

UNIVERSIDAD NACIONAL JOSÉ FAUSTINO SANCHEZ CARRIÓN

FACULTAD DE CIENCIAS



TESIS

**RESONANCIA FANO EN FILTROS ESPECTRALES Y SENSORES DE
RESONANCIA DE PLASMÓN DE SUPERFICIE CON ACOPLAMIENTOS DE
MODOS DE GUÍAS DE ONDA DE ALTA RESOLUCIÓN**

**PARA OPTAR EL TÍTULO PROFESIONAL DE
LICENCIADO EN FÍSICA**

PRESENTADO POR:

JUNIOR DAVID ASECOS ROJAS

ASESOR:

Dr. CARLOS JOB FIESTAS URBINA

HUACHO – PERÚ

2020

A Dios a y mi madre Rina Dina Rojas Esquivel

Agradecimientos

Mi profundo agradecimiento al Dr. Carlos Fiestas, por su dedicación y contribución a lo largo del proceso de investigación.

ÍNDICE

Dedicatoria.....	i
Agradecimientos.....	ii
Índice General.....	1
Índice de Figuras	4
RESUMEN.....	7
ABSTRACT	8
INTRODUCCIÓN.....	9
Capítulo I: PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA.....	11
1.1 Descripción de la realidad problemática.....	11
1.2 Formulación del problema	12
1.2.1 Problema general	12
1.2.2 Problemas específicos.....	12
1.3 Objetivos de la investigación	13
1.3.1 Objetivo general:	13
1.3.2 Objetivos específicos:.....	13
1.4 Justificación	13
1.5 Delimitaciones	14
Capítulo II: MARCO TEÓRICO.....	15
2.1 Antecedentes de la investigación:.....	15

2.1.1	A nivel nacional:.....	15
2.1.2	A nivel internacional:	16
2.2	Bases teóricas:.....	20
2.2.1	Propagación de las ondas electromagnética en los medios materiales.....	20
2.2.2	Electrón libre en el campo de una onda electromagnética plana.....	25
2.2.3	Polaritón de plasmón de superficie (SPP)	27
2.2.4	Guía de onda plana de índice homogéneo	40
2.2.5	Método de matriz de transferencia	43
2.3	Definición conceptual	45
2.4	Formulación de hipótesis	46
2.4.1	Hipótesis General:	46
2.4.2	Hipótesis Específicas:.....	46
Capítulo III: METODOLOGÍA.....		47
3.1	Diseño metodológico:	47
3.1.1	Tipo.....	47
3.1.2	Enfoque.....	47
3.2	Población y muestra.....	47
3.2.1	Población	47
3.2.2	Muestra	47
3.3	Operacionalización de variables e indicadores	48
3.3.1	Definición de las variables de la hipótesis.....	48
3.4	Técnicas e instrumentos de recolección de datos	49

3.4.1	Técnicas	49
3.4.2	Instrumentos y/o equipos laboratorios a utilizar.....	49
3.5	Técnicas para el procesamiento de la información	49
3.5.1	Técnicas a emplear	49
Capítulo IV: RESULTADOS		50
4.1	Optimización de las capas de acoplamiento de la resonancia fano en el esquema Vidrio/TiN/MgF ₂ /Nb ₂ O ₅ /Aire.	50
4.2	Optimización de las capas de acoplamiento de la resonancia fano en el esquema Vidrio/TiN/MgF ₂ /Nb ₂ O ₅ /Gas.	63
4.3	Optimización de las capas de acoplamiento de la resonancia fano en la configuración Vidrio/TiN/MgF ₂ /Nb ₂ O ₅ /Agua.....	64
4.4	Filtro espectral	69
4.5	Sensor espectral en la configuración Vidrio/TiN/MgF ₂ /Nb ₂ O ₅ /Agua.....	71
4.6	Proceso de fabricación de la estructura propuesta.	72
Capítulo V: DISCUSIÓN, CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES		74
5.1	DISCUSIÓN	74
5.2	CONCLUSIONES	75
5.3	RECOMENDACIONES.....	76
Capítulo VI: REFERENCIA BIBLIOGRÁFICA		77
6.1	Bibliografía	77
	Matriz de consistencia	88

Índice de Figuras

<i>Figura 2.1 Polarización de la onda incidente, reflejada y transmitida para (a) polarización TM y (b) polarización TE.</i>	<i>22</i>
<i>Figura 2.2 Propagación de la onda EM oscilante transversal.</i>	<i>25</i>
<i>Figura 2.3 El diagrama muestra la distribución del campo eléctrico del plasmón superficial en una interfaz conductor y dieléctrico. El lado izquierdo muestra el decaimiento exponencial del campo eléctrico del plasmón en el conductor y dieléctricos y la profundidad de la penetración en el medio. El lado derecho muestra las líneas de corriente de los campos eléctricos.</i>	<i>29</i>
<i>Figura 2.4 La figura muestra las diferentes regiones para la ecuación de dispersión.</i>	<i>34</i>
<i>Figura 2.5 La ley de dispersión de las oscilaciones de plasmones en un sistema metal-dieléctrico, ecuación (2.16), en el caso de la dispersión de Drude, la ecuación (2.18). La línea roja inferior compete a los plasmones de superficie, mientras que la línea roja superior pertenece a los plasmones de Volumen; La línea de luz continua atañe a la dispersión de fotones en el espacio libre.</i>	<i>36</i>
<i>Figura 2.6 La longitud de onda $\lambda_{\text{plasmón}}$ y longitud de propagación $L_{\text{plasmón}}$. El plasmón oscila con la longitud de onda k_{sp}.</i>	<i>38</i>
<i>Figura 2.7 Fotones propagándose en una guía onda plana y homogénea, (a) en modo radiación, (b) en modo radiación por el substrato, (c) en el modo guiado.</i>	<i>41</i>
<i>Figura 4.1 Resonancia debido la PWG un esquema de Vidrio/TiN/MgF₂/Aire donde $t_1 = 26,0 \text{ nm}$ y $t_2 = 860 \text{ nm}$ (b) Para una configuración fano Vidrio/TiN/MgF₂/Nb₂O₅ donde $t_1 = 26,0 \text{ nm}$, $t_2 = 860 \text{ nm}$ y $t_3 = 100 \text{ nm}$.</i>	<i>52</i>
<i>Figura 4.2 Reflectancia de la configuración Vidrio/TiN/MgF₂/Nb₂O₅, para Nb₂O₅ de espesor de $t_3 = 100 \text{ nm}$ y para el MgF₂ variando el espesor a partir de (a) $t_2=460$, (b) $t_2=660\text{nm}$, (c) $t_2=860\text{nm}$, (d) $t_2=1060\text{nm}$. (e) Evolución del factor Q y $\Delta\theta$ variando el</i>	

<i>espesor de MgF₂. (f) Incremento de la sensibilidad con el espesor de MgF₂.</i>	<i>55</i>
<i>Figura 4.3. Reflectancia de la configuración Vidrio/TiN/MgF₂/Nb₂O₅, para MgF₂ de espesor de t₂ = 860 nm y para el Nb₂O₅ variando el espesor a partir de (a) t₃=0nm, (b) t₃=100nm, (c) t₃=123nm, (d) t₃=127nm. (f) Evolución del factor Q y Δθ variando el espesor de Nb₂O₅. (g) Incremento de la sensibilidad con el espesor de Nb₂O₅.</i>	<i>57</i>
<i>Figura 4.4 Solución de la ecuación de dispersión de la guía de onda, para hallar los ángulos de los modos guiados de la capa de Nb₂O₅.</i>	<i>58</i>
<i>Figura 4.5. Campo eléctrico vs ángulo de incidencia para la estructura con t₃ = 123nm y t₂ = 860nm obtenidos para las interface de Nb₂O₅ (a) MgF₂ (b) y TiN (c).</i>	<i>59</i>
<i>Figura 4.6 Perfiles de campo eléctrico para la estructura con t₃ = 123nm y t₂ = 860nm obtenidos para ángulos de incidencia de (b) I = 79.17° (c) II = 80.17° y (c) III = 81.17°.</i>	<i>62</i>
<i>Figura 4.7 Desplazamientos de las resonancias de tipo Fano alrededor de las inmersiones causadas por un aumento de Δn = 1.0 × 10⁻⁴ con el ángulo incidente. ...</i>	<i>63</i>
<i>Figura 4.8 Reflectancia de la configuración Vidrio/TiN/MgF₂/Nb₂O₅/Agua, para MgF₂ de espesor de t₂ = 860 nm y para el Nb₂O₅ variando el espesor a partir de (a) t₃=0nm, (b) t₃=70nm, (c) t₃=96nm, (d) t₃=100nm. (e) Evolución del factor Q y Δθ variando el espesor de Nb₂O₅. (f) Incremento de la sensibilidad con el espesor de Nb₂O₅.</i>	<i>65</i>
<i>Figura 4.9 Solución de la ecuación de dispersión de la guía de onda, para hallar los ángulos de los modos guiados de la capa de Nb₂O₅.</i>	<i>66</i>
<i>Figura 4.10 Desplazamiento de la resonancia Fano TM₀ para la estructura con t_{MgF2}=860nm y t_{Nb2O5}=100nm. El índice de refracción de material circundante varia de 1.3317 hasta 1.3322 con una divergencia de Δn=0.0001, n_{MgF2}=1.3705, n_{Nb2O5}=2.2. .</i>	<i>68</i>
<i>Figura 4.11 Espectro espectral de reflexión para un ángulo de incidencia de 80.2°. El pico azul indica la posición de la resonancia fano para las condiciones de la figura 4.3</i>	

(c).....	69
<i>Figura 4.12 Espectros espectrales de reflexión de modulación de longitud de onda a un giro de 0.2°</i>	70
<i>Figura 4.13 Espectros espectrales de reflexión de modulación de longitud de onda a un giro de 0.01°</i>	71
<i>Figura 4.14 Espectros de reflexión a un ángulo incidente de 80.20°, con corrimiento fano a un en función del índice de refracción para $\Delta n=2 \times 10^{-4}$ La línea azul en recuadro representa la variación de la reflectancia ΔR.</i>	72
<i>Figura 4.15 Configuración de la fabricación del sensor fano bajo las técnicas de DC magnetron sputtering y RF magnetron sputtering.</i>	73

RESUMEN

Esta tesis propone la resonancia fano en filtros como sensores de resonancia de plasmón de superficie de alta resolución por acoplamiento de las guías de ondas planas y los polaritones de plasmón de superficie. La nanoestructura propuesta en los dos casos es Vidrio/TiN/MgF₂/Nb₂O₅. Se muestra en el espectro de reflectancia la forma lineal asimétrica de la resonancia fano aparecen en la curva de resonancia de plasmón de superficie como la transparencia inducida por plasmón. Las propiedades de la resonancia fano se puede manipular modulando el espesor de las capas de acoplamiento y la guía de onda. También se presentan los perfiles del campo eléctrico en la posición de la resonancia fano como todas las posiciones de la interface mostrando una naturaleza híbrida. Las curvas fano se puede usar para monitorear los cambios mínimos de los índices de refracción circundante como de gas y líquido debido a su alta sensibilidad en comparación con los biosensores de resonancia de plasmón de superficie convencionales.

Palabras clave: Sensor óptico, guías de onda, polaritón de plasmón de superficie.

ABSTRACT

This thesis proposes fano resonance in filters as high resolution surface plasmon resonance sensors by coupling the plane waveguides and the surface plasmon polaritons. The proposed nanostructure in both cases is Glass/TiN/MgF₂/Nb₂O₅. Shown in the reflectance spectrum is the asymmetric linear form of the fano resonance appearing on the surface plasmon resonance curve as the plasmon-induced transparency. The properties of fano resonance can be manipulated by modulating the thickness of the coupling layers and the waveguide. The profiles of the electric field at the position of the fano resonance are also presented as all the positions of the interface showing a hybrid nature. Fano curves can be used to monitor minimal changes in surrounding refractive indices such as gas and liquid due to their high sensitivity compared to conventional surface plasmon resonance biosensors.

Keywords: Optical sensor, waveguide, surface plasmon polariton.

INTRODUCCIÓN

Ahora en la actualidad, los biosensores de plasmón de superficie (SPR), se han investigado extensamente para el monitoreo biomolecular debido a la detección en tiempo real (Jiří Homola, 2008)(Zeng et al., 2014)(Sharma & Dominic, 2018)(Hossain & Rana, 2016). Esto por su sensibilidad a cualquier cambio mínimo en el índice de refracción (RI) (Lu et al., 2020). También se ha utilizado ampliamente en muchos campos, como vigilancia ambiental (Mauriz et al., 2007), seguridad alimentaria (Jiří Homola et al., 2002), detecciones de gases (Sharma & Jha, 2009), muestras médicas (Ladd et al., 2009)(Chung et al., 2005), aplicaciones bioquímicas (Jiří Homola, 2008).

Se han presentado resonancia de plasmón de superficie (SPR) fundamentalmente en polaritón de plasmón de superficie (SPP) (Berini, 2009) y resonancia de plasmón de superficie (SPR) (Jiří Homola, 2008) acoplados a guías de ondas (WG) (Wu et al., 2016)(Yang et al., 2018). Recientemente estudio en nanofotónica que acoplan guías de ondas planas (PWG) con resonancia de plasmón de superficie (SPR) pueden conseguir líneas curvas de resonancia fano (Sekkat et al., 2016)(Jiang et al., 2019). La resonancia fano (Fano, 1961) se estudió inicialmente para explicar el espectro de autoionización asimétrica de los átomos de He (Limonov et al., 2017)(Feng et al., 2018)(Ruan et al., 2018).

La interferencia entre una resonancia amplia o estado continuo y una resonancia estrecha o un estado discreto (Ruan et al., 2018), puede manifestar resonancia fano y transparencia inducida por plasmón (PIT) (S. Zhang et al., 2008)(Yang et al., 2018). La transparencia inducida por plasmón (PIT) se designa a la transparencia inducida

electromagnéticamente (EIT) (Imamoglu & Marangos, 2005), ya que el resultado plasmónico tienen una forma de línea semejante a la transparencia inducida electromagnéticamente (EIT) (S. Zhang et al., 2008), caracterizada por una banda transmisión aguda en el medio de una banda de absorción amplia.

En esta tesis, investigamos las resonancias fano y la transparencia inducida por plasmón (PIT), proponiendo una nanoestructura en la configuración Kretschmann (Huang et al., 2018), que emplea al nitruro de titanio (TiN) como material plasmónico (Asencios et al., 2019). Además el modo polaritón de plasmón de superficie (SPP) en la interface TiN/MgF₂ de resonancia amplia acoplada al modo guía de onda plana (PWG) de resonancia estrecha conduce a la línea fano que genera alta sensibilidad buscando las condiciones óptimas (Lu et al., 2020).

Capítulo I: PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA

1.1 Descripción de la realidad problemática

Motivados por el problema de la detección de los sensores ópticos basados en polaritón de plasmón de superficie (SPP) en superficie de los metales nobles (Ruan et al., 2017), como oro (Au) y plata (Ag), que pueden proporcionar un campo evanescente bien confinado en una región de longitud de onda visible o infrarrojo cercano para excitar la resonancia de plasmón de superficie (SPR) (X. Zhang et al., 2019), que produce un gran desplazamiento en el ángulo resonante (Anker et al., 2008)(Zheng, Zou, et al., 2017). Sin embargo los SPR convencionales de Au y Ag, pueden limitar la sensibilidad y la resolución de los sensores debido al ancho de línea (Yang et al., 2018).

Buscando una mejora del biosensor SPR, se desarrollaron estructuras basadas en modo polaritón de plasmón de superficie (SPP) acoplados a dos dieléctricos de guías de onda planas (PWG) (Motokura et al., 2020). Generalmente para este tipo de nanoestructuras se prefiere Au y Ag como materiales plasmónicos, pero el nitruro de titanio (TiN) es más resistente a la oxidación y corrosión en diferentes ambientes (Talledo et al., 2015). También el TiN produce una curva de línea resonancia de plasmón de superficie (SPR) más ancha que el Au y Ag debido a sus propiedades ópticas (Chen et al., 2011). Esto podría limitar el TiN como SPR por la baja sensibilidad, aunque también tiene aplicaciones como biosensor (Qiu et al., 2019).

Un problema importante es en el esquema de polaritón de plasmón de superficie (SPP) acoplados guías de ondas planas (PWG) ,es la línea de curva agosta de la resonancia amplia dada por el polaritón de plasmón de superficie (SPP), que solo permite evaluar pequeñas variaciones de los índices de refracción (Asencios et al., 2020). En este caso el TiN tiene una resonancia ancha dando flexibilidad para estudios de variación de diferentes índices de refracción (Asencios et al., 2019). También tanto el zafiro como SF11, que son materiales de alto índice refracción, pero relativamente caros en comparación con los vidrios (portaobjetos).

A causa de lo mencionado esta tesis se estudia una nanoestructura en la configuración Vidrio/TiN/MgF₂/Nb₂O₅, como biosensor de resonancia de plasmón de superficie (SPR) y filtro óptico, que tiene como sustrato al vidrio (portaobjetos) un material más económico.

1.2 Formulación del problema

1.2.1 Problema general

¿Cómo el acoplamiento de modos de guías de onda mejora la resolución en los filtros espectrales y los sensores de resonancia de plasmón de superficie?

1.2.2 Problemas específicos

Problema específico 1

¿Cómo el acoplamiento de guías de onda del dieléctrico MgF₂ mejora la resolución en los filtros espectrales y los sensores de resonancia de plasmón de superficie de TiN en sustratos de portaobjetos?

Problema específico 2

¿Cómo el acoplamiento de guías de onda del dieléctrico Nb_2O_5 mejora la resolución en los filtros espectrales y los sensores de resonancia de plasmón de superficie de TiN en sustratos de portaobjetos?

1.3 Objetivos de la investigación

1.3.1 Objetivo general:

Mejorar la resolución en los filtros espectrales y los sensores de resonancia de plasmón de superficie con el acoplamiento de modos de guías de onda.

1.3.2 Objetivos específicos:

Objetivo específico 1

Mejorar la resolución de los filtros espectrales y los sensores de resonancia de plasmón de superficie de TiN con el acoplamiento de modos de guías de onda del dieléctrico MgF_2 en sustratos de portaobjetos.

Objetivo específico 2

Mejorar la resolución de los filtros espectrales y los sensores de resonancia de plasmón de superficie de TiN con el acoplamiento de modos de guías de onda del dieléctrico Nb_2O_5 en sustratos de portaobjetos.

1.4 Justificación

La optimización teórica y fabricación de un sensor, ayudaría a mejorar el desempeño de las tecnologías de filtros espectrales que emplean polaritones de

plasmón de superficie SPP.

Estas tecnologías mejoradas se aplicarían en biosensores y en filtros de luz en el rango visible y el cercano infrarrojo.

1.5 Delimitaciones

El presente trabajo de investigación se realizará en la Universidad Nacional José Faustino Sánchez Carrión en el laboratorio de Física.

Capítulo II: MARCO TEÓRICO

2.1 Antecedentes de la investigación:

2.1.1 A nivel nacional:

- “Asencios, J., Moro, R., Luyo, C., & Talledo, A (2020) High Sensitive Biosensors Based on the Coupling Between Surface Plasmon Polaritons on Titanium Nitride and a Planar Waveguide Mode. *Sensors* 2020, 20, 1784”(Asencios et al., 2020).

Abstract:

“High sensitivity biosensors based on the coupling of surface plasmon polaritons on titanium nitride (TiN) and a planar waveguide mode were built; they were proved by sensing three different media: air, water and dried egg white; sensors described here could be useful for sensing materials with a refractive index between 1.0 and 1.6; in particular, materials of biological interest with a refractive index in the range 1.3–1.6, like those containing biotin and/or streptavidin. They were built by depositing Nb₂O₅/SiO₂/TiN multilayer structures on the flat surface of D-shaped sapphire prisms by using the dc magnetron sputtering technique. Attenuated total reflection (ATR) experiments in the Kretschmann configuration were accomplished for the air/TiN/Prism and S/Nb₂O₅/SiO₂/TiN/Prism structures, S being the sample or sensing medium. ATR spectra for plasmons at the TiN/air interface showed a broad absorption band for angles of incidence between 36° and 85°, with full width at half maximum (FWHM) of approximately 40°. or the S/Nb₂O₅/SiO₂/TiN/Prism structures, ATR spectra showed a sharp

reflectivity peak, within the broad plasmonic absorption band, which was associated with Fano resonances. The angular position and FWHM of the Fano resonances strongly depend on the refractive index of the sensing medium. ATR spectra were fitted by using the transfer-matrix method. Additionally, we found that angular sensitivity and figure of merit increase with increasing the refractive index of the sensing medium''(Asencios et al., 2020).

2.1.2 A nivel internacional:

- ‘‘Motokura, K., Kang, B., Fujii, M., Nesterenko, D. V., Sekkat, Z., & Hayashi, S. (2020) Wide-range line shape control of Fano-like resonances in all-dielectric multilayer structures based on enhanced light absorption in photochromic waveguide layers. *Journal of Applied Physics*, 127, 073103-1–10’’ (Motokura et al., 2020).

Abstract:

‘‘We have succeeded in controlling the line shape of Fano-like resonances in all-dielectric multilayer structures in a wide range by UV light irradiation. Multilayer structures consisting of a waveguide layer supporting a half-leaky guided mode, a spacer layer, and another waveguide layer supporting a planar waveguide mode are known to exhibit Fano-like line shapes in attenuated total reflection spectra due to coupling between the half-leaky guided mode and the planar waveguide mode. Using a photochromic layer, i.e., a layer doped with spiropyran molecules, as one of the waveguide layers, we controlled the amount of light absorption in the waveguide layer by varying the UV irradiation dose. We demonstrated that the line shape changes

dramatically depending on the UV dose, from the electromagnetically induced transparency-like to electromagnetically induced absorption-like line shape (or vice versa) passing through the Fano-like line shape. We also demonstrated that the photochromic response induced by UV irradiation in the Fano-resonant multilayer structure is enhanced by a factor of ~ 100 relative to that in a single photochromic layer. Our analyses based on electromagnetic calculations suggest that the dramatic line shape change and the enhanced photochromic response are the consequences of enhanced local electric fields inside the photochromic waveguide layer combined with the photoinduced increase in the imaginary part of the dielectric constant'' (Motokura et al., 2020).

- “Lu, D. Y., Li, W., Zhou, H., Cao, X., Zhu, Y., Wang, K. J., Luo, H. J., Li, J. B., Zhang, X. M., He, M. D., Xu, L., & Liu, J. Q. (2020) Waveguide-Coupled Surface Plasmon Resonance Sensor for Both Liquid and Gas Detections. *Plasmonics*” (Lu et al., 2020).

Abstract:

“In this paper, we propose a novel surface plasmon resonance sensor for both liquid and gas detections, which is based on the two dielectric planar waveguide (PWG)-coupled plasmonic structure. Two sharp Fano-type resonances, which arise from the electromagnetic coupling between surface plasmon polariton (SPP) and PWG modes, appear in the reflection curve, and they can be used to monitor the minute changes of the refractive indices of gas and liquid due to their high imaging

sensitivities ($> 9.0 \times 10^3 \text{ RIU}^{-1}$). The Fano resonance angles and the figures of merit for imaging sensitivity can be effectively manipulated by the thicknesses of guiding layers, and the sensor system can measure over a wide range of the refractive indices of sensing media'' (Lu et al., 2020).

- “Yang, L., Wang, J., Yang, L., Hu, Z.-D., Wu, X., & Zheng, G. (2018) Characteristics of multiple Fano resonances in waveguide-coupled surface plasmon resonance sensors based on waveguide theory. *Scientific Reports*, 8, 2560” (Yang et al., 2018).

Abstract:

“We observe and analyze multiple Fano resonances and the plasmon-induced transparency (PIT) arising from waveguide-coupled surface plasmon resonance in a metal-dielectric Kretschmann configuration. It is shown that the simulation results for designed structures agree well with those of the dispersion relation of waveguide theory. We demonstrate that the coupling between the surface plasmon polariton mode and multi-order planar waveguide modes leads to multiple Fano resonances and PIT. The obtained results show that the number of Fano resonances and the linewidth of resonances depend on two structural parameters, the Parylene C and SiO₂ layers, respectively. For the sensing action of Fano resonance, the figure of merit for the sensitivity by intensity is estimated to be 44 times higher than that of conventional surface plasmon resonance sensors. Our research reveals the potential advantage of sensors with high sensitivity based on coupling between

the SPP mode and multi-order PWG modes'' (Yang et al., 2018).

2.2 Bases teóricas:

2.2.1 Propagación de las ondas electromagnética en los medios materiales

Los fenómenos electrodinámicos en los medios materiales consisten en tomar en consideración la corriente de desplazamiento en las ecuaciones de Maxwell y pasar, de este modo, a la denominada zona de alta frecuencia. Una particularidad esencial de esta zona es la dependencia de la característica electrodinámica del medio (ϵ y μ) respecto a la frecuencia y la dirección de propagación de la radiación electromagnética. Aparte de esto, las oscilaciones del vector \mathbf{D} de inducción eléctrica y del vector \mathbf{E} de intensidad del campo no están, en general, en fase en la zona de frecuencia considerada. La diferencia de fase de dichas oscilaciones depende tanto de la frecuencia de las ondas como de las propiedades del medio. Cuando las oscilaciones se expresa en forma compleja ($\mathbf{E}, \mathbf{D} \sim e^{-i\omega t}$), esta propiedad tiene como consecuencia que la permitividad del medio se convierte en una magnitud compleja (Denísov, 2015).

Aprovechando las ecuaciones electrodinámicas de Maxwell del electromagnetismo macroscópico tiene la forma (Maier, 2007b):

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_{\text{ext}} \quad (2.1a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.1b)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1c)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_{\text{ext}} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.1d)$$

Estas ecuaciones se complementan, con las ecuaciones materiales para medios homogéneos $\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E}$ (el desplazamiento dieléctrico) y $\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H}$ (la inducción magnética o densidad del flujo magnético) entre \mathbf{E} (el campo eléctrico), \mathbf{H} (el campo magnético) con carga externa y las densidades de corriente ρ_{ext} y \mathbf{J}_{ext} (Maier, 2007a) (Denísov, 2015).

2.2.1.1 Reflexión de Fresnel y coeficientes de transmisión.

Cuando una onda electromagnética monocromática plana se propaga en el primer medio e incide en la superficie de separación, en el cual la onda, como es natural, pasa parcialmente al segundo medio y la parte restante se refleja y permanece en el primer medio. Para distinguir estas tres ondas, convengamos en asociar a todas las magnitudes relacionadas con la onda incidente, a las relacionadas con la onda reflejada, y a las relacionadas con la onda transmitida, el índice. En este caso, las soluciones de las ecuaciones de Maxwell en forma de onda monocromáticas planas tienen la forma

$$E^s(x, y, z, t) = E_0^s e^{-i(\omega^s t - k^s r)} \quad (2.2a)$$

$$H^s(x, y, z, t) = H_0^s e^{-i(\omega^s t - k^s r)} \quad (2.2b)$$

donde, $s = i, r, t$.

Una onda plana polarizada arbitrada $\mathbf{E} e^{i(\mathbf{k}r - \omega t)}$ siempre se puede escribir como la superposición de dos ondas planas polarizadas ortogonalmente. Es conveniente elegir estas polarizaciones paralelas o perpendiculares al plano de incidencia definido por el vector \mathbf{k} de la onda plana y la superficie normal \mathbf{n} de la interfaz plana.

$$E = E_p + E_s \quad (2.3)$$

E_s es paralelo a la interfaz, mientras que E_p es perpendicular al vector de onda k y E_s .

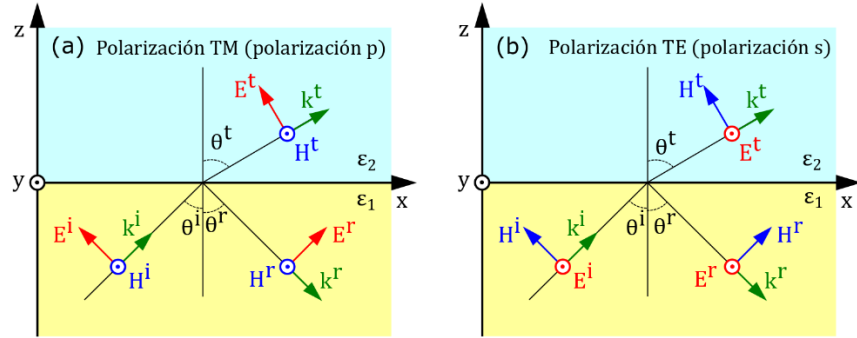


Figura 2.1 Polarización de la onda incidente, reflejada y transmitida para (a) polarización TM y (b) polarización TE.

Caso E paralelo al plano de incidencia. Deducimos que E es paralela al plano de incidencia como se ve en la Figura 2.1 y que B es perpendicular a la interface (Richard P. Feynman, Robert B. Leighton, 2011). Orientamos el sistema de coordenadas de tal modo que los vectores de onda k^i y k^r se encuentren en el plano xz . Este es el plano denominado plano de incidencia. Como k es perpendicular al eje y , entonces las componentes y de los vectores son nulas, $k^s = (k_x^s, 0, k_z^s)$. Significa que el vector de onda tiene solo componentes x y z . Para la onda TM tenemos dos componentes desconocidos del campo eléctrico, $E^s = (E_x^s, 0, E_z^s)$, y un componente desconocido del campo magnético, $H^s = (0, H_y^s, 0)$. El carácter electrodinámicas están en las condiciones de contorno: las componentes normales de D y B son continuas, las componentes tangenciales de E y H también son continuas (Nalwa,

2001)(Jackson, 1999). La idea principal utilizada es el campo total en un punto dado de medio 1 será $E^1 = E^i + E^r$, mientras que un punto del medio 2 será $E^2 = E^t$. En cualquier punto sobre la frontera, donde $z = 0$, se debe tener que $E_{1\ tang} = E_{2\ tang}$, entonces

$$E_x^i(x, 0, t) + E_x^r(x, 0, t) = E_x^t(x, 0, t) \quad (2.4a)$$

$$E_{0x}^i e^{-i\omega^i t + ik_x^i x} + E_{0x}^r e^{-i\omega^r t + ik_x^r x} = E_{0x}^t e^{-i\omega^t t + ik_x^t x} \quad (2.4b)$$

Esta igualdad debe ser válida en cualquier tiempo t y para todo x .

Supongamos que consideramos primero $x = 0$. Tenemos entonces

$$E_{0x}^i e^{-i\omega^i t} + E_{0x}^r e^{-i\omega^r t} = E_{0x}^t e^{-i\omega^t t} \quad (2.5)$$

Sin importar los valores relativos de las amplitudes E_0 , resulta evidente que no se puede satisfacer la ecuación (2.5) a menos que los valores de todos los exponentes sean iguales. Por lo tanto, se aprecia, en primer lugar, por la conservación de la energía tenemos $\omega^i = \omega^r = \omega^t = \omega$ de manera que las frecuencias de la onda reflejada y transmitida son iguales a la de la onda incidente (Richard P. Feynman, Robert B. Leighton, 2011). Consideremos ahora la ecuación (2.4b) para $t = 0$ valido para todos los valores de x , tenemos $k_x^i = k_x^r = k_x^t = k_x$ que es la conservación del momento en la dirección del plano. La continuidad de la componente normal del desplazamiento eléctrico es

$$\varepsilon_1(E_{0z}^i + E_{0z}^r) = \varepsilon_2 E_{0z}^t \quad (2.6)$$

las componentes z del campo eléctrico, podrían expresarse fácilmente a través del componente tangencial. Sabemos que la

divergencia del campo eléctrico en la onda plana es igual a cero

$\nabla \cdot \mathbf{D}^s = 0$ para un material dieléctrico, entonces tenemos que

$$k_x E_x^s + k_z^s E_{0z}^s = 0 \quad (2.7)$$

donde deriva $E_{0z}^s = -\frac{k_x}{k_z^s} E_{0x}^s$, $k_z^r = -k_z^i$, tenemos que

$$\frac{\varepsilon_1}{k_z^r} E_{0x}^r - \frac{\varepsilon_2}{k_z^t} E_{0x}^t = -\frac{\varepsilon_1}{k_z^i} E_{0x}^i \quad (2.8)$$

Se deduce que:

$$R_{TM} = \frac{E_{0x}^r}{E_{0x}^i} = \frac{\varepsilon_1 k_z^t - \varepsilon_2 k_z^i}{\varepsilon_1 k_z^t + \varepsilon_2 k_z^i} \quad (2.9)$$

$$T_{TM} = \frac{E_{0x}^t}{E_{0x}^i} = \frac{2\varepsilon_1 k_z^t}{\varepsilon_1 k_z^t + \varepsilon_2 k_z^i} \quad (2.10)$$

2.2.2 Electrón libre en el campo de una onda electromagnética plana

Supongamos que en este sistema se propaga una onda electromagnética monocromática plana de frecuencia ω y vector de onda k . Expresemos en forma compleja las intensidades de los campos eléctrico y la inducción magnética de dicha onda (Denísov, 2015):

$$E(r, t) = E_0 e^{-i(\omega t - kr)} \quad (2.11a)$$

$$B(r, t) = B_0 e^{-i(\omega t - kr)} \quad (2.11b)$$

La acción de la onda electromagnética en el modelo oscilatorio. En este modelo un electrón puntual que se mueve de manera no relativista.

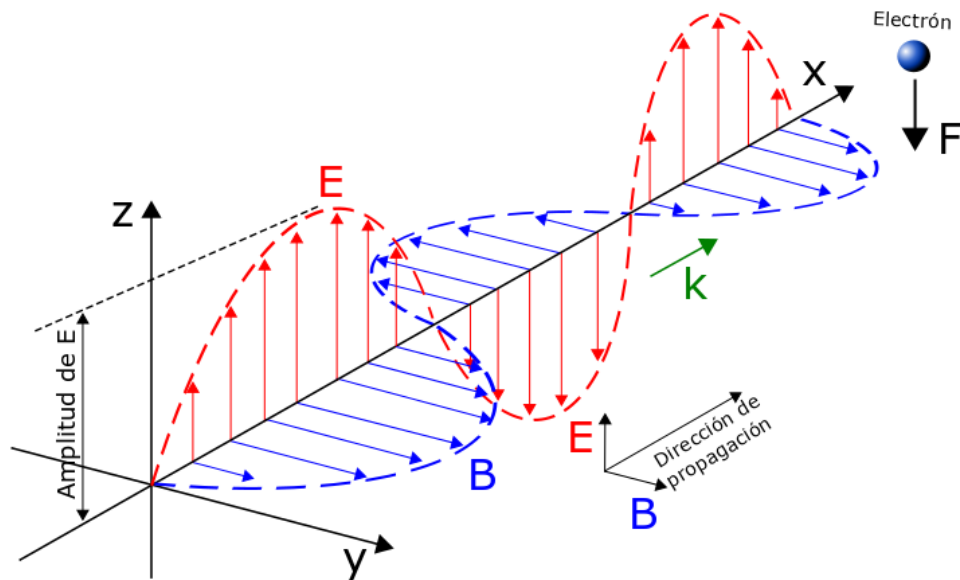


Figura 2.2 Propagación de la onda EM oscilante transversal.

En el caso que nos ocupa, como fuerza perturbadora interviene la fuerza de Lorentz de la onda electromagnética:

$$m_e \ddot{r} = -eE(r, t) - \frac{e}{c} \dot{r} \times B(r, t) \quad (2.12a)$$

$$m_e \ddot{r} = -e \left\{ E_0 + \frac{1}{c} \dot{r} \times B_0 \right\} e^{-i(\omega t - kr)} \quad (1.12b)$$

En particular, si se toma en consideración que el movimiento del electrón es

no relativista, entonces uno de dicho parámetro es el cociente v/c ($v/c \ll 1$). Considerado la posibilidad de despreciar la parte magnética de la fuerza de Lorentz en comparación con su parte eléctrica. Sin embargo, esta suposición no es suficiente para linealizar la ecuación (2.12b). Debemos tomar en consideración que el desplazamiento $|r|$ del electrón en el átomo es mucho menor que la distancia interatómica y, por consiguiente, menor que la longitud l_0 que caracteriza la dimensión lineal de un volumen físicamente infinitesimal. Por esta razón, desde el punto de vista de la electrodinámica macroscópica, $kr = 0$ y, como consecuencia, $e^{-ikr} = 1$ (Denísov, 2015). Por eso la ecuación (2.3) adquiere la forma

$$m_e \ddot{r} = -eE_0 e^{-i\omega t} \quad (2.13)$$

La solución está dada por

$$r(t) = \frac{e}{m_e \omega^2} E_0 e^{-i\omega t} \quad (2.14)$$

Multiplicamos esta ecuación por la carga del electrón y tomamos en consideración que $-er(t) = p(t)$. Obtenemos la ecuación que determina la evolución del vector dipolar eléctrico del átomo:

$$p(t) = -\frac{e^2}{m_e \omega^2} E_0 e^{-i\omega t} \quad (2.15)$$

Multiplicamos la igualdad (2.15) por n y hallamos el vector de polarización del medio.

$$P(t) = -\frac{ne^2}{m_e \omega^2} E \quad (2.16)$$

La relación lineal entre \mathbf{D} y \mathbf{E} a menudo también se define implícitamente mediante la susceptibilidad dieléctrica χ , que describe la relación lineal entre \mathbf{P} y \mathbf{E} a través de

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi_e E \quad (2.17)$$

donde $\chi_e = -\frac{e^2 n}{\varepsilon_0 m_e \omega^2}$ y la permitividad se define como $\varepsilon(\omega) = 1 + \chi_e$, vemos que la permitividad está en función de la frecuencia. Tomando en consideración esta notación, podemos definir

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.18)$$

donde

$$\omega_p^2 = -\frac{e^2 n}{\varepsilon_0 m_e} \quad (2.19)$$

La frecuencia ω_p desempeña un papel muy importante en la descripción del plasma y otros medios semejantes a este, y se conoce con el nombre de frecuencia de oscilación del plasma predicho por el alemán Paul Karl Ludwig Drude hace 100 años atrás.

2.2.3 Polaritón de plasmón de superficie (SPP)

Los SPP son cuantos de oscilaciones de densidad de carga de superficie que pueden ocurrir en la interfaz entre un conductor (metal, semimetal o semiconductor) y un aislante (dieléctrico) (Lukas Novotny, 2012; Nickelson, 2019). Los polaritones de plasmón superficial se inicia por el acoplamiento del campo electromagnético con el plasma de electrones de conducción en la interfaz de dos medios (Nickelson, 2019). En una imagen clásica los polaritones de plasmón de superficie son soluciones particulares de las ecuaciones de Maxwell que aparecen para ciertas condiciones de contorno (Lukas Novotny, 2012). La configuración más simple de los polaritones de plasmón superficial es la de una sola interfaz plana (Figura

2.3) entre un semiespacio no absorbente que es un dieléctrico ($z > 0$) con una constante dieléctrica real positiva ϵ_2 y un semiespacio conductor contiguo ($z < 0$) referido por medio de una función dieléctrica $\epsilon_1(\omega)$ (Maier, 2007c). La condición de la naturaleza metálica involucra que $\text{Re}[\epsilon_1] < 0$. Para los metales, este estado obedece a frecuencias por debajo de la frecuencia de plasmón de volumen ω_p (Maier, 2007c). Ahora exploramos soluciones de la propagación de onda confinadas en la interfaz, con decaimiento exponencial en la dirección z perpendicular (Maier, 2007c)(Solís et al., 2015). El sistema de coordenadas cartesiano y la interfaz de metal-aislador se muestran en la figura 2.3. La onda se propaga a lo largo del eje x . Se demuestran la componente tangencial del campo eléctrico E_x (Bakhsi & Bakhsi, 2009). La superficie metálica es infinita en el sentido del eje x y del eje y . El polaritón de plasmón de superficie se propaga por el eje x (Nickelson, 2019).

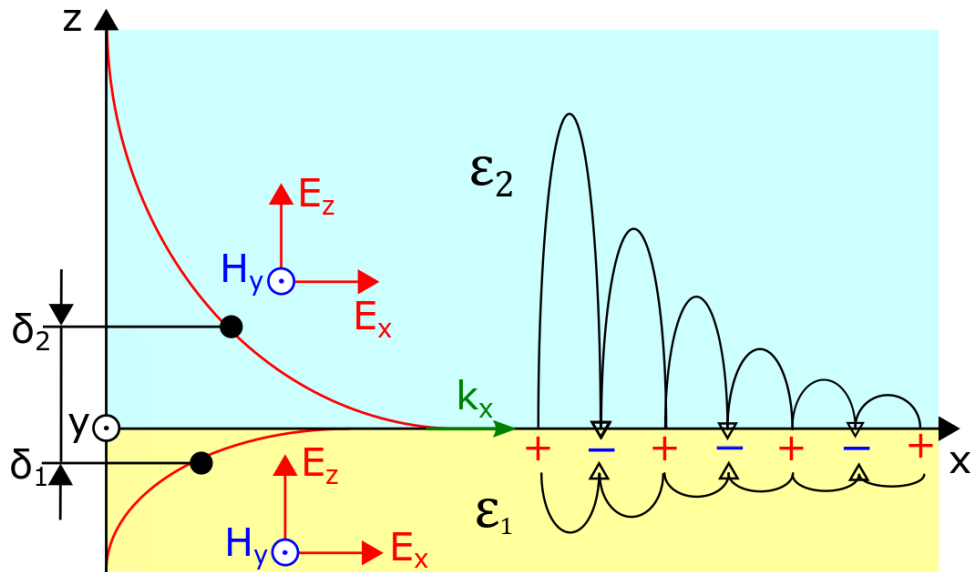


Figura 2.3 El diagrama muestra la distribución del campo eléctrico del plasmón superficial en una interfaz conductor y dieléctrico. El lado izquierdo muestra el decaimiento exponencial del campo eléctrico del plasmón en el conductor y dieléctricos y la profundidad de la penetración en el medio. El lado derecho muestra las líneas de corriente de los campos eléctricos.

La onda está dada por $|E|, |H| \sim e^{-i\omega t + ik_x x}$. En la superficie $|E|$ y $|H| \rightarrow 0$ cuando $x \rightarrow \pm\infty$, podemos asumir que $|E|$ y $|H|$ son independientes en y . Los campos de SPP dependen de la coordenada espacial en el tiempo en la siguiente forma:

$$E(x, y, z, t) = E_0(x)e^{-i(\omega t - k_x x)} \quad (2.20a)$$

$$H(x, y, z, t) = H_0(x)e^{-i(\omega t - k_x x)} \quad (2.20b)$$

Para resolver el problema de la teoría de campo de EM, tomamos dos ecuaciones de Maxwell (2.1c) y (2.1 d) donde campos de desplazamiento en ambos semiespacios deben estar libres de fuente externa ($\nabla \cdot D = 0$) (Lukas Novotny, 2012; Maier, 2007b). La derivada de la función exponencial

$\left(\frac{\partial e^{-i\omega t}}{\partial t} = i\omega e^{-i\omega t}\right)$ se sustituida en las dos ecuaciones de Maxwell tenemos

(Nickelson, 2019):

$$\nabla_x E = i\omega \epsilon_0 \epsilon E \quad (2.21)$$

$$\nabla_x H = i\omega \mu_0 \mu H \quad (2.22)$$

Las ecuaciones de Maxwell (2.21) y (2.22) se representadas en la forma del componente son:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega \mu \mu_0 H_x \quad (2.23a)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega \mu \mu_0 H_y \quad (2.23b)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega \mu \mu_0 H_z \quad (2.23c)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = -i\omega \epsilon \epsilon_0 E_x \quad (2.23d)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial z} = -i\omega \epsilon \epsilon_0 E_y \quad (2.23e)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = -i\omega \epsilon \epsilon_0 E_z \quad (2.23f)$$

Para la propagación a lo largo de la dirección x $\left(\frac{\partial}{\partial x} = ik_x\right)$ y la homogeneidad en la dirección y $\left(\frac{\partial}{\partial x} = 0\right)$. Tomando las ecuaciones para el caso TM (componentes H_y, E_x, E_z) (2.23b) (2.23d) y (2.23f), el conjunto de ecuaciones es:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} - ik_x E_z = i\omega \mu \mu_0 H_y \quad (2.24)$$

$$E_x = \frac{1}{i\omega \epsilon \epsilon_0} \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (2.25)$$

$$E_z = -\frac{k_x}{\omega \epsilon \epsilon_0} H_y \quad (2.26)$$

Remplazando (2.25) y (2.26) en (2.24) tenemos que:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (\mu \epsilon \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2) H_y = 0 \quad (2.27)$$

Aceptamos la designación:

$$k_i^2 = (\mu_i \epsilon_i \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2) \quad (2.28)$$

La solución de la ecuación (2.25) de Helmholtz está dada por

$$H_{i,y}(z) = H_i e^{-k_i z} + H_i e^{k_i z} \quad (2.29)$$

donde $k_i \equiv k_{z,i}$ ($i = 1,2$), pero en plasmónica, tradicionalmente se utilizan materiales no magnéticos con $\mu_i = 1$. Remplazando la solución (2.29) en (2.25) y (2.26) para el caso 1 ($z < 0$) del medio conductor, teniendo en cuenta la condición de que la solución debe ir a cero para $z \rightarrow -\infty$ tenemos (Bertolotti et al., 2017):

$$H_{1,y}(z) = H_1 e^{k_1 z} \quad (2.30a)$$

$$E_{1,z}(z) = -\frac{k_1}{\omega \epsilon_1 \epsilon_0} H_1 e^{k_1 z} \quad (2.30b)$$

$$E_{1,x} = -\frac{ik_1 z}{\omega \epsilon_1 \epsilon_0} H_1 e^{k_1 z} \quad (2.30c)$$

donde

$$k_1^2 = \epsilon_1 \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 \quad (2.31)$$

En el caso 2 ($z > 0$) del medio dieléctrico remplazamos (2.29) en (2.25) y (2.26), teniendo en cuenta la condición de que la solución debe ir a cero para $z \rightarrow \infty$ tenemos:

$$H_{2,y}(z) = H_2 e^{-k_2 z} \quad (2.32)$$

$$E_{2,z}(z) = -\frac{k_2}{\omega \epsilon_2 \epsilon_0} H_2 e^{-k_2 z} \quad (2.33)$$

$$E_{2,x} = \frac{ik_2 z}{\omega \epsilon_2 \epsilon_0} H_2 e^{-k_2 z} \quad (2.34)$$

donde

$$k_2^2 = \epsilon_2 \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 \quad (2.35)$$

La condición de continuidad de H_y y E_x para $z = 0$ tenemos:

$$H_{1,y}(z) = H_{2,y}(z) \quad (2.36a)$$

$$\frac{k_1}{\epsilon_1} = -\frac{k_2}{\epsilon_2} \quad (2.36b)$$

Combinando (2.31), (2.35) y (2.36b), obtenemos la ecuación de dispersión de los SPP que se propagan en la interfaz entre los dos medios:

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} \quad (2.37)$$

donde $k_x = k_{sp}$ es el vector de onda del plasmón de superficie. Esta expresión es válida tanto para ϵ_1 complejas como reales (conductores sin y con atenuación). Se está examinando ondas propagantes (Klimov, 2014). Esto significa que el componente del vector de onda (k_{sp}) que se encuentra en la interfaz, debe ser real, esto se puede cumplir si el radicando en la ecuación (2.37) es positivo. Los componentes del vector de onda, normal a la superficie k_1 y k_2 (eje z), debe ser puramente imaginaria y ambos positivos. En este caso, la caída exponencial de los campos tiene lugar mientras se mueve desde la interfaz. Esto se puede lograr solo cuando el denominador es negativo en la ecuación (2.37). Los dos requisitos se

cumplen si $\epsilon_1\epsilon_2 < 0$ y $\epsilon_1 + \epsilon_2 < 0$. Esto comprende que la validez de plasmones superficiales es posible cuando una de las funciones dieléctricas es negativa ($\epsilon_1 < 0$) y supera a otra en valor absoluto ($|\epsilon_1| > |\epsilon_2|$) (Klimov, 2014)(Bertolotti et al., 2017).

Ahora examinaremos las propiedades de los SPP, observando más de cerca la ecuación de dispersión. Obtuvimos anteriormente que para la onda electromagnética de superficie $E, H \sim e^{\mp k_{1,2}z}$, que k_1 y k_2 ambos sean reales. En otras palabras, que $k_1^2 > 0$ y $k_2^2 > 0$ de las ecuaciones (2.31) y (2.35) respectivamente. Donde en campo presenta un decaimiento exponencial en ambos medio, dieléctrico y conductor. Ahora si $k_{1,2}^2$ es negativo, la onda de decaimiento exponencial se transforma en la onda de propagación como muestra la Figura (2.4). Dividamos todo el plano de dispersión en varias regiones, donde k_1 y k_2 mantienen el signo. Significa que el campo electromagnético mantiene un comportamiento de decaimiento exponencial o un comportamiento de propagación.

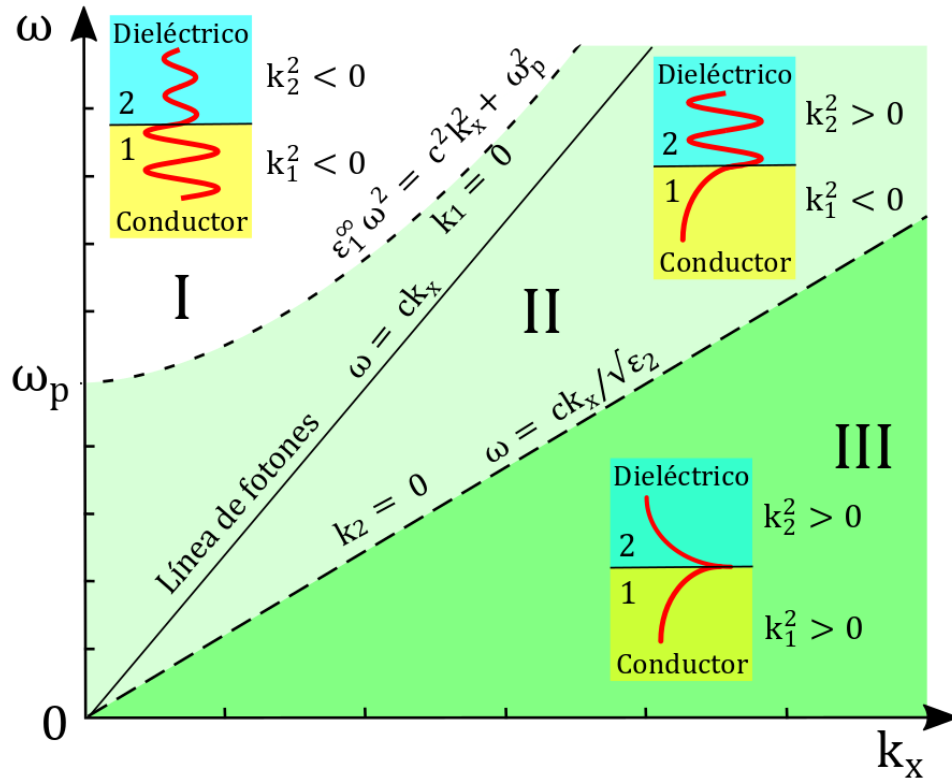


Figura 2.4 La figura muestra las diferentes regiones para la ecuación de dispersión.

La región II y III es dividida por la condición de que $k_2 = 0$, reemplazado en la ecuación (2.31) tenemos:

$$\omega = ck_x/\sqrt{\epsilon_2} \tag{2.38}$$

que es la ecuación que divisora. Significa que si cruzamos de la región II a la región III, el comportamiento de caída exponencial en el medio dieléctrico cambia al comportamiento de propagación.

Ahora la región I y II es dividida por la condición de que $k_1 = 0$, reemplazando en la ecuación (2.35) y (2.18) tenemos:

$$\epsilon_1^\infty \omega^2 = c^2 k_x^2 + \omega_p^2 \tag{2.39}$$

que también es la ecuación divisora. Esto significa que en esta región las ondas podrían propagarse dentro del metal, por lo que el metal aquí se

comporta como un dieléctrico, porque son frecuencias más altas que la frecuencia de plasma. Entonces tenemos 3 regiones: en la primera región I todas las ondas se propagan ondas. En la región II, las ondas podrían propagarse en medio dieléctrico, pero tenemos un comportamiento exponencial dentro del conductor. Pero la región III todos los campos, en dieléctrico y en metal, se comportan de manera exponencial. Esto significa que la dispersión de cualquier onda de superficie debe estar en esta región. Ahora reemplazando la permitividad del medio dieléctrico como una constante y permitividad del conductor según el modelo de Drude de la ecuación (2.18) en la ecuación de dispersión (2.37). Al resolver esta ecuación de dispersión, pueden existir dos tipos de oscilaciones propias en el sistema, que se muestra en líneas rojas como se ve en la Figura (2.5) (Klimov, 2014) .

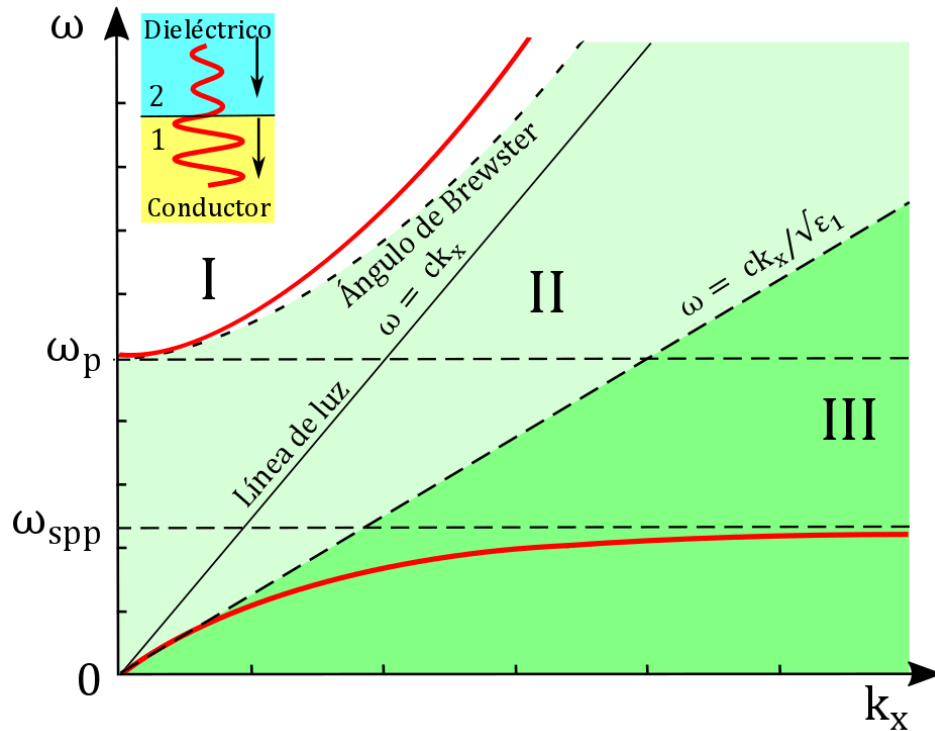


Figura 2.5 La ley de dispersión de las oscilaciones de plasmones en un sistema metal-dieléctrico, ecuación (2.16), en el caso de la dispersión de Drude, la ecuación (2.18). La línea roja inferior compete a los plasmones de superficie, mientras que la línea roja superior pertenece a los plasmones de Volumen; La línea de luz continua atañe a la dispersión de fotones en el espacio libre.

La primera solución se encuentra en la región I donde solo existe una onda de propagación. La interpretación física, es que en cada medio solo tenemos una onda de propagación, significa que tenemos onda incidente, onda refracta y no hay onda reflexión. Este es el efecto Brewster.

La segunda solución de la ecuación de dispersión estas en la región III. Se puede ver que corresponde a una onda de superficie, que decae exponencialmente dentro de ambos medios: conductor y dieléctrico. Esta es una dispersión de polaritón de plasmón de superficie. Observamos que el

polaritón de plasmón de superficie no consigue propagarse a frecuencias bajas arbitrarias (Bozhevolnyi, 2009). A frecuencias bajas $\omega < \omega_{sp}$ (infrarrojo medio o más bajas), la relación de dispersión del SPP sigue de cerca la línea de fotones, el SPP en esta frecuencia está muy débilmente unido a la interface, tiene un carácter longitudinal mínimo y, de hecho, se parece mucho a unas ondas de Sommerfeld-Zenneck. Cuando la frecuencia del polaritón de plasmón de superficie se aproxima a la frecuencia del plasma de superficie ($\omega_{spp} = \omega_p/\sqrt{2}$), la relación de dispersión del polaritón de plasmón de superficie se aparta de la línea de luz; el modo se junta muy estrechamente a la superficie, y el modo longitudinal empieza a sobresalir, se asemeja más a un plasmón de superficie. Por encima de esta frecuencia hay ruptura (entre ω_{spp} y ω_p), de la solución de la ecuación (2.37), en la parte superior de la solución comprende al ángulo de Brewster (Hooper & Barnes, 2014) (Bertolotti et al., 2017).

Para acomodar las pérdidas asociadas con la dispersión de electrones (pérdidas óhmicas) debemos considerar la parte imaginaria de la función dieléctrica del conductor $\epsilon_1 = \epsilon'_1 + i\epsilon''_1$, siendo ϵ'_1 y ϵ''_1 reales. Se supone que el medio adyacente exhibe pérdidas insignificantes, donde ϵ_2 es un número real. Luego, naturalmente, obtenemos un complejo número de onda paralelo $k_x = k'_x + ik''_x$, que define la propagación de la onda a lo largo de la interfaz conductor-dieléctrico. La parte real k'_x determina la longitud de onda polarónica del plasmón superficial (SPP), y la parte imaginaria k''_x representa la amortiguación del SPP a lo largo de su dirección de propagación (Bertolotti et al., 2017; Lukas Novotny, 2012). Cuando la ecuación (2.29) se cumple, los componentes del vector de onda dirigidos

perpendicularmente (eje z) a la interfaz pueden escribirse como:

$$k_{z,j} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_j^2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} \quad (2.40)$$

Donde $j = 1,2$. Para la longitud de onda SPP se obtiene de la definición:

$$\lambda_{\text{plasmón}} = \lambda_{\text{spp}} = \frac{2\pi}{k'_x} \quad (2.41)$$

Donde λ es la longitud de onda en el vacío. Asumiendo que $\epsilon_2 = -\gamma\epsilon'_1$,

donde $\gamma < 1$, entonces $\lambda_{\text{spp}} = \lambda \sqrt{\frac{1-\delta}{\epsilon_2}}$ lo que demuestra que la longitud de

onda del plasmón en el conductor es siempre más corta que la longitud de onda en el dieléctrico.

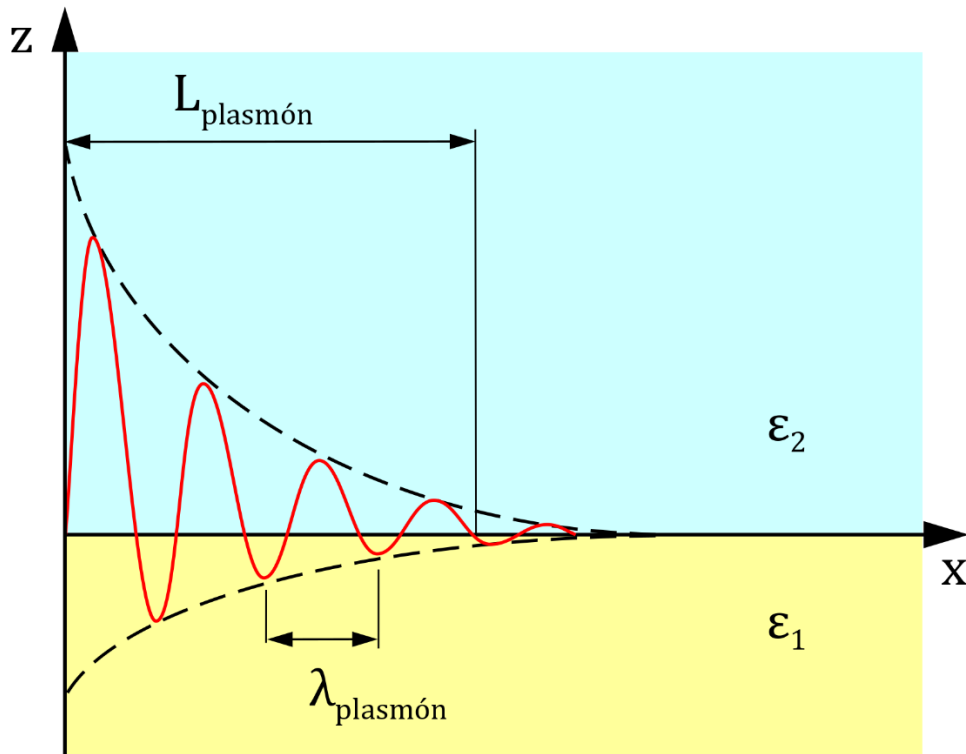


Figura 2.6 La longitud de onda $\lambda_{\text{plasmón}}$ y longitud de propagación $L_{\text{plasmón}}$.

El plasmón oscila con la longitud de onda k_{sp} .

La longitud de propagación del SPP a lo largo del eje x de la interfaz conductor-dieléctrico, está determinada por k''_x que es responsable de la

amortiguación exponencial de la amplitud del campo eléctrico (Lukas Novotny, 2012). El caso cuando el campo eléctrico se debilita $1/e$ veces desde su magnitud original en una distancia características que se describe a continuación (Nickelson, 2019):

$$L_{\text{plasmón}} = L_{\text{spp}} = \frac{1}{2k_x''} \quad (2.42)$$

Esta amortiguación es causada por pérdidas óhmicas y da como resultado un calentamiento del metal. Observamos que extrajimos todas las pérdidas responsables de la amortiguación de plasmones de la función dieléctrica del metal. Esta es una buena aproximación siempre que las dimensiones características de las estructuras metálicas sean más grandes que la trayectoria libre del electrón. Para dimensiones más pequeñas, existe una posibilidad cada vez mayor de que los electrones se dispersen desde las interfaces. En otras palabras, cerca de las interfaces se deben tener en cuenta los mecanismos de pérdida adicionales que aumentan localmente la parte imaginaria de la función dieléctrica del metal. Es difícil tener en cuenta correctamente estas pérdidas no locales ya que no se conocen los parámetros exactos. Sin embargo, dado que los campos asociados con los plasmones de superficie penetran en el metal a más de 10 nm, los efectos no locales asociados con las primeras capas atómicas generalmente se pueden ignorar de manera segura (Lukas Novotny, 2012).

La amortiguación a lo largo de la interfaz se mezcla con la caída en el sentido perpendicular a la interfaz por el carácter imaginario de la componente z del vector de onda k_z ecuación (2.40) (Szunerits & Boukherroub, 2015b). La desintegración conjunta de los campos electromagnéticos en paralelo y perpendicular a la interface acorta en tamaño el polaritón de plasmón de

superficie (Szunerits & Boukherroub, 2015a). La profundidad de penetración para los componentes del campo eléctrico E_{1x} y E_{2x} dentro de un conductor es $\delta_1 = \frac{1}{k''_{1z}}$ y en un aislador $\delta_2 = \frac{1}{k''_{2z}}$ como se muestra en la Figura 2.3 (Nickelson, 2019). La constante dieléctrica de un conductor suele ser mayor que la de un dieléctrico, por lo que el campo SPP tiene una profundidad de penetración es más corta en un conductor que en el dieléctrico (Bertolotti et al., 2017).

2.2.4 Guía de onda plana de índice homogéneo

La guía de ondas plana con índice homogéneo y perfil en escalón consiste en una película delgada de grosor h e índice de refracción n_g insertada entre un sustrato y un recubrimiento de índices de refracciones homogéneos menores, que denominaremos n_s y n_r respectivamente ($n_g > n_s \geq n_r$) (Cabrera, 2000). Como resultado de esta relación, el ángulo crítico para la interfase guía/sustrato es θ_s mayor que el ángulo crítico θ_r para la interfase guía/recubrimiento. Según el ángulo de incidencia se puede distinguir tres situaciones: Figura 2.7 (a), para ángulos pequeños ($\theta_g < \theta_s, \theta_r$), la luz se escapa de la guía de onda. El modo electromagnético correspondiente a esta situación es llamado modo de radiación. Figura 2.7 (b), para ángulos de incidencia mayores, tales que $(\theta_r < \theta_g < \theta_s)$, la radiación se refleja totalmente en el recubrimiento y se escapa por el sustrato. Tales modos son llamados modos de radiación al sustrato. Finalmente, para la figura 2.7 (c), cuando el ángulo de incidencia es suficientemente grande se tiene $\theta_g > \theta_s, \theta_r$, la reflexión es total en ambas interfases (Hunsperger, 2009). La luz,

una vez dentro de la guía, queda atrapada. Este caso corresponde a un modo guiado de propagación (Liu, 2016).

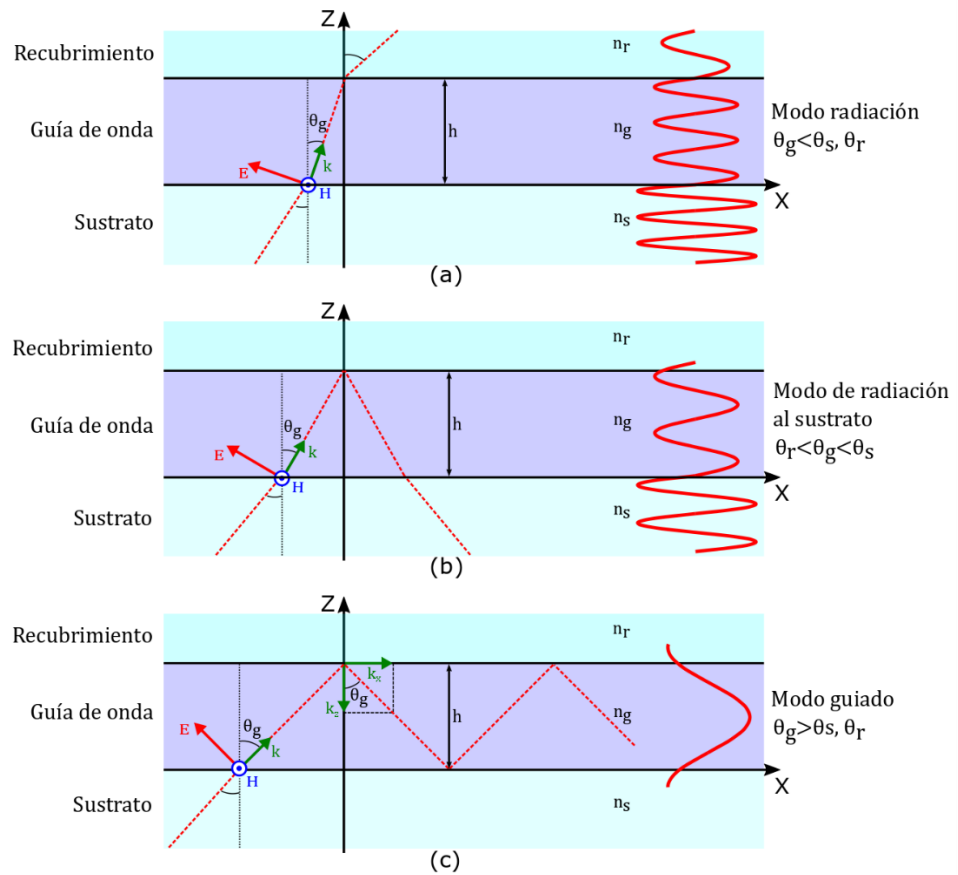


Figura 2.7 Foton propagándose en una guía onda plana y homogénea, (a) en modo radiación, (b) en modo radiación por el sustrato, (c) en el modo guiado.

Las propiedades del modo guiado en guías de onda planas (Heenbner et al., 2008). Es una situación equivalente al pozo de potencial rectangular de la mecánica cuántica (Cabrera, 2000). A lo largo del eje X de la figura 2.7 (c) no hay confinamiento, la propagación de la luz se realiza sin restricción. Pero en la dirección del eje Z si existe confinamiento, pero no todos los ángulos para los que se da la reflexión total en ambas fronteras son permitidos. Para solución general de la ecuación de onda, que se propaga en

la guía se ha elegido una función real, por conveniencia (función oscilante). El carácter discreto de los ángulos se puede hallar empleando el modelo de interferencia de ondas (Pollock & Lipson, 2003)(Clifford R. & Michal, 2003). Para eludir la descomposición de la energía por la interferencia destructiva a medida que las ondas se desplaza por medio de la guía de ondas, el cambio de fase completo en un punto en el frente de onda que viaja de la interfaz ($z = 0$) a la siguiente ($z = h$), y al contrario, debe ser múltiplo de 2π (Pollock & Lipson, 2003)(Mohammed Zourob, 2006). En la región de la guía, el componente X del vector de onda es $k_x = k \sin \theta$, y el componente Z es $k_z = k \cos \theta$ (Figura 2.7(c)). Si se inicia el recorrido en $z = 0$, hasta $z = h$, la reflexión total en ese punto, produce un cambio de fase de $2\phi_r^{TM}$. El recorrido de vuelta desde $z = h$ hasta $z = 0$, hay que añadir un cambio de fase adicional de $2\phi_s^{TM}$ (Wartak, 2013). Resolviendo condiciones en las fronteras para el modo TM del sustrato/guía y guía/recubrimiento. Obtendremos la condición de resonancia transversal, queda (Liu, 2016):

$$kn_f h \cos \theta + \phi_s^{TM}(\theta) + \phi_r^{TM}(\theta) = m\pi \quad (2.43)$$

donde $m = 0, 1, 2, \dots$ (orden del modo), y $\phi_s^{TM}(\theta)$ y $\phi_r^{TM}(\theta)$ son funciones del ángulo θ . Se escriben para fases en reflexiones (Blood, 2015)

1. para reflexión sobre la interfaz guía de onda/sustrato

$$\phi_s^{TM}(\theta) = \frac{n_f^2 \sqrt{n_f^2 \sin^2 \theta - n_s^2}}{n_s^2 n_f \cos \theta} \quad (2.44)$$

2. para reflexión sobre la interfaz guía de onda/recubrimiento

$$\phi_r^{TM}(\theta) = \frac{n_f^2 \sqrt{n_f^2 \sin^2 \theta - n_r^2}}{n_r^2 n_f \cos \theta} \quad (2.45)$$

2.2.5 Método de matriz de transferencia

Para simular teóricamente la sensibilidad del biosensor Resonancia de plasmones superficiales, aplicamos el método de matriz de transferencia (Feng et al., 2018). Se considera que todas las capas son ópticamente isotrópicas y no magnéticas (Feng et al., 2018) (Dhar Gupta et al., 2017)(Kamenetskii et al., 2018). Ahora el campo en el primer límite y en el último límite se puede dar como

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} E_N \\ H_N \end{bmatrix} \quad (2.46)$$

donde M es la matriz de transferencia característica de la estructura combinada, y M se da como:

$$M = \prod_{j=1}^{j=N} M_j = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \quad (2.47)$$

con

$$M_j = \begin{bmatrix} \cos \beta_j & (-i \sin \beta_j)/q_j \\ -iq_j \sin \beta_j & \cos \beta_j \end{bmatrix} \quad (2.48)$$

donde

$$q_j = \frac{\sqrt{\varepsilon_j - n_0^2 \sin^2 \theta}}{\varepsilon_j} \quad (2.49)$$

y

$$\beta_j = \frac{2\pi t_j}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_j - n_0^2 \sin^2 \theta} \quad (2.50)$$

para el modo polarizado TM (Ruan et al., 2018), aquí, N , ε_j y θ son el número de capas de películas N , la constante dieléctrica y el ángulo incidente respectivamente. Aplicando el método de la matriz de transferencia para el modelo de N capas, podemos obtener cuatro elementos M_{11} , M_{12} , M_{21} y M_{22} de M (Huang et al., 2018). El coeficiente de reflexión total para la polarización TM se da como

$$r = \frac{(M_{11} + M_{12}q_N)q_1 - (M_{21} + M_{22}q_N)}{(M_{11} + M_{12}q_N)q_1 + (M_{21} + M_{22}q_N)} \quad (2.51)$$

y la reflectancia total para la luz de polarización TM se da como

$$R = |r|^2. \quad (2.52)$$

Dado que la reflectancia varía significativamente con el cambio en el índice de refracción del medio sensor, el gran cambio en la reflectancia conduciría a una alta sensibilidad (Feng et al., 2018). Si el índice de refracción de la capa de detección está alterado por Δn_s , y el cambio correspondiente en el ángulo de resonancia es $\Delta\theta_r$, la sensibilidad del biosensor SPR se define de la siguiente manera:

$$S = \frac{\Delta\theta_r}{\Delta n} \quad (2.53)$$

Además, el ancho completo al medio máximo (FWHM) correspondiente a las curvas de reflectancia debe ser lo más pequeño posible para que el error al determinar la señal sea mínimo. Por lo tanto, para describir el rendimiento del sensor SPR, el FOM se define de la siguiente manera (Feng et al., 2018):

$$\text{FOM} = \frac{S}{\text{FWHM}} \quad (2.54)$$

2.3 Definición conceptual

Polaritones de plasmón superficial (SPP):

Los polaritones de plasmón superficial, son ondas híbridas (Han & Bozhevolnyi, 2013). Se representan como una oscilación resonante de los electrones de valencia en un sólido da por el campo electromagnético (Rivera et al., 2012). Significa que tiene una parte fotónica y una parte electrónica (Pelton & Bryant, 2013). La naturaleza de la resonancia se establece, cuando la frecuencia de los fotones converge con la frecuencia de oscilación natural de los electrones en la superficie que oscilan oponiéndose a la fuerza restauradora del núcleos (Rivera et al., 2012). La energía total del polaritón del plasmón superficial es proporcionada por la energía del campo electromagnético y la energía de oscilación del gas de electrones libres (Han & Bozhevolnyi, 2013). Pero la energía principal de la onda es la energía del campo electromagnético (Maier, 2007c)(L. Li et al., 2018) (Sing, 2014) (Schasfoort, 2008).

Guía de onda plana:

Las guías de onda son dispositivos que transportan la luz a través de un material transparente de manera controlada (Cabrera, 2000).

Resonancia Fano:

La resonancia Fano generalmente se asocia a una forma de línea asimétrica que surge de la interferencia constructiva y destructiva de estados de resonancia discretos por estados continuos de banda ancha, que es el

análogo plasmónico de la transparencia inducida electromagnéticamente (EIT) (Kamenetskii et al., 2018).

2.4 Formulación de hipótesis

2.4.1 Hipótesis General:

Es posible mejorar la resolución en los filtros espectrales y los sensores de resonancia de plasmón de superficie con el acoplamiento de modos de guías de onda.

2.4.2 Hipótesis Específicas:

Hipótesis específica 1

Es posible mejorar la resolución de los filtros espectrales y los sensores de resonancia de plasmón de superficie de TiN con el acoplamiento de modos de guías de onda del dieléctrico MgF en sustratos de portaobjetos.

Hipótesis específica 2

Es posible mejorar la resolución de los filtros espectrales y los sensores de resonancia de plasmón de superficie de TiN con el acoplamiento de modos de guías de onda del dieléctrico Nb₂O₅ en sustratos de portaobjetos.

Capítulo III: METODOLOGÍA

3.1 Diseño metodológico:

3.1.1 Tipo

Esta investigación, es de tipo aplicada, porque se utiliza principios y teorías para proponer el desarrollar un sensor de resonancia de plasmón de superficie mediante técnicas de simulación.

3.1.2 Enfoque

El trabajo tendrá en enfoque cualitativo lógico, donde se presentarán los procesos de simulación.

3.2 Población y muestra

3.2.1 Población

La población abarca todos aquellos sensores de resonancia de plasmón de superficie desarrollados para biosensores.

3.2.2 Muestra

Nuestra muestra comprende solo a aquellos sensores basados en nitruro de titanio. Bajo este criterio tenemos los sensores con acoplamiento de guías de onda basados en nitruro de titanio.

3.3 Operacionalización de variables e indicadores

Variable	Dimensiones	Indicadores	Unidades
Variable independiente: Acoplamiento de modos de guías de onda.	-Espesor	Espesor de la guía de onda.	m
	Índice de refracción	Constantes dieléctricas del material.	Adimensional
Variable dependiente: Filtros espectrales y Sensores de resonancia de plasmón de superficie.	- Intensidad de luz	Atenuación de la luz al interactuar con el SPP.	cd

3.3.1 Definición de las variables de la hipótesis

3.3.1.1 Variable independiente

La variable independiente de este trabajo: Acoplamiento de modos de guías de onda.

3.3.1.2 Variable dependiente

La variable dependiente de este trabajo: Filtros espectrales y Sensores de resonancia de plasmón de superficie.

3.4 Técnicas e instrumentos de recolección de datos

3.4.1 Técnicas

Obtención de los parámetros característicos de los materiales considerados en la simulación, desde las fuentes virtuales. Los valores de los índices de refracción utilizados son $n_p = 1.5$ para el prisma de vidrio, para la película de TiN es $n_{\text{TiN}} = 0.9 + i2.6$ (Asencios et al., 2020), para la capa la película de MgF₂ es $n_{\text{MgF}_2} = 1.3705$ (Huang et al., 2018), para la capa de película es $n_{\text{Nb}_2\text{O}_5} = 2.2$, y $n_{\text{Agua}} = 1.3317 + i1.47 \times 10^{-8}$ (Segeistein, 1981) para el agua.

3.4.2 Instrumentos y/o equipos laboratorios a utilizar

Computadora personal.

Internet.

Google.

3.5 Técnicas para el procesamiento de la información

3.5.1 Técnicas a emplear

Las técnicas que se utilizaron para el procesamiento de la información son la programación computacional. Los algoritmos se programarán en lenguaje Python (Kamenetskii et al., 2018).

Capítulo IV: RESULTADOS

4.1 Optimización de las capas de acoplamiento de la resonancia fano en el esquema Vidrio/TiN/MgF₂/Nb₂O₅/Aire.

Se ejecuto el espectro de reflectancia en función de ángulo de incidencia de la configuración esbozada en de multicapas usando el método de matriz de transferencia (Ruan et al., 2017). Como se muestra en la Figura 4.1 (a) y (b), las líneas continuas rojas muestran unas curvas de reflexión total atenuada calculada en función del ángulo de incidencia, para una configuración de Kretschmann. Primero se representa, la figura 4.1(a), que consiste en un prisma de vidrio, una película de TiN con un espesor de $t_1 = 26$ nm y una película de MgF₂ con un espesor de $t_2 = 860$ nm, que exime la capa de Nb₂O₅ (t_3). Esta estructura muestra la caída de ATR que aparece alrededor de $\sim 80.17^\circ$ que se debe a la excitación de SPP en la interfaz TiN/MgF₂ y las que aparecen en ángulos más bajos se deben a la excitación de los modos WG asignados a los modos magnéticos transversales (TM) de orden 0 y 1^{er} orden, denotado como TM₀ y TM₁, respectivamente (Sekkat et al., 2016), (Bera et al., 2017)(Yoshida et al., 2010). En este estado, los polaritones de plasmón superficial no se puede acoplar con el modo de guía de onda plana, por la falta de la guía de onda fotónica (Huang et al., 2018). Ahora si ponemos una película delgada de alto índice refracción (Nb₂O₅), el fenómeno puede variar. Para un espesor de $t_2 = 860$ nm de MgF₂ y un espesor de $t_3 = 100$ nm para Nb₂O₅, la curva de reflectancia se modela como una línea roja en la Figura 4.1 (b) (Huang et al., 2018). Un pico agudo con alta reflectividad aparece cerca de la caída resonante de la curva ATR amplia que es similar a la respuesta de un sistema EIT típico (Huang et al., 2018). Las dos caídas de reflexión muestran que

los SPP y los modos PWG pueden excitarse. El SPP se excita en un rango $\sim 70^\circ$ a $\sim 85^\circ$, lo que muestra una caída de reflexión amplia. El modo guía de onda plana se da entorno de 69.8° , dando una caída más angosta (Ruan et al., 2017). Aquí debe acentuar que, en los polaritones de plasmón superficial y el modo guía de onda plana no coinciden y, en conclusión, la interacción entre ellos es imposible (Sekkat et al., 2016).

También vemos la comparación de la variación de la curva ATR entre estas dos figuras 4.1 (c) y (b) convencional con la variación del índice de refracción de $\Delta n = 1 \times 10^{-4}$. Para el sensor fano, la estructura se arregló con $t_3 = 100$ nm y para en caso donde no hay fano con $t_3 = 0$ nm. El cambio de la curva de resonancia es mucho más drástico, la figura 4.1 (b) en comparación con el caso de la figura 4.1 (a). La región de transición aguda entre el pico de resonancia debido al PWG y la caída de resonancia del SPP se puede analizar como la sensibilidad en función del ángulo de incidencia que se muestra en la Figura 4.1 (d), donde el pico se define como S_{\max} . Las sensibilidades para el sensor que no están basados en la configuración como la figura 4.1 (a) es de 190.28 RIU^{-1} y para el esquema fano figura 4.1 (b) la sensibilidad es 603.50 RIU^{-1} , que es de mayor magnitud que la anterior (X. Zhang et al., 2019)(Wu et al., 2016).

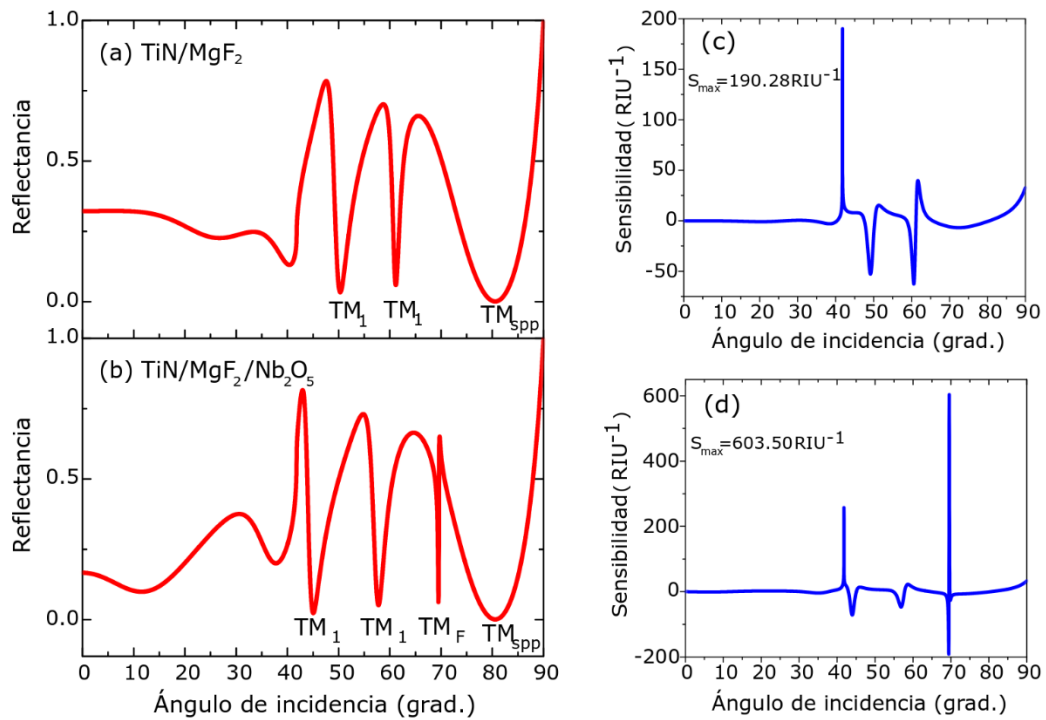


Figura 4.1 Resonancia debido la PWG un esquema de Vidrio/TiN/MgF₂/Aire donde $t_1 = 26,0 \text{ nm}$ y $t_2 = 860 \text{ nm}$ (b) Para una configuración fano Vidrio/TiN/MgF₂/Nb₂O₅ donde $t_1 = 26,0 \text{ nm}$, $t_2 = 860 \text{ nm}$ y $t_3 = 100 \text{ nm}$.

La resonancia Fano observada en nanoestructuras plasmónicas se han interpretado comúnmente en términos de acoplamiento entre el modo brillante caracterizado por una resonancia amplia y el modo oscuro caracterizado por una resonancia aguda (Miroshnichenko et al., 2010)(Luk'Yanchuk et al., 2010)(Gallinet & Martin, 2011)(Francescato et al., 2012). En la geometría de multicapa, el polaritón de plasmón de superficie en la interface TiN/MgF₂ se valora como modo brillante con una resonancia amplia y el modo guía de onda plana en la geometría de guía de onda MgF₂/Nb₂O₅/Aire se valora como modo oscuro (Zheng, Jiawei, et al., 2017). Los dos modos pueden interactuar entre sí a través de la superposición de sus campos electromagnéticos evanescentes dentro de la capa intermedia de MgF₂ (Shinji Hayashi et al., 2015). Cuando el grosor de Nb₂O₅ se elige adecuadamente, el modo PWG se puede sintonizar en la amplia resonancia

SPP. Una decisión apropiada del espesor de MgF_2 da como consecuencia una forma de línea de Fano bien concreto (Huang et al., 2018). La configuración híbrida polaritón de plasmón de superficie y el modo guía de onda plana es puramente electromagnético, cuyo efecto óptico es descrita por la teoría electromagnética fundamentada en las ecuaciones de Maxwell (S Hayashi et al., 2015). La física subyacente confirma que la resonancia de Fano actualmente observada se debe al acoplamiento entre los polaritones de plasmón superficial y modos guías de ondas planas (Sekkat et al., 2016).

En los presentes cálculos de multicapas, la resistencia del acoplamiento entre los modos PWG y SPP está controlada por el espesor t_2 de MgF_2 . Para producir una forma de línea Fano bien definida fijamos $t_3 = 100$ nm y t_2 deben ajustarse adecuadamente. Para estudiar la influencia de t_2 en la forma de la línea Fano, realizamos varios cálculos con diferentes valores para $t_2 = 460$ a 1060 nm. Los resultados obtenidos se muestran en la Figura 4.2 (a), (b), (c) y (d), que muestra que la resonancia aguada observadas emergen cuando t_2 se vuelve más pequeño que ~ 1060 nm, y sus amplitudes crecen a medida que t_2 disminuye. Porque t_2 con menor espesor que ~ 460 nm, las resonancias fano se torna amplia (S Hayashi et al., 2015)(Ruan et al., 2018)(Yang et al., 2018). Estos resultados de las resonancias fano corresponden con los proceder común de los osciladores acoplados (S Hayashi et al., 2015)(J. Wang et al., 2017)(Gallinet, 2018)(Garrido Alzar et al., 2002)(Joe et al., 2006).

Con el aumento del espesor de t_2 , el pico de transparencia se vuelve más agudo. La divergencia de la caída y el pico de fano ($\Delta\theta$), y el factor Q se modela en la Figura 4.2 (e) (Huang et al., 2018). Se puede encontrar que, con un t_2 con mayor

espesor, $\Delta\theta$ de la resonancia disminuye y conduce a un factor Q más alto. La figura 4.2 (f) muestra el rendimiento de detección con diferentes espesores de la capa de MgF_2 . La sensibilidad de intensidad mejora con una capa de silicio de mayor espesor. Demostrando, que para un factor Q más grande, pertenece a una mayor sensibilidad (Huang et al., 2018)(X. Zhang et al., 2019).

En la configuración, el espesor de la capa de MgF_2 establece el acoplamiento entre los polaritones de plasmón superficial y el modos guías de ondas planas (Shinji Hayashi et al., 2015). El acoplamiento es más fuerte para recubrimientos de MgF_2 de menor espesor (Huang et al., 2018). Para una línea de fano un acoplamiento más fuerte, la resonancia se vuelve más amplia, lo que resulta en un factor Q más bajo, como se muestra en la Figura 4.2 (f) (X. Zhang et al., 2019) (Huang et al., 2018).

Vemos que a Q más grandes le corresponde una mayor sensibilidad como muestra la Figura 4.2 (f) (Huang et al., 2018).

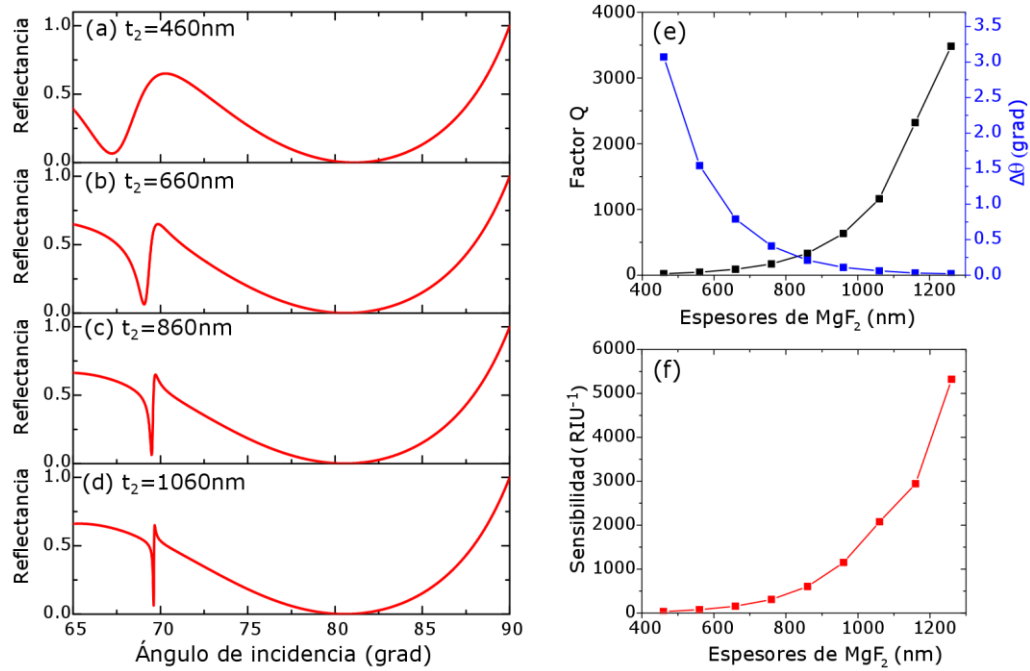


Figura 4.2 Reflectancia de la configuración Vidrio/TiN/MgF₂/Nb₂O₅, para Nb₂O₅ de espesor de $t_3 = 100$ nm y para el MgF₂ variando el espesor a partir de (a) $t_2=460$, (b) $t_2=660$ nm, (c) $t_2=860$ nm, (d) $t_2=1060$ nm. (e) Evolución del factor Q y $\Delta\theta$ variando el espesor de MgF₂. (f) Incremento de la sensibilidad con el espesor de MgF₂.

La posición de los modos PWG está controlada por el espesor t_3 de Nb₂O₅, y la fuerza del acoplamiento entre los modos PWG y SPP está controlada por el espesor t de MgF₂ visto anteriormente. Como muestra la figura 4.3 (a) que es el acortamiento de la figura 4.1 (a) de 65° a 90°. Para estudiar la influencia de t_3 en las líneas Fano, presentamos varios cálculos con diferentes espesores de t_3 . Los resultados obtenidos variando t_3 mientras se fija $t_2 = 860$ nm se presentan en las Figuras 4.3 (b), 4.3 (c) y 4.3 (d) presentan las curvas de reflectividad para la estructura propuesta con $t_3 = 100$, 123 y 127 nm, respectivamente. La figura 4.3 (b) y (c) aparecen resonancias asimétricas agudas en menor y mayor valor de ángulo de incidencia dentro de la caída del SPP. La figura asimétrica de las

resonancias es propias de la resonancia de Fano (Shinji Hayashi et al., 2015). La resonancia Fano causada por el acoplamiento entre SPP y los modos PWG (Shinji Hayashi et al., 2015). Ahora la figura 4.3 (c) coincide el modo guía de onda plana con el polaritón de plasmón de superficie y emerge un pico agudo en el medio del rango de absorción polaritón de plasmón de superficie (Zheng, Zou, et al., 2017). En figura 4.3 (c) obtenemos una forma típica de transparencia inducida por plasmones, una línea de transmisión asociado dentro de una extensa banda de absorción (Shinji Hayashi et al., 2015). La caída de la reflexión total atenuada (ATR) la energía de fotón incidente se transfiere al polaritón de plasmón de superficie, y la energía del polaritón de plasmón de superficie se desvanece seguidamente dentro del metal. Esto quiere decir que la energía es absorbida por el metal (Shinji Hayashi et al., 2015). La aparición de un pico de reflexión agudo en la caída SPP implica la aparición de una línea aguda de supresión de absorción en una banda de absorción amplia, que es el rasgo característico de transparencia inducida por plasmones (PIT). El proceso reflexión total atenuada ocurre con la condición de reflexión interna total. No obstante, la línea que se ve en la Figura 4.3 (c) puede conceptualizarse como una expresión de transparencia inducida por plasmones causada por la supresión de la absorción (Shinji Hayashi et al., 2015).

Con un mayor espesor de t_3 , el pico de transparencia se desplaza a un ángulo incidente mayor (Huang et al., 2018). Esto se debe a que una capa de t_3 más gruesa corresponde a un índice efectivo más alto del modo PWG, lo que se requieren ángulos incidentes más grandes para igualar la condición resonante. La divergencia de la caída y el pico de fano ($\Delta\theta$), y el factor Q se muestran en la Figura 4.3 (e) (Huang et al., 2018). Se puede encontrar que, con un t_3 con mayor

espesor, $\Delta\theta$ de la resonancia disminuye y conduce a un factor Q más alto. Además, vemos que para un factor Q más grande corresponde una mayor sensibilidad como se muestra en la figura 4.3 (f) (Huang et al., 2018).

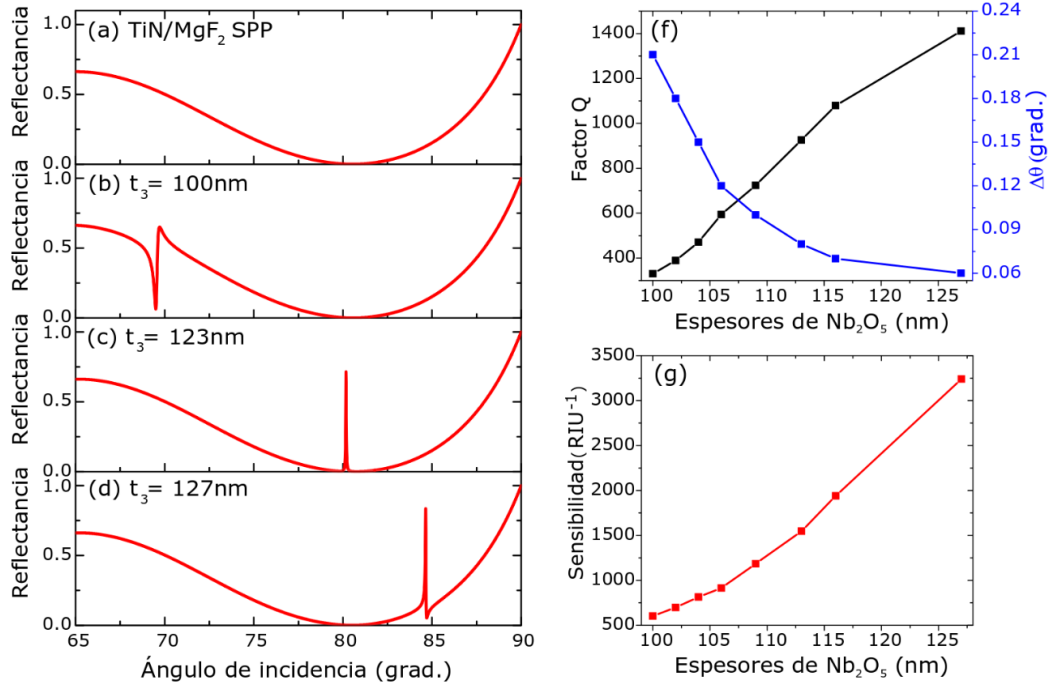


Figura 4.3. Reflectancia de la configuración Vidrio/TiN/MgF₂/Nb₂O₅, para MgF₂ de espesor de $t_2 = 860$ nm y para el Nb₂O₅ variando el espesor a partir de (a) $t_3=0$ nm, (b) $t_3=100$ nm, (c) $t_3=123$ nm, (d) $t_3=127$ nm. (f) Evolución del factor Q y $\Delta\theta$ variando el espesor de Nb₂O₅. (g) Incremento de la sensibilidad con el espesor de Nb₂O₅.

Los ángulos de la resonancia fano, para $t_3 = 100$, 123 y 127 nm de la figura 4.3 (b), (c) y (d) coinciden bien con el de los modos guiados, presentados en la Figura 4.4. Esto ocurre cuando aplicamos la ecuación de dispersión, para las condiciones de la figura 4.3 (b), (c) y (d). Observamos que en la figura 4.4 las curvas se cruzan en los modos guiados que son guías de onda autosostenidas en la capa de Nb₂O₅,

presentadas como cuadrados negros. Dando la figura 4.3 y 4.4 una correlación entre estos dos modelos en los ángulos de incidencia.

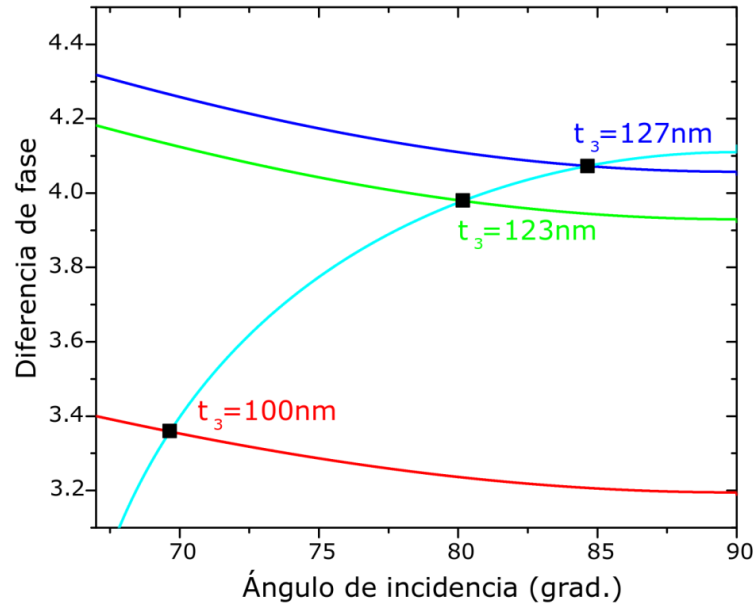


Figura 4.4 Solución de la ecuación de dispersión de la guía de onda, para hallar los ángulos de los modos guiados de la capa de Nb₂O₅.

Los picos agudos de E^2 en la capa de Nb₂O₅ y también en la capa de MgF₂ con un ángulo de incidencia 80.17° , como muestra la figura 4.3 (a) y (b) respectivamente, coincide con la resonancia Fano de la figura 4.3 (d) y también con la solución a la ecuación de dispersión para la propagación de la guía de onda en la capa de Nb₂O₅. Tomamos el mismo valor de ángulo de incidencia (80.17°), E^2 en la capa de TiN muestra pequeñas oscilaciones que primero bajan y luego suben como muestra la figura 4.3 (c). El origen del pico de reflectancia agudo en la banda de absorción del espectro ATR es entonces la excitación de un modo de guía de onda en la capa de Nb₂O₅ no disipativa que causa una disminución en los valores de absorción de TiN. Es decir, si consideramos un polaritón de plasmón superficial como una onda evanescente sintonizada con las oscilaciones del plasma y produciendo disipación

de energía, podemos decir que el pico de reflectancia se observa cuando, un ángulo incidente muy bien definido produce resonancia modal. La onda evanescente salta hacia la guía de onda dieléctrica "prefiriendo" viajar dentro de un medio no disipativo. Estos "saltos" de la onda evanescente a veces se describen también como túneles de fotones.

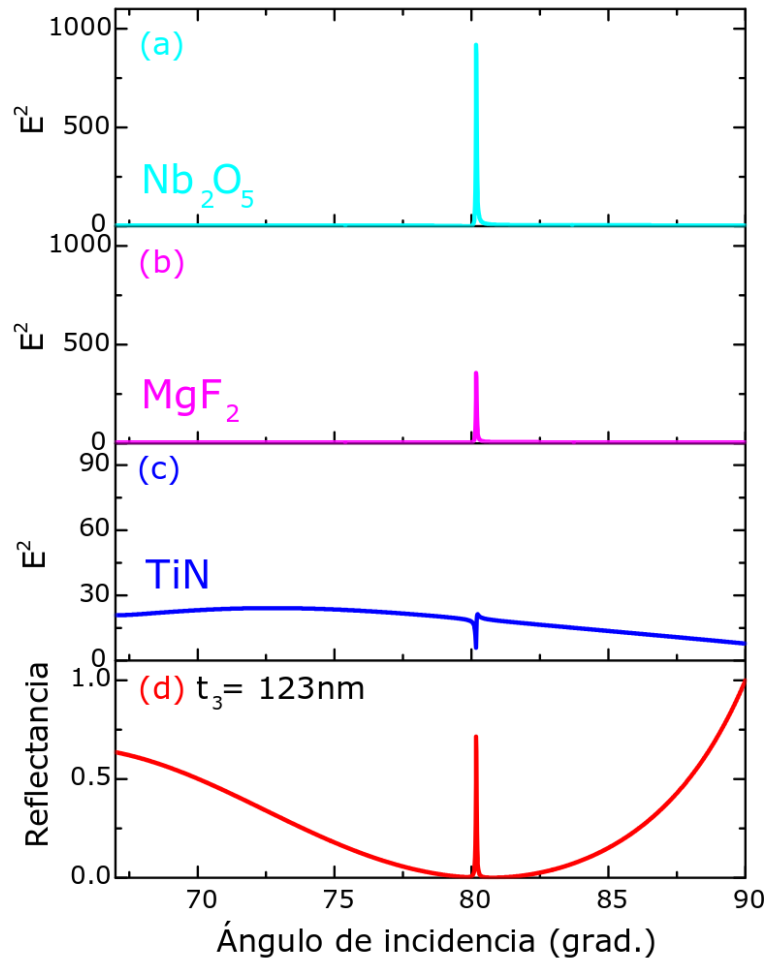


Figura 4.5. Campo eléctrico vs ángulo de incidencia para la estructura con $t_3 = 123nm$ y $t_2 = 860nm$ obtenidos para las interfaces de Nb_2O_5 (a) MgF_2 (b) y TiN (c).

Para tener un mejor panorama de la configuración, se observa el perfil del campo eléctrico $|E^2|$ de la resonancia fano (X. Zhang et al., 2019)(Shinji Hayashi et al., 2015). Las Figuras 4.6 (a) muestran el espectro de reflexión obtenidos para $t_3 = 123$ nm y $t_2 = 860$ nm, con un pico de reflexión (etiquetado como I) y dos caídas de reflexión divididas en dos puntos (etiquetados como I y III). La figura 4.6 (b) se obtuvo para un ángulo de incidencia de 79.17° , que corresponde al mínimo de la caída de reflexión SPP en la Figura 4.6 (a) (etiquetado como I). Donde se genera un campo eléctrico fuerte en la interfaz de TiN/MgF₂ y se desintegra exponencialmente a 150nm (Ruan et al., 2017) lejos de las demás interfaces. Muestra que el campo eléctrico se distribuye principalmente en la capa TiN, lo que indica claramente la excitación del modo SPP (Shinji Hayashi et al., 2015). En la Figura 4.6 (d) el ángulo incidente es 81.17° para el perfil que en la Figura 4.6 (a) esta etiquetada como II. Entonces I y II son las dos caídas de la reflexión. El pico de reflexión a 80.17° etiquetado como II (Figura 4.6 (a)) se ilustra en la Figura 4.6 (c) demuestra que solo se excita el modo PWG y la absorción de la capa TiN se suprime fuertemente. Incluso cuando la distancia de la longitud de desintegración es mucho menor que de WG. Esto es semejante al efecto transparencia inducida electromagnéticamente en el sistema de átomos, anulando el modo brillante a causando la interferencia destructiva de dos caminos (Huang et al., 2018)(Boiler et al., 1991). El acoplamiento de los polaritones de plasmón superficial y los modos guías de ondas planas corresponde a la superposición de los campos evanescentes (Shinji Hayashi et al., 2015). Este tipo de fenómeno se han estudiado tanto experimental como teóricamente, para el acoplamiento entre los polaritones de plasmón superficial (Shinji Hayashi et al., 2015)(Y. Wang, 2003).

Wang demostró, el transporte de fotones a través del acoplamiento de campo cercano de los polaritones de plasmón superficial, aun para distancias mayores que la longitud de desintegración; donde empleando el esquema de doble prima. (Y. Wang, 2003)(Yoshida et al., 2010)(Shinji Hayashi et al., 2015). La Figura 4.6 (c) sugiere que el acoplamiento de campo cercano entre los polaritones de plasmón superficial y los modos guías de ondas plana, también son seguros a una gran distancia (Shinji Hayashi et al., 2015). Los resultados mostrados en la Figura 4.6 (b), (c) y (d) exhiben expresamente la excitación del modo híbrido del polaritón de plasmón de superficie y guía de onda plana resultantes del acoplamiento que da el inicio de la resonancia Fano (Ruan et al., 2017). Concretamente, en la configuración planteada el polaritón de plasmón de superficie sirve como modo brillante entre tanto que el modo guía de onda plana actúa como modo brillante. Los caminos del fotón incidente \rightarrow polaritón de plasmón de superficie y fotón incidente \rightarrow polaritón de plasmón de superficie \rightarrow Modo guía de onda plana \rightarrow polaritón de plasmón de superficie, respectivamente (Huang et al., 2018).

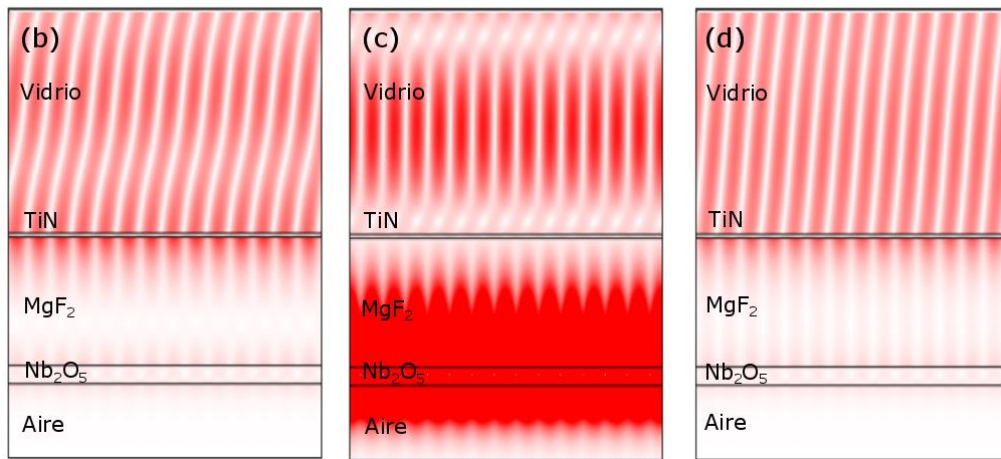
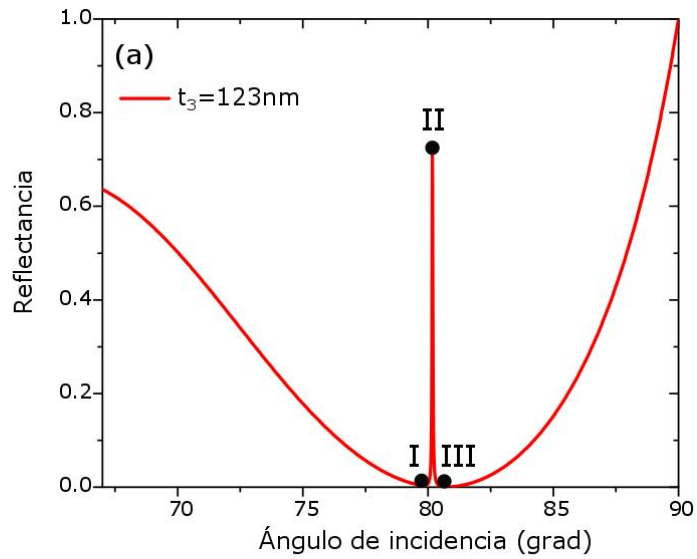


Figura 4.6 Perfiles de campo eléctrico para la estructura con $t_3 = 123\text{nm}$ y $t_2 = 860\text{nm}$ obtenidos para ángulos de incidencia de (b) I = 79.17° (c) II = 80.17° y (d) III = 81.17° .

4.2 Optimización de las capas de acoplamiento de la resonancia fano en el esquema Vidrio/TiN/MgF₂/Nb₂O₅/Gas.

La figura 4.7 muestra las curvas de reflectancia de alta sensibilidad para la resonancia Fano alrededor de un gas circundante (Lu et al., 2020). A medida que el índice de refracción del gas aumenta en 1.0×10^{-4} la caída de reflexión tiene un desplazamiento de aproximadamente 0.008° . A causa de que, las resonancias Fano es aguda, las sensibilidades es mayor que los sensores resonancia de plasmón de superficie convencionales (solo unas pocas decenas de RIU⁻¹) (Lu et al., 2020). Por lo tanto, la resonancia Fano se pueden utilizar para controlar los medios de detección del gas (Lu et al., 2020).

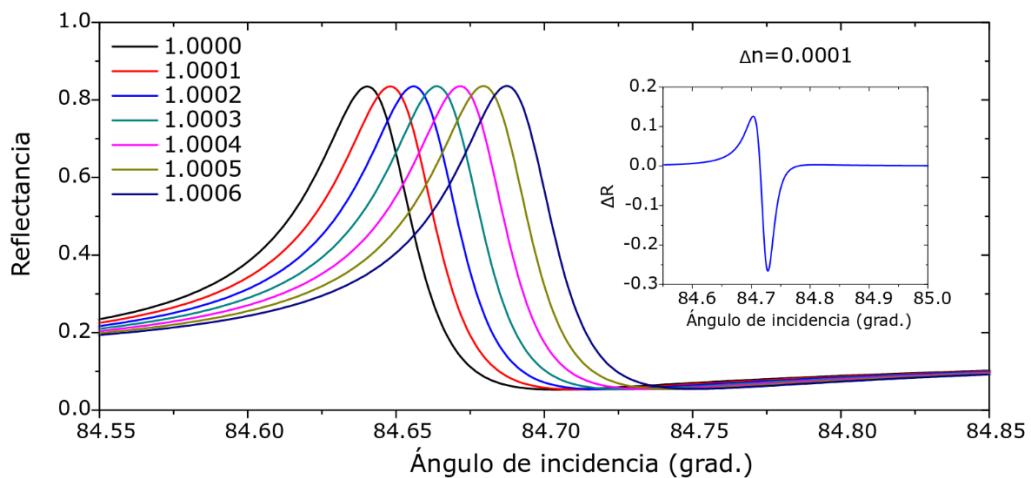


Figura 4.7 Desplazamientos de las resonancias de tipo Fano alrededor de las inmersiones causadas por un aumento de $\Delta n = 1.0 \times 10^{-4}$ con el ángulo incidente.

4.3 Optimización de las capas de acoplamiento de la resonancia fano en la configuración Vidrio/TiN/MgF₂/Nb₂O₅/Agua.

Para estudiar la influencia de t_3 en las líneas Fano en la configuración con agua como medio a analizar, presentamos varios cálculos con diferentes espesores de t_3 como se estudió anteriormente en sección 3.1. La figura 4.8(a) es similar a la figura 4.3(a). Los resultados obtenidos variando t_3 mientras se fija $t_2 = 860$ nm se presentan en las Figuras 4.8 (b), 4.8 (c) y 4.8 (d) presentan las curvas de reflectividad para la estructura propuesta con $t_3 = 70, 96$ y 100 nm, respectivamente. La estimación del ángulo de incidencia para las Figuras 4.8 (b), 4.8 (c) y 4.8 (d) son $70.81^\circ, 80.70^\circ$ y 84.18° respectivamente también. La figura 4.3 (b) y (c) aparecen resonancias asimétricas agudas en menor y mayor valor de ángulo de incidencia dentro de la caída del SPP, donde el agua es el medio analizar. Ahora la figura 4.8 (c) coincide el modo guía de onda plana con el polaritón de plasmón de superficie y emerge un pico agudo en el medio del rango de absorción polaritón de plasmón de superficie (Zheng, Zou, et al., 2017). La Figura 4.8 (c) puede considerarse también, como la manifestación de PIT causada por la supresión de la absorción (Shinji Hayashi et al., 2015).

Con el aumento del grosor de t_3 , el pico de transparencia se mueve a un ángulo incidente mayor de similar forma que el aire. Esto se debe a que una capa de t_3 más gruesa corresponde a un índice efectivo más alto del modo PWG, lo que se requieren ángulos incidentes más grandes para igualar la condición resonante. Para el caso del agua a diferencia del aire se necesita menos espesor, porque el índice a analizar es mucho mayor. La divergencia de la caída y el pico de fano

($\Delta\theta$), y el factor Q se modela en la Figura 4.7 (d) (Huang et al., 2018). Se puede encontrar que, con un t_3 con mayor espesor, $\Delta\theta$ de la resonancia disminuye y conduce a un factor Q más alto. Además, vemos que para un factor Q más grande corresponde una mayor sensibilidad como se muestra en la figura 4.7 (e), que es de similar tendencia que la de aire (Huang et al., 2018).

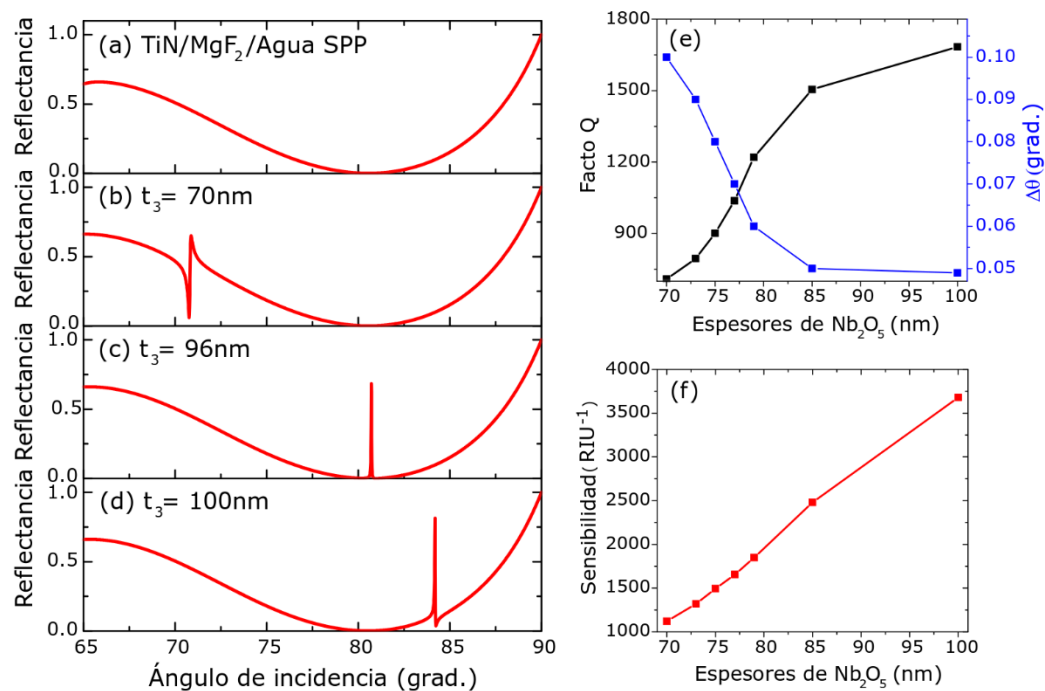


Figura 4.8 Reflectancia de la configuración Vidrio/TiN/MgF₂/Nb₂O₅/Agua, para MgF₂ de espesor de $t_2 = 860$ nm y para el Nb₂O₅ variando el espesor a partir de (a) $t_3=0$ nm, (b) $t_3=70$ nm, (c) $t_3=96$ nm, (d) $t_3=100$ nm. (e) Evolución del factor Q y $\Delta\theta$ variando el espesor de Nb₂O₅. (f) Incremento de la sensibilidad con el espesor de Nb₂O₅.

Los ángulos de la resonancia fano, para $t_3 = 70, 96$ y 100nm de la figura 4.8 (b), (c) y (d) coinciden bien con el de los modos guiados, presentados en la Figura 4.9. Esto ocurre cuando aplicamos la ecuación de dispersión, para las condiciones de la figura 4.8 (b), (c) y (d), de similar forma para el caso de aire. Observamos que en la figura 4.4 las curvas se cruzan en los modos guiados que son guías de onda autosostenidas en la capa de Nb_2O_5 , presentadas como cuadrados negros con valore de ángulo de incidencia de $70.81^\circ, 80.70^\circ$ y 84.18° . Observando que la figura 4.3 y 4.4 tienen una correlación entre estos dos modelos en los ángulos de incidencia.

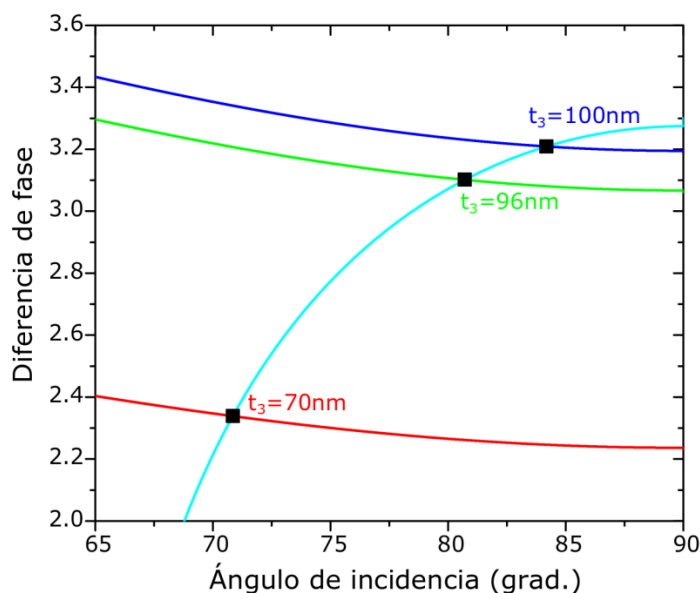


Figura 4.9 Solución de la ecuación de dispersión de la guía de onda, para hallar los ángulos de los modos guiados de la capa de Nb_2O_5 .

El desplazamiento de las curvas agudas es producido por el cambio en el índice de refracción del material de inmersión, como muestra la Figura 4.10. Las verificaciones de los sensores de resonancia de plasmón de superficie, usualmente se emplean, el cambio angular de la curva $\Delta\theta_{\text{res}}$ o variación de la reflectancia ΔR para describir el desplazamiento de la curva de resonancia originada por la variación del Δn (Yang et al., 2018)(Jiri Homola et al., 1999)(Nesterenko & Sekkat, 2013).

La sensibilidad por intensidad viene dada por ecuación (2.51) Es conveniente comparar las sensibilidades de los diferentes tipos de sensores utilizando la figura de mérito para la sensibilidad por intensidad, dada por ecuación (2.51) cuál es el máximo valor de la sensibilidad por intensidad. Por lo tanto, se requiere Δn tan pequeño como 1×10^{-2} para producir un cambio en la reflectancia de $\Delta R_{\text{max}} = 0.35$ la relación $\Delta R_{\text{max}}/\Delta n = 35 \text{RIU}^{-1}$ (S Hayashi et al., 2015)(Yang et al., 2018). Ahora, el sensor Fano puede originar un cambio $\Delta R_{\text{max}} = \sim 0.36$ del valor máximo en la Figura 4.10, cuando $\Delta n = 1 \times 10^{-4}$ es muy pequeño (Yang et al., 2018). La relación $\Delta R_{\text{max}}/\Delta n$ es $\sim 3600 \text{RIU}^{-1}$. Los resultados proponen que el sensor fano tiene una sensibilidad por intensidad mayor que los sensores de resonancia de plasmón de superficie tradicionales (Yang et al., 2018)(Y. Li et al., 2019).

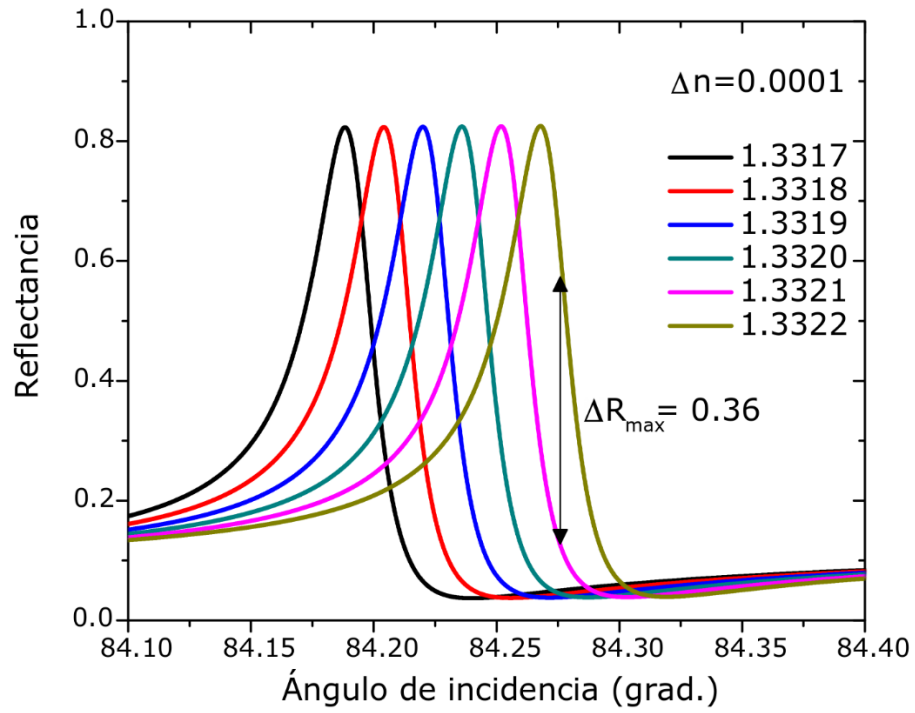


Figura 4.10 Desplazamiento de la resonancia Fano TM_0 para la estructura con $t_{MgF2}=860nm$ y $t_{Nb2O5}=100nm$. El índice de refracción de material circundante varia de 1.3317 hasta 1.3322 con una divergencia de $\Delta n=0.0001$, $n_{MgF2}=1.3705$, $n_{Nb2O5}=2.2$.

4.4 Filtro espectral

Es importante acentuar que, para el cálculo, la luz incidente tiene una polarización p, dentro de un rango de longitud de onda de 300nm a 1200nm como se muestra en la figura 4.11. También cabe mencionar que para este cálculo se usaron tanto los espesores como los índices de refracción de la figura 4.3 (c). Por lo tanto, observamos en figura 4.11, que el espectro es absorbido por el SPP a 80.2° salvo alrededor de $\sim 633\text{nm}$, dando hacia el fano resonancia en el espectro. La mayor parte de la absorción por el SPP está entre 600 a 650nm del espectro electromagnético, dado que el índice de refracción está dado para una longitud de onda de 632.8nm de polarización TM.

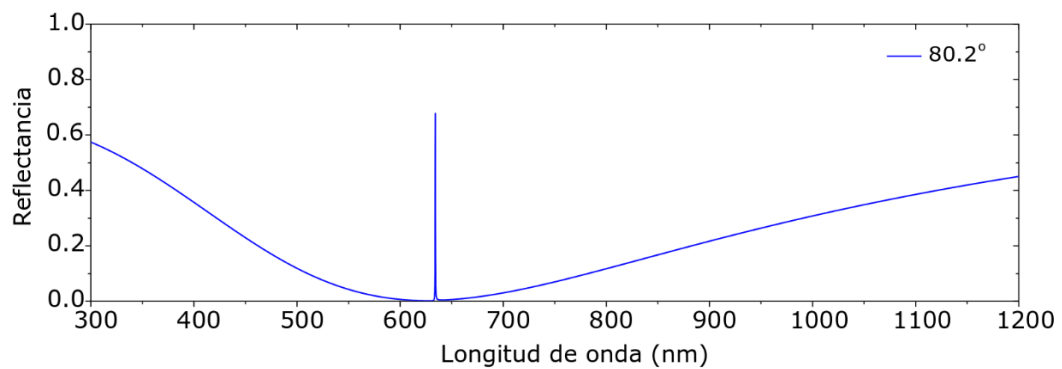


Figura 4.11 Espectro espectral de reflexión para un ángulo de incidencia de 80.2° . El pico azul indica la posición de la resonancia fano para las condiciones de la figura 4.3 (c).

En el filtro SPR con modos PWG de modulación de longitud de onda, como se muestra en la figura 4.12 muestra un corrimiento de la resonancia fano entre 627 a 639nm del espectro electromagnético de polarización p. Tengamos en cuenta que el índice de refracción está dado para 632.8nm del TiN. Entonces podemos trabajar en este rango de 627 a 639nm, dado que variación del índice de refracción en este rango es mínimo como vemos las publicaciones (Khalil et al., 2018)(Shah et al., 2017)(Reddy et al., 2017)(Kinsey et al., 2014)(Gururaj V. Naik, 2012). El corrimiento de la resonancia fano es aproximadamente de $\sim 1\text{nm}$ por cada 0.2° de giro.

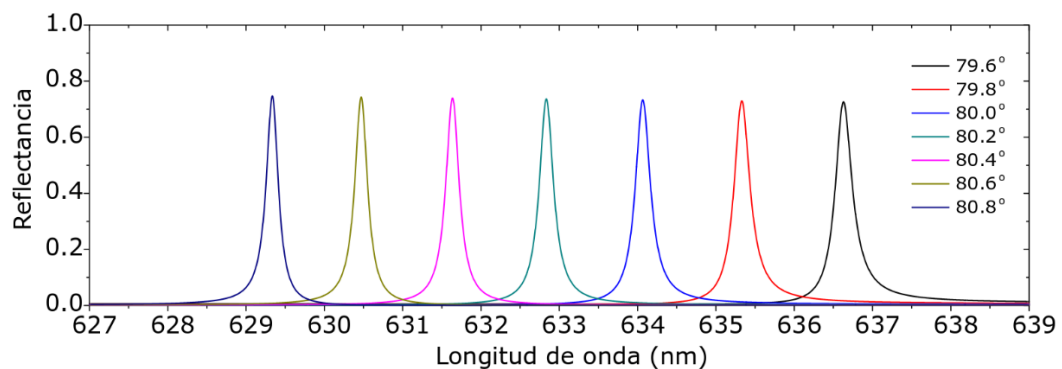


Figura 4.12 Espectros espectrales de reflexión de modulación de longitud de onda a un giro de 0.2° .

Para un filtro SPP con modo PWG se más sensible, es importante examinar el efecto del ángulo de incidencia en las señales de la resonancia fano dependientes de la longitud de onda. Por lo tanto, el ángulo de incidencia varió de $80;20^\circ$ a $80;25^\circ$ en incrementos de 0.01° para la configuración práctica del sensor SPR con PWG de Kretschmann (Asencios et al., 2020). La Figura 4.13 muestra está la reflectancia del sensor de resonancia fano para los ángulos de incidencia de $80,20^\circ$; $80,21^\circ$; $80,22^\circ$; $80, 23^\circ$; $80,24^\circ$ y $80,25^\circ$. Podemos sugerir el presente filtro Fano puede

producir el cambio $\Delta R_{\max} = \sim 0.25$ el valor máximo en la Figura 4.13, cuando $\Delta\theta=0.01^\circ$. La relación $\Delta R_{\max}/\Delta\theta$ es $\sim 250 \text{ RIU}^{-1}$. Los resultados proponen que el filtro por resonancia Fano actual posee una sensibilidad por intensidad muy grande en comparación con filtros convencional usuales (Yang et al., 2018). Dando un tipo de filtro luz de modulante de longitud de onda con respecto al ángulo de incidencia.

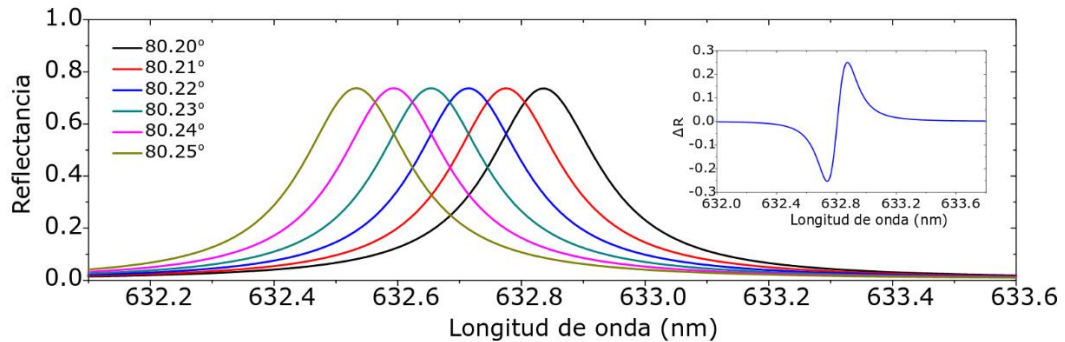


Figura 4.13 Espectros espectrales de reflexión de modulación de longitud de onda a un giro de 0.01°

4.5 Sensor espectral en la configuración

Vidrio/TiN/MgF₂/Nb₂O₅/Agua.

Este método emplea un haz de luz blanca colimada y de polarización p. Para demostrar aún más nuestro análisis teórico, calculamos el desplazamiento de resonancia fano en un amplio rango de longitud de onda. La configuración es básicamente la misma que la esbozada en la Figura 2.1. Se usaron como cálculos para con una variación del índice de refracción de 2×10^{-4} . Los espectros de reflexión medidos en el ángulo incidente de 80.20° se muestran en la Figura 4.14. Como se puede ver, hay desplazamiento de la resonancia en los espectros de 0.2nm por la variación de índice de refracción $\Delta n=0.0002$. Originando una variación en la reflectancia de $\Delta R_{\max} = 0.5$ como se observa en la Figura 4.14 (S Hayashi et al.,

2015). La correlación de $\Delta R_{\max}/\Delta n$ es $5 \times 10^4 \text{ RIU}^{-1}$ para el sensor (Shinji Hayashi et al., 2015)(Yang et al., 2018). La resonancia profunda en la longitud de onda de alrededor de 630.9 a 633.6 nm fue causada por la excitación de SPR.

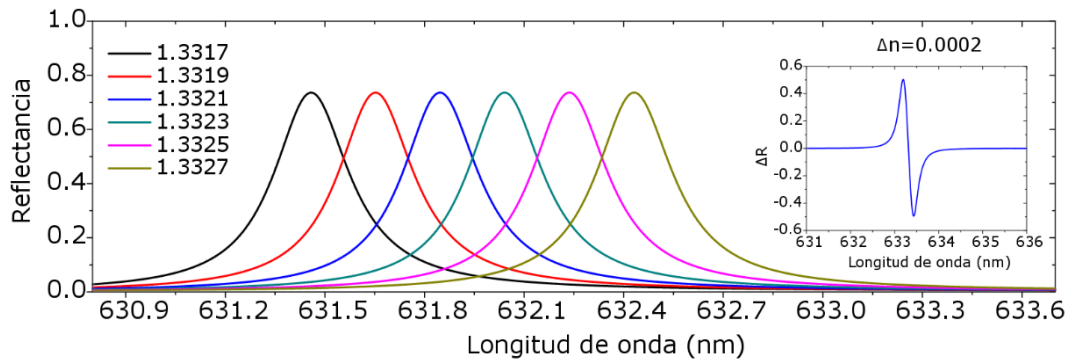


Figura 4.14 Espectros de reflexión a un ángulo incidente de 80.20° , con corrimiento fano a un en función del índice de refracción para $\Delta n=2 \times 10^{-4}$ La línea azul en recuadro representa la variación de la reflectancia ΔR .

4.6 Proceso de fabricación de la estructura propuesta.

La Figura 4.14 muestra un esquema de diseño del proceso de fabricación para la estructura propuesta. Primero, se recubre la superficie de vidrio con ~ 5 nm de espesor de Cr (película adherente) utilizando el método de dc magnetron sputtering, que corresponde a physical vapor deposition (PVD) (Yang et al., 2018). A continuación, la capa de TiN se recubre por el método dc magnetron sputtering bajo un objetivo de Ti a 99.999% de pureza con una razón en la atmosfera de 6% entre nitrógeno y argón. El MgF_2 se recubre por el método de rf magnetron sputtering bajo un objetivo de MgF_2 a 99.99% de pureza en una atmosfera de argón. El Nb_2O_5 se también se recubre por el bajo método dc magnetron sputtering un objetivo de Nb_2 a 99.99% de pureza en una atmosfera por encima del 10% de oxígeno en relación al argón. Finalmente, toda la configuración se coloca en un medio

circundante en este caso agua que es un medio estudiando para sensores biológicos (Yang et al., 2018).

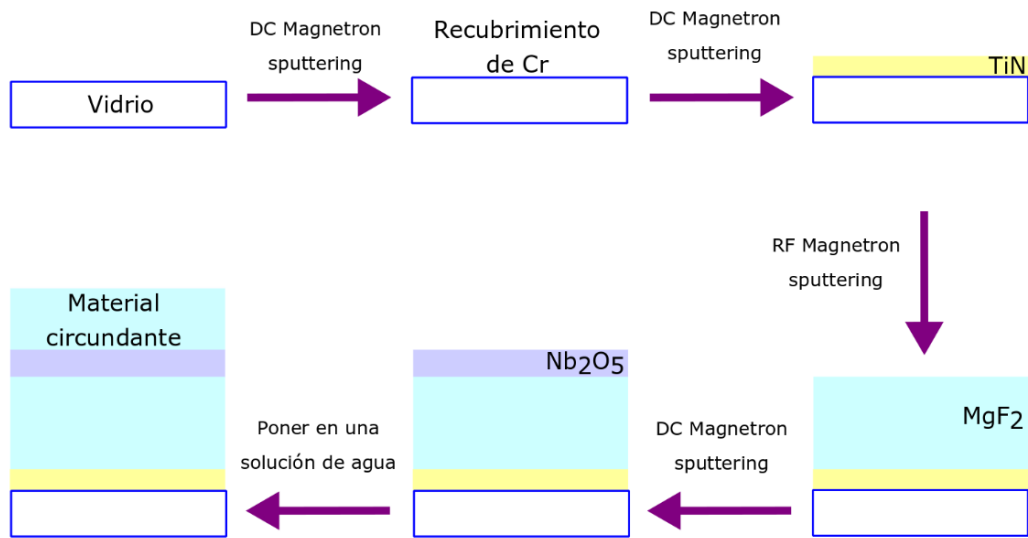


Figura 4.15 Configuración de la fabricación del sensor fano bajo las técnicas de DC magnetron sputtering y RF magnetron sputtering.

Capítulo V: DISCUSIÓN, CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

5.1 DISCUSIÓN

- Los trabajos en simulación de los sensores PWG de resonancia fano, promueven una alta sensibilidad, que se promueve en tesis como también en otras publicaciones. En este trabajo se procura un SPP con un mayor rango de absorción con respecto a su ángulo de incidencia a diferencia de oro y plata. La sensibilidad de la resonancia fano en el caso de agua tiene una alta sensibilidad mejor que los SPP convencionales.
- La tesis fomenta tres aplicaciones para el sensor PWG de resonancia fano, para sensores biológicos (agua), gas y como en filtros ópticos, para dos tipos de luz, monocromática y para luz del espectro visible.
- La fabricación de estos sensores es costo, tanto por los prismas y los múltiples procesos de fabricación, siendo necesario laboratorios más implementados. En la tesis se propone como sustrato del sensor al vidrio que es económico como fácil de obtener. El proceso de fabricación de puede realizar en una sola corrida sin tener cambiar de proceso. Dado que TiN, MgF₂ y Nb₂O₅ se puede realizar con técnica de DC y RF Magnetron sputtering en un solo proceso.

5.2 CONCLUSIONES

- Presentamos un sensor SPR tipo Kretschmann que se basa en estructuras híbridas de TiN como material plasmónico. Acoplado entre el modo SPP y modos PWG, para detecciones de gases y líquidos, con una polarización TM. Los resultados verifican que la resonancia aguada del modelo fano y la transparencia inducida por plasmón aparecen en la zona de absorción de los polaritones de plasmón superficial.
- La resonancia tipo fano se muestra cuando se selecciona adecuadamente los parámetros de la configuración, para el acoplamiento entre polaritones de plasmón superficial y los modos guías de ondas planas. El ancho de las formas de línea de la resonancia fano se han extraído de los espectros de MgF₂ y Nb₂O₅, para un intervalo continuo de espesores de las capas de acoplamiento. El cambio en el espesor de Nb₂O₅ induce al desplazamiento de la resonancia fano en los espectros reflexión total atenuada.
- La naturaleza híbrida del fenómeno se evidencia en los perfiles del campo electromagnético de la Figura 4.6.
- La sensibilidad del sensor se puede proyectar ajustando el espesor de las guías de ondas de MgF₂ y Nb₂O₅. Es la cifra de mérito para la sensibilidad por intensidad es 44 veces mayor que la de un sensor SPR convencional.
- Proporcionamos un método teórico para permitir detecciones de alta sensibilidad tanto de líquido como de gas. En los dos casos las resonancias Fano genera una alta sensibilidad, debido a lo cual se consigue observar las

variaciones en el índice de refracción del agua y gas.

- Los resultados son prometedores para el desarrollo experimental de los sensores de SPR. El esquema propuesto puede ser un candidato prometedor para aplicaciones en muchos campos, como de biosensores y el monitoreo ambiental de alta precisión y bajo consumo de energía.

5.3 RECOMENDACIONES

- Se recomienda continuar con el desarrollo de otros sensores, investigando en para diferentes dieléctricos y resonadores SPP, que presenten mayor sensibilidad y mayor rango interacción del ángulo de incidencia donde este el SPP.
- Se recomienda, realizar estudios de los sensores en la parte biológica, tanto para una luz monocromática como para un espectro de luz.
- Se recomienda el estudio para el caso de una luz polarizada TE, para los casos de luz monocromática de diferentes longitudes de onda y espectro continuo de infrarrojo cercano.
- Se recomienda, el estudio para el caso de la altura de la resonancia fano para dieléctricos de acoplamiento con coeficientes de absorción.

Capítulo VI: REFERENCIA BIBLIOGRÁFICA

6.1 Bibliografía

- Anker, J. N., Hall, W. P., Lyandres, O., Shah, N. C., Zhao, J., & Van Duyne, R. P. (2008). Biosensing with plasmonic nanosensors. *Nature Materials*, 7, 442–453. <https://doi.org/10.1038/nmat2162>
- Asencios, J., Moro, R., Luyo, C., & Talledo, A. (2020). High sensitive biosensors based on the coupling between surface plasmon polaritons on Titanium nitride and a planar waveguide mode. *Sensors*, 20(6). <https://doi.org/10.3390/s20061784>
- Asencios, J., Talledo, A., Atoccsa, B., Puga, R., Loro, H., & Moro, R. (2019). Spectral and Angular Responses of High Sensitivity Refractive Index Sensors based on Titanium Nitride. *Progress in Electromagnetics Research Symposium*, 4285–4291. <https://doi.org/10.1109/PIERS-Spring46901.2019.9017749>
- Bakshi, U. A., & Bakshi, A. V. (2009). *Electromagnetic Field Theory*. Technical Publications.
- Bera, M., Banerjee, J., & Ray, M. (2017). Theoretical Investigation on Coupled Plasmon Waveguide Resonance in Real and Complex Domain for High Precision Nanoplasmonic Sensing. *IEEE Transactions on Nanotechnology*, 16(3), 462–468. <https://doi.org/10.1109/TNANO.2017.2686484>
- Berini, P. (2009). Long-range surface plasmon polaritons. *Advances in Optics and Photonics*, 1(3), 484–588. <https://doi.org/10.1364/aop.1.000484>
- Bertolotti, M., Sibilía, C., & Guzmán, A. (2017). *Plasmons. In: Evanescent Waves in Optics. Springer Series in Optical Sciences, vol 206*. Springer, Cham. https://doi.org/10.1007/978-3-319-61261-4_5
- Blood, P. (2015). *Quantum Confined Laser Devices: Optical Gain and Recombination*

in Semiconductors. Oxford University Press.

<https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780199644513.001.0001>

Boiler, K.-J., Imamoglu, A., & Harris, S. E. (1991). Observation of electromagnetically induced transparency. *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, 66, 2593–2596.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.66.2593>

Bozhevolnyi, S. I. (2009). *Plasmonic Nanoguides and Circuits*. Pan Stanford Publishing Pte. Ltd.

Cabrera, J. (2000). *Óptica Electromagnética Vol. II Materiales y aplicaciones: Vol. II*. Wesley/Universidad Autónoma de Madrid.

Chen, N. C., Lien, W. C., Liu, C. R., Huang, Y. L., Lin, Y. R., Chou, C., Chang, S. Y., & Ho, C. W. (2011). Excitation of surface plasma wave at TiN/air interface in the Kretschmann geometry. *Journal of Applied Physics*, 109, 043104:1-6.

<https://doi.org/10.1063/1.3549732>

Chung, J. W., Kim, S. D., Bernhardt, R., & Pyun, J. C. (2005). Application of SPR biosensor for medical diagnostics of human hepatitis B virus (hHBV). *Sensors and Actuators, B: Chemical*, 111–112(11), 416–422.

<https://doi.org/10.1016/j.snb.2005.03.055>

Clifford R., P., & Michal, L. (2003). *Integrated Photonics*. Springer US.

<https://doi.org/10.1007/978-1-4757-5522-0>

Denísov, V. I. (2015). *Introducción a la electrodinámica de los medios materiales* (C. Navarro & J. Palomino (eds.)). URSS.

Dhar Gupta, B., Mohan Shrivastav, A., & Prasood Usha, S. (2017). *Optical Sensors for Biomedical Diagnostics and Environmental Monitoring*. CRC Press: Taylor & Francis Group. <https://doi.org/10.1201/9781315156033>

Fano, U. (1961). Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts.

- Physical Review*, 124(6), 1866–1878. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.124.1866>
- Feng, Y., Liu, Y., & Teng, J. (2018). Design of an ultrasensitive SPR biosensor based on a graphene-MoS₂ hybrid structure with a MgF₂ prism. *Applied Optics*, 57(14), 3639–3644. <https://doi.org/10.1364/AO.57.003639>
- Francescato, Y., Giannini, V., & Maier, S. A. (2012). Plasmonic systems unveiled by fano resonances. *ACS Nano*, 6(2), 1830–1838. <https://doi.org/10.1021/nn2050533>
- Gallinet, B. (2018). Model of Coupled Oscillators for Fano Resonances. In: Kamenetskii E., Sadreev A., Miroshnichenko A. (eds) Fano Resonances in Optics and Microwaves. Springer Series in Optical Sciences, vol 219. In *Springer Series in Optical Sciences* (Vol. 219). Springer, Cham. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-99731-5>
- Gallinet, B., & Martin, O. J. F. (2011). Influence of electromagnetic interactions on the line shape of plasmonic fano resonances. *ACS Nano*, 5(11), 8999–9008. <https://doi.org/10.1021/nn203173r>
- Garrido Alzar, C. L., Martinez, M. A. G., & Nussenzveig, P. (2002). Classical analog of electromagnetically induced transparency. *American Journal of Physics*, 70(1), 37–41. <https://doi.org/10.1119/1.1412644>
- Gururaj V. Naik, J. L. and A. B. (2012). Titanium nitride as a plasmonic material for visible and near-infrared wavelengths. *OPTICAL MATERIALS EXPRESS*, 2(4), 478–489. <https://doi.org/10.1063/1.4710548>
- Han, Z., & Bozhevolnyi, S. I. (2013). Radiation guiding with surface plasmon polaritons. *Reports on Progress in Physics*, 76(1), 1–37. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/76/1/016402>
- Hayashi, S, Nesterenko, D. V, & Sekkat, Z. (2015). Waveguide-coupled surface plasmon resonance sensor structures : Fano lineshape engineering for ultrahigh-

- resolution sensing. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 48(325303), 11.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/48/32/325303>
- Hayashi, Shinji, Nesterenko, D. V, & Sekkat, Z. (2015). Fano resonance and plasmon-induced transparency in waveguide-coupled surface plasmon resonance sensors. *Applied Physics Express* 8, 8, 022201. <https://doi.org/10.7567/APEX.8.022201>
- Heenbner, J., Grover, R., & A. Ibrahim, T. (2008). *Optical Microresonators: Theory, Fabrication, and Applications*. Springer-Verlag New York.
<https://doi.org/10.1007/978-0-387-73068-4>
- Homola, Jiří. (2008). Surface plasmon resonance sensors for detection of chemical and biological species. *Chemical Reviews*, 108(2), 462–493.
<https://doi.org/10.1021/cr068107d>
- Homola, Jiří, Dostálek, J., Chen, S., Rasooly, A., Jiang, S., & Yee, S. S. (2002). Spectral surface plasmon resonance biosensor for detection of staphylococcal enterotoxin B in milk. *International Journal of Food Microbiology*, 75(1–2), 61–69. [https://doi.org/10.1016/S0168-1605\(02\)00010-7](https://doi.org/10.1016/S0168-1605(02)00010-7)
- Homola, Jiri, Yee, S. S., & Gauglitz, G. (1999). Surface plasmon resonance sensors: review. *Sensors and Actuators, B: Chemical*, 54(1), 3–15.
[https://doi.org/10.1016/S0925-4005\(98\)00321-9](https://doi.org/10.1016/S0925-4005(98)00321-9)
- Hooper, I. R., & Barnes, W. L. (2014). “*The Basics of Plasmonics*”, In: *Handbook of Surface Science, Volume 4 Modern Plasmonics*. Elsevier B.V.
<https://doi.org/10.1016/B978-0-444-59526-3.00002-1>
- Hossain, M. B., & Rana, M. M. (2016). DNA Hybridization Detection Based on Resonance Frequency Readout in Graphene on Au SPR Biosensor. *Journal of Sensors*, 2016, 1–7. <https://doi.org/10.1155/2016/6070742>
- Huang, T., Zeng, S., Zhao, X., Cheng, Z., & Shum, P. (2018). Fano Resonance

- Enhanced Surface Plasmon Resonance Sensors Operating in Near-Infrared.
Photonics, 5(3), 23. <https://doi.org/10.3390/photonics5030023>
- Hunsperger, R. G. (2009). *Integrated Optics* (Sixth). Springer-Verlag New York.
<https://doi.org/10.1007/b98730>
- Imamoglu, A., & Marangos, P. J. (2005). Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. *Reviews of Modern Physics*, 77(2), 633–673. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.77.633>
- Jackson, J. D. (1999). *Classical Electrodynamics* (Third (ed.)). Wiley.
- Jiang, H., Zheng, G., & Rao, W. F. (2019). Ultra-sensitive biosensor with hybrid coupling between molybdenum disulfide thin film and photonic waveguide mode. *Results in Physics*, 13(March), 102173. <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2019.102173>
- Joe, Y. S., Satanin, A. M., & Kim, C. S. (2006). Classical analogy of Fano resonances. *Physica Scripta*, 74(2), 259–266. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/74/2/020>
- Kamenetskii, E., Sadreev, A., & Miroshnichenko, A. (2018). *Fano Resonances in Optics and Microwaves: Physics and Applications*. Springer International Publishing. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-99731-5>
- Khalil, A. E., El-Saeed, A. H., Ibrahim, M. A., Hashish, M. E., Abdelmonem, M. R., Hameed, M. F. O., Azab, M. Y., & Obayya, S. S. A. (2018). Highly sensitive photonic crystal fiber biosensor based on titanium nitride. *Optical and Quantum Electronics*, 50(3), 158-1–12. <https://doi.org/10.1007/s11082-018-1397-0>
- Kinsey, N., Ferrera, M., Naik, G. V., Babicheva, V. E., Shalaev, V. M., & Boltasseva, A. (2014). Experimental demonstration of titanium nitride plasmonic interconnects. *Optics Express*, 22(10), 12238–12247.
<https://doi.org/10.1364/oe.22.012238>
- Klimov, V. (2014). “Surface Plasmons”, *Nanoplasmonics*. Jenny Stanford Publishing.

<https://doi.org/10.1201/b15442>

- Ladd, J., Taylor, A. D., Piliarik, M., Homola, J., & Jiang, S. (2009). Label-free detection of cancer biomarker candidates using surface plasmon resonance imaging. *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, 393(4), 1157–1163.
<https://doi.org/10.1007/s00216-008-2448-3>
- Li, L., Huang, T., Zhao, X., Wu, X., & Cheng, Z. (2018). Highly Sensitive SPR Sensor Based on Hybrid Coupling between Plasmon and Photonic Mode. *IEEE Photonics Technology Letters*, 30(15), 1364–1367.
<https://doi.org/10.1109/LPT.2018.2847907>
- Li, Y., Yuan, Y., Peng, X., Song, J., Liu, J., & Qu, J. (2019). An ultrasensitive Fano resonance biosensor using two dimensional hexagonal boron nitride nanosheets: Theoretical analysis. *RSC Advances*, 9(51), 29805–29812.
<https://doi.org/10.1039/c9ra05125b>
- Limonov, M. F., Rybin, M. V., Poddubny, A. N., & Kivshar, Y. S. (2017). Fano resonances in photonics. *Nature Photonics*, 11(9), 543–554.
<https://doi.org/10.1038/NPHOTON.2017.142>
- Liu, J.-M. (2016). *Principles of Photonics*. Cambridge University Press.
<https://doi.org/10.1017/CBO9781316687109>
- Lu, D. Y., Li, W., Zhou, H., Cao, X., Zhu, Y., Wang, K. J., Luo, H. J., Li, J. B., Zhang, X. M., He, M. D., Xu, L., & Liu, J. Q. (2020). Waveguide-Coupled Surface Plasmon Resonance Sensor for Both Liquid and Gas Detections. *Plasmonics*, 15, 1123–1131. <https://doi.org/10.1007/s11468-020-01123-9>
- Luk'Yanchuk, B., Zheludev, N. I., Maier, S. A., Halas, N. J., Nordlander, P., Giessen, H., & Chong, C. T. (2010). The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials. *Nature Materials*, 9(9), 707–715. <https://doi.org/10.1038/nmat2810>

- Lukas Novotny, B. H. (2012). *Principle of Nano Optics* (2.^a ed). Cambridge University Press.
- Maier, S. A. (2007a). *Electromagnetics of Metals, Plasmonics: Fundamentals and Applications*. Springer, New York, NY. https://doi.org/10.1007/0-387-37825-1_1
- Maier, S. A. (2007b). *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. Springer, New York, NY. <https://doi.org/10.1007/0-387-37825-1>
- Maier, S. A. (2007c). *Surface Plasmon Polaritons at Metal / Insulator Interfaces, In: Plasmonics: Fundamentals and Applications* (Vol. 0). Springer, New York, NY. https://doi.org/10.1007/0-387-37825-1_2
- Mauriz, E., Calle, A., Manclús, J. J., Montoya, A., & Lechuga, L. M. (2007). Multi-analyte SPR immunoassays for environmental biosensing of pesticides. *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, 387(4), 1449–1458. <https://doi.org/10.1007/s00216-006-0800-z>
- Miroshnichenko, A. E., Flach, S., & Kivshar, Y. S. (2010). Fano resonances in nanoscale structures. *Reviews of Modern Physics*, 82(3), 2257–2298. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.82.2257>
- Mohammed Zourob, A. L. (2006). Springer Series on Chemical Sensors and Biosensors: Method and Applications. In *Springer* (Vol. 07). <https://doi.org/10.1007/978-3-540-88242-8>
- Motokura, K., Kang, B., Fujii, M., Nesterenko, D. V., Sekkat, Z., & Hayashi, S. (2020). Wide-range line shape control of Fano-like resonances in all-dielectric multilayer structures based on enhanced light absorption in photochromic waveguide layers. *Journal of Applied Physics*, 127, 073103-1–10. <https://doi.org/10.1063/1.5131681>
- Nalwa, H. (2001). *Handbook of Thin Films, Five-Volume Set* (Vol. 5). Academic Press.
- Nesterenko, D. V., & Sekkat, Z. (2013). Resolution Estimation of the Au, Ag, Cu, and

- Al Single- and Double-Layer Surface Plasmon Sensors in the Ultraviolet, Visible, and Infrared Regions. *Plasmonics*, 8(4), 1585–1595.
<https://doi.org/10.1007/s11468-013-9575-1>
- Nickelson, L. (2019). *Electromagnetic Theory and Plasmonics for Engineers*. Springer Science and Business Media LLC. <https://doi.org/10.1007/978-981-13-2352-2>
- Pelton, M., & Bryant, G. W. (2013). *Introduction to Metal-Nanoparticle Plasmonics*. John Wiley & Sons, Inc. <https://doi.org/10.1080/00107514.2014.948921>
- Pollock, C. R., & Lipson, M. (2003). *The Planar Slab Waveguide*. In: *Integrated Photonics*. Springer, Boston, MA. https://doi.org/10.1007/978-1-4757-5522-0_3
- Qiu, G., Thakur, A., Xu, C., Ng, S. P., Lee, Y., & Wu, C. M. L. (2019). Detection of Glioma-Derived Exosomes with the Biotinylated Antibody-Functionalized Titanium Nitride Plasmonic Biosensor. *Advanced Functional Materials*, 29(9), 1–10. <https://doi.org/10.1002/adfm.201806761>
- Reddy, H., Guler, U., Kudyshev, Z., Kildishev, A. V., Shalaev, V. M., & Boltasseva, A. (2017). Temperature-Dependent Optical Properties of Plasmonic Titanium Nitride Thin Films. *ACS Photonics*, 4(6), 1413–1420.
<https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.7b00127>
- Richard P. Feynman, Robert B. Leighton, M. S. (2011). *The Feynman Lectures on Physics. Volume II- The New Millennium Edition- Mainly Electromagnetism and Matter*. Basic Books.
- Rivera, V. A. G., Ferri, F. A., & Marega, J. (2012). *Localized Surface Plasmon Resonances: Noble Metal Nanoparticle Interaction with Rare-Earth Ions*. In: *Plasmonics Principles and Applications*. InTech. <https://doi.org/10.5772/50753>
- Ruan, B., Guo, J., Wu, L., Zhu, J., You, Q., Dai, X., & Xiang, Y. (2017). Ultrasensitive terahertz biosensors based on fano resonance of a graphene/waveguide hybrid

- structure. *Sensors*, 17(8), 1–9. <https://doi.org/10.3390/s17081924>
- Ruan, B., You, Q., Zhu, J., Wu, L., Guo, J., Dai, X., & Xiang, Y. (2018). Fano resonance in double waveguides with graphene for ultrasensitive biosensor. *Optics Express*, 26(13), 16884–16892. <https://doi.org/10.1364/oe.26.016884>
- Schasfoort, R. B. M. (2008). *Handbook of Surface Plasmon Resonance* (Second). Royal Society of Chemistry.
- Segestein, D. J. (1981). *The complex refractive index of water*. Kansas City, MI: University of Missouri —Kansas City.
- Sekkat, Z., Hayashi, S., Nesterenko, D. V., Rahmouni, A., Refki, S., Ishitobi, H., Inouye, Y., Kawata, S., Sekkat, Z., Rahmouni, A., Sekkat, Z., Hayashi, S., & Sekkat, Z. (2016). Observation of Fano line shapes arising from coupling between surface plasmon polariton and waveguide modes. *Applied Physics Letters*, 108(5), 051101–051105. <https://doi.org/10.1063/1.4940984>
- Shah, D., Reddy, H., Kinsey, N., Shalaev, V. M., & Boltasseva, A. (2017). Optical Properties of Plasmonic Ultrathin TiN Films. *Advanced Optical Materials*, 5(13), 1700065-1–5. <https://doi.org/10.1002/adom.201700065>
- Sharma, A. K., & Dominic, A. (2018). Influence of chemical potential on graphene-based SPR sensor's performance. *IEEE Photonics Technology Letters*, 30(1), 95–98. <https://doi.org/10.1109/LPT.2017.2776945>
- Sharma, A. K., & Jha, R. (2009). Surface plasmon resonance-based gas sensor with chalcogenide glass and bimetallic alloy nanoparticle layer. *Journal of Applied Physics*, 106(10), 10310-1–4. <https://doi.org/10.1063/1.3255972>
- Sing, P. (2014). *Surface Plasmon Resonance*. Novinka.
- Solís, D. M., Taboada, J. M., Landesa, L., Rodríguez, J. L., & Obelleiro, F. (2015). Squeezing Maxwell's equations into the nanoscale. *Progress in Electromagnetics*

- Research*, 154, 35–50. <https://doi.org/10.2528/PIER15110103>
- Szunerits, S., & Boukherroub, R. (2015a). *Introduction to Plasmonics: Advances and Applications*. Pan Stanford Publishing. <https://doi.org/10.1201/b18229>
- Szunerits, S., & Boukherroub, R. (2015b). “Propagating Surface Plasmon Polaritons”, *In: Introduction to Plasmonics: Advances and Applications*. Pan Stanford Publishing. <https://doi.org/10.1201/b18229>
- Talledo, A., Asencios, J., Paucar, K., & Benndorf, C. (2015). Hardness Enhancement and Corrosion Current of Multilayer Coatings Based on Titanium Nitride. *Journal of Materials Science and Engineering A*, 5, 257–268.
<https://doi.org/10.17265/2161-6213/2015.7-8.002>
- Wang, J., Song, C., Hang, J., Hu, Z.-D., & Zhang, F. (2017). Tunable Fano resonance based on grating-coupled and graphene-based Otto configuration. *Optics Express*, 25(20), 23880. <https://doi.org/10.1364/oe.25.023880>
- Wang, Y. (2003). Wavelength selection with coupled surface plasmon waves. *Applied Physics Letters*, 82(24), 4385–4387. <https://doi.org/10.1063/1.1582357>
- Wartak, M. S. (2013). *Computational Photonics: An Introduction with MATLAB*. In *Cambridge University Press*. Cambridge University Press.
<https://doi.org/10.1017/CBO9780511794247>
- Wu, L., Guo, J., Xu, H., Dai, X., & Xiang, Y. (2016). Ultrasensitive biosensors based on long-range surface plasmon polariton and dielectric waveguide modes. *Photonics Research*, 4(6), 262–266. <https://doi.org/10.1364/prj.4.000262>
- Yang, L., Wang, J., Yang, L., Hu, Z.-D., Wu, X., & Zheng, G. (2018). Characteristics of multiple Fano resonances in waveguide-coupled surface plasmon resonance sensors based on waveguide theory. *Scientific Reports*, 8, 2560.
<https://doi.org/10.1038/s41598-018-20952-7>

- Yoshida, M., Tomita, S., Yanagi, H., & Hayashi, S. (2010). Resonant photon transport through metal-insulator-metal multilayers consisting of Ag and SiO₂. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 82(4), 045410-1–7.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.82.045410>
- Zeng, S., Baillargeat, D., Ho, H. P., & Yong, K. T. (2014). Nanomaterials enhanced surface plasmon resonance for biological and chemical sensing applications. *Chemical Society Reviews*, 43(10), 3426–3452. <https://doi.org/10.1039/c3cs60479a>
- Zhang, S., Genov, D. A., Wang, Y., Liu, M., & Zhang, X. (2008). Plasmon-induced transparency in metamaterials. *Physical Review Letters*, 101(4), 1–4.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.047401>
- Zhang, X., Wang, Y., Zhao, X., Huang, T., Zeng, S., & Ping, P. S. (2019). Fano Resonance Based on Long Range Surface Phonon Resonance in the Mid-Infrared Region. *IEEE Photonics Journal*, 11(2), 4800808.
<https://doi.org/10.1109/JPHOT.2019.2907325>
- Zheng, G., Jiawei, C., Xu, L., & Wang, J. (2017). High-resolution surface plasmon resonance sensor with Fano resonance in waveguide-coupled multilayer structures. *Applied Physics Express*, 10(4), 042202:1-4.
<https://doi.org/10.7567/APEX.10.042202>
- Zheng, G., Zou, X., Chen, Y., Xu, L., & Rao, W. (2017). Fano resonance in graphene-MoS₂ heterostructure-based surface plasmon resonance biosensor and its potential applications. *Optical Materials*, 66, 171–178.
<https://doi.org/10.1016/j.optmat.2017.02.001>

Matriz de consistencia

Titulo	Problemas	Objetivos	Hipótesis	Variables	Dimensiones	Metodología
Resonancia fano en filtros espectrales y sensores de resonancia de plasmón de superficie con acoplamientos de modos de guías de onda de alta resolución	Problema General ¿Cómo el acoplamiento de modos de guías de onda mejora la resolución en los filtros espectrales y los sensores de resonancia de plasmón de superficie?	Objetivo General Mejorar la resolución en los filtros espectrales y los sensores de resonancia de plasmón de superficie con el acoplamiento de modos de guías de onda.	Hipótesis General Es posible mejorar la resolución en los filtros espectrales y los sensores de resonancia de plasmón de superficie con el acoplamiento de modos de guías de onda.	Variable Independiente Acoplamientos de modos de guías de onda.	-Espesor -Índice de refracción	Tipo Esta investigación, es de tipo aplicada, porque se utiliza principios y teorías para proponer el desarrollar un sensor de resonancia de plasmón de superficie mediante técnicas de simulación. Enfoque
	Problemas Específicos Problema específico 1 ¿Cómo el acoplamiento de guías de onda del dieléctrico MgF ₂ mejora la resolución en los filtros espectrales y los sensores de resonancia de plasmón de superficie de TiN en sustratos de portaobjetos?	Objetivo específico Objetivo específico 1 Mejorar la resolución de los filtros espectrales y los sensores de resonancia de plasmón de superficie de TiN con el acoplamiento de modos de guías de onda del dieléctrico MgF ₂ en sustratos de portaobjetos.	Hipótesis Específica Hipótesis específica 1 Es posible mejorar la resolución de los filtros espectrales y los sensores de resonancia de plasmón de superficie de TiN con el acoplamiento de modos de guías de onda del dieléctrico MgF en sustratos de portaobjetos.	Variable Dependiente Filtros espectrales y Sensores de resonancia de plasmón de superficie.	- Intensidad de luz.	Población y muestra Nuestra población comprende todos aquellos sensores de resonancia de plasmón de superficie desarrollados para biosensores. Nuestra muestra comprende solo a aquellos sensores basados en nitruro de titanio. Bajo este criterio tenemos los sensores con acoplamientos de guías de onda basados en nitruro de titanio.
	Problema específico 2 ¿Cómo el acoplamiento de guías de onda del dieléctrico Nb ₂ O ₅ mejora la resolución	Objetivo específico 2 Mejorar la resolución de los filtros espectrales y	Hipótesis específica 2			

	<p>en los filtros espectrales y los sensores de resonancia de plasmón de superficie de TiN en sustratos de portaobjetos?</p>	<p>los sensores de resonancia de plasmón de superficie de TiN con el acoplamiento de modos de guías de onda del dieléctrico Nb₂O₅ en sustratos de portaobjetos.</p>	<p>Es posible mejorar la resolución de los filtros espectrales y los sensores de resonancia de plasmón de superficie de TiN con el acoplamiento de modos de guías de onda del dieléctrico Nb₂O₅ en sustratos de portaobjetos.</p>			
--	--	---	---	--	--	--