

UNIVERSIDAD AUTONOMA DE NUEVO LEON
FACULTAD DE CIENCIAS FISICO-MATEMATICAS



CONFINAMIENTO DE LUZ EN ESCALAS DE SUBLONGITUD
DE ONDA:
ANALISIS TEORICO-EXPERIMENTAL

POR:
CARLOS MARTINEZ HERNANDEZ

Como requisito parcial para obtener el Grado de
DOCTOR EN INGENIERIA FISICA INDUSTRIAL

JUNIO 2005

2005

M3
2005
FCFM
26651

FD

CONFINAMIENTO DE LUZ EN ESCALAS DE SUBLONGITUD

DE ONDA:

TEORICO-EXPERIMENTAL

C. M. H.



1020150993



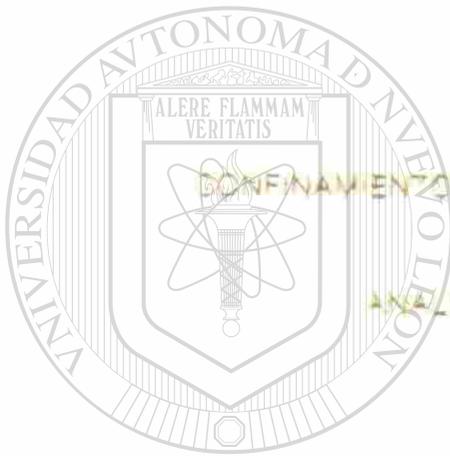
UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN



DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

UNIVERSIDAD AUTONOMA DE NUEVO LEON
FACULTAD DE CIENCIAS FISICO-MATEMATICAS



CONFINAMIENTO DE LUZ EN ESCALAS DE SUBLONGITUD
DE ONDA
ANÁLISIS TEÓRICO-EXPERIMENTAL

UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN
POR:
CARLOS MARTINEZ HERNANDEZ
DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

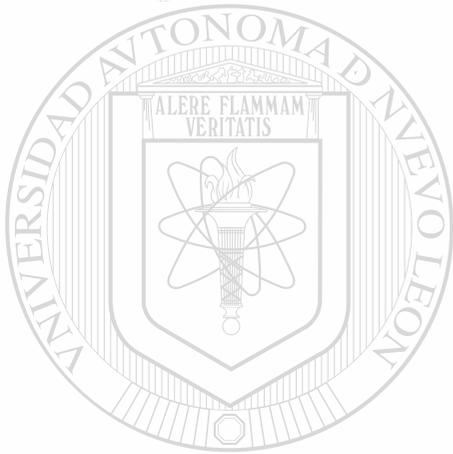
®

Como requisito parcial para obtener el Grado de
DOCTOR EN INGENIERIA FISICA INDUSTRIAL

JUNIO 2005

992 383

TD
Z 6651
FCFM
0
.M3



UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN



DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS



FONDO
TESIS

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS



CONFINAMIENTO DE LUZ EN ESCALAS DE SUBLONGITUD DE ONDA:

ANÁLISIS TEÓRICO-EXPERIMENTAL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

POR
DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

CARLOS MARTÍNEZ HERNÁNDEZ

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

Junio, 2005



**Oh profundidad de las riquezas
de la sabiduría y de la ciencia de
Dios! ¡Cuán insondables son sus
juicios, e inescrutables sus
caminos!**

UANE

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

Ro. 11:33

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS



CONFINAMIENTO DE LUZ EN ESCALAS DE SUBLONGITUD DE ONDA:

ANÁLISIS TEÓRICO-EXPERIMENTAL

Aprobación de la Tesis:

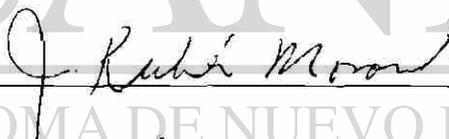
Dr. Víctor Manuel Coello Cárdenas
Asesor de Tesis



Dr. Ricardo Villagómez Tamez



Dr. Rubén Morones Ibarra



Dr. Rodolfo Cortes Martínez



Dra. Nora Elizondo Villarreal



M. C. Rubén Niño de Rivera García
Jefe de la División de Estudios de Posgrado



RESUMEN

Carlos Martínez Hernández

Fecha de Graduación: Junio, 2005

Universidad Autónoma de Nuevo León
Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Título del Estudio: **CONFINAMIENTO DE LUZ EN ESCALAS DE
SUBLONGITUD DE ONDA: ANÁLISIS TEÓRICO-
EXPERIMENTAL**

Número de páginas: 95

Candidato para el grado de Doctor en
Ingeniería Física Industrial

Área de Estudio: **Microscopia de Campo Cercano**

Propósito y Método del Estudio: El objetivo de esta tesis es lograr el control local y confinamiento de modos evanescentes mediante un estudio experimental y teórico. Para este fin, en el aspecto experimental, se usó un microscopio (no comercial) de barrido de campo cercano en el rango de microondas (MMBCC) mientras que la contraparte teórica fue investigada utilizando el llamado modelo escalar de múltiple esparcimiento, el cual considera esparcidores isotrópicos puntuales caracterizados por su polarizabilidad efectiva. El control local de microondas evanescentes se buscó mediante la propuesta numérica y posterior fabricación experimental de espejos bidimensionales los cuales pueden ser escalados para su implementación en el rango óptico.

Contribuciones y Conclusiones: Se diseñó y construyó un MMBCC para mapear imágenes de microondas evanescentes. El modelo matemático utilizado se mejoró en varios aspectos, siendo uno de ellos la introducción de la polarizabilidad de los esparcidores en función del radio. Se logró, por vez primera, el confinamiento de microondas evanescentes de forma controlada y eficiente usando diferentes espejos bidimensionales. La técnica utilizada se puede usar para verificar potenciales micro y nano componentes análogos en el rango óptico y eventualmente para micro y nano circuitos fotónicos

FIRMA DE ASESOR: _____



PREFACIO

Este trabajo es el resultado de investigación efectuado en el Departamento de Posgrado de la Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas dentro del programa Doctoral en Ingeniería Física Industrial a partir de Febrero de 2001 a Diciembre de 2004 y se presenta como una tesis para obtener el grado de Doctor en Ingeniería Física Industrial.

Los resultados de esta tesis han sido publicados y presentados por los siguientes autores con los títulos siguientes:

Publicaciones:

Martínez, H. C., Coello, V., Cortés, R. y Villagómez, R. Evanescent Microwave Microscopy. Journal of the Korean Physical Society. En prensa. (2005)

Martínez, H. C., y Coello, V. Modelado del esparcimiento elástico de plasmones de superficie. Ciencia UANL. Aceptado. (2005).

Martínez, H. C., y Coello, V. Óptica de campo cercano: análisis teórico-experimental de imágenes, Ciencia UANL, Vol. VII, N° 3, 336-341, (2004).

Martínez, H. C., Cortés, R., Villagómez, R. y Coello, V. Microscopia de barrido en campo cercano en el rango de microondas. Resumen en extenso de la XVI Reunión de la Asociación Mexicana de Óptica, Mérida, Yucatán. Editor: Dr. Carlos G. Treviño Palacios. 59V03-1.(2003).

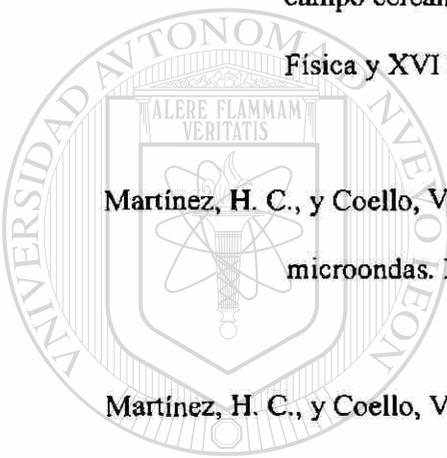
Presentaciones:

Martínez, H. C., Coello, V., Cortés, R. y Villagómez, R. Evanescent Microwave Microscopy. 8th International Conference on Near-field Nano Optics & Related Techniques. Seoul, Corea.(2004).

Martínez, H. C., Cortés, R., Villagómez, R. y Coello, V. Microscopia de barrido en campo cercano en el rango de microondas. XLVI Congreso Nacional de Física y XVI Reunión de la AMO. (2003).

Martínez, H. C., y Coello, V. Esparcimiento de modos evanescentes en el rango de microondas. XLV Congreso Nacional de Física. (2002).

Martínez, H. C., y Coello, V. Diseño versátil de un microscopio de barrido de campo cercano del tipo tunelaje en el rango de microondas. XLIV Congreso Nacional de Física, (2001).



UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS



AGRADECIMIENTOS

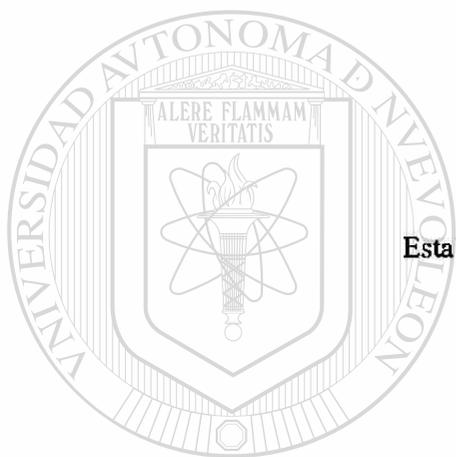
Deseo dar gracias a Dios por darme la oportunidad de terminar esta tesis. Agradezco a todas aquellas personas que hicieron posible esta tesis. Primeramente, gracias al Dr. Víctor Coello, mi director de tesis, por sus constantes consejos, que me han ayudado a ser más crítico conmigo mismo, por su constante apoyo a lo largo de mi trabajo de investigación. Deseo expresar mi gratitud a los miembros de mi comité de tesis, Dr. Ricardo Villagómez, Dr. Rodolfo Cortés, Dr. Rubén Morones y Dra. Nora Elizondo, por sus valiosas sugerencias e interés en la revisión del presente trabajo. Estoy muy agradecido con el Dr. Ricardo Villagómez, director del CICESE Campus Monterrey, por facilitarme la infraestructura de la institución que dirige, y con el Dr. Rodolfo Cortes por su apoyo en muchos aspectos de este trabajo. Agradezco al Ing. Rubén

López por su asistencia técnica, especialmente por su diligente trabajo para detectar fallas electrónicas. También deseo expresar mi gratitud al Ing. Oscar Recio, quien fue director de la FCFM al inicio de mi investigación y a la M. A. Carmen de la Fuente, actual directora de la FCFM, ya que sin su apoyo no me hubiera sido posible tener tiempo para realizar este trabajo. Agradezco también a la Universidad Autónoma de Nuevo León por su apoyo económico. Finalmente deseo agradecer profundamente a mi familia por su incondicional y tácito apoyo, ya que nunca me reclamaron el tiempo que no les dediqué.

Carlos Martínez Hernández

San Nicolás de los Garza, N. L., Junio de 2005

DEDICATORIA



Esta tesis está dedicada con amor para:

Verónica

Carlos Alan

UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN
César Adrián



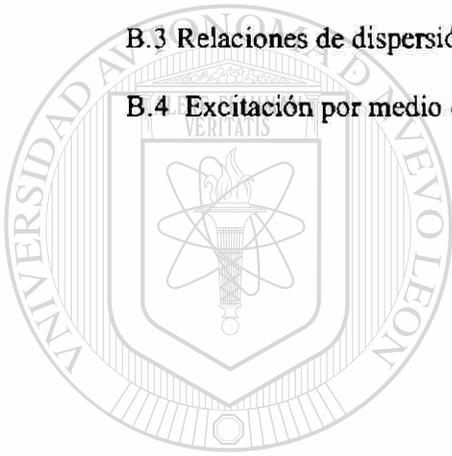
DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

TABLA DE CONTENIDO

Capítulo	Página
1. Introducción.....	1
1.1. Concepto de superresolución.....	2
1.2. Onda evanescente.....	4
1.3. El surgimiento de la microscopia óptica de barrido en campo cercano.....	6
1.4. Plasmones de superficie.....	9
1.5. Formulación del problema.....	12
1.6. Perspectiva general.....	14
<hr/>	
2. Técnicas experimentales.....	16
2.1. Fabricación de prismas para microondas.....	16
2.2. Arreglo experimental.....	17
3. Mapeo experimental de microondas evanescentes.....	21
3.1. Calibración del microscopio de barrido de campo cercano en el rango de microondas.....	21
3.2. La sonda del MMBCC.....	24

3.3. Evaluación de la influencia del esparcimiento inelástico de modos evanescentes.....	26
3.4. Caracterización de la onda evanescente estacionaria.....	31
4. Modelado del esparcimiento elástico de plasmones de superficie.....	34
4.1. Modelo teórico.....	35
4.2. Simulaciones numéricas.....	39
4.3. Análisis estadístico de imágenes.....	42
4.4. Modelado de componentes micro-ópticos para PS.....	48
5. Óptica bidimensional de modos evanescentes: resultados experimentales.....	51
5.1. Principios de óptica bidimensional de PS.....	52
5.2. Fabricación de componentes para el control local de microondas evanescentes.....	53
5.3. Caracterización de esparcidos esféricos individuales.....	53
5.4. Espejo bidimensional.....	54
5.5. Tratamiento estadístico de imágenes experimentales de campo cercano.....	59
6. Conclusiones.....	65
7. Referencias.....	69
Apéndices.....	78
Apéndice A. Ondas evanescentes.....	78

A.1. Ecuaciones de Maxwell.....	79
A.2. Reflexión y refracción de ondas electromagnéticas en una interfase plana entre dieléctricos.....	82
A.3 Reflexión total interna.....	83
Apéndice B. Plasmones de superficie.....	86
B.1. Plasmones.....	86
B.2. Plasmones de superficie.....	87
B.3 Relaciones de dispersión.....	90
B.4 Excitación por medio de luz: técnica de RTIA.....	93



UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN



DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

LISTA DE FIGURAS

Figura	Página
1.1. Configuración usada para discutir el concepto de superresolución	3
1.2. Representación esquemática de la reflexión total interna	5
1.3. Esquemático para la excitación de PS.	12
2.1. Representación esquemática del microscopio de barrido de campo cercano en el rango de microondas.	19
<hr/>	
2.2. Imagen digital del arreglo experimental.	20
3.1. Sección transversal del haz de microonda y su curva de ajuste obtenida con el modelo de Gauss.	22
3.2. Secciones transversales del haz de microondas para distintas posiciones sobre el eje de propagación (z).	22
3.3. Mapeo en escala de colores de patrones de difracción.	23

Figura**Página**

- 3.4. Distribución de intensidad, de una onda evanescente, (a) obtenida usando sólo la corneta del detector y (b) usando una sonda esférica metálica de 3 mm de diámetro. 25
- 3.5. Secciones transversales horizontales de las imágenes de la Figura 3.4 25
- 3.6. Representación esquemática de la dependencia de la intensidad de la señal con la distancia perpendicular a la superficie. 27
- 3.7. Representación en escala de grises de simulaciones de la distribución de intensidad de una onda estacionaria generada sobre la superficie de un prisma. 28
-
- 3.8. Dependencia, calculada (línea sólida) y medida, de la señal, con la distancia sonda-superficie para el prisma de parafina. 29
- 3.9. Escala de grises de imágenes de $4 \times 4 \text{ cm}^2$ generadas por una onda evanescente estacionaria en la superficie de un prisma de parafina. 30
- 3.10. Escala de grises de una imagen de campo cercano de $4.5 \times 4.5 \text{ cm}^2$ debida al esparcimiento elástico de un modo evanescente de microondas, viajando de izquierda a derecha, sobre la superficie de un prisma de parafina y su correspondiente espectro de Fourier. 31

3.11. Escala de colores de la distribución de intensidad de campo eléctrico sobre la superficie de parafina de un prisma, para la longitud de onda de 2.8 cm.	32
3.12. Sección transversal de la imagen de la Figura 3.11.	33
4.1. Representación esquemática de los diferentes regímenes de esparcimiento.	38
4.2. Representación en escala de colores de la distribución de intensidad de un solo esparcidor con (a) $\alpha = 3$ introducida fenomenológicamente, (b) $r = 0$, (c) $r = 0.1$, (d) $r = 0.2$, (e) $r = 0.4$, (f) $r = 0.5 \mu\text{m}$, respectivamente.	40
4.3. Representación de la distribución de intensidad total y su correspondiente transformada de Fourier para cada régimen de esparcimiento.	42
4.4. Función de densidad de probabilidad de la intensidad normalizada correspondiente a imágenes simuladas de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ para el régimen de esparcimiento simple.	45
4.5. Función de densidad de probabilidad de la intensidad normalizada correspondiente a imágenes simuladas de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ para el régimen de esparcimiento doble.	46

- 4.6. Función de densidad de probabilidad de la intensidad normalizada correspondiente a imágenes simuladas de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ para el régimen de esparcimiento múltiple. 47
- 4.7. Escala de grises de la distribución de intensidad en un área de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ calculadas (en el régimen de esparcimiento múltiple) para,
 (a) un microespejo formado por 5 esparcidores individuales,
 (b,c) un microespejo parabólico con diferentes distancias focales. 49
- 5.1. Representación en escala de grises de imágenes de campo cercano de $4 \times 8 \text{ cm}^2$ debidas al esparcimiento elástico de modos microondas evanescentes que viajan de izquierda a derecha sobre la superficie de parafina de un prisma (a,c,e), y las correspondientes fotografías digitales de la superficie mostrando las esferas de radio (b) 0, (d) 0.5 y (f) 1.5 cm. 54
- 5.2. Representación en escala de colores de (a) el esparcimiento de modos de microondas evanescentes que viajan de derecha a izquierda (sin espejo), (b) la fotografía del espejo lineal formado por cinco esparcidores, (c) la imagen de campo cercano, de $4 \times 8 \text{ cm}^2$, debido a la reflexión en el espejo lineal, (d) la imagen de campo cercano, de $4 \times 8 \text{ cm}^2$, debido a la transmisión en el espejo lineal. (e) Sección transversal de las imágenes de (c) y (d) a lo largo del eje vertical. 55

5.3. Representación escala de colores de imágenes de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ (a,b) y la correspondiente imagen digital del espejo (c). Las imágenes de campo cercano son generadas por esparcimiento elástico de microondas evanescentes que viajan de izquierda a derecha de la línea de esparcidores colocados sobre la superficie de parafina del prisma (c), y corresponden a la imagen de la reflexión (a) y a la transmisión del espejo (b). Sección transversal de (a) y (b) a lo largo del eje vertical.

56

5.4. Representación en escala de colores de la imagen de campo cercano, de $20 \times 10 \text{ cm}^2$ debido a la reflexión en el espejo lineal formado por trece esparcidores que forman un ángulo de 45° respecto a la vertical.

57

5.5. (a) Representación en escala de grises de la imagen de $4 \times 8 \text{ cm}^2$ debido al esparcimiento elástico de microondas evanescentes que viajan de izquierda a derecha hacia el arreglo parabólico de esparcidores sobre la superficie de parafina de un prisma y (b) la correspondiente imagen digital de la superficie (no está a escala). (c) Sección transversal horizontal (los cuadros llenos) y vertical (los círculos llenos) de la imagen de (a).

58

5.6. Función de densidad de probabilidad de la intensidad normalizada, obtenida a partir de imágenes de campo cercano similares y que corresponden a una onda evanescente estacionaria, y graficada en escala logarítmica.

60

5.7. Función de densidad de probabilidad de la intensidad normalizada, obtenida a partir de imágenes de campo cercano similares y que corresponden al espejo lineal formado por cinco esparcidores, y graficada en escala logarítmica.

61

5.8. Función de densidad de probabilidad de la intensidad normalizada, obtenida a partir de imágenes de campo cercano similares y que corresponden al espejo lineal formado por trece esparcidores, y graficada en escala logarítmica.

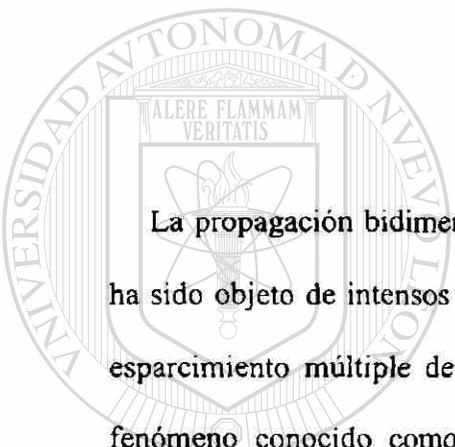
62

5.9. Función de densidad de probabilidad de la intensidad normalizada, obtenida a partir de imágenes de campo cercano similares y que corresponden al espejo parabólico, y graficada en escala logarítmica.

63

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN



La propagación bidimensional de modos electromagnéticos en medios estructurados ha sido objeto de intensos estudios en los últimos años. El medio estructurado produce esparcimiento múltiple de modos electromagnéticos dando lugar a la posibilidad del fenómeno conocido como localización de modos electromagnéticos. En el presente

trabajo de tesis se realizó el estudio experimental y numérico del confinamiento de forma controlada de campos electromagnéticos en escala de sublongitud de onda en superficies estructuradas. Para el aspecto experimental se usó un microscopio de barrido en campo cercano en el rango de microondas (MMBCC) y la parte teórica fue investigada usando el modelo escalar de múltiple esparcimiento. Lográndose con esto, por primera vez, el confinamiento de microondas evanescentes de forma controlada y eficiente usando diferentes espejos bidimensionales. En este capítulo se introduce el concepto de superresolución en base a un modelo escalar de óptica de Fourier. Se continúa con la introducción del concepto de onda evanescente. Se da un repaso del desarrollo histórico de la microscopía óptica de barrido de campo cercano (MOBCC) la

cual es la principal herramienta para el estudio en cuestión. Se continúa con el concepto de plasmones de superficie y se discuten las características básicas y la forma de generarlos. El capítulo termina con la formulación del problema a estudiar y con la descripción de los capítulos que integran esta tesis.

1.1 Concepto de superresolución

La resolución de un sistema óptico es la capacidad de distinguir, individualmente, dos puntos. Según lo reportado por Ernest Abbe y Lord Rayleigh [1,2], existe un mínimo para la distancia de resolución, d , entre dos puntos llamado el *límite de difracción de la luz*, el cual se expresa como:

$$d = \alpha \frac{\lambda}{2n \sin \theta}, \quad (1.1)$$

donde α es una constante que depende de las condiciones de iluminación (por ejemplo, $\alpha = 1.22$ para iluminación incoherente y una abertura circular del objetivo de un microscopio), λ es la longitud de onda de la luz, n es el índice de refracción del medio, θ es el ángulo de aceptación de la abertura del objetivo. El llamado *límite de difracción de la luz* surge de la pérdida de información debido a la abertura finita del sistema, sin embargo, aún con una abertura infinitamente grande ($\theta = \pi/2$) existe un límite para la resolución. Para entender esto consideremos la configuración mostrada en la Figura 1.1. Ahí una muestra delgada con una transmitancia de amplitud variable $\tau(x)$ se ilumina a un ángulo θ . Por simplicidad supongamos que la iluminación es llevada a cabo con una

onda plana monocromática (de amplitud unitaria) con polarización s . Eliminando la dependencia con el tiempo [$\exp(-i\omega t)$], esto es, en $t = 0$, se puede escribir,

$$\psi_{in}(x, z) = \exp[i(u, x + w, z)], \quad (1.2)$$

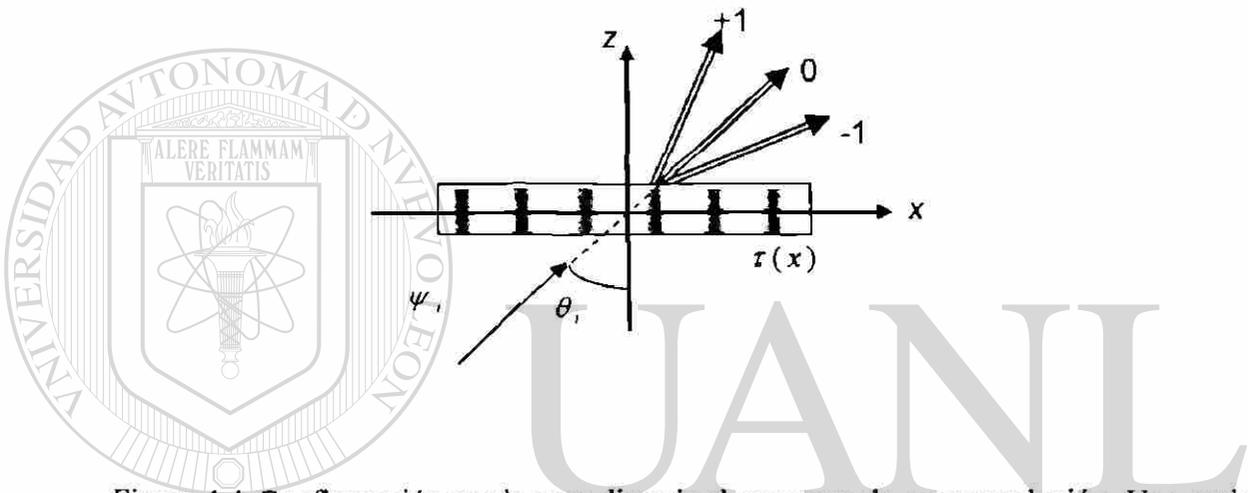


Figura 1.1 Configuración usada para discutir el concepto de superresolución. Una onda

plana ilumina una muestra delgada, con transmitancia de amplitud variable, y se difracta parcialmente.

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

donde $u_x = k \sin \theta_x$, $w_z = [k^2 - u_x^2]^{1/2}$ y $k = 2\pi / \lambda$ siendo λ la longitud de onda de iluminación. Para simplificar los cálculos se considera una variación senoidal de la amplitud de la transmitancia, esto es,

$$\tau(x) = \tau_0 + A \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} x\right) = \tau_0 + \frac{A}{2} \left[\exp\left(i \frac{2\pi}{\Lambda} x\right) + \exp\left(-i \frac{2\pi}{\Lambda} x\right) \right], \quad (1.3)$$

donde τ_0 es la amplitud promedio de la transmitancia, A es la amplitud de la modulación, y Λ es el período espacial. Así que, para $z > 0$ el campo transmitido, ψ_t , se puede escribir como:

$$\psi_t(x; z > 0) = \tau_0 \psi_m(x, z) + \frac{A}{2} \exp\left[i\left(u_i + \frac{2\pi}{\Lambda}\right)x\right] \exp\left[i\left(k^2 - \left(u_i + \frac{2\pi}{\Lambda}\right)^2\right)z\right] + \frac{A}{2} \exp\left[i\left(u_i - \frac{2\pi}{\Lambda}\right)x\right] \exp\left[i\left(k^2 - \left(u_i - \frac{2\pi}{\Lambda}\right)^2\right)z\right], \quad (1.4)$$

donde cada término corresponde a los órdenes de difracción 0 y ± 1 respectivamente.

La información acerca de la periodicidad de la muestra se encuentra contenida en los últimos dos términos. El valor más pequeño posible de Λ , que se puede detectar en el

campo lejano, se encuentra dado por $\Lambda_{CL} = \lambda (1 + \sin\theta_i)$ o simplemente $\Lambda_{CL} = \lambda 2$ para $\theta_i \rightarrow 90^\circ$. Este valor corresponde al límite de difracción expresado en la ec. (1.1).

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

1.2 Onda evanescente

El concepto de ondas evanescentes u ondas no-homogéneas, como se les llama en los libros de teoría electromagnética clásica, no es nuevo y data de la época de Newton. Evanescente significa que “tiende a anularse” ya que el campo eléctrico de una onda evanescente decae exponencialmente con la distancia desde la interfase donde se forma. Para entender lo anterior consideremos un haz de luz que incide sobre un medio no

absorbente, a un ángulo mayor que el de reflexión total interna, desde un medio de mayor índice de refracción. La situación se ilustra en la Figura 1.2, donde una onda con vector de onda $\vec{k}_2 = \vec{k}_{2x} + \vec{k}_{2z}$ en el medio 2, incide hacia el medio 1.

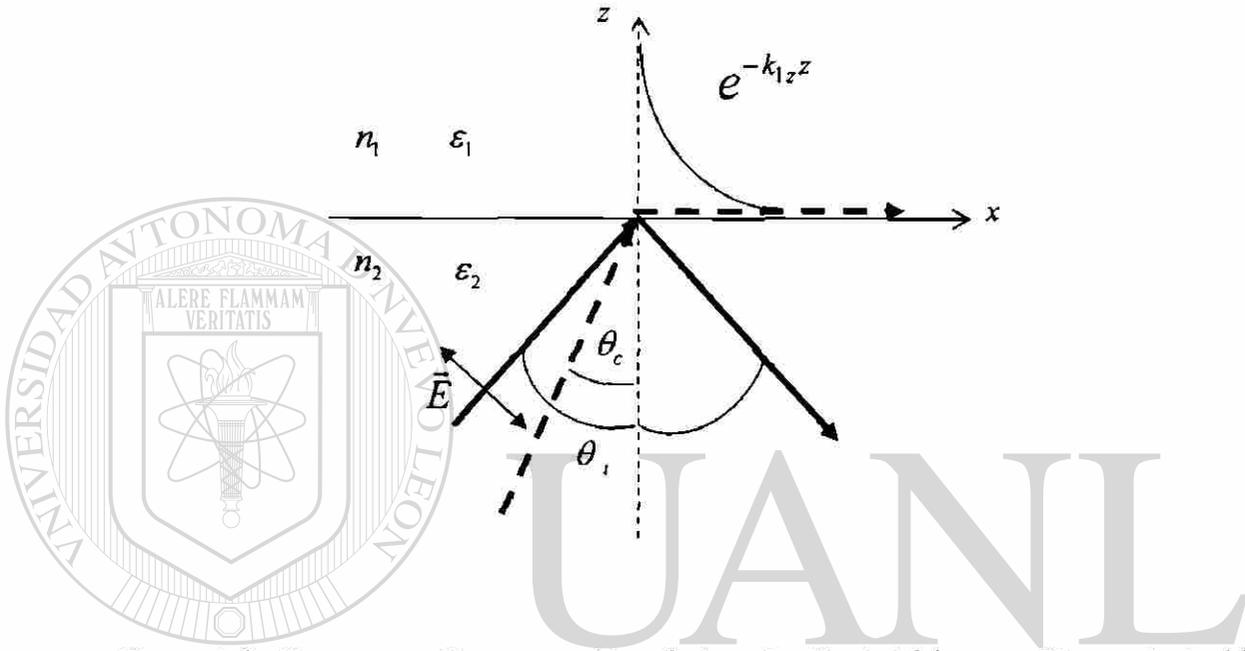


Figura 1.2 Representación esquemática de la reflexión total interna. Una onda incide sobre el medio 1, con un índice de refracción menor que el medio 2 de donde proviene, a un ángulo mayor que el ángulo crítico $\theta > \theta_c$, lo cual resulta en una onda que decae exponencialmente en el medio 1.

Las ecuaciones de Maxwell requieren que en el medio 2, $(k_{2x})^2 + (k_{2z})^2 = \epsilon_2 \mu \left(\frac{\omega}{c}\right)^2$ y la ecuación de continuidad en la frontera requiere que, $k_{1x} = k_{2x} = k_x$. Por lo tanto, si $\epsilon_1 < \epsilon_2$ y k_x es suficientemente grande, k_{1z} debe volverse imaginario para satisfacer la

condición $(k_{1x})^2 + (k_{1z})^2 = \varepsilon_1 \mu \left(\frac{\omega}{c}\right)^2$ en el medio 1. Esta condición es el origen de la reflexión total interna cuando no existen ondas propagándose en el medio 1 para $k_{1x} > \sqrt{\varepsilon_1 \mu} \left(\frac{\omega}{c}\right)$. La dependencia espacial del campo electromagnético en el medio 1 toma la forma (Apéndice A):

$$e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}} = e^{ik_{1x}x - |k_{1z}|z} \quad (1.5)$$

La ecuación (1.5) muestra que la onda viaja en la dirección x a lo largo de la interfase y que la amplitud de la onda decae exponencialmente con la distancia, z , perpendicular a la superficie, llamándose así *onda evanescente*. Sin embargo, el decaimiento de la amplitud de la onda no implica la absorción de la energía de la misma ya que a través de un análisis del vector de Poynting se puede demostrar que no penetra energía hacia el

medio 1 [3,4]. La energía de estas ondas oscila dentro y fuera del medio permitiendo la posibilidad de que un tercer medio interactúe absorbiendo o esparciendo la energía en forma de luz. Esto permite obtener información de la distribución del campo evanescente que existe sobre la superficie. Así, el campo óptico esparcido, y por lo tanto los detalles de la superficie de dimensiones de sublongitud de onda, se puede registrar en el campo lejano mediante un detector clásico. Esto en si es el principio de la técnica conocida como microscopía óptica de barrido en campo cercano la cual se describe a continuación.

1.3 El surgimiento de la microscopia óptica de barrido en campo cercano

El primer microscopio compuesto fue construido, a finales del siglo XVI, por Zacharias Janssen y su padre Johannes. Ambos bromeaban con dos lentes en un tubo en el sótano de su taller de anteojos en Middelburg, Holanda y encontraron que se podía mejorar el aumento si las lentes se colocaban de tal manera que la distancia entre las lentes es menor que la distancia focal de la lente con más aumento. En 1866 Carl Zeiss, propietario de un pequeño taller de óptica, se acercó a un joven conferencista de la Universidad de Jena, Ernst Abbe, en busca de asesoría para establecer las bases científicas para la construcción de un microscopio. El microscopio de ese tiempo consistía básicamente de lentes de aumento, construido de acuerdo a reglas empíricas a base de prueba y error. La inversión de Zeiss, en Abbe y sus ideas, por un período de varios años fue grandemente recompensada cuando, finalmente, Abbe proporcionó la formulación matemática para el proceso de formación de imágenes en un microscopio. Esta teoría, empleada como principio de diseño, llevo al microscopio desde un aparato

de entretenimiento, hasta una herramienta científica seria.

Actualmente, los microscopios ópticos siguen fabricándose de acuerdo al principio de Abbe y usándose en diversas aplicaciones. Al formular su teoría, Abbe también identificó una limitación fundamental a la tecnología, la cual no puede evitarse por muy óptimos que sean el diseño y la calidad de los lentes. Entre 1873 y 1896, Ernest Abbe y Lord Rayleigh [1,2] reportaron que, aún con problemas de aberración corregidos, existía el llamado *límite de difracción de la luz*, ya discutido en la ecuación (1.1). De acuerdo con esto, con el fin de conseguir una mejor resolución en el sistema se necesita entonces una combinación de índices de refracción altos con longitudes de onda

cortas. En 1880, basados en este principio, se obtuvieron resoluciones de ~ 200 nm usando técnicas de inmersión. Tal resolución permanece hasta nuestros días como el límite alcanzable con técnicas tradicionales de formación de imágenes. De esta forma, mejores resoluciones no podrían ser alcanzadas sin el surgimiento de técnicas radicalmente distintas en formación de imágenes. El uso de electrones en vez de fotones resultó en un incremento considerable del poder de resolución. Los principios físicos de la óptica y mecánica ondulatoria que definen la operación y límites de la microscopía óptica aplican también a la llamada microscopía electrónica desarrollada a principios de los años cincuenta del siglo XX [5]. Las mayores diferencias radican en el uso de lentes electromagnéticas (magnéticas o electrostáticas) en vez de vidrio y la longitud de onda de los electrones en vez de la longitud de onda de la luz. Sin embargo, las altas condiciones de vacío requeridas y el uso de muestras conductoras restringen el área de aplicación de la microscopía electrónica.

En 1928, Edward Hutchinson Syngé describió una aproximación totalmente diferente para alcanzar una alta resolución óptica [6]. El principio de operación sugerido por él consiste en iluminar una muestra a través de una abertura, cuyo tamaño fuese del orden de una sublongitud de onda (con respecto a la usada para iluminar) mientras se mantiene dicha abertura a una distancia menor a $\lambda/2$, donde λ es la longitud de onda de iluminación. De este modo la luz no tiene oportunidad de difractarse antes de que interaccione con la muestra dando paso a que la resolución no dependa de la longitud de onda sino del diámetro de la abertura. La imagen se obtiene barriendo la abertura a lo largo de la muestra y registrando simultáneamente su respuesta óptica con la ayuda de técnicas convencionales de detección. Aunque no era factible con la tecnología de su

época, sus soluciones técnicas forman una base precisa para la creación de un dispositivo capaz de obtener resolución más allá del límite de difracción de Abbe-Rayleigh. Fue hasta cuatro décadas después, en 1972, cuando Ash y Nichols [7] reportaron un diseño experimental para superresoluciones. El experimento se llevó a cabo en el rango de microondas ($\lambda \approx 3$ cm.) donde las demandas de precisión y estabilidad requeridas no son tan severas como en el rango óptico. Las resoluciones espaciales alcanzadas fueron de $\sim \lambda/60$. A principios de los años ochenta del siglo XX se desarrollaron técnicas nuevas para el manejo de objetos con precisión nanométrica, sentando las bases de lo que podemos llamar una revolución en la microscopía: el microscopio de barrido. El primero de ellos fue el microscopio de barrido por tunelaje de electrones cuya implementación exitosa le dio el Premio Nobel a Binnig y Rohrer [5]. En 1984, Pohl y sus colaboradores en Zurich mostraron el primer microscopio óptico de barrido en el campo cercano (MOBCC), que obtenía imágenes en el rango visible con resoluciones de $\lambda/20$ [8]. El éxito de esta nueva clase de formación de imágenes

propició el surgimiento de nuevas configuraciones con el fin de mejorar la técnica y adaptarlas a necesidades específicas (una revisión de configuraciones de MOBCC se encuentra en [9]). Sin embargo, los fundamentos de todas las versiones de MOBCC se encuentran en la detección de campos evanescentes. Los estudios de ondas evanescentes se encuentran en áreas tales como la llamada radiación prohibida [10,11], en plasmones de superficie [12,13] y en la fluorescencia de moléculas simples cerca de una abertura [9,14]. En especial, y porque es de interés para este trabajo, lo referente a plasmones de superficie se discutirá en la siguiente sección.

1.4 Plasmones de superficie

En la interacción de la radiación electromagnética visible con superficies metálicas juega un papel importante la excitación de plasmones de superficie (PS). Los plasmones de superficie son, por definición, oscilaciones de la densidad de carga que puede existir en una interfase metal-dieléctrico. Asociado a ellos existe un campo electromagnético propagándose a lo largo de la interfase, cuya amplitud decae exponencialmente en la dirección normal a la superficie (Figura 1.3). El valor máximo del campo lo tienen en la interfase, por lo que los PS son extremadamente sensibles a las propiedades de la superficie. Los PS obedecen las ecuaciones de Maxwell y desde el punto de vista de la teoría electromagnética son un tipo de ondas (cuasi) bidimensionales. Debido a su naturaleza electromagnética los PS pueden difractarse, reflejarse e interferir, siendo estas propiedades claramente reveladas durante su esparcimiento. El esparcimiento de PS usualmente se debe a las imperfecciones, ubicadas al azar, en la superficie. Debe recordarse que hay dos clases de esparcimiento de PS: el *esparcimiento inelástico* y el *elástico*. El esparcimiento elástico (en el plano) de PS [12], a lo largo de una interfase metal-dieléctrico, ha sido objeto de intensas investigaciones en la última década [15]. La respuesta de los PS a la rugosidad constituye un problema de gran interés en sí mismo, tanto en el caso de defectos individuales, como para arreglos aleatorios y/o periódicos de defectos [16-21]. Nano y micro defectos superficiales favorecen la reflexión de PS dando lugar a espejos y lentes para PS [17,22] y al nacimiento de una óptica bidimensional de PS [17,22]. Por otra parte, la excitación de PS en superficies metálicas nanoestructuradas da lugar a la posibilidad de generar enormes campos electromagnéticos sobre la superficie, lo que se le conoce como localización de PS, siendo este fenómeno de gran interés científico y tecnológico [16,23]. La observación

directa de localización de PS ha sido reportada en la forma de puntos brillantes los cuales exhibieron reforzamiento en la señal óptica hasta de siete veces el promedio de la misma [18].

En cuanto a la forma y mecanismos para la excitación de PS, existen dos técnicas bien desarrolladas: la excitación por medio de luz y la excitación por medio de electrones. Esta última esta fuera del enfoque de este trabajo y puede ser consultada en [12,13]. Respecto a la excitación por medio de luz, hay tres arreglos principales: (1) la luz excita PS por medio de un acoplador, usualmente una rejilla, principalmente si la superficie en la interfase es lisa, (2) usando la configuración de Otto [12,13](Apéndice B) y (3) usando la configuración de Kretschmann [12,13] (Apéndice B). Estas dos últimas hacen uso de la reflexión total interna atenuada (RTIA) (Apéndice B). Las técnicas de RTIA son ampliamente usadas en un gran número de fenómenos de PS [12,13]. Estas técnicas incluyen un sistema dieléctrico-metal-aire, en los cuales un haz de luz incide sobre la superficie metálica a un ángulo mayor que el *ángulo crítico* (Figura 1.3).

La excitación ocurre en la interfase aire-metal, y se reconoce por el valor mínimo que alcanza la potencia del haz reflejado como función del ángulo de incidencia. Este análisis angular permite deducir las características de PS, cuyo conocimiento es indispensable para cualquier clase de estudio de PS. A pesar del avance en el entendimiento del fenómeno de PS a lo largo de los últimos veinte años [12,13], no existían mediciones directas del campo de PS. El desarrollo de la MOBCC ha proporcionado el medio experimental ideal para estudiar PS en la proximidad del campo cercano donde existen.

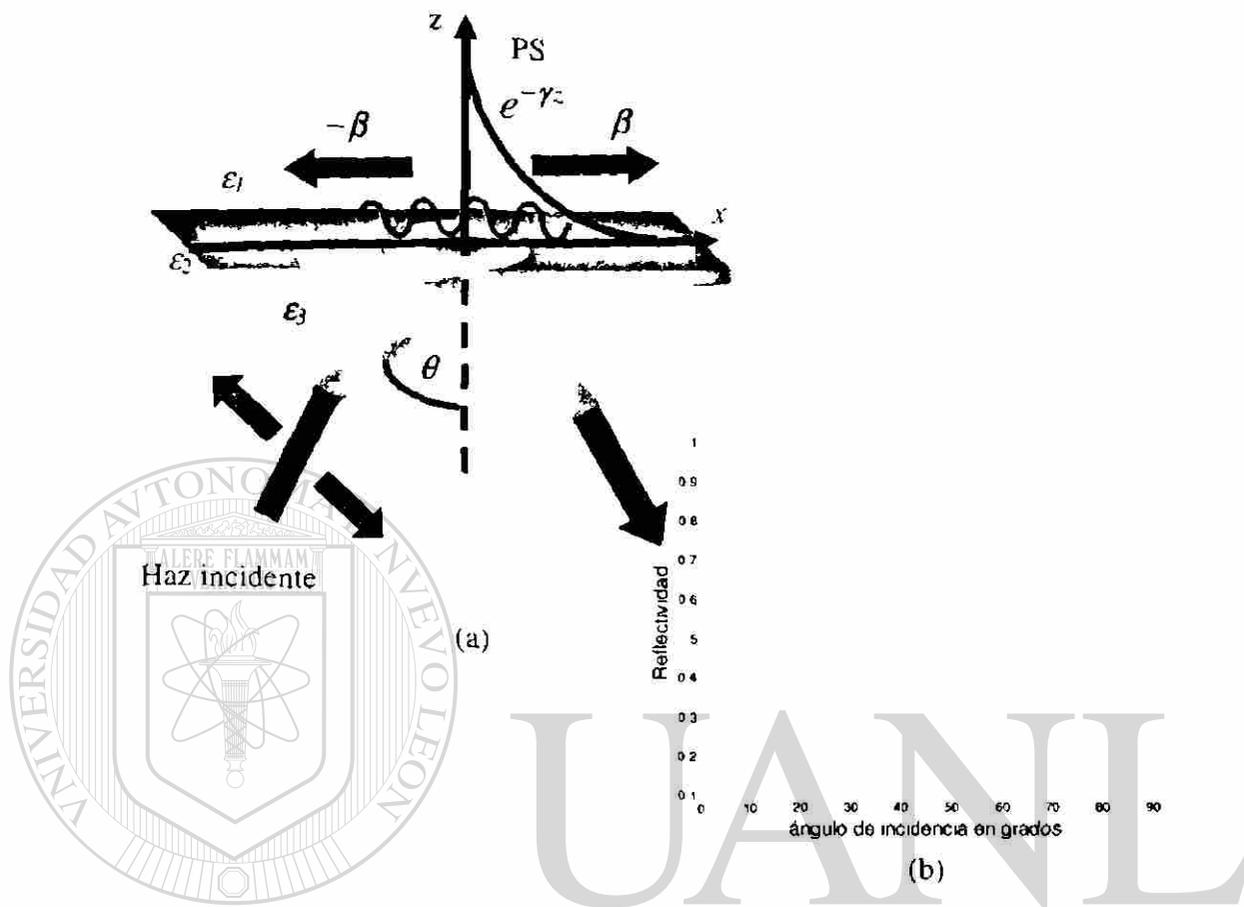


Figura 1.3 Diagrama esquemático para la excitación de PS (a) y curva de RTIA (b).

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

1.5 Formulación del problema

Basado en los conceptos introductorios, en este trabajo de tesis propongo y desarrollo un estudio teórico-experimental del confinamiento en forma controlada de la luz en escalas de sublongitud de onda en superficies estructuradas. El fenómeno por estudiar es una manifestación de campos evanescentes (no-propagativos) que puede ser detectado solo con técnicas de MOBCC. Esta técnica implica el uso de equipo sofisticado y costoso que generalmente no se dispone en los laboratorios. Sin embargo, para realizar investigación

en estas condiciones, se puede buscar una alternativa experimental que reduzca los costos. Esta alternativa la proporcionan las microondas. Los microscopios de barrido de campo cercano en el rango de microondas (MMBCC) han sido de hecho usados para estudios de permitividad en materiales dieléctricos [24], mediciones en circuitos planos de alta frecuencia [25] y circuitos impresos [26], mapeo de resistividad [26,27], conductividad [28,29,30], constante dieléctrica [26,31], semiconductores [26,28,31], superconductores [26], muestras biológicas y botánicas [32], impedancia eléctrica de aislantes y conductores [30]. La técnica también ha sido estudiada en términos de mejorar la resolución [31,33, 34, 35, 36] (limitada por la sonda) y extender los resultados hacia el rango óptico [24,37]. Sin embargo aún cuando en el rango de las microondas las demandas mecánicas y de precisión son menos severas que en el visible, los MMBCC reportados, hasta el mejor de mis conocimientos, no son simples en diseño y operación [26, 29, 32, 33, 34, 35, 38]. No obstante, el uso de un MMBCC es una eficaz alternativa para mejorar nuestro entendimiento de los fenómenos en escalas de

sublongitudes de onda, permitiendo realizar un modelo a escala del experimento y manteniendo la ventaja de la superresolución. ®

En general, uno de los problemas más severos, en estudios de campo cercano de ondas evanescentes, esta relacionado al hecho de que las distribuciones de la intensidad a lo largo de la superficie son difíciles de interpretar. Una relación correcta entre una imagen óptica de campo cercano y la distribución de intensidades existente en la ausencia del MMBCC está lejos de ser trivial y más aún de ser entendida. Es claro que con esta clase de técnicas la influencia de la sonda del MMBCC es inevitable. El problema es crítico cuando la sonda no actúa como un elemento no perturbativo [39,40]. Para resolver esto, se tiene que reducir al máximo la influencia (en la imagen óptica de campo cercano) de

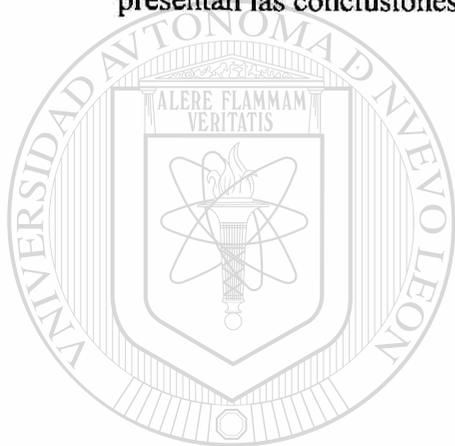
las componentes que se propagan. Estas se generan por el esparcimiento, fuera del plano de superficie, de ondas evanescentes. La tarea se simplificaría usando simulaciones numéricas del comportamiento local de las distribuciones de intensidad en la zona de campo cercano. Sin embargo, un procedimiento numérico de ese estilo no está aún bien establecido. En este trabajo se desarrollará un procedimiento numérico simple y apropiado para enfrentar estos problemas y los resultados obtenidos se confrontarán con la evidencia experimental disponible. El procedimiento permitirá determinar criterios, en los experimentos, para evaluar la influencia de las componentes viajeras a lo largo de la superficie y determinar si es lo suficientemente pequeña para despreciarla. De igual forma se podrá conocer el comportamiento de las distribuciones de intensidad en superficies planas.

En el presente trabajo se propone el uso de técnicas de MOBCC para el rango de microondas con el fin de confinar modos electromagnéticos bidimensionales de una forma controlada para la investigación de nanoestructuras. Se propone un diseño simple

de un MMBCC y se demuestra el funcionamiento del mismo. El dispositivo usado tiene ventajas tales como la construcción, usando materiales accesibles, lo cual facilita los costos de investigación, y la posibilidad de mejorar la resolución usando sondas más pequeñas. El MMBCC funciona a la frecuencia de 10.56 GHz y está diseñado para operar en diferentes modos de iluminación. Con lo anterior se tendrá un nuevo método para controlar, de forma sistemática, la concentración de altas energías en regiones de dimensiones de sublongitud de onda, lo cual abre el camino hacia el desarrollo de la llamada óptica bidimensional de nanoestructuras.

1.6 Perspectiva general

En el presente trabajo de tesis se consideran los procedimientos para enfrentar los problemas antes mencionados. En el capítulo 2 se muestra y se explica el principio de funcionamiento del arreglo experimental. En el capítulo 3 se muestra la calibración del MMBCC. En el capítulo 4 se establece el modelo teórico usado en la tesis. Los resultados y principios desprendidos de este trabajo sobre una óptica bidimensional de modos evanescentes se establecen en el capítulo 5, y por último, en el capítulo 6, se presentan las conclusiones y las sugerencias para trabajos futuros.



UANL

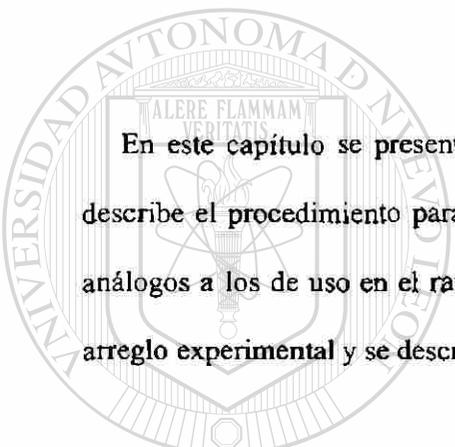
UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN



DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

CAPÍTULO 2

TÉCNICAS EXPERIMENTALES



En este capítulo se presenta la técnica experimental empleada en este trabajo. Se describe el procedimiento para la fabricación de prismas para el rango de microondas análogos a los de uso en el rango óptico. Por último se muestra, esquemáticamente, el arreglo experimental y se describe su funcionamiento.

2.1 Fabricación de prismas para microondas

Generalmente se utiliza un prisma de vidrio BK7, con un índice de refracción de 1.5, a la luz para excitar ondas evanescentes. Para el rango de microondas se requiere de un elemento con un material con índice de refracción de 1.5 para una $\lambda = 2.8$ cm. Tal material es la parafina. La parafina no es el único material con la propiedad antes mencionada, existen por ejemplo el poliestireno y el polietileno, sin embargo sus cualidades así como su facilidad para obtenerla, bajo costo y su facilidad de moldeo, la convierten en un excelente material de trabajo. Así, se fabricó un prisma recto de parafina. Para lograrlo se construyó un molde de acrílico cuya base tiene la forma de triángulo recto y cuyos lados son de 25 cm con una hipotenusa de 35 cm y una altura de

13 cm. Para determinar el índice de refracción del prisma se usó la ley de Snell. Se determinó un valor de 1.3 para el índice de refracción de la parafina.

2.2 Arreglo experimental

El arreglo experimental se muestra esquemáticamente en la Figura 2.1. En la Figura 2.2 se muestra una imagen digital del mismo. El arreglo consiste de un microscopio de barrido de campo cercano en el rango de microondas (MMBCC) combinado con un arreglo para la generación de microondas evanescentes. La fuente de microondas es una unidad comercial que consiste de un diodo emisor de microondas que proporciona 15 mW de salida de microonda, coherente y linealmente polarizada con una longitud de onda, λ , de 2.85 cm. La unidad completa está compuesta de un diodo emisor, localizado en una cavidad resonante a 10.525 GHz, una corneta para dirigir la salida de las microondas, y una base de 18 cm de alto que ayuda a reducir las reflexiones con la mesa. El diodo emisor actúa como una resistencia no-lineal que oscila en la banda de microondas (1-300 GHz). La salida está linealmente polarizada a lo largo del eje vertical de la corneta. El receptor de microondas es una corneta idéntica a la del emisor que colecta la señal y la envía a un diodo Schottky en una cavidad resonante a 10.525 GHz. El diodo responde únicamente a la componente de la señal de microondas que está polarizada a lo largo del eje del diodo, produciendo un voltaje que varía con la magnitud de la señal de microondas. El barrido del microscopio se efectúa usando un sistema de barrido (no comercial) que mueve una sonda a lo largo de una muestra fija. La ventaja de este modo de operación es que se pueden barrer diferentes partes de una muestra grande manteniendo las condiciones de iluminación sin cambio. El escáner es particularmente sencillo y se basa en un sistema de dos motores a pasos para controlar el movimiento en el plano xy . El movimiento se controla por computadora a través de

una tarjeta electrónica (no comercial). La sonda, para esparcir la señal de campo cercano, es una esfera metálica de 1.5 mm de radio, la cual actúa como un centro eficiente de esparcimiento de la señal evanescente en la cual está inmersa. Además se utiliza un tornillo mecánico para aproximar o retraer la sonda respecto a la superficie. La presencia de la sonda frustra la RTI, en la forma de ondas que se propagan, proporcionando así una señal de microondas que es proporcional a la intensidad del campo que existiría en la muestra en ausencia de la sonda. Una vez que la sonda se acerca a la superficie, el máximo nivel de señal detectado se toma como el punto de contacto entre la sonda y la superficie. Se utiliza una lente óptica para el control de la distancia sonda superficie mediante inspección visual. La imagen de la señal se efectúa en el modo de altura constante [10,17,24,41]. Cuando se barre la sonda sobre la muestra, el extremo de esta puede tocar ligeramente la superficie generando fuerzas de fricción entre la punta de la sonda y la superficie. Para disminuir esto, la sonda se colocó en el extremo de un resorte, tipo fleje, de material acrílico.

Así, una vez en contacto con la superficie, el resorte sufre una deflexión vertical lo cual

permite al dispositivo barrer partes de la muestra con alturas hasta del orden de $\lambda/2$. Por último la señal se envía, a través de un osciloscopio digital, a una computadora para ser procesada por el programa de control desarrollado para esta tesis, el cual incluye funciones tales como posicionamiento de la sonda en el plano xy y control de la rapidez de barrido. La rapidez de barrido está limitada por el número de datos colectados para un solo punto mapeado. Para asegurar una razón señal/ruido suficientemente alta, típicamente se colectan 5000 valores de la señal. La resolución del paso de los motores es de 0.125 cm para un paso sencillo (píxel).

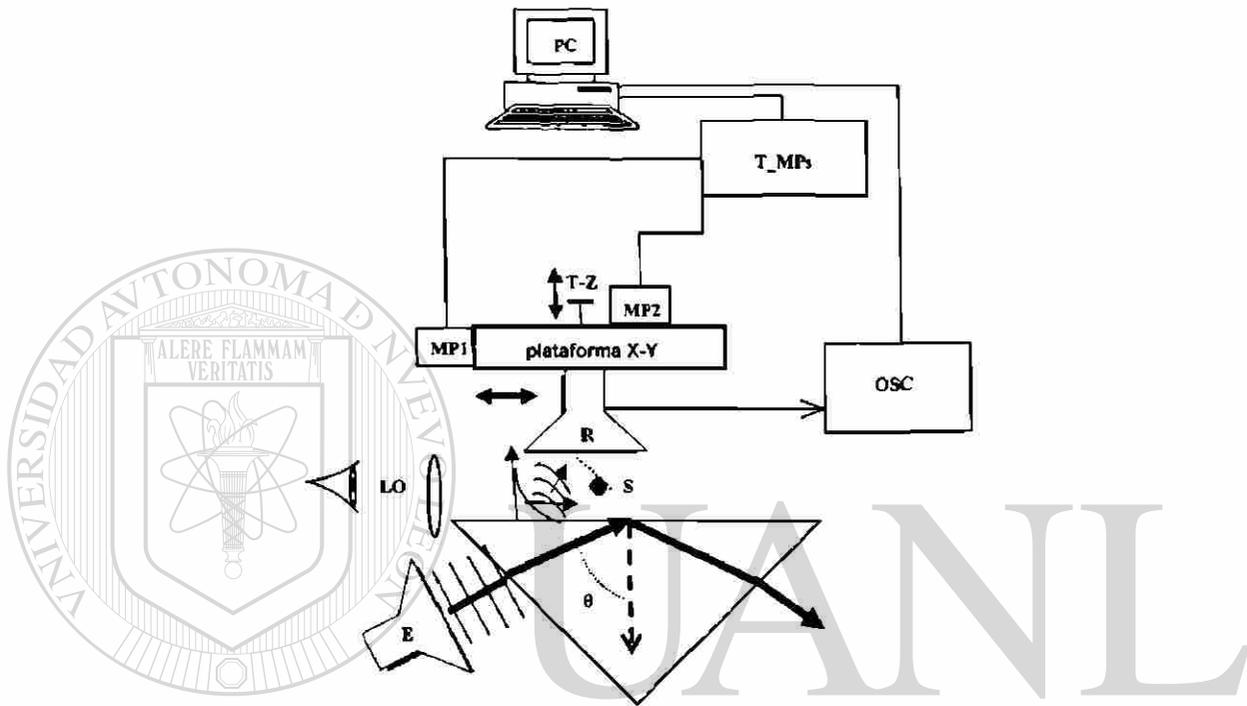


Figura 2.1 Representación esquemática del microscopio de barrido de campo cercano en el rango de microondas para obtener imágenes de distribuciones de intensidad de modos evanescentes generados para la longitud de onda $\lambda = 2.8\text{cm}$. E, Emisor; θ , Ángulo de Incidencia; LO, Lente Óptica; S, Sonda; R, Receptor; OSC, Osciloscopio Digital; T_MPs, Tarjeta para Controlar Motores a Pasos; PC, Computadora Personal; MP1, MP2, Motores a Pasos 1,2; T-Z, Tornillo para Movimiento-z.

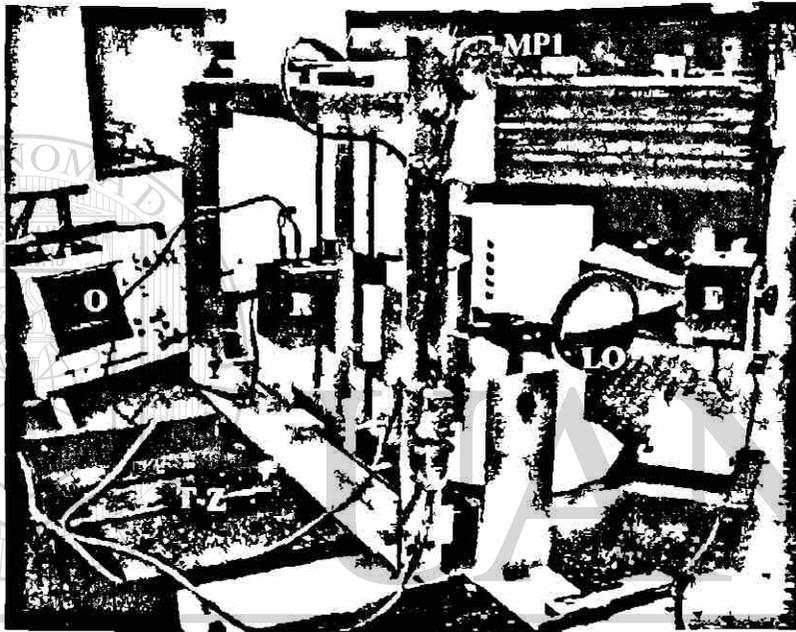


Figura 2.2 Imagen digital del arreglo experimental. Las notaciones son las mismas que las de la Figura 2.1.

CAPÍTULO 3

MAPEO EXPERIMENTAL DE MICROONDAS EVANESCENTES

En este capítulo se presentan los resultados de la calibración del MMBCC. Se investiga experimentalmente la influencia de la sonda en las imágenes de campo cercano obtenidas con el MMBCC. Se describe el análisis de la dependencia de la intensidad con la distancia sonda-superficie. Esto permite evaluar la contribución de las componentes de campo que se propagan y que se originan debido al esparcimiento inelástico.

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

3.1 Calibración del microscopio de barrido de campo cercano en el rango de microondas

La primera parte de la calibración de MMBCC consistió en verificar las capacidades del sistema de barrido y de adquisición de datos. Para esto se caracterizó la naturaleza del haz de microondas. Así, el receptor realizó barridos en la dirección perpendicular a la dirección de propagación del haz de microondas para obtener una sección transversal del haz. La Figura 3.1 muestra la sección transversal del haz de microondas producido por el emisor de microondas el cual muestra una buena correlación con un ajuste gaussiano.

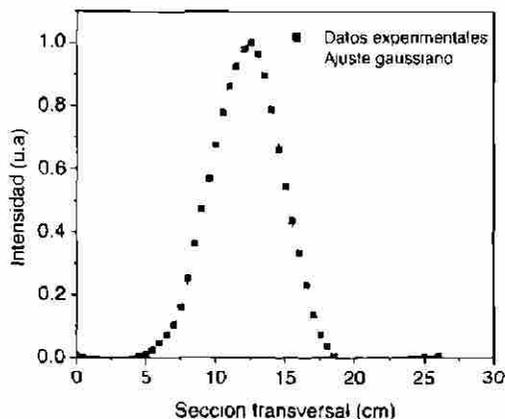


Figura 3.1 Sección transversal del haz de microondas y su curva de ajuste obtenida con el modelo de Gauss. Coeficiente de correlación $R^2= 0.99$.

Adicionalmente, se realizaron medidas de las secciones transversales del haz de microondas a lo largo del eje z , esto es, en la dirección de propagación del haz. La Figura 3.2 nos muestra que el haz presenta una divergencia de 0.2 radianes.

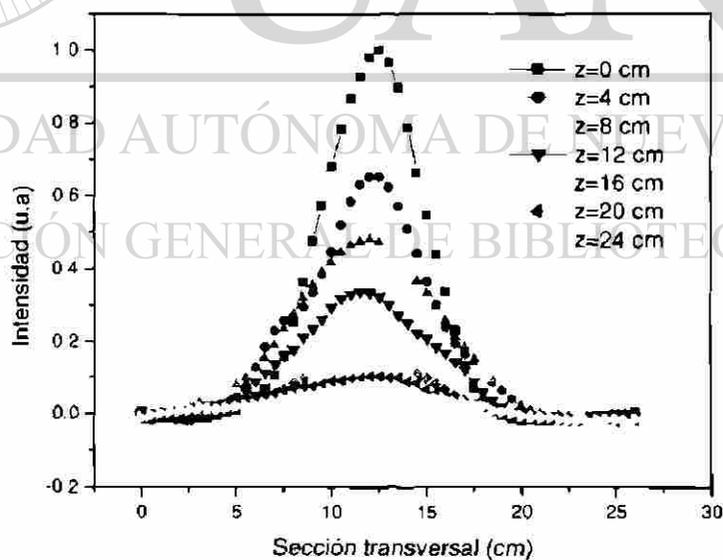


Figura 3.2 Secciones transversales del haz de microondas para distintas posiciones sobre el eje de propagación (z).

La capacidad de barrido bidimensional y la adquisición de datos se corroboró llevando a cabo el mapeo de la distribución de intensidad correspondiente a una abertura circular y a una rendija única. La abertura circular y la rendija única se construyeron sobre pantallas metálicas. Los correspondientes patrones de difracción se muestran en la Figura 3.3.

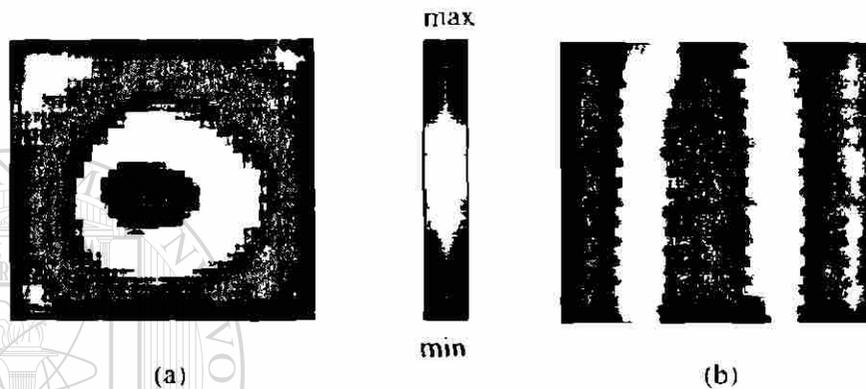


Figura 3.3 Mapeo en escala de colores de patrones de difracción de (a) una abertura circular (diámetro $d = 15$ cm.) y (b) una rendija simple (ancho $a = 15$ cm.). Escala $19 \times 19 \text{ cm}^2$.

En la Figura 3.3 (a) el patrón de difracción de la abertura circular muestra un valor máximo central que corresponde a un núcleo de alta intensidad conocido como disco de Airy. El patrón de difracción de la rendija única, Figura 3.3 (b), muestra un valor máximo central y dos valores mínimos en los extremos lo cual da lugar a un patrón de franjas verticales. Estos resultados concuerdan con los resultados teóricos y experimentales obtenidos para el rango visible [42]. Por lo tanto, el sistema es capaz de reproducir la distribución de intensidad de patrones de difracción conocidos lo cual lo convierte en una nueva herramienta, original y funcional, para estudios de mapeos bidimensionales.

3.2 La sonda del MMBCC

El campo cercano óptico de un objeto es la región que está por encima de su superficie a una distancia menor que $\lambda/2$, siendo λ la longitud de onda de iluminación. En la zona de campo cercano existen ondas evanescentes, así como, ondas que se propagan. Las ondas que se propagan y que pueden ser detectadas en el campo lejano, llevan información del objeto correspondiente a las bajas frecuencias. Las ondas evanescentes contienen información del objeto correspondiente a las altas frecuencias, puesto que no se propagan, no pueden ser detectadas en el campo lejano por medio de un detector clásico. La idea de usar el campo cercano de la superficie de una muestra para obtener una imagen de superresolución fue discutida por Synge [6]. Hay varias aproximaciones que se pueden usar para esto [3,4]. Nuestro método consistió en producir un campo evanescente sobre la superficie de una muestra transparente. Lo anterior se logró por medio de la RTI de un haz de microondas ($\lambda_0=2.8$ cm.) incidiendo sobre un prisma de parafina ($n=1.3$). El campo evanescente es sensado con una sonda con tamaños igual o menor a la longitud de onda de

iluminación. En nuestra investigación, finalmente, la sonda más adecuada fue una esfera metálica de 3 mm de diámetro. En la imagen de la Figura 3.4 (b) se puede observar una estructura más detallada de la distribución de intensidades de la onda evanescente, comparada con aquella cuando no está presente (Figura 3.4 (a)). Esta afirmación queda respaldada por las secciones transversales horizontales de la Figura 3.4 (a,b) que se muestran en la Figura 3.5. Para las imágenes de la Figura 3.4 (a,b) se estima de las secciones transversales horizontales, (Figura 3.5), que la resolución se mejora en $\sim 45\%$. Para la calibración se necesita ahora demostrar el decaimiento exponencial propio de la naturaleza de una onda evanescente. Lo anterior es el propósito de la siguiente sección.

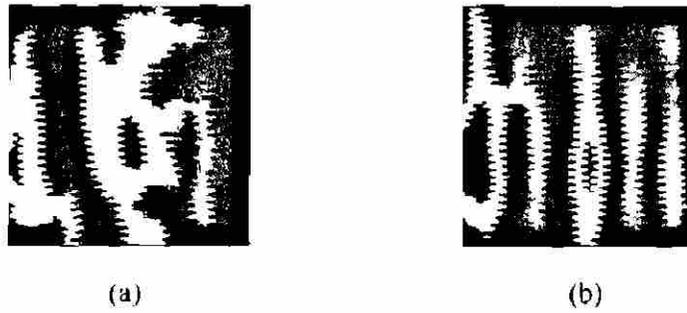


Figura 3.4. Distribución de intensidad, de una onda evanescente, (a) obtenida sin sonda y (b) usando una sonda esférica metálica de 3 mm de diámetro. Escala $8 \times 8 \text{ cm}^2$. Contraste de las imágenes (a) 80%, (b) 90%.

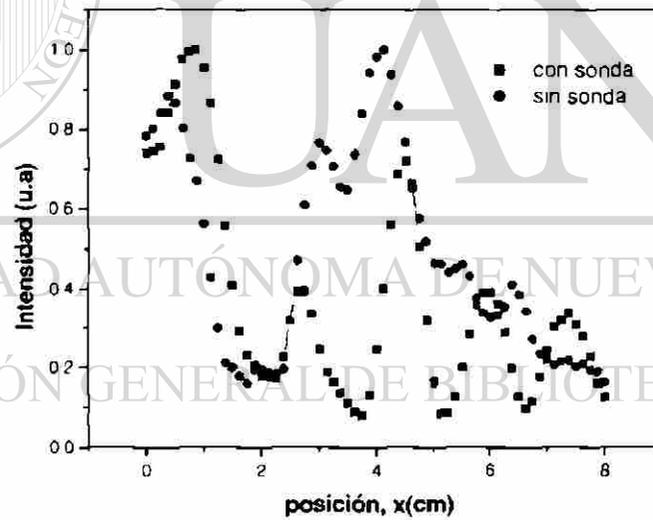


Figura 3.5. Secciones transversales horizontales de las imágenes de la Figura 3.4.

3.3 Evaluación de la influencia del esparcimiento inelástico de modos evanescentes

Para cuantificar la influencia de componentes viajeras, se sugiere estudiar en detalle la dependencia de la distribución de intensidad, de la imagen, con la distancia sonda-muestra. Consideremos una representación general del campo eléctrico total E_{TOTAL} (en el aire), que es generado debido a la propagación de una microonda evanescente a lo largo de la cara superior de un prisma con índice de refracción, $n_1 = 1.3$. El modo evanescente se genera por la RTI de un haz de microondas con $\lambda_0 = 2.8$ cm que incide sobre la superficie del prisma. El campo eléctrico asociado al modo evanescente y en ausencia de la sonda, está dado por:

$$E_{TOTAL} = E_{EV}(x, y)e^{-\gamma z} + E_{OP}(x, y, z), \quad (3.1)$$

donde $E_{EV}(x, y)$ representa la suma del campo evanescente incidente y los campos evanescentes elásticamente esparcidos (en el plano) por imperfecciones de la

superficie, $\gamma = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 \left[\left(\frac{n_1}{n_2} \sin\theta \right)^2 - 1 \right]^{1/2}$, con $\lambda = \frac{\lambda_0}{n_1 \sin\theta}$ siendo λ_0 la longitud de

onda incidente, n_1 el índice de refracción de la parafina, n_2 el índice de refracción del vacío, θ el ángulo de incidencia y $E_{OP}(x, y, z)$ son las componentes viajeras originadas del esparcimiento inelástico (fuera del plano de superficie). En la aproximación de una sonda pasiva [39, 40, 43] la intensidad de la señal grabada es proporcional al módulo cuadrado del campo eléctrico total es decir:

$$I \propto |E_{EV}|^2 e^{-2\gamma z} + 2 \operatorname{Re} E_{EV} E_{OP}^* e^{-\gamma z} + |E_{OP}|^2. \quad (3.2)$$

De la ec. (3.2) se desprende que, en general, la señal contiene tres diferentes contribuciones a lo largo de la superficie que varían con la distancia z , a la superficie. Esto significa que si $E_{OP} \ll E_{EV}$, la distribución de intensidad tendrá tres tipos de patrones de señales [44] a lo largo de la normal a la superficie como se muestra esquemáticamente en la Figura 3.6.

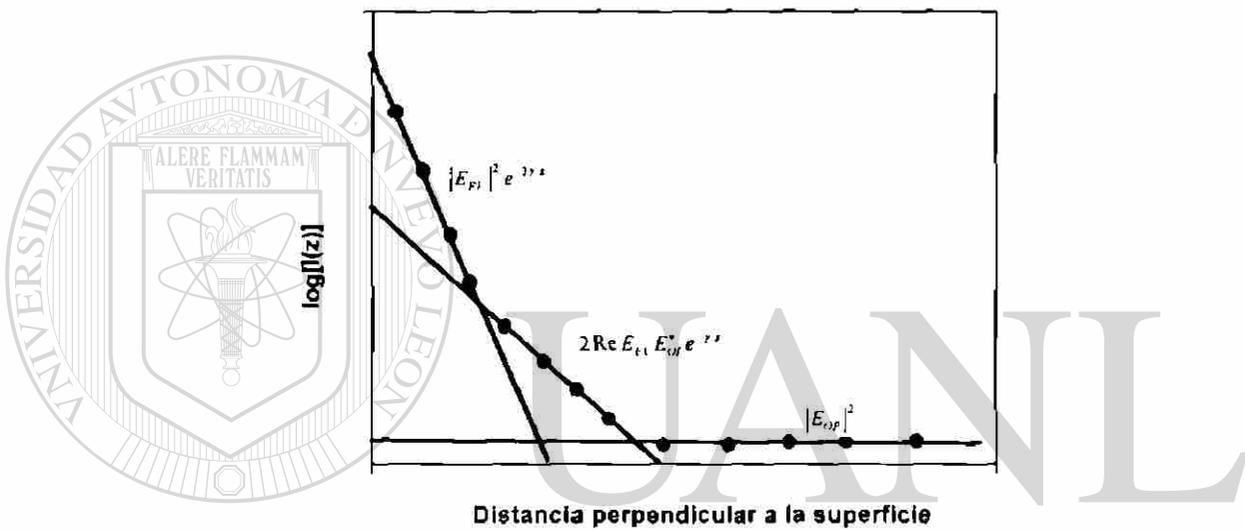


Figura 3.6 Representación esquemática de la dependencia de la intensidad de la señal con la distancia perpendicular a la superficie. Las tres secciones corresponden a los tres términos de la ec. (3.2).

Efectivamente, cuando la ec. (3.2) se calcula numéricamente para diferentes distancias a lo largo de la normal se pueden observar diferentes imágenes, Figura 3.7 (a-c), tal como se mencionó anteriormente y se esquematizó en la Figura 3.6. Dicho de otra manera, el primer término, el término central y el último de la ec. (3.2) corresponden a la Figura 3.7 (a), (b) y (c) respectivamente. En tal caso, es correcto

decir que las imágenes cerca de la superficie ($z = 0$) son las únicas que representan distribuciones de intensidad del campo de ondas evanescentes que se encuentran a lo largo de la superficie.

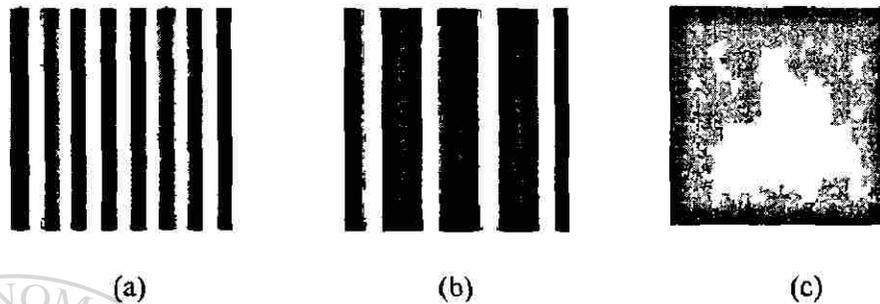


Figura 3.7 Representación en escala de grises de simulaciones de la distribución de intensidad de una onda estacionaria generada sobre la superficie de un prisma. Las imágenes se calcularon para la longitud de onda $\lambda_0 = 2.8$ cm. y un índice de refracción $n = 1.3$ para (a) $z = 0$ cm., (b) $z = 2.5$ cm., (c) $z = 10$ cm.

Escala 10×10 cm².

En el aspecto experimental y basado en el anterior análisis numérico se evaluaron las componentes de campo esparcido inelásticamente. Las imágenes a estudiar se obtuvieron usando una onda estacionaria evanescente cuyo patrón se creó dirigiendo un haz de microondas perpendicularmente a la cara lateral de un prisma recto de parafina. Así se obtiene el patrón de interferencia relativo a dos ondas reflejadas interna y totalmente que se contrapropagan y que tienen diferentes amplitudes. La dependencia, con la distancia a la superficie, de la intensidad de la señal de microondas evanescentes exhibió un comportamiento exponencial conforme se aumenta la distancia a la superficie del prisma. Esto significa que la señal registrada cerca de la superficie del prisma está dominada por modos evanescentes incidentes y

los esparcidos elásticamente por imperfecciones de la superficie. La señal promedio disminuyó aproximadamente un 30%, para una distancia de alrededor de 5 mm de la superficie, y luego es prácticamente independiente de la distancia sonda-superficie (Figura 3.8). Por consiguiente, el patrón de interferencia de ondas evanescentes fue visible únicamente solo hasta distancias sonda-superficie de ~ 5 mm, como se muestra en la Figura 3.9 (a-c). Se observó una oscilación con alta frecuencia la cual es perpendicular a la dirección de propagación (Figura 3.9). Esta oscilación proviene del ruido electrónico y/o de vibraciones mecánicas del escáner. Normalmente, cuando en una imagen aparecen oscilaciones y/o patrones repetitivos, estos pueden eliminarse posteriormente usando procesamiento de imágenes.

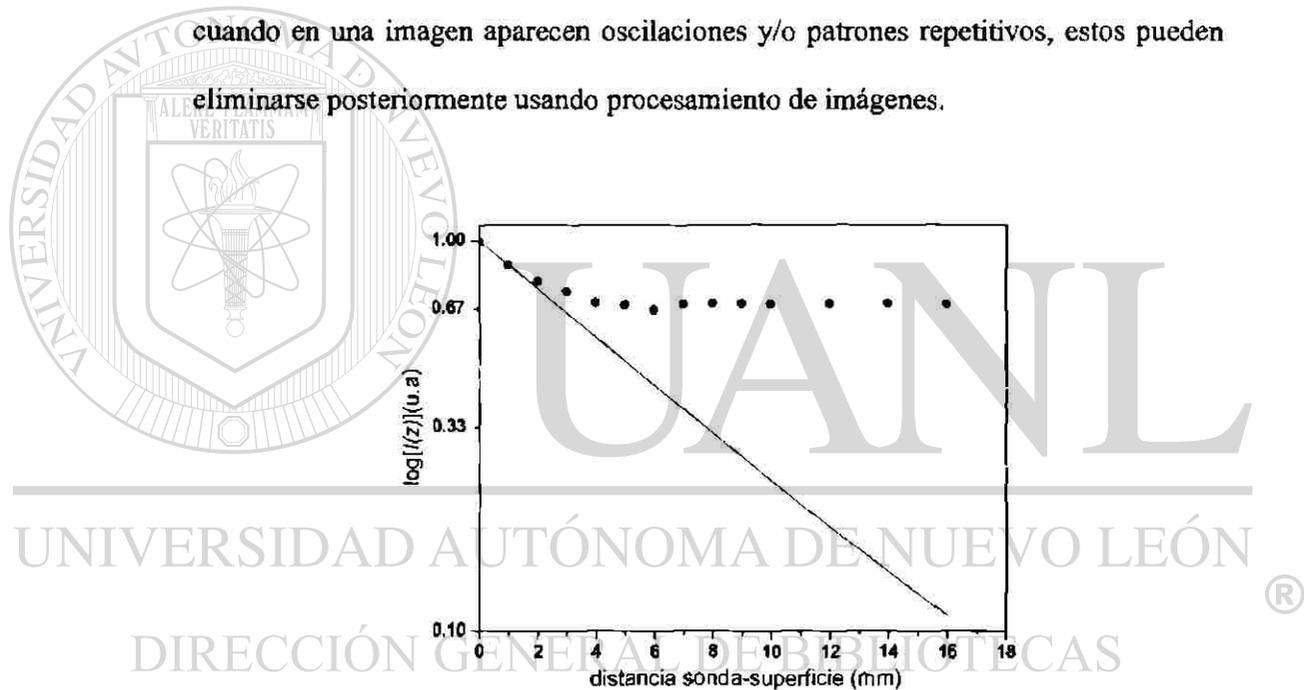


Figura 3.8 Dependencia, calculada (línea sólida) y medida, de la señal, con la distancia sonda-superficie para el prisma de parafina. La línea punteada que conecta los puntos experimentales sirve como guía para una mejor visualización.

De la Figura 3.8 se puede concluir que únicamente la señal registrada cerca de la superficie esta dominada por microondas evanescentes. Por otro lado, con el fin de obtener una mejor interpretación de las distribuciones de intensidad de modos

evanescentes sobre la superficie de una muestra, y una mejor calibración del sistema, se hace uso del análisis espectral de Fourier [17,43]. Para esto, se generó experimentalmente el campo homogéneo de una microonda evanescente en la superficie del prisma y se obtuvo su correspondiente espectro de Fourier (Figura 3.10 (a,b)).

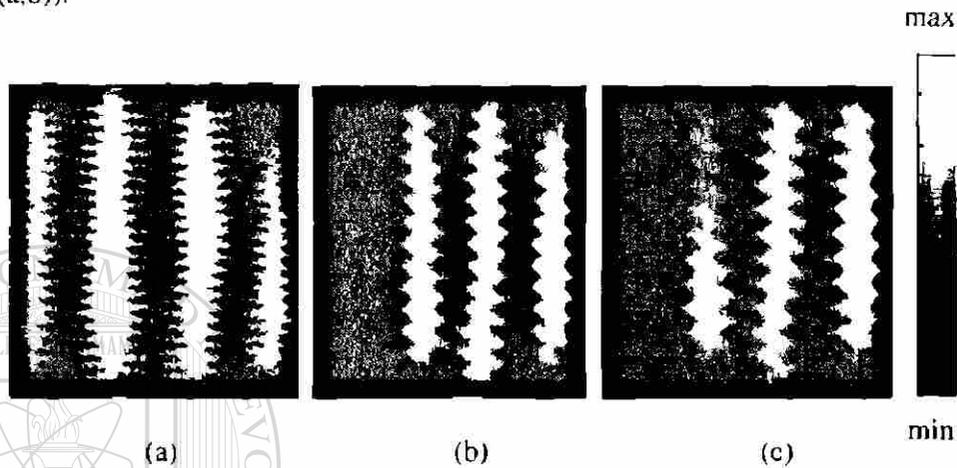


Figura 3.9 Escala de grises de imágenes de $4 \times 4 \text{ cm}^2$ generadas por una onda evanescente estacionaria en la superficie de un prisma de parafina. Las imágenes fueron tomadas en el mismo lugar para diferentes distancias sonda-superficie: (a)~ 0, (b) 2 y (c) ~10 mm.

El espectro espacial de Fourier de la distribución de intensidad de la Figura 3.10 (a) representa un par de círculos abiertos con un radio que corresponde aproximadamente a la frecuencia espacial de $2\pi/\Lambda$ siendo $\Lambda = \lambda_0/2n_1 \text{sen}\theta$ la longitud de onda de la microonda evanescente. El espectro de Fourier coincide con espectros análogos, para el rango visible, correspondientes a la interferencia entre un PS y los PS esparcidos en todas las direcciones posibles [17]. Este hecho sugiere esparcimiento elástico simple originado por imperfecciones aleatorias relativamente pequeñas, en la superficie del prisma de parafina. Así, las microondas evanescentes

son esparcidas a lo largo de la superficie plana, esto es, en otras ondas evanescentes, conservando su energía total lo cual es un efecto deseado.

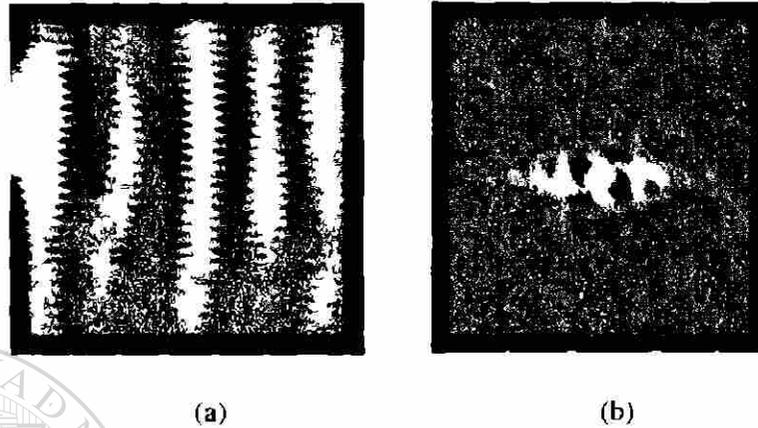


Figura 3.10 (a) Escala de grises de una imagen de campo cercano de $4.5 \times 4.5 \text{ cm}^2$ debida al esparcimiento elástico de un modo evanescente de microondas, viajando de izquierda a derecha, sobre la superficie de un prisma de parafina, (b) y su correspondiente espectro de Fourier. La escala de grises es la misma que la de la Figura 3.9.

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

3.4 Caracterización de la onda evanescente estacionaria

Una vez probada la capacidad de mapeo de nuestro sistema, se procedió a la segunda parte de la calibración del MMBC que consistió en generar una onda evanescente estacionaria y medir su período espacial. Lo anterior, con el fin de medir la precisión del sistema. Es algebraicamente simple demostrar que el perfil de intensidad de la onda evanescente estacionaria está dado por:

$$I(x, z) = I_0 \exp(-2z\gamma) \left[1 + r^2 + 2r \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} x + \phi\right) \right]. \quad (3.3)$$

donde I_0 es la intensidad del campo incidente y $\gamma = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 \left[\left(\frac{n_1 \sin\theta}{n_2} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}$. El

perfil de intensidad está modulado a lo largo de la dirección x con un período $\Lambda = \lambda_0 / (2n_1 \sin\theta)$, el cual es la mitad de la longitud de onda de una onda evanescente y la profundidad de modulación $2r$, esta dada por la razón de las componentes de campo eléctrico de las dos ondas que se contrapropagan.

Usando el arreglo experimental de la Figura 2.1 se obtuvo la distribución de intensidad de campo eléctrico sobre la cara del prisma (Figura 3.11) de una onda estacionaria. Para determinar el período de la onda estacionaria evanescente se toma una sección transversal de la imagen de la Figura 3.11. A partir de esta se puede obtener el período espacial de la onda evanescente estacionaria. Este resultado se muestra en la Figura 3.12

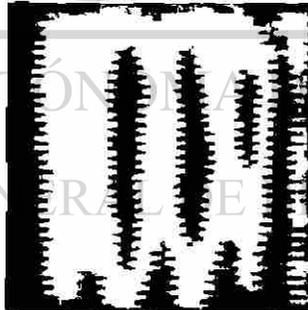


Figura 3.11 Escala de colores de la distribución de intensidad de campo eléctrico sobre la superficie de parafina de un prisma, para la longitud de onda de 2.8 cm.

Usando la expresión $\Lambda = \lambda_0 / (2n_1 \sin\theta)$, para el período espacial esperado teóricamente, con $\lambda_0 = 2.8$ cm, $n_1 = 1.3$ y $\theta = 45^\circ$, se obtiene que $\Lambda = 1.5$ cm. Si se

compara este valor con el medido experimentalmente, obtenemos un error del 7% el cual es aceptable experimentalmente.

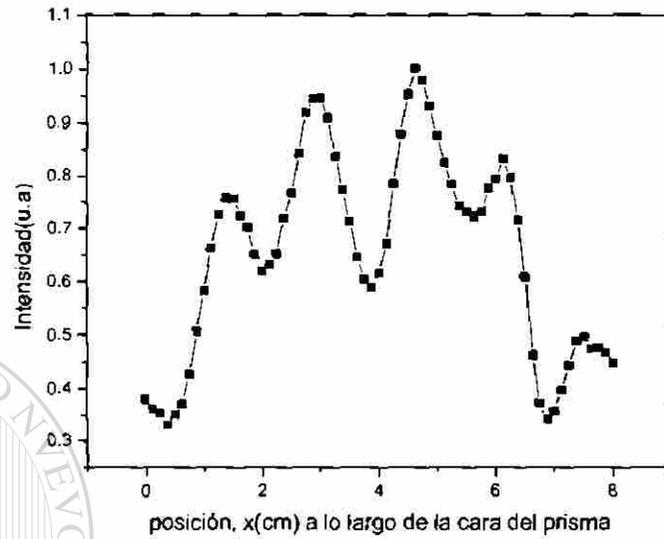
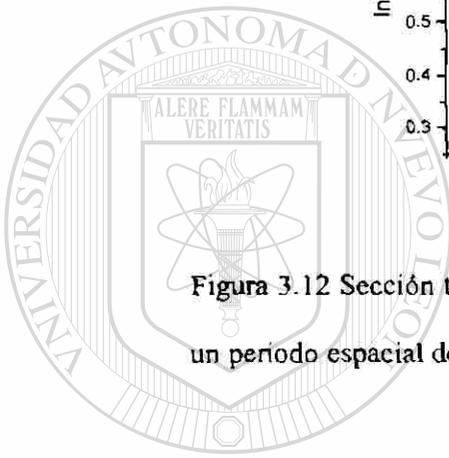


Figura 3.12 Sección transversal de la imagen de la Figura 3.11, de la cual se obtiene un período espacial de 1.6 cm.



UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

CAPÍTULO 4

MODELADO DEL ESPARCIMIENTO ELÁSTICO DE PLASMONES DE SUPERFICIE



Como ya se mencionó, aunque ha habido grandes avances en el entendimiento del esparcimiento elástico de PS, no existe hasta el momento un modelo teórico que se ajuste completamente a lo experimentalmente observado. En este capítulo se modela

el esparcimiento elástico de PS en la aproximación dipolar de esparcidores esféricos isotrópicos cuyas respuestas al campo incidente de PS se relacionan con sus polarizabilidades escalares. Se presentan los resultados numéricos para diferentes regímenes de esparcimiento de PS incluyendo una propuesta para su tratamiento estadístico. Finalmente, se presentan simulaciones numéricas de componentes para una potencial óptica bidimensional de modos evanescentes, en concreto para PS.

4.1 Modelo teórico

En el contexto de los campos evanescentes y de la óptica bidimensional, uno de los temas con mayor actividad es el de los plasmones de superficie (PS). En base a la evidencia experimental [22,45], se ha sugerido modelar el esparcimiento elástico de PS considerando esparcidores dipolares isotrópicos puntuales cuya respuesta al campo incidente de PS se relaciona fenomenológicamente a su polarizabilidad efectiva. A este modelo se le ha llamado modelo escalar de múltiple esparcimiento [17]. A pesar del aparente éxito [17,20], el modelo tiene limitaciones, siendo una de ellas el hecho de que la polarizabilidad efectiva de un esparcidor individual es una cantidad que se introduce fenomenológicamente, la cual es difícil de relacionar con los parámetros del esparcidor (por ej. tamaño, susceptibilidad dieléctrica, etc.). En este trabajo la aproximación de esparcidores puntuales es extendida. Esto se logra introduciendo la polarizabilidad escalar del espacio libre la cual considera al esparcidor como una esfera de cierto radio. El modelo usado se basa en las siguientes suposiciones: (1) el esparcimiento elástico de PS es dominante con respecto al esparcimiento inelástico. Esto está justificado puesto que se ha demostrado que para PS excitados resonantemente sobre superficies relativamente lisas, las distribuciones de intensidad de campo cercano están relacionadas con el campo total de PS, esto es, con el campo de PS excitado y de PS elásticamente esparcidos [43]. (2) Los PS esparcidos por un esparcidor individual se representan por un PS cilíndrico isotrópico. Esto está basado en el hecho de que se han observado franjas de interferencia parabólicas producidas por la interferencia entre el PS excitado, con frente de onda plano y el PS esparcido, con frente de onda cilíndrico [22]. Por lo tanto, es posible, hasta cierto punto, evitar el complicado tratamiento matemático involucrado en el problema del esparcimiento de PS por inhomogeneidades

superficiales. Estas suposiciones permiten construir la función de Green escalar en forma aproximada para describir PS y el esparcimiento de PS por esparcidores puntuales localizados en una interfase metal dieléctrico. En el régimen de esparcimiento lineal, la amplitud de un PS esparcido es proporcional a la del PS incidente en el sitio del esparcidor. Tomando en cuenta que la geometría del esparcimiento elástico de PS es esencialmente bidimensional, tenemos que en cualquier punto sobre la superficie, cuya coordenada es \vec{r} , el campo eléctrico total

\vec{E} asociado con PS, que es la superposición de PS cilíndricos con el mismo número de onda k (igual al del PS incidente [46]), muestra la misma dependencia espacial a lo largo de la dirección perpendicular a la superficie de la interfase. Por lo tanto, el bien conocido decaimiento exponencial del campo eléctrico de PS en el medio, se puede omitir. Además, es razonable suponer que la componente del campo paralela a la superficie es despreciablemente pequeña en comparación con la componente perpendicular. Por lo tanto, el campo total de PS se representará de aquí en adelante mediante su magnitud $E(\vec{r})$ en el plano de la superficie. Tomando en cuenta las

consideraciones anteriores, el campo total $E(\vec{r})$, asociado con PS, en cualquier punto arbitrario \vec{r} sobre la superficie, el cual no coincide con la posición de los esparcidores, se puede escribir como:

$$E(\vec{r}) = E_0(\vec{r}) + \sum_{j=1}^N \alpha_j E(\vec{r}_j) G(\vec{r}, \vec{r}_j), \quad (4.1)$$

con

$$G(\vec{r}, \vec{r}_j) = \frac{i}{4} H_0^{(1)}(\beta |\vec{r} - \vec{r}_j|),$$

donde E_0 corresponde al PS incidente, α_j es la polarizabilidad efectiva del j -ésimo esparcidor, localizado en la coordenada superficial \vec{r} (mientras se considere el esparcimiento elástico), N es el número de esparcidores, H_0^1 es la función de Hankel de orden cero y de primera clase, y β es la constante de propagación del PS incidente. Para medios semi-infinitos en ambos lados de la interfase metal-aire, la constante de propagación esta dada por: $\beta = (2\pi/\lambda_0) [\epsilon/(\epsilon + 1)]^{1/2}$ donde λ_0 es la longitud de onda del campo electromagnético en el vacío, y ϵ la constante dieléctrica del metal. La ec. (4.1) es la ecuación auto-consistente para el esparcimiento múltiple y se deben realizar dos tareas para resolverla: (i) calcular la polarizabilidad α y (ii) determinar el campo auto-consistente en el sitio de cada esparcidor, $E(\vec{r}_j)$. Estos cálculos relativamente complicados se pueden evitar usando las imágenes ópticas de campo cercano disponibles experimentalmente. Es decir, ajustando α en las imágenes calculadas hasta obtener el mismo contraste experimental. Una vez conocido este parámetro, el radio efectivo del esparcidor queda determinado. La

solución para el campo auto-consistente $E(\vec{r}_j)$ (en los sitios de los esparcidores)

depende de la importancia del tipo de esparcimiento. Es decir, la importancia del esparcimiento múltiple se considera en relación con la razón entre la longitud de propagación, L , del PS (Apéndice B) y la trayectoria libre media del esparcimiento elástico $l \approx R^2/\sigma$, donde R es la distancia promedio de separación entre esparcidores [17]. Si $l > L$, el régimen de esparcimiento múltiple se reduce al régimen de esparcimiento simple (Figura 4.1 (a)) y se puede usar la aproximación de Born de orden cero para calcular el campo en los sitios de los esparcidores, esto es:

$$E^0(\vec{r}_j) = E_0(\vec{r}_j) . \quad (4.2)$$

Si la longitud de propagación aumenta cuando $2l > L > l$ se tiene el régimen de esparcimiento doble, Figura 4.1 (b), y se puede usar la primera aproximación de Born:

$$E^i(\vec{r}) = E_0(\vec{r}) + \sum_{i=1,2,\dots} \alpha_i E_0(\vec{r}_i) G(\vec{r}, \vec{r}_i). \quad (4.3)$$

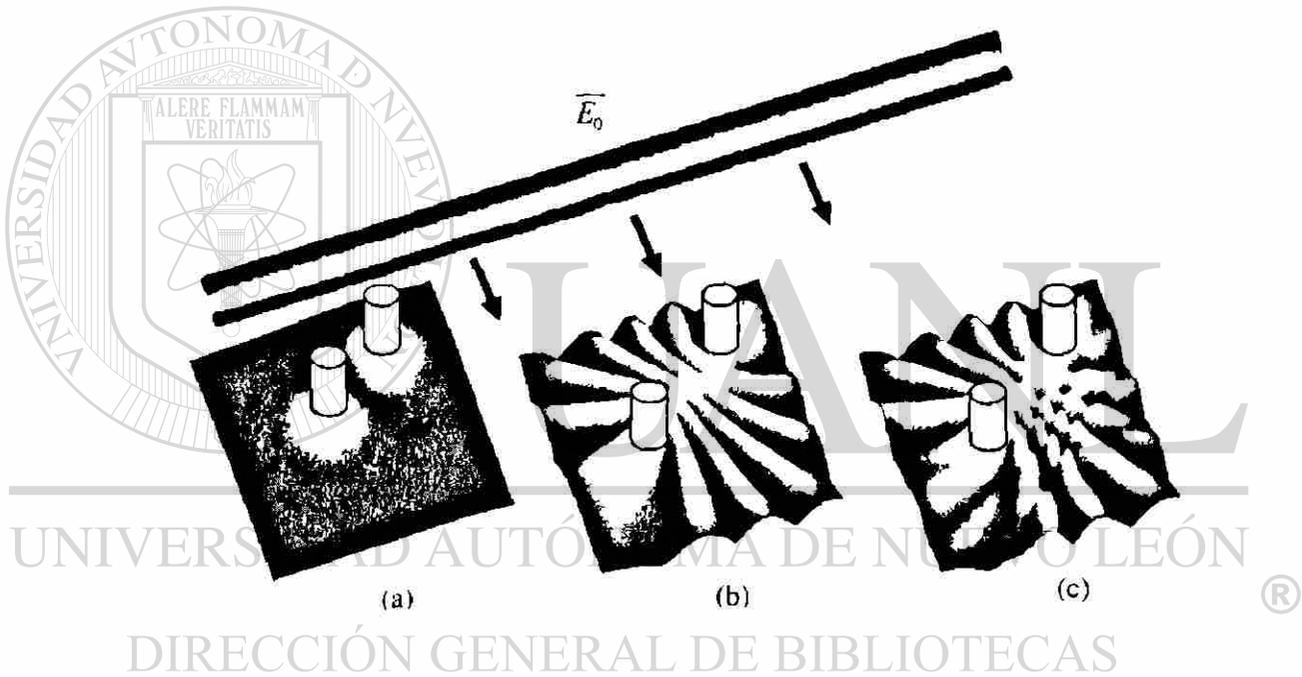


Figura 4.1 Representación esquemática de los diferentes regímenes de esparcimiento:

(a) simple, (b) doble y (c) múltiple.

Por último, si $L \gg l$ el régimen de esparcimiento que prevalece es el esparcimiento múltiple, Figura 4.1 (c), y se pueden usar aproximaciones sucesivas para calcular el campo auto-consistente en los sitios de cada esparcidor:

$$E^n(\vec{r}_j) = E_0(\vec{r}_j) + \sum_{k=1, k \neq j} \alpha_k E^{n-1}(\vec{r}_k) G(\vec{r}_j, \vec{r}_k). \quad (4.4)$$

El sistema de ecuaciones auto-consistentes dado por la ec. (4.4) se puede resolver de manera exacta usando métodos de álgebra lineal, siempre y cuando el número de esparcidores no sea muy grande (usualmente menos de 400), ya que el tiempo de cómputo aumenta.

4.2 Simulaciones numéricas

Los parámetros utilizados en los cálculos son $\varepsilon = -16+i$, para la constante dieléctrica, el cual es un valor típico para películas delgadas de plata con $\lambda_0 = 633$ nm, la longitud de onda de iluminación en el vacío. La estimación de α se llevó a cabo considerando un esparcidor individual como una esfera dieléctrica para la cual

$\alpha = 4\pi \left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \right) r^3$ donde r es el radio de la esfera. Se puede encontrar el radio del

esparcidor para el cual el contraste, en la imagen simulada, corresponda al contraste

experimental. Los resultados se muestran en la Figura 4.2 donde se obtiene que

cuando el radio de un esparcidor individual es igual a $0.5 \mu\text{m}$ (Figura 4.2 (e)) se

obtiene un contraste cercano al experimentalmente observado y que en términos de

α corresponde a $\alpha = 3$. En las simulaciones se colocaron aleatoriamente 30

esparcidores con $\alpha = 3$ en un área de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ y se iluminó con una onda plana que

se propaga de derecha a izquierda en dirección horizontal. En el régimen de

esparcimiento simple, la distribución de intensidad muestra la interferencia entre la

onda plana incidente y la onda cilíndrica esparcida (Figura 4.3 (a)). La distribución

de intensidad muestra algunos puntos brillantes que son similares a los puntos

brillantes que se observan experimentalmente debido a la localización de PS [16, 23, 43] (Figura 4.3 (a)). El espectro espacial de frecuencias de las imágenes numéricas puede revelar información adicional acerca del régimen particular de esparcimiento.

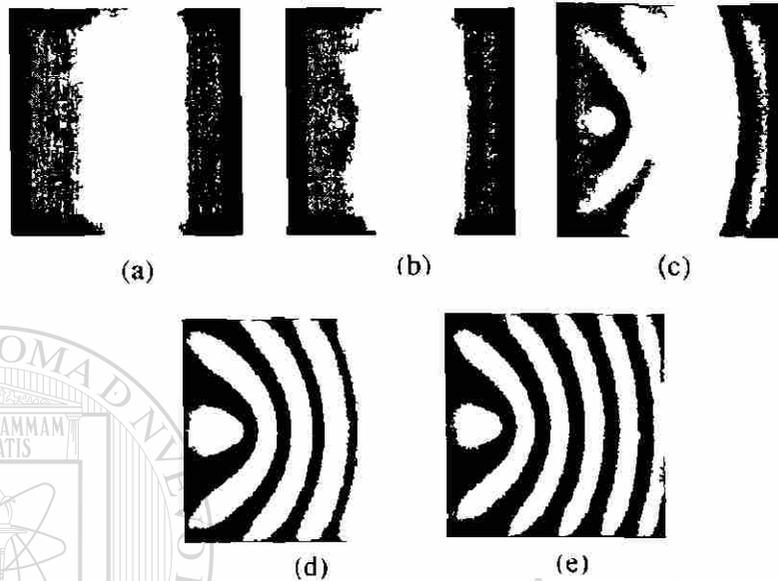


Figura 4.2 Representación en escala de colores de la distribución de intensidad de un solo esparcidor con (a) $r = 0$ (b) $r = 0.1$ (c) $r = 0.2$, (d) $r = 0.4$, (e) $r = 0.5 \mu\text{m}$, respectivamente. Escala $2 \times 2 \mu\text{m}^2$.

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

En este caso el correspondiente espectro de Fourier representa un par de círculos con radio igual a la frecuencia espacial de $\frac{2\pi}{\lambda_{PS}}$ donde λ_{PS} es la longitud de onda

del PS (Fig. 4.3 (b)). El espectro de Fourier es la huella digital de la interferencia entre el PS excitado (que se propaga horizontalmente) y el PS esparcido (que se propaga en todas las direcciones posibles en el plano). En el régimen de esparcimiento doble, las simulaciones efectuadas muestran distribuciones de intensidad donde los efectos de interferencia múltiple ya son pronunciados (Fig. 4.3 (c)). El espectro de Fourier en el área de los esparcidores es un círculo difuso (Fig. 4.3 (d)) que demuestra la existencia de ondas retro-reflejadas, propagándose en

dirección opuesta con respecto a la onda incidente que aún es más intensa que las ondas reflejadas en la dirección especular. En el régimen de esparcimiento múltiple, la localización fuerte es el aspecto característico que prevalece en este régimen. En este caso, los PS excitados ya no son las ondas dominantes, por consiguiente, todas las frecuencias espaciales más pequeñas que $2\pi/\lambda_{PS}$ son las que dan lugar a un círculo lleno con el radio apropiado (Figura 4.3 (f)). También se puede imaginar la rotación del par de círculos abiertos de la Fig. 4.3 (b) para producir el espectro de la Fig. 4.3 (f). Estos aspectos del espectro espacial están en completo acuerdo con los resultados experimentales obtenidos con esparcimiento de PS en superficies lisas y rugosas [43]. La apariencia global de puntos brillantes (Figura 4.3 (e)) es bastante similar a los puntos brillantes observados en estudios experimentales de PS en películas metálicas rugosas y atribuidos a la localización de PS [16, 23, 43]. Los puntos brillantes son el resultado de la interferencia múltiple de PS y constituyen un ejemplo de confinamiento de luz en escala de sublongitud de onda por esparcimiento múltiple en un medio azaroso. A los puntos brillantes simulados no se les debe relacionar directamente con la localización fuerte cuando el tamaño lateral ($d = 5 \mu\text{m}$) del área, donde están colocados los esparcidores, es menor que la longitud de propagación ($L = 39 \mu\text{m}$). Realmente se debe satisfacer la relación opuesta: $d \gg L$.

De esta manera, se estableció la relación entre el régimen de esparcimiento y su correspondiente espectro espacial de Fourier. Diferentes regímenes de esparcimiento corresponden a distintos espectros de Fourier de las imágenes ópticas de campo cercano numéricas. El esparcimiento simple, doble y múltiple corresponde a un par de círculos abiertos, un círculo difuso y un círculo lleno en el espacio de Fourier. De esta forma se ha obtenido un entendimiento acerca del esparcimiento de luz en escalas de sublongitud de onda. Sin embargo, hay que considerar que estos

resultados también establecen la necesidad de más estudios dado que la observación de puntos brillantes no es suficiente.

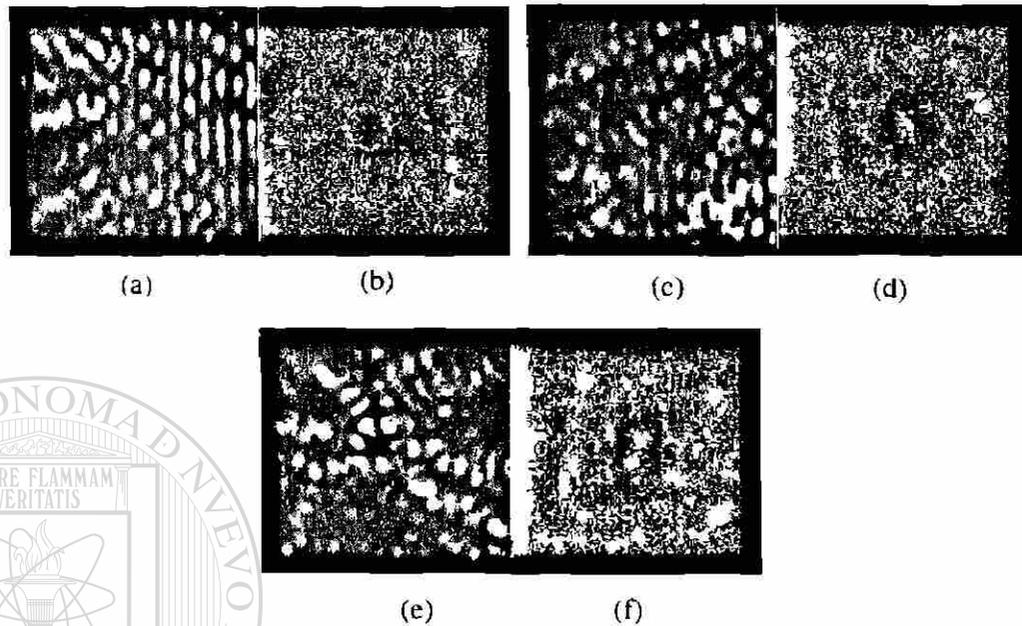


Figura 4.3 Representación de la distribución de intensidad total y su correspondiente transformada de Fourier para cada régimen de esparcimiento: Simple (a) y (b), doble (c) y (d); múltiple (e) y (f). Para 30 esparcidores, $\alpha = 3$ y un área de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$. El contraste de las imágenes es del 100%.

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

4.3 Análisis estadístico de imágenes

Las imágenes ópticas de campo cercano que muestran los efectos de esparcimiento múltiple son, en cierto sentido, únicas. En efecto, una pequeña variación de la topografía de la superficie o de los parámetros de la luz incidente cambian drásticamente la distribución total de intensidad y consecuentemente, la imagen [17,18]. Este aspecto dificulta la comparación de diferentes muestras y configuraciones de esparcimiento, porque inclusive los puntos brillantes pueden ser

bastante diferentes aún para la misma muestra y configuración de esparcimiento. Por lo tanto, parece ser que un estudio estadístico es una aproximación diferente y poderosa para aumentar nuestro entendimiento en este campo [47,48]. Existen antecedentes que, basados en una formulación rigurosa de ecuaciones integrales del esparcimiento de ondas electromagnéticas [49,50], investigaron la presencia de grandes reforzamientos del campo electromagnético en la vecindad de superficies fractales auto-afines de Ag, Au y Cu utilizando una función de densidad de probabilidad (*FDP*). En esta sección, se desarrolla el análisis estadístico de las imágenes numéricas obtenidas y descritas en la sección anterior. La base del muestreo de probabilidad fue la selección de imágenes cuya apariencia general, referente a la forma del patrón de interferencia, fuese similar y calculadas usando la misma longitud de onda de iluminación y la misma polarizabilidad. El valor promedio de la señal calculada (intensidad) en las imágenes seleccionadas se ajustó al mismo valor, y el rango de intensidades se dividió desde 0 hasta una intensidad máxima $I_{max}=1$. Este procedimiento permite tener un número suficientemente grande

de datos (por lo general, > 10000) de intensidades de campo relativas a una configuración particular de esparcimiento. Habiendo determinado el muestreo de intensidades se puede estimar la *FDP*. La *FDP* se aproximó mediante una distribución discreta, cuyos valores fueron evaluados en los intervalos de intensidad $\Delta I = 0.04$ contando el número de puntos n_k con intensidades que caen dentro del intervalo (I_k, I_{k+r}) : $FDP(I_k) = n_k / (N\Delta I)$ donde N es el número total de puntos. Las dependencias resultantes se graficaron en escala logarítmica para la probabilidad y en escala lineal para la intensidad. Al usar la *FDP* en el tratamiento estadístico, ya no se observa directamente la distribución espacial real, pero permite considerar estructuras tan complejas como cúmulos coloidales o películas metálicas

discontinuas que podrían ser muy complicadas para modelarlas. La *FDP* se muestra en la Figs. 4.4 - 4.6 para algunas de las imágenes calculadas. Las *FDP* se calcularon usando la misma longitud de onda, área y material de la superficie. Los valores de la polarizabilidad se tomaron iguales a 1, 2 y 3 para esparcimiento simple, doble y múltiple respectivamente ya que cada uno de ellos semeja en la mejor de las formas al régimen de esparcimiento en cuestión. El número de esparcidos se varió de igual manera para cada régimen particular de esparcimiento, en particular se presentan los resultados para un número de esparcidos igual a 15 y 25. Estos números son los que resultan cuando se calcula el radio a partir de la polarizabilidad y son los que físicamente pueden colocarse en un área de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$. Para diferentes densidades de esparcidos el comportamiento global de la *FDP* fue el mismo para cada régimen de esparcimiento (Figuras 4.4 - 4.6). Para el régimen de esparcimiento simple la *FDP* representa una distribución simétrica centrada en la intensidad del PS excitado resonantemente (Figura 4.4). Esto significa que el patrón de interferencia contiene aproximadamente la misma cantidad de intensidades grandes (interferencia

constructiva) e intensidades más pequeñas (interferencia destructiva) en comparación con la intensidad del PS incidente. Para el régimen de esparcimiento doble la

situación es diferente, ya que la *FDP* muestra un comportamiento asimétrico (Figura 4.5). La estructura general de la *FDP* es de forma similar a la *FDP* calculada para superficies rugosas, en las que tiene lugar la localización de PS. La localización de PS crea intensidades más grandes que la intensidad del PS incidente lo que resulta en una *FDP* asimétrica cuyo punto de máxima probabilidad se desplaza hacia valores menores de la intensidad normalizada (Figura 4.5).

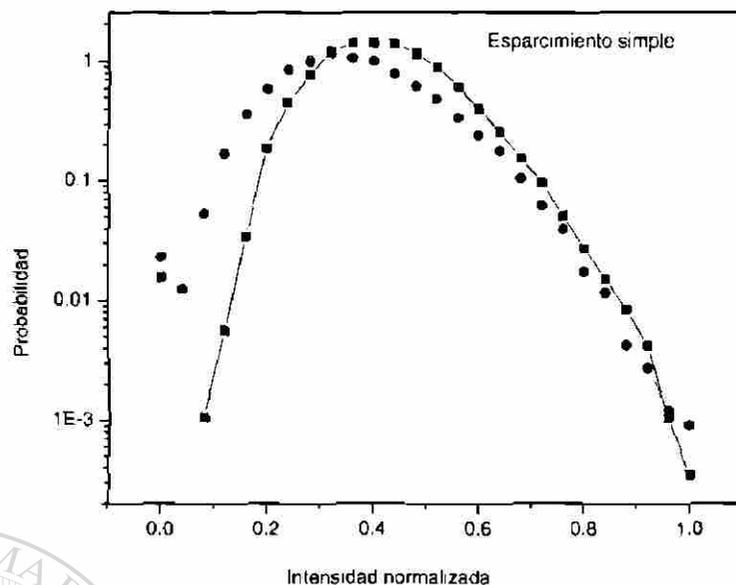


Figura 4.4 Función de densidad de probabilidad de la intensidad normalizada correspondiente a imágenes simuladas de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ para el régimen de esparcimiento simple en plata, con una constante dieléctrica $\epsilon = -16 + i$, longitud de onda $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$ y polarizabilidad efectiva $\alpha = 1$. Los cuadrados llenos corresponden a 15 esparcidores y los círculos llenos a 25 esparcidores y la línea que los conecta es solo para efectos de visualización.

Sin embargo, la FDP de la Figura 4.5 no muestra el comportamiento exponencial en el rango de intensidades normalizadas de 0.5 a 1, como en la referencia [50] si no que muestra la presencia de dos niveles o pendientes. Dichos niveles están separados por el punto correspondiente a la intensidad del PS excitado resonantemente. Estos dos niveles no han sido reportados, hasta donde sabemos, ni teórica ni experimentalmente y sugieren la presencia de una transición. En el régimen de esparcimiento múltiple, bien desarrollado, que conduce a la localización fuerte de

PS, el esparcimiento del campo total de PS se vuelve dominante aumentando así el área con intensidades más grandes que la del PS incidente.

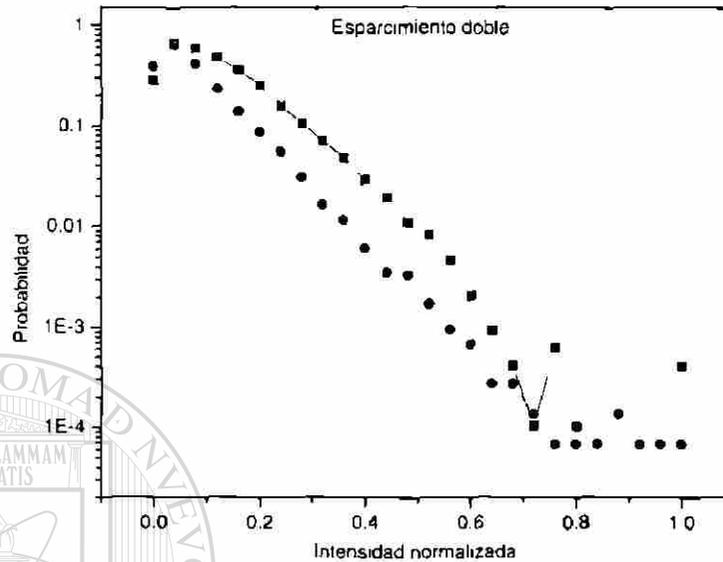


Figura 4.5 Función de densidad de probabilidad de la intensidad normalizada correspondiente a imágenes simuladas de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ para el régimen de esparcimiento doble en plata, con una constante dieléctrica $\epsilon = -16 + i$, longitud de onda $\lambda_0 = 633$

nm y polarizabilidad efectiva $\alpha = 2$. Los cuadrados llenos corresponden a 15 esparcidores y los círculos llenos a 25 esparcidores y la línea que los conecta es solo para efectos de visualización.

La FDP representativa para el esparcimiento múltiple se muestra en la Figura 4.6. La FDP siguió la forma de una distribución sesgada positivamente con un lento decaimiento exponencial (lineal en la escala logarítmica) a partir del punto de máxima probabilidad y a lo largo de tres décadas (en la escala logarítmica).

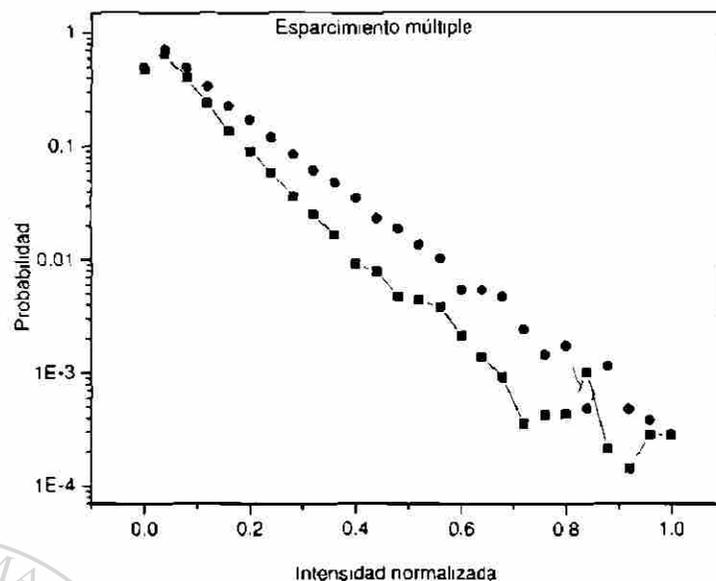


Figura 4.6 Función de densidad de probabilidad de la intensidad normalizada correspondiente a imágenes simuladas de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ para el régimen de esparcimiento múltiple en plata, con una constante dieléctrica $\epsilon = -16 + i$, longitud de onda $\lambda_0 = 633$ nm y polarizabilidad efectiva $\alpha = 3$. Los cuadrados llenos corresponden a 15 esparcidos y los círculos llenos a 25 esparcidos y la línea que los conecta es solo para efectos de visualización.

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

Se han descrito y señalado las diferencias características de las *FDP*'s que corresponden al esparcimiento simple, doble, y múltiple. Para el esparcimiento simple la *FDP* es una curva simétrica, en el caso de esparcimiento doble la *FDP* presenta dos pendientes y se considera una transición entre regímenes de esparcimiento y para el esparcimiento múltiple la *FDP* muestra un decaimiento exponencial. Siendo estas diferencias las que caracterizan estadísticamente a cada régimen de esparcimiento, se pueden considerar como la huella digital de estos. Con lo anterior, podemos concluir que existe una diferencia estadísticamente

significativa entre las distribuciones de intensidad que corresponden al régimen de esparcimiento simple, doble y múltiple.

4.4 Modelado de componentes micro-ópticos para PS

Hasta aquí se ha modelado el esparcimiento múltiple con esparcidores distribuidos al azar. Por otro lado, considerando que lo que se desea es lograr un control local sistemático de la distribución de intensidad de campo cercano, se requiere que los esparcidores estén colocados con cierto orden. Consideraremos ahora micro-componentes ópticos que consisten de esparcidores colocados en un área de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ e iluminados por PS (Figura 4.7). Colocando un conjunto de esparcidores en un arreglo lineal, se puede obtener un frente de onda plano de la luz esparcida. En este caso se ha modelado un arreglo lineal, cuya inclinación respecto al campo aplicado es de 90° (Figura 4.7 (a)). La eficiencia del efecto espejo puede aumentarse aplicando polarizabilidades más grandes. Sin embargo, consideramos que la

polarizabilidad es constante, porque experimentalmente no es fácil cambiarla. El arreglo lineal esta lejos de ser un espejo perfecto puesto que mucho del campo incidente pasa a través de los esparcidores. Este efecto se puede compensar colocando líneas adicionales paralelas a la primera, con distancias de separación que satisfagan la ley de Bragg $2d \sin \theta = n\lambda$, donde d es la distancia de separación, θ es el ángulo que hace el haz con el espejo y n es un número entero. La realización de este tipo de configuración de esparcidores es lo que se conoce como efecto de bandas fotónicas. Otro dispositivo micro-óptico realizable con un arreglo de nano-partículas, es el micro-espejo parabólico. La idea consiste en colocar las partículas a lo largo de una curva parabólica $(y - y_0)^2 = 4F(x - x_0)$ donde las coordenadas (x_0, y_0) se

localizan en el vértice del espejo, F es la distancia focal y x esta a lo largo del eje óptico. En principio, esto funciona para el caso bidimensional de la propagación de PS de la misma manera que el caso tridimensional de la pantalla parabólica de una cocina solar, la cual concentra la luz solar reflejada hacia un recipiente de cocina. Por lo tanto, en el punto $(x_0 + F, y_0)$ se espera una concentración de luz. En la Figura 4.7 (b, c) estas ideas se llevan a cabo para un espejo parabólico con dimensiones diferentes.

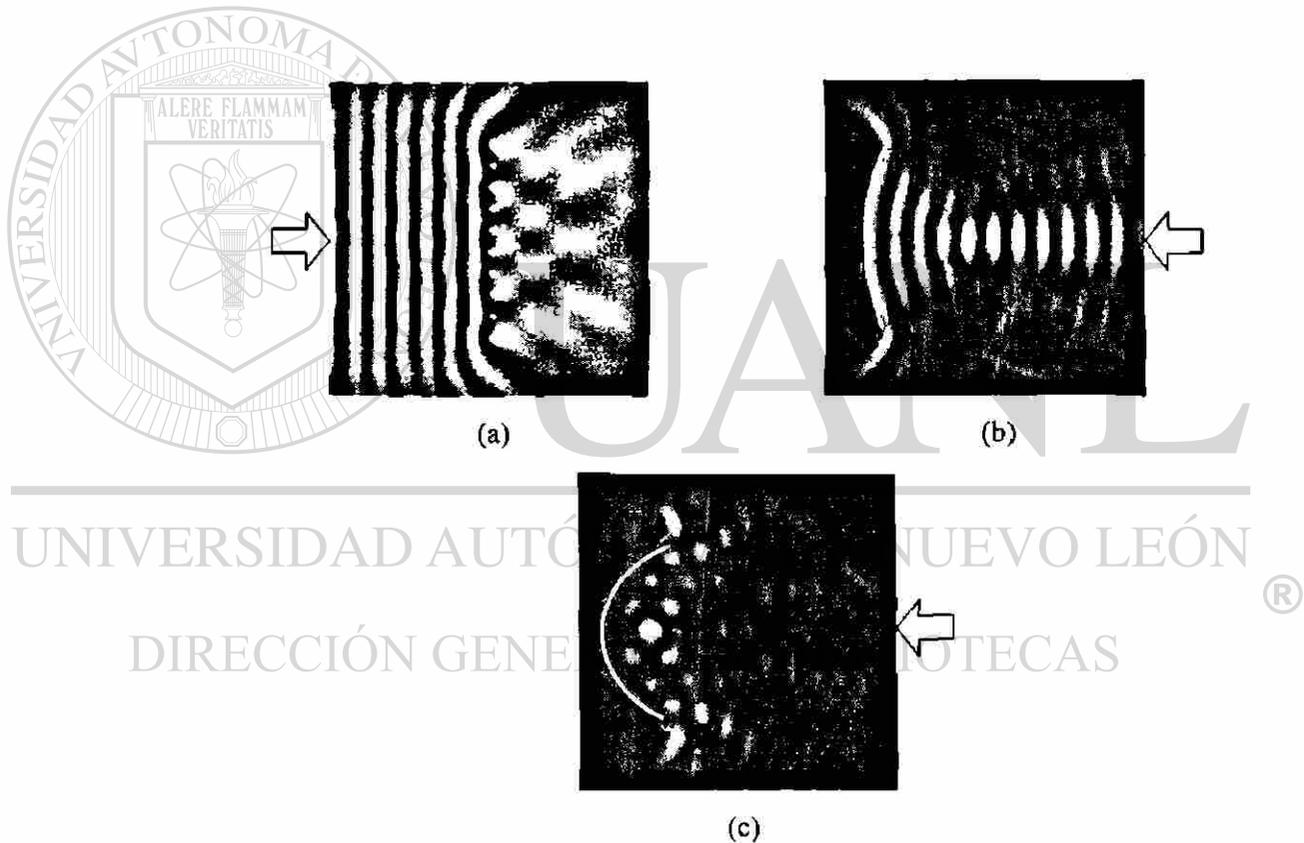


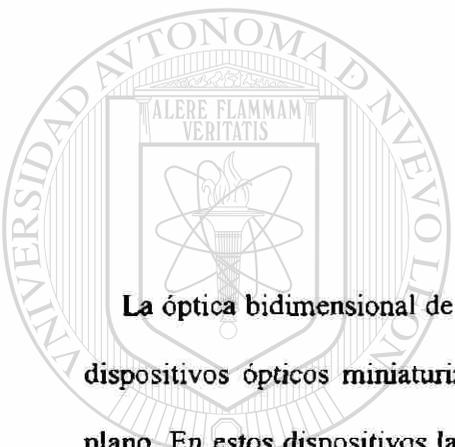
Figura 4.7 Escala de grises de la distribución de intensidad en un área de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ calculadas (en el régimen de esparcimiento múltiple) para, (a) un microespejo formado por 10 esparcidores individuales, (b,c) un micro-espejo parabólico con distancias focales diferentes. La línea blanca indica la posición de los esparcidores del espejo. Las flechas indican la dirección de propagación del PS incidente.

El enfoque conduce a un reforzamiento de la intensidad en el punto focal hasta de 10 y 20 veces para cada caso. En la Figura 4.7 (b) el espejo parabólico logra cierto enfocamiento en una zona extensa a lo largo del eje óptico, aunque este efecto es relativamente bajo. Cuando la distancia focal se disminuye el espejo resultante logra un enfocamiento notablemente mejor, ya que la zona de enfocamiento está bien localizada y en el punto focal del espejo, (Figura 4.7 (c)). Lo anterior concuerda con otros cálculos [17] que han demostrado que con espejos de dimensiones similares, al aumentar el número de esparcidos y disminuir la distancia focal, se logran grandes reforzamientos de la señal en el punto focal. En materia de aplicación, los micro-espejos parabólicos son interesantes en el sentido de que dan la posibilidad de reforzar localmente la señal de PS de manera controlada. Por ejemplo este aspecto puede explotarse, posiblemente en conexión con una fuente de excitación enfocada, para incrementar la eficiencia en espectroscopia Raman por reforzamiento de superficie. En resumen, se puede decir que las simulaciones presentadas demuestran

la factibilidad de crear componentes micro-ópticos bidimensionales, mediante el arreglo de un conjunto de esparcidos especialmente configurados, con el propósito de lograr el control local de la luz en la escala de sublongitudes de onda.

CAPÍTULO 5

ÓPTICA BIDIMENSIONAL DE MODOS EVANESCENTES: RESULTADOS EXPERIMENTALES



La óptica bidimensional de modos evanescentes tiene por objetivo diseñar y fabricar dispositivos ópticos miniaturizados, de alta funcionalidad, sobre un mismo sustrato plano. En estos dispositivos la luz es confinada y guiada por medio de un conjunto de

esparcidores en arreglos especialmente configurados colocados sobre la superficie del sustrato o sumergidos en él, con el fin de lograr el control local de la luz. De esta manera la óptica de modos evanescentes se vuelve un área con prometedoras aplicaciones. Los intentos por lograr un control local de modos evanescentes (en el plano de la superficie), son aún escasos y por lo tanto abren la posibilidad de investigar aspectos interesantes como el reforzamiento de la señal óptica (en un lugar deseado, de la superficie del sustrato) hasta de varios ordenes de magnitud. En este capítulo se delinean los principios de la óptica de modos evanescentes, así como, la técnica para fabricar componentes para dichos modos en el rango de las microondas y finalmente se presentan los resultados de fabricación de tales componentes

00150993

5.1 Principios de óptica bidimensional de PS

Las similitudes entre los modos evanescentes y las ondas que se propagan en una guía de onda plana (ambos son bidimensionales) traen a la mente la idea de una óptica integrada de modos evanescentes. Sin embargo, hay que tener en cuenta que estas similitudes no van más allá. En general, los modos evanescentes tienen su máximo en intensidad sobre la superficie plana, opuesto a las ondas guiadas (bidimensionales) de la óptica integrada. Por otro lado, un micro-componente para modos evanescentes podría estar limitado, de manera crítica, por sus dimensiones puesto que la longitud de propagación de modos evanescentes está limitada por el amortiguamiento interno [12,13]. En el rango óptico, específicamente en estudios con PS, hay poca investigación concierne al control local de PS. Se ha observado que, para diferentes películas delgadas y longitudes de onda, las micro-deformaciones de la superficie actúan como micro-lentes (enfocando el campo de PS). Dichas observaciones sugirieron que un esparcidor suficientemente grande y con bordes lisos responde eficientemente al esparcimiento conservando la energía total. Fue hasta 1996 cuando la idea de una óptica

bidimensional empezó a tomar forma. Smolyaninov y colaboradores [51] reportaron un estudio del esparcimiento de PS por defectos fabricados artificialmente, los cuales fueron fabricados mientras ajustaba de manera continua su forma y tamaño. En el mismo año, Bozhevolnyi, Coello y Pudonin [17,43] presentaron la primera estructura micro-óptica fabricada artificialmente para PS. Alineando (de manera controlada), sobre la superficie, micro-esparcidores artificialmente fabricados construyeron micro-espejos lineales y un espejo con esquinas cuadradas. Estas ideas se extenderán al rango de las microondas en las siguientes secciones de este capítulo.

5.2 Fabricación de componentes para el control local de microondas evanescentes

La técnica que usé para la fabricación de componentes, las cuales permitan lograr el control local de microondas evanescentes, es simple. Los esparcidores son esferas metálicas que se colocan sobre la superficie de parafina de un prisma recto. El proceso se lleva a cabo presionando la esfera contra la superficie y aplicando calor que, por conducción a través de la esfera, funde la parafina solo en el punto donde se encuentra el esparcidor, sin dañar o modificar el resto de la superficie. De esta manera se cuenta con una técnica, reproducible y confiable para colocar esparcidores esféricos individuales y por lo tanto crear cualquier arreglo de esparcidores, esto es, construir el o los componentes que se deseen.

5.3 Caracterización de esparcidores esféricos individuales

Se caracterizaron esferas de hierro (Figura 5.1 (a-f)) para determinar la magnitud del radio que podría responder más eficientemente al esparcimiento elástico, efecto

deseable, de los modos de microondas evanescentes. Se encontró que una esfera de ~ 0.5 cm de radio (Figura 5.1 (d)) es la que produce una perturbación de la señal en la forma de franjas casi parabólicas (Figura 5.1 (c)). Se aprecia mejor la perturbación de la señal cuando se comparan las imágenes de campo cercano con y sin esfera (Figura 5.1 (a) y 5.1 (c)) respectivamente. Cuando el radio de la esfera aumenta la imagen resultante se vuelve complicada debido al esparcimiento inelástico (Figura 5.1 (e)).

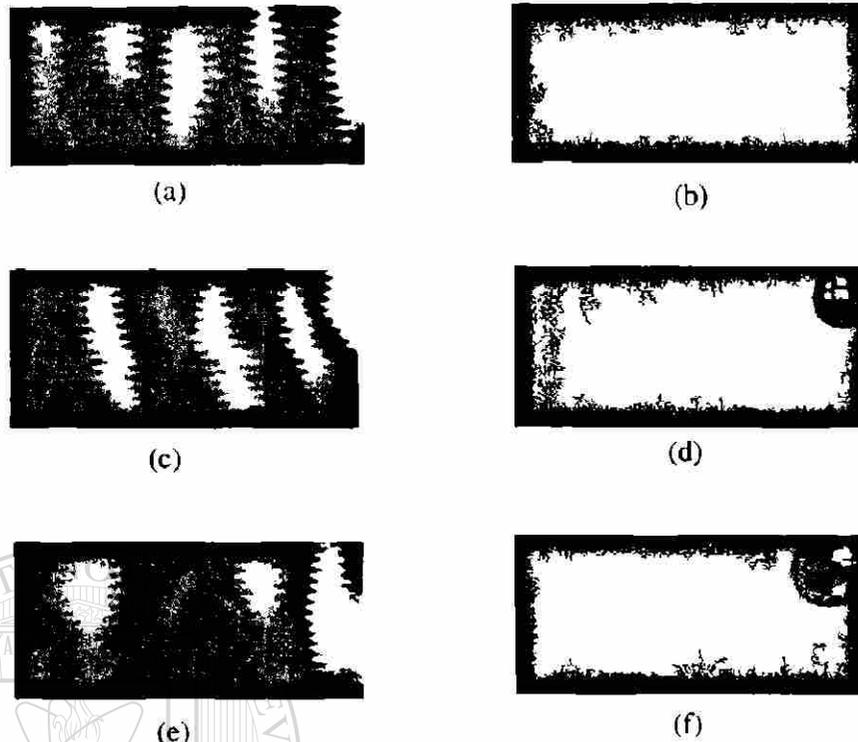


Figura 5.1 Representación en escala de grises de imágenes de campo cercano de $4 \times 8 \text{ cm}^2$ debidas al esparcimiento elástico de modos de microondas evanescentes que viajan de izquierda a derecha sobre la superficie de parafina de un prisma (a,c,e), y las correspondientes fotografías digitales de la superficie mostrando las esferas de radio (b) 0, (d) 0.5 y (f) 1.5 cm.

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

5.4 Espejo bidimensional

Recordando que lo que se desea es lograr un control sistemático y local de la distribución de intensidad de campo cercano, se sugiere colocar los esparcidores con cierto orden. Por lo que el siguiente paso consistió en alinear esparcidores esféricos, con una separación entre ellos menor que $\lambda/2$. En este punto consideramos primero el arreglo lineal el cual supone reflejar el frente de microondas evanescentes produciendo el efecto de un espejo. Con el fin de investigar este arreglo se fabricaron espejos

lineales con cinco y trece esparcidos. La distribución de intensidades para el espejo lineal formado por cinco esparcidos muestra el patrón de interferencia entre el campo de microondas evanescente incidente y el reflejado (Figura 5.2 (a,b)).

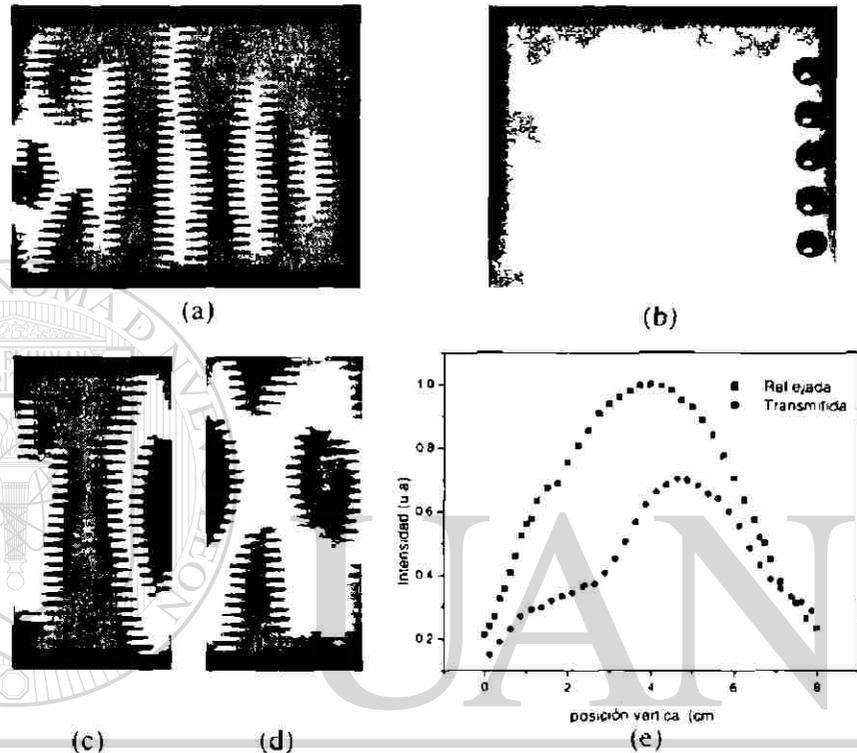


Figura 5.2 Representación en escala de colores de (a) el esparcimiento de modos de microondas evanescentes que viajan de derecha a izquierda (sin espejo), (b) la fotografía del espejo lineal formado por cinco esparcidos, (c) la imagen de campo cercano, de $4 \times 8 \text{ cm}^2$, debido a la reflexión en el espejo lineal, (d) la imagen de campo cercano, de $4 \times 8 \text{ cm}^2$, debido a la transmisión en el espejo lineal. (e) Sección transversal de las imágenes de (c) y (d) a lo largo del eje vertical.

La distribución de intensidades para el espejo lineal muestra que el comportamiento de este espejo no fue tan regular como se deseaba. Por ejemplo, en la Figura 5.3 (a,b) el

espejo lineal no refleja completamente el campo incidente de las microondas evanescentes como se esperaría para incidencia normal ya que una fracción del campo incidente es transmitido. En la Figura 5.3 (c) se muestran las secciones transversales de la Figura 5.3 (a,b) las cuales indican el comportamiento de este espejo lineal.

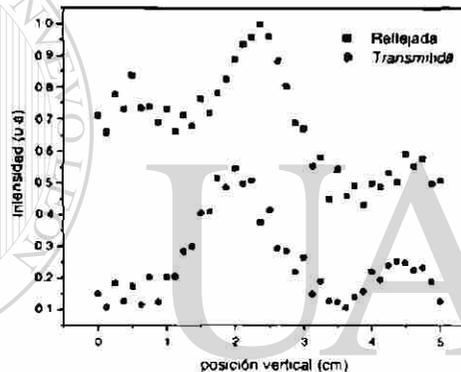
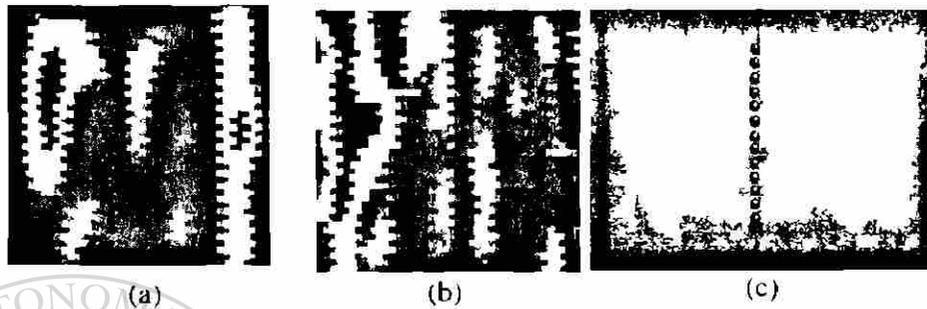


Figura 5.3 Representación en escala de colores de imágenes de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ (a,b) y la correspondiente imagen digital del espejo (c). Las imágenes de campo cercano son generadas por esparcimiento elástico de microondas evanescentes que viajan de izquierda a derecha de la línea de esparcidores colocados sobre la superficie de parafina del prisma (c), y corresponden a la imagen de la reflexión (a) y a la transmisión del espejo (b). Sección transversal de (a) y (b) a lo largo del eje vertical (d).

Podría mejorarse la calidad de este espejo colocando una línea adicional de esparcidores intercalados con los de la primera línea, de tal manera que disminuiría la fracción de la

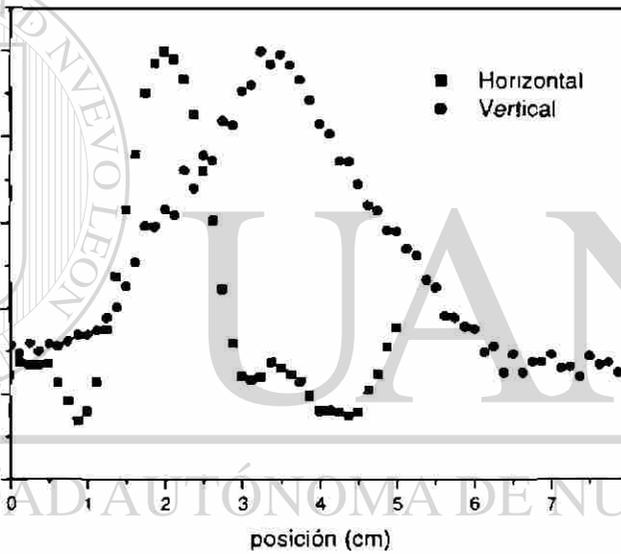
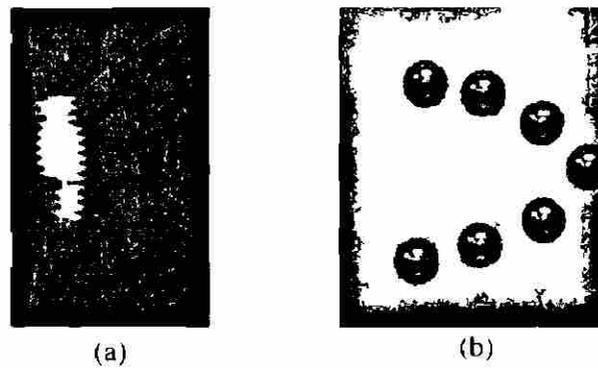
intensidad de campo transmitido. También se investigó una configuración diferente al espejo lineal formado por trece esparcidores. El elemento fue un espejo lineal con una inclinación de 45° respecto a la vertical. En la Figura 5.4 se muestra la distribución de intensidades para el espejo y los esparcidores se representan con pequeños círculos llenos. Como puede observarse en la Figura 5.4, el campo incidente no fue reflejado por el espejo, de hecho, su presencia no produjo ningún cambio en el campo evanescente incidente. Hay varios factores que pueden afectar el funcionamiento del espejo por ejemplo, la distancia de separación entre esparcidores, el tamaño y material de estos.



Figura 5.4 Representación en escala de colores de la imagen de campo cercano, de $20 \times 10 \text{ cm}^2$, debido a la reflexión en el espejo lineal formado por trece esparcidores que forman un ángulo de 45° respecto a la vertical.

El último componente bidimensional investigado fue un espejo parabólico. Idealmente el espejo para enfocamiento consiste de esparcidores colocados a lo largo de una línea parabólica cuya ecuación es de la forma $y^2 = 4Fx$, donde (x,y) representa un sistema de coordenadas en el plano de la superficie, el eje x está orientado a lo largo del eje óptico y F es la distancia focal. En base a esto, se fabricó un espejo parabólico con una

longitud focal $F = 2.5$ cm como se ilustra en la Figura 5.5 (b). El efecto de enfocamiento se muestra claramente en la Figura 5.5 (a).



(c)
DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS
 Figura 5.5 (a) Representación en escala de grises de la imagen de 4×8 cm² debida al esparcimiento elástico de microondas evanescentes que viajan de izquierda a derecha hacia el arreglo parabólico de esparcidores sobre la superficie de parafina de un prisma y (b) la correspondiente imagen digital de la superficie (no está a escala). (c) Sección transversal horizontal (cuadros llenos) y vertical (círculos llenos) de la imagen de (a). La sección transversal horizontal está a lo largo del eje óptico del espejo parabólico y la sección transversal vertical a través del área de enfocamiento.

Dicho efecto también se puede apreciar en la Figura 5.5 (c) donde se muestra el reforzamiento de la señal de hasta 3 veces la señal promedio. El reforzamiento de la señal en la zona de enfocamiento del espejo parabólico indica que, dicho efecto está relacionado directamente con el componente fabricado. No obstante, que esta técnica puede usarse, con ciertas limitaciones, proporciona un medio potencial para verificar, a escala, micro y nano-componentes formados por esparcidos individuales, como lo son, los divisores de haz e interferómetros [52,53].

5.5 Tratamiento estadístico de imágenes experimentales de campo cercano

En esta sección se considera el tratamiento estadístico de las imágenes obtenidas experimentalmente. Se desarrolló un tratamiento estadístico para imágenes de campo cercano para calcular la *FDP* correspondiente a la distribución de intensidad de campo cercano que resulta de una configuración de esparcimiento dada. El tratamiento

estadístico se implementó de la siguiente manera. Primeramente se seleccionaron imágenes obtenidas bajo las mismas condiciones de iluminación y la misma configuración de esparcimiento. Los datos de cada conjunto de imágenes se promediaron. El rango de intensidades se normalizó a una intensidad máxima $I_{max}=1$ y se dividió en 25 intervalos de muestreo iguales. La *FDP* se aproximó mediante una distribución discreta contando el número de datos de intensidades que caen en cada intervalo de muestreo. Las correspondientes *FDP* se graficaron en escala logarítmica para la probabilidad y en escala lineal para la intensidad normalizada, (Figuras 5.6-5.9). Primeramente se evaluó la *FDP* para las imágenes de campo cercano correspondientes a la superficie lisa del prisma de parafina y que fueron reportadas, en el capítulo 3, como

evidencia de una onda estacionaria evanescente. La *FDP* obtenida representa una distribución simétrica que evidencia la presencia tanto de ondas evanescentes retroreflejadas, así como de la onda evanescente incidente, lo cual produce un patrón de interferencia que contiene, aproximadamente, la misma cantidad de lugares brillantes (interferencia constructiva) como lugares oscuros (interferencia destructiva) (Figura 5.7). Dicho de otro modo, es igualmente probable encontrar un lugar brillante que uno oscuro. Este tipo de comportamiento de la *FDP* es típico para el régimen de esparcimiento simple.

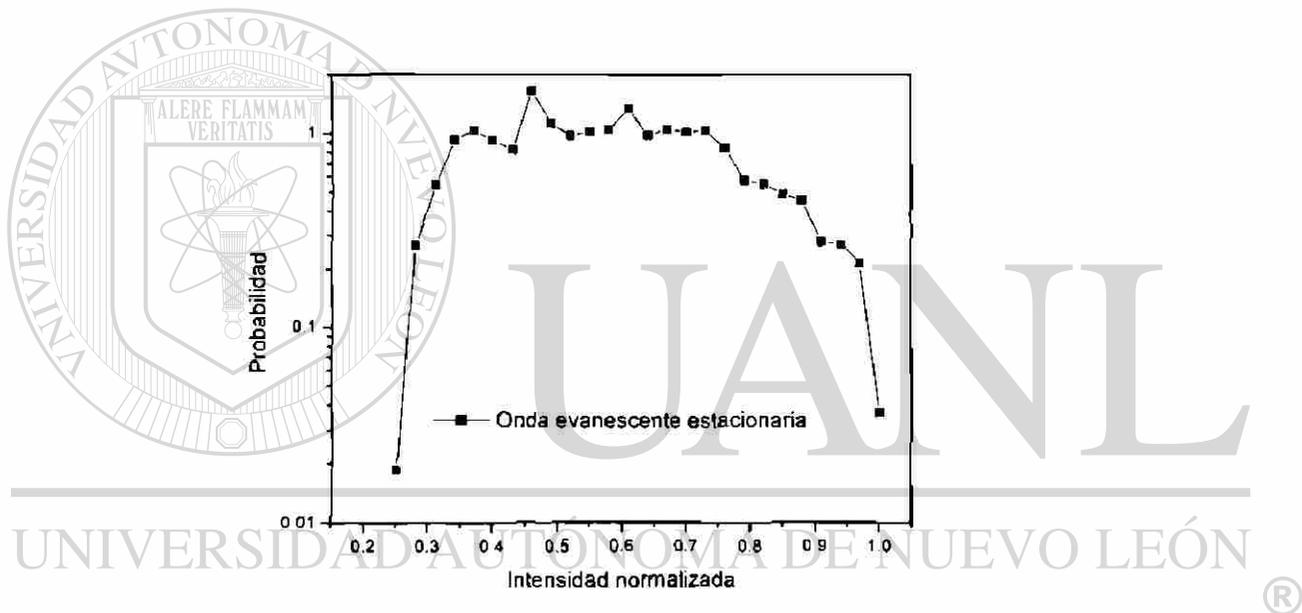


Figura 5.6 Función de densidad de probabilidad de la intensidad normalizada, obtenida a partir de imágenes de campo cercano similares y que corresponden a una onda evanescente estacionaria, y graficada en escala logarítmica.

En el caso del espejo lineal formado por cinco esparcidos esféricos la *FDP*, (Figura 5.7), no muestra simetría. La *FDP* no muestra un claro comportamiento exponencial, más bien sugiere la presencia de dos niveles o pendientes (Figura 5.7) similares a los

obtenidos numéricamente para el régimen de esparcimiento doble de PS. Este resultado sugiere que el fenómeno de esparcimiento se desarrolla en niveles competitivos que crean diferentes configuraciones de esparcimiento resultando en diferentes comportamientos de la *FDP* según el rango de la intensidad normalizada. Es decir, si suponemos que la interacción y subsiguiente propagación de las ondas evanescentes es diferente dentro y a lo largo de las esferas de metal que sobre los defectos o asperezas, no fabricados artificialmente, de la superficie de parafina, entonces la existencia de dos regímenes de esparcimiento no es sorprendente.

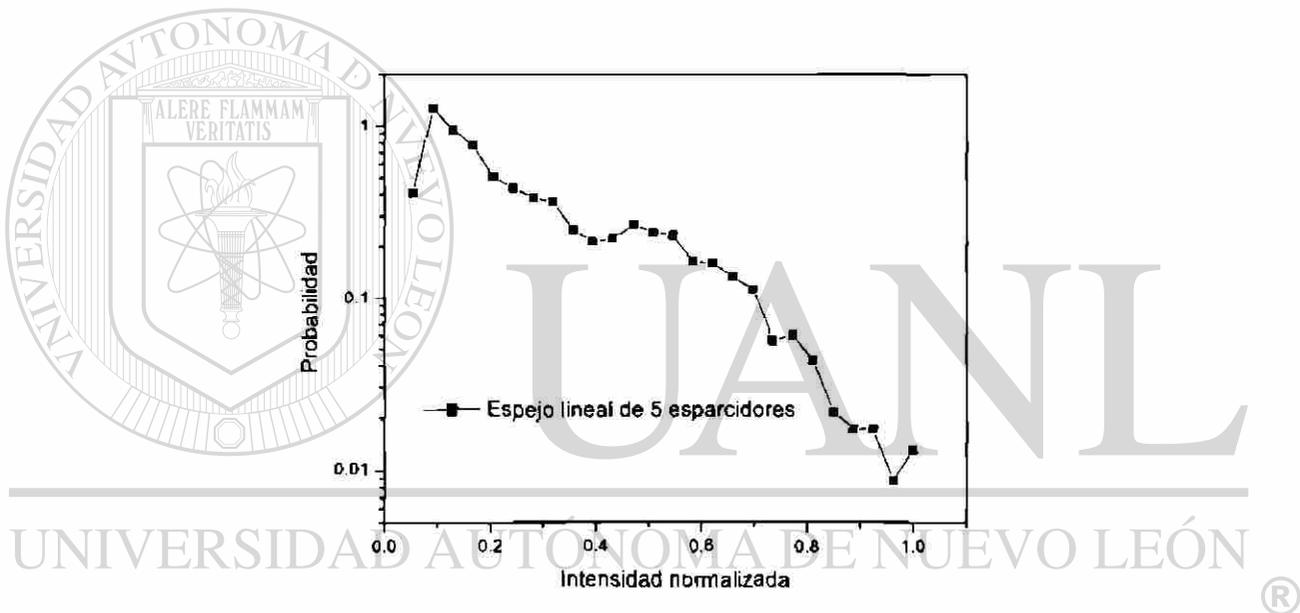


Figura 5.7 Función de densidad de probabilidad de la intensidad normalizada, obtenida a partir de imágenes de campo cercano similares y que corresponden al espejo lineal formado por cinco esparcidores, y graficada en escala logarítmica.

Para el caso del espejo lineal formado por trece esparcidores se obtuvo un resultado similar al anterior, esto es, la *FDP* no muestra un comportamiento puramente exponencial en todo el rango de intensidades. Más bien, se pueden distinguir dos

pendientes o niveles hasta el valor de 0.8 para la intensidad normalizada (Figura 5.8). Este comportamiento se puede atribuir a que el modo de interacción y propagación de los modos evanescentes dentro y sobre los esparcidores es diferente que sobre las asperezas o defectos de la superficie de parafina del prisma, dando lugar a dos configuraciones diferentes de esparcimiento y por lo tanto a los dos niveles o pendientes en la *FDP*. También hay que observar que en el rango de intensidades de 0.8 a 1 el comportamiento de la *FDP* es irregular debido, en este caso, a la falta de datos.

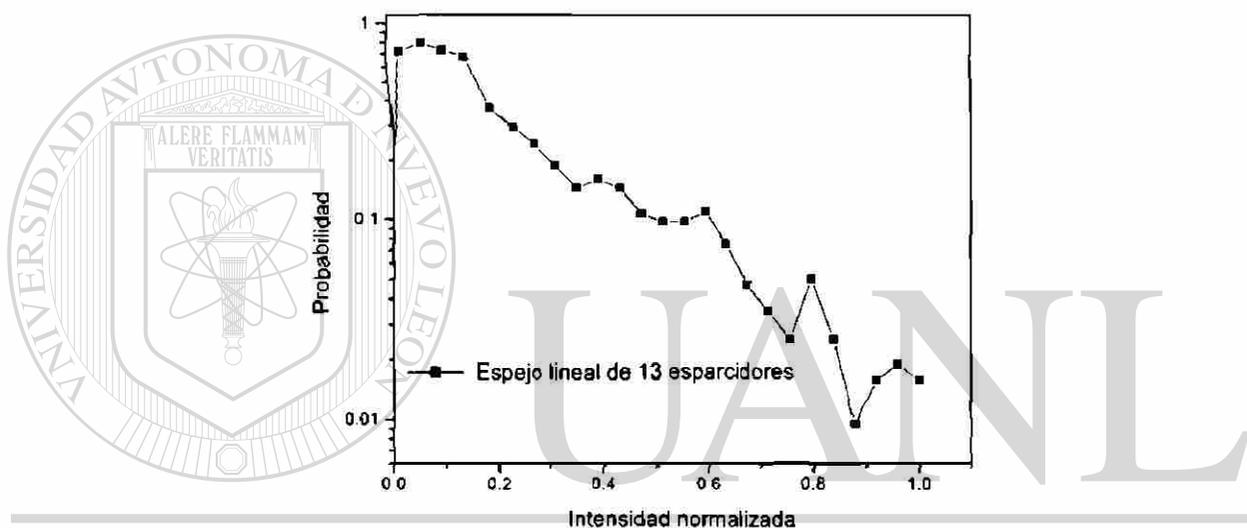


Figura 5.8 Función de densidad de probabilidad de la intensidad normalizada, obtenida a partir de imágenes de campo cercano similares y que corresponden al espejo lineal formado por trece esparcidores, y graficada en escala logarítmica.

Por otro lado, las imágenes de campo cercano de microondas evanescentes obtenidas para el espejo parabólico muestran claramente la excitación dipolar localizada del campo evanescente. Nótese que hay una cierta similitud de la imagen, en la Figura 5.5 (a), con las imágenes ópticas de campo cercano obtenidas con PS iluminando un micro-

componente curvo [17]: ambas imágenes muestran pequeños puntos brillantes sobre un fondo oscuro. Por lo tanto, la *FDP* calculada para el espejo parabólico, Figura 5.9, es muy similar a la *FDP*, obtenida para el régimen de esparcimiento múltiple bien desarrollado, presentada en la sección 4.3.

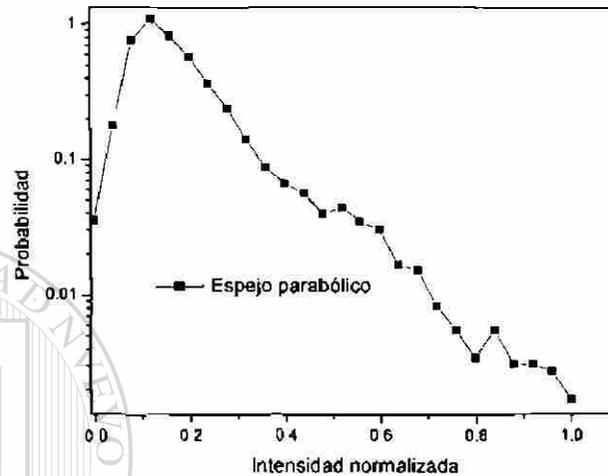
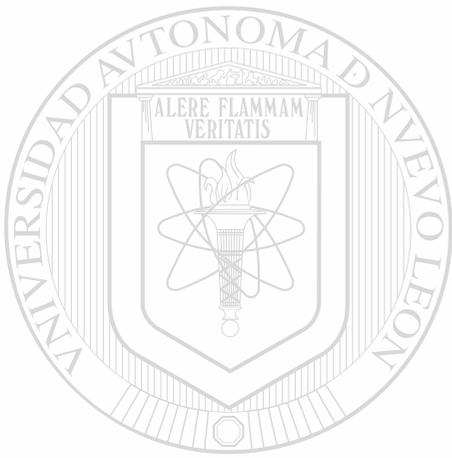


Figura 5.9 Función de densidad de probabilidad de la intensidad normalizada, obtenida a partir de imágenes de campo cercano similares y que corresponden al espejo parabólico y graficada en escala logarítmica.

Finalmente, nótese que la estadística correspondiente al esparcimiento múltiple de PS es mejor que la estadística correspondiente al esparcimiento producido por los componentes ópticos, esto se refleja en el comportamiento de la *FDP* para cada caso. Estas diferencias indican que las distribuciones de intensidad de campo cercano en el último caso se extienden hacia un rango más grande de intensidades, requiriendo por lo tanto un conjunto más grande de datos para un tratamiento estadístico más preciso. Debe mencionarse, como evidencia para confirmar lo anterior, que los resultados

teóricos predicen grandes fluctuaciones en la intensidad para superficies nanoestructuradas [50, 54, 55].



UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN



DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

CAPÍTULO 6

CONCLUSIONES

En este trabajo de tesis, se desarrolló un estudio experimental y numérico sobre el control bidimensional de modos electromagnéticos, que puede conducir a su confinamiento. En este contexto, muchos aspectos fueron aclarados por primera vez y otros mejorados significativamente.

Diseñé y construí un MMBCC el cual incluye la electrónica y el software para el control y adquisición de datos. Demosté su capacidad para obtener imágenes de campo

cercano de microondas evanescentes. Investigué la naturaleza de la señal detectada obteniendo imágenes para diferentes distancias sonda-superficie, demostrando así la naturaleza evanescente de la señal. Por lo que confirmé que las componentes que se propagan, provenientes del esparcimiento inelástico (fuera del plano), no influyen en la distribución de intensidad resultante. Las consideraciones anteriores me condujeron establecer que en el MMBCC la sonda actúa como una sonda pasiva cuando se estudia el esparcimiento de microondas evanescentes.

Utilicé y mejoré el modelo matemático para estudiar el esparcimiento de modos evanescentes. En el modelo se considera a los esparcidores como esparcidores isotrópicos puntuales en una geometría bidimensional, los cuales fueron caracterizados

por su polarizabilidad efectiva. En este caso, la polarizabilidad escalar se expresó en función del radio. Esto permite la posibilidad de introducir el radio de la esfera en los cálculos. Simulé numéricamente los diferentes regímenes de esparcimiento de modos evanescentes para una distribución aleatoria de esparcidores, considerados como puntuales. El espectro de Fourier correspondiente a las distribuciones de intensidad mostró diferentes formas para cada uno de los regímenes de esparcimiento, siendo cada uno de ellos la huella digital de cada régimen de esparcimiento. También simulé numéricamente varios microcomponentes compuestos por un conjunto de microesparcidores, se estudió el efecto que tienen los parámetros geométricos, sobre la distribución de intensidad. Los correspondientes resultados experimentales demuestran que el modelo que utilicé es suficientemente exacto como para usarse en el diseño de microcomponentes bidimensionales para el control local de modos evanescentes. Se presentaron los resultados del tratamiento estadístico de imágenes obtenidas por simulación numérica, donde se consideraron los tres regímenes de esparcimiento, a saber, simple, doble y múltiple. Estos resultados demuestran que existe una clara

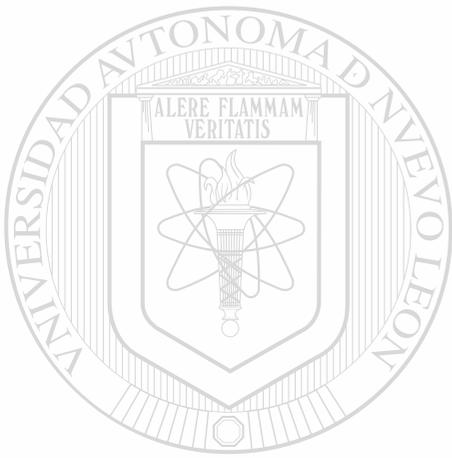
diferencia estadística entre las distribuciones de intensidad producidas por diferentes regímenes de esparcimiento. En particular, encontré que las distribuciones de intensidad que corresponden al esparcimiento doble tienen un comportamiento estadístico que muestra una transición entre regímenes de esparcimiento.

Fabriqué dos clases de espejos bidimensionales alineando esferas metálicas sobre la superficie de parafina del prisma. En el espejo lineal se cumplieron las leyes de reflexión y también se manifestaron las franjas de Wiener. Uno de los espejos lineales tuvo un funcionamiento no tan perfecto como se esperaba. Para el caso del espejo lineal de trece esparcidores, no reflejó completamente el modo evanescente incidente por lo que su eficiencia fue muy pobre. Este espejo podría mejorarse colocando una línea

adicional de esparcidores, paralela a la primera, de tal manera que las distancias de separación cumplan con la ley de Bragg: $2d \sin \theta = n\lambda$, esto podría conducir al llamado efecto de bandas fotónicas. En el caso del espejo parabólico, el efecto resultante fue que se logró enfocar, bidimensionalmente, los modos evanescentes, obteniendo un reforzamiento de la señal de hasta 10 veces la señal de fondo. Este resultado indica que la técnica de fabricación se puede usar, con ciertas limitaciones, como un método para verificar, micro y nano componentes formados por esparcidores individuales, tales como divisores de haz e interferómetros. En cuanto a las aplicaciones, el espejo parabólico demuestra la posibilidad real de reforzar modos bidimensionales de una manera controlada. También se presentaron los primeros resultados del tratamiento estadístico de imágenes numéricas de campo cercano de microondas evanescentes en superficies estructuradas. Demostrando que, estadísticamente, existe una diferencia significativa entre las distribuciones de intensidad producida por diferentes regímenes de esparcimiento. De la misma manera, demuestro que existe una transición entre regímenes de esparcimiento y que ésta puede, hasta cierto grado, manifestarse

claramente durante los experimentos. El trabajo teórico a futuro podría incluir un mejoramiento en el modelo aquí presentado. Por ejemplo, se puede usar un modelo vectorial para el esparcimiento múltiple lo que permite relacionar los parámetros de los esparcidores. Por otro lado, se puede mejorar la aproximación usando funciones de Hankel de orden mayor que cero. Respecto a la FDP, la normalización de los datos muestreados obtenidos en tiempos y condiciones experimentales distintas, es un problema complicado. Una de las soluciones a este problema es normalizar la señal detectada durante el desarrollo del experimento, lo cual consiste en medir la señal para una superficie lisa (sólo el sustrato) bajo las mismas condiciones de iluminación y detección. El trabajo experimental a futuro podría estar dirigido al diseño y construcción

de microcircuitos, es decir, combinar diferentes componentes para crear cualquier clase de circuito óptico integrado. Es deseable desarrollar trabajo de investigación sobre la excitación local de modos evanescentes. Esto podría aplicarse en áreas como la química de superficies, biosensores, y en general óptica de superficies.



UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN



DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

REFERENCIAS

- [1]. Abbe, E. Beiträge zur theorie des mikroskops und der mikroskopischen wahrnehmung. Arch. Mikroskop. Anat. 9: 413-468. (1873).
- [2]. Rayleigh, L. On the theory of optical images, with reference to the microscope. Phil. Mag., 42: 167-195. (1896).
- [3]. de Fornel, F. Evanescent waves: from newtonian optics to atomic optics. Springer series in optical science, Springer, Berlin. (2001).
- [4]. Courjon, D. Near field microscopy and near field optics. Imperial College Press. Singapur. (2003).
- [5]. Binnig, G., Rohrer, H., Gerber, C. y Weibel, E. Surface studies by scanning tunneling microscopy. Phys. Rev. Lett. 49, 57-61. (1982).
- [6]. Synge, E. H. Suggested method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region. Phil. Mag. 6: 356-362. (1928).
- [7]. Ash, E.A. y Nicholls, G. Super-resolution aperture scanning microscope. Nature, 237: 510. (1972).

[8]. Pohl, D. W., Denk, W. y Lanz, M. Optical stethoscopy: image recording with resolution $\lambda/20$. *Appl. Phys. Lett.* 44: 651-653. (1984).

[9]. Pohl, D. W. y Courjon, D. *Near field optics*. Kluwer. The Netherlands. (1993).

[10]. Reddick, R. C., Warmack, R. J. y Ferrel, T. L. New form of scanning optical microscopy. *Phys. Rev. B.* 39: 767-770. (1989).

[11]. de Fornel, F., Goudonet, J. P., Salomon, L. y Lesniewska, E. An evanescent field optical microscope. *Proc. SPIE*, 1139: 77-84. (1989).

[12]. Agranovich, V. M. y Mills, D. L. *Surface polaritons*. North-Holland. Amsterdam. (1982).

[13]. Raether, H. *Surface plasmons*. Springer Tracts in Modern Physics. Vol. 11 Springer. Berlin. (1988).

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

[14]. Valeur, B. *Molecular Fluorescence: Principles and applications*, John Wiley and Sons. (2002).

[15]. Pincemin, F., Maradudin, A. A., Broadman, A. D. y Greffét, J. J., *Phys. Rev. B.* 50:15261. (1994).

[16]. Bozhevolnyi, S.I. Localization phenomena in elastic surface polariton scattering caused by surface roughness. Phys. Rev. B. 54: 8177-8185. (1996).

[17]. Bozhevolnyi, S. I. y Coello, V. Elastic scattering of surface plasmon polaritons: Modeling and experiment. Phys. Rev. B. 58: 10899-10910. (1998).

[18]. Bozhevolnyi, S. I., Markel, V. A., Coello, V., Kim, W. y Shalaev, V. M. Direct observation of localized dipolar excitations on rough nanostructured surface. Phys. Rev. B. 58: 11441-10910. (1998).

[19]. Brongersma, L., Hartman, J. W. y Atwater, H. A. Electromagnetic energy transfer switching in nanoparticle chain arrays below the diffraction limit. Phys. Rev. B. 62: 16356-16359. (2000).

[20]. Bozhevolnyi, S. I., Volkov, V. S. Multiple-scattering dipole approach to modeling of surface plasmon polariton band gap structures. Opt. Commun. 198: 241-245. (2001).

[21]. Maier, S. A., Brongersma, M. L., Kik, P. G., Meltzer, S., Requicha, A. G. y Atwater, H. A. Plasmonic- a route to nanoscale optical devices. Adv. Mater. 13: 1501-1505. (2001).

[22]. Bozhevolnyi, S. I. y Pudonin, F. Phys. Rev. Lett. 78: 2823. (1997).

[23]. Bozhevolnyi, S. I., Smolyaninov, I. I. y Zayats, A. Near-field microscopy of surface plasmon polaritons: localization and internal interface imaging. *Phys. Rev. B.* 51: 17916-17924. (1995).

[24]. Fee, M., Chu, S. y Hansch, T. W. Scanning electromagnetic transmission line microscope with sub-wavelength resolution. *Opt. Commun.* 69: 219-224. (1989).

[25]. Osofsky, S. S. y Schwarz, S. E. Design and performance of a non-contacting probe for measurements on high-frequency planar circuits. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech.* 40: 1701-1708. (1992).

[26]. Golosovsky, M. y Davidov, D. Novel millimeter-wave near-field resistivity microscope. *Appl. Phys. Lett.* 68: 1579-1581. (1996).

[27]. Wei, T., Xiang, X.-D., Wallace-Freedman, W. G. y Scultz, P.G. Scanning tip microwave near-field microscope. *Appl. Phys. Lett.* 68: 3506-3508. (1996).

[28]. Kramer, A., Keilman, F., Knoll, B. y Guckenberger, R. The coaxial tip as a nano-antenna for scanning near-field microwave transmission microscopy. *Micron.* 27: 413-417. (1996).

[29]. Gao, Ch., Duewer, F. y Xiang, X.-D. Quantitative microwave evanescent microscopy. *Appl. Phys. Lett.* 75: 3005-3007. (1999).

[30]. Abu-Teir, M., Glosovsky, M., Davidov, D., Frenkel, A. y Goldberger, H.
Near-field scanning microwave probe based on a dielectric resonator.
Rev. Sci. Instrum. 72: 2073-2078. (2001).

[31]. Lu, Y., Wei, T., Duewer, F., Lu, Y., Ming, N-B., Schultz, P. G. y Xiang,
X.-D. Nondestructive imaging of dielectric-constant profiles and
ferroelectric domains with a scanning-tip microwave near-field
microscope. Science. 276: 2004-2006. (1997).

[32]. Tabib-Azar, M., Katz, J. L. y LeClair, S. R. Evanescent microwaves: a
novel super-resolution noncontact nondestructive imaging technique
for biological applications. IEEE Trans. of Instrum. and Measurement.
48: 1111-1116. 1(999).

[33]. Lee, Ch. H. Picosecond optics and microwave technology. IEEE Trans. On
Microwave Theory and Tech. 38: 596-606. (1990).

[34]. Vlahacos, C. P., Black, R. C., Anlage, S. M., Amar, A. y Wellstod, F. C.
Near-field scanning microwave microscope with 100 μm resolution.
Appl.Phys. Lett. 69: 3272-3274. (1996).

[35]. Lahrech, A., Bachelot, R., Gleyzes, P. y Boccara, A. C. Infrared-reflection-
mode near-field microscopy using an aperturless probe with a
resolution of $\lambda/600$. Opt. Lett. 21:1315-1317. (1996).

[36]. Van der Weide, D. W. Localized picosecond resolution with a near-field microwave/scanning force microscope. *Appl. Phys. Lett.* 70: 677-679. (1997).

[37]. Grober, R. D., Schoelkopf, R. J. y Prober, D. E. Optical antenna: toward a unit efficiency near-field optical probe. *Appl. Phys. Lett.* 70: 1354-1356. (1997).

[38]. Keilmann, F., Van der Weide, D. W., Eickelkamp, T., Merz, R. y Stockle, D. Extreme sub-wavelength resolution with a scanning radio-frequency transmission microscope. *Opt. Commun.* 129: 15-18. (1996).

[39]. Van Labeke, D. y Barchiesi, D. Probes for scanning tunneling optical microscopy: a theoretical comparison. *J. Opt. Soc. Am. A.* 10:2193-2201. (1993).

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

[40]. Carminati, R. y Greffet, J.-J. Two-dimensional numerical simulation of the photon scanning tunneling microscope. Concept of transfer function. *Opt. Commun.* 116: 316-321. (1995).

[41]. Meixner, J., Bopp, M. A. y Tarrach, G. Direct measurement of standing evanescent wave with a photon-scanning tunneling microscope. *Appl. Opt.* 33: 7995-8000. (1994).

[42]. Hecht, E. Óptica. Addison Wesley. (1998).

[43]. Coello, V., Bozhevolnyi, S. I. y Pudonin, F. Imaging of surface plasmons with a near-field microscope. Proc. SPIE 3098: 536. (1997).

[44]. Martínez, C. y Coello, V. Óptica de campo cercano: análisis teórico-experimental de imágenes. CIENCIA UANL, Vol. III, N° 3:336-341. (2004).

[45]. Shchegrov, V., Novikov, I. V. y Maradudin, A. A. Scattering of surface plasmon polariton by a circularly symmetric surface defect. Phys. Rev. Lett. 78: 4269-4272. (1997).

[46]. Valle, P. J., Ortiz, E. M. y Saiz, J. M. Opt. Commun. 137: 334. (1997).

[47]. Coello, V. y Bozhevolnyi, S. I. Experimental statistics of near-field intensity distributions at nanostructured surfaces. J.of Microscopy. 202:136-141. (2001).

[48]. Bozhevolnyi, S. I. y Coello, V. Statistics of local intensity enhancements at nanostructured surfaces investigated with near -field microscopy. Phys. Rev. B. 64:115414. (2001).

[49]. Shalaev, V. M. y Stockman, M. I. Optical properties of fractal clusters (susceptibility, surface enhanced Raman scattering by imourities). *Sov. Phys. JETP*. 65: 287-294. (1987).

[50]. Markel, V. A., Muratov, L. S., Stockman, M. I. y George, T. F. Theory and numerical simulation of optical properties of fractal clusters. *Phys. Rev. B*. 43: 8183. (1991).

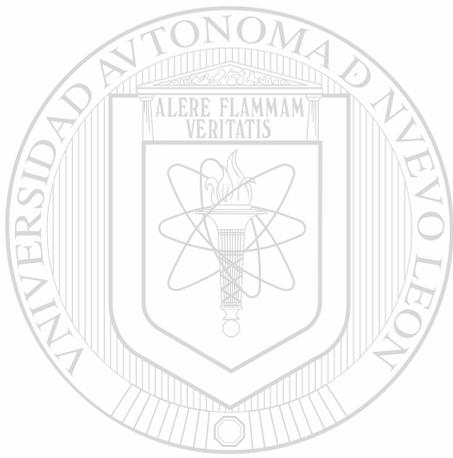
[51]. Smolyaninov, I. I., Mazzoni, D. L. y Davis, C. *Phys. Rev.Lett*. 77: 3877. (1996).

[52]. Ditlbacher, H., Krenn, J. R., Schider, G., Leitner, A. y Aussenegg, F. R. Two dimensional optics with surface plasmon polariton. *Appl. Phys. Lett*. 81: 1762-1764. (2002).

[53]. Coello, V., Sondergaard, T., Bozhevolnyi, S. I. Modeling of a surface plasmon polariton interferometer. *Opt. Commun*. 240: 345-350. (2004).

[54]. Markel, V. A., Shalaev, V. M., Stechel, E. B., Kim, W. y Armstrong, R. L. Small-particle composites. I. Linear optical properties. *Phys. Rev. B*. 53: 2425-2435. (1996).

[55]. Shalaev, V. M.,Poliakov, E. Y. y Markel, V. A. Small-particle composites. II. Nonlinear optical properties. *Phys. Rev. B*. 53: 2437-2449. (1996).



APENDICES

UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

®

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

APENDICE A

Ondas evanescentes

A.1. Ecuaciones de Maxwell

El concepto de ondas evanescentes u ondas no-homogéneas, como se les llama en los libros de teoría electromagnética clásica, no es nuevo y data de la época de Newton. Formalmente se puede demostrar la existencia de ondas evanescentes a partir de las ecuaciones de Maxwell y del fenómeno de reflexión total interna que son muy conocidos en óptica.

Consideremos un medio isotrópico, homogéneo y lineal (no ferro-eléctrico, ni ferromagnético) que se halla físicamente en reposo. Utilizando las relaciones constitutivas, las ecuaciones de Maxwell se pueden escribir como:

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0, \quad (\text{A1.1})$$

$$\nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0, \quad (\text{A1.2})$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (\text{A1.3})$$

$$\nabla \times \vec{B} - \mu\epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0, \quad (\text{A1.4})$$

donde el medio está caracterizado por los parámetros μ y ϵ , los cuales, por el momento, se suponen independientes de la frecuencia. Es posible demostrar que de estas ecuaciones se obtiene la ecuación de onda para el campo eléctrico dada por

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (\text{A1.5})$$

Una ecuación similar se satisface para la intensidad de campo magnético

$$\nabla^2 \vec{B} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0. \quad (\text{A1.6})$$

Podemos decir entonces que cada componente cartesiana de los campos eléctrico y magnético satisface la ecuación de onda dada por:

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

$$\nabla^2 u - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0, \quad (\text{A1.7})$$

donde

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}, \quad (\text{A1.7a})$$

es una constante característica del medio. La ecuación de onda tiene como solución las bien conocidas ondas planas:

$$u = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r} - i\omega t} , \quad (\text{A1.8})$$

donde la frecuencia ω y la magnitud del vector de onda \vec{k} están relacionados por

$$k = \frac{\omega}{v} = \omega\sqrt{\mu\epsilon} . \quad (\text{A1.9})$$

Si obtenemos la segunda derivada de la onda plana dada por la ec.(A1.8) obtenemos que

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\omega^2 e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} e^{-i\omega t} = -\omega^2 u ,$$

y si sustituimos en la ecuación de onda, ec.(A1.7) tenemos lo siguiente

$$\nabla^2 u + \frac{\omega^2}{v^2} u = 0 , \quad (\text{A1.10})$$

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

$$\nabla^2 u + \mu\epsilon\omega^2 u = 0 , \quad (\text{A1.11})$$

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS
donde se hace uso de la ec.(A1.7a).

También podemos hacer uso de la ec.(A1.9) $k = \frac{\omega}{v}$ por lo tanto

$$\nabla^2 u + k^2 u = 0 , \quad (\text{A1.12})$$

así que la onda básica plana ec.(A1.8) y (A1.9) satisface la ecuación de onda escalar, ec.(A1.10). A la ec.(A1.12) se le llama *ecuación de Helmholtz*.

Considerando la naturaleza vectorial de los campos electromagnéticos y con la convención de que los campos eléctrico y magnético se obtienen tomando la parte real de cantidades complejas, supondremos que los campos de ondas planas son de la forma,

$$\begin{aligned} E(\vec{r}, t) &= E_0 e^{i\vec{k}\cdot\vec{r} - i\omega t} \\ B(\vec{r}, t) &= B_0 e^{i\vec{k}\cdot\vec{r} - i\omega t}. \end{aligned} \quad (\text{A1.13})$$

A.2. Reflexión y refracción de ondas electromagnéticas en una interfase plana entre dieléctricos

La reflexión y la refracción de la luz en una superficie plana entre dos medios de diferentes propiedades dieléctricas son un fenómeno familiar. Los diferentes aspectos del fenómeno se pueden dividir en dos clases.

1) Propiedades cinemáticas:

a) Ángulo de reflexión igual al ángulo de incidencia.

b) Ley de Snell: $\frac{\text{sen}\theta_i}{\text{sen}\theta_r} = \frac{n_2}{n_1}$ donde θ_i , y θ_r son los ángulos de incidencia y

de reflexión, mientras que n_1 y n_2 son los correspondientes índices de refracción.

2) Propiedades dinámicas:

a) Intensidades de la radiación reflejada y refractada

b) Cambio de fase y de polarización.

A.3. Reflexión Total Interna

Cuando $n_1 > n_2$ la ley de Snell predice que el rayo refractado se dobla alejándose de la normal como se muestra en la Figura A.1, en otras palabras $\theta_r > \theta_i$. Esto se conoce como reflexión interna. Cuando el ángulo de incidencia aumenta, el vector de onda de la onda refractada, \vec{k}_r , eventualmente llega a ser paralelo a la interfase, Figura A.2 (i.e. $\text{sen}\theta_r = 1$) para un ángulo de incidencia particular, llamado *ángulo crítico*.

$$\theta_c = \text{sen}^{-1}\left(\frac{n_2}{n_1}\right). \quad (\text{A1.14})$$

Este fenómeno se llama *reflexión total interna*. La palabra interna implica que la onda incidente y reflejada están en el medio de mayor índice de refracción que la onda refractada ($n_1 > n_2$).

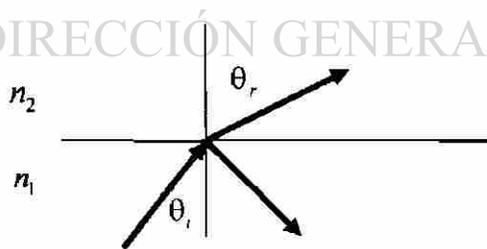


Figura A.1

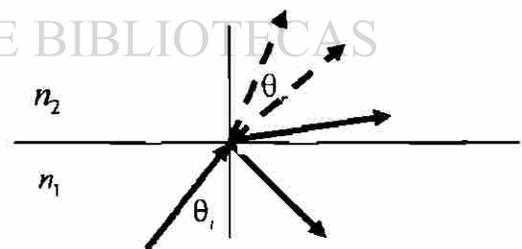


Figura A.2

Para ondas incidentes en $\theta_i = \theta_c$, la onda refractada se propaga paralela a la superficie. No puede haber flujo de energía a través de la superficie. Por lo tanto en el ángulo de incidencia debe haber reflexión total interna. ¿Qué pasa si $\theta_i > \theta_c$? Para responder a esto primero notemos que, para $\theta_i > \theta_c$, $\text{sen}\theta_r > 1$. Esto significa que θ_r es un ángulo complejo cuyo coseno es un número imaginario puro.

$$\cos\theta_r = i \left(\frac{n_1 \text{sen}\theta_i}{n_2} \right)^2 - 1 \quad (\text{A1.15})$$

El significado de estas cantidades complejas se aclara cuando consideramos el factor de propagación de la onda refractada:

$$e^{ik_r \cdot r} = e^{ik_r(x\text{sen}\theta_r + z\text{cos}\theta_r)} = e^{-k_r \left[\left(\frac{n_1 \text{sen}\theta_i}{n_2} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} z} e^{ik_r \left(\frac{n_1 \text{sen}\theta_i}{n_2} \right) x} \quad (\text{A1.16})$$

Esto demuestra que para $\theta_i > \theta_c$, la onda refractada se propaga únicamente paralela a la superficie y se atenúa exponencialmente más allá de la interfase. La atenuación ocurre dentro de unas pocas longitudes de onda. A este tipo de ondas se les conoce como **ondas evanescentes**. Si escribimos

$$\delta = k_r \left[\left(\frac{n_1 \text{sen}\theta_i}{n_2} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 \left[\left(\frac{n_1 \text{sen}\theta_i}{n_2} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} \quad \text{y} \quad \lambda = \frac{n_2}{n_1 \text{sen}\theta_i}, \quad (\text{A1.17})$$

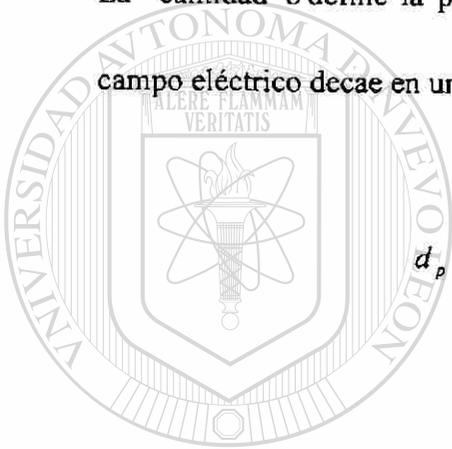
donde $k_r = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2$ y λ_0 es la longitud de onda de la luz en el vacío, por lo cual el campo

eléctrico correspondiente a la onda evanescente se puede escribir como:

$$E(x, z) = E_0 \exp(-\delta z) \exp(i(2\pi \lambda) x). \quad (\text{A1.18})$$

La cantidad δ define la profundidad de penetración d_p , para la cual la amplitud del campo eléctrico decae en un factor de 1 e:

$$d_p = \frac{\lambda_0 n_2}{2\pi \left[\left(\frac{n_1 \sin \theta_i}{n_2} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}}. \quad (\text{A1.19})$$



U A N L

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS



APENDICE B

B.1 Plasmones

Consideremos que un metal está compuesto de iones positivos que forman una red regular y que los electrones de conducción pueden moverse libremente a través de esta red iónica.

Si ahora reemplazamos la red iónica por un fondo uniforme y positivo cuya densidad sea igual a la densidad media de los electrones pero de signo opuesto tenemos lo que se conoce como el modelo de “jalea”. Los electrones se comportan como un gas cuya

densidad puede variar debido a excitaciones externas, vibraciones térmicas, etc.

Si la densidad de electrones disminuye localmente, el fondo positivo ya no es anulado por la carga negativa de los electrones y se produce una fuerza de atracción sobre los electrones vecinos. Estos electrones se mueven a regiones positivas y se acumulan con una densidad mayor que la necesaria para alcanzar la neutralidad. La repulsión de Coulomb produce ahora un movimiento en dirección opuesta. Este proceso continúa, ocasionando oscilaciones longitudinales del gas de electrones estableciendo así **oscilaciones de plasma**. Un **plasmón** es un “quantum” de las oscilaciones de plasma.

B.2 Plasmones de superficie

La interfase entre un metal y un dieléctrico también puede sostener oscilaciones de la densidad de carga- **plasmones de superficie**- esto ocurre a una frecuencia diferente de las oscilaciones de plasma que tienen lugar dentro del metal, y están confinadas a la interfase.

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 B.1.

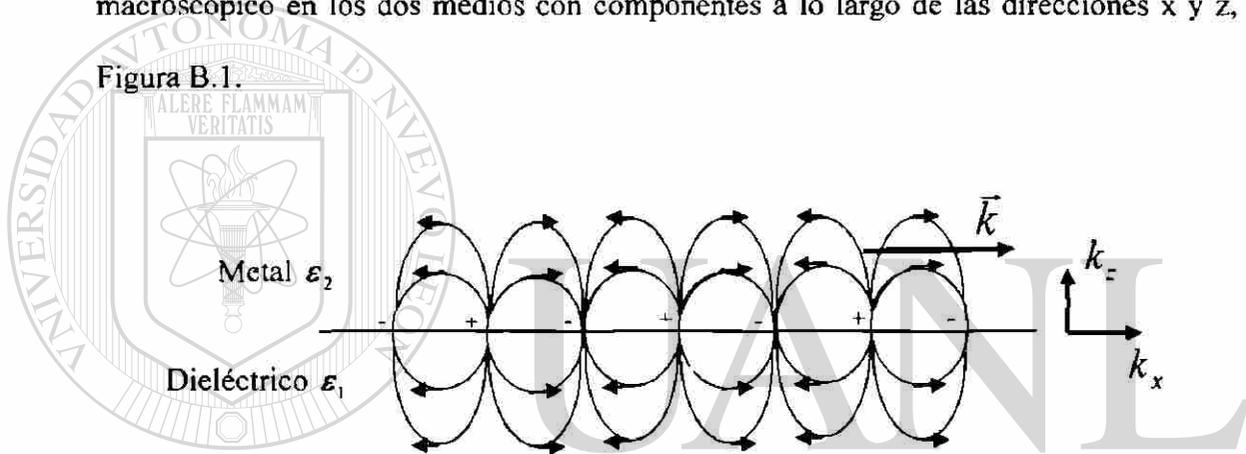


Figura B.1 Campo eléctrico debido a las oscilaciones de la densidad de carga en un metal.

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 B.2 como:

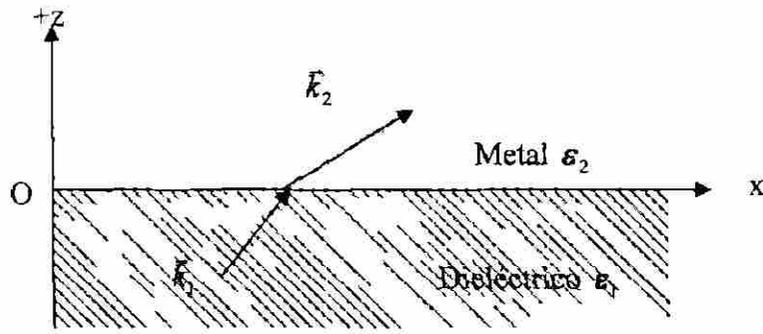


Figura B.2 Configuración de los dos medios que forman la interfase dieléctrico-metal



$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \vec{E}_{10} e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (\text{B.1})$$

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

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

UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

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

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

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

donde \vec{E}_{10} es un vector que está en el plano $x-z$ y \vec{H}_{10} es un vector que está en la dirección y , esto es estamos considerando que el campo electromagnético tiene polarización p .

De la misma manera el campo electromagnético en el metal se puede escribir como:

$$E_2(\vec{r}, t) = E_{20} e^{i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (\text{B.2})$$

$$H_2(\vec{r}, t) = H_{20} e^{i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t)}$$

donde

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



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

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

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

Ahora bien también tenemos que

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

de donde

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

así que

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

y si $k_{2x}^2 > k_2^2$ entonces

$$k_2^2 - k_{2x}^2 = -\gamma^2$$

por lo cual

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

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

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = \vec{E}_{20} e^{-\gamma \cdot z} e^{i\beta \cdot x} \tag{B.3}$$

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

donde se ha eliminado la dependencia con el tiempo.

Consideramos que estos campos existen en la superficie metálica de la interfase metal/dieléctrico y representan un plasmon de superficie.

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

B.3 Relaciones de dispersión

Para obtener las relaciones de dispersión y por lo tanto los parámetros característicos de los plasmones de superficie haremos uso de las condiciones frontera que deben satisfacer los campos eléctrico y magnético en la interfase metal/dieléctrico. Las condiciones frontera son: que las componentes de \vec{E} y \vec{H} deben ser continuas a través de la interfase, esto es:

$$E_{1x} \Big|_{z=0} = E_{2x} \Big|_{z=0} \tag{B.4}$$

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

También usaremos la siguiente condición frontera para H :

$$\frac{1}{\epsilon_1} \frac{\partial H_{1y}}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{1}{\epsilon_2} \frac{\partial H_{2y}}{\partial z} \Big|_{z=0} \tag{B.5}$$

Las ecuaciones (B.4) y (B.5) implican que:

$$k_{1x} = k_{2x} = k_x = \beta \tag{B.6}$$

$$\epsilon_2 k_{1z} = \epsilon_1 k_{2z} \tag{B.7}$$

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 (B.6) y el hecho de que $k_1^2 = \epsilon_1 (\omega c)^2$ y $k_2^2 = \epsilon_2 (\omega c)^2$ tenemos

las siguientes ecuaciones

$$k_x^2 + k_{1z}^2 = \epsilon_1 (\omega c)^2 \tag{B.8}$$

$$k_x^2 + k_{2z}^2 = \epsilon_2 (\omega c)^2$$

De la ecuación (B.7) y (B.8) se obtiene la siguiente relación de dispersión:

$$k_x = \frac{\omega}{c} \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \quad (\text{B.6a})$$

o bien ya que $k_x = \beta$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \quad (\text{B.6b})$$

donde λ_0 es la longitud de onda de la luz en el vacío y β es la constante de propagación del plasmón.

La constante de propagación β es una función compleja

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

$$\beta = \beta_r + i\beta_{im} \quad (\text{B.9})$$

por lo tanto la ecuación (B.3) tendrá dos componentes una que será una onda que viaja ($e^{i\beta_r x}$) y una que decae exponencialmente ($e^{-\beta_{im} x}$)

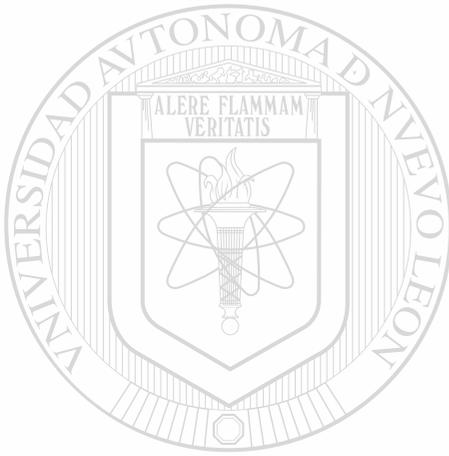
$$\vec{E}_2(\mathbf{r}, t) = \vec{E}_{20} e^{-\gamma \cdot z} e^{i(\beta_r + i\beta_{im})x} = \vec{E}_{20} e^{-\gamma \cdot z} e^{i\beta_r x} e^{-\beta_{im} x}$$

Esto significa que mientras un plasmón se propaga en la dirección x su amplitud decae exponencialmente. Definimos la longitud de propagación L , asociada con el plasmón, como la longitud para la cual la intensidad disminuye en un factor de $1/e$ (a lo largo de la superficie) y la profundidad de penetración, es decir, la longitud (perpendicular a la superficie) para la cual la amplitud del campo disminuye en un factor de $1/e$, por lo tanto:

$$\Lambda_{PS} = \frac{2\pi}{\beta_r}, \quad (\text{B.10})$$

$$L_{PS} = \frac{1}{2\beta_{im}}, \quad (\text{B.11})$$

$$d = \frac{1}{\gamma}. \quad (\text{B.12})$$



UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

B.4 Excitación por medio de luz: técnica de reflexión total interna atenuada

(RTIA).

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

La excitación de plasmones de superficie (PS) por medio de la RTIA es uno de los métodos más populares encontrado en la literatura relacionada con PS. La configuración consiste en una interfase aire-metal con un tercer medio como acoplador con una constante dieléctrica $\epsilon_3 > 0$. La luz que viaja en el medio con constante dieléctrica ϵ_3 incide sobre la superficie metálica y produce la excitación de PS lo cual se puede reconocer por la presencia de un mínimo en la curva de la intensidad producida por reflexión total interna atenuada. La explicación de este valor mínimo en la intensidad del

haz reflejado se puede entender a partir de las ecuaciones de Fresnel. El coeficiente de reflexión para las dos interfases vidrio-metal, metal-aire esta dado por:

$$r_{321} = \left\{ r_{32} + \frac{r_{21}(1-r_{32}^2)e^{i\Delta}}{1+r_{21}r_{32}e^{i\Delta}} \right\}, \quad (\text{B.13})$$

Siendo

$$\Delta = \frac{4\pi dn_2}{\lambda_0} \sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} \text{sen}^2 \theta_0}, \quad (\text{B.14})$$

la diferencia de fase, donde d es el espesor de la película metálica, n_1 , n_2 son el índice de refracción del aire y del metal, λ_0 es la longitud de onda de la luz en el vacío.

Además,

$$r_{21} = \frac{n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_3}{n_2}\right)^2 \text{sen}^2 \theta_0} - n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_3}{n_2}\right)^2 \text{sen}^2 \theta_0}}{n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_3}{n_2}\right)^2 \text{sen}^2 \theta_0} + n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_3}{n_2}\right)^2 \text{sen}^2 \theta_0}}, \quad (\text{B.15})$$

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

$$r_{32} = \frac{n_2 \cos \theta_0 - n_3 \sqrt{1 - \left(\frac{n_3}{n_2}\right)^2 \text{sen}^2 \theta_0}}{n_2 \cos \theta_0 + n_3 \sqrt{1 - \left(\frac{n_3}{n_2}\right)^2 \text{sen}^2 \theta_0}}, \quad (\text{B.16})$$

donde n_3 es el índice de refracción del vidrio y θ_0 es el ángulo de incidencia de la luz en la interfase vidrio-metal. La reflectancia R está dada por:

$$R = |r_{321}|^2. \quad (\text{B.17})$$

Por lo tanto si se varía el ángulo de incidencia de la luz sobre la superficie metálica, habrá cierto ángulo para el cual la reflectancia R casi se hace cero, lo cual indica la excitación del PS, como se muestra en la Figura B.3.

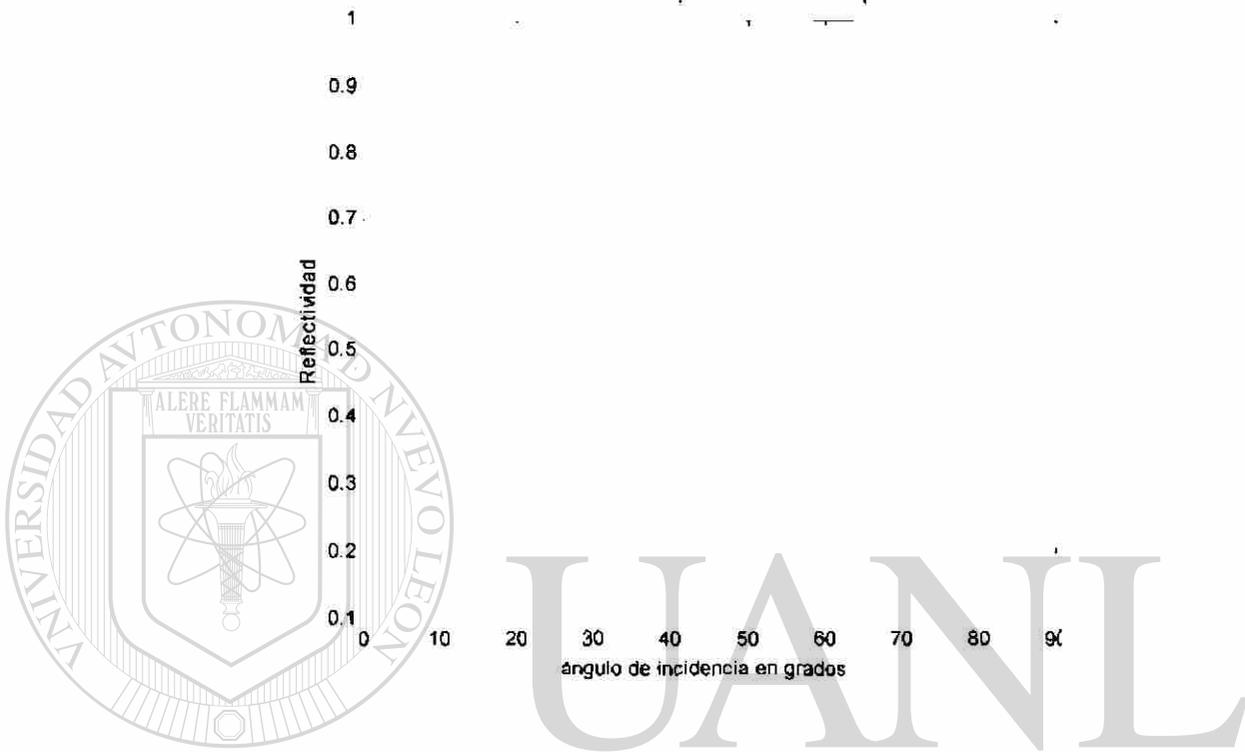


Figura B.3 Curva RTIA calculada para una interfase vidrio-plata-aire: $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$, espesor de la película de plata $d = 45 \text{ nm}$, constante dieléctrica de la plata $\epsilon_3 = -9+i$, y el índice de refracción del vidrio $n_3 = 1.5$.

Los dispositivos que usan el método de RTIA hacen uso de la configuración de Otto y Kretschmann-Raether (Figura B.4).

En la configuración de Otto (Figura B.4 (a)) el dieléctrico (aire) se coloca entre un prisma (usualmente de vidrio) y una película metálica. Este dispositivo es adecuado cuando no se debe dañar la superficie por el contacto con el prisma. En el caso de la

configuración de Kretschmann-Raether (Figura B.4 (b)) la superficie metálica se coloca justo encima de la base del prisma, lo cual se hace, normalmente, por deposición térmica pero también se puede hacer por medio de técnicas de inmersión.

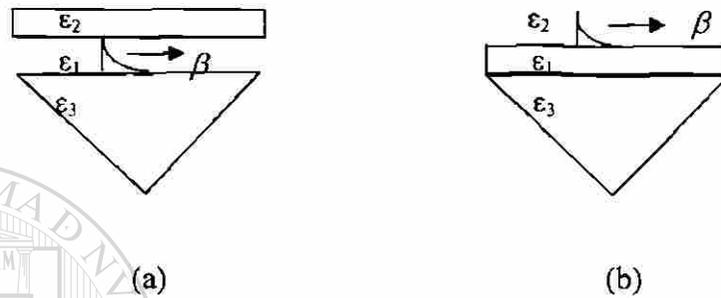
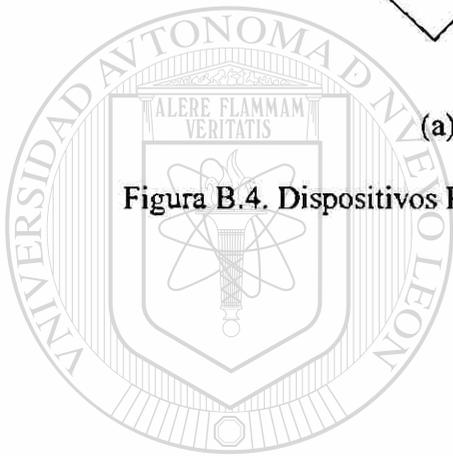


Figura B.4. Dispositivos RTIA. Configuración de Otto y Kretschmann-Raether.



UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

RESUMEN AUTOBIOGRAFICO

Carlos Martínez Hernández

Candidato para el Grado de

Doctor en Ingeniería Física Industrial

Tesis: CONFINAMIENTO DE LUZ EN ESCALAS DE SUBLONGITUD DE ONDA:

ANÁLISIS TEÓRICO-EXPERIMENTAL

Campo de Estudio: Microscopia de Campo Cercano

Biografía:

Datos Personales: Nacido en Huixtla, Chiapas, el 26 de Marzo de 1955, hijo de Cecilio Martínez Domínguez[†] y María del Carmen Hernández Ávila[†].

Educación: Egresado de la Universidad Autónoma de Nuevo León, grado obtenido: Licenciado en Física en 1980, Maestría en Ciencias con especialidad en Ingeniería Nuclear en 1990.

Experiencia Profesional: Maestro de tiempo completo de la Universidad Autónoma de Nuevo León desde 1984 a la fecha, Jefe de Laboratorios de la Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas desde 1988 hasta 1992. Miembro de la Sociedad Mexicana de Física.

