



Universidad Autónoma de San Luis Potosí
Facultad de Ciencias
Instituto de Investigación en Comunicación Óptica

**Microscopía de campo cercano:
Aplicación al estudio del confinamiento y propagación
de carga superficial en estructuras semiconductoras**

Tesis

Que para obtener el grado de:
Maestro en Ciencias Aplicadas

PRESENTA

I.F. Luis David Espinosa Cuellar

Asesor de Tesis

Dr. Ricardo Castro García

Dr. Luis Felipe Lastras Martínez

San Luis Potosí, S.L.P. México

AGOSTO 2019

Universidad Autónoma de San Luis Potosí

Facultad de Ciencias

Los miembros del comité de tesis recomiendan la aceptación de la tesis **Microscopía de campo cercano: Aplicación al estudio del confinamiento y propagación de carga superficial en estructuras semiconductoras** de **Luis David Espinosa Cuellar** como un cumplimiento parcial de los requisitos para obtener el grado de:

Maestro en Ciencias Aplicadas

Dr. Luis Felipe Lastras
Martínez

Dr. Ricardo Castro García

Dr. Raúl E. Balderas Navarro

Dr. Edgar A. Cerda Méndez

Agradecimientos

A lo largo de mi carrera profesional, muchas han sido las personas que me han apoyado, por esto mismo, quiero hacerles saber a cada una, lo mucho que estoy agradecido por todo.

A mis padres, por su apoyo incondicional en cada una de las decisiones que he tomado a lo largo de mi vida. Gracias por siempre preocuparse por que nunca me faltara nada, no solo a mi, si no tambien a mis hermanos, que yo se que los dos han trabajado duro para poder darnos siempre lo mejor. Si ahora estoy por acabar esta etapa de mi vida, es por la suma de todo lo que me han brindando, sus valores, sus enseñanzas, todo.

A mis hermanos que siempre han sabido apoyarme y alegrarme, que hemos vivido muchas aventuras juntos, y siempre han estado ahí conmigo, tanto en las buenas como en las malas.

A cada uno de mis familiares, y en especial a mis dos abuelitas, que siempre han estado orgullosas de lo que he logrado y de lo que puedo lograr.

A Arely, mi compañera, mi amiga, el amor de mi vida, que ha estado a mi lado por mas de 6 años, y de conocernos 11 años, que desde el momento que llegaste has sido parte muy importante de mi vida, que has compartido conmigo tantas cosas, tantos momentos, tantas palabras, todo eso y mas. Gracias por estar conmigo en este momento, quien sabe, a veces creo que sin ti, mi vida seria totalmente distinta a lo que es ahora.

A cada uno de mis amigos y compañeros, Rudy, Pepe, Isaac, Poncho, Blanca, Ruby, Jose, Diana, Abril, Hector, Armando, Oscar y Sonia, que han estado a mi lado en esta etapa y en muchas otras, gracias por su amistad, y por los momentos que hemos pasado. Las reuniones, las salidas, las fiestas, las celebraciones en el Patrick's Pub Irlandes, momentos inolvidables a su lado.

Al Dr. Luis Felipe Lastras Martínez por la paciencia, confianza, impulso, orientación y libertad en su asesoría

Al Dr. Raúl Balderas Navarro por su interés en el proyecto, valiosas sugerencias, por su amistad y su compromiso con la ciencia.

Al Dr. Ricardo Castro García por toda la paciencia, el interés y la disposición mostrada.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por la beca otorgada a lo largo de este periodo.

Al Dr. Manuel Flores Camacho y al Dr. Raul Balderas, que siempre han sido mi ejemplo a seguir, debido a que son personas totalmente comprometidas con su trabajo, ya que si es necesario quedarse hasta muy noche o venir todas las vacaciones, ellos lo haran.

A cada uno de los doctores que han sido parte de mi crecimiento educativo, ya que me han enseñado que enserio se puede amar lo que uno estudia.

Un especial agradecimiento al Dr. Mohammad Esmail Aryaee Panah, del departamento Photonics Engineering en Dinamarca, por amablemente haber facilitado las estructuras basadas en InP utilizadas en este trabajo.

Resumen

En este trabajo se presenta el estudio del confinamiento y propagación de carga superficial estudiado sobre estructuras basadas en InP (001) altamente dopado. De manera específica, lo que se estudió fue la respuesta asociada a InP, conformada por muestras compuestas por la siguiente estructura: a un sustrato de InP dopado con azufre, se le creció una rejilla de difracción de InP altamente dopado con átomos de silicio. La rejilla de difracción tiene el propósito de que por la ley de Bragg, la luz de iluminación tenga el momento necesario para poder excitar los plasmones superficiales en el infrarrojo. En lo que respecta a este trabajo, se extendió el estudio de la respuesta de dicha carga superficial con la técnica de microscopía en campo cercano, utilizando láseres con longitud de onda de 407 nm, 532 nm y 633 nm. De los resultados experimentales obtenidos en la región visible mediante NSOM, se especula que es posible obtener una respuesta igualmente plasmónica asociada a las cargas libres superficiales en la estructura.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Descripción de Plasmón	1
1.2. Esquema de la tesis	2
2. Aspectos Teóricos	5
2.1. Microscopía Óptica de Campo Cercano: Formalismos e Introducción	5
2.1.1. Fuerzas habituales presentes en el proceso de escaneo	6
2.1.2. Detección de fuerzas y generación de imágenes en sistemas duales: NSOM/AFM	9
2.1.3. NSOM/AFM	10
2.1.4. Introducción a la instrumentación NSOM/AFM en equipo MV2000 de Nanonics©	11
2.2. Plasmónica: Fundamentos y Aplicaciones [25]	12
2.2.1. Teoría Electromagnética de los Metales [25]	13
2.2.2. Plasmones de Superficie en una interfaz Metal/Aislante [25]	32
2.2.3. Excitación de Plasmones Superficiales en Interfaces Planas [25]	42
2.2.4. Imagen de la Propagación de un Plasmón de Superficie [25]	45
3. Muestras y Tecnicas Experimentales	51
3.1. Descripción de las Muestras	51
3.1.1. Crecimiento y Función Dieléctrica de InP altamente dopado	51
3.1.2. Plasmones de Superficie en InP altamente dopado	55

ÍNDICE GENERAL

3.2. NSOM	56
3.2.1. NSOM en modo Colección	57
3.2.2. NSOM en modo Reflexión	58
3.2.3. Derivación de NSOM en modo Colección	60
4. Caracterización y Resultados Experimentales	61
5. Conclusiones	79

Índice de figuras

1.1. a) Propagación del SPP. b) Profundidad de penetración del SPP en el dieléctrico y el metal.	2
2.1. Esquema de a) NSOM de Apertura y b) NSOM de Dispersión	6
2.2. Gráfica Fuerza vs Separación para interacción sonda-muestra	8
2.3. Comparación de resoluciones ideales de una punta de alto aspecto contra una de bajo aspecto al moverse sobre una superficie idéntica, donde la primera da una mejor resolución y mejor representación real	11
2.4. La relación de dispersión de un gas de electrones libres. La propagación de ondas electromagnéticas solo está permitida para $\omega > \omega_p$	26
2.5. Oscilaciones colectivas longitudinales de los electrones de conducción de un metal: volumen de plasmones	27
2.6. Propagación de SPP en una interfaz entre un metal y un dieléctrico.	37
2.7. Coincidencia de fase de la luz con los SPP mediante una rejilla.	43
2.8. Excitación local de SPP utilizando iluminación de campo cercano con una apertura de longitud de onda inferior.	45
2.9. Configuración típica para la imagen óptica de campo cercano de los campos SPP en una interfaz metal / aire. La cola evanescente de los campos que penetran en el aire se acopla a los modos de propagación en una punta de fibra óptica cónica. Los SPP se pueden excitar, por ejemplo, a través de un acoplamiento prismático (mostrado), un haz bien enfocado o un impacto de partículas.	47

3.1. Estructura Cristalina del InP	52
3.2. a) Espectros de reflectancia medidos y sus respectivos ajustes para los sustratos. b) Espectros de reflectancia medidos y sus respectivos ajustes para las muestras crecidas [39]	55
3.3. Imagen SEM de la estructura de rejilla fabricada, Recuadro: Mapa del campo eléctrico simulado para $\theta_{in} = 32^\circ$ [39]	56
3.4. Esquema ilustrativo de la configuración en la sección punta-muestra-objetivo para NSOM en modo Colección	57
3.5. Esquema ilustrativo de la configuración en la sección punta-muestra-objetivo para NSOM en modo Reflexión	59
3.6. Esquema ilustrativo de la configuración en la sección punta-muestra-objetivo para NSOM en modo Colección con un ángulo de incidencia θ para la luz de iluminación	60
4.1. Imagen Óptica de la rejilla de difracción con un objetivo de microscopio de a) 10X y b) 50X	62
4.2. Mediciones AFM sobre una de las franjas de InP con bajo dopaje, a distintas líneas de laser, a)407 nm, c)532 nm y e) 633 nm con su respectivo perfil horizontal a la derecha de cada imagen.	64
4.3. Mediciones NSOM sobre una de las franjas de InP con bajo dopaje, a distintas líneas de laser, a)407 nm, c)532 nm y e) 633 nm con su respectivo perfil horizontal a la derecha de cada imagen.	65
4.4. Mediciones AFM sobre una de las franjas de InP:Si altamente dopado a distintas líneas de laser, a)407 nm, c)532 nm y e) 633 nm con su respectivo perfil horizontal a la derecha de cada imagen.	66
4.5. Mediciones NSOM de una de las franjas de InP:Si altamente dopado a distintas líneas de laser, a)407 nm, c)532 nm y e) 633 nm con su respectivo perfil horizontal a la derecha de cada imagen.	67
4.6. Zonas seleccionadas para poder ver mejor el efecto plasmónico	69

4.7. Perfiles AFM (columna izquierda) y NSOM (columna derecha) de las zonas seleccionadas	70
4.8. Perspectivas 3D de las zonas seleccionadas.	71
4.9. Mediciones AFM y NSOM de distintos tamaños de ventana de escaneo.	73
4.10. Mediciones AFM y NSOM donde la luz de iluminación en b) es no polarizada y en d) es polarizada	74
4.11. Mediciones AFM y NSOM donde la luz de iluminación en b) es depolarizada y en d) es linealmente polarizada pero con una direccion cualquiera.	76
4.12. Mediciones AFM y NSOM donde la luz de iluminación en b) es linealmente polarizada paralela a las franjas y en d) es linealmente polarizada perpendicular a las franjas.	77

Índice de tablas

3.1. Condiciones de crecimiento de las muestras.	53
--	----

Capítulo 1

Introducción

La fotónica de plasmones de superficie es un campo de investigación que ha ido creciendo a gran velocidad, esto debido al desarrollo de las técnicas de nanofabricación en las últimas dos décadas. Se ha convertido en uno de los campos de investigación más importantes de la óptica en el siglo XXI [1, 2]. Los plasmones de superficie (SPPS) o plasmones son la oscilación colectiva de los electrones libres en la superficie de los metales. Los plasmones se localizan en una interfaz metal/dieléctrico con un campo local altamente mejorado, que mejorará en gran medida la interacción de la materia ligera y nos proporcionará una nueva forma de manipular la información óptica en escala nanométrica. Los plasmones se estudian extensamente en muchas áreas debido a su ventaja única, entre ellas esta la dispersión Raman mejorada en la superficie (SERS) [3, 4], transmisión óptica extraordinaria (EOT) [1, 5], aplicaciones médicas [6], detección [7], materiales de índice de refracción negativo [8, 9], conversión de frecuencia no lineal [10], celdas solares [11], interacción luz-materia [12], nano-láser [13], óptica cuántica [14, 15].

1.1. Descripción de Plasmón

Los SPPs son ondas colectivas de densidad de electrones en la superficie de un metal, que son intrínsecamente excitadas bidimensionalmente. El campo electromagnético de los SPP decae exponencialmente con la distancia desde la interfaz dieléctrico/metal, de modo que

los SPP se localizan en la superficie. La figura 1.1 es el esquema del SPP, que muestra la naturaleza oscilante de la densidad de carga superficial y los campos asociados. Las profundidades de penetración del campo en el dieléctrico y el metal están alrededor de 100 y 10 nm [16] en el rango visible, respectivamente. Las SPP fueron observadas por primera vez por Wood en 1902; encontró características inexplicables en las mediciones de reflexión óptica en las rejillas metálicas, lo que se denomina anomalía de Wood [16, 17]. Fano atribuyó la anomalía a la excitación de un modo de superficie en 1936 [18, 19]. Más adelante, Stern y Frerell propusieron que el modo de superficie está relacionado con el acoplamiento entre el campo electromagnético y el plasmón de superficie [20]. Introdujeron la dispersión del modo de superficie por primera vez.

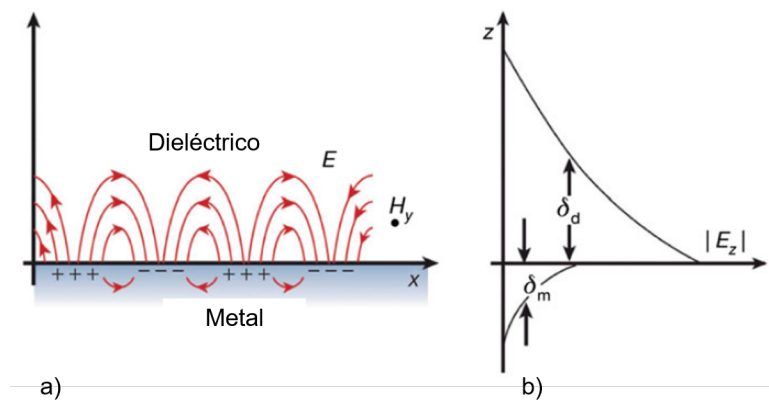


Figura 1.1: a) Propagación del SPP. b) Profundidad de penetración del SPP en el dieléctrico y el metal.

1.2. Esquema de la tesis

Esta tesis presenta experimentos para conocer las propiedades plasmónicas de diferentes muestras. El capítulo 2 abarca los aspectos teóricos de mayor relevancia para los contenidos de los capítulos posteriores. En el capítulo 3 se describen las muestras a estudiar, así mismo se detalla la técnica experimental, esto con el fin de entender los procesos físicos que se llevan a cabo en la misma. En el capítulo 4 y en lo que se centra el trabajo realizado a lo

largo de este periodo es la caracterización de muestras de fosfuro de indio (InP) altamente dopado, mediante la tecnica de microscopía en campo cercano, la cual nos permitira aislar la contribución correspondiente a las cargas superficiales. En el capitulo 5 se resumen las conclusiones principales de este trabajo y se mencionan algunas perspectivas.

Capítulo 2

Aspectos Teóricos

2.1. Microscopía Óptica de Campo Cercano: Formalismos e Introducción

El principio de la microscopía óptica de escaneo de campo cercano (NSOM) se puede modelar simplemente mediante la interacción electromagnética de dos nanoobjetos muy próximos, que representan una sonda y una muestra [21]. Cuando los dos nanoobjetos se iluminan con luz, los momentos dipolares eléctricos se inducen en ambos objetos y se acoplan a través de la interacción dipolo-dipolo. Debido a la naturaleza de corto alcance de la interacción dipolo-dipolo, el momento dipolar total cambia rápidamente con la posición relativa de los dos objetos. Al detectar una radiación del dipolo total en el campo lejano con la exploración de uno de los dos objetos, se puede obtener imágenes de alta resolución espacial. En términos generales, la resolución está determinada por el tamaño del objeto. En la mayoría de las mediciones con NSOM, las señales de dispersión inelástica como la fluorescencia o la dispersión Raman son más informativas. En tales casos, es más intuitivo tratar la sonda (uno de los dos objetos) como una fuente de luz localizada para iluminar la muestra (el otro). Hay dos tipos de NSOM en términos de estructura de sonda como fuente de luz localizada: tipo de apertura y tipo de dispersión. Los procesos físicos involucrados en ambos tipos de NSOM son idénticos a los descritos anteriormente y las diferencias se limitan

a consideraciones tecnológicas. En el NSOM tipo abertura, se utiliza una pequeña abertura en una película de metal para generar un punto de luz a nanoescala. Incluso cuando el diámetro de la abertura es más pequeño que la longitud de onda de la luz, obtenemos un punto de luz igual al tamaño de la abertura. Debido a que la luz difracta inmediatamente después de ser expulsada a través de la abertura, el vértice de la sonda debe mantenerse cerca de la superficie de la muestra mientras se escanea (la abertura - la distancia de la muestra se regula a menos de 10 nm). En el funcionamiento real de la apertura NSOM, se emplea una sonda basada en fibra óptica como se muestra en la Fig.2.1a. El tipo de dispersión NSOM utiliza una punta de metal homogénea afilada como una sonda (Fig. 2.1b). Cuando la punta se ilumina con la polarización paralela al eje de la punta, el campo eléctrico mejora debido a la gran carga superficial en el vértice. Se espera la resolución espacial definida por el diámetro del ápice. El efecto de mejora de campo también puede contribuir a la detección de señales extremadamente débiles, como la dispersión Raman de nanoobjetos individuales.

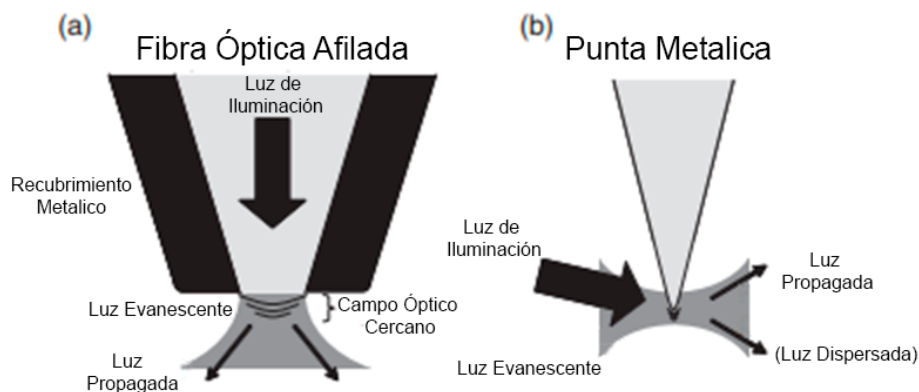


Figura 2.1: Esquema de a)NSOM de Apertura y b)NSOM de Dispersión

2.1.1. Fuerzas habituales presentes en el proceso de escaneo

Un exhaustivo compendio de temas, que tratan fuerzas intermoleculares y de superficie se puede encontrar en variados tomos de la literatura actual. Las interacciones dominantes a distancias muy pequeñas entre punta y muestra en NSOM/AFM, son las fuerzas de Van der Waals, las cuales son suficientemente fuertes para mover objetos macroscópicos como

los tuning fork, sección que sostiene a las puntas para escanear en tal microscopia. Dichas interacciones intermoleculares se pueden clasificar en: Fuerza entre dos dipolos permanentes, Fuerza entre un dipolo permanente y un dipolo inducido y Fuerza entre dos dipolos inducidos instantáneamente. La primera, también conocida como “de polarización” o Fuerzas de Keesom, se refiere a moléculas que están polarizadas permanentemente (como las moléculas de agua que atraen otras moléculas de agua, u otros compuestos químicos). La segunda, “de inducción” o Fuerzas de Debye, se presenta cuando un dipolo se induce en un átomo o molécula creando así un dipolo inducido, el cual interactúa con una molécula que tiene un momento dipolar permanente. Mientras que la tercera, “de dispersión” o Fuerzas de London, es por las fluctuaciones instantáneas de electrones, las cuales ocurren a la frecuencia de la luz causando dispersión óptica [22],[23].

En muchas situaciones, las fuerzas de lejano alcance, o de Campo Lejano, actúan junto con las de rango cercano, o de Campo Cercano, sobre la superficie. Ejemplos de interacciones de lejano alcance incluyen, por ejemplo, atracción o repulsión electrostática, corriente inducida o interacciones magnetostáticas, además de fuerzas capilares debido a la energía entre la punta y la superficie de la muestra. Cerca del plano superior de la muestra, aquellas fuerzas “lejanas” son más pequeñas debido a las interacciones de Van der Waals y usualmente contribuyen muy poco a la señal. Generalmente y por simplificación se considera que más allá de la superficie estas interacciones decaen dramáticamente al punto de considerarse despreciables [22],[23]. Las relaciones generales que describen las fuerzas experimentadas por una punta sobre una superficie homogénea, para las interacciones electro y magnetostáticas, son descritas en las Ec. 2.1 y 2.2, donde ΔV es la diferencia de potencial entre la muestra y la punta, C es la capacitancia de ambas como una función de la separación z , $B_{muestra}$ es el campo magnético que emana de la superficie de la muestra, y m es el dipolo magnético de la punta. Las puntas magnéticas o conductoras son necesarias para acceder a campos magnéticos o eléctricos.

$$F_{electroestática} = -\frac{1}{2}(\Delta V)^2 \frac{\partial C}{\partial z}, \quad (2.1)$$

$$F_{magnetostática} = \Delta(m * B_{muestra}), \quad (2.2)$$

Las Ec. 2.1 y 2.2 son resultados y simplificaciones de todo un extenso proceso y análisis

que se debe de seguir para la obtención del formalismo matemático necesario para sustentar los fenómenos físicos que se presentan en la cercanía punta-muestra, pero son suficientes para explicar el proceso del fenómeno de fuerzas que se describe. Tales interacciones propias del Campo Lejano son de gran importancia en otros métodos derivados de SPM y su respectivo análisis [22],[23].

La punta experimental predomina fuerzas de Van der Waals repulsivas en modo de contacto, esto conlleva a la deflexión de la punta. En tanto ésta última se mueva más allá de la superficie de la muestra las fuerzas de Van der Waals atractivas serán más dominantes (modo de no contacto), ver Fig.2.2. El modo Tapping, empleado en este Trabajo de Investigación, se maneja como uno en donde la punta nunca entra en contacto con la muestra, interactuando de forma permanente con las fuerzas de Van der Waals [23].

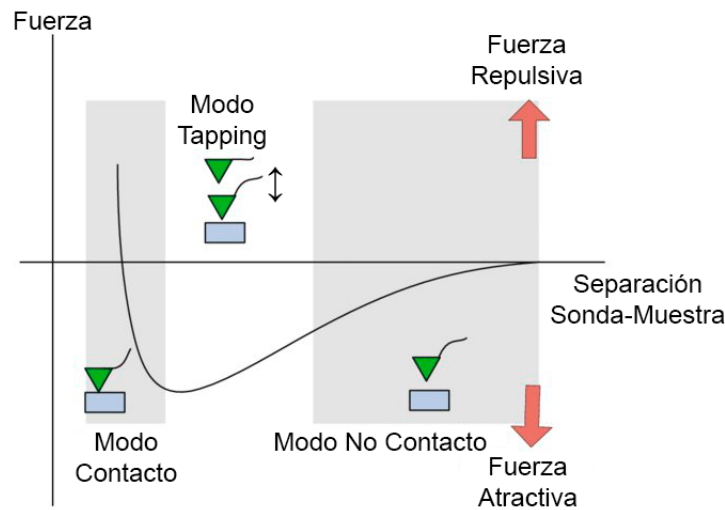


Figura 2.2: Gráfica Fuerza vs Separación para interacción sonda-muestra

2.1.2. Detección de fuerzas y generación de imágenes en sistemas duales: NSOM/AFM

El principio en el que subyace el proceso de obtener imágenes en NSOM/AFM, específicamente en el equipo utilizado dentro del desarrollo de la presente tesis, es en las interacciones

que se presentan entre el final de la punta montada sobre un tuning fork, ya que ellas resultan en una respuesta, señal de regreso o de retroalimentación, a través del mismo fork o, en su defecto, sensor que éste tenga. Hay distintas formas de adquirir imágenes basadas en, principalmente, tres maneras procedentes de la que se conoce como retroalimentación del tipo AFM.

1) De contacto. <5 nm de separación entre punta y muestra.

Se encuentran presentes fuerzas repulsivas de Van der Waals.

Cuando la constante de resorte del tuning fork es menor que la de la superficie, este se dobla. La fuerza sobre la punta es repulsiva. Manteniendo una deflexión constante en el tuning fork (usando los ciclos de retroalimentación) las fuerzas entre punta y muestra permanecen constantes y se puede obtener una imagen de la superficie.

Ventajas: rápido escaneo, bueno para muestras rugosas, utilizado en análisis con base en fricción.

Desventajas: En ocasiones las fuerzas presentes pueden dañar o deformar muestras blandas/suaves. Sin embargo, la obtención de imágenes en líquidos es posible con éste método.

2) Contacto intermitente (tapping mode o modo de golpeteo). 5nm-50nm de separación punta-muestra.

El conseguir imágenes con ésta técnica es similar al método anterior.

Sin embargo, en éste modo el tuning fork se oscila a su frecuencia de resonancia. La punta suavemente “golpea” la superficie de la muestra durante el escaneo, entrando en contacto con la superficie en la parte inferior de su oscilación. Manteniendo una amplitud de oscilación constante se conserva una interacción punta-muestra invariable y se obtiene una imagen.

Ventajas: Permite una alta resolución de las muestras que fácilmente pueden sufrir algún tipo de daño y/o presentar desprendimientos de material desde su superficie.

Desventajas: Es un poco más difícil conseguir imágenes de muestras con base líquida, se necesita un escáner cuya velocidad sea menor que los que normalmente se emplean. La Fig.2.2 presenta un claro ejemplo de una imagen lograda con la implementación de éste método.

3) De no contacto. >50 nm de separación entre ambos elementos.

Se encuentran presentes fuerzas atractivas de Van der Waals.

La punta no entra en contacto con la superficie de la muestra, pero oscila sobre la capa de fluido (aire, presente comúnmente en condiciones ambiente) que existe entre ésta y la muestra durante el proceso de escaneo. Con el uso de un ciclo de retroalimentación para monitorear cambios en la amplitud debido a las fuerzas atractivas de Van der Waals se puede medir la superficie topográfica de la muestra y así lograr formar una imagen de la misma.

Ventajas: Fuerza muy baja ejercida sobre la muestra (10-12 N), lo cual extiende el tiempo de vida de la punta.

Desventajas: Tiene, generalmente, una muy baja resolución. La formación de una capa de contaminante sobre la superficie puede interferir con la oscilación. Usualmente se requiere un ambiente de ultra alto vacío (UHV) para lograr los mejores resultados [23].

2.1.3. NSOM/AFM

La implementación de éste tipo de microscopia conjunta puede ser enfocado para estudiar una gran cantidad de muestras (plásticos, metales, vidrios, semiconductores, e inclusive las del tipo biológico como paredes celulares y/o bacterias). A diferencia de STM o SEM no se necesita una muestra conductiva. Sin embargo hay limitaciones en lograr la adquisición de resolución a escala atómica. La punta física utilizada para la obtención de imágenes es del tipo estrechada o afilada, como consecuencia, una imagen solamente de AFM manifiesta en gran medida la verdadera topografía de la muestra al representar la interacción de la punta con la superficie de la muestra. Por lo tanto, la forma de terminación o aspecto de la punta, estrechada (alto), no estrechada (bajo) será de gran relevancia al momento de ejecutar un escaneo u obtención de imagen. Esto es denominado, teóricamente, como convolución de la punta, lo cual es ejemplificado gráficamente en la Fig.2.3[23].

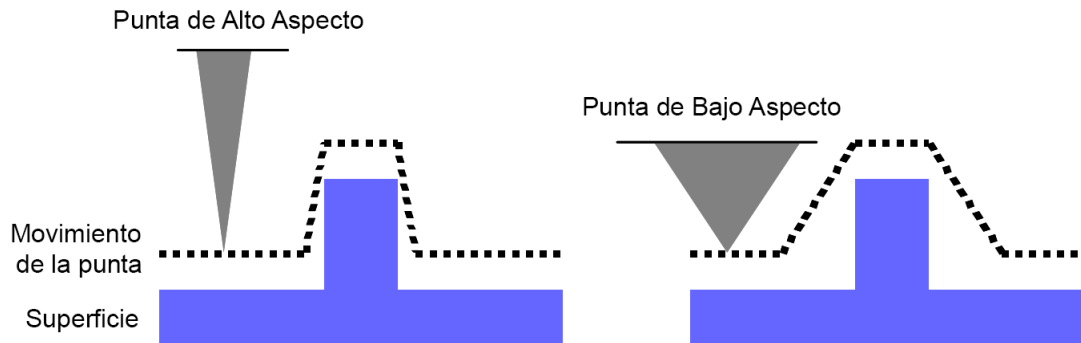


Figura 2.3: Comparación de resoluciones ideales de una punta de alto aspecto contra una de bajo aspecto al moverse sobre una superficie idéntica, donde la primera da una mejor resolución y mejor representación real

2.1.4. Introducción a la instrumentación NSOM/AFM en equipo MV2000 de Nanonics©

Para el equipo NSOM/AFM de Nanonics© las puntas a base de fibra pueden ser montadas en un tuning fork para la ejecución de una gran variedad de experimentos. Para tales puntas hay dos tipos de mecanismos de retroalimentación que pueden implementarse.

- 1) Tipo tapping mode o de modo golpeteo. Que utiliza la amplitud, frecuencia o fase del tuning fork para mantener una distancia constante entre la muestra y la punta.
- 2) Tipo STM, shear-force o por fuerza de corte. Para puntas a base de fibra con un delgado recubrimiento conductor. En este caso, la corriente de tunelamiento entre la punta y la muestra es la fuente de retroalimentación para mantener una distancia constante entre la punta y la muestra.

Con la retroalimentación tapping mode, las puntas de fibra con accionamiento de tuning fork se benefician de la retroalimentación sin láser y de una constante de resorte muy rígida que evita las inestabilidades por saltos al momento del contacto presentadas en métodos convencionales. La retroalimentación tapping mode puede usarse en todo tipo de muestras, ya sean aislantes, conductoras o semiconductoras [24].

2.2. Plasmónica: Fundamentos y Aplicaciones [25]

La plasmonica es parte importante del fascinante campo de la nanofotónica, que explora cómo los campos electromagnéticos pueden limitarse a dimensiones del orden de o más pequeñas que la longitud de onda. Se basa en procesos de interacción entre la radiación electromagnética y los electrones de conducción en interfaces metálicas o en pequeñas nanoestructuras metálicas, lo que lleva a un campo cercano óptico mejorado de dimensión de sub-longitud de onda. La investigación en esta área demuestra cómo puede producirse un comportamiento distinto y, a menudo, inesperado (incluso con estudios ópticos modernos que parecen materiales poco interesantes, como los metales) si se imponen discontinuidades o estructuras de sub-longitud de onda. Otra belleza de este campo es que está firmemente basado en la física clásica, de modo que un conocimiento de fondo sólido en electromagnetismo a nivel de pregrado es suficiente para comprender los aspectos principales del tema. Sin embargo, la historia ha demostrado que a pesar del hecho de que los dos ingredientes principales de la plasmónica (polaritones de plasmón de superficie y plasmones de superficie localizados) se describieron claramente desde 1900, a menudo está lejos de ser trivial apreciar la naturaleza interrelacionada de muchos de los fenómenos y aplicaciones de este campo. Esto se complica por el hecho de que a lo largo del siglo XX, las polaritones de plasmón de superficie se han redescubierto en una variedad de contextos diferentes. La descripción matemática de estas ondas de superficie se estableció alrededor del siglo XX en el contexto de las ondas de radio que se propagan a lo largo de la superficie de un conductor de conductividad finita [Sommerfeld, 1899, Zenneck, 1907]. En el dominio visible, la observación de caídas anormales de intensidad en los espectros producidos cuando la luz visible se refleja en las rejillas metálicas [Wood, 1902] no estuvo relacionada con el trabajo teórico anterior hasta mediados de siglo [Fano, 1941]. Alrededor de este tiempo, los fenómenos de pérdida asociados con las interacciones que tienen lugar en las superficies metálicas también se registraron a través de la difracción de haces de electrones en láminas metálicas delgadas [Ritchie, 1957], que en la década de 1960 se vinculó con el trabajo original sobre rejillas de difracción en la óptica dominio [Ritchie et al., 1968]. Para ese momento, se había logrado la excitación

de las ondas superficiales de Sommerfeld con luz visible mediante el acoplamiento de prisma [Kretschmann y Raether, 1968], y se estableció una descripción unificada de todos estos fenómenos en forma de polaritones de plasmón de superficie.

2.2.1. Teoría Electromagnética de los Metales [25]

Ecuaciones de Maxwell y Propagación de una Onda Electromagnética

La interacción de los metales con los campos electromagnéticos puede entenderse firmemente en un marco clásico basado en las ecuaciones de Maxwell. Incluso las nanoestructuras metálicas hasta tamaños del orden de unos pocos nanómetros se pueden describir sin la necesidad de recurrir a la mecánica cuántica, ya que la alta densidad de portadores libres da como resultado separaciones mínimas de los niveles de energía de los electrones en comparación con las excitaciones térmicas de $k_B T$ de energía en la habitación. temperatura. La óptica de los metales descrita en este libro, por lo tanto, cae dentro de los ámbitos de la teoría clásica. Sin embargo, esto no evita que ocurra una variedad rica y, a menudo, inesperada de fenómenos ópticos, debido a la fuerte dependencia de las propiedades ópticas de la frecuencia. Como es bien sabido por la experiencia cotidiana, para las frecuencias hasta la parte visible del espectro, los metales son altamente reflectantes y no permiten que las ondas electromagnéticas se propaguen a través de ellos. Por lo tanto, los metales se emplean tradicionalmente como capas de revestimiento para la construcción de guías de onda y resonadores para la radiación electromagnética en frecuencias de microondas y de infrarrojo lejano. En este régimen de baja frecuencia, la aproximación de un conductor perfecto o un buen conductor de la conductividad infinita o finita fija es válida para la mayoría de los propósitos, ya que solo una fracción insignificante de las ondas electromagnéticas que inciden penetra en el metal. En las frecuencias más altas hacia el infrarrojo cercano y la parte visible del espectro, la penetración en el campo aumenta significativamente, lo que lleva a un aumento de la disipación y prohíbe una escala de tamaño para la cual, los dispositivos fotónicos funcionan bien en bajas frecuencias en este régimen. Finalmente, en las frecuen-

cias ultravioletas, los metales adquieren un carácter dieléctrico y permiten la propagación de ondas electromagnéticas, aunque con diversos grados de atenuación, dependiendo de los detalles de la estructura de la banda electrónica. Los metales alcalinos, como el sodio, tienen una respuesta casi libre de electrones y, por lo tanto, muestran una transparencia ultravioleta. Por otro lado, para metales nobles como el oro o la plata, las transiciones entre bandas electrónicas conducen a una fuerte absorción en este régimen. Estas propiedades dispersivas se pueden describir mediante una función dieléctrica compleja $\varepsilon(\omega)$, que proporciona la base de todos los fenómenos descritos en este texto. La física subyacente detrás de esta fuerte dependencia de frecuencia de la respuesta óptica es un cambio en la fase de las corrientes inducidas con respecto al campo de activación para frecuencias que se aproximan al recíproco del característico tiempo de relajación de electrones del metal. Antes de presentar una descripción elemental de las propiedades ópticas de los metales, recordamos las ecuaciones básicas que rigen la respuesta electromagnética, las ecuaciones macroscópicas de Maxwell. La ventaja de este enfoque fenomenológico es que no es necesario tener en cuenta los detalles de las interacciones fundamentales entre las partículas cargadas dentro de los medios y los campos electromagnéticos, ya que los campos microscópicos que varían rápidamente se promedian en distancias mucho mayores que la microestructura subyacente. Los detalles sobre la transición de una descripción microscópica a macroscópica de la respuesta electromagnética de los medios continuos se pueden encontrar en la mayoría de los libros de texto sobre electromagnética, como [Jackson, 1999]. Por lo tanto, tomamos como punto de partida las ecuaciones de Maxwell del electromagnetismo macroscópico en la siguiente forma:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_{ext}, \quad (2.3a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.3b)$$

$$\nabla \times \mathbf{D} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.3c)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_{ext} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (2.3d)$$

Estas ecuaciones vinculan los cuatro campos macroscópicos \mathbf{D} (el desplazamiento dieléctrico), \mathbf{E} (el campo eléctrico), \mathbf{H} (el campo magnético) y \mathbf{B} (la inducción magnética o densidad

del flujo magnético) con la carga externa y las densidades de corriente ρ_{ext} y \mathbf{J}_{ext} . Tenga en cuenta que no seguimos el procedimiento habitual de presentar las ecuaciones macroscópicas mediante la división de la carga total y las densidades de corriente ρ_{tot} y \mathbf{J}_{tot} en conjuntos libres y limitados, lo que es una división arbitraria [Illinskii y Keldysh, 1994] y puede (especialmente en el caso de interfaces metálicas) confundir la aplicación de la condición de contorno para el desplazamiento dieléctrico. En cambio, distinguimos entre la carga externa ($\rho_{ext}, \mathbf{J}_{ext}$) y la interna (ρ, \mathbf{J}) y las densidades de corriente, de manera que en total $\rho_{tot} = \rho_{ext} + \rho$ y $\mathbf{J}_{tot} = \mathbf{J}_{ext} + \mathbf{J}$. El conjunto externo controla el sistema, mientras que el conjunto interno responde a los estímulos externos [Marder, 2000]. Los cuatro campos macroscópicos están aún más vinculados a través de la polarización \mathbf{P} y la magnetización \mathbf{M} mediante:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (2.4a)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{M}, \quad (2.4b)$$

donde ε_0 y μ_0 son la permitividad eléctrica y la permeabilidad magnética del vacío, respectivamente. Como en este texto solo trataremos medios no magnéticos, no debemos considerar una respuesta magnética representada por \mathbf{M} , sino que podemos limitar nuestra descripción a los efectos de polarización eléctrica. \mathbf{P} describe el momento dipolo eléctrico por unidad de volumen dentro del material, causado por la alineación de dipolos microscópicos con el campo eléctrico. Se relaciona con la densidad de carga interna a través de $\nabla \cdot \mathbf{P} = -\rho$. La conservación de carga ($\nabla \cdot \mathbf{J} = -\partial\rho/\partial t$) requiere además que la carga interna y las densidades de corriente estén vinculadas a través de:

$$\mathbf{J} = \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}, \quad (2.5)$$

La gran ventaja de este enfoque es que el campo eléctrico macroscópico incluye todos los efectos de polarización: en otras palabras, tanto el campo externo como el inducido son absorbidos por él. Esto se puede mostrar insertando (2.4a) en (2.3a), lo que lleva a:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho_{tot}}{\varepsilon_0}, \quad (2.6)$$

A continuación, nos limitaremos a medios lineales, isotrópicos y no magnéticos. Se pueden definir las relaciones constitutivas:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E}, \quad (2.7a)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H}, \quad (2.7b)$$

ε se llama constante dieléctrica o permitividad relativa y $\mu = 1$ la permeabilidad relativa del medio no magnético. La relación lineal (2.4a) entre \mathbf{D} y \mathbf{E} a menudo también se define implícitamente utilizando la susceptibilidad dieléctrica χ (particularmente en tratamientos mecánicos cuánticos de la respuesta óptica [Boyd, 2003]), que describe la relación lineal entre \mathbf{P} y \mathbf{E} a través de:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E}, \quad (2.8)$$

Al insertar (2.4a) y (2.8) en (2.7a) se obtiene $\varepsilon = 1 + \chi$. La última relación lineal constitutiva importante que debemos mencionar es la que existe entre la densidad de corriente interna \mathbf{J} y el campo eléctrico \mathbf{E} , definido a través de la conductividad σ por:

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}, \quad (2.9)$$

Ahora mostraremos que existe una relación íntima entre ε y σ , y que los fenómenos electromagnéticos con los metales pueden, de hecho, describirse usando cualquier cantidad. Históricamente, a bajas frecuencias (y de hecho en muchas consideraciones teóricas) se da preferencia a la conductividad, mientras que los experimentadores generalmente expresan observaciones a frecuencias ópticas en términos de la constante dieléctrica. Sin embargo, antes de embarcarnos en esto, debemos señalar que las afirmaciones (2.7a) y (2.9) solo son correctas para medios lineales que no exhiben dispersión temporal o espacial. Dado que la respuesta óptica de los metales depende claramente de la frecuencia (posiblemente también del vector de onda), debemos tener en cuenta la no localidad en el tiempo y el espacio al generalizar las relaciones lineales a:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int dt' \int d\mathbf{r}' \varepsilon(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \mathbf{E}(\mathbf{r}', t'), \quad (2.10a)$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \int dt' d\mathbf{r}' \sigma(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \mathbf{E}(\mathbf{r}', t'), \quad (2.10b)$$

$\varepsilon_0\varepsilon$ y σ por lo tanto describen la respuesta de impulso de la relación lineal respectiva. Tenga en cuenta que hemos asumido implícitamente que todas las escalas de longitud son significativamente más grandes que el espaciado de celosía del material, asegurando la homogeneidad, es decir, las funciones de respuesta al impulso no dependen de las coordenadas temporales y espaciales absolutas, sino solo de sus diferencias. Para una respuesta local, la forma funcional de las funciones de respuesta al impulso es la de una función δ , y se recuperan (2.7a) y (2.9). Las ecuaciones (2.10a y 2.10b) se simplifican significativamente al tomar la transformada de Fourier con respecto a $\int dt d\mathbf{r} e^{i(\mathbf{K}\cdot\mathbf{r} - \omega t)}$, convirtiendo las convoluciones en multiplicaciones. De este modo, estamos descomponiendo los campos en componentes de onda plana individuales del vector de onda \mathbf{K} y la frecuencia angular ω . Esto conduce a las relaciones constitutivas en el dominio de Fourier.

$$\mathbf{D}(\mathbf{K}, \omega) = \varepsilon_0\varepsilon(\mathbf{K}, \omega)\mathbf{E}(\mathbf{K}, \omega), \quad (2.11a)$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{K}, \omega) = \sigma(\mathbf{K}, \omega)\mathbf{E}(\mathbf{K}, \omega), \quad (2.11b)$$

Usando las ecuaciones (2.4a), (2.5), (2.11a) y (2.11b) y reconociendo que en el dominio de Fourier $\partial/\partial t \rightarrow -i\omega$, finalmente llegamos a la relación fundamental entre la permitividad relativa (de ahora en adelante llamada la función dieléctrica) y la conductividad:

$$\varepsilon(\mathbf{K}, \omega) = 1 + \frac{i\sigma(\mathbf{K}, \omega)}{\varepsilon_0\omega}, \quad (2.12)$$

En la interacción de la luz con los metales, la forma general de la respuesta dieléctrica $\varepsilon(\omega, \mathbf{K})$ se puede simplificar hasta el límite de una respuesta localmente espacial a través de $\varepsilon(\mathbf{K} = 0, \omega) = \varepsilon(\omega)$. La simplificación es válida siempre que la longitud de onda λ en el material sea significativamente más larga que todas las dimensiones características, como el tamaño de la celda unitaria o la trayectoria libre media de los electrones. En general, esto todavía se cumple en las frecuencias ultravioleta. La ecuación (2.12) refleja una cierta arbitrariedad en la separación de cargas en conjuntos consolidados y libres, que se debe enteramente a la convención. En bajas frecuencias, ε se usa generalmente para la descripción

de la respuesta de las cargas ligadas a un campo de conducción, lo que lleva a una polarización eléctrica, mientras que σ describe la contribución de las cargas libres al flujo de corriente. Sin embargo, en las frecuencias ópticas, la distinción entre cargas ligadas y libres se difumina. Por ejemplo, para semiconductores altamente dopados, la respuesta de los electrones de valencia unidos podría agruparse en una constante dieléctrica estática $\delta\varepsilon$, y la respuesta de los electrones de conducción en σ' , conduciendo a una función dieléctrica $\varepsilon(\omega) = \delta\varepsilon + \frac{i\sigma'(\omega)}{\varepsilon_0\sigma}$. Una redefinición simple $\delta\varepsilon \rightarrow 1$ y $\sigma' \rightarrow \sigma' + \frac{\varepsilon_0\omega}{i}\delta\varepsilon$ resultará en la forma general (1.10) [Ashcroft y Mermin, 1976]. En general, $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega)$ y $\sigma(\omega) = \sigma_1(\omega) + i\sigma_2(\omega)$ son funciones de valores complejos de frecuencia angular complex, vinculados a través de (2.12). En las frecuencias ópticas, ε puede determinarse experimentalmente, por ejemplo, mediante estudios de reflectividad y la determinación del índice de refracción complejo $\tilde{n}(\omega) = n(\omega) + i\kappa(\omega)$ del medio, definido como $\tilde{n} = \sqrt{\varepsilon}$. Explícitamente, esta cede.

$$\varepsilon_1 = n^2 - \kappa^2, \quad (2.13a)$$

$$\varepsilon_2 = 2n\kappa, \quad (2.13b)$$

$$n^2 = \frac{\varepsilon_1}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}, \quad (2.13c)$$

$$\kappa = \frac{\varepsilon_2}{2n}, \quad (2.13d)$$

κ se llama coeficiente de extinción y determina la absorción óptica de las ondas electromagnéticas que se propagan a través del medio. Está vinculado al coeficiente de absorción α de la ley de Beer (que describe la atenuación exponencial de la intensidad de un haz que se propaga a través del medio a través de $I(x) = I_0e^{-\alpha x}$ por la relación

$$\alpha(\omega) = \frac{2\kappa(\omega)\omega}{c}, \quad (2.14)$$

Por lo tanto, la parte imaginaria ε_2 de la función dieléctrica determina la cantidad de absorción dentro del medio. Para $|\varepsilon_1| \gg |\varepsilon_2|$, la parte real n del índice de refracción, que cuantifica la disminución de la velocidad de fase de las ondas de propagación debidas a la polarización del material, se determina principalmente mediante ε_1 . Examinando la ecuación

(2.12) revela que la parte real de σ determina la cantidad de absorción, mientras que la parte imaginaria contribuye a ε_1 y, por lo tanto, a la cantidad de polarización. Cerramos esta sección examinando las soluciones de las ecuaciones de Maxwell de una onda viajera en ausencia de estímulos externos. Combinando las ecuaciones del gradiente (2.3c), (2.3d) se llega a la ecuación de onda

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2}, \quad (2.15a)$$

$$\mathbf{K}(\mathbf{K} \cdot \mathbf{E}) - K^2 \mathbf{E} = -\varepsilon(\mathbf{K}, \omega) \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E}, \quad (2.15b)$$

en el tiempo y dominio de Fourier, respectivamente. $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ es la velocidad de la luz en el vacío. Deben distinguirse dos casos, dependiendo de la dirección de polarización del vector de campo eléctrico. Para ondas transversales, $\mathbf{K} \cdot \mathbf{E} = 0$, produciendo la relación de dispersión genérica

$$K^2 = \varepsilon(\mathbf{K}, \omega) \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (2.16)$$

Para ondas longitudinales, (2.15b) implica que

$$\varepsilon(\mathbf{K}, \omega) = 0, \quad (2.17)$$

lo que significa que las oscilaciones colectivas longitudinales solo pueden ocurrir en las frecuencias correspondientes a ceros de $\varepsilon(\omega)$.

Función Dieléctrica de un Gas de Electrones Libres

En un amplio rango de frecuencias, las propiedades ópticas de los metales pueden explicarse mediante un modelo de plasma, donde un gas de electrones libres de densidad numérica n se mueve contra un fondo fijo de núcleos de iones positivos. Para los metales alcalinos, este rango se extiende hasta el ultravioleta, mientras que para los metales nobles se producen transiciones entre bandas a frecuencias visibles, lo que limita la validez de este enfoque. En el modelo de plasma, los detalles del potencial de la red y las interacciones electrón-electrón no

se tienen en cuenta. En cambio, uno simplemente asume que algunos aspectos de la estructura de la banda se incorporan a la masa óptica efectiva m de cada electrón. Los electrones oscilan en respuesta al campo electromagnético aplicado, y su movimiento se amortigua a través de colisiones que ocurren con una frecuencia de colisión característica $\gamma = 1/\tau$. τ se conoce como el tiempo de relajación del gas de electrones libres, que generalmente es del orden de 10^{-14} s a temperatura ambiente, que corresponde a $\gamma = 100$ THz. Se puede escribir una simple ecuación de movimiento para un electrón del mar de plasma sometido a un campo eléctrico externo \mathbf{E} :

$$m\ddot{\mathbf{x}} + m\gamma\dot{\mathbf{x}} = -e\mathbf{E}, \quad (2.18)$$

Si suponemos una dependencia armónica del tiempo $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}$ del campo de conducción, una solución particular de esta ecuación que describe la oscilación del electrón es $\mathbf{x}(t) = \mathbf{x}_0 e^{-i\omega t}$. La amplitud compleja \mathbf{x}_0 incorpora cualquier cambio de fase entre el campo de conducción y la respuesta a través de

$$\mathbf{x}(t) = \frac{e}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} \mathbf{E}(t), \quad (2.19)$$

Los electrones desplazados contribuyen a la polarización macroscópica $\mathbf{P} = -n e \mathbf{x}$, dada explícitamente por:

$$\mathbf{P} = -\frac{ne^2}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} \mathbf{E}, \quad (2.20)$$

Insertando esta expresión para \mathbf{P} en la ecuación (2.4a) resulta:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}\right) \mathbf{E}, \quad (2.21)$$

donde $\omega_p^2 = \frac{ne^2}{\varepsilon_0 m}$ es la frecuencia de plasma del gas de electrones libre. Por lo tanto, llegamos al resultado deseado, la función dieléctrica del gas de electrones libres:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (2.22)$$

Los componentes reales e imaginarios de esta función dieléctrica compleja $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega)$ están dados por

$$\varepsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (2.23a)$$

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)}, \quad (2.23b)$$

donde hemos utilizado $\gamma = 1/\tau$. Es perspicaz estudiar (2.22) para una variedad de regímenes de frecuencia diferentes con respecto a la frecuencia de colisión γ . Nos limitaremos aquí a las frecuencias $\omega < \omega_p$, donde los metales conservan su carácter metálico. Para frecuencias grandes cercanas a ω_p , el producto $\omega\tau \gg 1$, lo que lleva a una amortiguación insignificante. Aquí, $\varepsilon(\omega)$ es predominantemente real, por lo tanto:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (2.24)$$

puede tomarse como la función dieléctrica del plasma de electrones libres no amortiguado. Tenga en cuenta que el comportamiento de los metales nobles en esta región de frecuencia está completamente alterado por las transiciones entre bandas, lo que lleva a un aumento en ε_2 . Consideremos a continuación el régimen de frecuencias muy bajas, donde $\omega \ll \tau^{-1}$. Por lo tanto, $\varepsilon_2 \gg \varepsilon_1$, y la parte real e imaginaria del índice de refracción complejo son de magnitud comparable con:

$$n \approx \kappa = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{2}} = \sqrt{\frac{\tau \omega_p^2}{2\omega}}, \quad (2.25)$$

En esta región, los metales son principalmente absorbentes, con un coeficiente de absorción de

$$\alpha = \left(\frac{2\omega_p^2 \tau \omega}{c^2} \right)^{1/2}, \quad (2.26)$$

Al introducir la conductividad σ_0 en corriente directa, esta expresión se puede reescribirse usando $\sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m} = \omega_p^2 \tau \varepsilon_0$ para obtener:

$$\alpha = \sqrt{2\sigma_0 \omega \mu_0}, \quad (2.27)$$

La aplicación de la ley de absorción de Beer implica que para bajas frecuencias los campos caen dentro del metal como $e^{-z/\delta}$, donde δ es la profundidad de la primera capa

$$\delta = \frac{2}{\alpha} = \frac{c}{\kappa\omega} = \sqrt{\frac{2}{\sigma_0\omega\mu_0}}, \quad (2.28)$$

Una discusión más rigurosa del comportamiento de baja frecuencia basado en la ecuación de transporte de Boltzmann [Marder, 2000] muestra que esta descripción es realmente válida siempre que la ruta libre media de los electrones $l = v_f\tau \ll \delta$, donde v_f es la velocidad de Fermi. A temperatura ambiente, para metales típicos $l \approx 10$ nm y $\delta \approx 100$ nm, justificando así el modelo de electrones libres. Sin embargo, a bajas temperaturas, el camino libre medio puede aumentar en muchos órdenes de magnitud, lo que lleva a cambios en la profundidad de penetración. Este fenómeno se conoce como el efecto anómalo de la piel. Si usamos σ en lugar de ε para la descripción de la respuesta dieléctrica de los metales, reconocemos que en el régimen de absorción es predominantemente real, y la velocidad de carga libre responde en fase con el campo impulsor, como puede verse al integrar (2.19). En DC, los efectos de relajación de las cargas libres se describen convenientemente a través de la conductividad de DC real σ_0 , mientras que la respuesta de las cargas unidas se coloca en una constante dieléctrica ε_B , como se discutió anteriormente en el examen de la naturaleza interrelacionada entre ε y σ . A frecuencias más altas ($1 \leq \omega\tau \leq \omega_p\tau$), el índice de refracción complejo es predominantemente imaginario (lo que lleva a un coeficiente de reflexión $R \approx 1$ [Jackson, 1999]), y σ adquiere un carácter más y más complejo, difuminando el límite entre las cargas libres y unidas. En términos de la respuesta óptica, $\sigma(\omega)$ introduce expresiones solo en la combinación (2.12) [Ashcroft y Mermin, 1976], debido a la arbitrariedad de la división entre conjuntos libres y ligados discutidos anteriormente. Mientras que nuestra descripción hasta este punto ha asumido un metal de electrones libres ideal, ahora compararemos brevemente el modelo con un ejemplo de un metal real importante en el campo de la plasmónica. En el modelo de electrones libres, $\varepsilon \rightarrow 1$ cuando $\omega \gg \omega_p$. Para los metales nobles (por ejemplo, Au, Ag, Cu), se necesita una extensión de este modelo en la región $\omega > \omega_p$ (donde la respuesta está dominada por electrones libres), ya que la banda d llena cerca de la superficie de Fermi causa un entorno altamente polarizado. Esta polarización residual debido al fondo positivo de los núcleos de iones se puede describir agregando el término $\mathbf{P}_\infty = \varepsilon_0(\varepsilon_\infty - 1)\mathbf{E}$ a (2.4a), donde \mathbf{P} ahora representa únicamente la polarización (2.20) debido a electrones libres. Por lo tanto,

este efecto se describe mediante una constante dieléctrica ε_∞ (generalmente $1 \leq \varepsilon_\infty \leq 10$), y podemos escribir

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (2.29)$$

Es instructivo vincular la función dieléctrica del plasma de electrones libres (2.22) al modelo clásico de Drude [Drude, 1900] para la conductividad en corriente alterna $\sigma(\omega)$ de los metales. Esto se puede lograr reconociendo que la ecuación (2.18) puede reescribirse como:

$$\dot{\mathbf{p}} = -\frac{\mathbf{p}}{\tau} - e\mathbf{E}, \quad (2.30)$$

donde $\mathbf{p} = m\dot{\mathbf{x}}$ es el momento de un electrón libre individual. A través de los mismos argumentos presentados anteriormente, llegamos a la siguiente expresión para la conductividad en corriente alterna $\sigma = \frac{nep}{m}$,

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega\tau}, \quad (2.31)$$

Al comparar la ecuación (2.22) y (2.31), obtenemos

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{i\sigma(\omega)}{\varepsilon_0\omega}, \quad (2.32)$$

recuperando el resultado general anterior de la ecuación 2.12. La función dieléctrica del gas de electrones libres (2.22) también se conoce como el modelo de Drude de la respuesta óptica de los metales.

Dispersión de un gas de electrones libres y un volumen de plasmones

Pasamos ahora a una descripción del régimen de transparencia omitido hasta ahora $\omega > \omega_p$ del modelo de gas de electrones libres. Usando la ecuación (2.24) en (2.16), la relación de dispersión de las ondas viajeras se evalúa como

$$\omega^2 = \omega_p^2 + K^2 c^2, \quad (2.33)$$

Esta relación se representa para un metal genérico de electrones libres en la figura 2.4. Como se puede ver, para $\omega < \omega_p$, la propagación de ondas electromagnéticas transversales

está prohibida dentro del plasma metálico. Sin embargo, para $\omega > \omega_p$, el plasma soporta ondas transversales que se propagan con una velocidad de grupo $v_g = d\omega/dK < c$. La importancia de la frecuencia de plasma ω_p se puede dilucidar aún más reconociendo que en el límite de amortiguamiento pequeño, $\varepsilon(\omega_p) = 0$ (para $\mathbf{K} = 0$). Por lo tanto, esta excitación debe corresponder a un modo longitudinal colectivo como se muestra en la discusión que conduce a (2.17). En este caso, $\mathbf{D} = 0 = \varepsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{P}$. Vemos que en la frecuencia de plasma el campo eléctrico es un campo de despolarización puro, con $\mathbf{E} = \frac{-\mathbf{P}}{\varepsilon_0}$.

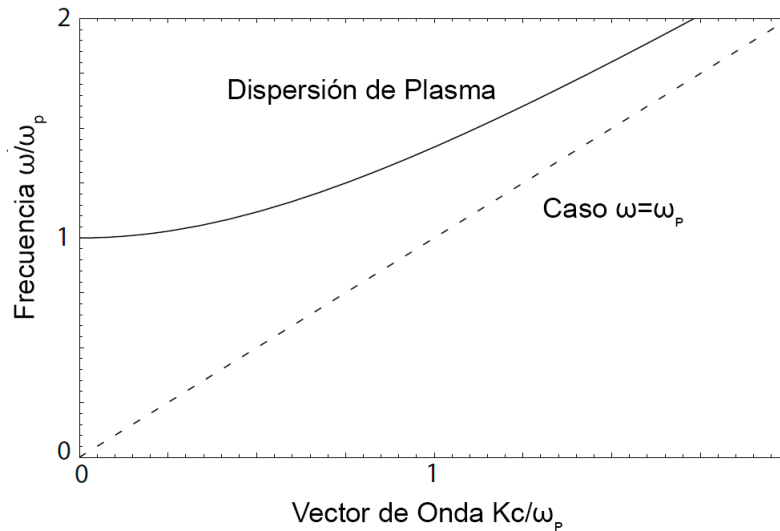


Figura 2.4: La relación de dispersión de un gas de electrones libres. La propagación de ondas electromagnéticas solo está permitida para $\omega > \omega_p$

El significado físico de la excitación en ω_p se puede entender si se considera la oscilación longitudinal colectiva del gas electrónico de conducción versus el fondo positivo fijo de los núcleos de iones en una losa de plasma. Como se indica esquemáticamente en la Fig. (REFESQ6), un desplazamiento colectivo de la nube de electrones en una distancia u conduce a una densidad de carga superficial $\sigma = \pm neu$ en los límites de la losa.

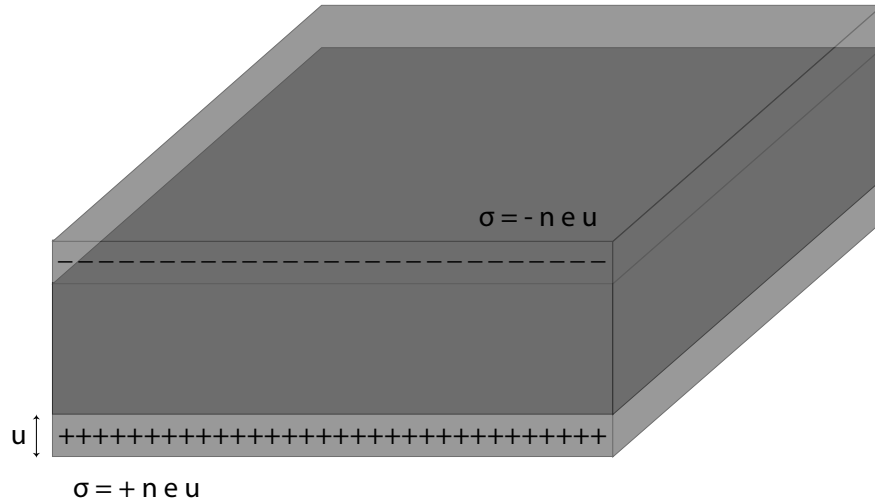


Figura 2.5: Oscilaciones colectivas longitudinales de los electrones de conducción de un metal: volumen de plasmones

Esto establece un campo eléctrico homogéneo $\mathbf{E} = \frac{neu}{\epsilon_0}$ dentro de la losa. Por lo tanto, los electrones desplazados experimentan una fuerza restauradora, y su movimiento se puede describir mediante la ecuación de movimiento $nm\ddot{u} = -ne\mathbf{E}$. Al insertar la expresión para el campo eléctrico, esto lleva a:

$$nm\ddot{u} = -\frac{n^2e^2u}{\epsilon_0}, \quad (2.34a)$$

$$\ddot{u} + \omega_p^2u = 0, \quad (2.34b)$$

La frecuencia de plasma ω_p puede ser reconocida como la frecuencia natural de una oscilación libre del mar de electrones. Hay que tener en cuenta que la derivación ha asumido que todos los electrones se mueven en fase, por lo que ω_p corresponde a la frecuencia de oscilación en el límite de longitud de onda larga donde $\mathbf{K} = 0$. Los cuantos de estas oscilaciones de carga se llaman plasmones (o plasmones de volumen, para distinguirlos de los plasmones de superficie y plasmones localizados, que se discutirán en el resto de este texto). Debido a la naturaleza longitudinal de la excitación, los plasmones de volumen no se acoplan

a ondas electromagnéticas transversales, y solo pueden excitarse por impacto de partículas. Otra consecuencia de esto es que su descomposición ocurre solo a través de la transferencia de energía a electrones individuales, un proceso conocido como amortiguación de Landau. Experimentalmente, la frecuencia de plasma de los metales generalmente se determina mediante experimentos de espectroscopía de pérdida de electrones, donde los electrones pasan a través de láminas metálicas delgadas. Para la mayoría de los metales, la frecuencia de plasma se encuentra en el régimen ultravioleta: ω_p es del orden de 5 a 15 eV, según los detalles de la estructura de la banda [Kittel, 1996]. Como nota aparte, queremos señalar que dichas oscilaciones longitudinales también pueden ser excitadas en dieléctricos, en cuyo caso los electrones de valencia oscilan colectivamente con respecto a los núcleos de iones. Además de la oscilación en fase en ω_p , existe toda una clase de oscilaciones longitudinales a frecuencias más altas con vectores de onda finitos, para lo cual se cumple (2.17). La derivación de la relación de dispersión de los plasmones en volumen está más allá del alcance de este tratamiento y se puede encontrar en muchos libros de texto sobre física de la materia condensada [Marder, 2000, Kittel, 1996]. Hasta el orden cuadrático en \mathbf{K} ,

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \frac{6E_F K^2}{5m}, \quad (2.35)$$

donde E_F es la energía de Fermi. En la práctica, la dispersión se puede medir utilizando experimentos de dispersión inelástica, como la espectroscopia de pérdida de energía de electrones (EELS).

Metales reales y transiciones interbanda

Ya hemos declarado en varias ocasiones que la función dieléctrica (2.22) del modelo Drude describe adecuadamente la respuesta óptica de los metales solo para energías de fotones por debajo del umbral de transiciones entre bandas electrónicas. Para algunos de los metales nobles, los efectos entre bandas comienzan a ocurrir para energías en exceso de 1 eV (correspondientes a una longitud de onda $\lambda \approx 1\mu m$). Claramente, este modelo no es adecuado para describir ya sea ε_1 o ε_2 a altas frecuencias, y en el caso del oro, su validez se rompe en el

límite entre el infrarrojo cercano y lo visible. Limitamos esta comparación entre el modelo Drude y la respuesta dieléctrica de los metales reales a los casos de oro y plata, los metales más importantes para los estudios plasmónicos en el infrarrojo visible y cercano. Por encima de sus respectivos umbrales de borde de banda, los fotones son muy eficientes induciendo transiciones entre bandas, donde los electrones de la banda llena debajo de la superficie de Fermi se excitan a bandas más altas. Teóricamente, estos se pueden describir utilizando el mismo enfoque utilizado para las transiciones de banda directa en semiconductores [Ashcroft y Mermin, 1976, Marder, 2000]. La principal consecuencia de estos procesos con respecto a los polaritones de plasmón superficial es un aumento de la amortiguación y la competencia entre las dos excitaciones a frecuencias visibles. Para fines prácticos, una gran ventaja del modelo de Drude es que puede incorporarse fácilmente a los solucionadores numéricos basados en el dominio del tiempo para las ecuaciones de Maxwell, como el esquema de dominio finito de diferencias (FDTD) [Kashiwa y Fukai, 1990]. A través del cálculo directo de las corrientes inducidas utilizando (2.18). Su insuficiencia al describir las propiedades ópticas del oro y la plata a frecuencias visibles puede lograrse reemplazando (2.18) por:

$$m\ddot{\mathbf{x}} + m\gamma\dot{\mathbf{x}} + m\omega_0^2\mathbf{x} = -e\mathbf{E}, \quad (2.36)$$

Las transiciones entre bandas se describen así usando la imagen clásica de un electrón unido con frecuencia de resonancia ω_0 , y (2.36) se puede usar para calcular la polarización resultante. Observamos que una serie de ecuaciones de esta forma pueden tener que resolverse (cada una de las cuales resulta en una contribución separada a la polarización total) para modelar con precisión $\varepsilon(\omega)$ para metales nobles. Cada una de estas ecuaciones conduce a un término de oscilador de Lorentz de la forma $\frac{A_i}{\omega_i^2 - \omega^2 - i\gamma_i\omega}$ agregado al resultado de electrones libres (2.22) [Vial et al., 2005].

Energía debida al campo electromagnético en los metales

Terminamos este capítulo observando brevemente la energía del campo electromagnético dentro de los metales, o más generalmente dentro de medios dispersivos. Dado que la cantidad

de localización de campo a menudo se cuantifica en términos de distribución de energía electromagnética, es necesaria una cuidadosa consideración de los efectos de la dispersión. Para un medio lineal sin dispersión o pérdidas (es decir, se mantiene (2.7a y 2.7b)), la densidad de energía total del campo electromagnético se puede escribir como [Jackson, 1999]

$$u = \frac{1}{2}(\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}), \quad (2.37)$$

Esta expresión entra junto con el vector de Poynting del flujo de energía $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ en la ley de conservación:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S} = -\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}, \quad (2.38)$$

relacionando los cambios en la densidad de energía electromagnética con el flujo de energía y la absorción dentro del material.

A continuación, nos concentraremos en la contribución u_E del campo eléctrico \mathbf{E} a la densidad de energía electromagnética total. En metales, ε es complejo y depende de la frecuencia debido a la dispersión, y (2.37) no se aplica. Para un campo que consta de componentes monocromáticos, Landau y Lifshitz han demostrado que la ley de conservación (2.38) puede mantenerse si u_E se reemplaza por una densidad de energía eléctrica efectiva u_{eff} , definida como

$$u_{eff} = \frac{1}{2} Re \left[\frac{d(\omega\varepsilon)}{d\omega} \right]_{\omega_0} \langle \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \rangle, \quad (2.39)$$

donde $\langle \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \rangle$ significa un promedio de campo sobre un ciclo óptico, y ω_0 es la frecuencia de interés. Esta expresión es válida si \mathbf{E} solo es apreciable en un rango de frecuencia estrecho alrededor de ω_0 , y los campos varían lentamente en comparación con una escala de tiempo $1/\omega_0$. Además, se supone que $|\varepsilon_2| \ll |\varepsilon_1|$, por lo que la absorción es pequeña. Notamos que se debe tener cuidado adicional con el cálculo correcto de la absorción en el lado derecho de (2.38), donde $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ debe ser reemplazado por $\omega_0 Im[\varepsilon(\omega_0)] \langle \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \rangle$ si la respuesta dieléctrica del metal se describe completamente a través de $\varepsilon(\omega)$ [Jackson, 1999], en línea con la discusión que rodea (2.12).

El requisito de límites de absorción bajos (2.39) a frecuencias visibles e infrarrojas cercanas, pero no a frecuencias más bajas o al régimen de efectos entre bandas donde $|\varepsilon_2| > |\varepsilon_1|$.

Sin embargo, la energía del campo eléctrico también puede determinarse teniendo en cuenta la polarización eléctrica explícitamente, en la forma descrita por (2.18) [Loudon, 1970, Ruppin, 2002]. La expresión obtenida para la energía del campo eléctrico de un material descrito por una función dieléctrica de tipo de electrones libres $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$ de la forma (2.22) es:

$$u_{eff} = \frac{\varepsilon_0}{4} \left(\varepsilon_1 + \frac{2\omega\varepsilon_2}{\gamma} \right) |\mathbf{E}|^2, \quad (2.40)$$

donde se incluye un factor adicional 1/2 debido a una suposición implícita de dependencia del tiempo armónico de los campos oscilantes. Para ε_2 despreciable, se puede mostrar que (2.40) se reduce como se esperaba a (2.39) para campos de tiempo-armónicos. Usaremos (2.40) en la sección 2.2.2 cuando discutamos la cantidad de localización de energía en campos localizados en superficies metálicas.

2.2.2. Plasmones de Superficie en una interfaz Metal/Aislante [25]

Las plasmones de superficie son excitaciones electromagnéticas que se propagan en la interfaz entre un dieléctrico y un conductor, confinadas evanescentemente en la dirección perpendicular. Estas ondas de superficie electromagnéticas surgen a través del acoplamiento de los campos electromagnéticos a las oscilaciones del plasma de electrones del conductor. Tomando la ecuación de onda como punto de partida, esta sección describe los fundamentos de los plasmones de superficie en interfaces simples y planas y en estructuras multicapa de metal / dieléctrico. Las excitaciones superficiales se caracterizan en términos de su dispersión y perfil espacial, junto con una discusión detallada de la cuantificación del confinamiento de campo.

Ecuación de Onda

Para investigar las propiedades físicas de las polaritones de plasmón de superficie (SPP), debemos aplicar las ecuaciones de Maxwell (2.3a, 2.3b, 2.3c, 2.3d) a la interfaz plana entre un conductor y un dieléctrico. Para presentar esta discusión con mayor claridad, es ventajoso

convertir las ecuaciones primero en una forma general aplicable a la guía de las ondas electromagnéticas, la ecuación de onda. Como hemos visto en el sección 2.2.1, en ausencia de carga externa y densidades de corriente, las ecuaciones de curvatura (2.3c, 2.3d) se pueden combinar para producir

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2}, \quad (2.41)$$

Usando las identidades $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} \equiv \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$ así como $\nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{E}) \equiv \mathbf{E} \cdot \nabla \varepsilon + \varepsilon \nabla \cdot \mathbf{E}$, y recordando eso debido a la ausencia de estímulos externos $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$, (2.41) se puede reescribir como:

$$\nabla \left(-\frac{1}{\varepsilon} \mathbf{E} \cdot \nabla \varepsilon \right) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}, \quad (2.42)$$

Para una variación insignificante del perfil dieléctrico $\varepsilon = \varepsilon(\mathbf{r})$ en distancias del orden de una longitud de onda óptica, (2.42) se simplifica a la ecuación central de la teoría de la onda electromagnética,

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (2.43)$$

Prácticamente, esta ecuación debe resolverse por separado en regiones de constante ε , y las soluciones obtenidas deben coincidir utilizando condiciones de contorno apropiadas. Para lanzar (2.43) en una forma adecuada para la descripción de ondas de propagación confinadas, procedemos en dos pasos. Primero, asumimos en general una dependencia armónica del tiempo $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$ del campo eléctrico. Insertado en (2.43), esto produce:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k_0^2 \varepsilon \mathbf{E} = 0, \quad (2.44)$$

donde $k_0 = \frac{\omega}{c}$ es el vector de onda de la onda de propagación en el vacío. La ecuación (2.44) se conoce como la ecuación de Helmholtz.

A continuación, tenemos que definir la geometría de propagación. Suponemos por simplicidad un problema unidimensional, es decir, ε depende solo de una coordenada espacial. Específicamente, las ondas se propagan a lo largo de la dirección "x" de un sistema de coordenadas cartesianas, y no muestran variación espacial en la dirección "z" perpendicular en el

plano; por lo tanto $\varepsilon = \varepsilon(z)$. Aplicado a problemas de superficie electromagnética, el plano $z = 0$ coincide con la interfaz que sostiene las ondas de propagación, que ahora se puede describir como $\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}(z)e^{i\beta x}$. El parámetro complejo $\beta = k_x$ se llama constante de propagación de las ondas viajeras y corresponde a la componente del vector de onda en la dirección de propagación. Al insertar esta expresión en (2.44) se obtiene la forma deseada de la ecuación de onda:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) \mathbf{E} = 0, \quad (2.45)$$

Naturalmente, existe una ecuación similar para el campo magnético \mathbf{H} .

La ecuación (2.45) es el punto de partida para el análisis general de los modos electromagnéticos guiados en guías de onda, y se puede encontrar una discusión extensa de sus propiedades y aplicaciones en [Yariv, 1997] y tratamientos similares de fotónica y optoelectrónica. Para utilizar la ecuación de onda para determinar el perfil de campo espacial y la dispersión de ondas de propagación, ahora necesitamos encontrar expresiones explícitas para los diferentes componentes de campo de \mathbf{E} y \mathbf{H} . Esto se puede lograr de una manera directa utilizando las ecuaciones de gradiente (2.3c, 2.3d).

Para una dependencia armónica con el tiempo ($\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega$), llegamos al siguiente conjunto de ecuaciones acopladas:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega\mu_0 H_x, \quad (2.46a)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega\mu_0 H_y, \quad (2.46b)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega\mu_0 H_z, \quad (2.46c)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = -i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_x \quad (2.46d)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = -i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_y \quad (2.46e)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = -i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_z \quad (2.46f)$$

Para propagación a lo largo de la dirección x ($\frac{\partial}{\partial x} = i\beta$) y homogeneidad en la dirección y ($\frac{\partial}{\partial y} = 0$), este sistema de ecuaciones se simplifica a:

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = -i\omega\mu_0 H_x, \quad (2.47a)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - i\beta E_z = i\omega\mu_0 H_y, \quad (2.47b)$$

$$i\beta E_y = i\omega\mu_0 H_z, \quad (2.47c)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = i\omega\varepsilon_0\varepsilon E_x, \quad (2.47d)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - i\beta H_z = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon E_y, \quad (2.47e)$$

$$i\beta H_y = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon E_z, \quad (2.47f)$$

Se puede demostrar fácilmente que este sistema permite dos conjuntos de soluciones autoconsistentes con diferentes propiedades de polarización de las ondas de propagación. El primer conjunto son los modos magnéticos transversales (TM o p), donde solo los componentes de campo E_x , E_z y H_y son distintos de cero, y el segundo establece los modos eléctricos transversales (TE o s), donde solo H_x , H_z y E_y son distintos de cero.

Para los modos TM, el sistema de ecuaciones (2.47) se reduce a:

$$E_x = -i\frac{1}{\omega\varepsilon_0\varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad (2.48a)$$

$$E_z = -\frac{\beta}{\omega\varepsilon_0\varepsilon} H_y, \quad (2.48b)$$

y la ecuación de onda para los modos TM es

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (k_0^2\varepsilon - \beta^2)H_y = 0, \quad (2.48c)$$

Para los modos TE, el conjunto análogo es:

$$H_x = i\frac{1}{\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad (2.49a)$$

$$H_z = \frac{\beta}{\omega\mu_0} E_y, \quad (2.49b)$$

con la ecuación de onda TE

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) E_y = 0, \quad (2.49c)$$

Con estas ecuaciones a nuestra disposición, ahora estamos en condiciones de embarcarnos en la descripción de los polaritones del plasmón superficial.

Plasmones de Superficie en una interfaz

La geometría más sencilla de las SPP es la de una única interfaz plana (Fig. 2.2) entre un semiespacio no absorbente dieléctrico ($z > 0$) con una constante dieléctrica real positiva ε_2 y un semiespacio conductor adyacente ($z < 0$) Descrito a través de una función dieléctrica $\varepsilon_1(\omega)$. El requisito de carácter metálico implica que $Re[\varepsilon_1] < 0$. Como se muestra en el sección 2.2.1, para los metales, esta condición se cumple en frecuencias por debajo de la frecuencia de plasmón en bilto ω_p . Queremos buscar soluciones de ondas de propagación confinadas a la interfaz, es decir, con decadencia evanescente en la dirección z perpendicular.

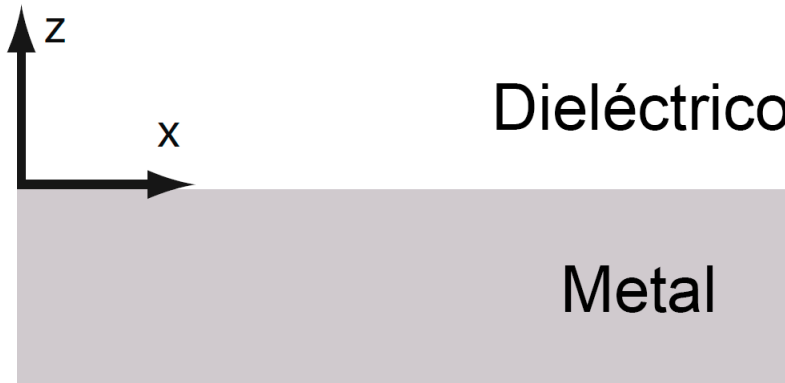


Figura 2.6: Propagación de SPP en una interfaz entre un metal y un dieléctrico.

Veamos primero las soluciones TM. Usando el conjunto de ecuaciones (2.48) en ambos medios, se obtiene:

$$H_y(z) = A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z}, \quad (2.50a)$$

$$E_x(z) = iA_2 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} k_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z}, \quad (2.50b)$$

$$E_z(z) = -A_1 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} e^{i\beta x} e^{-k_2 z}, \quad (2.50c)$$

para $z \geq 0$ se tiene:

$$H_y(z) = A_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z}, \quad (2.51a)$$

$$E_x(z) = -iA_1 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} k_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z}, \quad (2.51b)$$

$$E_z(z) = -A_1 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} e^{i\beta x} e^{k_1 z}, \quad (2.51c)$$

para $z < 0$. $k_i \equiv k_{z,i}$ ($i = 1, 2$) es el componente del vector de onda perpendicular a la interfaz en los dos medios. Su valor recíproco, $\hat{z} = 1/|k_z|$, define la longitud de decaimiento evanescente de los campos perpendiculares a la interfaz, que cuantifica el confinamiento de la onda. La continuidad de H_y y $\varepsilon_i E_z$ en la interfaz requiere que $A_1 = A_2$ y:

$$\frac{k_2}{k_1} = -\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}, \quad (2.52)$$

Tenga en cuenta que con la convención de los signos en los exponentes en (2.50,2.51), el confinamiento a la superficie exige $Re[\varepsilon_1 < 0]$ si $\varepsilon_2 > 0$, las ondas de superficie existen solo en las interfaces entre materiales con signos opuestos de la parte real de sus permitividades dieléctricas, es decir, entre un conductor y un aislante. La expresión para H_y además tiene que cumplir con la ecuación de onda (2.48c), produciendo:

$$k_1^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1, \quad (2.53a)$$

$$k_2^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_2, \quad (2.53b)$$

Combinando esto y (2.52) llegamos al resultado central de esta sección, la relación de dispersión de SPP que se propaga en la interfaz entre los dos medios:

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}, \quad (2.54)$$

Esta expresión es válida tanto para ε_1 real como para la compleja, es decir, para conductores sin y con atenuación.

Antes de discutir las propiedades de la relación de dispersión (2.54) con más detalle, ahora analizamos brevemente la posibilidad de los modos de superficie TE. Usando (2.49), las expresiones respectivas para los componentes de campo son:

$$E_y(z) = A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z}, \quad (2.55a)$$

$$H_x(z) = -iA_2 \frac{1}{\omega\mu_0} k_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z}, \quad (2.55b)$$

$$H_z(z) = A_2 \frac{\beta}{\omega\mu_0} e^{i\beta x} e^{-k_2 z}, \quad (2.55c)$$

para $z \geq 0$ y

$$E_y(z) = A_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z}, \quad (2.56a)$$

$$H_x(z) = iA_1 \frac{1}{\omega\mu_0} k_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z}, \quad (2.56b)$$

$$H_z(z) = A_1 \frac{\beta}{\omega\mu_0} e^{i\beta x} e^{k_1 z}, \quad (2.56c)$$

para $z < 0$. La continuidad de E_y y H_x en la interfaz conduce a la condición:

$$A_1(k_1 + k_2) = 0, \quad (2.57)$$

Dado que el confinamiento a la superficie requiere $Re[k_1] > 0$ y $Re[k_2] > 0$, esta condición solo se cumple si $A_1 = 0$, de modo que también $A_2 = 0$. Por lo tanto, no existen modos de superficie para la polarización TE. Las polaritonas de plasmón de superficie solo existen para la polarización TM.

La radiación en el metal ocurre en el régimen de transparencia $\omega > \omega_p$ como se menciona en el capítulo 2.2.1. Entre el régimen de los modos de enlace y de radiación, existe una región de brecha de frecuencia con β puramente imaginaria que prohíbe la propagación.

Para los vectores de onda pequeños correspondientes a frecuencias bajas (infrarrojo medio o más bajas), la constante de propagación de SPP es cercana a k_0 en la línea de luz, y las

ondas se extienden a lo largo de muchas longitudes de onda hacia el espacio dieléctrico. En este régimen, los SPP adquieren la naturaleza de un campo de luz de incidencia de pastoreo, y también se conocen como ondas Sommerfeld-Zenneck [Goubau, 1950].

En el régimen opuesto de los vectores de onda grande, la frecuencia de los SPP se aproxima a la frecuencia de la superficie del plasmón característica.

$$\omega_{sp} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \varepsilon_2}}, \quad (2.58)$$

como puede mostrarse insertando la función dieléctrica de electrones libres (2.22) en (2.54). En el límite de atenuación insignificante de la oscilación de electrones de conducción (que implica $Im[\varepsilon_1(\omega)] = 0$), el vector de onda β se va al infinito a medida que la frecuencia se aproxima a ω_{sp} , y la velocidad de grupo $v_g \rightarrow 0$. El modo adquiere caracter tipo electrostático, y se conoce como el plasmón superficial. De hecho, puede obtenerse a través de una solución directa de la ecuación de Laplace $\nabla^2\phi = 0$ para la geometría de interfaz única de la figura 2.2, donde ϕ es el potencial eléctrico. Una solución que tiene forma de onda en la dirección x y que decae exponencialmente en la dirección z viene dada por:

$$\phi(z) = A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z}, \quad (2.59)$$

para $z > 0$ y

$$\phi(z) = A_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z}, \quad (2.60)$$

para $z < 0$. $\nabla^2\phi = 0$ requiere que $k_1 = k_2 = \beta$: las longitudes de decaimiento exponencial $|\hat{z}| = 1/k_z$ en el dieléctrico y en el metal son iguales. La continuidad de ϕ y $\varepsilon\partial\phi/\partial z$ asegura la continuidad de los componentes del campo tangencial y los componentes normales del desplazamiento dieléctrico y requiere que $A_1 = A_2$ y adicionalmente:

$$\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2 = 0, \quad (2.61)$$

Para un metal descrito por una función dieléctrica de la forma (2.24), esta condición se cumple en ω_{sp} . La comparación de (2.61) y (2.54) muestra que el plasmón de superficie es de hecho la forma limitante de un SPP como $\beta \rightarrow \infty$. Sin embargo, las excitaciones de

los electrones de conducción de metales reales sufren tanto de amortiguación de electrones libres como de interbandas. Por lo tanto, $\varepsilon_1(\omega)$ es complejo, y con él también la constante de propagación SPP β . Los SPP que viajan se amortiguan con una longitud de atenuación de energía (también llamada longitud de propagación) $L = (2\text{Im}[\beta])^{-1}$, típicamente entre 10 y 100 μm en el régimen visible, dependiendo de la configuración metal / dieléctrica en cuestión.

Confinamiento de Energía y Longitud Efectiva del Modo

En los casos esencialmente unidimensionales de interfaces individuales y estructuras multicapa presentadas anteriormente que admiten SPP de propagación, también es posible la localización de energía por debajo del límite de difracción perpendicular a la(s) interfaz(es). Ya hemos aludido a este fenómeno al afirmar que la longitud de caída del campo \hat{z} en las capas dieléctricas puede ser significativamente menor que λ_0/n .

Sin embargo, se debe tener cuidado al cuantificar el confinamiento de energía, ya que la longitud de decaimiento del campo de longitud de onda inferior \hat{z} en el lado dieléctrico de la interfaz implica que una cantidad significativa de la energía total del campo eléctrico del modo SPP reside dentro del metal. Esta energía debe tenerse en cuenta utilizando (2.40) al calcular la distribución espacial de la densidad de la energía eléctrica, ya que para la cuantificación de la fuerza de las interacciones entre la luz y la materia (por ejemplo, una molécula colocada en el campo), la fuerza del campo por unidad. La energía (es decir, un solo fotón) es importante.

Para poder manejar mejor las consecuencias del aumento de las fracciones de la energía total del modo que ingresa al revestimiento metálico al disminuir el tamaño del espacio dieléctrico, podemos definir análogamente al volumen de modo efectivo que V_{eff} usó para cuantificar la fuerza de la luz interacciones en la electrodinámica cuántica de cavidad [Andreani et al., 1999] una longitud de modo eficaz L_{eff} , con:

$$L_{eff}(z_0)u_{eff}(z_0) = \int u_{eff}(z)dz, \quad (2.62)$$

$u_{eff}(z_0)$ representa la densidad de energía del campo eléctrico en una posición z_0 de

interés dentro del núcleo de aire (por ejemplo, la ubicación de un emisor). En esta imagen unidimensional, la longitud efectiva del modo se da como la relación de la energía total del modo SPP dividida por la densidad de energía (energía por unidad de longitud) en la posición de interés, que a menudo se toma como la posición de campo más alto. En una imagen cuantificada para la energía total normalizada, la inversa de la longitud del modo efectivo cuantifica la intensidad de campo por cada excitación SPP individual. Se pueden encontrar más detalles en [Maier, 2006b].

Para resumir, vemos que a pesar de la penetración de una cantidad significativa de energía de un modo SPP en el medio conductor (para la excitación cerca de ω_{sp} o en pequeñas estructuras de separación), las grandes constantes de propagación asociadas a β aseguran que la extensión efectiva del modo perpendicular a la(s) interfaz(es) cae muy por debajo del límite de difracción.

2.2.3. Excitación de Plasmones Superficiales en Interfaces Planas [25]

Las polaritones de plasmón de superficie que se propagan en la interfaz plana entre un conductor y un dieléctrico son esencialmente ondas electromagnéticas bidimensionales. El confinamiento se logra porque la constante de propagación β es mayor que el vector de onda k en el dieléctrico, lo que lleva a una descomposición evanescente en ambos lados de la interfaz. Por lo tanto, la curva de dispersión de SPP se encuentra a la derecha de la línea de luz del dieléctrico (dada por $\omega = ck$), y la excitación por haces de luz tridimensionales no es posible a menos que se empleen técnicas especiales para la coincidencia de fase. Alternativamente, las geometrías de película delgada, como las heteroestructuras aislante-metal-aislante que contienen SPP débilmente confinados, son susceptibles de acoplamiento, confinando en la coincidencia de modo espacial en lugar de la coincidencia de fase.

Esta sección revisa las técnicas más comunes para la excitación SPP.

Acoplamiento por rejilla

El desajuste en el vector de onda entre el plano de momento $k_x = k \sin \theta$ de los fotones que inciden y β también se puede superar al modelar la superficie del metal con una rejilla poco profunda de ranuras u orificios con una red constante a . Para una rejilla simple unidimensional de ranuras representada en la Fig. 2.7, la sincronización de fases tiene lugar siempre que la condición:

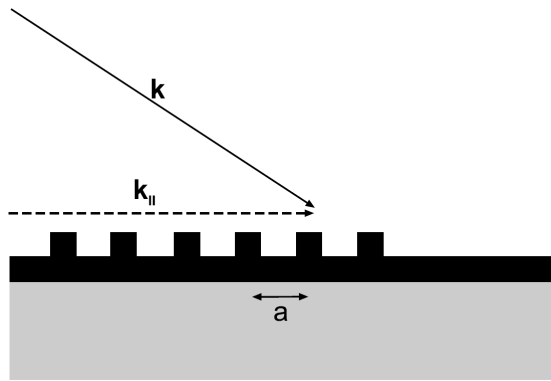


Figura 2.7: Coincidencia de fase de la luz con los SPP mediante una rejilla.

$$\beta = k \sin \theta \pm v g, \quad (2.63)$$

se cumple, donde $g = \frac{2\pi}{a}$ es el vector recíproco de la rejilla, y $v = (1, 2, 3\dots)$. El proceso inverso también puede tener lugar a: los SPP que se propagan a lo largo de una superficie modulada con una rejilla pueden acoplarse a la luz y, por lo tanto, irradiar. No es necesario rodear las rejillas directamente en la superficie metálica, sino que también pueden consistir en material dieléctrico. Por ejemplo, Park y sus colaboradores han demostrado que las SPP no están acoplados usando una rejilla dieléctrica de una profundidad de solo varios nanómetros con una eficiencia de aproximadamente el 50 % [Park et al., 2003]. Al diseñar la forma de la rejilla, se puede influir en la dirección de propagación de los SPP e incluso se puede lograr el enfoque, lo que Offerhaus y sus colegas demostraron al utilizar el emparejamiento de fase no colineal [Offerhaus et al., 2005].

Para las rejillas unidimensionales, se producen cambios significativos en la relación de dispersión de SPP si las rejillas son lo suficientemente profundas para que la modulación ya

no pueda tratarse como una pequeña perturbación de la interfaz plana. Aparecen espacios de banda apreciables para una profundidad de ranura del orden de 20 nm para rejillas metálicas. Para profundidades aún mayores, los modos localizados dentro de las ranuras conducen a distorsiones de la primera banda de orden superior plegada en el límite de la zona de Brillouin, lo que permite el acoplamiento incluso para tonos cortos $a < \lambda/2$ en incidencia normal debido a una disminución de la frecuencia de la curva de dispersión de SPP modificada.

De manera más general, los SPP también se pueden excitar en películas en áreas con rugosidad superficial aleatoria o dispersos localizados fabricados. Los componentes de momento Δk_x se proporcionan mediante dispersión, de modo que la condición de coincidencia de fase

$$\beta = k \sin \theta \pm \Delta k_x, \quad (2.64)$$

puede cumplirse. La eficiencia del acoplamiento se puede evaluar, por ejemplo, midiendo la radiación de fuga en un prisma de vidrio situado debajo de la película de metal, lo cual fue demostrado por Ditlbacher y sus compañeros de trabajo para una película plana con un pequeño número de crestas para acoplar un haz de incidencia normal, para propagar SPPs [Ditlbacher et al., 2002a]. Notamos que (2.64) implica que la rugosidad de la superficie al azar también constituye un canal de pérdida adicional para la propagación de SPP a través del acoplamiento a la radiación.

Excitación de Campo Cercano

Los esquemas de excitación, como el prisma o el acoplamiento de rejilla, excitan las SPP sobre un área macroscópica definida por las dimensiones del punto (en el mejor de los casos por difracción limitada) del haz de acoplamiento de longitud de onda λ_0 . En contraste, las técnicas de microscopía óptica de campo cercano permiten la excitación local de las SPP en un área $a \ll \lambda_0$, y por lo tanto pueden actuar como una fuente puntual para las SPP [Hecht et al., 1996]. La figura 2.8 representa la geometría típica: una punta de sonda pequeña de tamaño de apertura $a \lesssim \lambda_{SPP} \lesssim \lambda_0$ ilumina la superficie de una película de metal en el campo cercano. Debido al pequeño tamaño de la abertura, la luz resultante de

la punta consistirá en los componentes del vector de onda $k \gtrsim \beta \gtrsim k_0$, lo que permitirá la excitación de SPP emparejada en fase con la constante de propagación β . Debido a la facilidad de posicionamiento lateral de dichas sondas en el escaneo de microscopía óptica de campo cercano, se pueden excitar los SPP en diferentes ubicaciones de la superficie metálica.

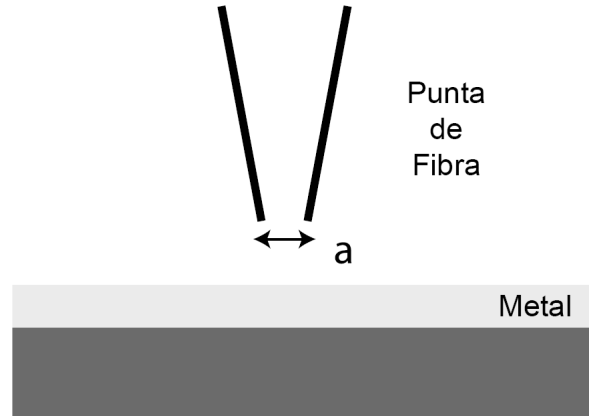


Figura 2.8: Excitación local de SPP utilizando iluminación de campo cercano con una apertura de longitud de onda inferior.

Utilizando este esquema de excitación local, se puede estudiar el efecto de la rugosidad de la superficie en la propagación de SPP y la dispersión en los defectos de la superficie individual con alta resolución espacial. Además de la excitación de SPP de propagación, la iluminación de campo cercano también permite la excitación y el análisis espectral de los modos plasmón de superficie localizados en nanoestructuras metálicas individuales.

2.2.4. Imagen de la Propagación de un Plasmón de Superficie [25]

Después de la presentación de varios enfoques para excitar ópticamente los plasmones de superficie, pasamos a una descripción de las formas de obtener imágenes de los campos confinados y su propagación a lo largo de la interfaz. Si bien la excitación exitosa de los SPP utilizando una técnica óptica como el acoplamiento de rejilla se puede deducir una disminución en la intensidad del haz de luz reflejada, es altamente deseable una visualización

directa de las SPP que se propagan desde la región de excitación. De esta manera, la longitud de propagación L se puede determinar, influenciada tanto por la cantidad de absorción dentro del metal como por la radiación de fuga (si está presente). Además, se puede evaluar la cantidad de confinamiento en el plano. Una investigación del confinamiento fuera del plano permite la determinación de \hat{z} , la medida en que los campos evanescentes penetran dentro del lado dieléctrico de la interfaz.

Esta sección discute uno de los enfoques más importantes para las imágenes SPP: la microscopía óptica de campo cercano. La microscopía óptica de campo cercano proporciona la resolución de sublongitud de onda requerida para la determinación precisa de la relación pérdida/confinamiento para SPP excitados espacialmente altamente localizados cerca de ω_{sp} o en estructuras multicapa apropiadas.

Microscopía de Campo Cercano

Una poderosa técnica para investigar SPP que se propagan en la interfaz de una película delgada de metal y aire con resolución de sub-longitud de onda es la microscopía óptica de campo cercano en modo de recolección, también llamada microscopía de exploración de fotones. El último término resalta la similitud conceptual con el microscopio de exploración de túneles (STM). En ambos casos, una punta afilada se coloca en la proximidad inmediata de la superficie en estudio (Fig. 2.9) utilizando una técnica de retroalimentación apropiada. Mientras que un STM mide la corriente (inducida por un voltaje aplicado) causada por un túnel de electrones entre la superficie y una punta de metal atómicamente afilada, un microscopio de túnel de escaneo de fotones (PSTM) recolecta fotones al acoplar el campo cercano evanescente sobre la superficie a los modos de propagación en el interior de una fibra óptica cónica. La punta óptica de campo cercano (también llamada sonda) generalmente se fabrica estirando o grabando un cono de fibra óptica, y a menudo se metaliza en el extremo para suprimir el acoplamiento de campos de luz difractados. La resolución de esta técnica está limitada por el tamaño de la abertura de la punta, que puede alcanzar dimensiones de solo 50 nm o incluso menores utilizando técnicas de grabado (o más recientemente también

de microfabricación). Además de las sondas recubiertas de metal, las sondas no recubiertas también se usan con frecuencia, que tienen una mayor eficiencia de recolección y se ha demostrado que representan diferentes componentes del campo electromagnético alrededor de nanoestructuras que las sondas recubiertas con una capa conductora [Dereux et al., 2001].

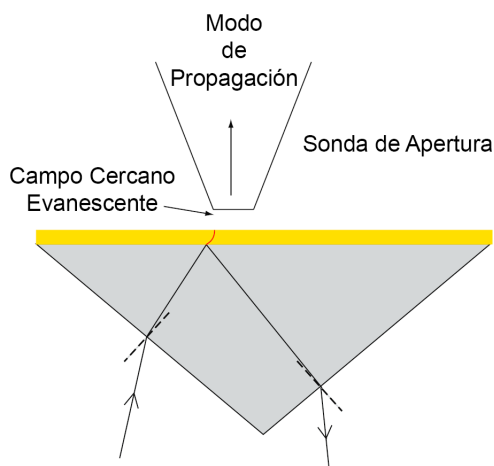


Figura 2.9: Configuración típica para la imagen óptica de campo cercano de los campos SPP en una interfaz metal / aire. La cola evanescente de los campos que penetran en el aire se acopla a los modos de propagación en una punta de fibra óptica cónica. Los SPP se pueden excitar, por ejemplo, a través de un acoplamiento prismático (mostrado), un haz bien enfocado o un impacto de partículas.

Para estudiar el confinamiento y la propagación de SPPs utilizando este esquema, la punta debe llevarse dentro de una distancia suficientemente cercana a la superficie metálica plana para que esté inmersa en la cola evanescente del campo SPP, es decir, a una distancia \hat{z} (calculada usando (2.52)). Para estudios de películas de oro o plata a frecuencias visibles, esto requiere un espacio entre la sonda y la película del orden de 100 nm o menos, lo que se puede lograr fácilmente usando técnicas de retroalimentación como microscopía de fuerza atómica sin contacto, cortante o sintonizando la retroalimentación de fuerza, o utilizando la intensidad del campo de luz recolectado como la señal de retroalimentación (similar a la STM, donde se usa la corriente de tunelización proporcional a la cantidad de electrones recolectados para este propósito).

Para no interferir con el esquema de detección, la excitación óptica de los SPP generalmente se realiza a través de un acoplamiento de prisma (Fig. 2.9) o haces fuertemente enfocados utilizando un objetivo de inmersión en aceite de alta apertura numérica en el lado inferior del sustrato. Notamos que el esquema de acoplamiento de prisma no es adecuado para excitar SPP de todas las posibles constantes de propagación β , sino solo aquellas dentro de la ventana de modos con fugas, como se discutió en la sección 2.2.3.

Los primeros estudios de las propiedades físicas de los SPP utilizando microscopía óptica de campo cercano investigaron el confinamiento del modo en la interfaz de una película delgada de plata con aire. Los SPP se excitaron en la geometría de acoplamiento del prisma, y el campo evanescente en el lado del aire se sondó a través de una punta de fibra óptica perforada. Sin obtener imágenes de los campos de propagación mediante el escaneo ráster, el acercamiento y la retracción de la sonda confirmaron la localización y la mejora correspondiente del campo electromagnético en la región del campo cercano cerca de la superficie [Marti et al., 1993]. El monitoreo de la intensidad de la señal recolectada a diferentes alturas sobre la superficie permitió la determinación de la penetración de los campos SPP en el aire sobre la superficie, confirmando la extensión espacial del campo en descomposición exponencial [Adam et al., 1993].

La microscopía óptica de campo cercano en modo de recolección se ha utilizado desde estas investigaciones iniciales para estudios de propagación de SPP, principalmente en un contexto de guía de ondas a lo largo de franjas metálicas, donde la extensión transversal de la SPP está limitada por el ancho de la franja. Esto ha permitido determinar la compensación entre la longitud de propagación y fuera del plano, así como el confinamiento lateral, y adicionalmente investigaciones de dispositivos de guía de onda funcionales como reflectores o espejos Bragg. Por ejemplo, las imágenes de campo cercano permitieron la visualización directa de patrones de interferencia entre ondas SPP de copropagación y contrapropagación.

El sondeo de campo cercano también ha demostrado ser muy útil para la evaluación de pérdidas por dispersión en superficies metálicas estructuradas [Bouhelier et al., 2001], así como para la determinación de las propiedades de dispersión de SPP en superficies curvas [Passian et al., 2004]. Debe notarse que la presencia de la punta de sondeo puede influir en

la dispersión, pero para las puntas dieléctricas este efecto a menudo puede ser descuidado [Passian et al., 2005].

Como podría esperarse, la microscopía óptica de campo cercano también suele ser el método de elección para los estudios de plasmones de superficie localizados en nanopartículas metálicas o conjuntos de nanoestructuras metálicas. En estos experimentos, la trayectoria de la luz generalmente se invierte: al no recolectar sino iluminar la estructura metálica en estudio a través de la luz que emana a través de la apertura de la longitud de onda inferior de una punta de fibra, es posible realizar una espectroscopia óptica de campo cercano de los modos localizados, además de una imagen de la distribución del campo espacial.

En este modo de iluminación, la sonda de fibra actúa efectivamente como una fuente dipolar local para la excitación de los plasmones de superficie (o SPP de propagación como se describe en la sección anterior). La información sobre la estructura electromagnética de la superficie se puede extraer de la luz transmitida o reflejada recolectada utilizando un objetivo en el campo lejano. Además de la colección de fotones en el campo lejano, la estructura de película metálica bajo investigación también se puede montar directamente en el fotodiodo, como lo muestran Dragnea y sus colaboradores, que utilizaron esta geometría para el estudio de la propagación de SPP en rendijas de sub-longitud de onda en una película metálica plana [Dragnea et al., 2003].

Capítulo 3

Muestras y Tecnicas Experimentales

3.1. Descripción de las Muestras

3.1.1. Crecimiento y Función Dieléctrica de InP altamente dopado

Crecimiento

Las muestras estudiadas en esta tesis, son de Fosfuro de Indio (InP). El fosfuro de indio es un semiconductor de banda prohibida directa con una estructura cúbica centrada en la cara (zincblenda) (Fig. 3.1), que se usa ampliamente en dispositivos optoelectrónicos, como base para circuitos fotónicos integrados [26], fotodetectores [27], láseres emisores de superficie de cavidad vertical (VCSEL) [28, 29] y diodos emisores de luz (LED) en el infrarrojo medio (IR) basados en InP [30]. Los láseres de pozos cuántico basados en InP ofrecen emisión espontánea en el rango de 2 a 3.9 μm y una operación de tipo láser continuo hasta 2.7 μm [30]. Recientemente, InP se utiliza para fabrica puntos cuánticos de nanocables de fase de cristal único para aplicaciones de fotones individuales y óptica cuántica [31]. Además de las aplicaciones mencionadas anteriormente en dispositivos optoelectrónicos, el InP altamente dopado se investigó recientemente como un material plasmónico alternativo para el rango de IR medio, que tiene un rendimiento superior en comparación con los metales plasmónicos

tradicionales y otros semiconductores, debido a sus menores pérdidas [32].

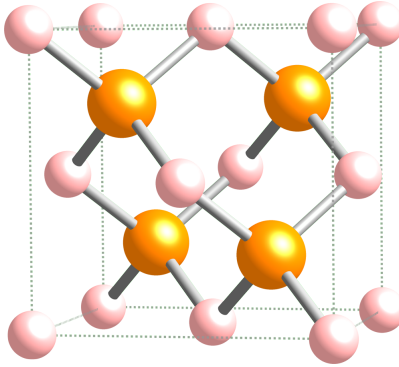


Figura 3.1: Estructura Cristalina del InP

La concentración de portadores libres en los semiconductores, es un parámetro importante que debe controlarse cuidadosamente eligiendo las condiciones de crecimiento adecuadas, como la proporción de los gases precursores, la temperatura de crecimiento y la presión general de la cámara de crecimiento. El silicio se usa comúnmente como donador en el crecimiento de InP con MOVPE y se ha investigado el efecto de las condiciones de crecimiento sobre su eficacia de incorporación [33, 34].

A continuación se hablara de los parametros con los que se crecieron las muestras estudiadas, y los valores medidos de la concentracion de portadores libres de cada una de ellas. Son dos muestras de $3 \mu\text{m}$ y 400 nm de espesor de capa epitaxial de InP:Si, estas fueron crecidas usando diferentes condiciones de crecimiento en sustratos de InP:S pulidos de un solo lado (1 0 0) mediante MOVPE de baja presión. Los precursores de fósforo, indio y silicio fueron fosfina (PH_3), trimetilindio (TMIn) y disilano (Si_2H_6) respectivamente. Las condiciones de crecimiento, es decir, la temperatura del sustrato, la relación molar de los precursores de fósforo a indio y el flujo de disilano se optimizaron, lo que resultó en una alta concentración de portadores libres. A bajas temperaturas de crecimiento, la concentración de portadores está limitada por la eficiencia de descomposición del disilano, que depende exponencialmente de la temperatura, por lo tanto, al aumentar la temperatura, se obtienen concentraciones de portadores más altas hasta alrededor de $610 \text{ }^\circ\text{C}$. Por encima de esta temperatura, casi

todas las moléculas de disilano se disocian, y la concentración resultante se vuelve independiente de la temperatura del sustrato. Se sabe que la concentración de electrones tiene una proporcionalidad muy leve con la relación molar PH_3 a TMIIn (relación V/III), especialmente en temperaturas superiores a 610 °C [35]. El aumento del flujo de disilano aumenta la concentración de electrones hasta el punto de umbral, por encima del cual los grupos de silicio comienzan a formarse en la parte superior de la muestra y conducen a una superficie rugosa [36]. Teniendo en cuenta las condiciones mencionadas anteriormente, el crecimiento se realizó a una presión total de la cámara de 60 Torr para ambas muestras con las condiciones de crecimiento resumidas en la Tabla. 3.1. Las concentraciones de electrones libres resultantes en las capas epitaxiales crecidas medidas por perfilometría de voltaje de capacitancia electroquímica (ECV) se dan en la última columna. La concentración de electrones libres de los sustratos de la muestra 1 y la muestra 2 son de $5.4 \times 10^{18} cm^{-3}$ y $1.5 \times 10^{18} cm^{-3}$ respectivamente.

No. de Muestra	Temperatura de Crecimiento [°]	Relación V/III	Flujo de Disilano [SCCM]	Concentración de Portadores Libres [cm^{-3}]
1	610	142	90	3.15×10^{19}
2	610	125	50	2.7×10^{19}

Tabla 3.1: Condiciones de crecimiento de las muestras.

Función Dielectrica

La función dieléctrica de un material es la clave para comprender sus características ópticas y, en particular, plasmónicas. En esta subsección se presenta la función dieléctrica determinada experimentalmente por los crecedores del InP altamente dopada. Más adelante, también se presenta como se utilizó para simular la excitación de SPP en la superficie de las muestras. El espectro de reflexión de incidencia normal para el sistema sustrato-capa epitaxial fue calculado teóricamente utilizando el método de matriz de transferencia[37]. El propósito

de este método es deshacerse de las franjas de interferencia de Fabry Perot del sustrato de 350 μm de grosor mientras se conservan las franjas originadas en la capa epitaxial. De esta manera, los espectros de reflectancia calculados teóricamente se parecerán a los experimentales, en los que las franjas del sustrato serán insignificanemente débiles, principalmente debido a las desviaciones de las condiciones ideales, como el lado posterior áspero de la oblea, etc. Los creadores usaron el modelo de Drude-Lorentz(D-L) de la función dieléctrica para la descripción analítica de la permitividad de InP. El término Drude generalmente explica la contribución de los electrones libres a la respuesta óptica, y los Lorentzianos explican la contribución de los fonones:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} \right) + \sum_j \frac{S_j \omega_{f,j}^2}{\omega_{f,j}^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_j}, \quad (3.1)$$

Aquí ω_{∞} , ω_p , γ y i son la constante dieléctrica de alta frecuencia, la frecuencia de plasma, la amortiguación del plasma de electrones y la unidad imaginaria ($\sqrt{-1}$) respectivamente. S_j , $\omega_{f,j}$ y Γ_j son la fuerza, la frecuencia de resonancia y el amortiguamiento para el j -ésimo oscilador lorentziano respectivamente, que describe una absorción de fonones a la frecuencia $\omega_{f,j}$.

La reflectancia de las obleas de sustrato y las muestras crecidas se midió para un ángulo de incidencia casi normal (12°) entre longitudes de onda de 3 μm y 40 μm usando el espectrómetro VERTEX 70 FTIR de Bruker. Los espectros se normalizaron a la reflexión del espejo de aluminio del soporte de muestra del espectrómetro. Las mediciones se llevaron a cabo en cinco puntos diferentes de las muestras para obtener resultados estadísticamente respaldados.

Posteriormente, los espectros de reflexión calculados de los sustratos se ajustaron a los datos experimentales para encontrar los parámetros de las funciones dieléctricas D-L para los sustratos. El ajuste se realizó utilizando el algoritmo Levenberg-Marquardt[38], ponderado con el inverso del error estándar para cada punto medido.

La Figura 3.2 muestra los espectros de reflectancia de las muestras crecidas y de los puros sustratos. Como se puede ver en la figura, en el caso de InP altamente dopado, solo se pronuncia un término lorentziano y otros se ven ensombrecidos por la resonancia del plasma.

El InP con bajo dopaje (sustrato de muestra 2) se vuelve plasmónico a la longitud de onda $\lambda_p = 22.7\mu m$. Existe un desplazamiento de longitud de onda en el caso del InP altamente dopado (muestra 2 con la capa epitaxial) respecto al de bajo dopaje, por lo que se tiene una longitud de onda más corta $\lambda_p = 7.4\mu m$, demostrando el rango para la posible sintonización de las propiedades plasmónicas a través del control de la concentración de portadores.

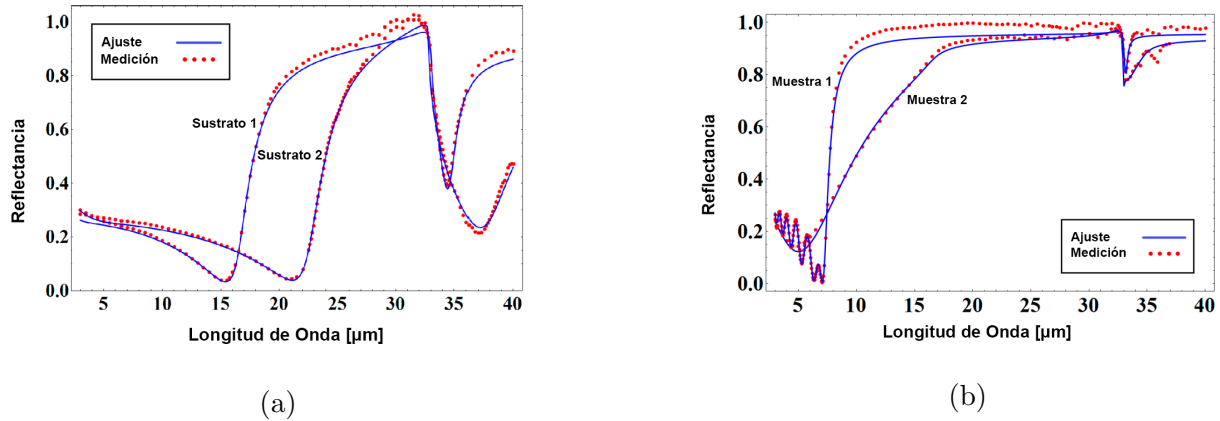


Figura 3.2: a) Espectros de reflectancia medidos y sus respectivos ajustes para los sustratos. b) Espectros de reflectancia medidos y sus respectivos ajustes para las muestras crecidas [39]

3.1.2. Plasmones de Superficie en InP altamente dopado

Dado que $k_{spp} > k_0$, los SPP no pueden ser excitados directamente por los rayos de luz que inciden desde el aire, por lo que se requieren técnicas de adaptación de fase, por ejemplo, el acoplamiento mediante prismas o el acoplamiento por rejillas, y así tener el momento suficiente para que la luz excite los SPP.

La muestra 2 se usó para fabricar una rejilla de difracción con un período de $50\ 50\mu m$ y un ciclo de trabajo del 50 %. Se le depositó una capa de SiO_2 con un espesor de 187 nm en la parte superior de la muestra usando deposición química de vapor mejorada con plasma (PECVD) y se modeló mediante métodos de fotolitografía estándar y grabado en seco, para servir como una máscara para el grabado de iones reactivos (RIE) del InP. Posteriormente, se grabaron $2\ \mu m$ de la capa epitaxial de InP y se eliminó la máscara de SiO_2 mediante grabado húmedo en ácido fluorhídrico tamponado. De esta manera, una capa de InP:Si altamente dopada de

$1 \mu m$ de espesor se mantuvo debajo de la rejilla de $2 \mu m$ de altura para estimular en gran medida los SPP [Fig. 3.3]

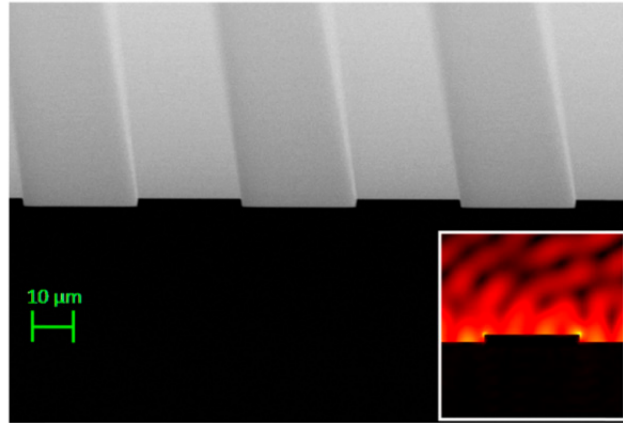


Figura 3.3: Imagen SEM de la estructura de rejilla fabricada, Recuadro: Mapa del campo eléctrico simulado para $\theta_{in} = 32^\circ$ [39]

3.2. NSOM

En la actualidad, con los dispositivos que realizan Microscopia de Campo Cercano y debido a la gran investigación que diferentes científicos han efectuado, se puede acceder a una gran variedad de modos de NSOM, dependiendo de las necesidades, condiciones y/o características de la muestra, lugar dispuesto para el equipo o ambiente en el cual se lleve a cabo un análisis o medición. Con el aparato que se cuenta dentro del Instituto de Investigación en Comunicación Óptica (IICO) y con el cual se realizó el presente Trabajo de Investigación, se puede realizar Microscopia Confocal, así como se permiten dos tipos de microscopia tipo NSOM, de Colección y de Reflexión, además de poder efectuar Microscopia AFM en solitario de muy alta resolución. Las dos microscopias NSOM se abordarán en las siguientes subsecciones, además de una tercera, que es una derivación del modo de Colección.

3.2.1. NSOM en modo Colección

En éste método de Microscopia de Campo Cercano se recoge luz en la proximidad de la superficie a través de una pequeña apertura en la sección final de la punta. En el modo de Colección en NSOM se pueden observar campos de evanescencia, plasmones oscuros, nanoantenas, pozos cuánticos y otras características de CC que no se pueden detectar en CL.

Los escáneres diseñados especiales pueden hacer que la punta escanee la superficie mientras la fuente de excitación es estacionaria y localizada en la misma estructura de la superficie. Las imágenes AFM y NSOM son simultáneamente adquiridas con la misma punta para obtener datos topográficos y NSOM completamente correlacionados sin necesidad de cambiarla. La Fig. 3.4 muestra un esquema sencillo sobre cómo es que se tiene el arreglo para NSOM en modo Colección [40].

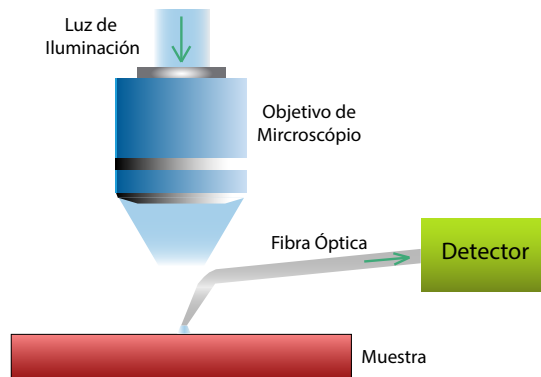


Figura 3.4: Esquema ilustrativo de la configuración en la sección punta-muestra-objetivo para NSOM en modo Colección

Este arreglo, incluye, además, un láser externo que provee de iluminación al sistema, un detector fotomultiplicador para la colección de la señal capturada por la punta a través de su paso por la superficie de la muestra, una computadora y una unidad de control para el manejo de la muestra además de la ubicación de la punta así como la adquisición de imágenes.

Cabe señalar que dentro de este modo de NSOM es donde se presenta realmente el fenómeno de Campo Cercano. Ya que es aquí donde la distancia punta-muestra, es decir “colector” y muestra, es menor que la longitud de onda utilizada y debido a ello es que el

límite de difracción de Abbe se sobrepasa y se pueden obtener detalles a escala nanométrica.

3.2.2. NSOM en modo Reflexión

Este modo de Microscopia de Campo Cercano ofrece la posibilidad de obtener imágenes de alta resolución a partir de muestras opacas. Para realizar NSOM de modo Reflexión se necesita una clara separación entre la trayectoria de excitación y la trayectoria de recolección. Las puntas NSOM sobre tuning fork que provee la empresa Nanonics©, encargada de la manufactura del instrumento empleado, proporcionan fácilmente tal separación y permiten la visualización en modo Reflexión de forma sencilla. El modo de Reflexión en NSOM es ideal para cartografiar las propiedades ópticas de los límites de grano en grafeno y otros materiales 2D. También plasmones y dispositivos fotónicos se caracterizan a menudo con éste tipo de microscopia [41]. La Fig. 3.5 muestra un esquema sencillo sobre cómo es que se tiene el arreglo para NSOM en modo Reflexión.

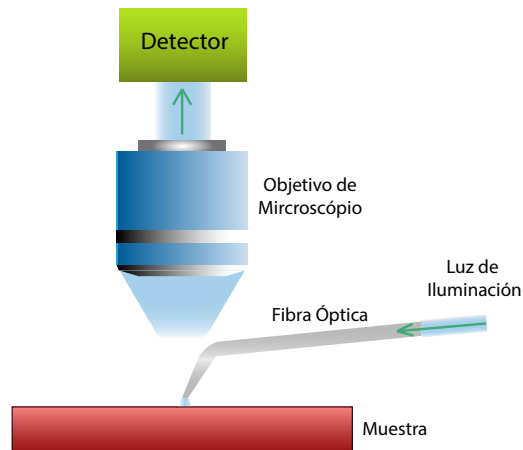


Figura 3.5: Esquema ilustrativo de la configuración en la sección punta-muestra-objetivo para NSOM en modo Reflexión

El procedimiento en NSOM de modo Colección presenta los mismos elementos con respecto al anterior NSOM de modo Reflexión en la cuestión de iluminación de muestra con un haz láser, detección de dicho haz, control de elementos así como de la adquisición de imágenes.

La diferencia entre ambos modos de NSOM recae en que ahora la luz incidida por la punta sobre la muestra es reflejada por la misma y colectada por un objetivo de microscopio, donde a través de él la información recabada durante el proceso llega a un detector fotomultiplicador y se efectúa un proceso similar de conversión de señales y adquisición de imágenes como en NSOM de modo Colección.

Cabe señalar que existe una diferencia de potencia entre ambos métodos y esta es porque en el modo de Colección se necesita de una mayor ya que como la punta que recolecta la reflexión desde la muestra se encuentra muy cerca de ésta el spot de luz capturado es muy pequeño y por ende será muy débil la señal registrada y consecuentemente lo será el voltaje convertido; mientras que en el modo de Reflexión la señal colectada desde la muestra abarca un área mayor, ya que se hace por el objetivo de microscopio y la potencia necesaria no será muy grande.

3.2.3. Derivación de NSOM en modo Colección

Este metodo es muy similar al metodo de Colección que ya se tenia antes, ya que de igual manera, se recoge luz en la proximidad de la superficie a través de una pequeña apertura en la sección final de la punta, solo con la diferencia de que en este arreglo la luz de iluminacion estacionaria, no esta iluminando el sistema de manera normal, si no que lo hace a un ángulo θ . En la Fig. 3.6 se puede apreciar mejor el esquema de este modo de NSOM.

Esta configuración fue la que principalmente se usó durante los experimentos realizados durante esta tesis, ya que se desaba poder iluminar la muestra de InP:S con rejillas de InP:Si altamente dopadas, a un ángulo, para poder observar mejor la excitación de los plasmones, o la respuesta plasmonica que esta pudiera tener.

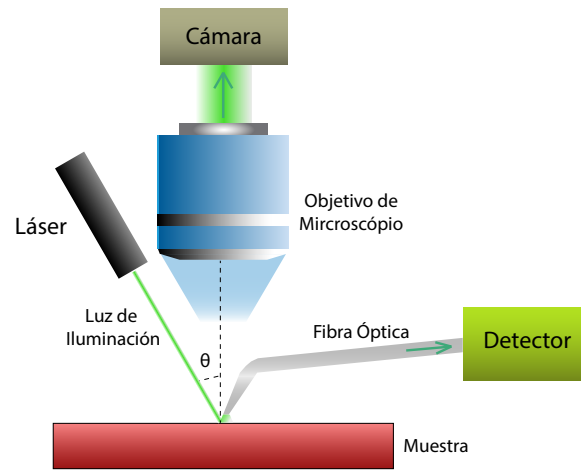
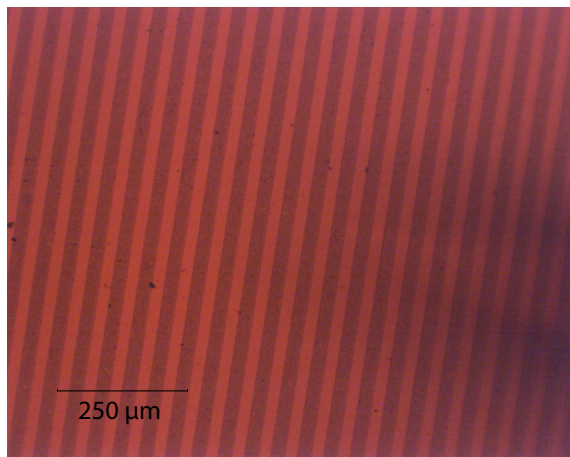


Figura 3.6: Esquema ilustrativo de la configuración en la sección punta-muestra-objetivo para NSOM en modo Colección con un ángulo de incidencia θ para la luz de iluminación

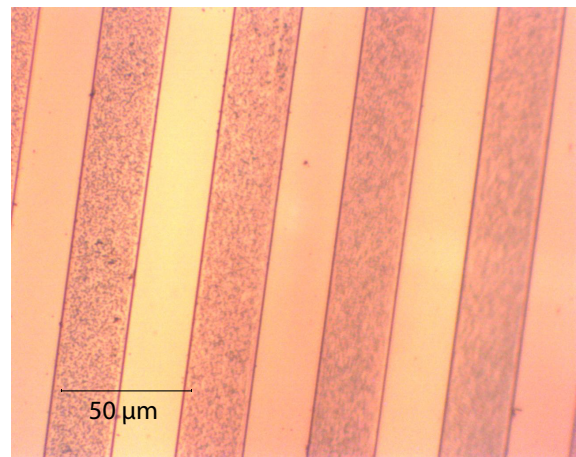
Capítulo 4

Caracterización y Resultados Experimentales

Antes de comenzar a mostrar las mediciones realizadas en el NSOM, en la Fig.4.1 podemos ver la imagen óptica de la muestra 2 de InP altamente dopada, la que es una rejilla de difracción. Se puede distinguir claramente entre las zonas con alto dopaje (franja oscura) y las zonas con bajo dopaje (franja clara).



(a)



(b)

Figura 4.1: Imagen Óptica de la rejilla de difracción con un objetivo de microscopio de a) 10X y b) 50X

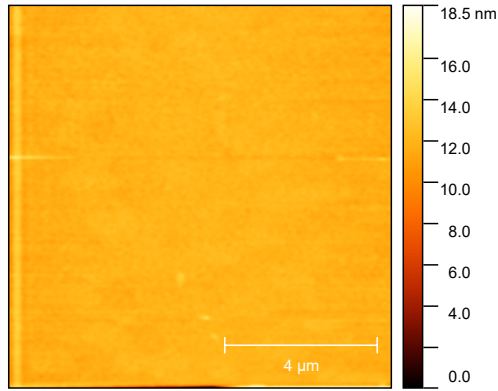
A continuación se muestran las primeras mediciones realizadas a la rejilla de difracción, donde al acabar de mostrarlas, se explicara brevemente el camino que siguió la investigación después de estos primeros resultados.

La Fig. 4.2 muestra las imágenes AFM obtenidas a partir del estudio de una de las franjas claras (con bajo dopaje); se tienen 3 imágenes distintas de AFM (4.2a, 4.2c y 4.2e) ya que cada una de ellas se hicieron a distintas líneas de láser (407 nm, 532 nm y 633 nm respectivamente). Además, a la derecha de cada imagen, se muestra un perfil horizontal que pasa por el centro de cada imagen respectivamente.

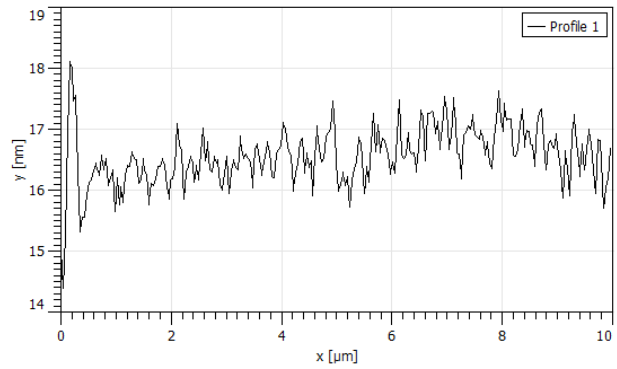
La Fig. 4.3 muestra las imágenes NSOM obtenidas a partir del estudio de una de las franjas claras (con bajo dopaje); se tienen 3 imágenes distintas de NSOM (4.3a, 4.3c y 4.3e) ya que cada una de ellas se hicieron a distintas líneas de láser (407 nm, 532 nm y 633 nm respectivamente). Además, a la derecha de cada imagen, se muestra un perfil horizontal que pasa por el centro de cada imagen respectivamente.

La Fig. 4.4 muestra las imágenes AFM obtenidas a partir del estudio de una de las franjas oscuras (con alto dopaje); se tienen 3 imágenes distintas de AFM (4.4a, 4.4c y 4.4e) ya que cada una de ellas se hicieron a distintas líneas de láser (407 nm, 532 nm y 633 nm respectivamente). Además, a la derecha de cada imagen, se muestra un perfil horizontal que pasa por el centro de cada imagen respectivamente.

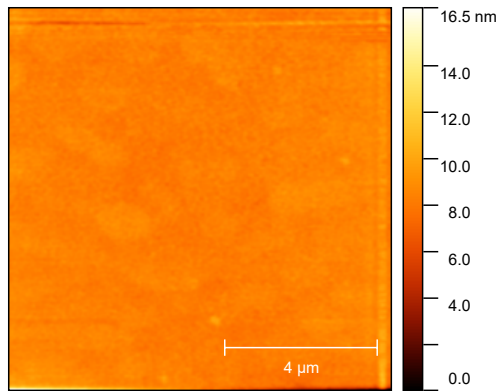
La Fig. 4.5 muestra las imágenes NSOM obtenidas a partir del estudio de una de las franjas oscuras (con alto dopaje); se tienen 3 imágenes distintas de NSOM (4.5a, 4.5c y 4.5e) ya que cada una de ellas se hicieron a distintas líneas de láser (407 nm, 532 nm y 633 nm respectivamente). Además, a la derecha de cada imagen, se muestra un perfil horizontal que pasa por el centro de cada imagen respectivamente.



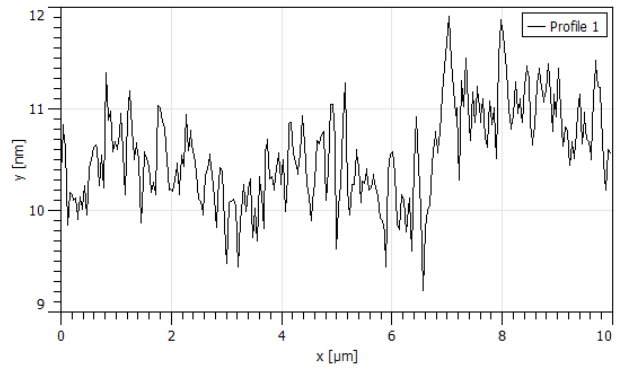
(a) Imagen AFM de $10\mu m \times 10\mu m$



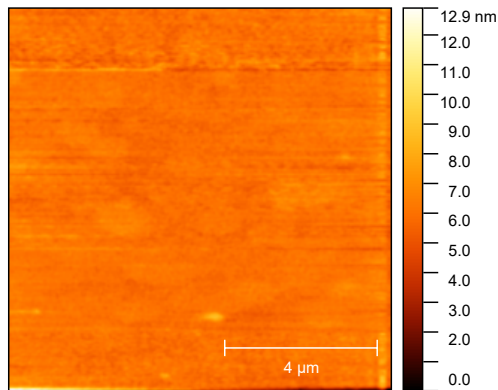
(b) Perfil Horizontal de AFM



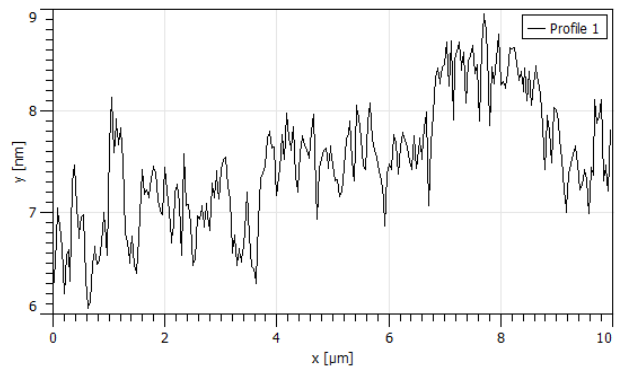
(c) Imagen AFM de $10\mu m \times 10\mu m$



(d) Perfil Horizontal de AFM

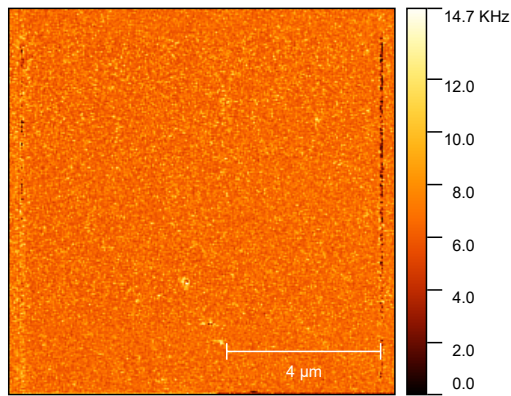


(e) Imagen AFM de $10\mu m \times 10\mu m$

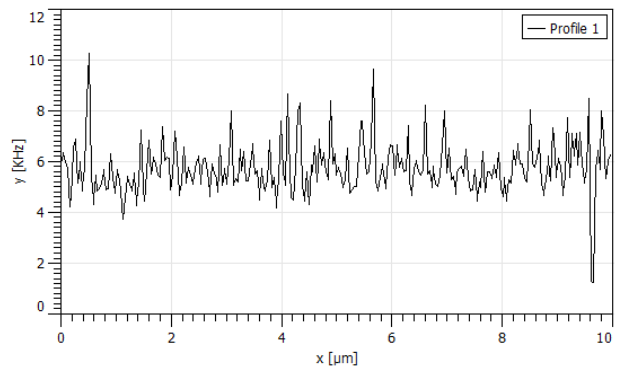


(f) Perfil Horizontal de AFM

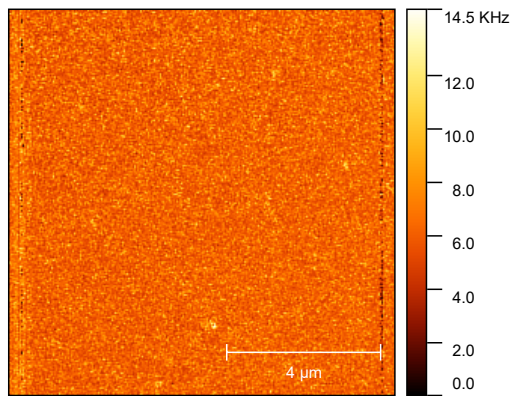
Figura 4.2: Mediciones AFM sobre una de las franjas de InP con bajo dopaje, a distintas líneas de laser, a)407 nm, c)532 nm y e) 633 nm con su respectivo perfil horizontal a la derecha de cada imagen.



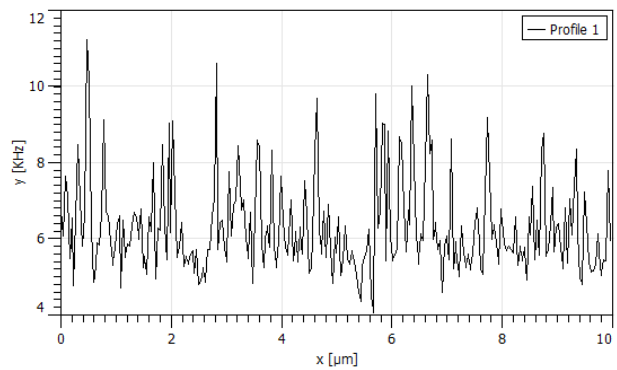
(a) Imagen NSOM de $10\mu m \times 10\mu m$



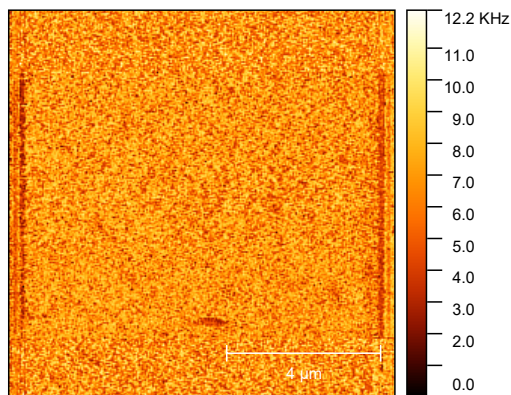
(b) Perfil Horizontal de NSOM



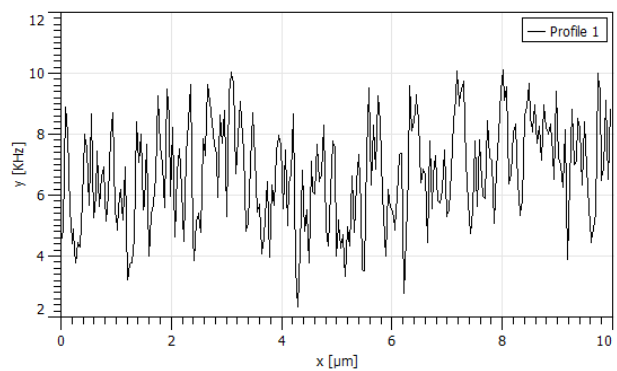
(c) Imagen NSOM de $10\mu m \times 10\mu m$



(d) Perfil Horizontal de NSOM

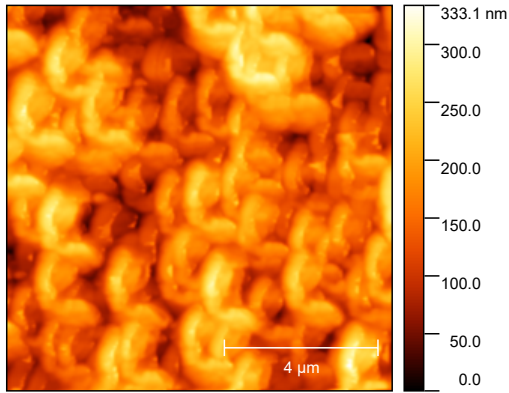


(e) Imagen NSOM de $10\mu m \times 10\mu m$

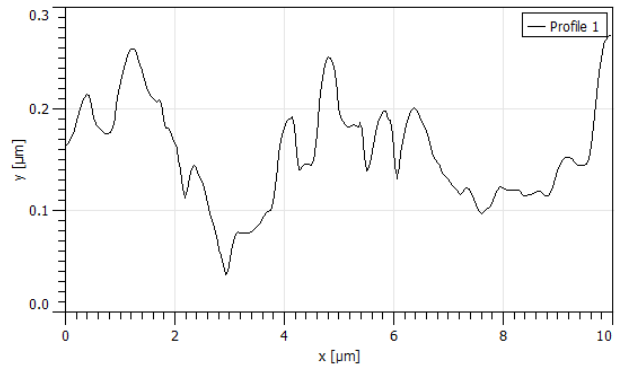


(f) Perfil Horizontal de NSOM

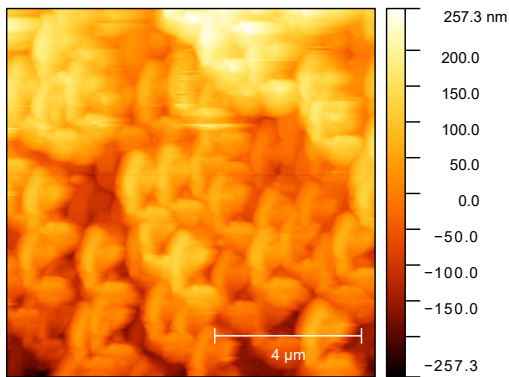
Figura 4.3: Mediciones NSOM sobre una de las franjas de InP con bajo dopaje, a distintas líneas de laser, a)407 nm, c)532 nm y e) 633 nm con su respectivo perfil horizontal a la derecha de cada imagen.



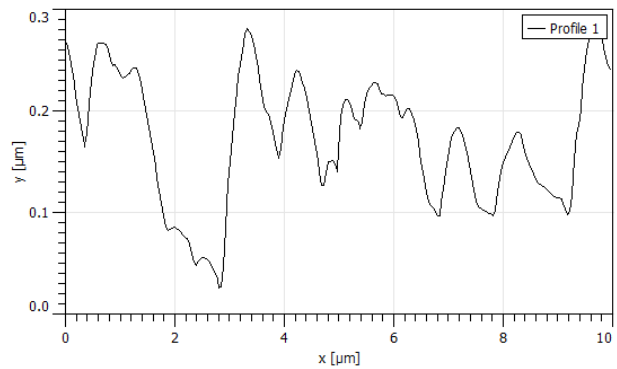
(a) Imagen AFM de $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$



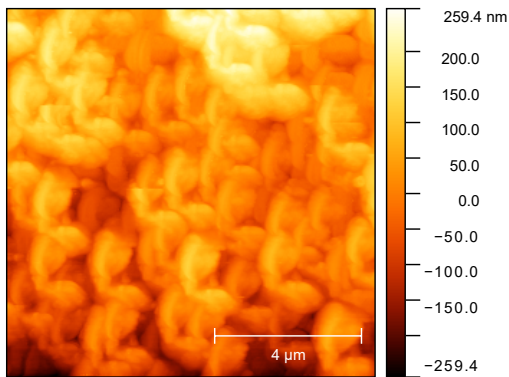
(b) Perfil Horizontal de AFM



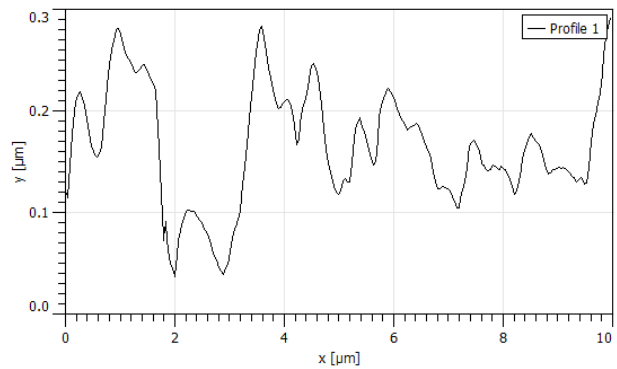
(c) Imagen AFM de $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$



(d) Perfil Horizontal de AFM

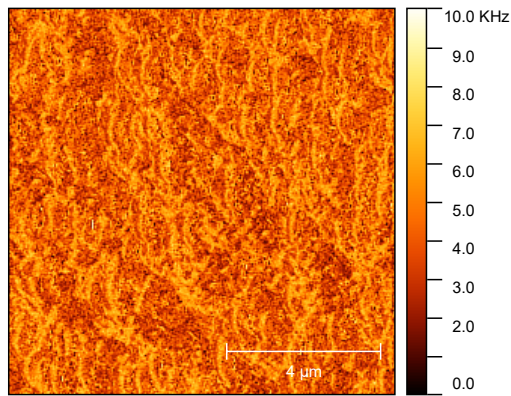


(e) Imagen AFM de $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$

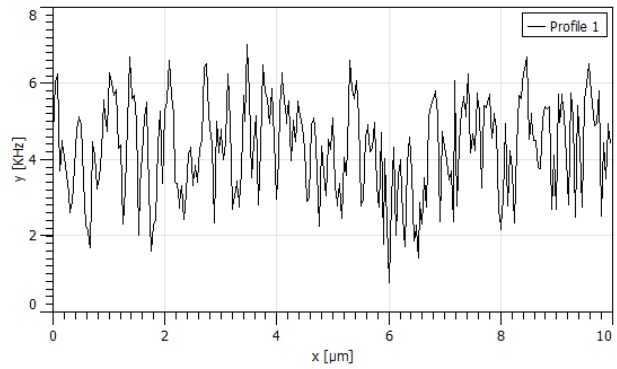


(f) Perfil Horizontal de AFM

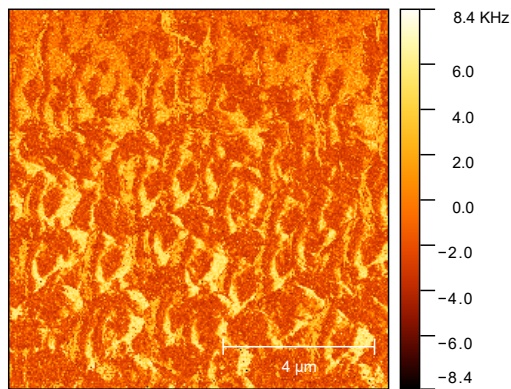
Figura 4.4: Mediciones AFM sobre una de las franjas de InP:Si altamente dopado a distintas líneas de laser, a)407 nm, c)532 nm y e) 633 nm con su respectivo perfil horizontal a la derecha de cada imagen.



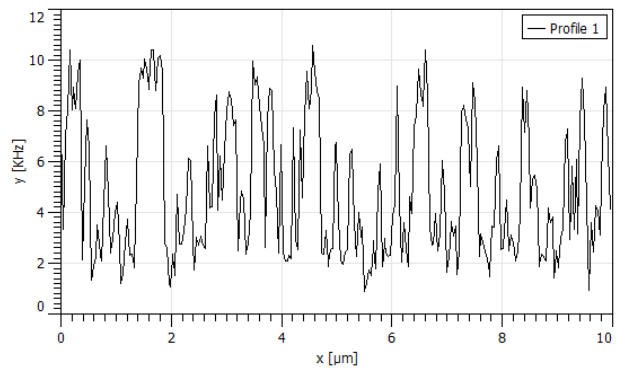
(a) Imagen NSOM de $10\mu m \times 10\mu m$



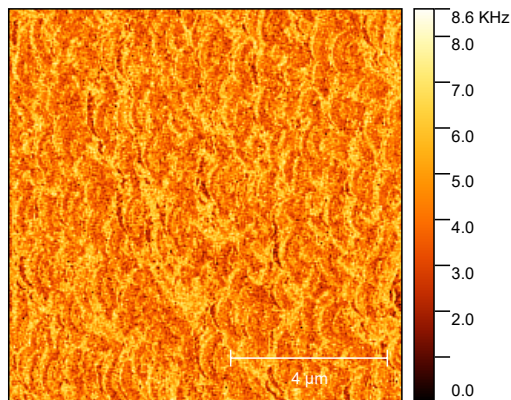
(b) Perfil Horizontal de NSOM



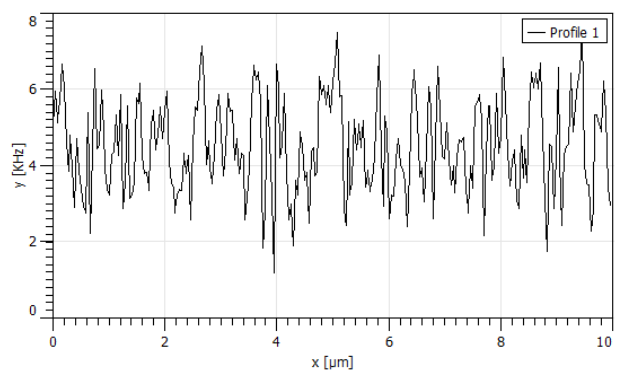
(c) Imagen NSOM de $10\mu m \times 10\mu m$



(d) Perfil Horizontal de NSOM



(e) Imagen NSOM de $10\mu m \times 10\mu m$



(f) Perfil Horizontal de NSOM

Figura 4.5: Mediciones NSOM de una de las franjas de InP:Si altamente dopado a distintas líneas de laser, a)407 nm, c)532 nm y e) 633 nm con su respectivo perfil horizontal a la derecha de cada imagen.

Después de estos primeros resultados, y de analizarlos, se notaron tres puntos importantes, el primero es que la información obtenida de las imágenes AFM y NSOM en las franjas claras (bajo dopaje) no está relacionada a lo que se está buscando (posiblemente plasmones, o algún tipo de respuesta asociada a la alta concentración de electrones debido a los átomos de silicio), ya que al comparar los perfiles de las imágenes AFM y NSOM, estos son muy parecidos en su forma de línea, que es lo contrario al segundo punto importante, los perfiles de AFM y NSOM en las franjas oscuras (alto dopaje) son diferentes en su forma de línea, es decir, estamos viendo información extra en NSOM la cual está relacionada a la respuesta óptica de la rejilla; por lo que se puede decir a partir de este punto, que solo las franjas oscuras (alto dopaje), están presentando un efecto posiblemente relacionado a los plasmones o a la respuesta de las cargas libres asociadas al alto dopaje. El tercer punto y el más importante, es que de las 3 mediciones que se hicieron con NSOM a distintas líneas de láser, la medición correspondiente a la línea de 532 nm presenta con mayor notoriedad el efecto antes mencionado.

Para poder ver mejor de lo que se está hablando, en la Fig. 4.6, se seleccionaron dos zonas, a las cuales se les realizó un perfil horizontal, los cuales se presentan en la Fig. 4.7. Los primeros dos perfiles (Fig. 4.7a y 4.7b) corresponden a la zona de color azul, y los últimos dos (Fig. 4.7c y 4.7d), a los de la zona color verde.

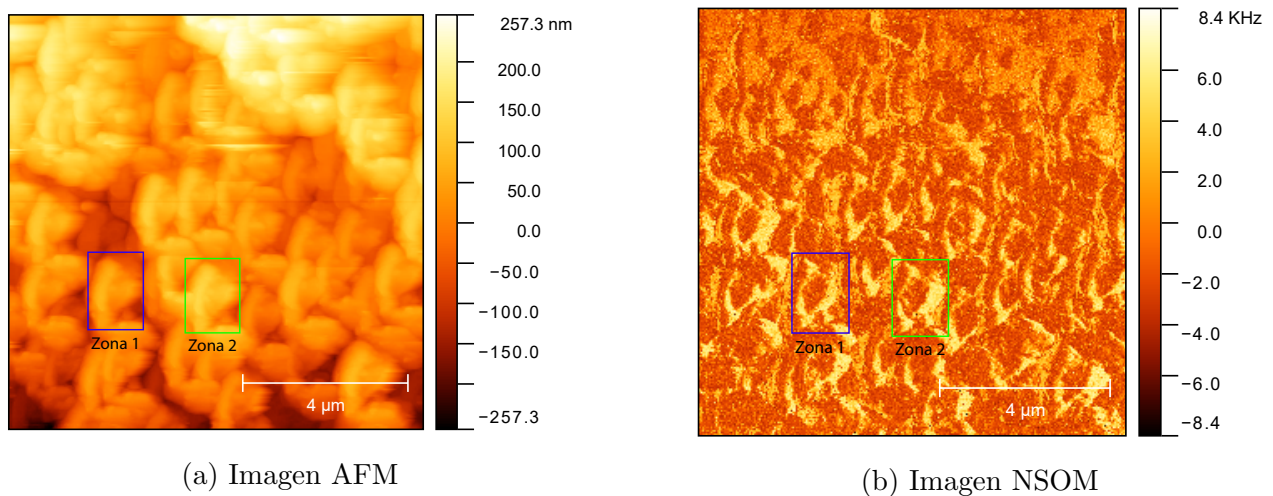
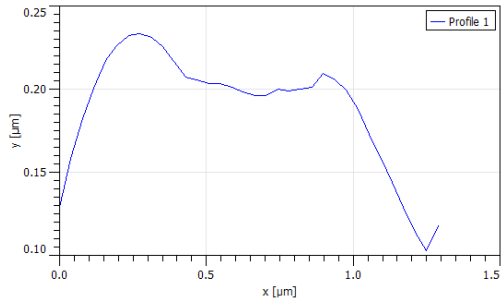
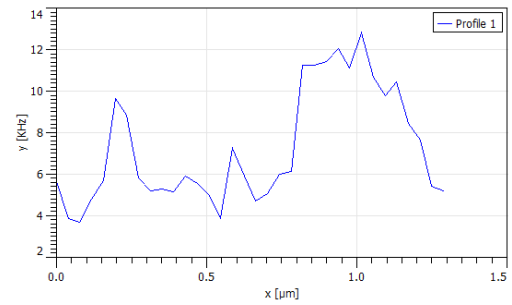


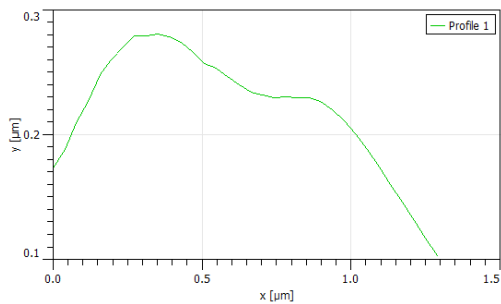
Figura 4.6: Zonas seleccionadas para poder ver mejor el efecto plasmónico



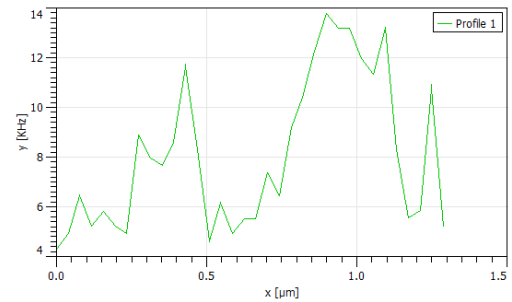
(a) Perfil en la zona 1 de la imagen AFM



(b) Perfil en la zona 1 de la imagen NSOM



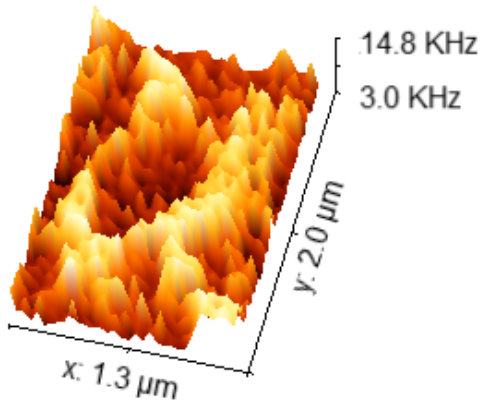
(c) Perfil en la zona 2 de la imagen AFM



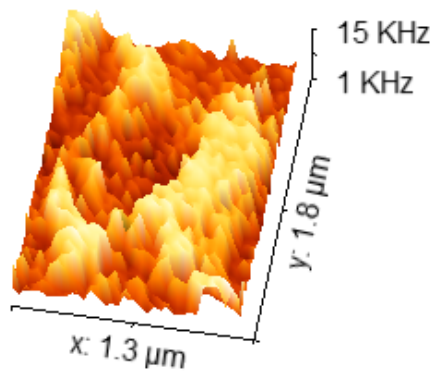
(d) Perfil en la zona 2 de la imagen NSOM

Figura 4.7: Perfiles AFM (columna izquierda) y NSOM (columna derecha) de las zonas seleccionadas

Las zonas que se seleccionaron corresponden a “cumulos” de InP altamente dopado, cuya forma se puede ver con claridad al realizar un perfil de las imagenes AFM (su forma es algo que sube y despues baja), lo curioso ocurre cuando se realiza el mismo perfil en las imagenes NSOM, ya que la forma de “cumulo” parece que ya no esta, si no que la forma va como algo que sube y derepente baja muy rapido hasta que despues sube y por ultimo baja. De esto se puede deducir que la respuesta óptica de los “cumulos”, solo esta presente en la periferia de estos. Por lo que si se vieran desde una perspectiva 3D las imagenes NSOM, estos “cumulos”, parecen tener forma de toroide (Fig. 4.8).



(a) Perspectiva 3D de la Zona 1 de NSOM



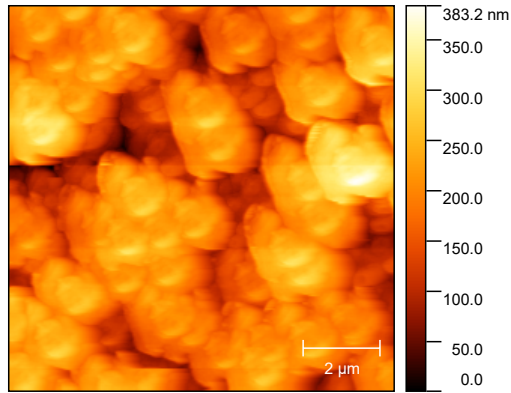
(b) Perspectiva 3D de la Zona 2 de NSOM

Figura 4.8: Perspectivas 3D de las zonas seleccionadas.

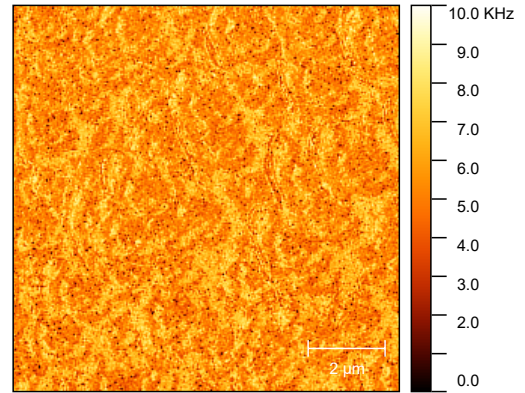
A partir de esto, se decidieron hacer mas mediciones, enfocandonos solo en la linea de laser de 532 nm, ademas de hacer distintas ventanas de escaneo, las cuales se presentan en la Fig 4.9. Para cada una de las distintas ventanas de escaneo, se repite el mismo efecto plasmónico mostrado anteriormente, ya que es muy notorio que solo en los bordes de los “cúmulos”, las imagenes NSOM presentan una respuesta óptica.

Como siguiente paso, se procedió a medir la muestra pero con luz polarizada y no polarizada, esto con el fin de poder ver si la respuesta óptica era dependiente de esto, ya que se esperaria que los electrones libres en el InP altamente dopado tengan una respuesta diferente dependiente de la polarización de la luz de iluminación. La Fig. 4.10 presenta las mediciones obtenidas bajo estos parametros.

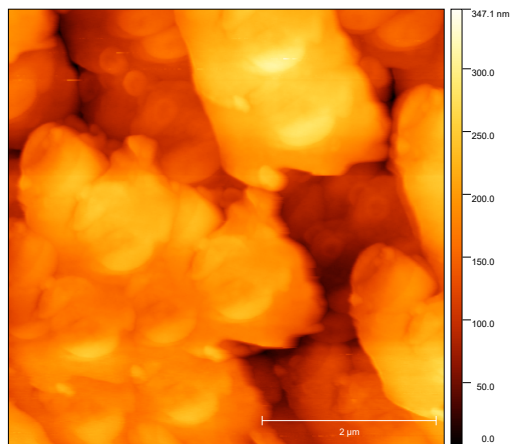
De las mediciones NSOM obtenidas, la medicion NSOM correspondiente a la luz de iluminacion polarizada (Fig. 4.10d), parece que la respuesta óptica de los bordes tienen una cierta orientación con respecto a cierta direccion.



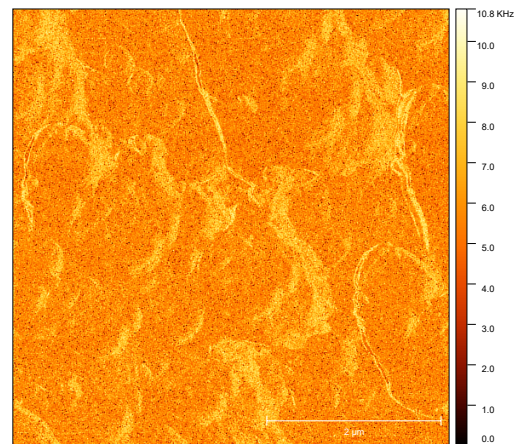
(a) Imagen AFM de $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$



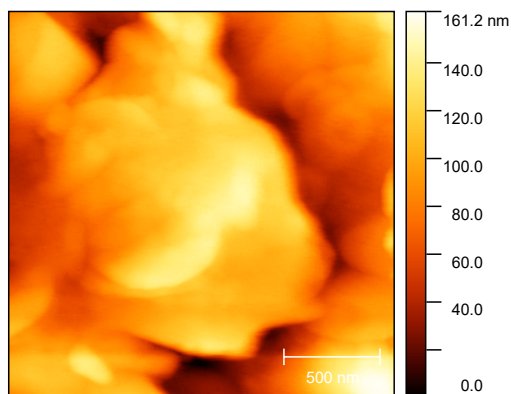
(b) Imagen NSOM de $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$



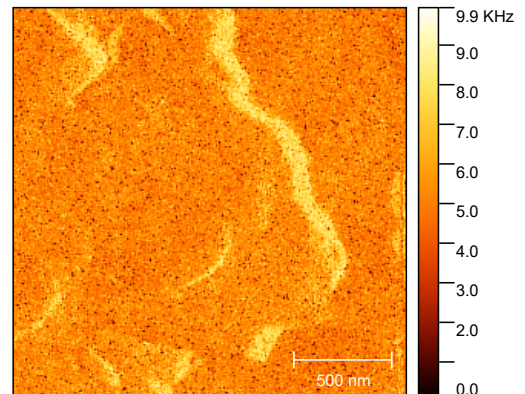
(c) Imagen AFM de $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$



(d) Imagen NSOM de $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$

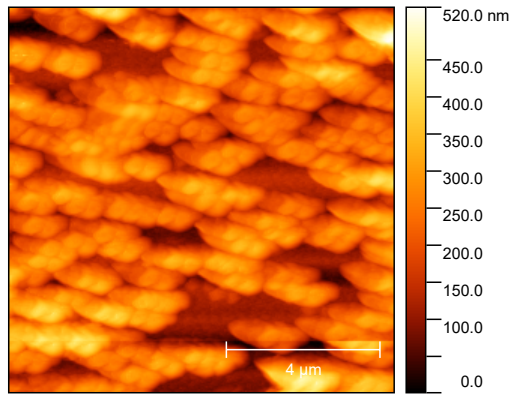


(e) Imagen AFM de $2\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$

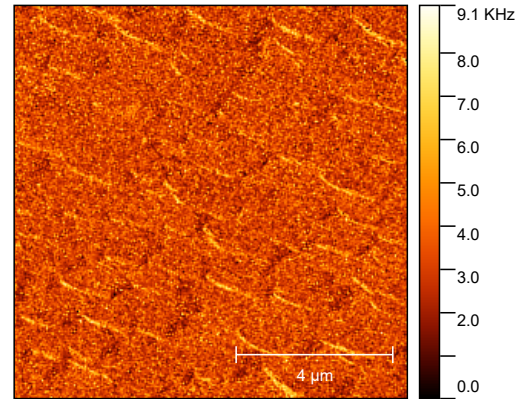


(f) Imagen NSOM de $2\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$

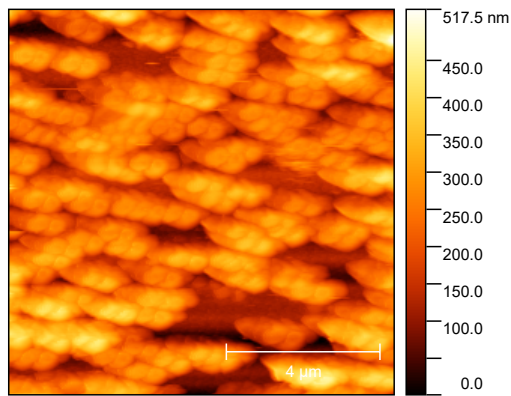
Figura 4.9: Mediciones AFM y NSOM de distintos tamaños de ventana de escaneo.



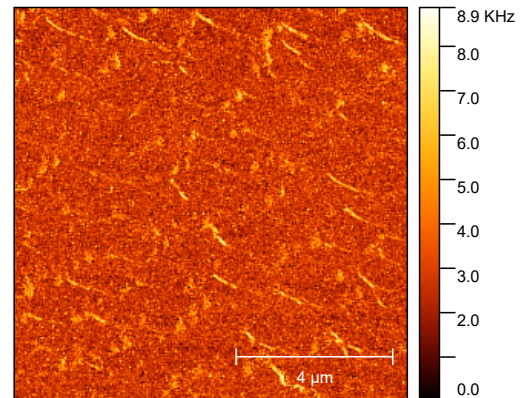
(a) Imagen AFM de $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ con luz de iluminación no polarizada



(b) Imagen NSOM de $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ con luz de iluminación no polarizada



(c) Imagen AFM de $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ con luz de iluminación linealmente polarizada

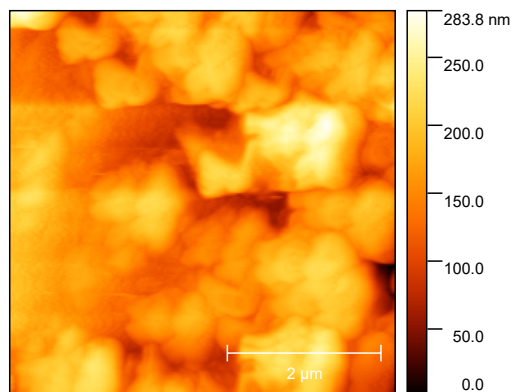


(d) Imagen NSOM de $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ con luz de iluminación linealmente polarizada

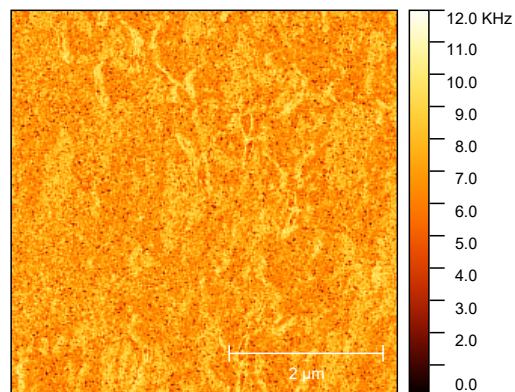
Figura 4.10: Mediciones AFM y NSOM donde la luz de iluminación en b) es no polarizada y en d) es polarizada

Debido a que la respuesta óptica de los bordes pareciera tener una cierta orientación, se cree que es dependiente de la dirección de la polarización, por lo que se propuso iluminar de manera que la polarización fuera paralela y perpendicular a las franjas de la muestra. En la Fig. 4.11 y 4.12 se muestran las mediciones realizadas con luz de iluminación depolarizada 4.11b, polarizada pero con una dirección cualquiera 4.11d, polarizada paralelamente a las

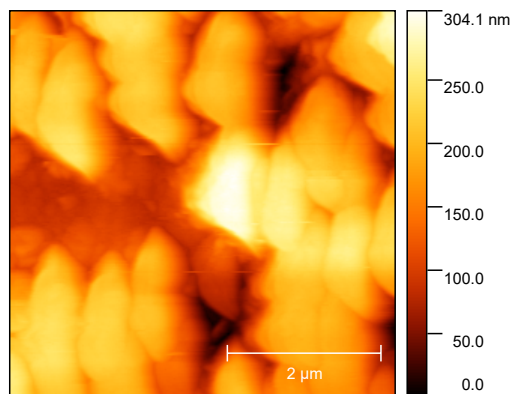
franjas 4.12b y polarizada perpendicularmente a las franjas 4.12d.



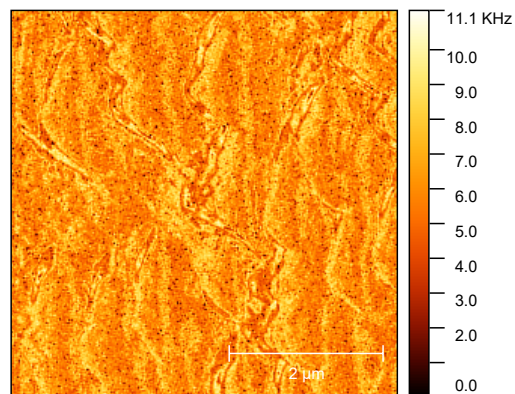
(a) Imagen AFM de $5\mu m \times 5\mu m$ con luz de iluminación depolarizada.



(b) Imagen NSOM de $5\mu m \times 5\mu m$ con luz de iluminación depolarizada.

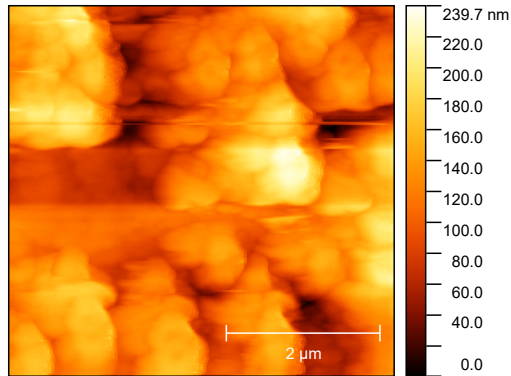


(c) Imagen AFM de $5\mu m \times 5\mu m$ con luz de iluminación linealmente polarizada pero con una dirección cualquiera.

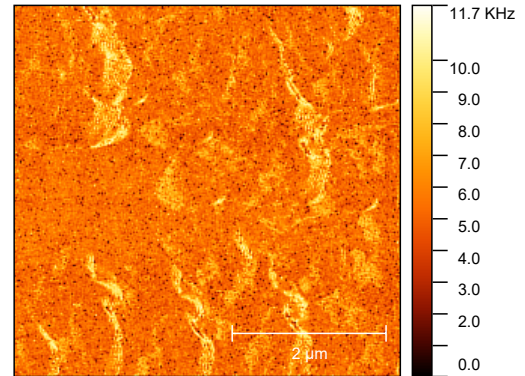


(d) Imagen NSOM de $5\mu m \times 5\mu m$ con luz de iluminación linealmente polarizada pero con una dirección cualquiera.

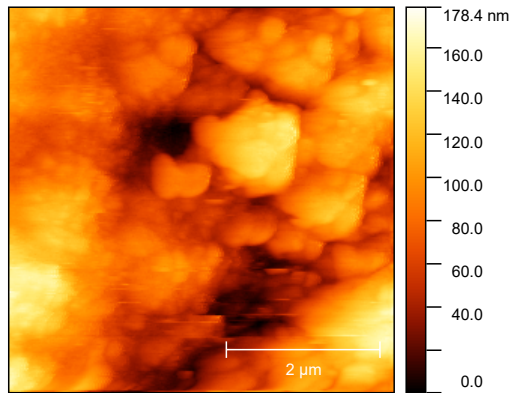
Figura 4.11: Mediciones AFM y NSOM donde la luz de iluminación en b) es depolarizada y en d) es linealmente polarizada pero con una dirección cualquiera.



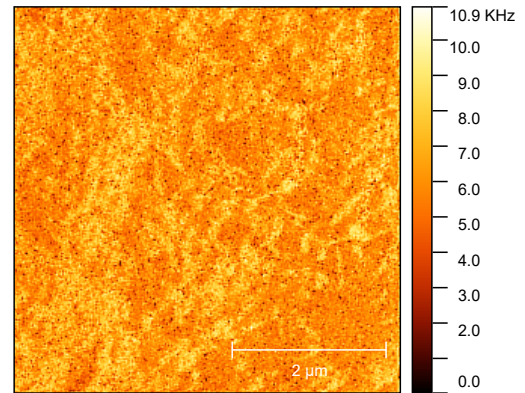
(a) Imagen AFM de $5\mu m \times 5\mu m$ con luz de iluminación linealmente polarizada paralela a las franjas.



(b) Imagen NSOM de $5\mu m \times 5\mu m$ con luz de iluminación linealmente polarizada paralela a las franjas.



(c) Imagen AFM de $5\mu m \times 5\mu m$ con luz de iluminación linealmente polarizada perpendicular a las franjas.



(d) Imagen NSOM de $5\mu m \times 5\mu m$ con luz de iluminación linealmente polarizada perpendicular a las franjas.

Figura 4.12: Mediciones AFM y NSOM donde la luz de iluminación en b) es linealmente polarizada paralela a las franjas y en d) es linealmente polarizada perpendicular a las franjas.

De estas ultimas mediciones, se pueden resaltar varios puntos importantes.

La medición con luz de iluminación depolarizada (Fig. 4.11b), no presenta una orientación preferencial para la respuesta óptica de los bordes.

La medicion con luz de iluminacion polarizada pero con una dirección cualquiera (Fig. 4.11d), la respuesta óptica de los bordes esta muy marcada.

La medición con luz de iluminación paralelamente a las franjas (Fig. 4.12b), presenta una característica muy marcada que es que solo un lado de los bordes presenta una respuesta óptica.

La medición con luz de iluminación perpendicularmente a las franjas (Fig. 4.12d), no parece presentar la misma característica que en el caso anterior, si no más bien, pareciera que la respuesta óptica no está muy marcada.

Capítulo 5

Conclusiones

Durante este trabajo, muestras de InP altamente dopado fueron estudiadas por microscopía de campo cercano lo cual nos permitió conocer la morfología de las muestras, y la respuesta óptica de cada una de las franjas de la rejilla de difracción.

De los dos tipos de franjas, se puede decir que solo las que tienen un alto dopaje, presentan un comportamiento relacionado con la carga superficial, a su vez, se puede decir que estas tienen a tener características de un metal y por lo tanto su posible relación con efectos plasmónicos [42, 43].

Es muy importante recalcar, que para distintas longitudes de luz, el InP altamente dopado, tiene respuestas ópticas diferentes, llegando a que la longitud de onda con la que mejor respuesta se obtuvo fue en 532 nm. Esto a su vez, podemos relacionarlo a las frecuencias en las que el efecto plasmónico, esta mejor entonado, es decir, el momento total de la luz incidente, es capaz de poder excitar los electrones libres, y así, tener el efecto plasmónico [42, 43].

Otro punto importante, es que dependiendo del tipo de polarización de la luz, este influye en la respuesta óptica, lo cual se puede explicar por el hecho de que los electrones, al ver una tipo de polarización específica, responden diferente por el hecho que la luz tiene una cierta dirección, haciendo que estos se orienten hacia dicha dirección.

El hecho de tener una diferencia en los casos de iluminación con luz linealmente polarizada

paralela y perpendicular a las franjas, es que para el caso perpendicular, la luz al llevar esta orientación, sensa una distancia mucho menor comparada con el caso paralelo, por lo que se forman dipolos que disminuyen la intensidad del campo electrico reflejado.

Otro factor importante de la respuesta óptica, es que los “cumulos” parecen tener una cierta orientación, lo cual tambien es algo que influye en la respuesta óptica que se observó.

Por ultimo, se puede decir que la tecnica de microscopía óptica de campo cercano, es muy util para poder realizar este tipo de estudios.

Como a trabajo a futuro, se propone correlacionar las estructuras tipo toroide en la figura (4.8) con los efectos plasmónicos reportados en las referencias [42, 43].

Bibliografía

- [1] William L Barnes, Alain Dereux, and Thomas W Ebbesen. Surface plasmon subwavelength optics. *nature*, 424:824–830, 2003.
- [2] Surface plasmon resurrection. *nature*, 6:707, 2012.
- [3] Martin Fleischmann, Patrick J Hendra, and A James McQuillan. Raman spectra of pyridine adsorbed at a silver electrode. *Chemical Physics Letters*, 26(2):163–166, 1974.
- [4] David L Jeanmaire and Richard P Van Duyne. Surface raman spectroelectrochemistry: Part i. heterocyclic, aromatic, and aliphatic amines adsorbed on the anodized silver electrode. *Journal of electroanalytical chemistry and interfacial electrochemistry*, 84(1):1–20, 1977.
- [5] Thomas W Ebbesen, Henri J Lezec, HF Ghaemi, Tineke Thio, and Peter A Wolff. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays. *Nature*, 391(6668):667, 1998.
- [6] Leon R Hirsch, R Jason Stafford, JA Bankson, Scott R Sershen, B Rivera, RE Price, John D Hazle, Naomi J Halas, and Jennifer L West. Nanoshell-mediated near-infrared thermal therapy of tumors under magnetic resonance guidance. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 100(23):13549–13554, 2003.
- [7] Claes Nylander, Bo Liedberg, and Tommy Lind. Gas detection by means of surface plasmon resonance. *Sensors and Actuators*, 3:79–88, 1982.

- [8] N Seddon and T Bearpark. Observation of the inverse doppler effect. *Science*, 302(5650):1537–1540, 2003.
- [9] John B Pendry, David Schurig, and David R Smith. Controlling electromagnetic fields. *science*, 312(5781):1780–1782, 2006.
- [10] Seungchul Kim, Jonghan Jin, Young-Jin Kim, In-Yong Park, Yunseok Kim, and Seung-Woo Kim. High-harmonic generation by resonant plasmon field enhancement. *Nature*, 453(7196):757, 2008.
- [11] Harry A Atwater and Albert Polman. Plasmonics for improved photovoltaic devices. *Nature materials*, 9(3):205, 2010.
- [12] AV Akimov, A Mukherjee, CL Yu, DE Chang, AS Zibrov, PR Hemmer, H Park, and MD Lukin. Generation of single optical plasmons in metallic nanowires coupled to quantum dots. *Nature*, 450(7168):402, 2007.
- [13] Pierre Berini and Israel De Leon. Surface plasmon–polariton amplifiers and lasers. *Nature photonics*, 6(1):16, 2012.
- [14] Zubin Jacob and Vladimir M Shalaev. Plasmonics goes quantum. *Science*, 334(6055):463–464, 2011.
- [15] Mark S Tame, KR McEneaney, ŞK Özdemir, J Lee, SA Maier, and MS Kim. Quantum plasmonics. *Nature Physics*, 9(6):329, 2013.
- [16] Heinz Raether. Surface plasmons on smooth surfaces. In *Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings*, pages 4–39. Springer, 1988.
- [17] Oliver Benson. Assembly of hybrid photonic architectures from nanophotonic constituents. *Nature*, 480(7376):193, 2011.
- [18] Ugo Fano. Some theoretical considerations on anomalous diffraction gratings. *Physical review*, 50(6):573, 1936.

- [19] Ugo Fano. The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces (sommerfeld's waves). *JOSA*, 31(3):213–222, 1941.
- [20] Richard A Ferrell. Predicted radiation of plasma oscillations in metal films. *Physical Review*, 111(5):1214, 1958.
- [21] Motoichi Ohtsu. *Near-field nano/atom optics and technology*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [22] Bonell D. *Scanning Probe Microscopy and Spectroscopy, Theory, Techniques and Applications*. John Wiley and Sons, 2001.
- [23] Robert A Wilson and Heather A Bullen. Introduction to scanning probe microscopy (spm): Basic theory atomic force microscopy (afm). *Creative Commons Attribution-Noncommercial-Share Alike*, 2, 2006.
- [24] Nanonics imaging ltd. tutorial, 2019. Web; accedido el 20-07-2019.
- [25] Stefan A. Maier. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. Springer Science & Business Media, 2007.
- [26] Norbert Grote, Moritz Baier, and Francisco Soares. Photonic integrated circuits on inp. In *Fibre Optic Communication*, pages 799–840. Springer, 2017.
- [27] Supanee Larkthanakhachon, Alireza Taghizadeh, Gyeong Cheol Park, Kresten Yvind, and Il-Sug Chung. Hybrid iii-v/soi resonant cavity enhanced photodetector. *Optics express*, 24(15):16512–16519, 2016.
- [28] Alireza Taghizadeh, Jesper Mørk, and Il-Sug Chung. Vertical-cavity in-plane heterostructures: Physics and applications. *Applied Physics Letters*, 107(18):181107, 2015.
- [29] Alireza Taghizadeh, Jesper Mørk, and Il-Sug Chung. Numerical investigation of vertical cavity lasers with high-contrast gratings using the fourier modal method. *Journal of Lightwave Technology*, 34(18):4240–4251, 2016.

- [30] Sprengel Stephan, Demmerle Frederic, and Amann Markus-Christian. Novel inp-and gasb-based light sources for the near to far infrared. *Semiconductor Science and Technology*, 31(11):113005, 2016.
- [31] Maaïke Bouwes Bavinck, Klaus D Joons, Michal Zielinski, Gilles Patriarche, Jean-Christophe Harmand, Nika Akopian, and Val Zwiller. Photon cascade from a single crystal phase nanowire quantum dot. *Nano letters*, 16(2):1081–1085, 2016.
- [32] ME Aryaee Panah, Osamu Takayama, SV Morozov, KE Kudryavtsev, ES Semenova, and AV Lavrinenko. Highly doped inp as a low loss plasmonic material for mid-ir region. *Optics express*, 24(25):29077–29088, 2016.
- [33] Paul R Berger, SNG Chu, RA Logan, Erin Byrne, D Coblenz, James Lee III, Nhan T Ha, and NK Dutta. Substrate orientation effects on dopant incorporation in inp grown by metalorganic chemical vapor deposition. *Journal of applied physics*, 73(8):4095–4097, 1993.
- [34] E Woelk and H Beneking. Doping of inp and gainas during organometallic vapor-phase epitaxy using disilane. *Journal of applied physics*, 63(8):2874–2876, 1988.
- [35] Ch Giesen, XG Xu, R Hovel, M Heuken, and K Heime. Silicon doping of inp grown by movpe using tertiarybutylphosphine. In *Conference Proceedings. 1997 International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, pages 47–50. IEEE, 1997.
- [36] Mohammad Esmail Aryaee Panah, Sanshui Xiao, Andrei Lavrinenko, and Elizaveta Semenova. Overcoming doping limits in movpe grown n-doped inp for plasmonic applications. In *16th European Workshop on Metalorganic Vapour Phase Epitaxy*, 2015.
- [37] CJ Gabriel and A Nedoluha. Transmittance and reflectance of systems of thin and thick layers. *Optica Acta: International Journal of Optics*, 18(6):415–423, 1971.
- [38] Press WH Flannery BP Teukolsky SA and WT Vetterling. Numerical recipes. *Cambridge: Cambridge Uni*, 1986.

- [39] ME Aryaee Panah, Osamu Takayama, SV Morozov, KE Kudryavtsev, ES Semenova, and AV Lavrinenko. Highly doped inp as a low loss plasmonic material for mid-ir region. *Optics express*, 24(25):29077–29088, 2016.
- [40] Nanonics imaging ltd. collection mode nsom, 2019. Web; accedido el 20-07-2019.
- [41] Nanonics imaging ltd. reflection mode nsom, 2019. Web; accedido el 20-07-2019.
- [42] B Hecht, H Bielefeldt, Y Novotny, Land Inouye, and DW Pohl. Local excitation, scattering, and interference of surface plasmons. *Physical review letters*, 77(9), 1996.
- [43] Matthew R. Foreman. Field correlations in surface plasmon speckle. *Scientific Reports*, 9, 2019.