.2).



Figura 6.2. Espejo deformable que consta de 140 actuadores electrostáticos.

Aplicando una diferencia de potencial entre la membrana y el electrodo, se puede deformar la superficie del DM. La principal ventaja que ofrece este dispositivo es su reflectividad natural. Estos dispositivos son particularmente útiles para tratar fenómenos de fluorescencia, donde la alta eficiencia óptica del espejo asegura bajas pérdidas ópticas [125]. El problema con los DM, es que introducen una aberración inicial que necesita corregirse. Además, su rango de deformación está restringido por las propiedades mecánicas de la membrana [132]. Finalmente, el costo de los DM es todavía un obstáculo para ampliar su uso. Por otro lado, el desarrollo de paneles de cristal líquido para pantallas ha permitido el uso de moduladores espaciales de luz en aplicaciones para investigación [133] (figura 6.3).



Figura 6.3. Modulador espacial de cristal líquido.

Esto ha sido demostrado en microscopía adaptativa [129]. El número de elementos independientes que controlan la fase de estos moduladores, es tres o cuatro órdenes de magnitud superior al de los DM. Por lo tanto, los moduladores de fase no presentan las limitaciones mecánicas de los DM. La desventaja principal de los moduladores es su dependencia con la polarización y longitud de onda, lo cual no es compatible con la microscopía fluorescente. Además, su respuesta está limitada al tiempo que requiere el cristal líquido en reorientarse.



# CAPITULO 7

## CONCLUSIONES

Se desarrolló un estudio numérico y experimental referente al esparcimiento elástico e inelástico de plasmones superficiales en medios desordenados de nanopartículas.

Usando una configuración simple para excitar plasmones superficiales, se investigó la posibilidad de medir, de manera precisa, el tamaño de nanopartículas metálicas embebidas en una interface metal-dieléctrico. El tamaño de las nanopartículas, que fueron sintetizadas por la novedosa técnica de química verde, fue medido alternativamente con un microscopio electrónico. La concordancia en los tamaños de los radios de las partículas demuestra la factibilidad de la técnica sugerida.

En lo que respecta a la síntesis de nanopartículas, se exploró la técnica de química verde para sintetizar nanopartículas de oro. El proceso de síntesis fue descrito y se basa en el uso de surfactantes que se presentan de manera natural en las plantas. Este método utiliza agua como solvente y el surfactante y el agente reductor son extraídos de las plantas para obtener las nanopartículas metálicas de oro.

Se implementó el primer microscopio del tipo de radiación de fuga en México de acuerdo a nuestros conocimientos. La técnica hace uso de la radiación de fuga que surge de manera natural al penetrar los modos plasmónicos en la interface metal/vidrio.

Se corroboró que usando arreglos de nanopartículas, es posible excitar y manipular modos plasmónicos de manera simultánea. Los cálculos numéricos se llevaron a cabo usando el modelo vectorial de esparcimiento múltiple de plasmones superficiales. Éste nos permite formular explícitamente el grupo de ecuaciones lineales para el campo auto-consistente, facilitando el diseño computacional. Extendiendo este concepto, se desarrollaron simulaciones numéricas para estudiar el esparcimiento de plasmones superficiales en nanoestructuras periódicas y desordenadas. Se utilizó la representación analítica de la diada de Green en las regiones de campo cercano y lejano. En este contexto, se presenta un límite para distinguir cuando utilizar estas expresiones. Se compararon las distribuciones totales de intensidad, usando la diada de Green que concierne únicamente la excitación de PPS y usando la diada compuesta para las mismas distribuciones de nanopartículas y las mismas condiciones de iluminación. Las simulaciones numéricas mostraron un comportamiento prácticamente idéntico para el caso de una distribución con baja densidad de esparcidos. Sin embargo, para distribuciones con alta densidad de esparcidos, la distribución total de intensidad muestra un comportamiento distinto para cada aproximación. Concluimos que utilizar la diada compuesta, es una buena opción cuando se consideran arreglos con una alta densidad de partículas. Esto nos permite obtener simulaciones precisas cuando la distancia entre las partículas es relativamente pequeña. Contrariamente, cuando (en promedio) no se tiene una alta densidad de esparcidos, la aproximación que considera únicamente la diada de Green de campo lejano es suficiente para observar el comportamiento plasmónico [13,19,21,84]. Además se ha encontrado que las distribuciones de intensidad, que exhiben

esparcimiento múltiple, considerando sistemas con alto grado de desorden y que fueron calculadas usando la diada compuesta, tienen un comportamiento estadístico que se ha predicho en estudios experimentales y teóricos [134]. Esta puede considerarse como una forma de comprobar la efectividad de la aproximación numérica propuesta. Se obtuvieron imágenes experimentales de la excitación de un PPS utilizando una rejilla, esto para calibrar el sistema. Se estudió el esparcimiento múltiple de PPS en sistemas con un alto grado de desorden. Esto nos permitió visualizar efectos de jets plasmónicos que incluso derivaron en retro-esparcimiento. Las imágenes experimentales muestran una buena correlación con las imágenes numéricas propuestas, aún en sistemas con un desorden elevado. Finalmente, se obtuvieron imágenes de interferencia y patrones de difracción en el campo lejano cuando las ondas evanescentes son transformadas en modos propagantes debido a su interacción con defectos pequeños. Utilizando una arreglo simple, se demostró que es posible desarrollar una técnica de visualización directa del fenómeno de onda evanescente y al mismo tiempo, nos permite llevar a cabo mediciones espaciales con una gran precisión. Lo anterior, es una excelente forma de conocer la influencia del esparcimiento inelástico en estudios de PPS.

Pienso que el estudio que se realizó, puede ser de gran importancia en el análisis de sistemas de partículas con alto grado de desorden al interactuar con modos electromagnéticos. Sistemas de gran densidad de nanopartículas son usados por ejemplo, en tratamientos terapéuticos, usos industriales y en la investigación básica de hoy en día.

## REFERENCIAS

1. H. Raether, *Surface Plasmons*, Springer-Verlag, Berlin, 1988.
2. L. Novotny and B. Hecht, *Principles of Nano-Optics*, Cambridge, 2006.
3. R. Zia, J. A. Schuller, A. Chandran, and M. L. Brongersma. *Materials Today* **9**, 20–27, 2006.
4. W. L. Barnes, A. Dereux, T. W. Ebbesen, *Nature* **424**, 824, 2003.
5. T. W. Ebbesen, C. Genet, S. I. Bozhevolnyi, *Phys. Today* **61** (5), 44, 2008.
6. T. Søndergaard; S.I. Bozhevolnyi. *Phys Rev, B.*,**67**, 165405-165412, 2003
7. B. Hecht, H. Bielefeldt, L. Novotny, Y. Inouye, and D. W. Pohl. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1889–1892, 1996.
8. H. Ditlbacher, J. R. Krenn, A. Hohenau, A. Leitner, and F. R. Aussenegg. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 3665, 2003.
9. E. Kretschmann, H. Raether, *Z. Naturforsch. A* **23** ,2135, 1968.
10. A. Otto, *Z. Physik* **216**, 398, 1968.
11. P. Radko, S. I. Bozhevolnyi, G. Brucoli, L. Martin-Moreno, F. J. Garcia-Vidal, A. Boltasseva. *Phys. Rev. B* **78**, 115115 1-7, 2008.
12. S.I. Bozhevolnyi, in *Optics of Nanostructured Materials*, edited by V.M. Markel and T.F. George (John Wiley & Sons, New York, 2001). *Optical Properties of Nanostrucutred Random Media*, edited by V.M. Shalaev (Springer-Verlag, Berlín), 2002.
13. S.I. Bozhevolnyi, V. Coello. *Phys. Rev, B*, **58**, 10899-10910, 1998.
14. S.I. Bozhevolnyi, V.S. Volkov. *Opt. Commun.*, **198**, 241-245, 2001.

15. I. I. Smolyaninov, D. L. Mazzoni, J. Mait, C. C. Davis. *Phys. Rev. B* **56**, 1601, 1997.
16. Z. Liu, J. M. Steele, W. Srituravanich, Y. Pikus, C. Sun, X. Zhang, *Nano Lett.* **5**, 1726, 2005.
17. A. Drezet, A. L. Stepanov, H. Ditlbacher, A. Hohenau, B. Steinberger, F.R. Aussenegg, A. Leitner, J. R. Krenn, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 074104, 2005.
18. A. Kumar, J. Gosciniak, T. B. Andersen, L. Markey, A. Dereux and S.I. Bozhevolnyi. *Opt Express*, **19**(4), 2972, 2011.
19. A. Drezet, A. Hohenau, A.L. Stepanov, H. Ditlbacher, B. Steinberg, F. Aussenegg, A. Leitner, J. Krenn. *Plasmonics* **1**, 141, 2006.
20. P. Segovia, R. Cortes, C. García, N. Elizondo and V. Coello. *J. Optic. Res.*, **12**, 2010.
21. I. P. Radko, A. B. Evlyukhin, A. Boltasseva, and S. I. Bozhevolnyi. *Opt. Express* **16** (6), 3924–3930, 2008.
22. A. Stepanov, J. R. Krenn, H. Ditlbacher, A. Hohenau, A. Drezet, B. Steinberger, A. Leitner, and F. Aussenegg, *Opt. Lett.* **30**, 1524, 2005.
23. S.I. Bozhevolnyi; V.S. Volkov, K. Lesson and A. Boltasseva. *J. Microsc.*, **209**, 209-213, 2002.
24. S.I. Bozhevolnyi, J. Erland, K. Lesson, P. M.W. Skovgaard and J.M. Hvam. *Phys. Rev. Lett.*, **86** (14), 3008-3011, 2001.
25. V. Coello, J. Beermann and S. I. Bozhevolnyi. *Physica Status Solidi A*. Ed. Especial **8**: 3070-3074, 2003.
26. J. Beermann, S. I. Bozhevolnyi and V. Coello. *Phys. Rev. B.* **73**: 1-10, 2006.

27. B. Hecht, H. Bielefeldt, L. Novotny, Y. Inouye, and D. W. Pohl. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1889–1892, 1996.
28. H. Ditlbacher, J. R. Krenn, A. Hohenau, A. Leitner, and F. R. Aussenegg. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 3665, 2003.
29. A. Stepanov, J. R. Krenn, H. Ditlbacher, A. Hohenau, A. Drezet, B. Steinberger, A. Leitner, and F. Aussenegg, *Opt. Lett.* **30**, 1524, 2005.
30. A. Hohenau, J. R. Krenn, A. L. Stepanov, A. Drezet, H. Ditlbacher, B. Steinberger, A. Leitner, F. R. Aussenegg, *Opt. Lett.* **30**, 893, 2005.
31. B. Steinberger, A. Hohenau, H. Ditlbacher, A. L. Stepanov, A. Drezet, F. R. Aussenegg, A. Leitner, J. R. Krenn *Appl. Phys. Lett.* **88**, 09410, 2006.
32. , I. P. Radko, S. I. Bozhevolnyi, G. Brucoli, L. Martín-Moreno, F. J. García- Vidal, and A. Boltasseva. *Opt. Express* **17**, No.9, 7228, 2009.
33. D.L. Feldheim and C. Foss, *Metal nanoparticles: Synthesis, characterization and applications*. New York, 2002.
34. A. R. Vilchis-Nestor, V. Sánchez-Mendieta, M. A. Camacho-López, M. A. Camacho-López, J.A. Arenas-Alatorre, *Mater. Lett.*, **62**, 3103, 2008.
35. R. Joerger, T. Klaus, C.G. Granqvist, *Adv. Mater.*, **12**, 407, 2000
36. K.C. Bhainsa, S.F. D'Souza, *Coll. Surf. B: Biointer.*, **47**, 160, 2006.
37. J.L. Gardea-Torresday , J.G. Parsons , E. Gómez, J. Peralta-Videa, H.E. Troiani, P. Santiago, J. Yacaman. *Nano Lett.*, **397**, 2, 2002.
38. J Huang , Q Li , D Sun, Y Lu, Y Su, X Yang, H Wang, Y Wang, W Shao, N He, J Hong, C.Chen. *Nanotechnology*, **18**, 105104, 2007.

39. M. Sastry, A. Ahmad, M.I. Khan and R. Kumar, *Microbial nanoparticle production in Nanobiotechnology*, Ed. by Niemeyer C.M. y Mirkin C.A. Wiley-VCH, Weinheim, pp.126–135, 2004.
40. D. Bhattacharya and G. Rajinder. *Crit. Rev. Biotechnol.* **25**:199–204, 2005.
41. P. Mohanpuria, N.K. Rana and S.K. Yadav. *J Nanopart Res.* **10**:507–517, 2008.
42. S.P. Chandran, M. Chaudhary, R. Pasricha, A. Ahmad and M. Sastry. *Biotechnol Prog.*, **22**:577–583, 2006.
43. N. Smirnoff, G. L. Wheeler. *Crit. Rev. Biochem. Mol. Biol.*, **35**, No. 4, pages 291-314, 2000.
44. C.H. Martínez, V. Coello, R. Cortés and R. Villagómez. *J. Korean Phys. Soc.*, **47**, 152, 2005.
45. M. Xiao, R. Machorro and J. Siqueiros. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **16**, 1420, 1998.
46. D.A. Papathanassoglou, B. Vohnsen, *Am. J. Phys.* **71**, 670, 2003
47. D. A. B. Miller, *Opt. Lett.* **16**, 1370, 1991.
48. F. Depasse, M. A. Paesler, D. Courjon, and J. M. Vigoureux, *Opt. Lett.* **20**, 234 1995.
49. B. Vohnsen and P. Artal, *J. Microsc.*, **232**, 158–163, 2008.
50. F. de Fornel, F. *Evanescent Waves: From Newtonian Optics to Atomic Optics*; Springer-Verlag: Berlin, GR, Vol. I, 282, 2001.
51. V. Coello, S. I. Bozhevolnyi and F. A. Pudonin, *Proc. SPIE*, **3098**, 536, 1997.
52. C. Martínez, V. Coello, *Ciencia UANL*, **8**, 346, 2005.
53. Stefan A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications*, Springer Science+Business Media LLC, 2007.
54. Homola, Jiri, *Springer Series on Chemical Sensors and Biosensors*, Vol. 4, 2006.

55. Rotello, M. Vincent, *Nanoparticles: building blocks for nanotechnology*, Springer Science+Business Media LLC, 2004.
56. F. Frederix, J.M. Friedt, K.M. Choi, W. Laureyn, A. Campitelli, D. Mondelaers, G. Maes, G. Borghs, *Anal. Chem.* **75**, 6894, 2003
57. S.S. Shankar, A. Rai, B. Ankamwar, A. Singh, A. Ahmad, *Nat. Mater.*, **3**, 482, 2004.
58. Green Chemistry, ISBN 979-953-307-324-7
59. E. Abbe, *Archiv f. mikroskop. Anat.* **9**, 413, 1873.
60. Lord Rayleigh, *Phil. Mag.* **42**, 167, 1896.
61. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 6th ed., Pergamon Press, Oxford, 1993.
62. D.W.Pohl, W. Denk, M. Lanz, *Appl. Phys. Let.* **44**, 651, 1994
63. D. Courjon, *Near-field microscopy and near-field optics*, Imperial College Press, London, 2003.
64. A. Drezet, A. Hohenau, D. Koller, A. Stepanov, H. Ditlbacher, B. Steinberger, F.R. Aussenegg, A. Leitner and J.R. Krenn, *Mater. Sci. Eng. B*, **149**, 220, 2010.
65. . J. Simon, J.K. Guha, *Opt. Comm.*, **18**, 391, 1976.
66. A. Bouhelier, Th. Huser, H. Tamaru, H.J. Güntherodt, D.W. Pohl, F.I. Baida and D. Van Labeke, *Phys. Rev. B.*, **63**, 155404, 2001.
67. C. Reinhardt, R. Kiyari, S. Passinger, A.L. Stepanov, A. Ostendorf, B.N. Chichkov, *Appl. Phys. A*, **89**, 321, 2007.
68. J. Grandidier, G. Colas Des Francs, S. Massenot, A. Bouhelier, L. Markey, J. C. Weeber and A. Dereux, *Journal of Microscopy*, **239**, 167, 2010.
69. J. Y. Laluet, A. Drezet, C. Genet and T. W. Ebbesen, *New J. Phys.*, **10**, 105014, 2008.



70. D. Zhang, X. Yuan and A. Bouhelier, *Appl. Opt.*, **49**, 875, 2010.
71. L. Grave de Peralta, *J. Opt. Soc. Am. B*, **27**, 1513, 2010.
72. J. Ajimo, M. Marchante, A. Krishnan, A. A. Bernussi and L. Grave de Peralta, *J. Appl. Phys.* **108**, 063110, 2010.
73. T. Zentgraf, Y. Liu, M. H. Mikkelsen, J. Valentine and X. Zhang, *Nat. Nanotech.* , **6**, 151, 2011.
74. A. L. Stepanov, J.R. Krenn, H.D. Ditzbacher, A. Hohenau, A. Drezet, B. Steinberger, A. Leitner and F. R. Aussenegg, *Opt. Lett.*, **30**, No. 12, 1524, 2005.
75. I.P. Radko, S.I. Bozhevolnyi, G. Brucoli, L. Martín-Moreno, F.J. García-Vidal and A. Boltasseva, *Phys. Rev. B*, **78**, 115115, 2008.
76. S. Massenot, J. Grandidier, A. Bouhelier, G. Colas des Francs, L. Markey, L.C. Weeber and A. Dereux, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 243102, 2007.
77. D.G. Zhang, X.C. Yuan, G.H. Yuan, P. Wang and H. Ming, *J. Opt.*, **12**, 035002, 2010.
78. P. Dawson, K. W. Smith, F. de Fornel and J. P. Goudonnet, *Ultramicroscopy*, **57**, 287, 1995.
79. A. V. Zayats, I. I. Smolyaninov, A. A. Maradudin, *J. Phys. Rep.*, **408**, 131, 2005.
80. E. Devaux, J. Y. Laluet, B. Stein, C. Genet, T. Ebbesen, J.C. Weeber and A. Dereux, *Opt. Express*, **18**, 20610, 2010.
81. V. Coello, S.I. Bozhevolnyi, *Opt. Commun.* **282**, 3032, 2009.
82. <http://refractiveindex.info>
83. C. Martínez y V. Coello, *CIENCIA UANL*, **3**, 346, 2005.
84. I. P. Radko, S. I. Bozhevolnyi, A. B. Evlyukhin, and A. Boltasseva, *Opt. Exp.*, **15**, 6576, 2007.

85. I. I. Smolyaninov, D. L. Mazzoni, and C. C. Davis, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3877, 1996.
86. S.I. Bozhevolnyi and F. Pudonin, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2823, 1997.
87. S. I. Bozhevolnyi, V. S. Volkov, and K. Leosson, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 186801, 2002.
88. D. S. Kim, S. C. Hohng, V. Malyarchuk, Y. C. Yoon, Y. H. Ahn, K. J. Yee, J.W. Park, J. Kim, Q. H. Park, and C. Lienau, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 143901, 2003.
89. E. Devaux, T. W. Ebbesen, J.-C. Weeber and A. Dereux, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 4936 2003.
90. R. Cortes and V. Coello. *NANO*. **4**, 201, 2009.
91. A. V. Shchegrov, I. V. Novikov, and A. A. Maradudin, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4269, 1997.
92. B. J. Soller and D. G. Hall, *JOSA B*, **19**, 2437, 2002.
93. V. Coello, T. Søndergaard, and S.I. Bozhevolnyi, *Opt. Commun.* **240**, 345, 2004.
94. A. B. Evlyukhin and S. I. Bozhevolnyi, *Phys. Rev. B* **71**, 134304, 2005.
95. O. Keller, M. Xiao, and S. I. Bozhevolnyi, *Surf. Sci.* **280**, 217, 1993.
96. *Nanophotonics with Surface Plasmons*, Advances in Nano-Optics and Nano-Photonics, (Elsevier, The Netherlands 2007), Vladimir M. Shalaev and Satoshi Kawata (eds.).
97. D. P. Tsai, J. Kovacs, Z. Wang, M. Moskovits, V. M. Shalaev, J. S. Suh, and R. Botet, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 4149, 1994.
98. S. I. Bozhevolnyi, I. I. Smolyaninov, and A. V. Zayats, *Phys. Rev. B* **51**, 17916, 1995.
99. P. Zhang, T. L. Haslett, C. Douketis, and M. Moskovits, *Phys. Rev. B* **57**, 15513, 1998.

100. V. A. Markel, V. M. Shalaev, P. Zhang, W. Huynh, L. Tay, T. L. Haslett, and M. Moskovits, *Phys.Rev. B* **59**, 10903, 1999.
101. S. Grésillon, L. Aigouy, A. C. Boccara, J. C. Rivoal, X. Quelin, C. Desmarest, P. Gadenne, V. A. Shubin, A. K. Sarychev, and V. M. Shalaev, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4520, 1999.
102. G.S. Agarwal, *Phys. Rev. A* **11**, 230, 1975.
103. C. Girard, A. Dereux, O.J. F. Martin, and M. Devel, *Phys. Rev. B* **55**, 4901, 1997.
104. J. E. Spie, J.F. Young, J.S. Preston, and H. M. van Driel, *Phys. Rev. B* **27**, 1141, 1983.
105. V. Coello. *Surf. Rev. Lett.* **15**,862, 2008.
106. V. Coello & S.I. Bozhevolnyi, *J. of Microscopy.* **202**, 136, 2001.
107. S.I. Bozhevolnyi and V. Coello, *Phys. Rev. B.* **64**, 115414, 2001.
108. J. Beermann, I. P. Radko, A. Boltassev and S.I. Bozhevolnyi, *Opt. Exp.* **15**, 15234, 2007.
109. I. Newton, *Opticks* (Dover, New York, 1952).
110. Y. C. Shimabukuro, *The Essence of Dielectric Waveguides*, (Springer, 2008).
111. F. M. Mirabella Jr, *App. Spectrosc. Rev.* **21**, 45 (1985).
112. E. Wolf, *Opt. Lett.*, **23**, 16 (1998).
113. R. Quidant, J.-C. Weeber, A. Dereux, D. Peyrade, Y. Chen and C. Girard, *Europhys. Lett.* **57**, 191 (2002).
114. A. B. Katrich, *Opt. Commun.* **255**, 169 (2005).
115. E. A. Ray, M. J. Hampton, and R. Lopez, *Opt. Lett.* **34**, 2048 (2009).
116. K. G. Makris, D. Psaltis, *Opt. Commun.*, **284**, 1686 (2011).

117. T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio and P. A. Wolff, *Nature* **391**, 667 (1998).
118. A. J. Meixner, M. A. Bopp, G. Tarrach, *Appl. Opt.* **33**, 7995 (1994).
119. E. A. Bezus, L. L. Doskolovich, N. L. Kazanskiy, *Microelectron. Eng.* **88**, 170 (2011).
120. A. C. Domínguez, J. B. Arroyo, J. E. G. Correa, and G. M. Niconoff, *Rev. Mex. Fis. E* **56**, 159 (2010).
121. K. W. Dunn, P.A. Young, *Nephron. Exp. Nephrol.*, **103**, 33, 2006.
122. W. McCain, *J. Chem. Phys.*, **55**: 2789, 1970.
123. W. Denk, J. Strickler and W. Webb, *Science*, **248**, 73, 1990.
124. R. Juskaitis, *Handbook of biological confocal microscopy*, Springer, New York, 2006.
125. M. J. Booth, *Phil. Trans. R. Soc. A.*, **365**, 2829, 2007.
126. L. Sherman, J.Y. Ye , O. Albert, and T.B. Norris, *J. Microsc.*, **206** ,65, 2002.
127. P.N. Marsh,D. Burns and J.M.Girkin, *Opt. Exp.* **11**, 1123, 2003.
128. M. Rueckel,J.A.Mack-Bucher and W. Denk, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, **103**, 137, 2006.
129. M.A.A. Neil, R. Juskaitis, M.J. Booth, T. Wilson, T. Tanaka and S. Kawata, *J. Microsc.* **200**, 105, 2000.
130. O. Albert, L. Sherman, G. Mourou and T.B. Norris, *Opt. Lett.*, **25**, 52, 2000.
131. D.J. Dagle, *J. Microelectromech. Syst.*, **15**, 572, 2006.
132. L. Zhu, P. Sun, D. Bartsch, W. Freeman, Y. Fainman, *Appl. Opt.* **38**, 168, 1999.
133. I. Iglesias and B. Vohnsen, *Opt. Commun*, **271**, 40, 2007.
134. J.A. Sánchez-Gil and J.V. García Ramos, *J. Chem. Phys.*, **108**, 317, 1998.

# APENDICES

# APENDICE A

## A1. Plasmones superficiales

La interface entre un metal y un dieléctrico pueden sostener oscilaciones de la densidad de carga -plasmones superficiales- esto ocurre a una frecuencia diferente de las oscilaciones de plasma que tienen lugar dentro del metal, y están confinadas a la interface. Las oscilaciones periódicas de la densidad de carga, producen un campo eléctrico macroscópico en los dos medios con componentes a lo largo de las direcciones  $x$  y  $z$  (figura A1).

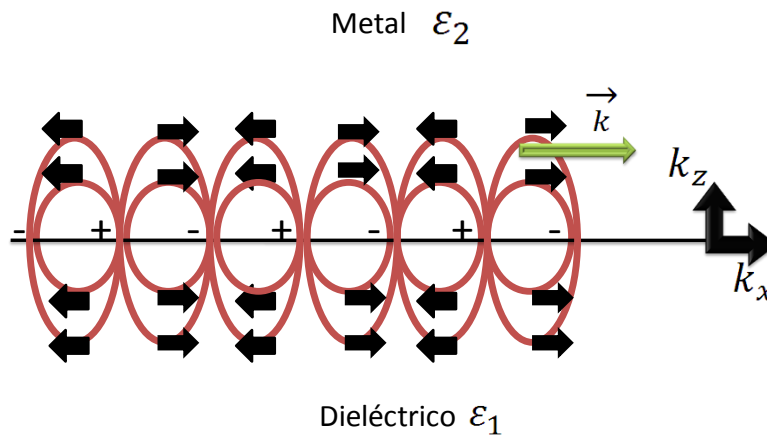


Figura A1. Campo eléctrico generado por las oscilaciones de la densidad en una interface metal/dieléctrico. Las constantes dieléctricas  $\epsilon_1$  y  $\epsilon_2$  corresponden al dieléctrico y al metal.

Matemáticamente los campos electromagnéticos asociados con los plasmones, se pueden obtener de las ecuaciones de Maxwell si la respuesta dieléctrica del medio es soportada por

las correspondientes constantes dieléctricas. El campo electromagnético en el dieléctrico se puede escribir como una onda plana según y de acuerdo a la configuración de la figura A2:

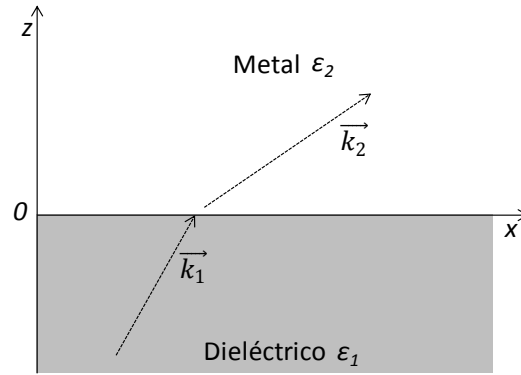


Figura A2. Configuración de los dos medios que forman la interfaz dieléctrico-metal.

$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \vec{E}_{10} e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t)},$$

A.1

$$\vec{H}_1(\vec{r}, t) = \vec{H}_{10} e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t)},$$

donde

$$\vec{r} = x\hat{i} + y\hat{j} + z\hat{k} \quad \text{y} \quad \vec{k}_1 = k_{1x}\hat{i} + k_{1z}\hat{k},$$

por lo tanto

$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \vec{E}_{10}(\vec{r}, t) = \vec{E}_{10} e^{i(k_{1x}x + k_{1z}z - \omega t)},$$

A.2

$$\vec{H}_1(\vec{r}, t) = \vec{H}_{10} e^{i(k_{1x}x + k_{1z}z - \omega t)},$$

donde  $E_{10}$  es un vector que está en el plano  $x$ - $z$  y  $H_{10}$  es un vector que está en la dirección  $y$ , considerando que el campo electromagnético tiene polarización  $p$ . De la misma manera el campo electromagnético en el metal se puede escribir de la siguiente manera:

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = \vec{E}_{20} e^{i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t)}, \quad \text{A.3}$$

$$\vec{H}_2(\vec{r}, t) = \vec{H}_{20} e^{i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t)},$$

donde

$$\vec{r} = \vec{x}\hat{i} + \vec{y}\hat{j} + \vec{z}\hat{k} \quad \text{y} \quad \vec{k}_2 = k_{2x}\hat{i} + k_{2z}\hat{k}.$$

Por lo tanto:

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = \vec{E}_{20} e^{i(k_{2x}x + k_{2z}z - \omega t)}, \quad \text{A.4}$$

$$\vec{H}_2(\vec{r}, t) = \vec{H}_{20} e^{i(k_{2x}x + k_{2z}z - \omega t)}.$$

También tenemos que:

$$k_2^2 = k_{2x}^2 + k_{2z}^2,$$

de donde obtenemos que:

$$k_{2z}^2 = k_2^2 - k_{2x}^2.$$

Así que

$$k_{2z} = \sqrt{k_2^2 - k_{2x}^2}.$$

Si  $k_{2x}^2 > k_2^2$  entonces



$$k_{2z}^2 - k_{2x}^2 = -\gamma^2 ,$$

por lo cual

$$k_{2z} = \sqrt{-\gamma^2} = i\gamma .$$

Si hacemos que  $k_{2x} = \beta$  entonces podemos escribir el campo electromagnético como:

$$\vec{E}_2(\vec{r}) = \vec{E}_{20} e^{(-\gamma \cdot z)} e^{i\beta \cdot x} ,$$

A.5

$$\vec{H}_2(\vec{r}) = \vec{H}_{20} e^{-\gamma \cdot z} e^{i\beta \cdot x} ,$$

donde se ha eliminado la dependencia con el tiempo. Estos campos existen en la superficie metálica de la interface metal/dieléctrico y representan un plasmón superficial.

## A2.Relaciones de dispersión.

Para obtener las relaciones de dispersión y por lo tanto los parámetros característicos de los PPS, haremos uso de las condiciones de frontera que deben satisfacer los campos eléctrico y magnético en la interface metal/dieléctrico. Las condiciones de frontera son:

- Que las componentes  $E$  y  $H$  deben ser continuas a través de la interface, esto es:

$$E_{1x}|_{z=0} = E_{2x}|_{z=0} ,$$

A.6

$$H_{1y}|_{z=0} = H_{2y}|_{z=0} .$$

- Usaremos la siguiente condición para  $H$ :

$$\frac{1}{\varepsilon_1} \frac{\partial H_{1y}}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{1}{\varepsilon_2} \frac{\partial H_{2y}}{\partial z} \Big|_{z=0} . \quad \text{A.7}$$

Las ecuaciones A.6 y A.7 implican que:

$$k_{1x} = k_{2x} = k_x = \beta, \quad \text{A.8}$$

y

$$\varepsilon_2 k_{1z} = \varepsilon_1 k_{2z} . \quad \text{A.9}$$

Si ahora consideramos las ecuaciones:

$$k_1^2 = k_{1x}^2 + k_{1z}^2 ,$$

$$k_2^2 = k_{2x}^2 + k_{2z}^2 ,$$

y usando la ecuación A.8 y el hecho de que  $k_1^2 = \varepsilon_1 (\omega/c)^2$  y  $k_2^2 = \varepsilon_2 (\omega/c)^2$  tenemos las siguientes ecuaciones:

$$k_x^2 + k_{1z}^2 = \varepsilon_1 (\omega/c)^2 , \quad \text{A.10}$$

$$k_x^2 + k_{2z}^2 = \varepsilon_2 (\omega/c)^2 .$$

Además, de las ecuaciones A.9 y A.10 se obtiene la siguiente relación de dispersión:

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} . \quad \text{A.11}$$

Ya que  $\beta = k_x$ , la relación de dispersión se puede escribir de la siguiente manera:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} , \quad \text{A.12}$$

donde  $\lambda_0$  es la longitud de onda en el vacío y  $\beta$  es la constante de propagación del plasmón.

La constante de propagación  $\beta$  es una función compleja:

$$\beta = \beta_r + i\beta_{im} . \quad \text{A.13}$$

Por lo tanto de la ecuación A.5 tendrá dos componentes, una que será una onda que viaja ( $e^{i\beta_r x}$ ) y una que decae exponencialmente ( $e^{-\beta_{im} x}$ ):

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = \vec{E}_{20} e^{-\gamma \cdot z} e^{i(\beta_r + i\beta_{im})x} = \vec{E}_{20} e^{-\gamma \cdot z} e^{i\beta_r x} e^{-\beta_{im} x} .$$

Esto significa que mientras un plasmón se propaga en la dirección  $x$  su amplitud decae exponencialmente.

### A3. Propiedades de los plasmones superficiales

El vector de onda del PPS,  $\beta$ , y la constante de decaimiento,  $\gamma$ , de la ecuación A.5 pueden escribirse de la siguiente forma

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\epsilon_m}{1 + \epsilon_m}} , \quad \gamma = \sqrt{\beta^2 - k_0^2} . \quad \text{A.14}$$

siendo  $\lambda_0$  la longitud de onda incidente,  $\epsilon_m$  es la constante dieléctrica del metal y  $k_0$  es el número de onda del haz incidente. Los modos plasmónicos tienen un decaimiento exponencial dentro de cada medio, siendo  $\gamma_m$  la constante de decaimiento en el medio metálico y está dado por:

$$\gamma_m = -\sqrt{\beta^2 - \epsilon_m k_0^2} . \quad \text{A.15}$$

Otra característica de los plasmones superficiales es su longitud de onda:

$$\Lambda_{SPP} = \frac{2\pi}{\beta} . \quad \text{A.16}$$

La longitud de propagación del PPS, es la longitud en la cual la intensidad decrece como  $1/e$  (a lo largo de la superficie),

$$L_{SPP} = \frac{1}{2\beta_{im}} , \quad \text{A.17}$$

siendo  $\beta_{im}$  la parte imaginaria de  $\beta$ . La distancia de penetración, es la distancia (perpendicular a la superficie) en la cual la amplitud decrece como  $1/e$ . Existe una distancia de penetración para cada medio y están dadas por:

$$d_1 = \frac{1}{\gamma} \text{ (air)}, \quad d_2 = \frac{1}{\gamma_m} \text{ (metal)}. \quad \text{A.18}$$

# APENDICE B

## B1. Reflexión total interna atenuada (RTIA)

La excitación de plasmones superficiales por medio de RTIA es uno de los métodos más populares encontrados en la literatura relacionada con plasmones superficiales. La configuración consiste en una interface aire-metal (medios 1 y 2 respectivamente) con un tercer medio como acoplador con una constante dieléctrica  $\epsilon_3 > 0$ . La luz que viaja en el medio con constante dieléctrica  $\epsilon_3$  incide sobre la superficie metálica y produce la excitación del PSS. Dicha excitación se puede reconocer por la presencia de un mínimo en la curvatura de la intensidad producida por la reflexión total interna atenuada. La explicación de este mínimo en la intensidad del haz reflejado se puede entender a partir de las ecuaciones de Fresnel. De esta manera, en arreglos multi-interfaces, la intensidad reflejada total puede ser determinada sumando todas las amplitudes reflejadas considerando los coeficientes de reflexión y transmisión de Fresnel para cada interface. En este caso, nuestro sistema consta de dos interfaces: vidrio-metal y metal-aire, para los cuales la diferencia de fase entre los haces sucesivos transmitidos o reflejados que sufre un haz con respecto a otro está dado por:

$$\Delta = \frac{4\pi d n_2}{\lambda_0} \sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} \text{sen}^2 \theta} ,$$

B.1

donde  $d$  es el espesor de la película metálica  $n_1$  y  $n_2$  son el índice de refracción del aire y del metal,  $\lambda_0$  es la longitud de onda de la luz en el vacío. Por lo tanto los coeficientes de reflexión para las interfaces metal-aire y vidrio-metal se pueden escribir de la siguiente manera respectivamente:

$$r_{21} = \frac{n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_3}{n_2}\right)^2 \text{sen}^2 \theta} - n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_3}{n_1}\right)^2 \text{sen}^2 \theta}}{n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_3}{n_2}\right)^2 \text{sen}^2 \theta} + n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_3}{n_1}\right)^2 \text{sen}^2 \theta}},$$

B.2

$$r_{32} = \frac{n_2 \cos \theta - n_3 \sqrt{1 - \left(\frac{n_3}{n_2}\right)^2 \text{sen}^2 \theta}}{n_3 \cos \theta + n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_3}{n_2}\right)^2 \text{sen}^2 \theta}}.$$

Donde  $n_3$  es el índice de refracción del vidrio y  $\theta$  es el ángulo de incidencia de la luz en la interface vidrio-metal. Y el coeficiente de reflexión total para el sistema completo (vidrio-metal-aire) está dado por:

$$r_{321} = \left\{ r_{32} + \frac{r_{21}(1-r_{32}^2)e^{i\Delta}}{1+r_{21}r_{32}e^{i\Delta}} \right\}. \quad \text{B.3}$$

Por lo tanto la reflectancia  $R$  es:

$$R = |r_{321}|^2. \quad \text{B.4}$$

Si se varía el ángulo de incidencia ( $\theta$ ) de la luz sobre la superficie metálica, habrá cierto ángulo para el cual la reflectancia  $R$  es mínima, lo cual indica la excitación del PPS.

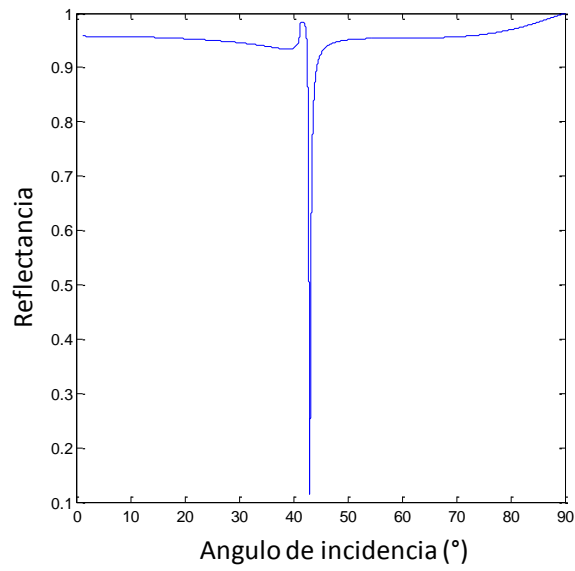


Figura B.2. Curva RTIA calculada para una interfase vidrio-plata-aire:  $\lambda_0= 633$  nm, espesor de la película de plata  $d= 45$ nm, constante dieléctrica de la plata  $\epsilon_2= -16+i$ , y el índice de refracción del vidrio  $n_3=1.52$ .

Existen dos configuraciones con las que es posible obtener las curvas de RTIA, las de Kretschmann (figura B.1)[9] y Otto[10](figura B.2).

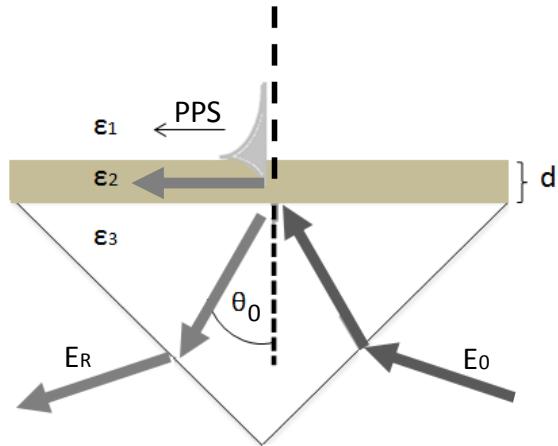


Figura B.1. Configuración de Kretschmann para excitar PPS en una película delgada de espesor  $d$ . Donde  $E_0$  es el haz incidente y  $\theta_0$  el ángulo al que incide y  $E_R$  es el haz reflejado.  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$  y  $\epsilon_3$  corresponden a las constantes dieléctricas de la interface aire/metal/vidrio, de manera correspondiente

En la configuración de Kretschmann la superficie metálica es colocada sobre la base del prisma, esto generalmente se realiza haciendo el depósito directamente sobre el prisma o utilizando técnicas de inmersión. En contraste, en la configuración de Otto (figura B.2) el dieléctrico (aire) es colocado entre el prisma y la superficie de metal. Este dispositivo es adecuado cuando se trata con superficies que pueden dañarse al entrar en contacto con el prisma.



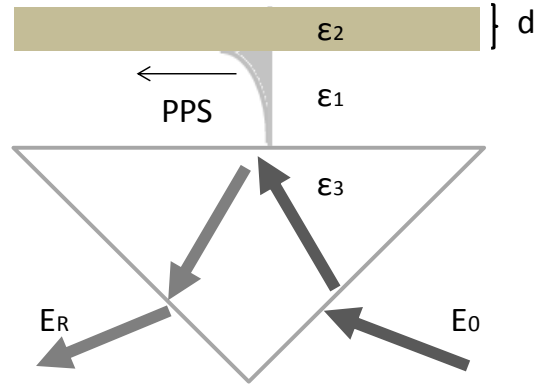


Figura B.2. Configuración de Otto para excitar PPS en una película delgada de espesor  $d$ . Donde  $E_0$  es el haz incidente y  $E_R$  es el haz reflejado.  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$  y  $\epsilon_3$  corresponden a las constantes dieléctricas del aire, metal y del vidrio, de manera correspondiente.

## RESUMEN AUTOBIOGRAFICO

Paulina Segovia Olvera

Candidato para el grado de

Doctor en ingeniería física industrial

Tesis: ESPARCIMIENTO ELASTICO DE PLASMONES SUPERFICIALES:  
INTERACCIONES DE CAMPO CERCANO Y CAMPO LEJANO

Campo de estudio: Plasmónica.

Datos personales: Nacida en León, Guanajuato, el 4 de Mayo de 1984.

Educación: Egresada de la Universidad de Guanajuato obteniendo el grado de Ingeniero en Física en el 2007