

**ANALISIS TEORICO-EXPERIMENTAL DE UN
PLASMON SUPERFICIAL**

CRISTIAN HERNANDO ACEVEDO CACERES

UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA

2009

ANALISIS TEORICO-EXPERIMENTAL DE UN PLASMON SUPERFICIAL

Trabajo de Grado como requisito para optar al título de Físico:

CRISTIAN HERNANDO ACEVEDO CACERES

Director:

Ph.D JAIME MENESES

UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FISICA
GRUPO DE OPTICA Y TRATAMIENTO DE SEÑALES

2009

AGRADECIMIENTOS

Le agradezco a mi director Jaime Meneses, cuyas discusiones y recomendaciones con mis ideas se encuentran plasmadas en este proyecto, a personas como Jader Guerrero, Carlos Osorio, Arturo Plata y Henry Gomez; quienes con sus preguntas y sugerencias contribuyeron con ideas experimentales posteriormente implementadas en este trabajo; y en general a todos los miembros del grupo de óptica y tratamiento de señales. Finalmente le doy gracias a mi madre, mi padre, mi hermana y a toda mi familia a lo largo de este proceso de conocimiento.

ÍNDICE GENERAL

INTRODUCCIÓN	1
1. DESCRIPCIÓN FÍSICA DEL PLASMÓN SUPERFICIAL POLARITÓN	3
1.1. Introducción	3
1.2. Función Dieléctrica	5
1.2.1. Función Dieléctrica de electrones y Oscilaciones de carga	9
1.3. Plasmones Superficiales Polaritones	12
1.3.1. Descripción Matemática	12
1.3.2. SSP En Una Sola Interface	17
1.4. Excitación de plasmones superficiales	23
1.4.1. Reflexión en una capa delgada	25
1.4.2. Cálculo de r_{12} y r_{23} con polarización Transversal Magnética	29
1.5. Resonancia Plasmónica Superficial	35

1.6. Polarización Transversal Eléctrica	39
2. CONSTRUCCIÓN E IMPLEMENTACIÓN DEL MONTAJE EXPERIMENTAL	41
2.1. Introducción	41
2.2. Montaje De Krestchmann Utilizado	42
2.2.1. Elementos Experimentales Utilizados En La Configuración De Krestchmann	44
2.2.2. Fórmula Experimental De Ángulo De Incidencia En Interfase Prisma-Metal	45
2.3. Evaluación Numérica De Reflectividad	46
2.4. Montaje Experimental De Detección Del SSP	47
2.4.1. Sistema De Iluminación	47
2.4.2. Sistema De Control	49
2.4.3. Sistema De Adquisición	51
2.4.4. Sistema De Procesamiento	52
2.5. Montaje Experimental De Observación Global Del SSP	52
2.5.1. Sistema De iluminación	52
2.5.2. Sistema De control	53
2.5.3. Sistema De adquisición	53
2.5.4. Sistema De procesamiento	53

ÍNDICE GENERAL	IV
2.6. Montaje Con Polarización Transversal Eléctrica	54
3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN	55
3.1. Introducción	55
3.2. Simulación Numérica	55
3.3. Visualización Global De SSP	57
3.4. Resultados De Datos Experimentales Transversal Magnético .	58
3.5. Resultados De Datos Experimentales Transversal Eléctrico . .	59
4. CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS	62
4.1. Conclusiones	62
4.2. Desplazamiento De La Posición Angular Resonante del SSP .	64
4.2.1. Utilidad De Desplazamiento De la Resonancia del SSP .	67
REFERENCIAS	68
ANEXO	70

ÍNDICE DE FIGURAS

1.1. Geometría guía de onda rectangular	14
1.2. Interfase metal-dieléctrico	17
1.3. Curva dispersión SSP con amortiguamiento despreciable	19
1.4. Curva SSP parte real	21
1.5. Curva SSP parte imaginaria	22
1.6. Configuración de Krestchmann	25
1.7. Interferencia capa delgada	26
1.8. Interferencia de rayo en capa delgada	27
1.9. Incidencia transversal magnética	29
2.1. Reflexiones de onda en lámina de caras paralelas	43
2.2. Rotación experimental	46
2.3. Sistema de iluminación	49
2.4. Sistema de control	50

3.1. Curva teórica SSP	56
3.2. Visualización SSP global	57
3.3. Curva experimental SSP	58
3.4. Curvas: teórica-experimental	59
3.5. Curva experimental transversal eléctrico	60
3.6. Curvas: teórica-experimental Transversal eléctrico	61
4.1. Variación índice de refracción en décima	65
4.2. Variación índice de refracción en 5 centésimas	66
4.3. Variación índice de refracción en centésima	66
4.4. Sensor bioreconocimiento	67

ÍNDICE DE TABLAS

2.1. Principales especificaciones técnicas del prisma	44
2.2. Especificaciones técnicas del láser	48
2.3. Especificaciones técnicas del Polarizador	48
2.4. Especificaciones técnicas del Motor de rotación	50
2.5. Especificaciones técnicas del medidor de intensidad lumínica	51
2.6. Especificaciones técnicas de la cámara CCD	54

NOTACIÓN

En este trabajo para efectos prácticos se utiliza sólo la siguiente notación:

SSP : Plasmon Superficial Polariton

TÍTULO:ANALISIS TEORICO-EXPERIMENTAL DE UN PLASMON SUPERFICIAL *.

AUTOR: Acevedo Cáceres, Cristian Hernando**

PALABRAS CLAVES: Plasmón superficial, Polaritón, Configuración Krestchamnn, Acoplamiento e intensidad Reflejada.

RESUMEN: Muchas de las aplicaciones de los plasmones superficiales han tomado como piedra angular el estudio propio del interés científico por comprender el fenómeno que subyace bajo la aparición de un plasmon polariton. Principalmente, los sistemas para estudiar plasmones superficiales se basan en técnicas que utilizan el análisis de la radiación total interna. Entre estas últimas se cuenta con la configuración de Kretschmann, la cual utiliza para el acoplamiento del polaritón con una onda electromagnética monocromática con polarización definida la configuración prisma-metal-dieléctrico, De manera que mediante la detección y análisis del haz reflejado en la interfase prisma-metal en la condición de reflexión total interna pueda ponerse a prueba condiciones teóricas previamente establecidas. En este trabajo se evalúan experimentalmente las exigencias teóricas, para el acoplamiento del polaritón, previamente determinadas y analizadas con el uso de Electrodinámica Clásica y generación de un modelo para la intensidad de radiación reflejada de un haz de longitud de onda 632.8nm en la configuración Kretschmann: prisma (BaK7)-oro-aire.

*Proyecto de Grado

**Facultad de Ciencias. Escuela de Física. Jaime Meneses Fonseca(Director).

TITLE : Analisis Theoretical-Experimental of a surface Plasmon, *.

AUTHOR : Acevedo Cáceres, Cristian Hernando ; **.

KEY WORDS : Surface plasmon. polariton, Krestchmann configuration, Matching and reflected Intensity

DESCRIPTION : Many applications of surface plasmons have taken like cornerstone the scientific study for to understand the appearance of surface plasmon polariton. Mainly the systems for study surface plasmons polaritons work with techniques based in analisis of total internal reflection. besides the lasts are the Krestchmann configuration this uses the polariton matching with monocromatic electromagnetic wave which polaritazion through the configuration prism-metal-dielectric. We done the detection and analisis of reflected beam into the interface prism-metal with the condition of total internal reflection can get to test previously given. This work consist in evaluate experimentaly the theorical requirements to polariton matching previously determinated and analized with use classical electrodynamics and generating a modal to reflected intensity radiation beam with wavelenght $632.8nm$ in Krestchmann's configuration.

*Senior thesis project.

**Facultad de Ciencias, Escuela de Fsica, Jaime Meneses Fonseca(Director).

INTRODUCCIÓN

Los plasmones superficiales(SP) son oscilaciones de carga colectiva, los cuales ocurren en la interfase entre un conductor y un dieléctrico. Estos pueden tener forma de ondas electromagnéticas propagándose a lo largo de la frontera entre el conductor y el dieléctrico(plasmones superficiales polaritones(SSP)), como de oscilaciones localizadas de los electrones sobre nanopartículas metálicas rodeadas por un dieléctrico(plasmones superficiales localizados)[5]. El objetivo principal de la plasmónica consiste en estudiar el comportamiento y propiedades de los plasmones superficiales a partir de los procesos de interacción de radiación electromagnética y electrones de conducción en interfases o nanoestructuras metálicas contiguas con algún dieléctrico.

La plasmónica como área de investigación ha tenido un crecimiento vertiginoso en las últimas décadas, lo cual se refleja en el número creciente de publicaciones anuales de literatura científica que contienen la palabra ‘plasmon superficial’ en el título o resumen del trabajo correspondiente. Sin embargo dicho crecimiento ha sido impulsado notablemente por las aplicaciones que han surgido de los plasmones superficiales polaritones(SSP) en el diseño y fabricación de dispositivos ópticos y médicos [5]. Entre los instrumentos ópticos más destacados se encuentran las guías de onda, utilizadas para manipular luz a escala nanométrica en circuitos ópticos integrados[26],[4] y los microscopios de campo cercano especiales para estudiar discontinuidades cercanas a la interfase de un material[25]. Ahora son los dispositivos médicos, los cuales utilizando la sensibilidad de los SSP a variaciones muy pequeñas del índice de refracción, quienes han sido ampliamente implementados como biosensores en

Medicina[12],[19].

Con base en lo anterior mencionado, surge el interés por comprender los fenómenos que acontecen bajo la aparición de un plasmon superficial polariton, es decir, analizar utilizando conceptos de electrodinámica clásica y teoría del estado sólido, las condiciones necesarias para la generación del mismo, de modo que permita hallar una variable teórica susceptible a un proceso de medición; para que con base en esta última puede implementarse un montaje experimental que permita verificar las predicciones surgidas del análisis teórico, con los resultados experimentales obtenidos para la misma variable escogida. El presente trabajo muestra detalladamente los resultados del desarrollo de dicho trabajo teórico-experimental obtenidos para el SSP, y para esto, se ha organizado su contenido en cuatro capítulos fundamentales. En el capítulo 1, se estudia la teoría y define la variable que describe apropiadamente de forma clásica al SSP. En el capítulo 2, se describe el montaje experimental implementado para evaluar la variable previamente hallada. En el capítulo 3, se muestran los resultados obtenidos experimentalmente y se comparan con los predichos por la teoría. Finalmente en el capítulo 4, se describen las conclusiones y explica la propiedad que hace importante los desarrollos tecnológicos de los SSP.

DESCRIPCIÓN FÍSICA DEL PLASMÓN SUPERFICIAL POLARITÓN

1.1 Introducción

La interacción de medios dieléctricos y metales con ondas electromagnéticas puede ser explicada usando Electrodinámica Clásica[17]. Aun si el metal posee dimensiones de nanómetros e interactúa con campos electromagnéticos, la descripción del fenómeno puede ser entendida bajo las ecuaciones macroscópicas de Maxwell, sin necesidad de utilizar Mecánica Cuántica; lo anterior es posible debido a que la alta densidad de portadores libres origina diminutos espacios en los niveles energéticos electrónicos que son comparables con la energía $K_B T$ de las excitaciones térmicas a temperatura de ambiente.

El uso de las ecuaciones macroscópicas de Maxwell en vez de las microscópicas, radica en que los campos microscópicos ocurren con variaciones espaciales del orden de 10^{-9} m o menores[13]. Esto no sólo impone un límite inferior a la descripción macroscópica del evento electro-

magnético, sino que supone que a distancias más grandes como las tenidas en el espectro visible (10^{-7} m), los campos mencionados pueden ser promediados para obtener las cantidades macroscópicas. En consecuencia de esto y del modelo de Drude[18], las partículas cargadas dentro de un medio pueden modelarse como una oscilación de carga, de modo que la interacción partícula cargada-campo electromagnético, es cambiada por oscilación de carga-campo electromagnético.

Por otro lado, se conoce bien que los metales se utilizan como cubiertas interiores de guías de onda y resonadores, debido a que en frecuencias de microondas y lejano infrarrojo son altamente reflectivos, y no permiten la propagación de ondas electromagnéticas a través de ellos. Por lo cual en este régimen frecuencial los metales se pueden simular como reflectores perfectos[2]. Sin embargo a medida que aumenta la frecuencia hasta el infrarrojo cercano y parte del visible empieza a notarse un incremento significativo de la penetración de ondas electromagnéticas, hasta adquirir un carácter dieléctrico en el rango de frecuencias ultravioleta, y permitir la propagación de ondas electromagnéticas con varios grados de atenuación dependiendo de la banda electrónica del metal[11].

De acuerdo a lo anterior es necesario introducir la permitividad relativa compleja o función dieléctrica compleja $\epsilon(\omega)$, para describir la respuesta dispersiva de los metales. Esta función es de gran importancia en nuestro estudio de plasmones superficiales polaritones, ya que define el comportamiento de absorción de la estructura metálica a diferentes longitudes de onda, especialmente las del visible, justificando así el uso de algunos metales comunes dentro del proceso experimental.

En este capítulo se estudiarán las condiciones teóricas necesarias para la excitación de un plasmón superficial polaritón en una interfase dieléctrico-metal-dieléctrico, a partir de una descripción general de la función dieléctrica, que será particularizada para electrones libres, permitiendo introducir las oscilaciones de carga, analizar el fenómeno de plasmón superficial polaritón y definir las condiciones ópticas que serán utilizadas posteriormente en el proceso

experimental. Estos resultados constituirán la principal herramienta para establecer las consideraciones experimentales en la construcción e implementación de un montaje para excitar y detectar un plasmón en la interfase ya mencionada.

En la sección 1.2 se deducirá y analizará la función dieléctrica en general y en particular para un gas de electrones libres. En la sección 1.3 se definirá el concepto de plasmón superficial polaritón y analizará algunas consideraciones teóricas ligadas a este fenómeno. En la sección 1.4 se encontrará la variable física a medir en el proceso de excitación de un plasmón superficial polaritón. Mientras que en la sección 1.5 se analizará la resonancia de excitación de plasmón superficial polaritón(SSP). Finalmente en la sección 1.6 se definirán las pautas impuestas para la polarización transversal eléctrica utilizando todas las consideraciones dadas en las secciones precedentes.

1.2 Función Dieléctrica

Para describir la respuesta óptica primero se plantean las ecuaciones Macroscópicas de Maxwell:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_f; \quad \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0; \quad \nabla \times \vec{H} = \vec{J}_f + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (1.1)$$

Donde \vec{D} es el desplazamiento eléctrico, \vec{H} es el campo magnético, \vec{B} es el campo de inducción Magnética y ρ_f y \vec{J}_f son la densidad de carga y corrientes libres respectivamente. Pero además se tienen en cuenta las relaciones constitutivas:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad y \quad \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}, \quad (1.2)$$

Siendo \vec{M} la magnetización y \vec{P} la polarización, y la ecuación de continuidad:

$$\nabla \cdot \vec{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}, \quad (1.3)$$

donde ρ y \vec{J} son las densidad de carga y corriente ligadas. Asumiendo medios lineales tenemos:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \quad y \quad \vec{H} = \vec{B} / \mu_0 \mu, \quad (1.4)$$

que junto con la ley de Ohm:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}, \quad (1.5)$$

constituyen las relaciones que describen el comportamiento de metales ante campos electromagnéticos en la mayoría de modelos.

Las ecuaciones de (1.1) a (1.5) para medios lineales, isótropos y homogéneos no sufren dispersión espacial o temporal. Es decir que independientemente del tiempo y del espacio todos los electrones del medio metálico experimentan el mismo campo eléctrico y responden de igual forma ante este.*. Desde este punto de vista el medio puede ser modelado como un sistema lineal, invariante al corrimiento y caracterizado por un operador S que actúa sobre, y define las salidas \vec{D} y \vec{J} , según:

$$\vec{D} = S\{\vec{E}\} \quad , \quad \vec{J} = S\{\vec{E}\}. \quad (1.6)$$

ahora utilizando la propiedad de corrimiento del funcional delta dirac, se reescribe \vec{E} :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(\vec{r}', t') \delta(\vec{r} - \vec{r}', t - t') d\vec{r}' dt', \quad (1.7)$$

entonces las ecuaciones (1.6) pueden reescribirse como::

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \int \vec{E}(\vec{r}', t') S\{\delta(\vec{r} - \vec{r}', t - t')\} d\vec{r}' dt', \quad (1.8)$$

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \int \vec{E}(\vec{r}', t') S\{\delta(\vec{r} - \vec{r}', t - t')\} d\vec{r}' dt', \quad (1.9)$$

donde $S\{\delta(\vec{r} - \vec{r}', t - t')\}$, es la respuesta impulsional del sistema(metal) ante un campo eléctrico[3]. Por lo tanto teniendo nuevamente en cuenta las ecuaciones (1.5) y (1.6), se encuentra:

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \int \epsilon(\vec{r} - \vec{r}', \vec{t} - \vec{t}') \vec{E}(\vec{r}', \vec{t}') d\vec{r}' dt', \quad (1.10)$$

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \int \sigma(\vec{r} - \vec{r}', \vec{t} - \vec{t}') \vec{E}(\vec{r}', \vec{t}') d\vec{r}' dt', \quad (1.11)$$

*se desprecia el campo magnético, debido a que la fuerza eléctrica es mucho mayor que la magnética de la ecuación $\vec{F} = q(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B})$, o mejor expresado como la velocidad media del electron $\langle v \rangle \ll c$

Lo anterior no es más que la convolución de ϵ con \vec{E} y σ con \vec{E} , mostrando que $\epsilon_0\epsilon$ y σ representan las respuestas impulsionales de las anteriores relaciones lineales, y que existe una relación íntima entre ϵ y σ . Adicionalmente las dimensiones utilizadas ($10^{-7}m$) son mucho mayores que el espaciamiento de la red del material ($10^{-10}m$); en consecuencia, las respuestas impulsionales serán invariantes espacialmente y temporamente, es decir, pueden cambiar de posición y tiempo, pero siguen conservando la forma funcional (homogeneidad).

Usando el teorema de la convolución las ecuaciones (1.10) y (1.11) se convierten en:

$$F\{\vec{D}(\vec{r}, t)\} = F\{\epsilon_0\vec{E}(\vec{r}, t) * \epsilon(\vec{r}, t)\} \implies \vec{D}(\vec{K}, \omega) = \epsilon_0\epsilon(\vec{K}, \omega)\vec{E}(\vec{K}, \omega), \quad (1.12)$$

$$F\{\vec{J}(\vec{r}, t)\} = F\{\vec{E}(\vec{r}, t) * \sigma(\vec{r}, t)\} \implies \vec{J}(\vec{K}, \omega) = \sigma(\vec{K}, \omega)\vec{E}(\vec{K}, \omega), \quad (1.13)$$

donde se han descompuesto los campos en componentes de onda plana de vector de onda \vec{K} [3] y frecuencia ω , que corresponden a las variables en el espacio de fourier recíproco. De igual forma usando los teoremas de la transformación de fourier el operador $\partial/\partial t$ se cambia a $-i\omega$ y la ecuación de continuidad se convierte en:

$$\nabla \cdot \vec{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \longrightarrow \nabla \cdot \vec{J} = -\nabla \cdot \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \longrightarrow \nabla \cdot \vec{J} = \nabla \cdot \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \implies \vec{J} = -i\omega\vec{P}(\vec{K}, \omega). \quad (1.14)$$

De acuerdo a la primera relación constitutiva expresada en (1.2) y con las ecuaciones (1.12) y (1.13) se obtiene en términos, implícito del vector de onda (\vec{K}) y explícito de la frecuencia (ω), la igualdad:

$$\vec{D} = \epsilon_0\epsilon\frac{\vec{J}}{\sigma} = \epsilon_0\frac{\vec{J}}{\sigma} + \frac{i}{\omega}\vec{J} \implies \epsilon\left(\frac{\epsilon_0\vec{J}}{\sigma}\right) = \left(1 + \frac{i\sigma}{\epsilon_0\omega}\right)\left(\frac{\epsilon_0\vec{J}}{\sigma}\right), \quad (1.15)$$

de esta forma la función dieléctrica compleja será:

$$\epsilon(\vec{K}, \omega) = 1 + i\frac{\sigma(\vec{K}, \omega)}{\epsilon_0\omega}. \quad (1.16)$$

Aunque ϵ es función tanto de la frecuencia como del vector de onda, puede considerarse $\epsilon(\vec{K}, \omega) = \epsilon(\vec{K} = 0, \omega) = \epsilon(\omega)$, es decir asumir la longitud de carrera libre promedio de cada electrón desde su última colisión con un ion de carga positiva, como un valor muy pequeño, el cual no sucede más allá del último choque. Esto equivale a decir que el campo no varía apreciablemente sobre distancias comparables al camino medio de cada electrón;

Esto se cumple para longitudes de onda $\lambda \gg$ tamaño de celda del metal, que en los metales corresponde al espectro visible[†]. Por otro lado, el índice de refracción \tilde{n} del medio metálico, puede ser escrito como $\tilde{n} = \sqrt{\epsilon}$, dado que se asume que el material no es magnetizable ($\mu \approx \mu_0$); además es más general escribir dado el carácter dispersivo del material $\epsilon(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega)$ y $\tilde{n}(\omega) = n(\omega) + i\kappa(\omega)$ de manera que:

$$\tilde{n}^2 = (n + i\kappa)(n + i\kappa) = n^2 + 2in\kappa - \kappa^2 = \epsilon \rightarrow n^2 + 2in\kappa - \kappa^2 = \epsilon_1 + i\epsilon_2. \quad (1.17)$$

llegando a que las componentes real e imaginaria de la función dieléctrica son:

$$\epsilon_1(\omega) = n^2 - \kappa^2, \quad (1.18a)$$

$$\epsilon_2(\omega) = 2n\kappa, \quad (1.18b)$$

es decir que:

$$\kappa = \frac{\epsilon_2}{2n}, \quad (1.19a)$$

$$n^2 = \frac{\epsilon_1}{2} + \frac{\sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}}{2}, \quad (1.19b)$$

donde κ es el coeficiente de absorción óptica de ondas EM propagándose a través del medio y está relacionado con el coeficiente α de la ley de Beer ($I = I_0 e^{-\alpha x}$, atenuación de la intensidad dentro del medio) dado por:

$$\alpha(\omega) = \frac{2\omega\kappa(\omega)}{c}. \quad (1.20)$$

Se concluye que la función dieléctrica posee una parte real y una parte imaginaria, siendo esta última quien caracteriza la absorción de la onda al propagarse dentro del material.

[†]Esto es válido sólo para plasmones superficiales polaritones ya que con plasmones superficiales localizados en nanoestructuras deben hacerse correcciones especiales.

1.2.1. Función Dieléctrica de electrones y Oscilaciones de carga

El modelo de gas de electrones introducido por Drude[18] puede ser utilizado para describir propiedades físicas de los metales tales como conductividad térmica y eléctrica, entre otras[6]. Sin embargo posee contradicciones experimentales con datos, como calores específicos, debido principalmente al uso de mecánica estadística clásica[2]. Esto restringe su uso sobre un estrecho rango de frecuencias, en las cuales están incluidas las del cercano infrarrojo y parte del visible. Dicho modelo básicamente supone que la carga positiva se encuentra uniformemente distribuida y que está ligada a partículas más pesadas, que se encuentran inmóviles(iones), mientras que los electrones de valencia se mueven libremente dentro del metal y por lo tanto pueden ser modelados como gas clásico, llamado mar de plasma. No obstante se desprecia la interacción electrón-electrón(aproximación electrones independientes) y de igual forma se supone que las colisiones entre iones y electrones cambia abruptamente la velocidad de los últimos.

Una oscilación de carga puede explicarse si se toma un electrón en el mar de plasma, él cual estará sujeto a un campo eléctrico, con una ecuación de movimiento:

$$\vec{F} = m\vec{a} \rightarrow \vec{F}_{elec} + \vec{F}_{amor} = m\vec{a} \rightarrow -e\vec{E} - m\gamma\vec{v} = m\vec{a} \longrightarrow m\ddot{\vec{x}} + m\gamma\dot{\vec{x}} = -e\vec{E}, \quad (1.21)$$

donde $\gamma = 1/\tau$, siendo τ el tiempo de relajación de los electrones en el mar plasma, es decir, el tiempo medio entre colisiones y es experimentalmente del orden de 10^{-14} s[2]. El cual es mostrado en el segundo término dentro de la anterior ecuación, de manera que este puede interpretarse como la amortiguación del movimiento del electron por las colisiones. Sí se asume un campo armónico: $\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 e^{-i\omega t}$, entonces una solución particular es:

$$\vec{x}(t) = \vec{x}_0 e^{-i\omega t}, \quad (1.22)$$

introduciendo esta solución en la ecuación diferencial (1.21):

$$-m\omega^2 \vec{x}_0 e^{-i\omega t} + im\omega\gamma \vec{x}_0 e^{-i\omega t} = -eE_0 e^{-i\omega t} \longrightarrow \vec{x}_0 = \frac{eE_0}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)}, \quad (1.23)$$

por lo cual se obtiene que los electrones se mueven con:

$$\vec{x}(t) = \frac{e}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} \vec{E}(t), \quad (1.24)$$

se observa entonces que existe un desfase entre \vec{x} y \vec{E} . El desplazamiento de los electrones contribuyen a la polarización macroscópica a través de:

$$\vec{P} = -ne\vec{x} = -\frac{ne^2}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} \vec{E}(t) \implies \vec{P} = -\frac{Ne^2}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} \vec{E}(t), \quad (1.25)$$

Donde N es la densidad electrónica, que para la mayoría de metales es aproximadamente $n \approx 10^{22} \text{cm}^{-3}$ [6]. Al reemplazarlo en $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ se llega a:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \right) \vec{E} \quad \omega_p = ne^2/m\epsilon_0, \quad (1.26)$$

con ω_p conocida como la frecuencia de plasma o de oscilación para el modelo de gas de electrones libres, y posee un valor del orden de 10^{16}rad/seg , equivalente a una frecuencia en el rango del cercano UV. Comparando la relación de (1.26) con la ecuación (1.12) se tiene que la función dieléctrica para los metales en función de la frecuencia es:

$$\epsilon(\omega) = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \right), \quad (1.27)$$

que descompuesta en su parte real e imaginaria ($\epsilon(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega)$) es:

$$\epsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (1.28a)$$

$$\epsilon_2(\omega) = \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)}. \quad (1.28b)$$

De manera que la presencia de la frecuencia característica de oscilación ω_p generalizada para el mar de electrones puede interpretarse, si se piensa que en el mar de plasma existe una zona de mayor densidad que la media (por ende un zona de menor densidad) en donde existe una mayor cantidad electrones, los cuales tienden a ir a zonas de menor concentración electrones. pero los electrones en este proceso son acelerados por el campo eléctrico resultante y adquieren una cierta cantidad de energía cinética. Por lo tanto, al llegar a las zonas menos pobladas siguen de largo y generan un desequilibrio de carga. En este sentido se generan oscilaciones

autosostenidas que tenderán a equiparar la carga total siempre. Es por esto que se puede hablar de modos oscilaciones de carga sin presencia de ninguna carga externa.

Ahora se pueden analizar los siguientes casos extremos:

a. $\omega\tau \gg 1$, equivalente a $\omega \gg 10^{14}$ Hertz, donde:

$$\epsilon(\omega) \approx 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2, \quad (1.29)$$

Es decir, que para frecuencias en el rango ultravioleta, el metal se comporta como material radiativo, dejando propagar la onda dentro de él; puesto que desaparece el término imaginario ($\epsilon_2 \approx 0$). Una situación interesante de acuerdo a lo anterior se presenta para algunos metales en el rango visible, en donde aunque $\omega\tau \gg 1$, $\omega < \omega_p$, lo cual implica que $\epsilon_1 < 0$ y $|\epsilon_2| < |\epsilon_1|$. En este caso la onda es amortiguada debido al valor de ϵ_2 pero se propaga dentro del metal.

b. $\omega\tau \ll 1$, equivalente a $\omega \ll 10^{14}$ Hertz, donde:

$$\epsilon_1 = 1 - \omega_p^2\tau^2, \quad \epsilon_2(\omega) = \frac{\omega_p^2\tau}{\omega}, \quad (1.30)$$

esto indica que, $|\epsilon_2| \gg |\epsilon_1|$, el metal para frecuencias por debajo de las del régimen visible, es completamente atenuador, es decir que absorbe completamente la onda. Según la ecuación (1.19) se obtiene que:

$$n \approx \kappa = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{2}}, \quad (1.31)$$

con coeficiente de absorción:

$$\alpha = \sqrt{\frac{2\omega_p^2\tau\omega}{c^2}}. \quad (1.32)$$

El cual de acuerdo al ley de Beer, indica que los campos a estas frecuencias decaen en proporción a $e^{-\frac{z}{\delta}}$, siendo $\delta = 2/\alpha$ la penetración para los campos, cuyo valor experimental a temperatura ambiente es del orden $\delta \approx 100\text{nm}$ [21].

Se concluye que la función dieléctrica de los electrones consta de una parte real($\Re e(\epsilon)$) y

de una parte imaginaria($\Im m(\epsilon)$). Esta última puede verse como la atenuación en el metal; es decir, la energía disipada (convertida en calor) por el medio, la cual en el rango igual o superior al ultravioleta desaparece, obteniéndose un comportamiento transparente del metal y en el régimen de frecuencias bajas (infrarrojo y microondas) el metal absorbe rápidamente la onda. Por lo tanto se busca que la onda se propague dentro del metal y sea absorbida lentamente, es decir que en el régimen visible debe buscarse una estructura para la cual se cumpla que $|\Re e(\epsilon)| \gg |\Im m(\epsilon)|$. Lo anterior lo satisfacen muy bien los metales nobles como el oro, plata y aluminio[6]; aunque que debe aclararse que en general para los metales nobles las transiciones electrónicas de banda(d), generan un término adicional en la función dieléctrica de los electrones $\left(\frac{A_i}{(\omega_i^2 - \omega^2 - i\gamma_i\omega)}\right)$ [7], sin embargo se mantiene el carácter de oscilaciones de carga y todo anteriormente descrito.

1.3 Plasmones Superficiales Polaritones

Los plasmones superficiales polaritones son excitaciones electromagnéticas propagándose en la interfase entre un metal y un dieléctrico, pero decayendo en dirección perpendicular a la interfase, es decir son ondas superficiales confinadas en la frontera metal-dieléctrico, con comportamiento evanescente[21]. Estas ondas electromagnéticas superficiales surgen por el acoplamiento de campos electromagnéticos a las oscilaciones colectivas de los electrones del metal en el modelo de plasma descrito en la sección anterior.

1.3.1. Descripción Matemática

Para describir los plasmones superficiales polaritones, se debe en primer lugar plantear las ecuaciones de Maxwell para la geometría dieléctrico-metal. A partir de las condiciones de frontera y del comportamiento confinado de los campos \vec{E} y \vec{B} , se establece la ecuación de dispersión que define los vectores de onda que permiten el acoplamiento de las ondas evanes-

centes en la interfase, en función de la frecuencia. El carácter vectorial de los campos permite recurrir al método modal, que descompone las ondas en los modos de propagación transversal eléctrico(TE)[‡] y transversal magnético(TM)[§]. De esta manera se demuestra que la excitación del plasmón superficial se obtiene con el modo TM y se encuentran los vectores de onda permitidos en función de la frecuencia.

De las ecuaciones de Maxwell en ausencia de carga y corrientes libres y magnetizables en la frontera se tiene:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1.33a)$$

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\nabla \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1.33b)$$

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \vec{B}), \quad (1.33c)$$

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\mu_0 \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \quad (1.33d)$$

como $\nabla \cdot \vec{D} = 0$, y $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$ entonces:

$$\epsilon_0 \nabla \cdot (\epsilon \vec{E}) = 0, \quad (1.34a)$$

$$\vec{E} \cdot \nabla \epsilon + \epsilon (\nabla \cdot \vec{E}) = 0 \longrightarrow \epsilon (\nabla \cdot \vec{E}) = -\vec{E} \cdot \nabla \epsilon, \quad (1.34b)$$

reemplazando lo anterior en la ecuación (1.33), se obtiene

$$\nabla \left(-\frac{\vec{E} \cdot (\nabla \epsilon)}{\epsilon} \right) - \nabla^2 \vec{E} = -\mu_0 \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}. \quad (1.35)$$

Ahora si utilizamos el hecho que $\epsilon = \epsilon(r)$ es constante sobre distancias comparables con la longitud de onda óptica, se tendrá que $\nabla \epsilon = 0$, así que obtendremos:

$$-\nabla^2 \vec{E} = -\mu_0 \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \implies \nabla^2 \vec{E} - \frac{\epsilon^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (1.36)$$

[‡]llamado también modo s

[§]llamado también modo p

de manera que se debe resolver esta ecuación de onda para ambos lados de la frontera con apropiadas condiciones de contorno. Para tal fin se asume la solución de propagación de un campo armónico:

$$E(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{-i\omega t}, \quad (1.37)$$

insertando este campo en la ecuación (1.36) se tiene la ecuación de Helmholtz:

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) + k_0^2 \epsilon \vec{E}(\vec{r}) = 0, \quad (1.38)$$

donde $k_0 = \omega/c$ es la magnitud del vector de onda del vacío.

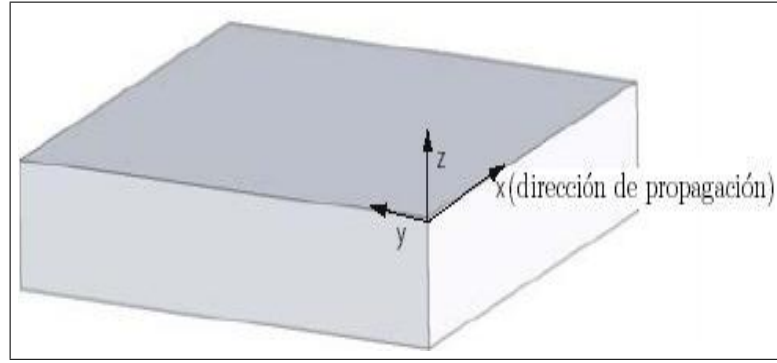


figura 1.1: Geometría utilizada. Forma de guía de onda plana

La geometría de guía de onda plana, empleada en la propagación del SSP en la interfase $z = 0$ se muestra en la figura 1.1. En esta figura se toma la onda propagándose en dirección del eje x y los campos se asumen constantes en eje y, se tiene entonces $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}(z)e^{i\beta x}$, donde $\beta = k_x$ es la constante de propagación de la onda viajando en dirección x. Insertando este resultado en la ecuación de Helmholtz se tiene:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}(z)}{\partial z^2} + (k_0^2 \epsilon - \beta^2) \vec{E}(z) = 0, \quad (1.39)$$

de igual manera para el campo \vec{H} se obtiene:

$$\frac{\partial^2 \vec{H}(z)}{\partial z^2} + (k_0^2 \epsilon - \beta^2) \vec{H}(z) = 0. \quad (1.40)$$

A partir de la ley de Faraday y del modelo de onda utilizado, tendremos que:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = i\mu_0\omega\vec{H}(r)e^{-i\omega t}, \quad (1.41a)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial(\epsilon_0\epsilon\vec{E})}{\partial t} = i\omega\epsilon_0\epsilon\vec{E}(z)(r)e^{i\beta x}, \quad (1.41b)$$

dado que las componentes del campo eléctrico son: $E_x(z)e^{i\beta x}$, $E_y(z)e^{i\beta x}$, $E_z(z)e^{i\beta x}$; el rotacional del campo eléctrico es:

$$\nabla \times \vec{E} = \begin{vmatrix} \hat{u}_x & \hat{u}_y & \hat{u}_z \\ \partial/\partial x & \partial/\partial y & \partial/\partial z \\ E_x e^{i\beta x} & E_y e^{i\beta x} & E_z e^{i\beta x} \end{vmatrix} \quad (1.42a)$$

$$= -\frac{\partial E_y}{\partial z} e^{i\beta x} \hat{u}_x - \left(i\beta E_z - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) e^{i\beta x} \hat{u}_y + i\beta E_y e^{i\beta x} \hat{u}_z. \quad (1.42b)$$

Sabiendo que $\partial/\partial x = i\beta$ y $\partial/\partial y = 0$ (no hay propagación a lo largo de eje y), entonces comparando componente a componente con la ecuación (1.41a), se obtiene:

$$\left(\frac{\partial E_y}{\partial z} \right) = -i\omega\mu_0 H_x, \quad (1.43a)$$

$$\left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - i\beta E_z \right) = i\omega\mu_0 H_y, \quad (1.43b)$$

$$\beta E_y = \omega\mu_0 H_z. \quad (1.43c)$$

Realizando un procedimiento análogo al anterior para el campo \vec{H} , se encuentran las ecuaciones:

$$\left(\frac{\partial H_y}{\partial z} \right) = i\omega\epsilon_0\epsilon E_x, \quad (1.44a)$$

$$\left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - i\beta H_z \right) = -i\omega\epsilon_0\epsilon E_y, \quad (1.44b)$$

$$\beta H_y = -\omega\epsilon_0\epsilon E_z. \quad (1.44c)$$

Los anteriores conjuntos de ecuaciones pueden ser resueltos utilizando dos tipos de soluciones que dependen del plano de incidencia $y = 0$ de la figura 1.1:

1. Polarización Transversal Magnética(TM) $H_z = 0$

$$\vec{E}(z) = \begin{cases} E_x \neq 0 \\ E_y = 0 \\ E_z \neq 0 \end{cases} \quad y \quad \vec{H}(z) = \begin{cases} H_x = 0 \\ H_y \neq 0 \\ H_z = 0 \end{cases} \quad (1.45)$$

2. Polarización Transversal Electrica(TE) $E_z = 0$

$$\vec{E}(z) = \begin{cases} E_x = 0 \\ E_y \neq 0 \\ E_z = 0 \end{cases} \quad y \quad \vec{H}(z) = \begin{cases} H_x \neq 0 \\ H_y = 0 \\ H_z \neq 0 \end{cases} \quad (1.46)$$

De modo que el análisis para:

Polarización TM

Tomando $H_z = 0$, entonces el sistema de ecuaciones (1.43) y (1.44) se reduce a:

$$E_x = -\frac{i}{\omega\epsilon_0\epsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad (1.47a)$$

$$E_z = -\frac{\beta}{\omega\epsilon_0\epsilon} H_y. \quad (1.47b)$$

Polarización TE

Tomando $E_z = 0$, análogo a lo anterior el sistema de ecuaciones (1.43) y (1.44) se transforma en:

$$H_x = \frac{i}{\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad (1.48a)$$

$$H_z = \frac{\beta}{\omega\mu_0} E_y \quad (1.48b)$$

Según las ecuaciones (1.47a) y (1.47b), conociendo H_y se obtienen las componentes del campo \vec{E} , mientras que H_y se obtiene a través de la ecuación de Helmholtz:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (k_0^2\epsilon - \beta^2)H_y = 0. \quad (1.49)$$

De igual manera para la polarización TE, encontrando E_y se tendrán las demás de \vec{H} . Con la componente E_y dada a través de la ecuación:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + (k_0^2\epsilon - \beta^2)E_y = 0 \quad (1.50)$$

1.3.2. SSP En Una Sola Interface

La configuración geométrica utilizada para propagar un plasmón en una interfase se muestra en la figura 1.2, un medio dieléctrico seminfinito ($z > 0$) con constante dieléctrica real positiva ϵ_2 , se encuentra adyacente a un medio metálico seminfinito ($z < 0$) con función dieléctrica $\epsilon_1(\omega)$.

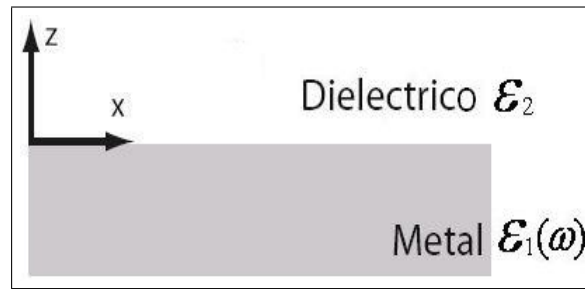


figura 1.2: dieléctrico en la parte superior, contiguo a metal en la parte inferior

El objetivo es propagar una onda en la interfase $z = 0$ y se atenue en z , de manera que constituya una guía de onda evanescente. De acuerdo a la función dieléctrica para los metales obtenida del modelo de Drude, el carácter metálico se obtiene con $\Re(\epsilon_1) < 0$. Este comportamiento metálico se tiene para frecuencias $\omega < \omega_p$; para frecuencias diferentes $\Re(\epsilon_1) > 0$ y $\Im m(\epsilon_1) \rightarrow 0$, que corresponde a la propagación de la onda al interior del metal sin atenuación. Ahora se analizará las soluciones para los dos modos descritos por las ecuaciones (1.45) y (1.46), empezando por:

Polarización TM

Según las ecuaciones (1.47), las componentes del campo \vec{E} en el dieléctrico serán:

• $z > 0$

$$H_y = A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \quad \Longrightarrow \quad \begin{aligned} E_x &= i \frac{A_2 k_2}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \\ E_z &= -\frac{A_2 \beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \end{aligned} \quad (1.51)$$

En el metal las componentes \vec{E} serán:

$z \bullet < 0$

$$H_y = A_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z} \implies \begin{aligned} E_x &= -i \frac{A_1 k_1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} e^{i\beta x} e^{k_1 z} \\ E_z &= -\frac{A_1 \beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} e^{i\beta x} e^{k_1 z} \end{aligned} \quad (1.52)$$

k_i en ambos casos es la componente perpendicular a la interfase del vector de onda. Ahora las condiciones de continuidad para las componentes normales y tangenciales de los campos \vec{E} y \vec{H} en la interfase entre el dieléctrico y el metal, con ausencia de cargas libres y corrientes libres son:

$$\begin{aligned} \epsilon_2 E_2^\perp - \epsilon_1 E_1^\perp &= 0 & B_2^\perp - B_1^\perp &= 0 \\ H_2^\parallel - H_1^\parallel &= 0 & E_2^\parallel - E_1^\parallel &= 0 \end{aligned} \quad (1.53)$$

Utilizando estas condiciones primero para las componentes perpendiculares del campo eléctrico, se tiene:

$$\epsilon_2 E_2 = \epsilon_1 E_1 \implies -\frac{A_2 \beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \Big|_{z=0} = -\frac{A_1 \beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} e^{i\beta x} e^{k_1 z} \Big|_{z=0}, \quad (1.54a)$$

$$A_2 = A_1, \quad (1.54b)$$

mientras que la continuidad de las componentes tangenciales del campo \vec{E} imponen:

$$E_{2x} = E_{1x} \implies i \frac{A_2 k_2}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} e^{i\beta x} e^{k_2 z} \Big|_{xy} = -i \frac{A_1 k_1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} e^{i\beta x} e^{k_1 z} \Big|_{xy}, \quad (1.55a)$$

$$\frac{k_2}{\epsilon_2} = -\frac{k_1}{\epsilon_1}. \quad (1.55b)$$

Según las ecuaciones (1.51) y (1.52) la onda permanece confinada en z si $k_2 > 0$ y $k_1 > 0$, luego ($\frac{k_2}{k_1} > 0$), es decir que permanece confinada en la interfase siempre que $\Re(\epsilon_1) < 0$ y $\epsilon_2 > 0$. Por otro lado utilizando estas mismas ecuaciones ((1.51) y (1.52)) en (1.49) se tendrá:

$$z > 0 \longrightarrow k_2^2 + (k_0^2 \epsilon_2 - \beta^2) = 0, \quad (1.56)$$

$$z < 0 \longrightarrow k_1^2 + (k_0^2 \epsilon_1 - \beta^2) = 0. \quad (1.57)$$

La figura 1.3 muestra el comportamiento de la parte real (línea azul) e imaginaria (línea negra) del vector de onda obtenido anteriormente graficando $\beta c/\omega_p$ contra ω/ω_p . En dicha gráfica, la línea verde, corresponde a los vectores de onda que se propagan en el dieléctrico ϵ_2 con ecuación $(\beta c/\omega_p) = n(\omega/\omega_p)$, donde la pendiente n es el índice de refracción del dieléctrico; esta línea es comúnmente llamada línea de luz del material[21]. Debido a que el vector de onda del SSP es mayor que el vector de onda dentro del dieléctrico, la parte derecha de la línea verde corresponde a las excitaciones de los SSP. La parte radiativa dentro del metal que corresponde a frecuencias $\omega > \omega_p$ se muestra en la parte izquierda de la línea de luz, que corresponde a los plasmones volumétricos[21]. Entre el régimen del SSP y el modo radiativo existe una región de frecuencias donde β es enteramente imaginario, prohibiendo la propagación. Además puede observarse que para vectores de onda pequeños que corresponden a frecuencias de mediano y bajo infrarrojo, la constante de propagación del SSP es cercana a la línea de luz, es decir que en este rango los SSP adquieren comportamiento de ondas razantes ú ondas de Zenneck-Sommerfeld[18]. Mientras que existe un comportamiento asintótico para vectores de onda grande del SSP ($\beta \rightarrow \infty$), donde la frecuencia ω tiende al valor ω_{sp} . El valor de ω_{sp} puede ser obtenido usando la ecuación (1.58b) despejando ω y haciendo $\beta \rightarrow \infty$, lo cual da:

$$\omega_{sp} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \epsilon_2}}, \quad (1.60)$$

es decir, que cuando $\beta \rightarrow \infty$, la frecuencia tiende al valor de ω_{sp} , y la velocidad de grupo del SSP $v_g \rightarrow 0$, de manera que el SSP adquiere carácter electrostático. Sin embargo la función dieléctrica de los electrones de conducción en metales reales es en general compleja, en consecuencia la constante de propagación β del SSP también será compleja. la figura 1.4 muestra la parte real de la dispersión de un SSP propagándose en una interfase aire/plata (línea azul) y sílice/plata (línea roja), con su correspondiente línea de luz (líneas punteadas) para cada interfase mencionada. Los valores utilizados en la gráfica para la parte real de la función dieléctrica son obtenidos de la ecuación (1.18a) y de los datos experimentales para la plata de Johnson y Christy[25] para el índice de refracción complejo de la plata. Se puede observar como los modos ligados de los plasmones superficiales polaritones correspondientes a la parte derecha de cada línea de luz, tienden a un valor máximo finito de vector de onda a la frecuencia ω_{sp} del sistema. Este último valor de vector de onda impone un límite inferior a la longitud

de onda del plasmón superficial $\lambda_{sp} = 2\pi/\Re\{\beta\}$ y al confinamiento perpendicular en el dieléctrico, ya que los campos en el SSP decaen con $e^{-|k_z||z|}$, donde $k_z = \sqrt{\beta^2 - \epsilon_2 k_0^2}$.

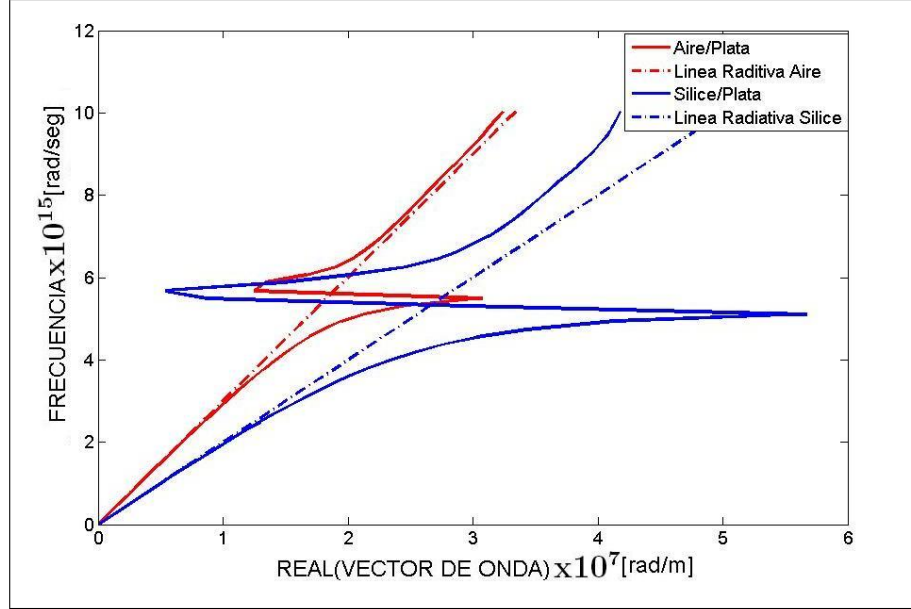


figura 1.4: Parte real de curva de dispersión de un SSP para las interfases aire/plata y aire/silice.

No obstante la parte imaginaria de la constante de propagación también posee importancia física, puesto que indica la atenuación en la dirección de propagación del SSP y por tal razón es llamada longitud de propagación del SSP $L = (2\Im(\beta))^{-1}$. La figura 1.5(a) muestra las curvas para las partes imaginarias de β , en las interfases aire/plata y silice/plata con sus respectivas líneas de luz; mientras la figura 1.5(b) ilustra el perfil de la propagación de un SSP sobre una interfase.

Finalmente se puede calcular como ejemplo algunos valores de la longitud de propagación L (en dirección x) y de confinamiento en el dieléctrico (en la dirección z), para la interfase aire/plata a una frecuencia dada, de manera que:

$$\begin{aligned} \omega = 3,052 \times 10^{15} \text{ rad/seg} &\longrightarrow \begin{aligned} L &= 53,6 \mu\text{m} \\ \delta_z &= 198 \text{ nm} \end{aligned} \\ \omega = 4,170 \times 10^{15} \text{ rad/seg} &\longrightarrow \begin{aligned} L &= 13,6 \mu\text{m} \\ \delta_z &= 88 \text{ nm} \end{aligned} \end{aligned}$$

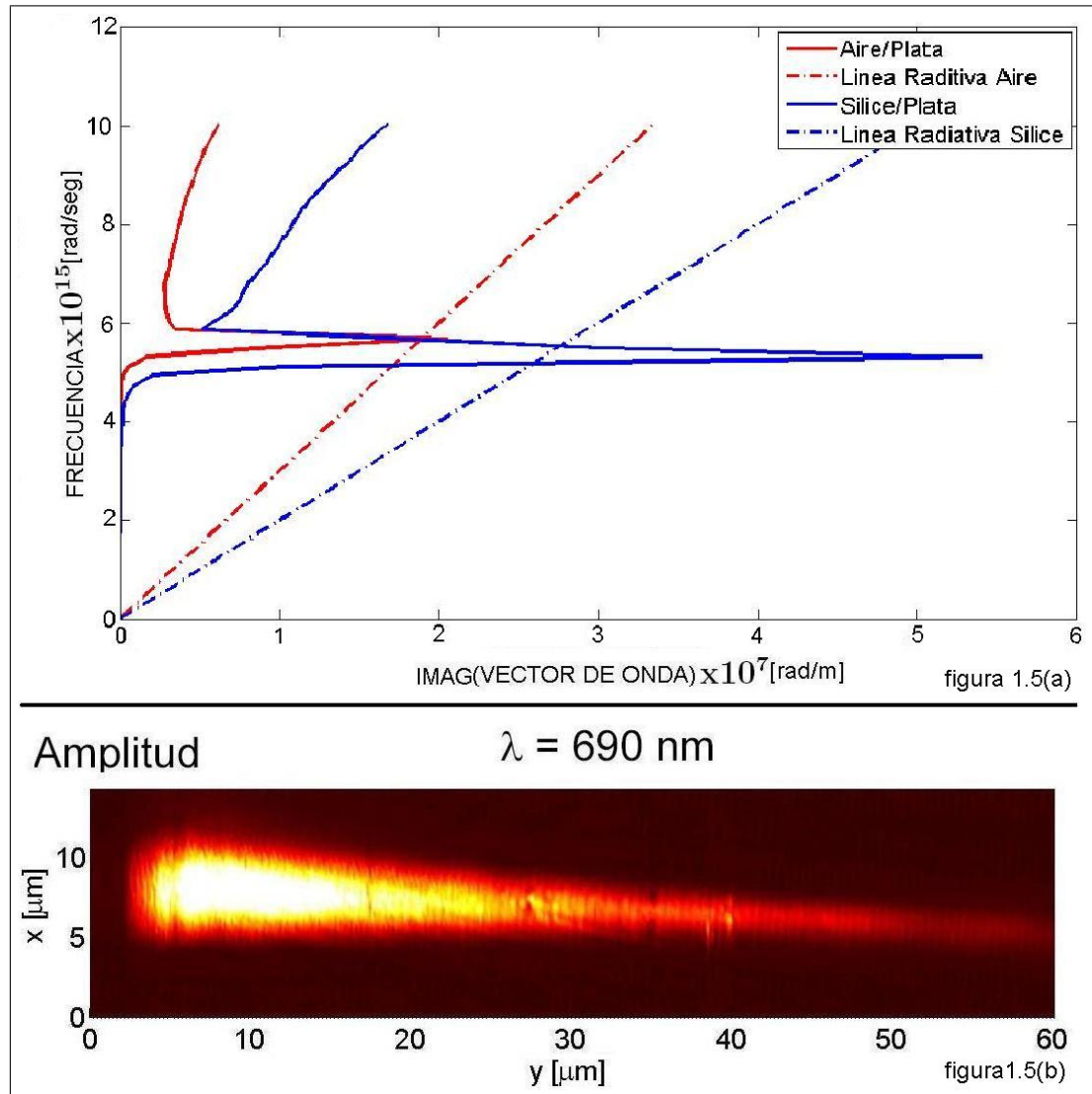


figura 1.5: **figura 1.5(a)**, Parte imaginaria de curva de dispersión de un SSP en las interfaces aire/plata y aire/silice. **figura 1.5(b)**, Fotografía de campo cercano de un plasmon superficial propagándose en la interfase un metal-dieléctrico, (de Olivier J. Martin, Laboratoire De Nanophotonique et Métrologie(NAM), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne).

luego existe una relación inversa entre la frecuencia y las cantidades de longitud de propagación y confinamiento: mejora la propagación con degradación del confinamiento, esta característica es inherente no sólo para la plasmónica, sino en general para la microscopia por tunelamiento.

Polarización TE

Analógo a los procedimientos seguidos anteriormente, se obtiene para

• $z > 0$

$$E_y = A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \quad \Longrightarrow \quad \begin{aligned} H_x &= -i \frac{A_2 k_2}{\omega \mu} e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \\ H_z &= \frac{A_2 \beta}{\omega \mu} e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \end{aligned} \quad (1.61)$$

• $z < 0$

$$E_y = A_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z} \quad \Longrightarrow \quad \begin{aligned} H_x &= i \frac{A_1 k_1}{\omega \mu} e^{i\beta x} e^{k_1 z} \\ H_z &= \frac{A_1 \beta}{\omega \mu} e^{i\beta x} e^{k_1 z} \end{aligned} \quad (1.62)$$

De nuevo aplicando condiciones de contorno (ecuación (1.53)), se obtiene que:

$$E_{2y} = E_{1y} \Longrightarrow A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \Big|_{z=0} = A_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z} \Big|_{z=0}, \quad (1.63a)$$

$$A_1 = A_2, \quad (1.63b)$$

además

$$H_{2x} = H_{1x} \Longrightarrow -i \frac{A_2 k_2}{\omega \mu} e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \Big|_{xy} = i \frac{A_1 k_1}{\omega \mu} e^{i\beta x} e^{k_1 z} \Big|_{xy}, \quad (1.64a)$$

$$A_1 k_1 + A_2 k_2 = 0 \Longrightarrow A_2 (k_1 + k_2) = 0, \quad (1.64b)$$

dado que se busca que $k_1 \neq k_2$ entonces $A_2 = A_1 = 0$. Esto indica que no existen Plasmones superficiales Polaritones para Polarización Transversal Eléctrica.

1.4 Excitación de plasmones superficiales

La forma de excitar plasmones superficiales polaritones está restringida principalmente a la condición de dispersión encontrada en la sección 1.3, en la cual la constante de propagación del plasmón es mayor que la constante de la onda en el dieléctrico (ecuación (1.58b)). Es decir, si se envía luz con frecuencia ω y constante de propagación paralela a la interfase en el lado

dieléctrico k_x , entonces debe incrementarse dicha constante en una cantidad $\Delta\beta$, de manera tal que pueda lograrse el acople de las constantes de onda de la radiación electromagnética y las oscilaciones de carga.

Existen variantes para la excitación de un plasmón superficial, entre las más destacadas por su facilidad experimental se encuentran el acoplamiento mediante una red de difracción y el acoplamiento por medio de un prisma. Este último método consiste en un sistema de tres capas: un metal en medio de dos dieléctricos diferentes. De modo que un haz reflejado en la interfase entre el primer dieléctrico, que consiste de un prisma, y el metal, incrementa su vector de onda con respecto al aire como consecuencia de atravesar el prisma é incidir a un ángulo crítico θ , con respecto a la normal en la frontera entre los dos medios, tal como se aprecia en la figura 1.6. Dicho aumento a un ángulo específico es suficiente para excitar el SSP en la interfase entre el metal y el segundo dieléctrico, debido principalmente a la continuidad de los vectores de onda paralelos en ambas interfaces. Así por ejemplo asumiendo que $n_d = 1$ (aire) y se desea propagar un SSP en la interfase metal-aire, entonces para la excitación según la ecuación de dispersión metal-aire[¶] se requiere un vector de onda mayor a cualquier vector de onda se propage en el aire; esto es posible si el vector de onda proveniente del prisma se ha incrementado $n_p \sin \theta$ el vector de onda en el aire; es decir θ es mayor que el ángulo crítico del dieléctrico convirtiendo la onda que llega al metal en evanescente($\sin \theta > 1$). No obstante dentro del mismo sistema de acoplamiento por prisma existe dos métodos: la configuración Krestchmann (ya descrita) y la configuración de Otto([22],[5]).

Sin embargo dado la estrecha relación del SSP con la onda evanescente, el espesor de la capa metálica debe ser inferior a los 100 nm en el visible. Por otro lado, la estructura desarrollada hasta este momento en el capítulo utiliza como consideraciones para la propagación del SSP, las soluciones de las ecuaciones de Maxwell en la interfase dieléctrico-metal con apropiadas condiciones de frontera, para que haciendo incidir un frente de onda se genere el acople de la

[¶]Tomando (1.58b) y cambiando $\epsilon_2 = \epsilon_0$ y $\epsilon_1 = \epsilon_m$

radiación electromagnética con las oscilaciones de carga, lo cual visto como un fenómeno de resonancia tendería a eliminar la onda reflejada. De esta manera midiendo la intensidad total del haz reflejado en el sistema prisma-metal-dieléctrico se puede verificar la propagación del SSP.

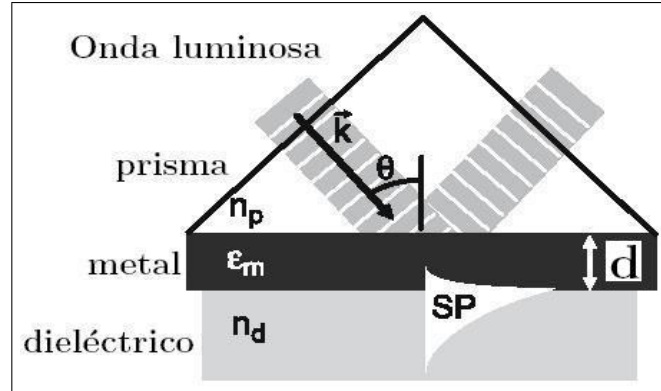


figura 1.6: Configuración de Krestchmann.

1.4.1. Reflexión en una capa delgada

En esta sección se realizará el análisis teórico de la reflectividad total de la configuración mostrada en la figura 1.6 utilizando el modelo de rayos útil en medios homogéneos y no homogéneos[16]. Para lo anterior se considerará una onda incidente en el prisma(medio 1), con una amplitud de campo eléctrico E_0 , la cual es parcialmente reflejada con una amplitud $E_0 r_{12}$ y parcialmente transmitida con amplitud $E_0 t_{12}$, en la primera interfase^{||}, la onda transmitida es parcialmente reflejada, con amplitud $E_0 r_{23} t_{12}$; y parcialmente transmitida con amplitud $E_0 t_{23} t_{12}$, en la segunda zona interfacial. Esta onda regresa a la primera zona interfacial, donde nuevamente es parcialmente reflejada y transmitida con amplitudes $E_0 r_{21} r_{23} t_{12}$, y $E_0 t_{21} r_{23} t_{12}$

^{||} r_{ij} es la amplitud del coeficiente de reflexión, del medio i al j ; mientras t_{ij} es la amplitud del coeficiente de transmisión, del medio i al j

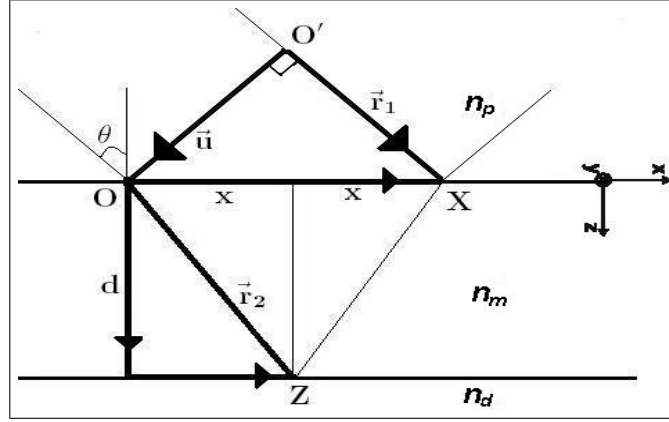


figura 1.8: Trayectoria seguida por un rayo al interior de metal.

Debido a que la diferencia de fase es la misma entre los puntos del frente de onda, \mathbf{O} y \mathbf{O}' , se debe calcular la diferencia de fases ($\tilde{\beta}$) entre las trayectorias $\mathbf{O}'\mathbf{X}$ y $\mathbf{OZ}\mathbf{X}$. Para tal fin se asume que $\tilde{\theta} = \tilde{\theta}_t$, es un ángulo complejo, luego teniendo el viaje de ida y vuelta al interior del metal:

$$\tilde{\beta} = 2 \left(\vec{K}_T \cdot \vec{r}_T \right) - \left(\vec{K}_I \cdot \vec{r} \right), \quad (1.65)$$

como $\vec{r}_T = \vec{r}_2 = x\hat{u}_x + d\hat{u}_z$ y $\vec{r} = 2x\hat{u}_x - w\hat{p}_1$, donde \hat{p}_1 es perpendicular a \hat{K}_I , luego se puede escribir como $\hat{p}_1 = \hat{u}_y \times \hat{K}_I$, de manera que se tendrá:

$$\tilde{\beta} = 2 \left(x(\vec{K}_T \cdot \hat{u}_x) + d(\vec{K}_T \cdot \hat{u}_z) \right) - 2x \left(\vec{K}_I \cdot \hat{u}_x \right) - w \left[\vec{K}_I \cdot (\hat{u}_y \times \hat{K}_I) \right], \quad (1.66a)$$

$$= 2x \left(\vec{K}_T \cdot \hat{u}_x - \vec{K}_I \cdot \hat{u}_x \right) + 2d \left(\vec{K}_T \cdot \hat{u}_z \right), \quad (1.66b)$$

sin embargo como $\vec{K}_T \cdot \hat{u}_x = \vec{K}_I \cdot \hat{u}_x$ sobre el plano $z = 0$, resultado del acople de fases que conduce a la ley de snell[17], entonces:

$$\tilde{\beta} = 2d \left(\vec{K}_T \cdot \hat{u}_z \right), \quad (1.67)$$

dado que $\vec{K}_T \cdot \hat{u}_z = \tilde{K}_T \cos \tilde{\theta}_T$, y de acuerdo a la ley de snell $\tilde{K}_T \sin \tilde{\theta}_T = K_I \sin \theta_1$, se obtiene:

$$\tilde{\beta} = 2d \sqrt{(\tilde{K}_T)^2 - (\tilde{K}_T \sin \tilde{\theta}_T)^2} = 2d \sqrt{(\tilde{K}_T)^2 - (K_I \sin \theta_1)^2}, \quad (1.68)$$

finalmente dado que se trabaja en el régimen del espectro visible y de acuerdo a la sección 1.2 entonces $\tilde{K}_T = K_0 \tilde{n}_m = K_0 \sqrt{\epsilon_m}$ y $K_x = K_I \sin \theta_1$, luego se llega a:

$$\tilde{\beta} = 2d\sqrt{(K_0)^2\epsilon_m - K_x^2}. \quad (1.69)$$

Ahora para encontrar la amplitud total de la onda reflejada E_r , se suma las amplitudes sobre la primera interfase, entonces:

$$E_r = E_0 r_{12} + E_0 t_{12} r_{23} t_{21} e^{i\tilde{\beta}} + E_0 t_{12} r_{23} r_{21} r_{23} t_{21} e^{2i\tilde{\beta}} + \dots \quad (1.70a)$$

$$= E_0 r_{12} + E_0 t_{12} r_{23} t_{21} e^{i\tilde{\beta}} \left[1 + r_{21} r_{23} e^{i\tilde{\beta}} + (r_{21} r_{23} e^{i\tilde{\beta}})^2 + \dots \right] \quad (1.70b)$$

de acuerdo con $\sum_{n=0}^{\infty} z^n = 1/(1-z)$, donde para este caso $z = r_{21} r_{23} e^{i\tilde{\beta}}$, y converge a cero puesto r_{21} y r_{23} representan las amplitudes de los coeficientes de reflexión, los cuales por conservación de energía no pueden ser mayores que 1[17], entonces

$$E_r = E_0 r_{12} + E_0 t_{12} r_{23} t_{21} e^{i\tilde{\beta}} \left[\frac{1}{1 - (r_{21} r_{23} e^{i\tilde{\beta}})} \right], \quad (1.71a)$$

$$= E_0 \frac{r_{12} + r_{23} (-r_{12} r_{21} + t_{12} t_{21}) e^{i\tilde{\beta}}}{1 - (r_{21} r_{23} e^{i\tilde{\beta}})}, \quad (1.71b)$$

dado que cumple que $r_{12} = -r_{21}$ y $r_{12}^2 + t_{12} t_{21} = 1$ ([16],[23]), entonces:

$$E_r = \left(\frac{r_{12} + r_{23} e^{i\tilde{\beta}}}{1 + r_{12} r_{23} e^{i\tilde{\beta}}} \right) E_0. \quad (1.72)$$

Así que finalmente la amplitud total del coeficiente de reflexión \tilde{r} es:

$$\tilde{r} = \frac{E_r}{E_0} \implies \tilde{r} = \frac{r_{12} + r_{23} e^{i\tilde{\beta}}}{1 + r_{12} r_{23} e^{i\tilde{\beta}}}, \quad (1.73)$$

donde los coeficientes de reflexión en amplitud $r_{12} = \tilde{r}_{12}$ y $r_{23} = \tilde{r}_{23}$, deben ser calculados, utilizando las ecuaciones de Maxwell para cada polarización (perpendicular o paralela) respecto del plano de incidencia. Finalmente la reflectividad total será:

$$R = \tilde{r} \tilde{r}^*, \quad (1.74)$$

siendo \tilde{r}^* , el complejo conjugado de la amplitud de la reflectividad.

1.4.2. Cálculo de r_{12} y r_{23} con polarización Transversal Magnética

Asumiendo la geometría utilizada en la figura 1.9, en la cual un haz plano monocromático oblicuo se propaga paralelo al plano de incidencia xz , golpea la frontera prisma-metal a un ángulo θ , se refleja y transmite a ángulos θ_r y θ_t respectivamente. Los tres ángulos tomados con respecto de la normal a la frontera. Ahora la onda refractada incide con ángulo θ_t en la segunda interfase: metal-dieléctrico y se refleja y transmite formando un ángulos: θ_{tr} (no mostrado) y θ_l , respecto de la normal a la segunda frontera.

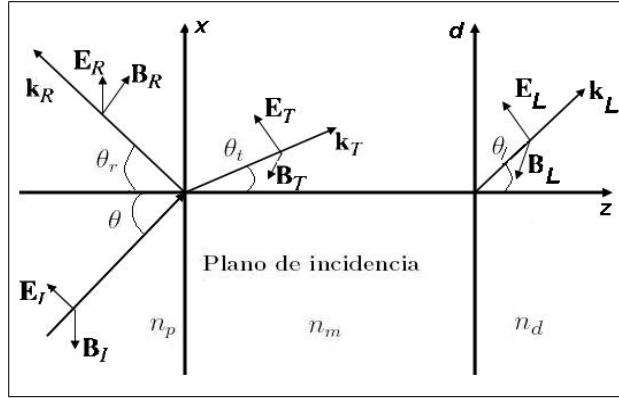


figura 1.9: Incidencia oblicua para cálculo de \tilde{r}_{12} y \tilde{r}_{23} .

De manera que para cada interfase, se resolverán las ecuaciones de Maxwell con apropiadas condiciones de contorno para encontrar las amplitudes de los coeficientes de reflexión en cada frontera:

Interfase prisma-metal, $z = 0$

Para esta interfase los campos incidente, reflejado y transmitido son:

$$\begin{aligned}
 \vec{E}_I &= \vec{E}_{OI} e^{i(\vec{k}_i \cdot \vec{r} - \omega t)} & \vec{B}_I &= \frac{1}{v_1} (\hat{k}_i \times \vec{E}_I) \\
 \vec{E}_R &= \vec{E}_{OR} e^{i(\vec{k}_r \cdot \vec{r} - \omega t)} & \vec{B}_R &= \frac{1}{v_1} (\hat{k}_r \times \vec{E}_R) \\
 \vec{E}_T &= \vec{E}_{OT} e^{i(\vec{k}_t \cdot \vec{r} - \omega t)} & \vec{B}_T &= \frac{\tilde{k}_t}{\omega} (\hat{k}_t \times \vec{E}_T)
 \end{aligned} \quad . \quad (1.75)$$

Sin embargo la onda al interior del metal es evanescente, es decir que se tiene:

$$\vec{k}_T \cdot \vec{r} = k_{tx}x + k_t \sqrt{1 - \sin^2 \theta_t} z, \quad (1.76a)$$

$$= k_{tx}x + i \sqrt{k_x^2 - k_t^2} z, \quad (1.76b)$$

$$= k_{tx}x + i \alpha_1 z, \quad (1.76c)$$

donde $\alpha_1 = \sqrt{k_x^2 - k_t^2}$, es decir, que:

$$\begin{aligned} \vec{E}_T &= \vec{E}_{0T} e^{i(\hat{k}_t \cdot \vec{r} - \omega t)} & \vec{E}_T &= \vec{E}_{0T} e^{-\alpha_1 z} e^{i(k_{tx}x - \omega t)} \\ \vec{B}_T &= \frac{\vec{k}_t}{\omega} (\hat{k}_t \times \vec{E}_{0T}) & \vec{B}_T &= \frac{\vec{k}_t}{\omega} (\vec{k}_L \times \vec{E}_T) \end{aligned} \quad (1.77)$$

Ahora utilizando las condiciones de contorno:

$$\begin{aligned} \epsilon_p E_I^\perp &= \epsilon_m E_T^\perp & B_I^\perp &= B_T^\perp \\ \frac{1}{\mu_p} \vec{B}_I^\parallel &= \frac{1}{\mu_m} \vec{B}_T^\parallel & E_I^\parallel &= E_T^\parallel, \end{aligned} \quad (1.78)$$

se obtiene:

- $\epsilon_p E_I^\perp = \epsilon_m E_T^\perp$:

$$\epsilon_p \left(-\tilde{E}_{0I} \sin \theta e^{i(k_{iz}z - \omega t)} + \tilde{E}_{0R} \sin \theta_r e^{i(k_{rz}z - \omega t)} \right) \Big|_z = -\epsilon_m \tilde{E}_{0T} \sin \theta_t e^{i(i\alpha_1 z - \omega t)} \Big|_z, \quad (1.79)$$

dado que corresponde a la frontera $z = 0$, además haciendo uso de $\theta = \theta_r$ se tendrá entonces:

$$\epsilon_p \left(\tilde{E}_{0I} - \tilde{E}_{0R} \right) \sin \theta = -\epsilon_m \tilde{E}_{0T} \sin \theta_r \longrightarrow \epsilon_p \left(\tilde{E}_{0I} - \tilde{E}_{0R} \right) \sin \theta = \epsilon_m \tilde{E}_{0T} \sin \theta_r. \quad (1.80)$$

- $B_I^\perp = B_T^\perp \longrightarrow B_I|_z = B_T|_z$, no son consideradas puesto que no hay campo magnético en dirección z .

- $E_I^\parallel = E_T^\parallel$:

$$\left(\tilde{E}_{0I} \cos \theta e^{i(\vec{k}_i \cdot \vec{r} - \omega t)} + \tilde{E}_{0R} \cos \theta_r e^{i(\vec{k}_r \cdot \vec{r} - \omega t)} \right) \Big|_{xy} = \tilde{E}_{0T} \cos \theta_t e^{i(\vec{k}_t \cdot \vec{r} - \omega t)} \Big|_{xy}, \quad (1.81a)$$

$$\left(\tilde{E}_{0I} \cos \theta e^{i(k_{ix}x - \omega t)} + \tilde{E}_{0R} \cos \theta_r e^{i(k_{rx}x - \omega t)} \right) = \tilde{E}_{0T} \cos \theta_t e^{i(k_{tx}x - \omega t)}. \quad (1.81b)$$

Haciendo uso del hecho que las componentes de los vectores de onda paralelos a cualquier interfase son continuas(ley de snell), se obtiene:

$$\left(\tilde{E}_{0I} + \tilde{E}_{0R}\right) \cos \theta = \tilde{E}_{0T} \cos \theta_T. \quad (1.82)$$

$$\bullet \frac{1}{\mu_p} \tilde{B}_I^{\parallel} = \frac{1}{\mu_m} \tilde{B}_T^{\parallel}:$$

$$\frac{1}{\mu_p v_p} \left(\tilde{E}_{0I} e^{i(\vec{k}_i \cdot \vec{r} - \omega t)} - \tilde{E}_{0R} e^{i(\vec{k}_r \cdot \vec{r} - \omega t)} \right) \Big|_{xy} = \frac{\tilde{k}_t}{\mu_m \omega} \tilde{E}_{0T} e^{i(\vec{k}_t \cdot \vec{r} - \omega t)} \Big|_{xy}, \quad (1.83a)$$

$$\frac{1}{\mu_p v_p} \left(\tilde{E}_{0I} e^{i(k_{ix} x - \omega t)} - \tilde{E}_{0R} e^{i(k_{rx} x - \omega t)} \right) = \frac{\tilde{k}_t}{\mu_m \omega} \tilde{E}_{0T} e^{i(k_{tx} x - \omega t)}, \quad (1.83b)$$

$$\frac{1}{\mu_p v_p} \left(\tilde{E}_{0I} - \tilde{E}_{0R} \right) = \frac{\tilde{k}_t}{\mu_m \omega} \tilde{E}_{0T}. \quad (1.84)$$

Ahora si $\tilde{\alpha} = \frac{\epsilon_m \sin \theta_t}{\epsilon_p \sin \theta}$ y $\tilde{\gamma} = \frac{\cos \theta_t}{\cos \theta}$ entonces podemos reescribir las ecuaciones (1.75) y (1.77):

$$\left(\tilde{E}_{0I} - \tilde{E}_{0R}\right) = \tilde{\alpha} \tilde{E}_{0T}, \quad (1.85)$$

$$\left(\tilde{E}_{0I} + \tilde{E}_{0R}\right) = \tilde{\gamma} \tilde{E}_{0T}, \quad (1.86)$$

despejando en la ecuación (1.85) a \tilde{E}_{0T} y lo reemplazamos en la ecuación (1.86) se obtendrá que:

$$\left(\tilde{E}_{0I} - \tilde{E}_{0R}\right) = \frac{\tilde{\alpha}}{\tilde{\gamma}} \left(\tilde{E}_{0I} + \tilde{E}_{0R}\right) \rightarrow (\tilde{\gamma} + \tilde{\alpha}) \tilde{E}_{0R} = (\tilde{\gamma} - \tilde{\alpha}) \tilde{E}_{0I}, \quad (1.87)$$

es decir, que:

$$\tilde{E}_{0R} = \frac{(\tilde{\gamma} - \tilde{\alpha})}{(\tilde{\gamma} + \tilde{\alpha})} \tilde{E}_{0I}, \quad (1.88)$$

luego la amplitud del coeficiente de reflectividad en la interfase prisma-metal $r_{pm} = \tilde{r}_{12}$ es:

$$\tilde{r}_{12} = \frac{\tilde{E}_{0R}}{\tilde{E}_{0I}} \rightarrow \tilde{r}_{12} = \frac{\tilde{\gamma} - \tilde{\alpha}}{\tilde{\gamma} + \tilde{\alpha}}. \quad (1.89)$$

Ahora, se desarrolla la anterior expresión teniendo en cuenta la ley de snell $k_{ix} = k_x = k_0 n_p \sin \theta_i = \tilde{k}_t \sin \theta_t$ de la siguiente forma:

$$\tilde{r}_{12} = \frac{\epsilon_p \sin \theta \sqrt{1 - \sin^2 \theta_t} - \epsilon_m \sin \theta_t \sqrt{1 - \sin^2 \theta}}{\epsilon_p \sin \theta \sqrt{1 - \sin^2 \theta_t} + \epsilon_m \sin \theta_t \sqrt{1 - \sin^2 \theta}} \quad (1.90a)$$

$$= \frac{\epsilon_p \sin \theta \sqrt{1 - (k_x/\tilde{k}_t)^2} - \epsilon_m (k_x/\tilde{k}_t) \sqrt{1 - \sin^2 \theta}}{\epsilon_p \sin \theta \sqrt{1 - (k_x/\tilde{k}_t)^2} + \epsilon_m (k_x/\tilde{k}_t) \sqrt{1 - \sin^2 \theta}} \quad (1.90b)$$

$$= \frac{\epsilon_p \sqrt{\tilde{k}_t^2 - k_x^2} - \epsilon_m \sqrt{(k_0 n_p)^2 - (k_0 n_p \sin \theta)^2}}{\epsilon_p \sqrt{\tilde{k}_t^2 - k_x^2} + \epsilon_m \sqrt{(k_0 n_p)^2 - (k_0 n_p \sin \theta)^2}}. \quad (1.90c)$$

Finalmente, como se trabajó en el régimen del espectro visible se obtiene que $n_p^2 \approx \epsilon_p \mu_0$ y $\tilde{k}_t = k_0 \tilde{n}_m \approx k_0 \sqrt{\epsilon_m \mu_0}$, debido a que en este rango óptico $\mu_p \approx \mu_0$ y $\mu_m \approx \mu_0$ (sección 1.2), entonces:

$$\tilde{r}_{12} = \frac{\epsilon_p \sqrt{k_0^2 \epsilon_m - k_x^2} - \epsilon_m \sqrt{k_0^2 \epsilon_p - k_x^2}}{\epsilon_p \sqrt{k_0^2 \epsilon_m - k_x^2} + \epsilon_m \sqrt{k_0^2 \epsilon_p - k_x^2}} = \frac{\epsilon_p k_{zm} - \epsilon_m k_{zp}}{\epsilon_p k_{zm} + \epsilon_m k_{zp}}, \quad (1.91)$$

donde $k_{zm} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_m - k_x^2}$ y $k_{zp} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_p - k_x^2}$.

Interfase metal-dieléctrico, $z = d$

Para esta interfase los campos incidente, reflejado y transmitido son:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{IT} &= \vec{E}_{0T} e^{i(\vec{k}_t \cdot \vec{r} - \omega t)} & \vec{B}_{IT} &= \frac{\tilde{k}_t}{\omega} (\vec{k}_t \times \vec{E}_{IT}) \\ \vec{E}_{TR} &= \vec{E}_{0TR} e^{i(\vec{k}_{tr} \cdot \vec{r} - \omega t)} & \vec{B}_{TR} &= \frac{\tilde{k}_{tr}}{\omega} (\vec{k}_{tr} \times \vec{E}_{TR}) \\ \vec{E}_L &= \vec{E}_{0L} e^{i(\vec{k}_l \cdot \vec{r} - \omega t)} & \vec{B}_L &= \frac{\tilde{k}_L}{\omega} (\vec{k}_l \times \vec{E}_L) \end{aligned} \quad (1.92)$$

Sin embargo para el campo \vec{B}_L también existe onda evanescente, de manera que:

$$\begin{aligned} \vec{E}_L &= \vec{E}_{0L} e^{i(\vec{k}_l \cdot \vec{r} - \omega t)} & \vec{E}_L &= \vec{E}_{0L} e^{-\alpha z} e^{i(k_{lx} x - \omega t)} \\ \vec{B}_L &= \frac{\tilde{k}_L}{\omega} (\vec{k}_L \times \vec{E}_L) & \vec{B}_L &= \frac{\tilde{k}_L}{\omega} (\vec{k}_L \times \vec{E}_L) \end{aligned} \quad (1.93)$$

en donde α_2 es la atenuación sufrida por la onda en la segunda interfase. Ahora, nuevamente imponiendo condiciones de contorno en $z = d$, se tiene que:

- $\epsilon_m E_{IT}^\perp = \epsilon_d E_L^\perp$:

$$\epsilon_m \left(-\vec{E}_{0T} e^{i(\vec{k}_t \cdot \vec{r} - \omega t)} + \vec{E}_{0TR} e^{i(\vec{k}_{tr} \cdot \vec{r} - \omega t)} \right) \sin \theta_t \Big|_z = -\epsilon_d \vec{E}_{0L} \sin \theta_t e^{i(\vec{k}_l \cdot \vec{r} - \omega t)} \Big|_z, \quad (1.94)$$

Donde hemos hecho uso de la ley de incidencia $\theta_t = \theta_{tr}$, además hemos dejado la onda en el dieléctrico en su forma normal de la ecuación (1.92) con el propósito de poder trabajar con ella más sencillamente, sin perder el sentido que es evanescente, entonces:

$$\epsilon_m \left(\tilde{E}_{OT} - \tilde{E}_{OTR} \right) \sin \theta_t = \epsilon_d \tilde{E}_{OT} \sin \theta_l. \quad (1.95)$$

• $E_{IT}^{\parallel} = E_L^{\parallel}$:

$$\left(\tilde{E}_{OT} \cos \theta_t e^{i(\tilde{k}_t \cdot \tilde{r} - \omega t)} + \tilde{E}_{OTR} \cos \theta_{tr} e^{i(\tilde{k}_{tr} \cdot \tilde{r} - \omega t)} \right) \Big|_{z=d} = \tilde{E}_{0L} \cos \theta_l e^{i(\tilde{k}_l \cdot \tilde{r} - \omega t)} \Big|_{z=d}, \quad (1.96a)$$

$$\left(\tilde{E}_{OT} + \tilde{E}_{OTR} \right) \cos \theta_t = \tilde{E}_{0L} \cos \theta_l. \quad (1.96b)$$

• $\frac{1}{\mu_m} \vec{B}_{IT}^{\parallel} = \frac{1}{\mu_d} \vec{B}_L^{\parallel}$:

$$\frac{\tilde{k}_t}{\mu_m \omega} \left(\tilde{E}_{OT} e^{i(\tilde{k}_t \cdot \tilde{r} - \omega t)} - \tilde{E}_{OTR} e^{i(\tilde{k}_{tr} \cdot \tilde{r} - \omega t)} \right) \Big|_{xy} = \frac{1}{\mu_d \nu_d} \tilde{E}_{0L} e^{i(\tilde{k}_l \cdot \tilde{r} - \omega t)} \Big|_{xy}, \quad (1.97a)$$

$$\frac{\tilde{k}_t}{\mu_m \omega} \left(\tilde{E}_{OT} - \tilde{E}_{OTR} \right) = \frac{1}{\mu_d \nu_d} \tilde{E}_{0L}. \quad (1.97b)$$

Ahora, nuevamente podemos llamar $\tilde{\alpha}' = \frac{\epsilon_d \sin \theta_l}{\epsilon_m \sin \theta_t}$ y $\tilde{\gamma}' = \frac{\cos \theta_l}{\cos \theta_t}$, luego las ecuaciones (1.95) y (1.96b) se convierten en:

$$\left(\tilde{E}_{OT} - \tilde{E}_{OTR} \right) = \tilde{\alpha}' \tilde{E}_{0L}, \quad (1.98)$$

$$\left(\tilde{E}_{OT} + \tilde{E}_{OTR} \right) = \tilde{\gamma}' \tilde{E}_{0L}. \quad (1.99)$$

Dividiendo la ecuación(1.95) entre la ecuación(1.96b) se obtiene:

$$\frac{\tilde{E}_{OT} - \tilde{E}_{OTR}}{\tilde{E}_{OT} + \tilde{E}_{OTR}} = \frac{\tilde{\alpha}'}{\tilde{\gamma}'} \rightarrow (\tilde{\gamma}' + \tilde{\alpha}') \tilde{E}_{OTR} = (\tilde{\gamma}' - \tilde{\alpha}') \tilde{E}_{OT}, \quad (1.100)$$

así que

$$\tilde{E}_{OTR} = \frac{(\tilde{\gamma}' - \tilde{\alpha}')}{(\tilde{\gamma}' + \tilde{\alpha}')} \tilde{E}_{OT}, \quad (1.101)$$

luego la amplitud del coeficiente de reflexión en la interfase metal-dieléctrico $r_{md} = \tilde{r}_{23}$ es:

$$\tilde{r}_{23} = \frac{\tilde{E}_{OTR}}{\tilde{E}_{OT}} \rightarrow \tilde{r}_{23} = \frac{\tilde{\gamma}' - \tilde{\alpha}'}{\tilde{\gamma}' + \tilde{\alpha}'}. \quad (1.102)$$

De nuevo, es posible desarrollar la anterior expresión, si se toma en cuenta que: $k_x = k_0 n_p \sin \theta = k_t \sin \theta_t$, pero $k_t \sin \theta_t = k_l \sin \theta_l$ (acople de fases en la frontera), luego $k_x = k_l \sin \theta_l$. lo anterior

prueba que para provocar el plasmón debe incidirse con un ángulo superior al crítico en la interfase prisma-dieléctrico; aunque se encuentre una capa intermedia metálica, es decir, la onda evanescente en el segundo medio se logra incidiendo con un ángulo mayor que el crítico ya mencionado medido con respecto a la normal de la primera frontera. En la literatura especializada la excitación de plasmones superficiales polaritones con campos evanescentes es llamada Acople por Reflexión Total Atenuada (ATR)

$$\tilde{r}_{23} = \frac{\epsilon_m \sin \theta_t \sqrt{1 - \sin^2 \theta_l} - \epsilon_d \sin \theta_l \sqrt{1 - \sin^2 \theta_t}}{\epsilon_m \sin \theta_t \sqrt{1 - \sin^2 \theta_l} + \epsilon_d \sin \theta_l \sqrt{1 - \sin^2 \theta_t}} \quad (1.103a)$$

$$= \frac{\epsilon_m (k_x / \tilde{k}_t) \sqrt{1 - \sin^2 \theta_l} - \epsilon_d \sin \theta_l \sqrt{1 - (k_x / \tilde{k}_t)^2}}{\epsilon_m (k_x / \tilde{k}_t) \sqrt{1 - \sin^2 \theta_l} + \epsilon_d \sin \theta_l \sqrt{1 - (k_x / \tilde{k}_t)^2}} \quad (1.103b)$$

$$= \frac{\epsilon_m \sqrt{k_0^2 n_d^2 - (k_0 n_d \sin \theta_l)^2} - \epsilon_d \sqrt{\tilde{k}_t^2 - k_x^2}}{\epsilon_m \sqrt{k_0^2 n_d^2 - (k_0 n_d \sin \theta_l)^2} + \epsilon_d \sqrt{\tilde{k}_t^2 - k_x^2}}, \quad (1.103c)$$

luego al igual que se hizo para r_{12} , considerando las permeabilidades magnéticas aproximadamente igual a la del vacío, se llega a:

$$\tilde{r}_{23} = \frac{\epsilon_m \sqrt{k_0^2 \epsilon_d - k_x^2} - \epsilon_d \sqrt{k_0^2 \epsilon_m - k_x^2}}{\epsilon_m \sqrt{k_0^2 \epsilon_d - k_x^2} + \epsilon_d \sqrt{k_0^2 \epsilon_m - k_x^2}} = \frac{\epsilon_m k_{zd} - \epsilon_d k_{zm}}{\epsilon_m k_{zd} + \epsilon_d k_{zm}}, \quad (1.104)$$

donde $k_{zd} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_d - k_x^2}$. De modo que las ecuaciones (1.69), (1.91) y (1.104) son utilizadas en la ecuación (1.73) para calcular la amplitud total teórica del coeficiente de reflexión \tilde{r} , que a su vez permite obtener la reflectividad total teórica (R) del sistema prisma-metal-dieléctrico. Dado que la variable R en últimas depende del ángulo de incidencia en la frontera prisma-metal (θ), puede encontrarse una curva que relacione el valor de R con varios ángulos de incidencia. Esto último con el propósito de comparar posteriormente (capítulo 3) la curva de R obtenida teóricamente con una curva experimental de la misma variable, cuyo método experimental se explica en el siguiente capítulo.

1.5 Resonancia Plasmónica Superficial

Hasta ahora se ha analizado la ecuación de dispersión de un SSP en una interfase dieléctrico-metal y se han determinado las instancias de propagación del SSP en la frontera mencionada. De igual forma se ha calculado la reflectividad total para la configuración de excitación Krestchmann del SSP, como la variable óptica elegida que evidencia el acople de ondas en la generación del SSP. Según lo anterior, un análisis detallado debe realizarse para verificar la influencia de la presencia del prisma y el espesor de la capa metálica en la constante de propagación adicional del SSP $\Delta\theta$, la cual consigue el acople de la radiación electromagnética con las oscilaciones de carga, como se menciona en el inicio de la sección 1.4. Para ello se analiza detalladamente la resonancia plasmónica superficial en la condición de propagación dada por la ecuación (1.55b) y con un valor cercano al vector de onda de excitación $k_x \approx \beta^{**}$, es decir,

$$\tilde{r}_{23} = \frac{\epsilon_m k_{zd} - \epsilon_d k_{zm}}{\epsilon_m k_{zd} + \epsilon_d k_{zm}}, \quad \text{como } \epsilon_m k_{zd} = -\epsilon_d k_{zm} \quad (1.105a)$$

$$\tilde{r}_{23} \rightarrow \infty \quad (1.105b)$$

lo cual implica que en el valor resonante aparece un polo, que, de acuerdo con la teoría de variable compleja, posee un residuo simple que puede ser calculado como:

$$Z_0 = \lim_{k_x \rightarrow \beta} \left[\frac{1}{(m-1)!} \frac{d^{m-1}}{dk_x^{m-1}} ((k_x - \beta) \tilde{r}_{23}) \right] = \left. \frac{\epsilon_m k_{zd} - \epsilon_d k_{zm}}{\frac{d}{dk_x} (\epsilon_m k_{zd} + \epsilon_d k_{zm})} \right|_{k_x \rightarrow \beta}. \quad (1.106)$$

Ahora, utilizando las ecuaciones (1.56) y (1.57) entonces: $dk_{zm}/dk_x = -\beta/k_{zm}$ y $dk_{zd}/dk_x = -\beta/k_{zd}$, luego se obtiene que:

$$Z_0 = - \left. \frac{\epsilon_m k_{zd} - \epsilon_d k_{zm}}{\frac{\beta \epsilon_d}{k_{zm}} + \frac{\beta \epsilon_m}{k_{zd}}} \right|_{k_x \rightarrow \beta}, \quad (1.107)$$

** k_x es la componente paralela a la interfase prisma-metal, la cual se preserva en la frontera metal-dieléctrico de acuerdo a las ecuaciones de Maxwell.

pero de nuevo utilizando (1.56) y (1.57) los valores del vector para el metal y el dieléctrico, k_{zm} y k_{zd} en $k_x = \beta$ se convierten en:

$$k_{zm0} = \frac{k_0 \epsilon_m}{\sqrt{\epsilon_m + \epsilon_d}}, \quad (1.108a)$$

$$k_{zd0} = -\frac{k_0 \epsilon_d}{\sqrt{\epsilon_m + \epsilon_d}}, \quad (1.108b)$$

entonces el valor del residuo es:

$$Z_0 = -\frac{k_{zm0} k_{zd0}}{\beta} \left(\frac{k_{zd0} \epsilon_m - k_{zm0} \epsilon_d}{k_{zm0} \epsilon_m + k_{zd0} \epsilon_d} \right) \quad (1.109a)$$

$$= -k_0 \left(\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_m + \epsilon_d} \right)^{1/2} \left(\frac{2\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_m^2 - \epsilon_d^2} \right) \quad (1.109b)$$

$$Z_0 = \frac{2k_0}{\epsilon_d - \epsilon_m} \left(\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d} \right)^{3/2}, \quad (1.109c)$$

luego cerca del polo la amplitud del coeficiente de reflectividad \tilde{r}_{23} es aproximadamente

$$Z_0 = (k_x - \beta) \tilde{r}_{23} \rightarrow \tilde{r}_{23} \approx \frac{Z_0}{k_x - \beta} \quad (1.110a)$$

$$\tilde{r}_{23} \approx \frac{2k_0}{(\epsilon_d - \epsilon_m)(k_x - \beta)} \left(\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d} \right)^{3/2}, \quad (1.110b)$$

de modo que la amplitud total de la reflectividad puede reescribirse utilizando la ecuación (1.73) como:

$$r_0 = \frac{\tilde{r}_{120} + \frac{Z_0}{(k_x - \beta)} e^{-2ik_{zm0}d}}{1 + \tilde{r}_{120} \frac{Z_0}{(k_x - \beta)} e^{-2ik_{zm0}d}}, \quad (1.111)$$

donde $\tilde{r}_{120} = \tilde{r}_{12}|_{k_x \rightarrow \beta}$ y está dado por la ecuación(1.91). Mientras la componente perpendicular del vector de onda en el prisma es:

$$k_{zp0}^2 = k_0^2 \epsilon_p - \beta^2 \longrightarrow k_{zp0} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_p(\epsilon_m + \epsilon_d) - \epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}}. \quad (1.112)$$

De manera que \tilde{r}_{120} se transforma en cercanías del polo en

$$\tilde{r}_{120} = \frac{\epsilon_p + \sqrt{\epsilon_m(\epsilon_p - \epsilon_d) + \epsilon_p \epsilon_d}}{\epsilon_p - \sqrt{\epsilon_m(\epsilon_p - \epsilon_d) + \epsilon_p \epsilon_d}}, \quad (1.113)$$

sin embargo dado que la función dieléctrica del metal posee parte real ($\Re(\epsilon_m) = \epsilon_{rm}$) é imaginaria ($\Im(\epsilon_m) = \epsilon_{im}$), y que además se cumple que $|\epsilon_{mi}| \ll |\epsilon_{mr}|^{\dagger\dagger}$, entonces puede expandirse

^{††}La cual es complementamente válida tal como se explica en la sección 1.2

a primer orden de ϵ_{mi} , es decir, tomando $\left(\frac{\epsilon_{mi}}{\epsilon_{mr}}\right)^n = 0$ para $n > 2$, mediante serie de Taylor las siguientes cantidades:

$$\bullet \beta = k_0 ((\epsilon_{mr} - i\epsilon_{mi})\epsilon_d)^{1/2} ((\epsilon_{mr} - i\epsilon_{mi}) - \epsilon_d)^{-1/2} \quad (1.114a)$$

$$= k_0 \epsilon_d^{1/2} \left[1 - i\frac{\epsilon_{mi}}{\epsilon_{mr}}\right]^{1/2} \left[\left(1 - \frac{\epsilon_d}{\epsilon_{mr}}\right) - i\frac{\epsilon_{mi}}{\epsilon_{mr}}\right]^{-1/2} \quad (1.114b)$$

$$\approx k_0 \epsilon_d^{1/2} \left[1 - i\frac{\epsilon_{mi}}{2\epsilon_{mr}}\right] \left[\left(1 - \frac{\epsilon_d}{\epsilon_{mr}}\right)^{-1/2} - \frac{i}{2} \left(1 - \frac{\epsilon_d}{\epsilon_{mr}}\right)^{-3/2} \left(\frac{\epsilon_{mi}}{\epsilon_{mr}}\right)\right], \quad (1.114c)$$

$$\beta = k_0 \left(\frac{\epsilon_{mr}\epsilon_d}{\epsilon_{mr} - \epsilon_d}\right)^{1/2} + \frac{i}{2} k_0 \left(\frac{\epsilon_{mr}\epsilon_d}{\epsilon_{mr} - \epsilon_d}\right)^{3/2} \frac{\epsilon_{mi}}{\epsilon_{mr}^2}. \quad (1.114d)$$

$$\bullet k_{zm0} \approx -k_0 \epsilon_{mr}^{1/2} \left[1 - i\frac{\epsilon_{mi}}{\epsilon_{mr}}\right] i \left[\left(1 - \frac{\epsilon_d}{\epsilon_{mr}}\right)^{-1/2} + \frac{i}{2} \left(1 - \frac{\epsilon_d}{\epsilon_{mr}}\right)^{-3/2} \frac{\epsilon_{mi}}{\epsilon_{mr}}\right], \quad (1.115a)$$

$$k_{zm0} = \frac{k_0 \epsilon_{mi} (2\epsilon_d - \epsilon_{mr})}{2(\epsilon_{mr} - \epsilon_d)^{3/2}} - i \frac{k_0 \epsilon_{mr}}{(\epsilon_{mr} - \epsilon_d)^{1/2}}. \quad (1.115b)$$

$$\bullet Z_0 \approx \frac{2k_0 \epsilon_d^{3/2}}{\epsilon_{mr}} \left[\left(\frac{\epsilon_d}{\epsilon_{mr}} + 1\right)^{-1} + i \left(\frac{\epsilon_d}{\epsilon_{mr}} + 1\right)^2 \frac{\epsilon_{mi}}{\epsilon_{mr}}\right] \left(1 - i\frac{3\epsilon_{mi}}{2\epsilon_{mr}}\right) \left[\left(1 - \frac{\epsilon_d}{\epsilon_{mr}}\right)^{-3/2} + i\frac{3\epsilon_{mi}}{2\epsilon_{mr}} \left(1 - \frac{\epsilon_d}{\epsilon_{mr}}\right)^{-5/2}\right], \quad (1.116a)$$

$$Z_0 = \frac{2k_0}{\epsilon_d - \epsilon_{mr}} \left(\frac{\epsilon_{mr}\epsilon_d}{\epsilon_{mr} - \epsilon_d}\right)^{3/2} + i \frac{k_0 \epsilon_{mi} (2\epsilon_{mr}^2 + \epsilon_{mr}\epsilon_d + 3\epsilon_d^2)}{\epsilon_{mr}(\epsilon_{mr} - \epsilon_d)(\epsilon_{mr}^2 - \epsilon_d^2)} \left(\frac{\epsilon_{mr}\epsilon_d}{\epsilon_{mr} - \epsilon_d}\right)^{3/2}. \quad (1.116b)$$

Para \tilde{r}_{120} , que es igual:

$$\tilde{r}_{120} = \frac{\epsilon_p + i\sqrt{(\epsilon_{rm} + i\epsilon_{im})(\epsilon_d - \epsilon_p) - \epsilon_p\epsilon_d}}{\epsilon_p - i\sqrt{(\epsilon_{mr} + i\epsilon_{mi})(\epsilon_d - \epsilon_p) - \epsilon_p\epsilon_d}}. \quad (1.117)$$

Se expande $\sqrt{(\epsilon_{rm} + i\epsilon_{im})(\epsilon_d - \epsilon_p) - \epsilon_p\epsilon_d} = w$, para obtener

$$w \approx [(\epsilon - \epsilon_d)\epsilon_{mr}]^{1/2} \left[\left(1 - \frac{\epsilon_d\epsilon_p}{(\epsilon - \epsilon_d)\epsilon_{mr}}\right)^{1/2} + \frac{i}{2} \left(1 - \frac{\epsilon_d\epsilon_p}{(\epsilon - \epsilon_d)\epsilon_{mr}}\right)^{-1/2} \frac{\epsilon_{mi}}{\epsilon_{mr}}\right] \quad (1.118a)$$

$$= \sqrt{\epsilon_{mr}(\epsilon_p - \epsilon_d) - \epsilon_p\epsilon_d} + i \frac{\epsilon_{mi}\epsilon_{mr}(\epsilon_p - \epsilon_d)}{2\epsilon_{mr}\sqrt{\epsilon_{mr}(\epsilon_p - \epsilon_d) - \epsilon_p\epsilon_d}}. \quad (1.118b)$$

Insertando este último resultado en la ecuación(1.117) se obtiene que:

$$\bullet \tilde{r}_{120} = \frac{[2\epsilon_{mr}\epsilon_p\sqrt{\epsilon_{mr}(\epsilon_p - \epsilon_d) - \epsilon_p\epsilon_d} + \epsilon_{mi}\epsilon_{mr}(\epsilon_p - \epsilon_d)] + i[2\epsilon_{mr}[\epsilon_{mr}(\epsilon_p - \epsilon_d)]]}{[2\epsilon_{mr}\epsilon_p\sqrt{\epsilon_{mr}(\epsilon_p - \epsilon_d) - \epsilon_p\epsilon_d} - \epsilon_{mi}\epsilon_{mr}(\epsilon_p - \epsilon_d)] - i[2\epsilon_{mr}[\epsilon_{mr}(\epsilon_p - \epsilon_d)]]}, \quad (1.119a)$$

$$\tilde{r}_{120} = -b_0 + ia_0. \quad (1.119b)$$

con:

$$b_0 = \frac{4[\epsilon_{mr}(\epsilon_p - \epsilon_d) - \epsilon_d\epsilon_p][\epsilon_{mr}(\epsilon_d - \epsilon_p) + \epsilon_p(\epsilon_p + \epsilon_d)] - \epsilon_{mi}^2(\epsilon_p - \epsilon_d)^2}{[2\epsilon_p\sqrt{\epsilon_{mr}(\epsilon_p - \epsilon_d) - \epsilon_p\epsilon_d} + \epsilon_{mi}(\epsilon_p - \epsilon_d)]^2 + 4[\epsilon_{mr}(\epsilon_p - \epsilon_d) - \epsilon_p\epsilon_d]^2}, \quad (1.120a)$$

$$a_0 = \frac{8\epsilon_p[\epsilon_{mr}(\epsilon_p - \epsilon_d) - \epsilon_d\epsilon_p]^{3/2}}{[2\epsilon_p\sqrt{\epsilon_{mr}(\epsilon_p - \epsilon_d) - \epsilon_p\epsilon_d} + \epsilon_{mi}(\epsilon_p - \epsilon_d)]^2 + 4[\epsilon_{mr}(\epsilon_p - \epsilon_d) - \epsilon_p\epsilon_d]^2}. \quad (1.120b)$$

De modo que \tilde{r}_{120}^{-1} se transforma en:

$$\tilde{r}_{120}^{-1} = \frac{1}{-b_0 + ia_0} = -\frac{b_0 + a_0}{b_0^2 + a_0^2} \equiv -b_1 - ia_1, \quad (1.121)$$

donde $b_1 = b_0/(b_0^2 + a_0^2)$ y $a_1 = a_0/(b_0^2 + a_0^2)$. Así que la ecuación(108) en las vecindades del polo se convierte en:

$$r_0 \approx \tilde{r}_{120} \frac{(k_x - \beta) + Z_0\tilde{r}_{120}^{-1}e^{-2ik_{zm}d}}{(k_x - \beta) + Z_0\tilde{r}_{120}e^{-2ik_{zm}d}}. \quad (1.122)$$

Pero se puede definir las siguientes cantidades:

$$\lambda_1 = -Z_0\tilde{r}_{120}e^{-2ik_{zm}d} = (b_0 - ia_0)Z_0e^{-2ik_{zm}d} \equiv \beta_0 - i\alpha_0, \quad (1.123a)$$

$$\lambda_2 = -Z_0\tilde{r}_{120}^{-1}e^{-2ik_{zm}d} = (b_1 - ia_1)Z_0e^{-2ik_{zm}d} \equiv \beta_1 + i\alpha_1. \quad (1.123b)$$

Además dado que $\beta = \beta_r - i\beta_i$, entonces la ecuación (1.122) puede reescribirse como

$$r_0 \approx \tilde{r}_{120} \frac{k_x - \beta - \beta_1 - i\alpha_1}{k_x - \beta - \beta_0 + i\alpha_0}, \quad (1.124)$$

$$r_0 = \tilde{r}_{120} \frac{(k_x - \beta_r - \beta_1) + i(\beta_i - \alpha_1)}{(k_x - \beta_r - \beta_0) + i(\beta_i - \alpha_0)}. \quad (1.125)$$

De manera que se puede aproximar la reflectividad total, através de:

$$R_0 = r_0 r_0^* \approx |\tilde{r}_{120}|^2 \frac{(k_x - \beta_r - \beta_1)^2 + (\beta_i - \alpha_1)^2}{(k_x - \beta_r - \beta_0)^2 + (\beta_i - \alpha_0)^2}. \quad (1.126)$$

La parte real de la posición resonante puede ser determinada de acuerdo al denominador de la ecuación anterior y está dada por:

$$k_x = k_0 n_p \sin \theta_{res} = \beta_r + \beta_t = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_{mr}\epsilon_d}{\epsilon_{mr}\epsilon_d}} + \beta_0, \quad (1.127)$$

donde β_0 es función de las partes reales e imaginarias de las cantidades k_{zm0} , Z_0 y \tilde{r}_{120} determinadas por las ecuaciones (1.115b), (1.116b) y (1.120a),(1.120b) respectivamente. Dicha cantidad indica que se ha producido un desplazamiento de la posición resonante comparada a una sola interfase metal-dieléctrico β_r , producida por el efecto del prisma y el espesor de la capa metálica, ya no semi-infinita como se trabajó en la sección 1.3. Sin embargo son las partes imaginarias α_0 y α_1 que también son consecuencia del prisma y del espesor de la capa metálica, quiénes provocan un desfase en la amplitud de coeficiente de reflexión que se traduce en la reflectividad total(R) en un amortiguamiento adicional conocido como ‘amortiguamiento de radiación’[5]. Estas componentes imaginarias provocan una radiación de retroacoplamiento, es decir una radiación que se refleja en la interfase metal-dieléctrico y entra en interferencia destructiva con la radiación incidente en la interfase prisma-metal, tal como se aprecia en la figura 1.8. En conclusión, la presencia del prisma de excitación y el tamaño finito del espesor de la capa de metal producen un corrimiento del vector de propagación plasmónico.

1.6 Polarización Transversal Eléctrica

Como se demostró teóricamente en la sección 1.3.2 los plasmones superficiales polaritones no existen para la polarización transversal eléctrica, sin embargo la fórmula de reflectividad dada por la ecuación (1.73) permite encontrar las amplitudes de los coeficientes de reflexión r_{12} y r_{23} para el caso de polarización transversal eléctrica. De manera que utilizando un procedimiento análogo al implementado en la sección 1.4.2 se encuentra que dichas amplitudes son iguales a:

$$\tilde{r}_{12} = \frac{\sqrt{k_0^2 \epsilon_m - k_x^2} - \sqrt{k_0^2 \epsilon_p - k_x^2}}{\sqrt{k_0^2 \epsilon_m - k_x^2} + \sqrt{k_0^2 \epsilon_p + k_x^2}} = \frac{k_{zm} - k_{zp}}{k_{zm} + k_{zp}} \quad (1.128a)$$

$$\tilde{r}_{23} = \frac{\sqrt{k_0^2 \epsilon_d - k_x^2} - \sqrt{k_0^2 \epsilon_m - k_x^2}}{\sqrt{k_0^2 \epsilon_d - k_x^2} + \sqrt{k_0^2 \epsilon_m + k_x^2}} = \frac{k_{zd} - k_{zm}}{k_{zd} + k_{zm}} \quad (1.128b)$$

Así que haciendo uso de estas últimas ecuaciones junto con la ecuación (1.69), se puede encontrar una curva teórica que evalúe la reflectividad total en función del ángulo de incidencia en

la frontera prisma-metal, la cual puede ser contrastada con una curva experimental, obtenida por implementación de un montaje experimental que cumpla con la condición establecida para polarización de la misma variable (Reflectividad total). De modo que permita poner a prueba lo ya mencionado anteriormente para el caso de polarización transversal eléctrica.

CONSTRUCCIÓN E IMPLEMENTACIÓN DEL MONTAJE EXPERIMENTAL

2.1 Introducción

Se han utilizado algunos conceptos teóricos para entender la excitación y propagación de un plasmón superficial polaritón, en la interfase dieléctrico-metal-dieléctrico. A partir de las ecuaciones de Maxwell se ha determinado el coeficiente de reflexión total R en función de las interfaces: espesor de la capa metálica, permitividad de los dieléctricos y función dieléctrica del metal, principalmente. La presencia de un mínimo en el coeficiente R , más allá del ángulo de reflexión total, manifiesta la presencia del SSP, por acoplamiento de la onda electromagnética y las oscilaciones superficiales de carga en el metal. Por otra parte, se ha descrito brevemente la configuración de Krestchmann (sección 1.4), la cual constituye el método más utilizado para excitación de un plasmón superficial polaritón. Un ejemplo claro de lo anterior lo constituye el gran número de trabajos experimentales que citan el sistema mencionado [18],[11]. El objetivo principal de este capítulo consiste en construir e implementar dos montajes: Uno que permita

verificar experimentalmente las consideraciones teóricas realizadas, mediante una simulación numérica, para la resonancia plasmónica superficial y un segundo montaje que permita observar el fenómeno del plasmón superficial polaritón de manera global. En ambos sistemas se utiliza la configuración de Krestchmann para la excitación del SSP.

La facilidad experimental del método de Krestchmann, respecto de la excitación por medio del método de Otto; radica sólo en la deposición del material intermedio en ambas configuraciones, ya que las propiedades físicas de los dieléctricos, imponen el uso de técnicas bastante sofisticadas y de alto presupuesto en el proceso de deposición[1], mientras que, los procedimientos de deposición de metales, han sido altamente desarrollados y son de bajo costo[25]. entre tanto, la excitación utilizando una red de difracción[18], solamente requiere en comparación con la configuración de Krestchmann, de una malla del orden de la longitud de onda del visible($\sim [0,3 - 0,7]\mu$), la cual ha sido ampliamente desarrollada en procesos litográficos[7], y que por tanto, no supone mayores gastos.

En la sección 2.2 se describirá los elementos del sistema de Krestchmann utilizado en este trabajo, y deducirá la formula de los ángulos de incidencia en la interfase prisma-metal, posteriormente empleada en el proceso de experimentación. En la sección 2.3 se describe la evaluación numérica de la reflectividad total implementada usando el análisis teórico del capítulo 1. En la sección 2.4 se describe el montaje experimental utilizado para detectar el SSP. Mientras en la sección 2.5 se describe el montaje empleado para observar el SSP global y finalmente en la sección 2.6 se detalla sobre el montaje implementado para la polarización transversal eléctrica con base en las secciones precedentes de este mismo capítulo.

2.2 Montaje De Krestchmann Utilizado

Como se describió en la sección 1.4, el método de Krestchmann para la excitación de un SSP consta de una configuración compuesta por: un prisma, encargado de aumentar el vector de

onda del vacío; un capa metálica, de espesor de algunas decenas de nanómetros, que soporta la onda evanescente propagándose a través de ella, y un dieléctrico, en cuya frontera con el metal se produce el acoplamiento de la onda electromagnética y las oscilaciones de carga. Sin embargo el uso del prisma no sólo es explicado utilizando la ventaja de carácter experimental como se menciona en la introducción al capítulo, sino que también puede entenderse su utilidad práctica con respecto a una lámina de superficies paralelas *, en donde en una de sus caras se ha depositado la misma película nanométrica usada en el montaje de Krestchmann.

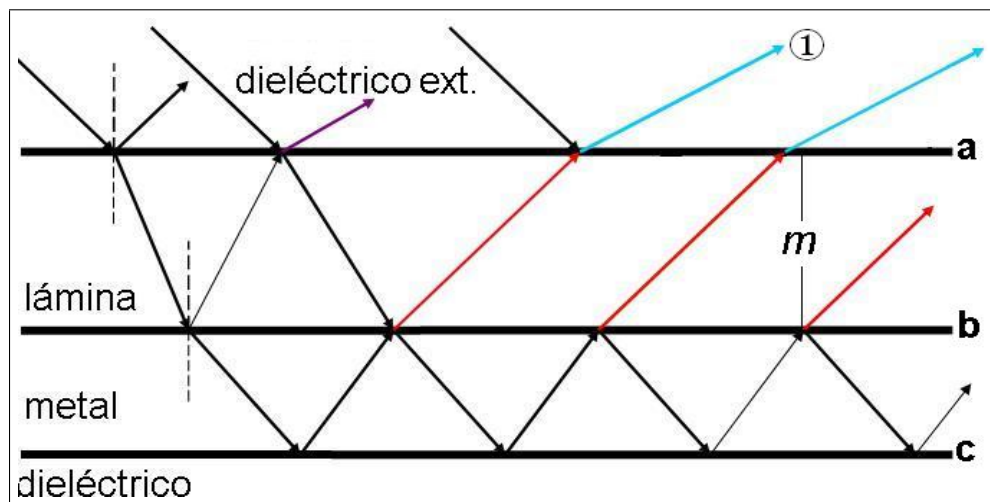


figura 2.1: Reflexiones múltiples en una lámina paralela, el rayo rojo representa la interferencia entre haz que llega a interfase lámina-metal y el proveniente del metal. El rayo azul supone la interferencia entre el haz que choca en la interfase dieléctrico-metal y el haz rojo

En dicha lámina, de acuerdo a la figura 2.1 se observa como un haz que incide sobre ella presenta reflexiones múltiples en ambas caras, lo mismo sucede para el haz transmitido hacia la capa metálica. Haciendo un análisis de trazado de rayos se observa que el rayo reflejado ①, corresponde a la superposición de tres haces reflejados en las interfases **a**, **b** y **c**, según la figura 2.1. Esta situación es más compleja de analizar teóricamente con el fin de obtener

*muy utilizada en experimentos con deposiciones, por su facilidad en la deposición de la capa metálica

el coeficiente de reflexión total, comparada con la situación donde el espesor de la lámina m es mayor que la longitud de coherencia la fuente utilizada, como en el caso del montaje de Krestchmann. Por otro lado según el trazado de rayos, la onda de excitación del plasmón en la interfase metal-dieléctrico corresponde a la superposición de los haces obtenidos de la transmisión lámina-meta y la reflexión en la frontera dieléctrico exterior-lámina. Este frente de onda interferométrico dificulta innecesariamente el análisis teórico, aunque resulte fácil depositar una capa de metal de algunos nanómetros en una placa de varios milímetros, que en un prisma de varios centímetros de espesor.

2.2.1. Elementos Experimentales Utilizados En La Configuración De Krestchmann

Para el experimento se utiliza un prisma porro de material BaK7, en cuya base se ha depositado un película metálica de oro de espesor 50.5 nm con función dieléctrica $-6,919 + 0,676i$ a longitud de onda de 632.8nm[2]. Las dos principales características del prisma son mostradas en la tabla 2.1.

Prisma	
Material	BaK7
Indice de refracción a 632.8nm	1.573

Tabla 2.1: Principales especificaciones técnicas del prisma

2.2.2. Fórmula Experimental De Ángulo De Incidencia En Interfase Prisma-Metal

Como se indico en el capítulo anterior, la condición de resonancia para la propagación de un SSP se manifiesta en una disminución abrupta en el coeficiente de reflectividad R del sistema prisma-meta-dieléctrico. La ecuación (1.74) establece implícitamente que R es función de θ ; este último llamado para el caso experimental $\bar{\gamma}$, el ángulo del haz con la normal de la interfase prisma-metal. Como el prisma se ubica sobre un sistema de rotación paso a paso computarizado, es necesario encontrar $\bar{\alpha}$ en función de la variación angular $\Delta\theta$ introducido por el motor, con respecto a la posición de referencia, ver figura 2.2. la figura 2.2(a) muestra la posición angular inicial de un haz que entra al prisma porro, se refleja en la hipotenusa en donde se ha depositado la capa de oro, y sale del prisma perpendicular al rayo incidente. Ahora rotando en dirección horaria, para satisfacer la condición de reflexión total interna tal como se aprecia en la figura 2.2(b), entonces las normales respecto de donde entra el haz girán un ángulo $\Delta\theta$, que es el mismo que ahora formará el haz con la normal del sistema rotado. Por otro lado, el rayo transmitido se propaga dentro del prisma, incidiendo y reflejandose en la hipotenusa del mismo, formando con respecto de las normales de la cara de la cual se transmite y la hipotenusa, los ángulos $\bar{\alpha}$ y $\bar{\gamma}$ respectivamente; recordando que este último ángulo es igual tanto para incidencia como para reflexión. Finalmente el rayo que se refleja en la hipotenusa sale del prisma a un ángulo ϕ .

De acuerdo al trazado de rayos se tiene:

$$45^\circ + (90^\circ - \bar{\gamma}) + (90^\circ - \bar{\alpha}) = 180^\circ \longrightarrow \bar{\gamma} = 45^\circ - \bar{\alpha}. \quad (2.1)$$

Utilizando la ley de snell: $n_0 \sin(\Delta\theta) = n_p \sin(\bar{\alpha})$, despejando α se llega a:

$$\bar{\gamma} = 45^\circ - \sin^{-1} \left(\frac{n_0}{n_p} \sin(\Delta\theta) \right) \quad (2.2)$$

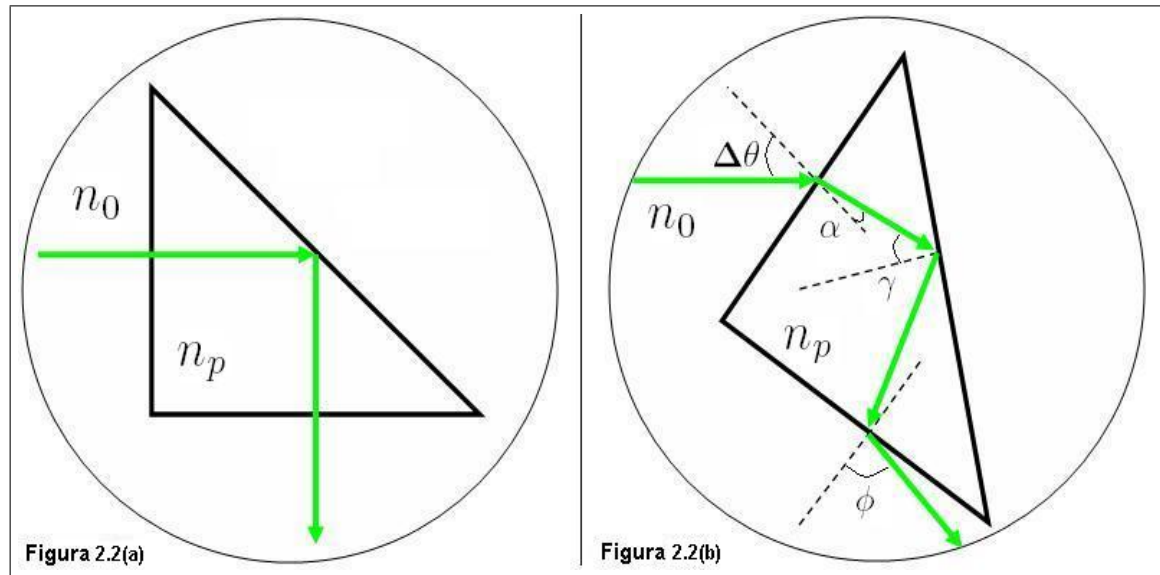


figura 2.2: Rotación experimental. la figura 2.2(a) muestra el rayo la configuración de Krestchmann y La figura 2.2(b) muestra la configuración de Krestchmann rotada

De manera que rotando el prisma un valor $\Delta\theta$ con respecto a la posición inicial indicada en la figura 2.2(a) se obtiene un valor de $\bar{\alpha}$, necesitado para evaluar R experimentalmente.

2.3 Evaluación Numérica De Reflectividad

Para la obtención de la curva numérica de la reflectividad total de la configuración de Kretschmann, se emplea la herramienta Matemática Matlab 7.6[©], utilizando los valores ya mencionados en la sección anterior: longitud de onda del láser, función dieléctrica del oro, permitividad del prisma, permitividad del aire y espesor de la capa de oro. Además, se define como variable, el ángulo de incidencia en la interfase prisma-metal sobre un rango de 0° a 80° [†]. Estos últimos datos, son introducidos en las ecuaciones (1.69), (1.91) y (1.104), para hallar la de diferencia de

[†]Tomado así con el fin de analizar un comportamiento general: todo el rango de reflexión total interna y valores que no están en esté.

fase($\tilde{\beta}$) y los coeficientes de reflexión en amplitud en las interfases prisma-metal y metal-aire, respectivamente. Una vez calculadas estas cantidades complejas, se insertan en la ecuación (1.73), con el fin de encontrar la reflectividad neta R del sistema mencionado, para finalmente graficar la reflectividad en función del ángulo de incidencia.

2.4 Montaje Experimental De Detección Del SSP

Como se mencionó en la sección (2.2) y en la introducción a este capítulo, el sistema esencial para excitación y propagación de un SSP, lo constituye la configuración: prisma-metal-dieléctrico. Sin embargo, es necesario experimentalmente llevar a cabo las siguientes etapas: implementar un sistema de iluminación que cumpla las condiciones de monocromaticidad y polarización de la onda incidente en la configuración mencionada; construir un sistema de control que permita imponer y manipular los grados de libertad traslacionales(desplazamientos horizontales y verticales) y rotacionales[‡] de los elementos básicos del montaje; implementar un sistema de adquisición, el cual sé adecue mejor a la recepción y captura de datos provenientes de la señal luminosa del sistema de control y finalmente, construir un sistema de procesamiento de datos mediante uso de un software.

2.4.1. Sistema De Iluminación

Como sistema de iluminación se utilizó un láser He-Ne($\lambda = 632,8nm$) en iluminación directa, sin elevación mostrado en la figura 2.3, el elevador E son dos espejos planos oblicuos, que orientan el haz proveniente del láser a la altura de un conjunto de elementos ópticos compuesto respectivamente por: un filtro de densidad, cuya finalidad es la de reducir la intensidad en un

[‡]son los de mayor importancia, ya que como se verá el fenómeno no sucede mas allá de un desplazamiento neto angular de 6° .

valor de 6.5 %, del haz incidente sobre él[§] para evitar saturación al detectar; un polarizador lineal de precisión(p), orientado en dirección del plano de incidencia(xz), respecto del sistema de interfases de la configuración de Krestchmann, y un diafragma, encargado de disminuir cualquier radiación parásita diferente del haz de iluminación. En la misma figura 2.3 se muestra el eje de orientación elegido para la polarización transversal magnética. Las características técnicas del láser y el polarizador se muestran en la tablas 2.2 y 2.3 respectivamente.

LÁSER HELIO-NEON	
Modelo	Spectra Physics M-127
Dimensiones	108x15x12 cm
peso	9 kg
potencia salida promedio	35mW

Tabla 2.2: Especificaciones técnicas del láser

POLARIZADOR LINEAL DE PRECISIÓN NEWPORT	
Modelo	Newport 10LP-VIS-B
Longitud de onda recomendada	430-670 nm
Diametro externo	25.4mm
Reflectividad	<0.5 % 400-700nm
Tranmisión	T>37 %
Rango de Temperatura	(−50)°C – 50°C

Tabla 2.3: Especificaciones técnicas del Polarizador

[§]Obtenido experimentalmente dividiendo un valor promedio de intensidad antes y despues de colocar el filtro

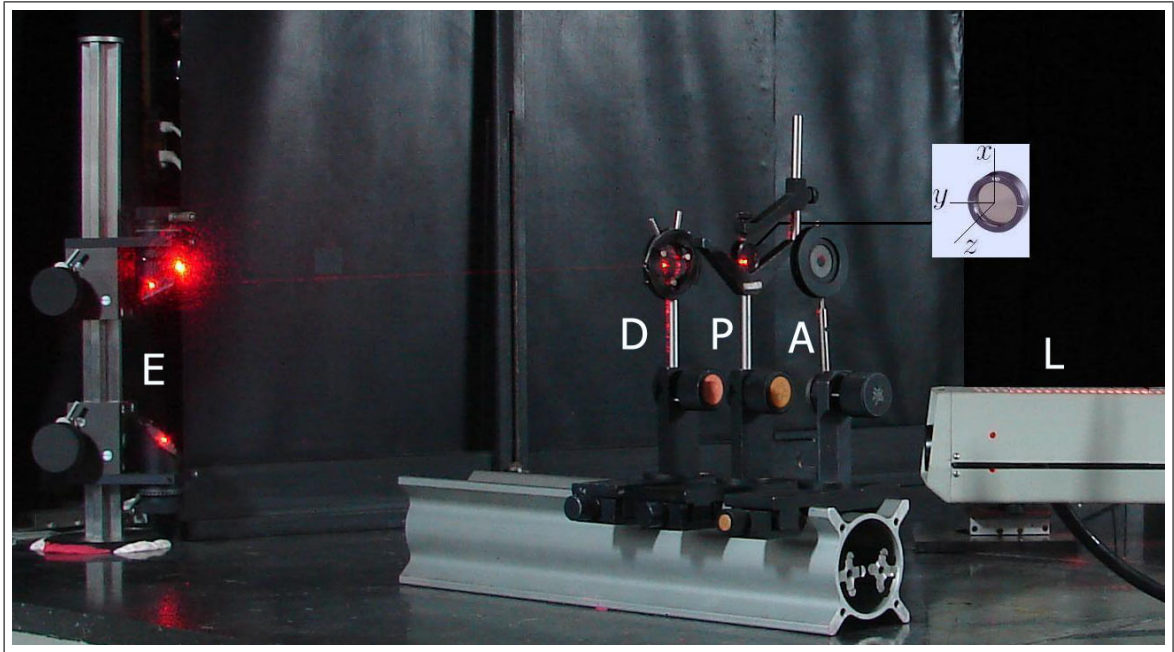


figura 2.3: Sistema de iluminación: laser(L), elevador (E), filtro de densidad (D), polarizador (P) y diafragma (A)

2.4.2. Sistema De Control

Debido a las exigencias espaciales de posicionamiento, el prisma se ubicó sobre una estación de rotación motorizada paso a paso, la cual se encuentra sobre dos platinas de translación mecánicas(T1,T2) como se observa en la figura 2.4. Todo el sistema es soportado por un elevador mecánico para el ajuste de alturas. El elevador óptico de sistema del iluminación tiene los grados de libertad necesarios para ajustar que el haz incida perpendicularmente a la cara del prisma. El motor de rotación paso a paso, fue interfazado a un computador desde el cual se puede controlar la secuencia de desplazamientos angulares de la configuración de Krestchmann. El software de manejo del dispositivo rotatorio consiste de un código programado en Matlab 7.6©(ver anexo); en el cual, el movimiento relativo de desplazamientos rotativos, creados es de $0,15^\circ$. Este último valor fue fijado utilizando como criterio el desplazamiento

neto angular durante el cual se observa el fenómeno[¶], que es de aproximadamente 5.3° , dividido entre el número de datos promedio de 36, considerado en la mayoría de artículos y reportes que utilizan el método de Krestchmann([11],[23]). Las particularidades técnicas del motor de rotación son presentadas en la tabla 2.4.

ESTACIÓN DE ROTACIÓN MOTORIZADA 300 PP	
Resolución	$(1/1000)^\circ$
Peso	19.4 kg
radio	31cm
excentricidad	$\pm 1,5\mu\text{m}$
desviación eje de rotación	± 1 arcmin

Tabla 2.4: Especificaciones técnicas del Motor de rotación

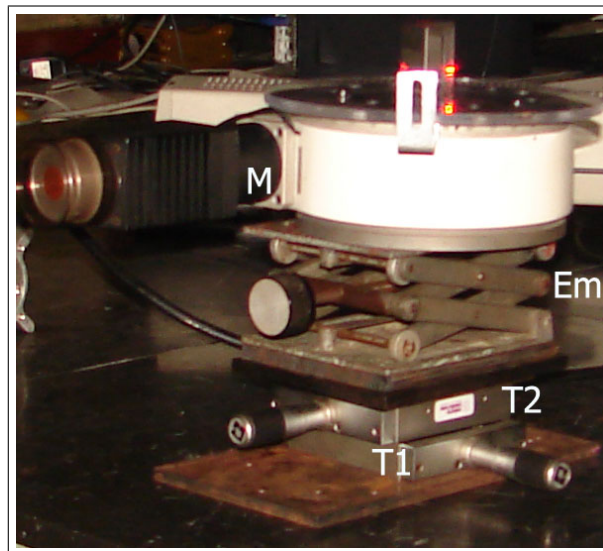


figura 2.4: Sistema de control: platinas mecánicas (T1,T2), elevador mecánico (Em), Motor de rotación (M)

[¶]Tomado previamente de la simulación teórica realizada.

2.4.3. Sistema De Adquisición

Se utiliza como sistema de adquisición, un montaje que consta de un detector fotovoltaico[21] Modelo 818-SL Newport, conectado a un medidor de intensidad luminosa en la escala de baja potencia con atenuador. La salida análoga del medidor de intensidad es interfazada a un multímetro digital, cuya salida se envía al computador de adquisición, encargado de recoger un número determinado de muestras luminosas, provenientes de la configuración Krestchmann de control. De esta manera el computador envía las instrucciones necesarias para mover el sistema de rotación y adquirir datos de la intensidad luminosa. Las especificaciones tecnológicas del medidor de intensidad se presentan en la tabla 2.5.

MEDIDOR INTENSIDAD LUMINOSA NEWPORT	
Modelo	Newport 1815-C
Dimensiones	83x152x159 mm
Peso	0.7 kg
Rata de muestreo	2.5 Hz
Desarrollo operativo	<80 % RH, 18°C – 28°C
Conectores	salida BNC, entrada BNC
Rango de Switch	6 posiciones, uno por década de ganancia
Escala de lectura(baja potencia con atenuador)	20 μ W a 2W

Tabla 2.5: Especificaciones técnicas del medidor de intensidad lumínica

El medidor de intensidad luminosa es ajustado a la longitud de onda láser del sistema de radiación, siguiendo las instrucciones dadas en su manual de funcionamiento[20]. El número de muestras es elegido teniendo como criterio empírico de selección las variaciones poco considerables de la intensidad incidente en el fotodetector, registradas durante un período de tiempo de aproximadamente dos horas. Así se encuentra que una cantidad 50 muestras a intervalos de registro de 2 segundos, son suficientes para la experimentación.

2.4.4. Sistema De Procesamiento

El sistema de procesamiento de datos consiste de un código implementado en Matlab que utiliza la correspondencia entre los desplazamientos angulares experimentales de la configuración de Krestchmann, obtenidos en el sistema de control, con los datos luminosos tomados en el sistema de adquisición, Es decir, un código implementado para observar la curva de reflexión total en función del ángulo de incidencia.

2.5 Montaje Experimental De Observación Global Del SSP

El montaje anterior permitía secuencialmente obtener datos de reflectividad para evidenciar posteriormente la presencia de SSP por la reducción abrupta de R , después del ángulo de reflexión total. En esta sección se muestra las alteraciones necesarias para observar la reducción vertiginosa de R , sin necesidad de rotar el motor, ni hacer procesamientos posteriores.

2.5.1. Sistema De iluminación

A este sistema se le incluyen además, de las condiciones de monocromaticidad y polarización, la exigencia de fuente algo extendida^{||}. Es decir que debe utilizarse un elemento óptico que cree pequeños frentes de onda esférico sin dispersar fuertemente la onda al llegar a la configuración de Krestchmann. Para tal objetivo se utiliza además del láser de He-Ne, los espejos oblicuos, el filtro de densidad y el polarizador, una lámina de vidrio esmerilado a una distancia de

^{||}Se desea incluir un pequeño grado de dispersión geométrica.

aproximadamente 10 cm del prisma. De esta manera el frente de onda que incide sobre el prisma es levemente esférico, con variaciones angulares de sus haces alrededor del ángulo de observación del SSP.

2.5.2. Sistema De control

Para este sistema se sustituye la estación de rotación controlada através de un computador por un estación de rotación mecánica, sobre la cual ahora descansa la configuración de krestchmann. De manera que para esta etapa no es importante la cuantificación de los desplazamientos angulares, debido a que el frente de onda incidente sobre la configuración de Krestchmann posee una pequeña variación angular alrededor del ángulo de incidencia de acople propia del SSP.

2.5.3. Sistema De adquisición

Para este sistema se sustituye el fotómetro(fotodector y medidor de intensidad) y multímetro por una cámara CCD, conectada a través de un puerto BNC con un computador personal, desde donde se captura imágenes utilizando una tarjeta de digitalización Matrox Meteor II y controlada desde Matlab. Las especificaciones técnicas de la CCD se muestran en la tabla 2.6.

2.5.4. Sistema De procesamiento

Para procesar la imágenes obtenidas se utiliza nuevamente Matlab, el código implementado consta de algunas líneas, en las cuales debido a que la cámara no es RGB, impone color rojo sintético a las imágenes previamente halladas.

CÁMARA	
Tecnología	CCD
Elementos	510x492 (H/V)
Zona Fotosensible	8.8x6.6
fotoelementos	17x13 μm (H/V)
Reporte señal/Ruido de la cámara	>40dB
Dinámica de captura	46dB

Tabla 2.6: Especificaciones técnicas de la cámara CCD

2.6 Montaje Con Polarización Transversal Eléctrica

En las secciones anteriores se describió detalladamente el montaje implementado para una iluminación ajustada a polarización transversal magnética para la excitación del SSP. No obstante de acuerdo a los resultados teóricos explicados en la sección 1.3 para polarización transversal eléctrica, los cuales predicen la no existencia de SSP con esta polarización en el sistema de radiación, entonces se implementa un montaje de forma analoga al de la sección 2.4, con la única variante en el sistema de iluminación, que consiste en ajustar el polarizador en la forma exigida por el modo transversal eléctrica con respecto al plano de incidencia de la interfase en el prisma-metal.

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

3.1 Introducción

En este capítulo se mostrarán los resultados teórico-experimentales de la existencia de un SSP introducidos en los capítulos anteriores. En la sección 3.2 se muestran los resultados de las simulación obtenidas con los datos de índice de refracción del prisma, espesor y función dieléctrica de la capa de metal y longitud de onda del láser. Estos últimos empleados en la experimentación. en la sección 3.3 se muestran y explican los resultados de la visualización global del SSP. Finalmente en la secciones 3.4 y 3.5 se muestran y explican los resultados experimentales obtenidos para la SSP en polarización transversal magnética y polarización transversal eléctrica respectivamente.

3.2 Simulación Numérica

Teniendo en cuenta los valores numéricos expuestos en la sección 2.3 del capítulo anterior, se muestra la figura 3.1; la cual ilustra un abrupto descenso del coeficiente de reflectividad en el rango comprendido entre: $0^\circ - 80^\circ$ en la figura 1(a); y $40,5^\circ - 43,05^\circ$, para un perfil ampliado en las vecindades del mínimo de reflectividad, figura 1(b). De acuerdo con la sección 1.5, la caída de la reflectividad es producto de la interferencia destructiva de la radiación de

pérdida en la interfase oro-aire, consecuencia directa de la excitación de un SSP en esta misma frontera; y la radiación incidente en la interfase prisma-oro.

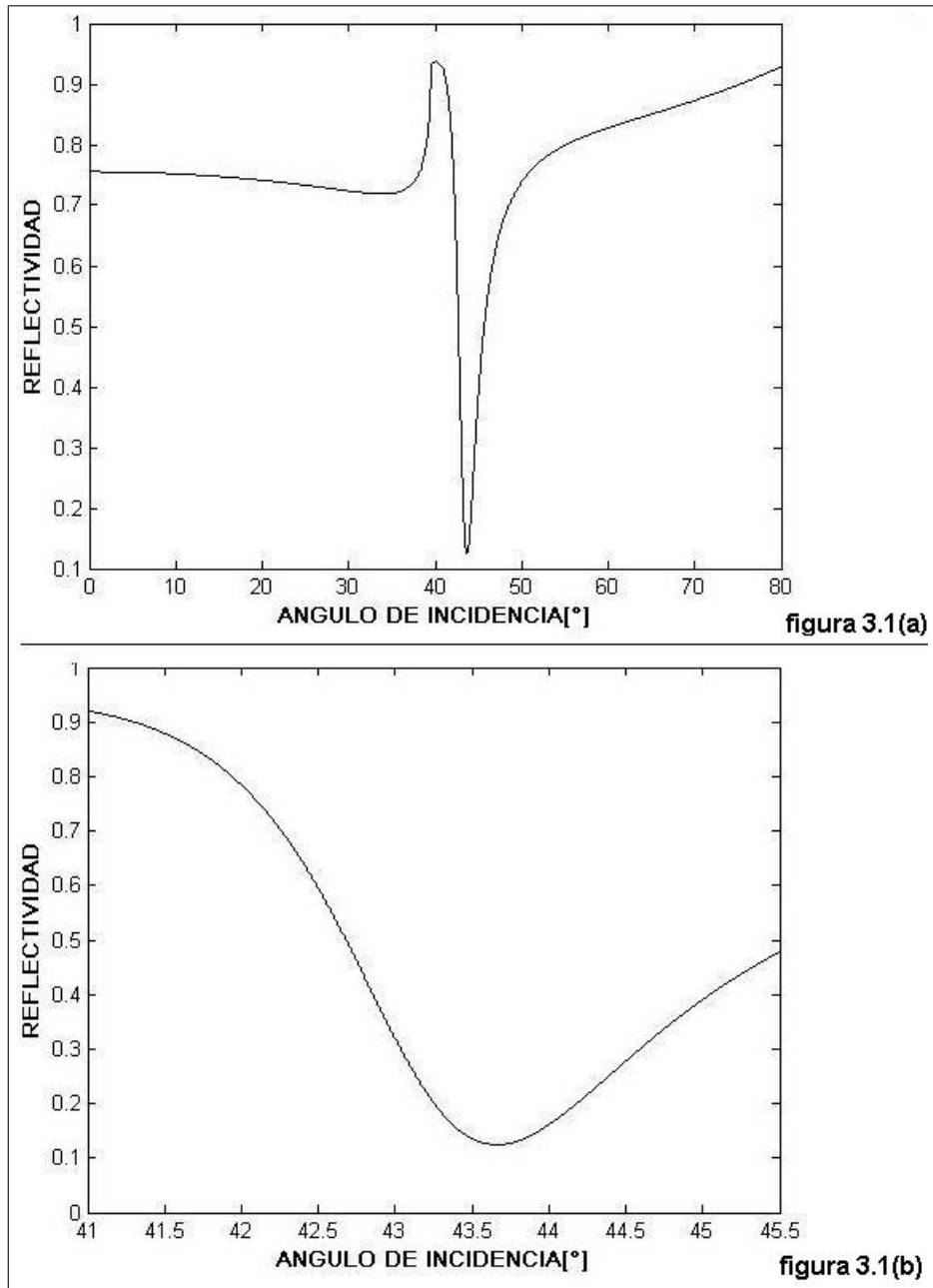


figura 3.1: figura 3.1(a), gráfica teórica del SSP propagandose en la interfase oro-aire obtenida con la ecuación (1.74) para R . figura 3.1(b), Perfil amplificado de la caída de reflectividad del SSP.

3.3 Visualización Global De SSP

Partiendo del montaje implementado en la sección 2.5 del capítulo anterior se obtiene la figura 3.2, la cual muestra las imágenes obtenidas de reflectividad de la configuración de Krestchmann para el polarizador del sistema de radiación, primero sin estar ajustado a la condición de incidencia transversal magnética respecto de los ejes elegidos(figura(2.3)), figura 3.2(a); y segundo ajustado en la condición transversal magnética, figura 3.2(b). Así la divergencia introducida por el vidrio esmerilado al haz de He-Ne, luego que este último ha atravesado el polarizador, causa para el caso de la exigencia TM que ciertos ‘rayos’* cumplan con la excitación del SSP, es decir, incidencia a un ángulo crítico resonante; y otros rayos no. De manera que se obtendrá una franja oscura[†] para los rayos que satisfagan la condición del SSP, y lóbulos laterales para los rayos que no cumplen la condición del SSP, tal como se aprecia en la figura 3.2(b). Mientras que para el caso en el cual el polarizador no cumple la exigencia TM, los rayos en su gran mayoría tampoco satisfacen la condición impuesta de ángulo resonante para el SSP, entonces aparecerá una mancha intensa producto de la intensidad de los haces reflejados en la configuración de Krestchmann, como se observa en la figura 3.2(a).

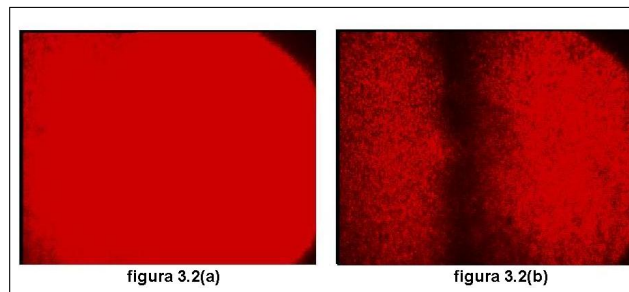


figura 3.2: Visualización de la iluminación incidente sin la condición de transversal magnético, figura 2(a). Visualización de la iluminación incidente con la condición de transversal magnético, figura 2(b).

*llamados de esta forma para entender desde la óptica geométrica lo que sucede en el fenómeno.

[†]El oscurecimiento y posición dependen en general del número de rayos que cumplan la posición angular resonante en la configuración de Krestchmann

3.4 Resultados De Datos Experimentales

Transversal Magnético

La figura 3.3 muestra los datos experimentales obtenidos mediante la implementación del montaje de detección del SSP descrito en la sección 2.4. De acuerdo a esta gráfica se observa como se produce un descenso del coeficiente de reflectividad en función del ángulo de incidencia en la frontera prisma-metal. Dicha caída del coeficiente de reflexión total de la configuración de Krestchmann se encuentra en concordancia con la gráfica de simulación de reflectividad de la figura 3.1(b); es decir que puede ser explicada como la interferencia destructiva de las radiaciones de pérdida e incidente en las interfases oro-aire y prisma-oro respectivamente. Además, si yuxtaponemos la gráfica experimental con la simulación, se tendrá la gráfica mostrada en la figura 3.4, la cual permite apreciar directamente la relación entre teoría y experimento; donde la única variación apreciable en la superposición corresponde a puntos experimentales donde se empieza a perder la reflexión total interna.

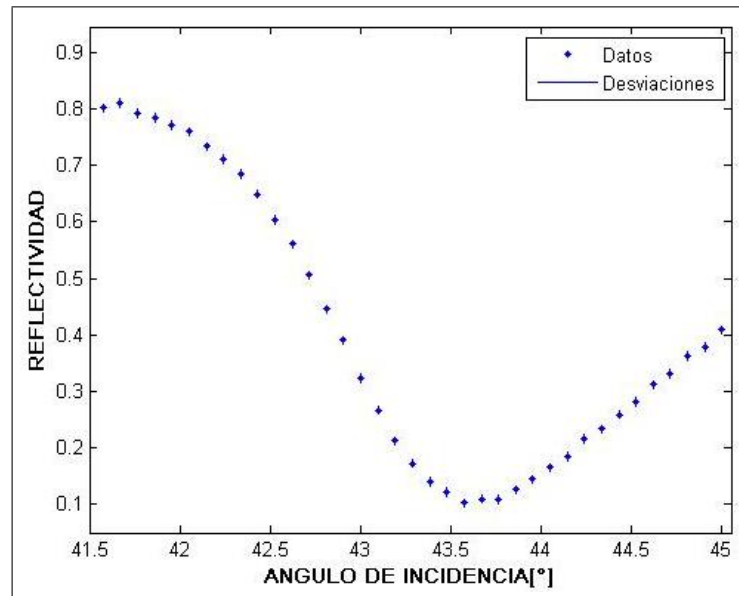


figura 3.3: gráfica Experimental obtenida. puntos en azul corresponden a los datos mientras las barras verticales son las desviaciones para cada medida de angular.

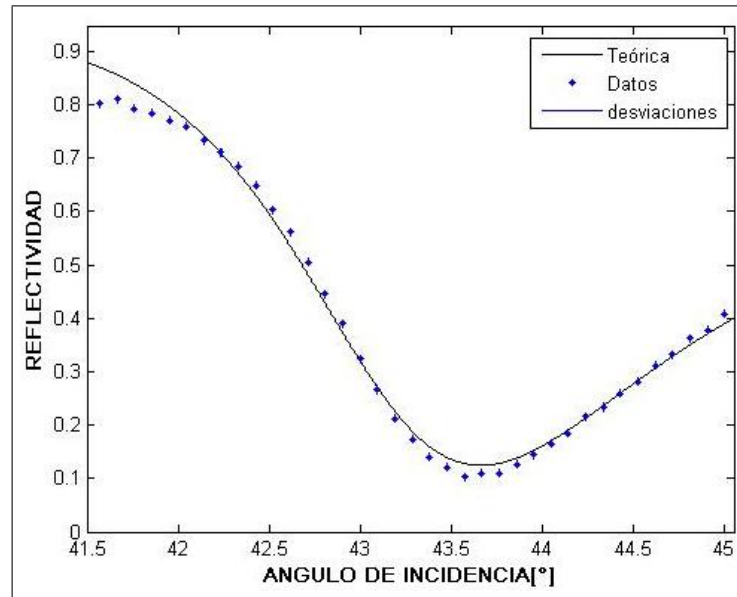


figura 3.4: Superposición de datos experimentales con curva teórica.

3.5 Resultados De Datos Experimentales Transversal Eléctrico

Teniendo en cuenta la configuración experimental utilizada para la polarización transversal eléctrica explicada en la sección 2.6, se tiene la gráfica presentada en la figura 3.5, en la cual los valores experimentales de reflectividad obtenidos en función del ángulo de incidencia en la interfase prisma-oro están representados por los puntos de color azul con su respectiva barra de error demarcada del mismo color. Así puede notarse el carácter lineal que dichos puntos presentan sobre el intervalo experimental de los ángulos tomados (corresponde al mismo rango asumido para la incidencia TM). Por lo cual se realiza un ajuste lineal de los valores tenidos, mediante el método de mínimos cuadrados para obtener la línea experimental de color azul mostrada en la misma gráfica. Sin embargo como se aprecia detenidamente en la anterior gráfica, el rango experimental de reflectividad está comprendido entre 0.915 y 0.935, de modo

que si aumentamos abruptamente el intervalo de reflectividad para que contenga el rango experimental mencionado, tal como se muestra en la gráfica de la figura 3.6(b), se notará que la intensidad reflejada es prácticamente constante, es decir que no hay excitación del SSP utilizando polarización transversal eléctrica, tal como se demostró teóricamente en el final de la sección 1.3.

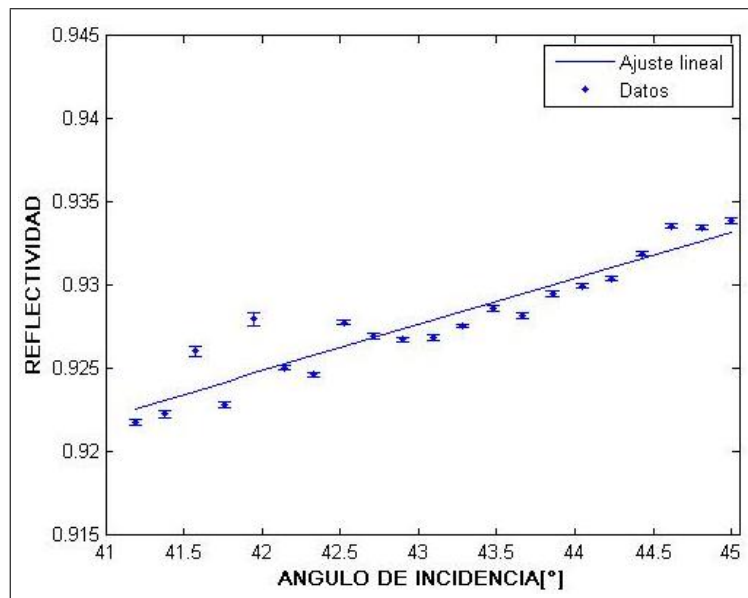


figura 3.5: Datos experimentales para el modo Transversal eléctrico, puntos azules con respectiva desviación. curva obtenida mediante regresión lineal para datos experimentales, línea azul

Ahora dado que para la polarización TE, también puede implementarse una simulación de la reflectividad, entonces se obtiene para esta última la línea de color negro que se ilustra en la gráfica de la figura 3.6(a), en la cual los intervalos de reflectividad y ángulos de incidencia en la interfase prisma-oro han sido ajustados con los rangos obtenidos experimentalmente, de manera que permite hacer una comparación entre las líneas de la simulación y la de ajuste experimental de color azul. Mientras que si nuevamente se amplía el intervalo de reflectividad entre 0.5 y 1, observaremos la yuxtaposición de las dos líneas, como se aprecia en la figura 3.6(b).

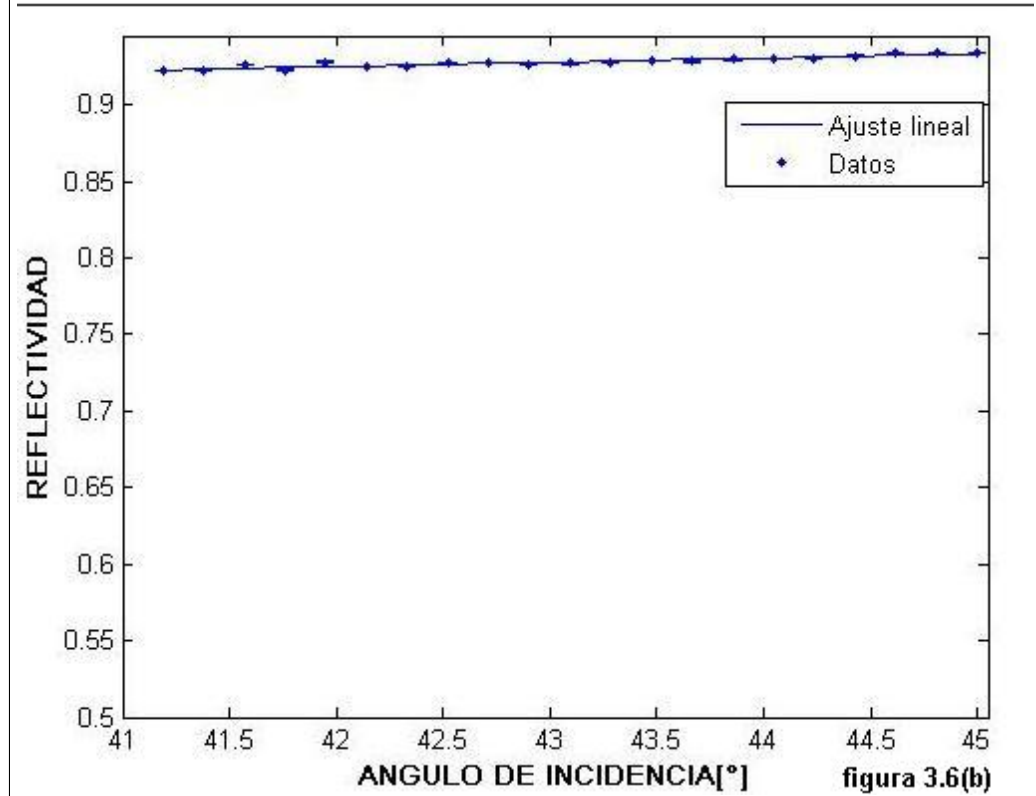
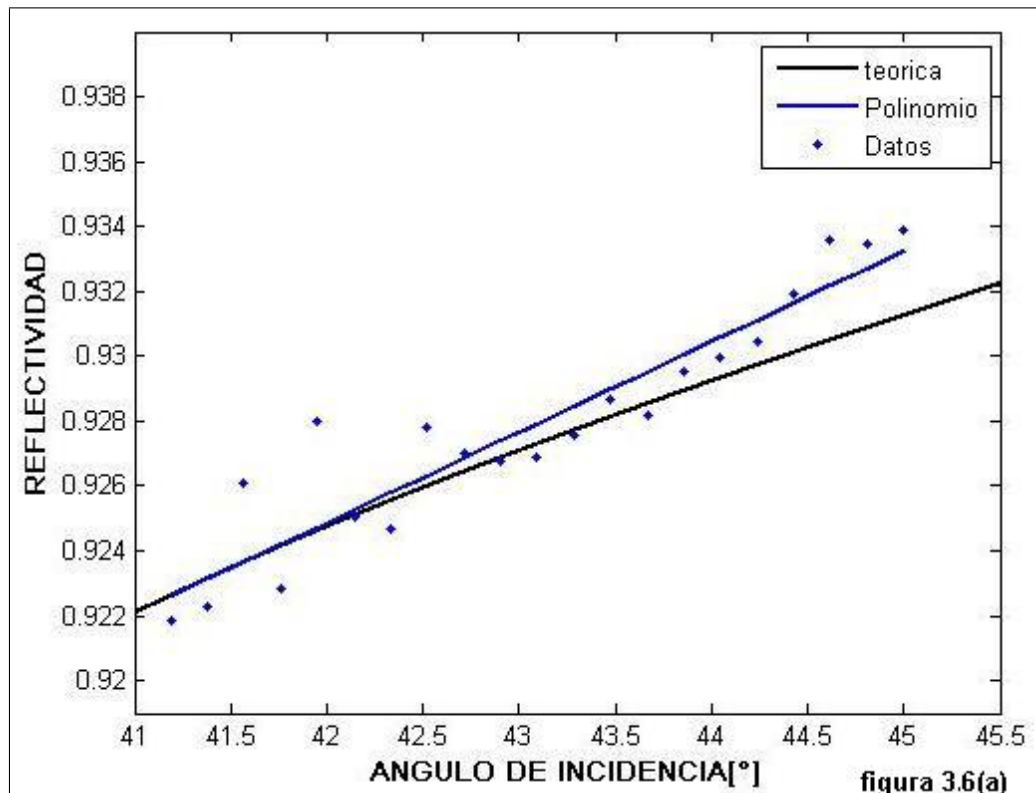


figura 3.6: figura 3.6(a), datos experimentales(puntos azules), curva de regresión(línea azul) y curva predicha por polarización transversal eléctrica para el SSP(línea negra). figura 3.6(b) gráfica experimental para un rango de reflectividad extendido entre 0.5-1.

CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS

4.1 Conclusiones

En el presente trabajo se estudió de manera teórica y experimental la existencia de los plasmones superficiales polaritones; es decir, de ondas evanescentes en la interfase entre un metal y un dieléctrico. Para hacer esto, se dividió el contenido de este trabajo en tres capítulos fundamentales, cada uno con conclusiones y resultados relacionados entre si. Por tanto las conclusiones pueden ser divididas en dos bloques:

Teóricas:

- Se estableció y analizó el concepto de función dieléctrica. El cual permite determinar la respuesta de los metales ante campos electromagnéticos a fin de ser utilizados para la excitación de un SSP.
- Se determinaron las condiciones necesarias para confinar una onda de comportamiento evanescente en la interfase dieléctrico-metal a través de la solución de las ecuaciones de Maxwell con apropiadas condiciones de frontera.
- Se establecieron las condiciones de propagación que generan un acople de la onda evanes-

cente con las oscilaciones electrónicas de carga presentes en el metal ya determinado.

- Se analizaron los vectores de onda permitidos para la propagación. Los cuales fueron encontrados a través de la relación de dispersión; hallada para un SSP. Esta última relación permite establecer que para la excitación del SSP se requiere un vector de onda más grande que el que se propaga en el dieléctrico en condiciones normales (sin evanescencia).
- Se analizó teóricamente la configuración de Krestchmann, a fin de ajustar la igualdad de las constantes de propagación y las constantes de excitación del SSP. Esta configuración establece que para lograr la excitación del SSP se puede utilizar un prisma con permitividad más grande que la del dieléctrico en cuya frontera con el metal se requiere excitar el SSP. De igual forma que para aumentar el vector de propagación que incide dentro del metal se requiere de la onda evanescente lograda a través de reflexión total interna.
- Se analizó la utilización de un dieléctrico adicional (prisma) para garantizar el acople entre la radiación electromagnética en forma de onda evanescente y oscilaciones de carga del metal. De acuerdo a lo anterior se mostró que la inclusión de este dieléctrico generaba un valor $\Delta\beta$ complementario para la excitación, con parte real e imaginaria. Siendo la parte imaginaria quien provoca una radiación de pérdida y genera interferencia destructiva con la radiación reflejada dentro del prisma. De tal manera que se obtenga una reducción abrupta en la reflectividad total. De esta manera se estableció como variable experimental la reflectividad total.

Experimentales:

- Se ajustaron las condiciones para propagar un SSP en una capa de oro con función dieléctrica $-6,919 + 0,676i$ y 50.5nm de espesor sobre la hipotenusa de un prisma de material BaK7 con índice de refracción 1.573 a longitud de onda de 632.8nm.
- El montaje implementado permitió obtener datos experimentales de la reflectividad total en la configuración de Krestchmann a partir de valores experimentales conocidos:

Longitud de onda, función dieléctrica del oro, espesor de capa de oro, índice de refracción del prisma y permitividad del aire. Estos valores experimentales fueron confrontados con los resultados de reflectividad predichos por la teoría, obteniéndose un empalme de las curvas que permitió realizar una discusión de estos y llegar a decir que se obtuvo un error del orden del 2%, el cual con mejores condiciones experimentales (láser estabilizado en intensidad) puede reducirse aún más.

4.2 Desplazamiento De La Posición Angular Resonante del SSP

En los capítulos anteriores se estableció teóricamente y verificó experimentalmente la propiedad de decaimiento abrupto de la reflectividad total que presentan los plasmones superficiales polaritones al ser excitados. Ahora tal como se mostró, este comportamiento se presenta a un ángulo crítico resonante con una respectiva constante de propagación, la cual depende de: la interfase en donde se excita el SSP, es decir de los medios que conforman esta frontera; el prisma y el espesor de algunas centenas de nanómetros del metal elegido para dicho fin. En esta sección se mostrará como variaciones del orden de décimas en los índices de refracción de los medios presentes en la excitación, introducen fuertes cambios en la constante de propagación del SSP y como es empleada esta característica en algunos biosensores.

De acuerdo a la ecuación (1.127) del capítulo 1, la condición para el ángulo resonante con su respectiva constante de propagación del SSP es función de: las permitividades, las cuales se transforman en índice de refracción del correspondiente medio realizando la operación $n = \sqrt{\epsilon_{med}/\epsilon_0}$ y el espesor de la capa metálica, que como se explica en la sección 1.2.1 no debe superar los 100nm de espesor. Sin embargo desde el punto de vista experimental es relativamente más fácil cambiar solo el índice de refracción del dieléctrico en cuya frontera con el metal se manifiesta el fenómeno del SSP; debido principalmente a la utilidad que los plas-

mones superficiales polaritones presentan para los biosensores como se verá en la sección 4.2.1.

Teniendo en cuenta lo anterior se implementa una simulación gráfica de la curva de reflectividad para los mismos medios utilizados en la experimentación, es decir el prisma de material BaK7, el oro y el aire ($n_a = 1,00$); en donde este último constituye la frontera con el metal en la cual se estimula la excitación del SSP. Así en primer lugar la curva negra mostrada en la figura 4.1, que corresponde a la misma curva ilustrada en la figura 3.1(a) de capítulo anterior, si se introduce una variación en el índice de refracción del aire de una décima se obtiene la curva azul mostrada en la misma figura 4.1. De igual forma a lo anterior las curvas azules de las figuras 4.2 y 4.3 corresponden a una variación de 5 centésimas y una centésima respectivamente en el índice de refracción del aire; Mientras las curvas de color negro constituyen la curva ya mencionada. En consecuencia, puede observarse como cambios del orden de las centesimas en el índice del aire introduce un desplazamiento apreciable de la posición resonante, sin alteración de la forma del pico de caída. Lo cual implica que la constante de propagación de los plasmones superficiales polaritones es sensible a sutiles variaciones del índice de refracción del aire.

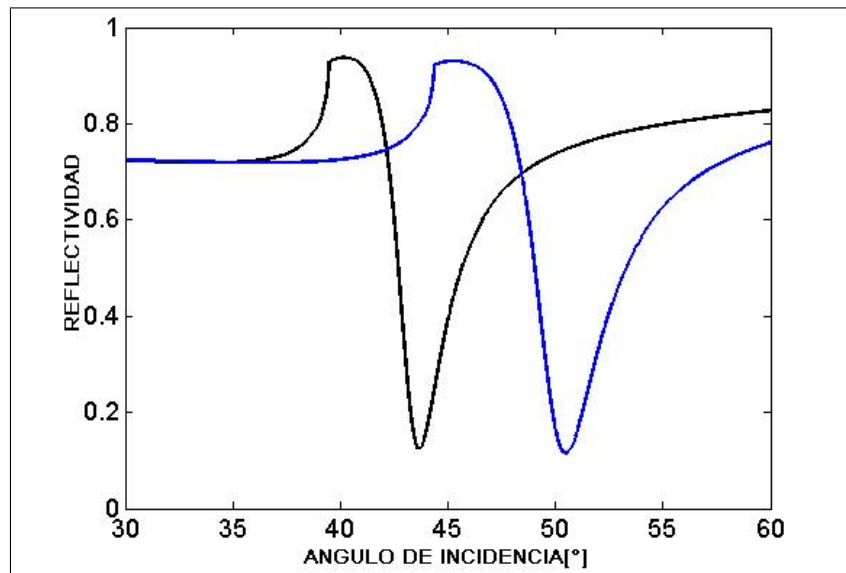


figura 4.1: variación una décima en el índice de refracción del aire(color azul). curva sin ningún cambio en el índice de refracción del aire(color negro)

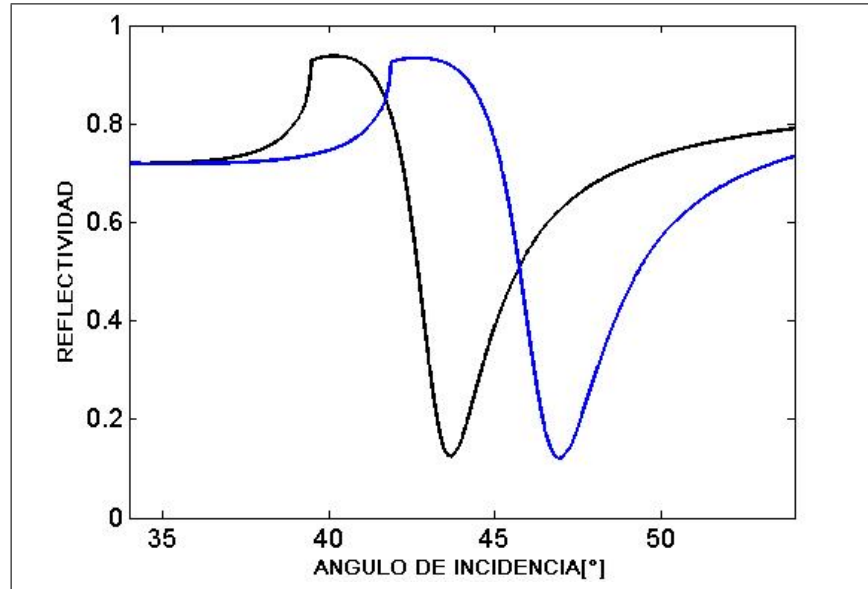


figura 4.2: variación 5 centésima en el índice de refracción del aire(color azul). curva sin ningún cambio en el índice de refracción del aire(color negro)

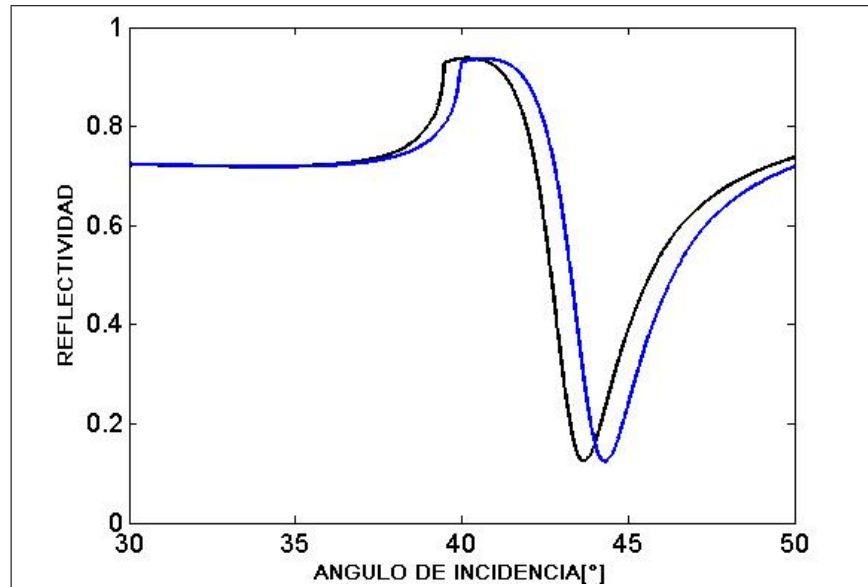


figura 4.3: variación en una centésima en el índice de refracción del aire(color azul). curva sin ningún cambio en el índice de refracción del aire(color negro)

4.2.1. Utilidad De Desplazamiento De la Resonancia del SSP

Como se observó en la sección anterior, las variaciones del índice de refracción del dieléctrico en la interfase que soporta el SSP conduce a un cambio en la constante de propagación del SSP. Esto se manifiesta en una alteración de la condición de acoplamiento de la luz y las oscilaciones de carga, lo cual puede ser observado como un cambio de alguna característica de la onda incidente, como por ejemplo el ángulo resonante. Esta propiedad es útil para crear sensores ópticos, entre los cuales los más reconocidos son los biosensores basados en la resonancia plasmónica superficial([21],[11]). En dichos biosensores el dieléctrico en la frontera de excitación es llamado superestrato; Este superestrato consiste de una muestra de material de bioreconocimiento[12] cuyo nombre es desconocido(ver figura 4.4), pero que posee índice de refracción n , el cual es bien conocido hasta el orden de milésimas*. Además que se conoce su curva de reflectividad para la excitación del SSP con medios bien conocidos(longitud onda laser, sustrato y metal), es decir con un determinado valor de ángulo resonante como por ejemplo se muestra en las figuras anteriores(linea negra). De manera que si se incorpora un catalizador químico, el cual reacciona con el elemento de reconocimiento, producirá un cambio en el índice de refracción del ahora nuevo superestrato que da origen a una constante de propagación con un nuevo valor de ángulo resonante(linea azul), el cual puede ser determinado para encontrar el nombre del material de bioreconocimiento.

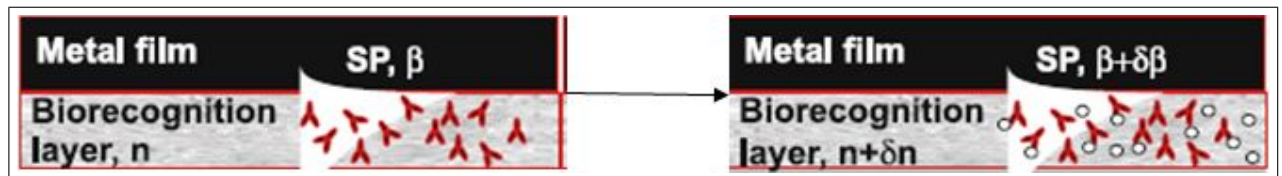


figura 4.4: Material de bioreconocimiento con índice n y constante de propagación β (izquierda). Reacción de muestra con nuevo índice $n + \Delta n$ y nueva constante de propagación $\beta + \Delta \beta$.

*Existe muchos materiales orgánicos con índice de refracción igual, pero propiedades muy diferentes.

REFERENCIAS

- [1] Aicha R., Barlow F., 1998, *Thin film technology handbook*, Mc Graw Hill, New York.
- [2] Ashcroft N, Mermin D., 1976, *Solid state physics*, 2nd ed., Saunders College Publishing, Orlando.
- [3] Born M., Wolf E., 1999, *Principles of optics*, 7th ed., Cambridge University Press, Cambridge.
- [4] Breukelaar I., Berini P., 2008, *Long-range surface plasmon-polariton mode cutoff and radiation in slab waveguides*, Journal. optical. society. American, Vol. A23, pag 1971-1977.
- [5] Bronsgerma I., Pieter K., 2007, *Surface plasmon nanophotonics*, Springer, Dordrecht, Netherlands.
- [6] Cheng D., 1983, *Field and wave electromagnetics*, 2nd ed., Addison-Wesley Publishing Company, California.
- [7] Cliffe H., 1967., *A complete handbook of modern techniques of lithography*, Watson-Guptill.
- [8] Drude P., 1900, *Annalen der physik* 1, 566, 3:369.
- [9] Goodman W., 1988, *Introduction to fourier optics*, 2nd ed., McGraw-Hill, New York.
- [10] Griffiths D., 1999, *Introduction to electrodynamics*, 3rd ed., Prentice Hall, New Jersey.
- [11] Gu H., Cao Z., 2008, *Determination of thickness and optical constants of thin metal films with an extended ATR spectrum*, Journal. Physics. D, vol. 41 pag.1553.

-
- [12] Homola J., Piliarik M., 2006, *Surface plasmon resonance based sensors*, Springer, Berlin.
- [13] Jackson D., 1999, *Classical electrodynamics*, 3rd ed., Jhon wiley & Sons, California.
- [14] Jhonson P., Christy. W., 1972. *Optical constants of the novel metal*, Physical review B, Vol 6, pag. 4370-4379.
- [15] Kittel C., 1996, *Introduction to solid state physics*, 7th ed., Jhon Wiley and Sons, New york.
- [16] Krishna S., 2002, *Hanbook of thin film depotions*, 2nd ed, Mc graw Hill, New york.
- [17] Lipson S., Lipson H., Tannbuser S., 1995, *Optical physics*, 3rd ed., Cambrigde University Express, Cambrigde.
- [18] Maier S., 2007, *Plasmonics: Fundamentals and applications*, Springer, New york.
- [19] Mohamed Z., Souna E., Turner A., 2008, *Principles bacterial detection: biosensors, recognition receptor and mycrosystems*, Springer, New york.
- [20] Newport corporation, M 1815-c, optical power motor, usual's manual, 1992.
- [21] Newport corporation, 818-SI photodetectors, usual's manual, 1992.
- [22] Raether H., 1986, *Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings*, Springer, Berlin.
- [23] Rém lille et swamm Piatecki, 26 juin 2008, *étude de plasmons de surface*.
- [24] Somekh G., Velinov L. *High resolution scannig surface plasmon microscopy*, Applied. optics, vol.39, pag 6279-6287.
- [25] Wetzig K., Scheider C., 2003, *Metal based thin films for electronics*, Wiley-VCH, New york.
- [26] Zia R., Bronsgerma L., 2005, *Dielectric waveguide model for guided surface polaritons*, optical letters. Vol.30, pag 1473-1474

ANEXO

Código Motor De Rotación

Código utilizado para inicializar y mover el motor de rotación a 0.15 grados en movimiento relativo.

```
clc, clear all, close all
```

```
%%%%%%%%%% inicial de motores %%%%%%%%%%%
```

```
s=serial('COM1');
```

```
set(s,'Terminator','CR');
```

```
fopen(s);
```

```
%get(s,{'COM1','US 0.001 deg'});
```

```
%%%%%%%%%% datos %%%%%%%%%%%
```

```
N=1;
```

```
for i=1:N
```

```
fprintf(s,'1US0.001deg;1pr-1500');
```

```
end
```

```
%%%%%%%%%%
```

```
fclose(s),delete(s),clear s;
```