



BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

---

FACULTAD DE CIENCIAS DE LA ELECTRÓNICA

DISEÑO DE UN SISTEMA DE DETECCIÓN  
PLASMÓNICA

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

LICENCIADA EN ELECTRÓNICA

PRESENTA:

CARLA NEIRÉ LABASTIDA ORTIZ

ASESORES:

MDIS. ALINNE MICHELLE SÁNCHEZ TOMAY

DRA. SVETLANA MANSUROVA



Puebla, Puebla, agosto 2023

# Resumen

En esta tesis, se exploró y analizó en detalle el uso de la resonancia de plasmón de superficie (SPR) como una herramienta fundamental en biosensores para la detección y análisis de materiales químicos y biológicos en diversos campos, incluyendo la biotecnología, la medicina y el medio ambiente.

SPR se ha convertido en una técnica de gran relevancia debido a su capacidad para proporcionar información precisa y sensible sobre interacciones biomoleculares y cambios en el índice de refracción en la superficie de detección.

Sin embargo, a pesar de sus ventajas, los sistemas comerciales de SPR presentan desafíos significativos en términos de costos y complejidad. Estas limitaciones pueden dificultar su implementación en entornos industriales y de campo, donde se requiere una mayor accesibilidad, portabilidad y facilidad de uso.

Para abordar estos desafíos, en esta investigación se propuso y desarrolló un nuevo sistema de detección basado en la transducción SPR utilizando un detector de cuadrante altamente sensible.

Desarrollamos un sistema de detección de cambios en el índice de refracción basado en la transducción de SPR y un fotodetector sensible a la posición, lo que simplifica en gran medida el sistema de detección.

Se utilizaron películas de oro con un grosor de 50 nm. depositadas en sputtering como transductores. Se utilizó una configuración de reflexión interna total atenuada para observar el SPR. La excitación de la resonancia de plasmón por encima del ángulo crítico produce un mínimo de reflexión en el punto reflejado, cuya posición es sensible a los cambios en el índice de refracción cerca de la superficie del transductor. Una cámara colocada encima del transductor se llenó con gas tetrafluoroetano ( $CH_2FCF_3$ ) (TFE),  $n=1.0007$

, para medir la sensibilidad al índice de refracción. El cambio en el índice de refracción provoca un desplazamiento en el mínimo del espectro angular, lo que resulta en una diferencia de señal no nula entre dos cuadrantes. Los transductores SPR mostraron una mayor sensibilidad a 633 nm con valores de resolución de índice de refracción de  $(8.1 \times 10^{-7})$  . Esta estrategia innovadora permitió simplificar considerablemente el sistema de detección, lo que resulta en una solución más económica y menos compleja en comparación con los sistemas comerciales convencionales. A pesar de esta simplificación, se logró mantener altos niveles de sensibilidad, resolución y tiempo de respuesta.

# Abstract

In this thesis, the use of surface plasmon resonance (SPR) as a fundamental tool in biosensors for the detection and analysis of chemical and biological materials in various fields, including biotechnology, medicine, and the environment, was explored and analyzed in detail. SPR has become a highly relevant technique due to its ability to provide precise and sensitive information about biomolecular interactions and changes in the refractive index at the detection surface.

However, despite its advantages, commercial SPR systems present significant challenges in terms of cost and complexity. These limitations can hinder their implementation in industrial and field settings where greater accessibility, portability, and ease of use are required. To address these challenges, this research proposed and developed a novel SPR-based detection system using a highly sensitive quadrant detector.

A refractive index change detection system based on SPR transduction and a position-sensitive photodetector were developed, greatly simplifying the detection system. Gold films with a thickness of 50 nm were used as transducers and deposited using sputtering. An attenuated total internal reflection configuration was employed to observe SPR.

Excitation of the surface plasmon resonance above the critical angle produces a minimum of reflection at the reflected point, the position of which is sensitive to changes in the refractive index near the transducer surface. A camera placed above the transducer was filled with tetrafluoroethane gas ( $CH_2FCF_3$ ) (TFE),  $n=1.0007$  to measure the refractive index sensitivity.

The change in refractive index causes a shift in the minimum of the angular spectrum, resulting in a nonzero signal difference between two quadrants. The SPR transducers exhibited higher sensitivity at 633 nm with refractive index resolution values of  $(8.1 \times 10^{-7})$ .

This innovative strategy significantly simplified the detection system, resulting in a more cost-effective and less complex solution compared to conventional commercial systems. Despite this simplification, high levels of sensitivity, resolution, and response time were achieved.

# Agradecimientos

A mis seres queridos: mis padres, Irene y Juan Carlos; mi hermana, Lizbeth; y mi abuelita, Efigenia. Por su amor incondicional, apoyo constante y paciencia infinita. Gracias por nunca dejarme enfrentar los desafíos sola, por estar a mi lado en cada paso y por impulsarme.

Al Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica (INAOE), extendiendo mi gratitud por brindarme no solo las herramientas y el material necesario, sino también por dotarme de maestros excepcionales. Su guía y dedicación me han inculcado el valor del conocimiento y la pasión por la investigación.

A mis sinodales y a mi asesora, la MDis. Alinne Michelle Sánchez Tomay, el Dr. Enrique Morales Rodríguez, la Dra. Dulce Natalia Castillo López y el Dr. Arnulfo Luis Ramos. Por sus valiosas aportaciones, apoyo y el tiempo invertido en la revisión de mi tesis.

Agradezco profundamente los Dres. Rubén Ramos García y Nikolai Korneev. Su dedicación, paciencia y generosidad de compartir su tiempo y conocimiento en este proyecto merecen mi más profundo agradecimiento.

Agradezco enormemente a la Dra. Svetlana Mansurova, quien ha sido más que una mentora para mí. Gracias por moldearme en la persona que soy hoy, por su inquebrantable apoyo, gracias por creer en mí. Cada palabra suya ha sido un estímulo. Gracias por el tiempo que ha invertido en este proyecto, en sus revisiones y correcciones. Su paciencia y sabiduría han sido una guía constante, inspirándome a superar mis propios límites y a

seguir adelante. ¡Gracias por todo!

A todos mis amigos de la BUAP, a mis amigos del tec , a mis amigos del INAOE, en especial mi compañera de laboratorio y amiga, la M. en C. Ana Karem Vega Salgado, gracias por las risas compartidas ,las comidas juntas y por apoyarme cuando tengo dudas, gracias por tu amistad.

Un agradecimiento especial al M. en C. Juan Pablo Cuanalo Fernández. Tu apoyo en este proyecto va más allá de lo académico; tu amistad ha sido un regalo invaluable. Agradezco nuestras conversaciones profundas no solo sobre plasmónes, sino también sobre la vida. Gracias por creer en mí, motivarme y ser una fuente constante de alegría. Gracias por tu conocimiento, pero sobre todo gracias por ser mi amigo.

# Índice general

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>1</b>
§1.1	Justificación . . . . .	1
§1.2	Antecedentes . . . . .	1
§1.3	Problemática a resolver . . . . .	7
§1.4	Objetivos . . . . .	8
§1.4.1	Objetivo General . . . . .	8
§1.4.2	Objetivos Especificos . . . . .	8
§1.5	Organización de la tesis . . . . .	9
<b>2</b>	<b>Marco teórico</b>	<b>11</b>
§2.1	Análisis de literatura . . . . .	11
§2.2	Ecuaciones de Maxwell . . . . .	14
§2.3	Condiciones de frontera . . . . .	15
§2.4	Ecuaciones de Fresnel . . . . .	20
§2.4.1	Polarización TE, s, perpendicular . . . . .	20
§2.4.2	Polarización TM, p, paralela . . . . .	22
§2.5	Modelo de Drude . . . . .	24
§2.6	Frecuencia de plasma . . . . .	26
§2.7	Óptica de los metales . . . . .	26
§2.8	Biosensor . . . . .	27
§2.9	Tipos de biosensores . . . . .	29
§2.10	SPR . . . . .	33
§2.11	Bases físicas de la resonancia de plasmón superficial . . . . .	33
§2.12	Derivación de la ecuación de dispersión . . . . .	36

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	8
§2.12.1 Caso TM (tangential magnetic) . . . . .	41
§2.12.2 Caso TE (tangential electric) . . . . .	43
§2.13 Detector de cuadrante . . . . .	46
§2.14 Amplificador operacional . . . . .	48
§2.14.1 Atributos ideales del OpAmp . . . . .	49
§2.15 Tipos de configuraciones de los OpAmp . . . . .	51
§2.15.1 Amplificador Operacional Inversor . . . . .	51
§2.15.2 Amplificador Operacional No Inversor . . . . .	52
§2.15.3 Amplificador Operacional en modo diferencial . . . . .	53
<b>3 Descripción experimental</b>	<b>55</b>
§3.1 Fabricación de transductores . . . . .	55
§3.2 Diseño y construcción del circuito de operación . . . . .	59
§3.3 Principio de detección . . . . .	64
§3.4 Caracterización de respuesta del sensor a desplazamiento del haz gaussiano . . . . .	67
§3.5 Calibración de respuesta del sensor a cambios de posición del dip plasmónico . . . . .	68
§3.6 Caracterización de la respuesta plasmónica del transductor . . . . .	70
§3.7 Estrategias para reducir los ruidos eléctricos y mecánicos . . . . .	71
§3.8 Diseño del esquema de inyección de gas . . . . .	74
§3.9 Medición de respuesta SPR a cambios de índice de refracción . . . . .	75
<b>4 Resultados</b>	<b>77</b>
§4.1 Respuesta teórica SPR a cambios de grosor de película de Au . . . . .	80
§4.2 Respuesta SPR teórica a cambios de longitudes de onda . . . . .	82
§4.3 SPR para diferentes índices de refracción . . . . .	85
§4.4 Respuesta plasmónica experimental de transductor SPR . . . . .	87
§4.5 Caracterización del sensor a respuesta de haz gaussiano . . . . .	89
§4.6 Caracterización del sensor a una respuesta plasmónica . . . . .	93
§4.7 Respuesta experimental SPR a cambios de índice de refracción . . . . .	96
<b>5 Conclusiones</b>	<b>99</b>

# Índice de figuras

1.1	Cambio del mínimo en reflectancia. Al cambiar el índice de refracción el mínimo de reflectancia se desplaza. . . . .	5
1.2	Configuración de Kretschmann. En el ángulo de resonancia, la luz incidente es absorbida por el plasmón superficial y la reflectancia cae al mínimo, lo cual se observa como una franja oscura. . . . .	5
2.1	Copa de Licurgo siglo IV d.C . . . . .	11
2.2	Esquema de vectores de campo eléctrico y magnético para onda incidente y onda transmitida . . . . .	16
2.3	Esquema de vectores de campo eléctrico y magnético para onda incidente, onda reflejada y onda transmitida . . . . .	17
2.4	Esquema de vectores de campo eléctrico magnético para polarización TE . .	20
2.5	Esquema de vectores de campo eléctrico y magnético para polarización TM	22
2.6	Configuración de Otto [1]. . . . .	36
2.7	Configuración de Kretschmann [1] . . . . .	36
2.8	Interfaz metal-dieléctrico . . . . .	37
2.9	Representación del Detector de Cuadrante . . . . .	47
2.10	Representación electrónica del Detector de Cuadrante . . . . .	48
2.11	Op Amp ideal y sus principales características . . . . .	49
2.12	Circuito general del OpAmp con retroalimentación . . . . .	50
2.13	Circuito convertidor de corriente a voltaje [2] . . . . .	52
2.14	: Circuito No inversor [2]. . . . .	52
2.15	Esquema de un Amplificador Diferencial con una salida común [3]. . . . .	53
3.1	Vaso de precipitado y porta sustratos. . . . .	56

3.2	Representación esquemática del proceso de sputtering. . . . .	57
3.3	Fotografía de película de oro de 50 nm de grosor. . . . .	57
3.4	Fotografía del sistema de sputtering. . . . .	57
3.5	Tabla de parametros del deposito. . . . .	59
3.6	Diagrama de conexiones del detector de cuadrante HAMAMATSU. . . . .	61
3.7	Amplificadores operacionales en configuración convertidor de voltaje. . . . .	62
3.8	Implementación Completa del Circuito con Amplificadores en Modo Seguidor de Voltaje y Diferencial. . . . .	63
3.9	Esquema del sistema de detección. . . . .	65
3.10	Esquema de desarrollo por etapas. . . . .	66
3.11	Esquema del arreglo óptico experimental utilizado para calibración del sensor. . . . .	68
3.12	Esquema de arreglo óptico para calibración del sensor PSD en polarización P . . . . .	69
3.13	Esquema de arreglo óptico para ajustar el spot del laser en el centro del detector de cuadrante . . . . .	70
3.14	Esquema de detección para mínima reflectancia por medio de un medidor de potencia. . . . .	71
3.15	Esquema de plataforma de inserción de gas . . . . .	74
3.16	Válvula solenoide . . . . .	75
3.17	Esquema de detección para cambios de índice de refracción . . . . .	76
4.1	Esquema de sistema SPR en configuración Kretschmann con una película de oro . . . . .	78
4.2	Refectancias para polarización p y s en ausencia de película de oro. . . . .	79
4.3	Reflectancia espectral angular en función del grosor de la película de oro a una longitud fija de 633 nm. . . . .	81
4.4	Espectro angular de la reflectancia en polarización p para una película de oro de 50 nm de espesor en contacto con aire (índice de refracción de 1.0003). Los cálculos se realizaron utilizando el programa Matlab, considerando las longitudes de onda de 485, 633 y 810 nm . . . . .	82

4.5 Espectro angular de la reflectancia en polarización p para una película de oro de 50 nm de espesor en contacto con agua (índice de refracción de 1.33). Los cálculos se realizaron utilizando el programa Matlab, considerando las longitudes de onda de 485, 633 y 810 nm. . . . . 83

4.6 Espectro angular de la reflectancia en polarización p para una película de oro de 50 nm de espesor en contacto con acetona (índice de refracción de 1.3599 ). Los cálculos se realizaron utilizando el programa Matlab, considerando las longitudes de onda de 485, 633, y 810 nm. . . . . 85

4.7 Espectro angular de reflectancia para una película de oro de 50 nm de grosor a una longitud de onda de 633 nm para diferentes valores de índice de refracción del medio dieléctrico. . . . . 86

4.8 Respuesta del ángulo de resonancia a diferentes índices de refracción a una longitud de onda de 633 nm para una película de oro de 50 nm de grosor. . 87

4.9 Esquema del arreglo óptico experimental utilizado para realizar el barrido de ángulos de incidencia y la detección de la potencia reflejada. . . . . 88

4.10 Espectro angular de la reflectancia en polarización p para una película de oro de 50 nm de espesor en contacto con aire (índice de refracción de 1.0003) a una longitud de onda de 633 nm. Obtenido mediante un medidor de potencia. 89

4.11 Esquema del arreglo óptico experimental utilizado para calibración del sensor. 90

4.12 Curva de calibración del sensor para determinar el desplazamiento del haz gausiano. . . . . 90

4.13 Curva de desplazamiento angular. . . . . 91

4.14 Esquema de arreglo óptico para calibración del sensor PSD en polarización P 94

4.15 Esquema de arreglo óptico para ajustar el spot del laser en el centro del detector de cuadrante en polarización s . . . . . 94

4.16 Respuesta en voltaje del sensor PSD al ir cambiando el angulo . . . . . 95

4.17 Respuesta del voltaje con respecto al tiempo para una longitud de onda de 633 nm en una película de oro de 50 nm de grosor en contacto con el aire y con la inserción de gas tetrafluoretano (TFE) mediante válvula solenoide. . 96

# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Justificación

En diciembre de 2019, surgió una enfermedad febril aguda que presentaba un síndrome de dificultad respiratoria grave, y rápidamente se identificó como una infección causada por un nuevo coronavirus llamado síndrome respiratorio agudo severo coronavirus 2 (SARS-CoV-2) [4]. A medida que esta situación se desarrollaba y evolucionaba, surgía la necesidad de investigar áreas que pudieran contribuir en el monitoreo y detección de virus en el entorno. En este contexto, el desarrollo de biosensores portátiles capaces de monitorear de manera continua la presencia de virus se convirtió en un campo de investigación crucial. De manera general, los sensores de bajo costo diseñados para la identificación rápida y en tiempo real de marcadores químicos o biológicos son necesarios en varios campos de bioseguridad, investigación farmacéutica, salud, agricultura, industria alimenticia, etc.

### 1.2. Antecedentes

Los biosensores son dispositivos analíticos que combinan componentes críticos para detectar y cuantificar biomoléculas específicas en muestras biológicas o ambientales. Estos componentes críticos son:

1. Elemento de Reconocimiento o Bioreceptor: Este componente es responsable de interactuar selectivamente con la biomolécula de interés. Puede ser un anticuerpo, un

aptámero, una enzima u otras moléculas capaces de reconocer y unirse específicamente al analito objetivo.

2. Transductor: El transductor convierte la interacción entre el bioreceptor y el analito en una señal medible. Puede ser una variación en la resistencia eléctrica, en la capacidad, en la impedancia, en la fluorescencia, en la refracción, entre otros. El tipo de transductor depende de la naturaleza de la interacción y de la señal deseada.

3. Amplificación y Procesamiento de Señal: En muchas ocasiones, la señal generada por la interacción bioreceptor-analito es demasiado débil para su detección directa. Por ello, es común emplear estrategias de amplificación para aumentar la sensibilidad de la detección. Esto puede implicar reacciones enzimáticas, etiquetado con marcadores fluorescentes, entre otras técnicas.

4. Sistema de Detección y Adquisición de Datos: Este componente registra y cuantifica la señal generada por la interacción entre el bioreceptor y el analito. Puede ser un sistema óptico, electroquímico, acústico, entre otros, dependiendo del tipo de transducción utilizado. La adquisición y el análisis de datos son esenciales para la interpretación de los resultados.

Dependiendo del tipo de transducción existen sensores electroquímicos, mecánicos, ópticos, etc. Los biosensores que utilizan transductores electroquímicos han dominado claramente tanto la investigación y la comercialización en este campo en los últimos años, aunque los biosensores ópticos han ganado recientemente atención debido a su mayor sensibilidad [5]. Los biosensores ópticos, particularmente aquellos basados en el efecto de resonancia de plasmón superficial (SPR por sus siglas en inglés), han adquirido una importancia de suma relevancia en distintas aplicaciones científicas y biomédicas [6], [7]. La tecnología SPR representa un método de detección en tiempo real y sin necesidad de etiquetas, brindando una herramienta altamente eficaz para obtener información sobre las interacciones moleculares. Esto los convierte en componentes esenciales en diversos campos de investigación, como el diagnóstico médico, el monitoreo ambiental y el descubrimiento de fármacos [7, 8, 9, 10, 11, 12, 13].

El fenómeno de resonancia de plasmón superficial se manifiesta en películas de metales nobles como el oro, la plata y el cobre, con grosores del orden de algunas decenas de

nanómetros. En esencia, se basa en la excitación de oscilaciones colectivas de electrones libres (plasmones) en la interfaz metal-dieléctrico al incidir una onda electromagnética bajo ciertas condiciones [6]. Estas condiciones dependen de factores como la polarización de la luz, la longitud de onda y el ángulo de incidencia, así como el índice de refracción. Cuando se cumple la resonancia, la energía de la onda electromagnética se transfiere al plasmón. Como resultado, se produce una marcada reducción en la intensidad de la luz reflejada, manifestándose como un estrecho mínimo (dip plasmónico) en el espectro angular o de longitud de onda.

La investigación acerca de los plasmones comenzó a principios del siglo XX. La primera evidencia del efecto de plasmones en propiedades ópticas fue en 1902 por Robert W. Wood, quien observó características que no podía explicar en mediciones ópticas de reflexión sobre rejillas metálicas [14]. El avance más notorio en el estudio de los plasmones de superficie se hizo en 1968, cuando Andreas Otto así como Erich Kretschmann y Heinz Raether demostraron que para observar el fenómeno de SPR en películas metálicas se necesita acoplar la luz para satisfacer la condición de conservación de momentum en la interacción entre fotón y plasmón. La configuración Kretschmann utiliza un prisma de alto índice de refracción como medio de acoplamiento y es la más usada actualmente para investigación de SPR. Existen múltiples campos de aplicación de SPR [15] como guías de ondas, interruptores activos, caracterización de películas delgadas y otros, pero su aplicación principal reside en el campo de los sensores moleculares[16].

La exploración de los plasmones tuvo sus inicios a principios del siglo XX. La primera indicación de los efectos de plasmones en las propiedades ópticas se remonta a 1902, cuando Robert W. Wood identificó características en mediciones de reflexión sobre rejillas metálicas que en ese momento no podían ser completamente explicadas [14].

No obstante, uno de los hitos más significativos en la investigación de los plasmones de superficie tuvo lugar en 1968. Fue entonces cuando Andreas Otto, así como Erich Kretschmann y Heinz Raether, demostraron que para observar el fenómeno del SPR en películas metálicas, es esencial acoplar la luz de manera que cumpla con la condición de conservación de momento en la interacción entre el fotón y el plasmón. La configuración propuesta por Kretschmann, que emplea un prisma de alto índice de refracción como medio

de acoplamiento, se ha convertido en la más empleada en la investigación actual de SPR.

Si bien existen diversos campos de aplicación de SPR[15] como guías de ondas, interruptores activos y caracterización de películas delgadas, su aplicación principal reside en el ámbito de los sensores moleculares[16]. Esta capacidad de detección altamente sensible y específica ha posicionado a los sensores basados en SPR como una herramienta esencial en la investigación biomolecular y en una amplia variedad de aplicaciones biomédicas y científicas.

La investigación acerca de los plasmones comenzó a principios del siglo XX. La primera evidencia del efecto de plasmones en propiedades ópticas fue en 1902 por Robert W. Wood, quien observó características que no podía explicar en mediciones ópticas de reflexión sobre rejillas metálicas [14]. El avance más notorio en el estudio de los plasmones de superficie se hizo en 1968, cuando Andreas Otto así como Erich Kretschmann y Heinz Raether demostraron que para observar el fenómeno de SPR en películas metálicas se necesita acoplar la luz para satisfacer la condición de conservación de momentum en la interacción entre fotón y plasmón. La configuración Kretschmann utiliza un prisma de alto índice de refracción como medio de acoplamiento y es la más usada actualmente para investigación de SPR. Existen múltiples campos de aplicación de SPR [15] como guías de ondas, interruptores activos, caracterización de películas delgadas y otros, pero su aplicación principal reside en el campo de los sensores moleculares[16].

El uso de SPR para sensado en general y biosensado en particular se basa en el hecho de que la posición del mínimo de resonancia o dip plasmonico es altamente sensible a los cambios en el índice de refracción cerca de la superficie del sensor. Así, si ocurre alguna interacción biomolecular en la superficie del sensor entre el analito y el elemento de bioreconocimiento la posición del mínimo plasmónico SPR cambia (Fig.1.2) y la cantidad de cambio puede servir como medida cuantitativa del cambio de índice de refracción y por lo tanto proporcionar información crítica sobre las interacciones moleculares.

La evolución de la tecnología de Resonancia de Plasmón de Superficie (SPR) para el biosensado durante las décadas de 1980 y 1990 se caracterizó por avances significativos tanto en la comprensión de los principios subyacentes del SPR como en su aplicación práctica en dispositivos comerciales de biosensado.

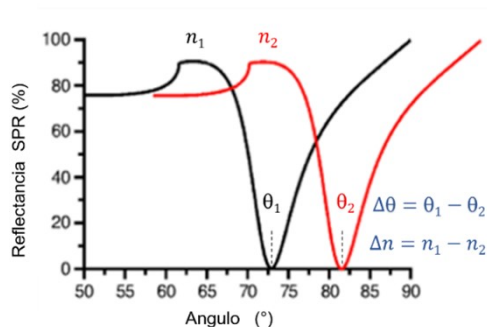


Figura 1.1: Cambio del mínimo en reflectancia. Al cambiar el índice de refracción el mínimo de reflectancia se desplaza.

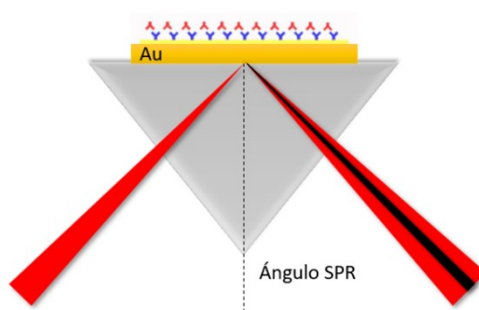


Figura 1.2: Configuración de Kretschmann. En el ángulo de resonancia, la luz incidente es absorbida por el plasmón superficial y la reflectancia cae al mínimo, lo cual se observa como una franja oscura.

A principios de la década de 1980, se introdujo y exploró experimentalmente el concepto de SPR por parte de los investigadores Eriksson y Liedberg [17]. Demostraron su potencial para la detección de gases y el biosensado. A medida que avanzaba la década, los modelos teóricos y los estudios comenzaron a dilucidar los principios físicos que rigen los fenómenos del SPR, mejorando la comprensión de las interacciones de las ondas electromagnéticas con las superficies metálicas y la generación de plasmones.

A mediados de la década de 1980, se amplió la aplicación del SPR al biosensado, en particular en el estudio de la adsorción de proteínas en superficies metálicas y en el desarrollo de superficies de sensores funcionalizadas [18, 19]. A medida que la automatización y los sistemas controlados por computadora surgieron a finales de la década de 1990, la tecnología SPR se volvió más versátil con una mayor capacidad de procesamiento y precisión. Continuando con la evolución, los investigadores se enfocaron en refinar la tecnología de chips de sensores a mediados de la década de 1990 [20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27]. Desarrollaron

superficies con mayor estabilidad, reproducibilidad y especificidad para la inmovilización de ligandos, lo que permitió estudios de interacciones más precisos e informativos.

El análisis cinético cuantitativo también surgió a mediados de la década de 1990 [24, 22], lo que permitió a los investigadores determinar constantes cinéticas y de afinidad para las interacciones biomoleculares. Este desarrollo expandió significativamente la utilidad de la tecnología SPR en diversos campos, incluyendo el descubrimiento de fármacos, la biología molecular y la bioquímica .

A finales de la década de 1990, la tecnología SPR había ganado un reconocimiento generalizado y se estaba utilizando para estudiar una variedad de interacciones biomoleculares, desde interacciones proteína-proteína y proteína-ligando hasta interacciones ADN-proteína y anticuerpo-antígeno [28, 26, 29, 30].

La comercialización de instrumentos SPR, como la plataforma Biacore [31], han desempeñado un papel crucial en el avance de la tecnología de biosensores. Biacore utiliza SPR para monitorear en tiempo real los eventos de unión de biomoléculas. Sin embargo, a pesar de su uso generalizado y éxito, Biacore y sistemas comerciales similares tienen algunas limitaciones. Una de las desventajas significativas de estos sistemas es su complejidad. La instrumentación y operación . Además, la naturaleza voluminosa y basada en laboratorio de estos sistemas los hace inadecuados para aplicaciones en el punto de atención, donde la portabilidad y la simplicidad son requisitos cruciales. Existen varias compañías que ofrecen instrumentos comerciales de sensores SPR, siendo el enfoque angular el más ampliamente utilizado y consolidado, brindando una sólida base de datos para el estudio de interacciones biomoleculares en tiempo real. Aunque menos común, el enfoque de interrogación de longitud de onda ha ganado interés en aplicaciones específicas debido a su análisis detallado y preciso en ciertos fenómenos ópticos. En términos de resolución de sensibilidad, el enfoque angular generalmente logra niveles superiores en comparación con el de interrogación de longitud de onda[32]. El artículo de Zhang, Boussaad y Tao, publicado en 2003, presenta un sensor de resonancia plasmónica de superficie (SPR) diferencial de alto rendimiento que utiliza un fotodetector de celda de cuadrante[33]. Este sensor elimina eficazmente errores causados por deriva térmica, ruido mecánico y fluctuaciones del láser al medir la diferencia en los cambios angulares SPR entre un área de referencia y un área de muestra. En el ar-

título de Larsson, Alegret, Käll y Sutherland, publicado en 2007, se describe un biosensor integrado en microfluidos basado en la resonancia de plasmones superficiales localizados de nanopartículas de oro. Este biosensor permite la monitorización en tiempo real de interacciones biomoleculares sin etiquetas y utiliza un detector de cuadrante para convertir la luz transmitida a través de las células de muestra y referencia en tres señales de voltaje: X, Y y SUM. Estas señales se utilizan para medir la respuesta en tiempo real del biosensor y normalizar las mediciones, lo que mejora la sensibilidad y resolución del biosensor en la detección de interacciones biomoleculares [34].

Para abordar estos desafíos y simplificar el esquema de detección, se ha propuesto el uso de un fotodetector sensible a la posición (PSPD). En trabajos anteriores. Tao et al. [35] demostraron las capacidades de alta resolución ( $10^{-8}$  RIU) y alta sensibilidad ( $10^3$  °/RIU) de las mediciones SPR basadas en PSPD en la configuración Kretschmann.

### 1.3. Problemática a resolver

A pesar de la innegable importancia de los sensores SPR en la detección y análisis de materiales químicos y biológicos, los sistemas comerciales actualmente disponibles plantean desafíos sustanciales. Su elevado costo y complejidad los hacen poco viables para su implementación en entornos industriales o de campo. Además, los enfoques basados en la detección angular, que utilizan cámaras digitales, añaden una capa adicional de gastos y complejidad al sistema en su conjunto.

Por ende, se hace imperativo el desarrollo de un enfoque innovador que permita superar las limitaciones de los sistemas comerciales existentes. La creación de un sistema de detección de cambios en el índice de refracción más asequible y simplificado resultaría en una mayor accesibilidad para su aplicación en diversos entornos, incluyendo aplicaciones industriales y de campo. Sin embargo, es fundamental que este enfoque alternativo no comprometa la sensibilidad y resolución necesarias para garantizar mediciones precisas y de alta calidad, así como un tiempo de respuesta rápido.

La búsqueda de una solución que combine costos reducidos, simplicidad en su implementación y, al mismo tiempo, mantenga altos niveles de sensibilidad, resolución y rapidez en

el tiempo de respuesta es un objetivo clave para impulsar la adopción y uso generalizado de sensores SPR en una amplia gama de aplicaciones prácticas.

## 1.4. Objetivos

### 1.4.1. Objetivo General

- El objetivo principal de esta tesis es desarrollar y caracterizar un sistema de sensado basado en el efecto de resonancia de plasmón superficial, que emplee un fotodetector sensible a la posición (de cuadrante). El sistema estará diseñado para detectar cambios en el índice de refracción con una alta resolución y en tiempo real. El enfoque de esta investigación es crear una plataforma de sensado altamente eficiente y precisa, aprovechando las propiedades únicas de SPR y la capacidad del fotodetector de cuadrante, con la finalidad de mejorar la detección y seguimiento de cambios en muestras biológicas, químicas u otras aplicaciones relevantes.

### 1.4.2. Objetivos Especificos

- Modelado teórico de la respuesta de resonancia de plasmon superficial en diferentes condiciones.
- Diseño y construcción de un circuito para operar un detector de cuadrante.
- Caracterización de la respuesta plasmonica del transductor.
- Calibración del sensor.
- Medición de la respuesta del sistema de sensado en tiempo real a cambios de indice de refracción.

## 1.5. Organización de la tesis

- Capítulo I: En este capítulo introductorio, se presenta el contexto y la relevancia del estudio sobre la técnica de Resonancia de Plasmones Superficiales (SPR). Se resaltan los objetivos de la investigación, se plantea la problemática que se abordará y se justifica la importancia del estudio del SPR en el campo de la detección óptica. Además, se ofrece una visión general de la estructura de la tesis y de los temas que se abordarán en los siguientes capítulos.
  
- Capítulo II: En el segundo capítulo, se presenta el marco teórico necesario para comprender los fundamentos de SPR. Se analizan las bases físicas y conceptuales de la técnica, así como los principios ópticos y las características del fenómeno de la resonancia de plasmones superficiales. Además, se revisa la literatura existente sobre aplicaciones del SPR en diversos campos y se exploran los avances tecnológicos relacionados.
  
- Capítulo III: El tercer capítulo se enfoca en la descripción detallada de la metodología empleada en el estudio del SPR. Se detallan los materiales utilizados, los arreglos experimentales y los equipos de medición empleados. También se exponen los procedimientos y protocolos específicos para llevar a cabo las mediciones y las pruebas en el laboratorio. Se brinda una explicación clara de las etapas y pasos seguidos en el desarrollo de la investigación.
  
- Capítulo IV: En el cuarto capítulo, se presentan y analizan los resultados obtenidos a partir de los experimentos y simulaciones realizadas. Se discuten los hallazgos y se establecen relaciones entre los resultados y los objetivos planteados en la investigación. Además, se comparan los resultados obtenidos con los ya reportados en la literatura.

- Capítulo V: El último capítulo resume los principales hallazgos y conclusiones derivadas del estudio realizado. Se destacan los logros alcanzados.

# Capítulo 2

## Marco teórico

### 2.1. Análisis de literatura

Los artistas utilizaron las propiedades de los plasmones de superficie mucho antes de que los científicos las estudiaran[14]. Su objetivo era crear colores vibrantes en objetos de vidrio y vidrieras de iglesias. La copa de Licurgo, creada por los romanos en el siglo IV, es un ejemplo destacado. Los artesanos utilizaban sin saberlo partículas de oro en la receta del vidrio, que variaban en tamaño de 5 a 60 nm. Estas partículas daban al vidrio un color verde bajo la luz del día y un color rubí cuando se iluminaba desde el interior[36, 37].

En 1968, Andreas Otto, Erich Kretschmann y Heinz Raether lograron avances significativos en el estudio de los plasmones de superficie al desarrollar métodos para la excitación óptica de estos en películas metálicas[14]. A partir de los años 80, se reconoció el potencial de los plasmones de superficie para la detección óptica, y desde entonces se han creado



Figura 2.1: Copa de Licurgo siglo IV d.C

muchos sensores basados en este principio. Los avances tecnológicos actuales permiten un mayor control de las mediciones en la industria y laboratorios científicos, así como la inclusión de software inteligente para programar instrucciones en los transductores o sensores.

Un sensor de SPR utiliza un prisma recubierto con un metal noble para detectar la presencia de moléculas. Los instrumentos de SPR pueden variar en sus sistemas ópticos, manejo de líquidos, nivel de automatización y precio, y se clasifican en diferentes tipos según su función. Los biosensores SPR son ampliamente utilizados para medir interacciones moleculares.

Hoy en día, existen varios sistemas comerciales de sensores SPR disponibles de diversas compañías líderes en el campo, como Biacore, IBIS Technologies B.V., AutoLab, GWC Technologies, Genoptics Bio Interactions, Biosensing Instrument y SPR Navi.[32]

El método de detección más comúnmente utilizado en la tecnología SPR ha sido el esquema de interrogación angular, que se basa en medir las variaciones de reflectividad en función del ángulo incidente. Este enfoque ha sido ampliamente probado y ofrece una sólida base de conocimientos para el estudio de interacciones biomoleculares en tiempo real.

Por otro lado, aunque menos común, se encuentra el esquema de interrogación de longitud de onda, que ha ganado interés en aplicaciones específicas. Aquí, el enfoque se centra en monitorear la dependencia de la reflectividad del sensor en función de la longitud de onda de la luz incidente. Aunque presenta una menor resolución de sensibilidad en comparación con el método angular, puede resultar valioso en situaciones donde se busca un análisis más detallado y preciso de ciertos fenómenos ópticos.

En términos de resolución de sensibilidad, el enfoque angular generalmente logra niveles superiores, detectando cambios en el índice de refracción en el orden de  $10^{-7}$  unidades de índice de refracción (RIU).[32] Por otro lado, el enfoque de interrogación de longitud de onda muestra una resolución en el rango de  $10^{-6}$  unidades de índice de refracción, debido a la naturaleza menos pronunciada del mínimo de absorción SPR en su respuesta.

Ante las limitaciones mencionadas, es de vital importancia buscar soluciones que permitan reducir la complejidad y los costos asociados con la tecnología SPR, sin comprometer su sensibilidad y resolución. Esto abriría nuevas posibilidades para utilizar sensores plas-

mónicos en una amplia gama de aplicaciones, incluidas aquellas en entornos con recursos limitados.

En el campo de la investigación y desarrollo de sensores plasmónicos, se trabaja constantemente en optimizar y simplificar los sistemas existentes, con el objetivo de hacerlos más accesibles y aplicables en diferentes escenarios y regiones del mundo. A través de avances tecnológicos y el diseño de dispositivos innovadores, se espera superar las barreras actuales y permitir que los sensores plasmónicos se conviertan en una herramienta más versátil y ampliamente utilizada en diversos campos de aplicación, desde la ciencia y la medicina hasta la industria y el medio ambiente.

En el artículo "High-performance differential surface plasmon resonance sensor using quadrant cell photodetector" publicado en 2003 por H. Q. Zhang, S. Boussaad y N. J. Tao, se explora el uso del detector de cuadrante en el sensor SPR.[33]

Este artículo presenta un sensor de resonancia plasmónica de superficie (SPR) diferencial de alto rendimiento que utiliza un fotodetector de celda de cuadrante. El sensor elimina eficazmente los errores causados por la deriva térmica, el ruido mecánico y las fluctuaciones del láser al medir la diferencia en los cambios angulares SPR entre un área de referencia y un área de muestra. También detecta con precisión la adsorción específica de moléculas analito y ha sido calibrado y probado para la deriva térmica y los cambios en el índice de refracción de la solución. El sensor ha demostrado la capacidad de detectar cantidades traza de iones de plomo y se ha combinado con voltametrías cíclicas para la detección de iones de metales pesados.

Las principales fuentes de ruido en el sensor SPR incluyen vibraciones mecánicas, fluctuaciones espaciales de intensidad del diodo láser y deriva térmica.[33]

Las vibraciones mecánicas pueden introducir ruido aleatorio en el sistema del sensor. Las fluctuaciones espaciales de intensidad del diodo láser también pueden contribuir al ruido en las mediciones. La deriva térmica, que puede ser causada por gradientes de temperatura o tensiones mecánicas, puede provocar fluctuaciones en la señal SPR.

El nivel de ruido rms del sensor después de restar las fluctuaciones con la señal de referencia es aproximadamente de  $1.5 \times 10^{-5}$  grados.

La metodología se basa en la detección de las señales de muestra y referencia utilizando las mismas fuentes de luz, óptica y fotocélulas casi idénticas en las áreas de muestra y referencia. En el experimento, se utiliza un prisma de vidrio BK7 con un recubrimiento de oro colocado sobre una lente cilíndrica BK7. El haz láser es colimado y luego enfocado con una lente cilíndrica para formar una línea distribuida de manera equitativa en las áreas de muestra y referencia del recubrimiento de oro. La luz reflejada de estas áreas es detectada por un detector de cuadrante, que consta de cuatro células fotovoltaicas (A, B, C y D). Las corrientes fotovoltaicas de las cuatro células se convierten en voltajes utilizando un circuito electrónico casero. El circuito calcula las señales diferenciales (A2B) y (C2D) y las señales de suma (A1B) y (C1D), que se registran con un osciloscopio digital de cuatro canales. El detector de cuadrante permite una detección precisa de los cambios en el ángulo de resonancia de SPR en las áreas de muestra y referencia, lo que proporciona una medición diferencial de alta resolución.

En el artículo publicado por E.M. Larsson, J. Alegret, M. Käll y D.S. Sutherland en 2007, se describe el desarrollo de un biosensor integrado en microfluidos basado en la resonancia de plasmones superficiales localizados (LSPR) de nanopartículas de oro.[34] Este biosensor permite la monitorización en tiempo real de interacciones biomoleculares sin necesidad de etiquetas. Con una resolución de  $10^{-4}$  en unidades de índice de refracción (RIU), el biosensor ha demostrado detectar un sistema antígeno/anticuerpo con un límite de detección de  $270\text{ng/mL}$  de anti-biotina. La integración de la detección basada en LSPR con tecnologías de microfluidos resulta en un biosensor de bajo costo y portátil en comparación con instrumentos comerciales más grandes y costosos.

## 2.2. Ecuaciones de Maxwell

Las ecuaciones de Maxwell representan el estado de la teoría electromagnética a mediados del siglo XIX[38]. Con estas se describen los fenómenos relacionados con la materia que interactúan con los campos eléctricos y magnéticos. Las ecuaciones se definen de la

siguiente manera.

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \rho \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} \quad (2.4)$$

Es importante destacar que estas ecuaciones están escritas para su aplicación en el mundo macroscópico. La primera ecuación corresponde a la ecuación de Gauss. La cual nos indica el teorema de la divergencia cuando el campo eléctrico se encuentra en una superficie cerrada es proporcional a la carga que dentro de una superficie. Para el caso de la segunda ecuación corresponde a la ausencia de los campos magnéticos en alguna superficie. La tercera ecuación es la llamada Ley de Faraday, la cual establece que el cambio de un campo eléctrico puede producir un campo eléctrico inversamente proporcional a la rapidez con la que cambia en el tiempo. Y por último se tiene la Ley de Ampere en donde la intensidad del campo magnético en una superficie cerrada es igual a la permeabilidad por la corriente que atraviesa por este.

### 2.3. Condiciones de frontera

Las condiciones de frontera requieren que la componente tangencial del campo eléctrico y magnético total sea continua a través de la interfaz. [39]

Las amplitudes deben conservarse, pero las amplitudes están relacionadas a través de la impedancia, lo cual genera un problema, como se observa en la figura 2.2, la interfaz divide a 2 materiales con distinta impedancia, en  $\eta_1$  se encuentra la onda incidente y en  $\eta_2$  la onda transmitida.

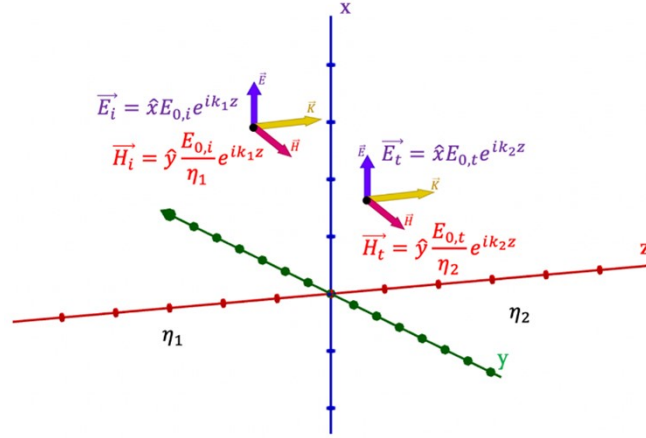


Figura 2.2: Esquema de vectores de campo eléctrico y magnético para onda incidente y onda transmitida

El campo magnético está definido como  $H = \frac{E}{\eta}$ . Los coeficientes de reflexión se definen como

$$r = \frac{E_{0,r}}{E_{0,i}} \qquad t = \frac{E_{0,t}}{E_{0,i}}$$

Entonces para reconciliar las amplitudes del campo magnético asumimos que hay otra onda que existe junto con la onda incidente, esta onda es la onda reflejada, como se observa en la figura 2.3, la onda incidente llega a la interfaz y una parte se transmite, pero también otra parte se refleja

Las condiciones de frontera requieren que la componente tangencial del campo E total, sea continua a través de la interfaz. En  $z = 0$  que es donde se encuentra la interfaz. Entonces el campo total en  $z = 0$  en el medio 1 es igual al campo total en  $z = 0$ .

$$\vec{E}_1(0) = \vec{E}_2(0) \tag{2.5}$$

El campo eléctrico total en el medio 1 es la suma de las ondas  $E_i$  y  $E_r$  y esto es igual a  $E_t$ .

$$\vec{E}_1(0) + \vec{E}_r(0) = \vec{E}_t(0) \tag{2.6}$$

Se sustituyen por las expresiones generales antes vista del campo eléctrico para la onda

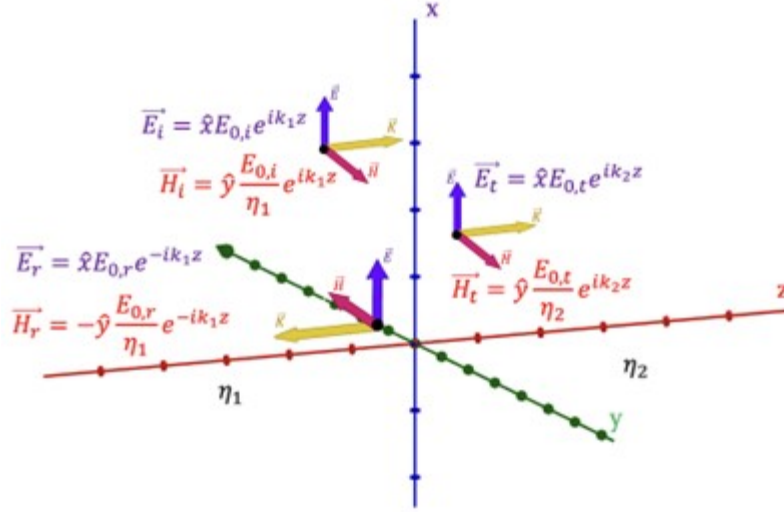


Figura 2.3: Esquema de vectores de campo eléctrico y magnético para onda incidente, onda reflejada y onda transmitida

incidente  $E_i$ , reflejada  $E_r$  y transmitida  $E_t$

$$\hat{x}E_{0,i}e^{ik_1z} + \hat{x}E_{0,r}e^{-ik_1z} = \hat{x}E_{0,t}e^{ik_2z} \quad (2.7)$$

$$\hat{x}E_{0,i}e^0 + \hat{x}E_{0,r}e^0 = \hat{x}E_{0,t}e^0 \quad (2.8)$$

Haciendo el algebra llegamos a la relación entre amplitudes.

$$E_{0,i} + E_{0,r} = E_{0,t} \quad (2.9)$$

Lo mismo se hace ahora para el campo magnético, las condiciones de frontera requieren que la componente tangencial del campo H total sea continua a través de la interfaz. En  $z = 0$  que es donde se encuentra la interfaz. Entonces el campo total en  $z = 0$  en el medio 1 es igual al campo total en  $z = 0$  en el medio 2. Haciendo el algebra llegamos a la relación entre amplitudes.

$$\frac{E_{0,i}}{\eta_1} - \frac{E_{0,r}}{\eta_1} = \frac{E_{0,t}}{\eta_2} \quad (2.10)$$

Llegamos a las ecuaciones (2.11) y (2.12) como consecuencia de aplicar condiciones de

frontera.

$$E_{0,i} + E_{0,r} = E_{0,t} \quad (2.11)$$

$$\frac{E_{0,i}}{\eta_1} - \frac{E_{0,r}}{\eta_1} = \frac{E_{0,t}}{\eta_2} \quad (2.12)$$

Sustituyendo la ecuación (2.11) en la ecuación (2.12) para eliminar  $E_{0,t}$

$$\frac{E_{0,i}}{\eta_1} - \frac{E_{0,r}}{\eta_1} = \frac{E_{0,i} + E_{0,r}}{\eta_2} \quad (2.13)$$

Se hace el algebra:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\eta_1} E_{0,i} - \frac{1}{\eta_1} E_{0,r} &= \frac{1}{\eta_2} E_{0,i} + \frac{1}{\eta_2} E_{0,r} \\ \left(\frac{1}{\eta_1} + \frac{1}{\eta_2}\right) E_{0,r} &= \left(\frac{1}{\eta_1} - \frac{1}{\eta_2}\right) E_{0,i} \\ (\eta_2 + \eta_1) E_{0,r} &= (\eta_2 - \eta_1) E_{0,i} \end{aligned}$$

Y obtenemos la expresión para el coeficiente de reflexión.

$$r = \frac{E_{0,r}}{E_{0,i}} = \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1}$$

Ahora se hace el mismo procedimiento para obtener el coeficiente de transmisión.

$$\vec{H}_1(0) = \vec{H}(0) \quad (2.14)$$

El campo eléctrico total en el medio 1 es la suma de las ondas  $E_i$  y  $E_r$  y esto es igual a  $E_t$ .

$$\vec{H}_1(0) = \vec{H}_r(0) = \vec{H}_t(0) \quad (2.15)$$

Se sustituyen por las expresiones generales antes vista del campo eléctrico para la onda incidente  $E_i$ , reflejada  $E_r$  y transmitida  $E_t$ .

$$\hat{y} \frac{E_{0,i}}{\eta_1} e^{ik_1 z} - \hat{y} \frac{E_{0,r}}{\eta_1} e^{ik_1 z} = \hat{y} \frac{E_{0,t}}{\eta_2} e^{ik_2 z} \quad (2.16)$$

$$\hat{y} \frac{E_{0,i}}{\eta_1} e^0 - \hat{y} \frac{E_{0,r}}{\eta_1} e^0 = \hat{y} \frac{E_{0,t}}{\eta_2} e^0 \quad (2.17)$$

Ahora lo que buscamos es eliminar el termino de  $E_{0,r}$  para llegar a  $E_{0,t}$ . Tenemos ya definido nuestro coeficiente de reflexión  $r$ .

$$r = \frac{E_{0,r}}{E_{0,i}} = \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1} \quad (2.18)$$

Sabemos que  $E_{0,r} = E_{0,i}$

$$E_{0,r} = E_{0,i} \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1} \quad (2.19)$$

Haciendo el algebra

$$E_{0,t} = E_{0,i} + E_{0,i} \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1} = \left(1 - \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1}\right) E_{0,i}$$

$$t = \frac{E_{0,t}}{E_{0,i}} = 1 + \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1} = \frac{\eta_2 + \eta_1}{\eta_2 + \eta_1} + \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1}$$

Obtenemos la expresión para el coeficiente de reflexión.

$$t = \frac{E_{0,t}}{E_{0,i}} = \frac{2\eta_2}{\eta_2 + \eta_1} \quad (2.20)$$

Ahora buscamos obtener la relación entre  $r$  y  $t$

$$E_{0,i} + E_{0,r} = E_{0,t} \quad (2.21)$$

$$\frac{E_{0,i}}{E_{0,i}} + \frac{E_{0,r}}{E_{0,i}} = \frac{E_{0,t}}{E_{0,i}} \quad (2.22)$$

Esto para medios sin perdidas:

$$1 + r = t \quad (2.23)$$

## 2.4. Ecuaciones de Fresnel

Las ecuaciones de Fresnel relacionan amplitudes de haz reflejado y haz transmitido[40]. Los coeficientes de reflexión y transmisión están definidos como:

$$r = \frac{E_{0,r}}{E_{0,i}} \qquad t = \frac{E_{0,t}}{E_{0,i}} \qquad (2.24)$$

### 2.4.1. Polarización TE, s, perpendicular

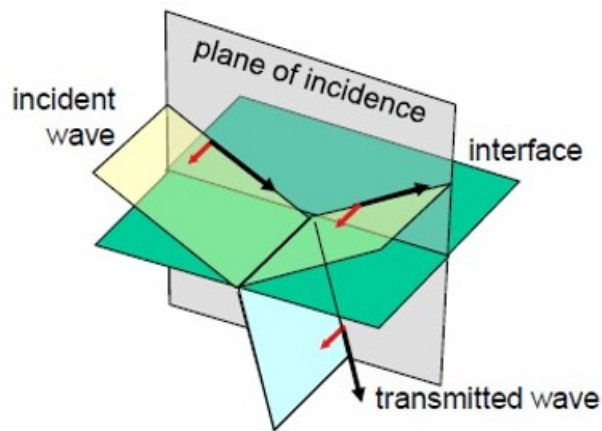


Figura 2.4: Esquema de vectores de campo eléctrico magnético para polarización TE

Se dice que la polarización es TE, s, perpendicular, cuando el vector de campo eléctrico que nos define la polarización es perpendicular al plano de incidencia.

[40] Como se observa en la imagen 2.4, la flecha de color rojo nos indica el vector de campo eléctrico, por lo tanto, el vector el campo magnético es paralelo al plano de incidencia y la flecha de color negro nos indica la dirección de propagación de la onda electromagnética.

A continuación, se encuentran las expresiones para el campo eléctrico y magnético para la onda incidente, onda reflejada y onda transmitida.

Onda incidente:

$$\vec{E}_i = (E_{0,i}\hat{a}_y)e^{-jk_0n_1(\sin\theta_ix+\cos\theta_iz)} \quad (2.25)$$

$$\vec{H}_i = \frac{E_{0,i}}{n_1}(-\cos\theta_i\hat{a}_x + \sin\theta_i\hat{a}_z)e^{-jk_0n_1(\sin\theta_ix+\cos\theta_iz)} \quad (2.26)$$

Onda reflejada:

$$\vec{E}_r = (E_{0,r}\hat{a}_y)e^{-jk_0n_1(\sin\theta_rx-\cos\theta_rz)} \quad (2.27)$$

$$\vec{H}_r = \frac{E_{0,r}}{n_1}(\cos\theta_r\hat{a}_x + \sin\theta_r\hat{a}_z)e^{-jk_0n_1(\sin\theta_rx-\cos\theta_rz)} \quad (2.28)$$

Onda transmitida:

$$\vec{E}_t = (E_{0,t}\hat{a}_y)e^{-jk_0n_2(\sin\theta_tx+\cos\theta_tz)} \quad (2.29)$$

$$\vec{H}_t = \frac{E_{0,t}}{n_2}(-\cos\theta_t\hat{a}_x + \sin\theta_t\hat{a}_z)e^{-jk_0n_2(\sin\theta_tx+\cos\theta_tz)} \quad (2.30)$$

Las condiciones de frontera en la interfaz son:

$$\vec{E}_i(0)|_{xy} + \vec{E}_r(0)|_{xy} = \vec{E}_t(0)|_{xy} \quad (2.31)$$

$$E_{0,i} + E_{0,r} = E_{0,t} \quad (2.32)$$

$$\vec{H}_i(0)|_{xy} + \vec{H}_r(0)|_{xy} = \vec{H}_t(0)|_{xy} \quad (2.33)$$

$$\frac{E_{0,i}\cos\theta_i}{n_1} - \frac{E_{0,r}\cos\theta_i}{n_1} = \frac{E_{0,t}\cos\theta_t}{n_2} \quad (2.34)$$

Después de aplicar condiciones de frontera y realizar el desarrollo matemático, se llega a las expresiones de reflexión y transmisión para polarización TE, s, perpendicular.

Sustituyendo la ecuación (2.32) en (2.34) para eliminar  $E_{0,t}$  y haciendo el desarrollo se llega a la siguiente expresión:

$$r_{TE} = \frac{E_{0,r}}{E_{0,i}} = \frac{\left(\frac{\cos\theta_i}{n_1} - \frac{\cos\theta_t}{n_2}\right)}{\left(\frac{\cos\theta_i}{n_1} + \frac{\cos\theta_t}{n_2}\right)} = \frac{n_2\cos\theta_i - n_1\cos\theta_t}{n_2\cos\theta_i + n_1\cos\theta_t} \quad (2.35)$$

Sustituyendo la expresión de r en la ecuación 2.32 para eliminar  $E_{0,r}$  y haciendo el

desarrollo se llega a la siguiente expresión:

$$t_{TE} = \frac{E_{0,t}}{E_{0,i}} = \frac{2n_2 \cos \theta_i}{n_2 \cos \theta_i - n_i \cos \theta_t} \quad (2.36)$$

Dividiendo la expresión (2.32) entre  $E_{0,i}$  se obtiene la relación entre el coeficiente de transmisión y reflexión:

$$1 + r_{TE} = t_{TE} \quad (2.37)$$

### 2.4.2. Polarización TM, p, paralela

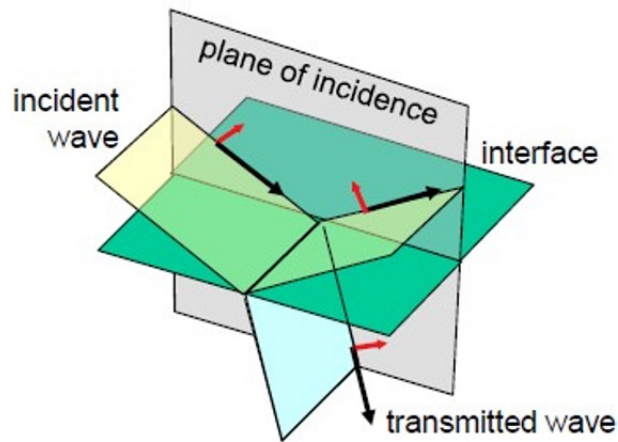


Figura 2.5: Esquema de vectores de campo eléctrico y magnético para polarización TM

La polarización de una onda se considera TM, p ,paralela, cuando el vector del campo eléctrico que define la polarización es paralelo al plano de incidencia. En la imagen 2.5, se muestra claramente que el vector del campo eléctrico está representado por una flecha de color rojo, mientras que el vector del campo magnético es perpendicular al plano de incidencia y se representa con una flecha de color negro, que indica la dirección de propagación de la onda electromagnética.

A continuación, se encuentran las expresiones para el campo eléctrico y magnético para la onda incidente, onda reflejada y onda transmitida.

Onda incidente:

$$\vec{E}_i = E_{0,i}(\cos \theta_i \hat{a}_x - \sin \theta_i \hat{a}_z)e^{-jk_0 n_1 (\sin \theta_i x + \cos \theta_i z)} \quad (2.38)$$

$$\vec{H}_i = \left(\frac{E_{0,i}}{n_1} \hat{a}_y\right)e^{-jk_0 n_1 (\sin \theta_i x + \cos \theta_i z)} \quad (2.39)$$

Onda reflejada:

$$\vec{E}_r = E_{0,r}(\cos \theta_r \hat{a}_x + \sin \theta_r \hat{a}_z)e^{-jk_0 n_1 (\sin \theta_r x - \cos \theta_r z)} \quad (2.40)$$

$$\vec{H}_r = \left(\frac{E_{0,r}}{n_1} \hat{a}_y\right)e^{-jk_0 n_1 (\sin \theta_r x - \cos \theta_r z)} \quad (2.41)$$

Onda transmitida:

$$\vec{E}_t = E_{0,t}(\cos \theta_t \hat{a}_x - \sin \theta_t \hat{a}_z)e^{-jk_0 n_2 (\sin \theta_t x + \cos \theta_t z)} \quad (2.42)$$

$$\vec{H}_t = \left(\frac{E_{0,t}}{n_2} \hat{a}_y\right)e^{-jk_0 n_2 (\sin \theta_t x + \cos \theta_t z)} \quad (2.43)$$

Las condiciones de frontera en la interfaz son:

$$\vec{E}_i(0)|_{xy} + \vec{E}_r(0)|_{xy} = \vec{E}_t(0)|_{xy} \quad (2.44)$$

$$E_{0,i} + E_{0,r} = E_{0,t} \frac{\cos \theta_t}{\cos \theta_i} \quad (2.45)$$

$$\vec{H}_i(0)|_{xy} + \vec{H}_r(0)|_{xy} = \vec{H}_t(0)|_{xy} \quad (2.46)$$

$$\frac{E_{0,i}}{n_1} - \frac{E_{0,r}}{n_1} = \frac{E_{0,t}}{n_2} \quad (2.47)$$

Una vez que se aplican las condiciones de frontera y se realiza el desarrollo matemático correspondiente, se obtienen las ecuaciones de reflexión y transmisión para la polarización TM.

Sustituyendo la Ec. (2.45) en la Ec. (2.47) para eliminar  $E_{0,t}$  y haciendo el desarrollo se llega a la siguiente expresión:

$$r_{TM} = \frac{E_{0,r}}{E_{0,i}} = \frac{n_2 \cos \theta_t - n_1 \cos \theta_i}{n_2 \cos \theta_t + n_1 \cos \theta_i} \quad (2.48)$$

Sustituyendo la expresión de  $r$  en la ecuación (2.45) para eliminar  $E_{0,r}$  y haciendo el desarrollo se llega a la siguiente expresión:

$$t_{TM} = \frac{E_{0,t}}{E_{0,i}} = \frac{2n_2 \cos \theta_i}{n_2 \cos \theta_t + n_1 \cos \theta_i} \quad (2.49)$$

Dividiendo (2.45) entre  $E_{0,i}$  se obtiene la relación entre coeficiente de reflexión y transmisión:

$$1 + r_{TM} = \frac{\cos \theta_t}{\cos \theta_i} t_{TM} \quad (2.50)$$

## 2.5. Modelo de Drude

Los plasmones son explicados clásicamente usando el modelo de Drude de los metales. El metal es tratado como un cristal tridimensional de iones positivos, junto a un gas de electrones deslocalizado que se mueve en esta red de iones que forman un potencial periódico.[41]

El modelo de Drude-Lorentz es una teoría clásica que describe la interacción de la luz con la materia. Este modelo se basa en la idea de que los electrones en un material se comportan como osciladores armónicos, que pueden absorber y emitir luz en ciertas frecuencias. A continuación, se presentan algunos aspectos importantes del modelo de Drude-Lorentz[41]: Osciladores moleculares y electrónicos: El modelo de Drude-Lorentz describe la interacción de la luz con los osciladores moleculares y electrónicos en un material. Los osciladores moleculares son los átomos y moléculas que componen el material, mientras que los osciladores electrónicos son los electrones en el material.

Fenómenos ópticos: El modelo de Drude-Lorentz se utiliza para explicar varios fenómenos ópticos, como la reflexión, la refracción y la difusión de la luz en un material. También se

utiliza para explicar la absorción de luz por un material.

Constantes de Drude-Lorentz: El modelo de Drude-Lorentz utiliza una serie de constantes para describir la interacción de la luz con los osciladores en un material. Estas constantes incluyen la frecuencia de resonancia, la frecuencia de relajación y la amplitud de oscilación.

Aplicaciones: El modelo de Drude-Lorentz se utiliza en una variedad de campos, como la física de materiales, la nanotecnología y la óptica.[42]

Al considerar a los electrones de conducción como un gas ideal de partículas independientes que se mueven libremente entre eventos de dispersión, el modelo de Drude (también conocido como modelo Drude-Lorentz) prescribe una conductividad compleja dependiente de la frecuencia con la siguiente forma[43]:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + j\omega T} \quad (2.51)$$

En esta situación,  $\sigma_0$  representa la conductividad del material a bajas frecuencias y  $T$  se refiere al tiempo de dispersión o tiempo de colisión. Cuando las frecuencias son lo suficientemente bajas, es decir,  $\omega \ll 1/T$ , la conductividad  $\sigma$  se aproxima a  $\sigma_0$  y se vuelve independiente de la frecuencia.

Si el medio se asemeja al espacio libre en términos de sus propiedades dieléctricas y no tiene otras pérdidas ( $\epsilon = \epsilon_0$ ), al insertar la ecuación (2.51) en la ecuación (2.52), se obtiene una permitividad efectiva relativa. Esta permitividad efectiva es una medida de cómo el medio responde a las ondas electromagnéticas y cómo afecta la propagación de la luz en su interior.

$$\epsilon_c = \epsilon \left( 1 + \frac{\sigma}{j\omega\epsilon} \right) \quad (2.52)$$

$$\frac{\epsilon_c}{\epsilon_0} = 1 + \frac{\omega_p^2}{-\omega^2 + j\omega\xi} = 1 + \frac{\omega_p^2}{-\omega^2 + j\omega\xi} \quad (2.53)$$

Donde  $\xi = 1/T$  es la tasa de dispersión (frecuencia de colisión). La frecuencia del plasma  $\omega_p$  (estrictamente hablando, la frecuencia angular del plasma) se define como:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{\sigma_0}{\epsilon_0 T}}$$

y la longitud de onda del plasma en el espacio libre  $\lambda_p$  es:

$$\lambda_p = \frac{2\pi c_0}{\omega_p}$$

## 2.6. Frecuencia de plasma

Los plasmones por lo general para ser explicados se utiliza el modelo de Drude acerca de los metales. En este caso los metales se describen de acuerdo con las características de un cristal tridimensional con iones positivos, lo cuales forman un gas de electrones que se mueven a través de estos últimos y forman un potencial periódico. Este tipo de metales por lo general son reflectivos, en el rango de luz visible[44] .

En semiconductores, la frecuencia de plasma de los electrones en la banda de valencia está usualmente en lo profundo del ultravioleta .De acuerdo con el modelo de electrones libres [41], para un mismo metal, la frecuencia de estos Plasmones está relacionada con la frecuencia de los plasmones de volumen, de la siguiente forma:

$$\omega_{ps} = \frac{\omega_{pi}}{\sqrt{2}} \tag{2.54}$$

## 2.7. Óptica de los metales

Las constantes ópticas de sólo unos pocos metales de transición se han determinado con precisión en un rango espectral continuo que va desde el infrarrojo cercano hasta el ultravioleta cercano.[45]

La interacción de los metales con la radiación electromagnética esta dictada en gran medida por los electrones libres de conducción en un metal. Recientemente se han producido varios descubrimientos importantes en relación con el uso de métodos de química para fabricar partículas coloidales dispersas de oro y plata de alto rendimiento con propiedades bien definidas. partículas coloidales dispersas de oro y plata con estructuras bien definidas

distintas de las esferas sólidas.[46] Según el modelo simple de Drude, los electrones libres oscilan  $180^\circ$  fuera de fase en relación con el campo eléctrico impulsor. Como consecuencia, la mayoría de los metales poseen una constante dieléctrica negativa frecuencias ópticas que provoca, por ejemplo, una reflectividad muy alta. Además, a frecuencias ópticas, el gas de los electrones libres del metal puede soportar oscilaciones de densidad de carga superficial y volumétricas denominadas polaritones de plasmon o plasmones con distintas frecuencias de resonancia. La existencia de plasmones es característica de la interacción de nanoestructuras metálicas con luz. Un comportamiento similar no se puede reproducir simplemente en otros rangos espectrales utilizando la invarianza de escala de las ecuaciones de Maxwell ya que los parámetros del material cambian considerablemente con la frecuencia.

## 2.8. Biosensor

Un Biosensor es un dispositivo que incorpora un elemento de sensado biológico que se conecta o integra a un transductor. Su objetivo principal es la producción de una señal electrónica digital proporcional a la concentración química [47].

Según Anthony P. F. Turner, “ Los biosensores son dispositivos analíticos que comprenden de un elemento biológico (tejido, microorganismo, organelo, célula receptora, enzima, anticuerpo) y un transductor físico-químico. La interacción específica entre el analito objetivo y el material biológico produce un cambio físico-químico detectado por el transductor. El transductor, entonces, provee una señal electrónica análoga proporcional a la cantidad (concentración) de analito o grupo de analitos específico”[48] .

El término biosensor fue introducido alrededor de 1975, relacionado con la explotación de los principios del transductor para la detección directa de biomoléculas en las superficies. El concepto moderno de biosensor se debe a muchas de las ideas de Leland C. Clark Jr. y sus colaboradores; debido a que propusieron que las enzimas podían ser inmovilizadas en detectores electromecánicos para formar “electrodos de enzimas” que expandieran el rango analítico del sensor base [47].

Un biosensor se compone de tres partes principales:

- Sensor biológico – puede ser un tejido, enzimas, anticuerpos, etc. Puede ser un producto biológico natural o sintético.
- Detector – puede ser óptico, piezoeléctrico, térmico, etc.
- Transductor – acopla al sensor biológico y al detector.

El elemento de reconocimiento en el sensor o la muestra se debe originar de una fuente biológica [48]. Las propiedades fundamentales del dispositivo se deben entender en términos de los constituyentes para optimizar los criterios como el tiempo de respuesta, selectividad, y estabilidad [47].

El estudio de los biosensores ha sido motivado por los requerimientos médicos, el análisis instantáneo de muestras clínicas, el monitoreo in vivo e in vitro, monitoreo de drogas y proteínas mediante el uso de sistemas miniatura y de alta portabilidad[?] . El ejemplo más predominante de biosensor es el sensor de glucosa, que mide la concentración de glucosa como una señal electrónica [48]. La aplicación de sensores basados en SPR en el monitoreo de interacciones biomoleculares fue primeramente demostrado en 1983 por Liedberg et al.[48].

Los biosensores están caracterizados por la combinación espacial directa ligada a la matriz biológicamente activa de la sustancia (también llamado receptor) con un dispositivo electrónico. Para reconocimiento molecular, los biosensores pueden estar equipados con anticuerpos en lugar de enzimas [49] .

Los Biosensores están basados en el acople espacial directo de un compuesto activo biológico inmovilizado con un transductor de señal y un amplificador electrónico. Usan sistemas biológicos a diferentes niveles de integración para reconocer específicamente la sustancia a ser determinada. El primer paso de la interacción es la formación específica compleja de la sustancia activa inmovilizada biológicamente (R) con el analito (S) [49] .

Los procesos que debe seguir un biosensor son[49]:

- Reconocimiento específico del analito
  
- Transducción del efecto físico-químico causado por la interacción con el receptor a una señal eléctrica.
  
- Procesamiento de la señal y amplificación.

De acuerdo al nivel de integración, los biosensores se subdividen en tres generaciones, en la primera generación el biocatalizador está atrapado o ligado entre membranas y se encuentra fijo sobre la superficie del transductor; en la segunda generación la fijación covalente o de inmediata absorción del componente biológico activo a la superficie del transductor permite la eliminación de la membrana semipermeable; mientras que, en la tercera generación la unión directa del biocatalizador a un dispositivo electrónico que transduce y amplifica la señal es la base para la miniaturización más allá de los biosensores. Se puede clasificar a los biosensores de acuerdo al sistema de transducción empleado[49].

## 2.9. Tipos de biosensores

Como se ha mencionado, una forma de catalogar a los biosensores es de acuerdo a la conversión apropiada de la señal eléctrica de salida resultante de la transducción en relación con los parámetros generales como la reacción de entalpía (termométrico o termistor), cambio de masa (sensor piezoeléctrico - cristal piezoeléctrico), grosor de la película (optoelectrónicos - reflectometría) o de debido a una indicación específica que se requiera alcanzar con el uso de electrodos potenciométricos o amperométricos (sensor electroquímico), [49] A continuación, se hace la descripción de cada uno.

- **Termométricos** – Los termistores son aplicables universalmente a los sensores de enzimas. Los termistores de enzimas contienen un sistema de flujo en el cual la muestra fluye continuamente a través de un inyector, la columna de la enzima y la sonda

de prueba. En muchos casos el flujo de la muestra es separado, una parte siendo bombeada a través de una columna libre de enzimas con el termistor. Para eliminar efectos no específicos, la señal relevante es sustraída de la obtenida del canal que contiene la columna de enzima. La magnitud de la señal medida  $\Delta T$ , resultada del cambio de entalpia  $\Delta H$  y la capacidad de calentamiento del dispositivo  $c_p$ , [49] :

$$\Delta T = n \frac{\Delta H}{c_p} \quad (2.55)$$

donde  $n$  es el número de moles del analito. Con los biosensores termométricos se pueden determinar diferentes tipos de analitos como substratos, enzimas, vitaminas y antígenos. Las principales ventajas del termistor de enzimas es que es universalmente aplicable, es idóneo para mediciones continuas, y es independiente de las propiedades ópticas de la muestra; sin embargo, son dispositivos difíciles de manejar por lo que su aplicación es un poco restringida [49].

- **Sensores optoelectrónicos** – El tipo básico de sensor optoelectrónico combina fibras de conducción de luz con espectro-fotometría, fluorimetría o reflectometría. Lo cual es indicativo de cambios en los parámetros ópticos, como absorción de la luz, longitud de onda o de índice de refracción. Estos dispositivos incorporan un haz de luz incidente que debe estar dentro del ángulo crítico para tener reflexión total interna, por lo que la forma geométrica de la superficie del sensor es de gran importancia. El cambio en la absorción de la luz es proporcional a la concentración de sustrato. Los sensores optoelectrónicos “químicos” usan un reactivo (R), que se encuentra inmovilizado en la superficie sensitiva y cambia sus propiedades ópticas de acuerdo a la composición de la solución medida. El uso de sensores ópticos ofrece las ventajas de no susceptibilidad a disturbios de los campos eléctricos, permite que la muestra permanezca químicamente inalterada y son adecuados para indicaciones continuas. Es común el uso de espectrofotómetros, los cuales contienen una fuente de luz y un detector.

Mediante el uso de sensores optoelectrónicos se puede determinar la fluorescencia

de una célula, medir el pH de varios tintes fluorescentes, glucosa, penicilina, ácido úrico, colesterol, peróxido de hidrogeno, ATP y NADH, la indicación de cambios en la polarización de la luz por elipsometría o cambios en el grosor de la película por reflectometría permiten la determinación de macromoléculas sin el acople de reacciones auxiliares.

- **Sensores electroquímicos** – este tipo de sensores prevalece sobre los otros tipos de sensores mencionados anteriormente. Los electrodos potenciométricos y amperométricos de enzimas lideran la tecnología de biosensores respecto a los mencionados en la literatura como los dispositivos comerciales disponibles. El desarrollo de transistores bioquímicamente sensibles al efecto de campo, ofrecen nuevos prospectos en esta área. A continuación, se describen los más importantes.
- **Potenciométricos:** La técnica potenciométrica más simple se basa en la dependencia de concentración del potencial E, de acuerdo a la ecuación de Nerst[49]:

$$E = E_0 + \frac{RT}{nF} \ln a_s \quad (2.56)$$

donde  $E_0$  es el potencial redox estándar, R es la constante del gas, T es la temperatura absoluta, F es la constante de Faraday, n es el número de electrones intercambiados de la sustancia S, y  $a_s$  es la actividad de la sustancia S.

En la técnica de electrodos selectivos de iones (ISE) la disociación de grupos contenidos en una membrana sensitiva causa alteraciones de la densidad de carga por lo cambia también el potencial de la membrana. La actividad y el potencial están relacionados logarítmicamente. Para medir la influencia de disturbio de los iones de una sustancia P, se introduce un coeficiente selectivo:

$$E = const + \frac{RT}{Z_s} (a_s + k_{s,p}(a_p)^{Z_s Z_p}) \quad (2.57)$$

Donde Z representa la carga del ion.

- **Amperométricos:** Los sensores amperométricos están basados en reacciones he-

terogéneas de transferencia de electrones, es decir, en la oxidación y reducción de sustancia electroactivas. Existen diferentes tipos de sensores amperométricos: inmunoensayos amperométricos que se desarrollaron a partir del electrodo de Clark, los que usan enzimas que pueden de igual forma consumir o producir oxígeno en presencia de sustancias apropiadas, los inmunoensayos amperométricos que no usan enzimas pero utilizan anticuerpos o antígenos marcados como especies electroactivas (Karube, F. Turner , y Wilson, 1987).

Por un incremento en el voltaje o la desviación del potencial redox, la razón del proceso de transferencia de carga heterogenia es mejorada para causar que la razón del proceso completo sea controlada por la transferencia de masa. Bajo estas condiciones la corriente de difusión  $I_d$ , es proporcional a la concentración de la sustancia que será determinada  $S_0$ , mediante[49]:

$$I_d = nAFD_s \frac{S_0}{\delta} \quad (2.58)$$

donde  $\delta$  es el grosor de la película de difusión,  $D_s$  es el coeficiente de difusión,  $A$  es la superficie del electrodo y  $n$  es el numero de electrones intercambiados.

- **Medición conducto-métrica:** Los métodos conducto-métricos usan corrientes del tipo no Faradaicas. Una corriente alterna de baja amplitud y una frecuencia en el rango de 1 kHz es indicada. La señal medida refleja la migración de todos los iones en la solución. Esto resulta inespecífico y debería ser usado solo para muestras de idéntica conductividad. Los disturbios por la desviación de la conductividad de la muestra pueden ser eliminados por la combinación de un par de electrodos cubiertos de enzimas y un par de electrodos de referencia sin enzimas. Dichos arreglos pueden ser fabricados por tecnología de producción de electrónica de escala pequeña. En sensores de membrana conducto-métrica, los dos electrodos están separados de la solución medida por una membrana de gas permeable. El proceso de difusión de la medición de gases es igual que en el de sensibilidad del gas ISE's. De igual forma, la selectividad es mejorada por el uso de la membrana[49].

## 2.10. SPR

La Resonancia de Plasmón Superficial, puede describirse como la oscilación colectiva de los electrones de valencia de un material debido a su interacción con luz incidente; la resonancia se forma cuando la frecuencia natural de oscilación de los electrones coincide con la frecuencia de los fotones. La excitación de los plasmones de superficie, también conocidos como Polaritones, provoca ondas electromagnéticas que se propagan en dirección paralela al metal/dieléctrico [1].

Mientras que, sí se involucra una superficie metálica de tamaño nanométrico es conocido como Resonancia de Plasmón de Superficie Localizado (LSPR) [1]. Se puede conocer mejor el comportamiento de los plasmones de superficie mediante el modelo de Drude.

SPR es una herramienta básica para la medición de absorción de un material sobre la superficie de una placa metálica, típicamente oro y plata, o sobre la superficie de nanopartículas metálicas. Para generar los Plasmones de superficie se requiere la presencia de electrones libres de conducción en la interfaz, por ello, es necesario usar metales[50].

## 2.11. Bases físicas de la resonancia de plasmón superficial

Los transductores SPR son usualmente construidos usando acoplamiento de prismas, con luz incidente sobre un substrato óptico que está recubierto con un metal noble semitransparente bajo condiciones de reflexión total interna. Se usa luz polarizada a través de un prisma hacia una película de metal, la luz es rotada a lo largo del prisma pasando por el ángulo crítico hasta que se observe la reflexión total interna. La máxima pérdida de la intensidad de luz reflejada se da en el ángulo de resonancia, a este ángulo los fotones de la fuente de luz traspasan más allá de la superficie del prisma, causando excitación y absorción paralela a la película metálica; las cuales son conocidas como ondas de densidad de electrones o Plasmones de Superficie. La intensidad decrece cuando los fotones se convierten en plasmones de superficie.

Para Biosensado, es de interés conocer el cambio de índice de refracción del medio dieléctrico. Si el índice de refracción del prisma es constante, entonces un cambio en la condición de resonancia puede estar relacionado a un cambio en el índice de refracción del medio de salida. De esta manera, es posible monitorear la acumulación de biopelículas en la superficie del oro para poder medir la unión de biomoléculas a una superficie. Esta configuración de SPR puede ser considerada como un refractómetro sensitivo de superficie donde la profundidad de sensibilidad está definida por la profundidad de penetración del campo evanescente ( $\approx 200nm$ ). Cuando la onda del plasmón superficial interactúa con una partícula local o irregularidad, como una superficie rugosa, parte de la energía puede ser reemitida como luz. Esta luz emitida puede ser detectada detrás de la película de metal en varias direcciones. Mucho de la absorción óptica de las líneas espectrales asociadas con las frecuencias de vibración de las moléculas de gas se dan en la región del infrarrojo medio. Lo que promueve el desarrollo de sensores en esta región del espectro.

Para excitar los plasmones de superficie de una forma resonante, se puede usar un haz de luz. El haz incidente debe acoplar su impulso con el del plasmón. En caso de luz con polarización p, esto es posible pasando la luz a través de un bloque de cristal para incrementar la longitud de onda, y alcanzar la resonancia a una dada longitud de onda y ángulo. La luz con polarización s no puede excitar los plasmones superficiales electrónicos. Los plasmones superficiales eléctricos y magnéticos obedecen la siguiente relación de dispersión[1, 51]:

$$K_p = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) Re \left\{ \sqrt{\frac{\epsilon_M \epsilon_D}{\epsilon_M + \epsilon_D}} \right\} \quad (2.59)$$

Donde,  $\epsilon_M$  es la constante dieléctrica del metal,  $\epsilon_D$  es la constante dieléctrica del medio dieléctrico y  $\lambda$  es la longitud de onda. Es decir, la onda está caracterizada por un vector de propagación  $K_p$ , que define las condiciones de excitación [52].

Para satisfacer las condiciones de excitación del plasmón, de igual forma, es necesario que el vector de onda de la luz incidente y el vector de onda del plasmón sean iguales[52]. El vector de onda incidente está dado por la siguiente expresión[1]:

$$K_i = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) n \sin \theta_i \quad (2.60)$$

donde  $K_i$  es una componente del vector de onda de la luz incidente, paralelo a la interface del prisma,  $\theta_i$  es el ángulo de la luz incidente,  $\lambda$  es la longitud de onda de la luz incidente y  $n$  es el índice de refracción del prisma.

A partir de las condiciones de resonancia tenemos[51]:

$$K_i = K_p \quad (2.61)$$

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)n \sin \theta_i = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)Re \left\{ \sqrt{\frac{\epsilon_M \epsilon_D}{\epsilon_M + \epsilon_D}} \right\} \quad (2.62)$$

Entonces, el ángulo de incidencia del SPR se puede calcular usando [51]:

$$\theta_i = \sin^{-1} \left[ \left(\frac{1}{n}\right)Re \left\{ \sqrt{\frac{\epsilon_M \epsilon_D}{\epsilon_M + \epsilon_D}} \right\} \right] \quad (2.63)$$

Una de las características de los plasmones superficiales es que no viajan a una gran distancia, por lo que su tiempo de propagación sobre la superficie metálica es reducido [52]. El factor de longitud de propagación de la onda SP está dado por [51]:

$$L_x = \frac{\pi}{2\lambda} \frac{\epsilon_{iM}}{\epsilon_M^2} \left( \frac{\epsilon_M \epsilon_D}{\epsilon_M + \epsilon_D} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.64)$$

donde  $\epsilon_{iM}$  es el valor de la parte imaginaria de la constante del metal/dieléctrico.

Existen varios métodos que usan diferentes dispositivos de acople entre la luz incidente y el plasmón de superficie. Cuando se usa luz para excitar ondas SP, existen dos configuraciones muy conocidas. En la configuración de Otto, la luz ilumina la pared del bloque de cristal, típicamente un prisma, y sufre reflexión total interna. Una película delgada de metal es posicionada lo suficientemente cerca de la pared del prisma para que una onda evanescente pueda interactuar con las ondas de plasma en la superficie y así excitar los plasmones.

El método más ampliamente usado es la geometría de Kretschmann donde la película metálica es revestida directamente en el prisma o en una placa adherida al prisma. En la configuración de Kretschmann, la película de metal está evaporada sobre el bloque de cristal. La luz ilumina nuevamente el bloque de cristal, y una onda evanescente penetra a

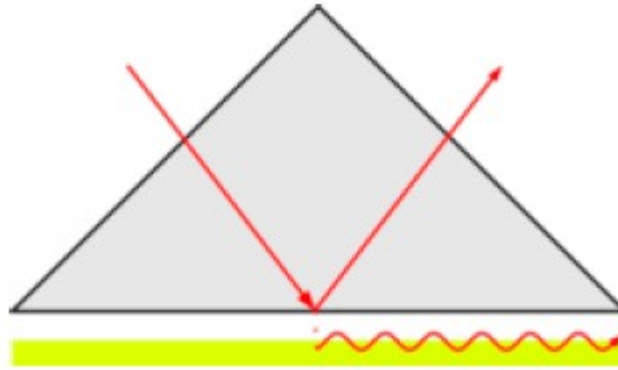


Figura 2.6: Configuración de Otto [1].

través de la película de metal. Los plasmones son excitados en la periferia de la película. Esta configuración es usada en muchas de las aplicaciones prácticas.

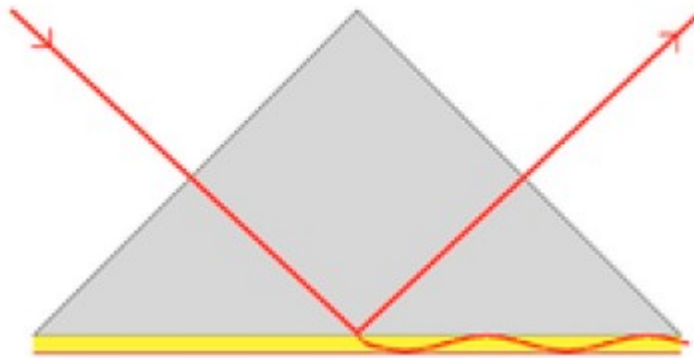


Figura 2.7: Configuración de Kretschmann [1]

## 2.12. Derivación de la ecuación de dispersión

La derivación de la ecuación de dispersión es un proceso fundamental en el estudio de las ondas y la propagación de la luz en medios materiales. La ecuación de dispersión proporciona información crucial sobre cómo se comportan las ondas en un material dado y cómo se relacionan la frecuencia y el vector de onda de la onda.

En esta derivación, consideramos un medio material en el que las ondas electromagnéticas se propagan. Empezamos por definir las ecuaciones de Maxwell para el campo eléctrico

( $\mathbf{E}$ ) y el campo magnético ( $\mathbf{H}$ ). Estas ecuaciones gobiernan cómo los campos eléctrico y magnético interactúan y se propagan en un medio dado[53].

Onda:

$$|\mathbf{E}|, |\mathbf{H}| \sim e^{-i\omega t + ik_z z}$$

Superficie:

$$|\mathbf{E}|, |\mathbf{H}| \rightarrow 0 \text{ como } x \rightarrow \pm\infty$$

Sin pérdida de generalidad, podemos suponer que  $|\mathbf{E}|$  y  $|\mathbf{H}|$  son independientes de  $y$ .

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{E}(x)e^{-i\omega t + ik_z z}$$

$$\mathbf{H}(x, y, z, t) = \mathbf{H}(x)e^{-i\omega t + ik_z z}$$

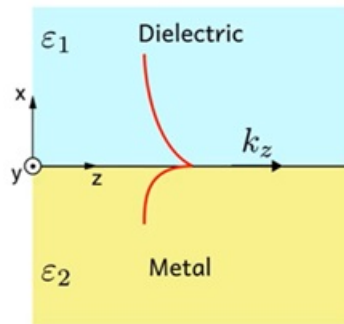


Figura 2.8: Interfaz metal-dieléctrico

Se proponen soluciones que no dependen de la coordenada  $y$  y porque al apreciar la superficie estamos considerando que el eje  $y$  que sale de la página se extiende en una longitud muy grande y esto no afecta a los campos que esencialmente se propagan en  $z$  y poseen el mismo valor sin importar en qué sección del eje  $y$  se les mida. Se propone la solución general de la ecuación de onda:

$$\nabla^2 \begin{bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{bmatrix} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \begin{bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{bmatrix}, \quad v = \frac{\omega}{k}, \quad k = \|\mathbf{k}\| = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} \quad (2.65)$$

Supone que la solución de la ecuación de Helmholtz depende solo de  $x$ , esto es que la oscilación se da en el eje  $x$ , por tanto tiene sentido asumir simetría respecto a la coordenada  $y$ . Ahora, es por eso prudente observar que ambas componentes sugeridas cumplen otros requisitos más a saber, los relativos a la polarización lineal ya sea TM o TE en cada caso. Recordando esto enunciamos:

$$TM : \mathcal{H}(x) \implies H_x = H_z = 0 \quad \text{como} \quad \mathbf{H} \perp \mathbf{E} \implies \mathcal{E}(x) = \hat{\mathbf{x}}E_x(x) + \hat{\mathbf{z}}E_z(x) \quad E_y = 0 \quad (2.66)$$

$$TE : \mathcal{E}(x) \implies E_x = E_z = 0 \quad \text{como} \quad \mathbf{H} \perp \mathbf{E} \implies \mathcal{H}(x) = \hat{\mathbf{x}}H_x(x) + \hat{\mathbf{z}}H_z(x) \quad H_y = 0 \quad (2.67)$$

Se sabe que de manera muy general las ecuaciones de Maxwell que relación al campo eléctrico con el magnético son la ley de Faraday y de Ampere – Maxwell, como aquí tenemos un medio sin polarización ni magnetización ni cargas o corrientes estacionarias libres estas se reducen a:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.68)$$

En un medio lineal basta considerar la escalación por las permitividades esto es

$$\mu_i^{-1} \mathbf{B}_i = \mathbf{H}_i, \quad \epsilon_i \mathbf{E}_i = \mathbf{D}_i \quad (2.69)$$

En el desarrollo no se suele poner, pero también se racionaliza de manera que las ecuaciones en términos de campo eléctrico y campo de desplazamiento magnético son

$$\nabla \times \mathbf{H}_i = \epsilon_i \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}_1}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{E}_i = -\mu_i \mu_0 \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{H}_i}{\partial t} \quad (2.70)$$

Las derivadas temporales de nuestras soluciones propuestas cambian aún más el campo a plena vista

$$\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega, \quad \frac{\partial}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial t} = ik_z \quad (2.71)$$

Lo cual hace que la ecuación rotacional que teníamos

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} &= \begin{vmatrix} \hat{\mathbf{x}} & \hat{\mathbf{y}} & \hat{\mathbf{z}} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ H_x & H_y & H_z \end{vmatrix} = \hat{\mathbf{x}} \begin{vmatrix} \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ H_y & H_z \end{vmatrix} - \hat{\mathbf{y}} \begin{vmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial z} \\ H_x & H_z \end{vmatrix} + \hat{\mathbf{z}} \begin{vmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} \\ H_x & H_y \end{vmatrix} \\ &= \hat{\mathbf{x}} \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) - \hat{\mathbf{y}} \left( \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) + \hat{\mathbf{z}} \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \\ &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \hat{\mathbf{x}}(-i\omega \epsilon_i \epsilon_0 E_x) + \hat{\mathbf{y}}(-i\omega \epsilon_i \epsilon_0 E_y) + \hat{\mathbf{z}}(-i\omega \epsilon_i \epsilon_0 E_z) \end{aligned}$$

Igualando por componentes obtenemos

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = -i\omega \epsilon_i \epsilon_0 E_x, \quad \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} = i\omega \epsilon_i \epsilon_0 E_y, \quad \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = -i\omega \epsilon_i \epsilon_0 E_z$$

O corrigiendo el signo

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial y} = i\omega \epsilon_i \epsilon_0 E_x, \quad \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} = i\omega \epsilon_i \epsilon_0 E_y, \quad \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} = i\omega \epsilon_i \epsilon_0 E_z$$

Se repiten los procedimientos para el caso magnético

$$\begin{aligned}
\nabla \times \mathbf{E} &= \begin{vmatrix} \hat{\mathbf{x}} & \hat{\mathbf{y}} & \hat{\mathbf{z}} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} = \hat{\mathbf{x}} \begin{vmatrix} \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_y & E_z \end{vmatrix} - \hat{\mathbf{y}} \begin{vmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_z \end{vmatrix} + \hat{\mathbf{z}} \begin{vmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} \\ E_x & E_y \end{vmatrix} \\
&= \hat{\mathbf{x}} \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) - \hat{\mathbf{y}} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) + \hat{\mathbf{z}} \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \\
&= -\mu_i \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}_i}{\partial t} = \hat{\mathbf{x}}(i\omega \mu_i \mu_0 H_x) + \hat{\mathbf{y}}(i\omega \mu_i \mu_0 H_y) + \hat{\mathbf{z}}(-i\omega \mu_i \mu_0 H_z)
\end{aligned}$$

Igualando por componentes obtenemos

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -i\omega \mu_i \mu_0 E_x, \quad \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega \mu_i \mu_0 E_y, \quad \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega \mu_i \mu_0 E_z$$

Supongamos que las funciones que describen al campo

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathcal{E}(x)e^{-i\omega t + ik_z z} \quad \mathbf{H}(x, y, z, t) = \mathcal{H}(x)e^{-i\omega t + ik_z z} \quad (2.72)$$

Recordamos que tenemos casos de polarización lineal TE y casos de polarización TM:

$$TM : \mathcal{H}(x) \implies H_x = H_z = 0 \quad \text{como} \quad \mathbf{H} \perp \mathbf{E} \implies \mathcal{E}(x) = \hat{\mathbf{x}}E_x(x) + \hat{\mathbf{z}}E_z(x) \quad E_y = 0 \quad (2.73)$$

$$TE : \mathcal{E}(x) \implies E_x = E_z = 0 \quad \text{como} \quad \mathbf{H} \perp \mathbf{E} \implies \mathcal{H}(x) = \hat{\mathbf{x}}H_x(x) + \hat{\mathbf{z}}H_z(x) \quad H_y = 0 \quad (2.74)$$

### 2.12.1. Caso TM (tangential magnetic)

Entonces tomando el caso TM analizamos la ecuación de los campos

$$\mathcal{E}(x) = \hat{x}\mathcal{E}_x(x) + \hat{z}\mathcal{E}_z(x) \quad \mathcal{E}_y = 0 \quad (2.75)$$

$$\mathcal{H}(x) = \hat{y}\mathcal{H}_y(x) \quad (2.76)$$

Pero recordemos que poseen otro factor que depende de  $z$  o sea las ecuaciones de campo apropiadas son

$$\mathbf{E}(x) = \hat{x}\mathcal{E}_x(x)e^{-i\omega t+ik_z z} + \hat{z}\mathcal{E}_z(x)e^{-i\omega t+ik_z z}, \quad \mathcal{E}_y = 0 \quad (2.77)$$

$$\mathbf{H}(x) = \hat{y}\mathcal{H}_y(x)e^{-i\omega t+ik_z z} \quad (2.78)$$

Donde

$$H_y(x, z, t) = \mathcal{H}_y(x)e^{-i\omega t+ik_z z}, \quad H_z = H_x = 0 \quad (2.79)$$

$$E_x(x, z, t) = \mathcal{E}_x(x)e^{-i\omega t+ik_z z}, \quad E_z(x, z, t) = \mathcal{E}_z(x)e^{-i\omega t+ik_z z}, \quad E_y = 0 \quad (2.80)$$

Que son las ecuaciones auténticas del campo y sus componentes.

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial y} = i\omega\epsilon_i\epsilon_0 E_x \quad \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega\mu_i\mu_0 E_x \quad (2.81)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} = i\omega\epsilon_i\epsilon_0 E_y \quad \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega\mu_i\mu_0 E_y \quad (2.82)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} = i\omega\epsilon_i\epsilon_0 E_z \quad \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega\mu_i\mu_0 E_z \quad (2.83)$$

Analizando las ecuaciones (2.77) bajo las ecuaciones obtenidas de la ley de Faraday y ley de Ampere-Maxwell obtenemos

$$\begin{aligned}
ik_z H_y &= i\omega\epsilon_i\epsilon_0 E_x & 0 - 0 &= 0 \\
0 - 0 &= 0 & ik_z E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= i\omega\mu_i\mu_0 H_y \\
-\frac{\partial H_y}{\partial x} &= i\omega\epsilon_i\epsilon_0 E_z & 0 &= 0
\end{aligned}$$

Por lo tanto las ecuaciones para el campo en TM son

$$k_z H_y = i\omega\epsilon_i\epsilon_0 E_x \quad (2.84)$$

$$ik_z E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega\mu_i\mu_0 H_y \quad (2.85)$$

$$-\frac{\partial H_y}{\partial x} = i\omega\epsilon_i\epsilon_0 E_z \quad (2.86)$$

Recurriendo a manipulación algebraica

$$\frac{k_z H_y}{\omega\epsilon_i\epsilon_0} = E_x \quad E_x = \frac{k_z H_y}{\omega\epsilon_i\epsilon_0} \quad \mathcal{E}_x = \frac{k_z}{\omega\epsilon_i\epsilon_0} \mathcal{H}_y \quad (2.87)$$

$$ik_z E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega\mu_i\mu_0 H_y \implies \frac{\partial^2 h_y}{\partial x^2} - (ik_z^2 + \frac{\omega}{c^2}\epsilon_i\mu_i)H_y = 0 \implies \frac{d^2 \mathcal{H}}{dx^2} - (k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_i\mu_i)\mathcal{H}_y = 0 \quad (2.88)$$

$$-\frac{i}{\omega\epsilon_i\epsilon_0} \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} = \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad E_z = -\frac{i}{\omega\epsilon_i\epsilon_0} \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad \mathcal{E}_z = -\frac{i}{\omega\epsilon_i\epsilon_0} \frac{d\mathcal{H}_y}{dx} \quad (2.89)$$

La ecuación (2.88) es armónica y se resuelve con la ecuación general

$$\mathcal{H}_y(x) = A_+ e^{\kappa_i x} + A_- e^{-\kappa_i x}, \quad \kappa_i = +\sqrt{k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_i\mu_i} \quad (2.90)$$

Recordamos que se decía que si  $x \rightarrow \pm\infty, H, E \rightarrow 0$  esto nos dirá que es distinta según el medio, por ejemplo, Medio 1: Aquí  $x$  es positiva, para que se den oscilaciones  $\kappa_i > 0$  la que se va a cero es la primera entonces

$$\mathcal{H}_{y,1}(x > 0) = \mathcal{H}_{0,1}e^{-\kappa_1 x} \quad (2.91)$$

Medio 2: Aquí  $x$  es negativa, para que se den oscilaciones  $\kappa_i > 0$  la que se va a cero es la primera entonces

$$\mathcal{H}_{y,2}(x < 0) = \mathcal{H}_{0,2}e^{-\kappa_2 x} \quad (2.92)$$

De esta manera tenemos para el campo TM

$$\mathcal{E}_x = \begin{cases} \frac{k_z}{\omega\epsilon_1\epsilon_0} \mathcal{H}_{01}e^{-\kappa_1 x}, & x > 0 \\ \frac{k_z}{\omega\epsilon_2\epsilon_0} \mathcal{H}_{02}e^{-\kappa_2 x}, & x < 0 \end{cases}$$

$$\mathcal{E}_x = \begin{cases} -\frac{i\kappa_1}{\omega\epsilon_1\epsilon_0} \mathcal{H}_{01}e^{-\kappa_1 x}, & x > 0 \\ -\frac{i\kappa_2}{\omega\epsilon_2\epsilon_0} \mathcal{H}_{02}e^{-\kappa_2 x}, & x < 0 \end{cases}$$

En la superficie es decir en  $x = 0$  estos dos campos deben coincidir por continuidad.

$$\begin{aligned} \frac{\kappa_1}{\epsilon_1} + \frac{\kappa_2}{\epsilon_2} = 0 &\implies \frac{k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_1\mu_1}{\epsilon_1^2} = \frac{k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_2\mu_2}{\epsilon_2^2} \implies k_z^2\left(\frac{1}{\epsilon_1} - \frac{1}{\epsilon_2}\right) - \frac{\omega^2}{c^2}\left(\frac{1}{\epsilon_1} - \frac{1}{\epsilon_2}\right) \\ &\implies k_z^2\left(\frac{1}{\epsilon_1} - \frac{1}{\epsilon_2}\right)\left(\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2}\right) = \frac{\omega^2}{c^2}\left(\frac{1}{\epsilon_1} - \frac{1}{\epsilon_2}\right) \quad (2.93) \\ &\implies k_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2}} = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{1}{\left(\frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{\epsilon_1\epsilon_2}\right)} = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_1\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \implies k_z(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} \end{aligned}$$

### 2.12.2. Caso TE (tangential electric)

Entonces tomando el caso TM analizamos la ecuación de los campos

$$\mathcal{E}(x) = \hat{y}\mathcal{E}_y(x) \quad (2.94)$$

$$\mathcal{H}_y = 0 \quad \mathcal{H}(x) = \hat{x}\mathcal{H}_x(x) + \hat{z}\mathcal{H}_z(x) \quad (2.95)$$

Pero recordemos que poseen otro factor que depende de  $z$  o sea las ecuaciones de campo apropiadas son

$$\mathbf{H}(x) = \hat{x}\mathcal{H}_x(x)e^{-i\omega t+ik_z z} + \hat{z}\mathcal{H}_z(x)e^{-i\omega t+ik_z z}, \quad \mathcal{H}_y = 0 \quad (2.96)$$

$$\mathbf{E}(x) = \hat{y}\mathcal{E}_y(x)e^{-i\omega t+ik_z z} \quad (2.97)$$

Donde

$$E_y(x, z, t) = \mathcal{E}_y(x)e^{-i\omega t+ik_z z}, \quad E_z = E_x = 0 \quad (2.98)$$

$$H_x(x, z, t) = \mathcal{H}_x(x)e^{-i\omega t+ik_z z}, \quad H_z(x, z, t) = \mathcal{H}_z(x)e^{-i\omega t+ik_z z}, \quad H_y = 0 \quad (2.99)$$

Que son las ecuaciones auténticas del campo y sus componentes.

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial y} = i\omega\epsilon_i\epsilon_0 E_x \quad \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega\mu_i\mu_0 H_x \quad (2.100)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} = i\omega\epsilon_i\epsilon_0 E_y \quad \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega\mu_i\mu_0 H_y \quad (2.101)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} = i\omega\epsilon_i\epsilon_0 E_z \quad \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega\mu_i\mu_0 H_z \quad (2.102)$$

Analizando las ecuaciones (2.96) bajo las ecuaciones obtenidas de la ley de Faraday y ley de Ampere-Maxwell obtenemos:

$$\begin{array}{ll}
0 - 0 = 0 & 0 - ik_z E_y = i\omega\mu_i\mu_0 H_x \\
\frac{\partial H_z}{\partial x} - ik_z H_x = i\omega\epsilon_i\epsilon_0 E_y & 0 - 0 = 0 \\
0 - 0 = 0 & \frac{\partial E_y}{\partial x} - 0 = i\omega\mu_i\mu_0 H_z
\end{array}$$

Por lo tanto las ecuaciones para el campo en TM son:

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} - ik_z H_x = i\omega\epsilon_i\epsilon_0 E_y \quad (2.103)$$

$$-ik_z E_y = i\omega\mu_i\mu_0 H_x \quad (2.104)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = i\omega\mu_i\mu_0 H_z \quad (2.105)$$

Debemos demostrar que este sistema no tiene solución, para eso sustituimos los valores originales para obtener esto en términos de las amplitudes.

$$\begin{array}{lll}
\frac{d\mathcal{H}_z}{dx} - ik_z \mathcal{H}_x = i\omega\epsilon_i\epsilon_0 \mathcal{E}_y & \frac{d^2\mathcal{H}_z}{dx^2} - ik_z \frac{d\mathcal{H}_x}{dx} = i\omega\epsilon_i\epsilon_0 \frac{d\mathcal{E}_y}{dx} & \frac{d^2\mathcal{H}_z}{dx^2} - ik_z \frac{d\mathcal{H}_x}{dx} = i\omega\epsilon_i\epsilon_0 \frac{d\mathcal{E}_y}{dx} \\
-k_z \mathcal{E}_y = \omega\mu_i\mu_0 \mathcal{H}_x & \implies -k_z \frac{d\mathcal{E}_y}{dx} = \omega\mu_i\mu_0 \frac{d\mathcal{H}_x}{dx} & \implies -\frac{k_z}{\omega\mu_i\mu_0} \frac{d\mathcal{E}_y}{dx} = \frac{\mathcal{H}_x}{dx} \\
\frac{d\mathcal{E}_y}{dx} = i\omega\mu_i\mu_0 \mathcal{H}_z & \frac{d\mathcal{E}_y}{dx} = i\omega\mu_i\mu_0 \mathcal{H}_z & \frac{d\mathcal{E}_y}{dx} = i\omega\mu_i\mu_0 \mathcal{H}_z
\end{array}$$

$$\begin{array}{ll}
\frac{d\mathcal{H}_z}{dx} + \left(k_z^2 + \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_i\mu_i\right)\mathcal{H}_z = 0 & \frac{d\mathcal{H}_z}{dx} + \left(k_z^2 + \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_i\mu_i\right)\mathcal{H}_z = 0 \\
\implies -\frac{k_z}{\omega\mu_i\mu_0} \frac{d\mathcal{E}_y}{dx} = \frac{\mathcal{H}_x}{dx} & \implies -\frac{k_z \mathcal{E}_y}{\omega\mu_i\mu_0} = \mathcal{H}_x \\
\frac{d\mathcal{E}_y}{dx} = i\omega\mu_i\mu_0 \mathcal{H}_z & \frac{d\mathcal{E}_y}{dx} = i\omega\mu_i\mu_0 \mathcal{H}_z
\end{array}$$

Recordando:

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_{x,1}(x) &= \frac{k_z}{\epsilon_0\omega\epsilon_1}\mathcal{H}_0e^{-\kappa_1x}, & \mathcal{E}_{x,2}(x) &= \frac{k_z}{\epsilon_0\omega\epsilon_2}\mathcal{H}_0e^{-\kappa_2x} \\ \mathcal{H}_{x,1}(x) &= \mathcal{H}_0e^{\kappa_1x}, & \mathcal{H}_{x,2}(x) &= \mathcal{H}_0e^{\kappa_2x}\end{aligned}$$

Calculando su vector de Poynting

$$S_{i,z} = \frac{1}{2}\mathcal{R}e\{E_{x,i}H_{x,i}^*\} \quad (2.106)$$

Para cada caso

$$\begin{aligned}\frac{1}{2}E_{x,1}H_{x,1}^* &= \frac{k_z}{2\epsilon_0\omega\epsilon_1}\mathcal{H}_0^2e^{-2\kappa_1x}, & \frac{1}{2}E_{x,2}H_{x,2}^* &= \frac{k_z}{2\epsilon_0\omega\epsilon_2}\mathcal{H}_0^2e^{-2\kappa_2x} \\ I_1 &= \int_0^\infty \frac{k_z}{2\epsilon_0\omega\epsilon_1}\mathcal{H}_0^2e^{-2\kappa_1x}dx = \frac{k_z}{2\epsilon_0\omega\epsilon_1}\mathcal{H}_0^2 \int_0^\infty e^{-2\kappa_1x}dx \\ &= \frac{k_z}{2\epsilon_0\omega\epsilon_1}\mathcal{H}_0^2 \left[ \frac{e^{-2\kappa_1x}}{-2\kappa_1} \right]_0^{x \rightarrow \infty} = \frac{k_z}{2\epsilon_0\omega\epsilon_1}\mathcal{H}_0^2 \frac{1}{4\kappa_1} \\ I_2 &= \int_0^\infty \frac{k_z}{2\epsilon_0\omega\epsilon_2}\mathcal{H}_0^2e^{-2\kappa_2x}dx = \frac{k_z}{2\epsilon_0\omega\epsilon_2}\mathcal{H}_0^2 \int_0^\infty e^{-2\kappa_2x}dx \\ &= \frac{k_z}{2\epsilon_0\omega\epsilon_2}\mathcal{H}_0^2 \left[ \frac{e^{-2\kappa_2x}}{-2\kappa_2} \right]_0^{x \rightarrow \infty} = \frac{k_z}{2\epsilon_0\omega\epsilon_2}\mathcal{H}_0^2 \frac{1}{4\kappa_2} \\ \implies I &= I_1 + I_2 = \frac{k_z\mathcal{H}_0^2}{4\epsilon_0\omega} \left( \frac{1}{\epsilon_1\kappa_1} + \frac{1}{\epsilon_2\kappa_2} \right) \quad (2.107)\end{aligned}$$

## 2.13. Detector de cuadrante

El Detector de Cuadrante es un detector de posición basado en el efecto fotovoltaico que determina la posición relativa del punto de luz proyectado en su superficie. Está hecho de cuatro fotodiodos idénticos de unión p-n y están separados por pequeños huecos llamados área muerta [54].

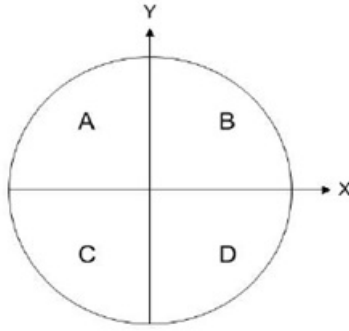


Figura 2.9: Representación del Detector de Cuadrante

Los fotodiodos están acomodados de tal forma que cada uno de ellos represente un cuadrante del plano cartesiano, separados por dos ejes de un material diferente. Para mejorar la resolución del detector, el tamaño del sensor debe ser lo más pequeño posible pero no más pequeño que los ejes de separación de los fotodiodos [55].

El detector de cuadrante muestra ciertas ventajas en comparación a otros detectores de posición, como una alta frecuencia de respuesta, amplia longitud de onda de respuesta, alta sensibilidad de respuesta y un amplio rango de temperatura de operación. Debido a estas ventajas, son usados para medir el desplazamiento de un haz, y recientemente ha incrementado su uso en el área de nanotecnología. El detector puede usarse para una medición de alta precisión, de rango dinámico y sensibilidad[54].

Cuando el haz incide en el detector, se producen cuatro señales de magnitud proporcional a la cantidad de luz incidente en cada cuadrante y posteriormente son procesadas por un circuito de lectura, que interpreta las señales de salida y detecta la posición del haz . [55] La relación no lineal entre la posición del punto de luz y su estimado está reportado en la literatura. En el modo de movimiento del punto, la distribución de la energía del punto y el área muerta también influyen el rango dinámico y la sensibilidad de detección. Entonces, esos factores de análisis son altamente deseables para mejorar la precisión de medición.[54].

Como se ha mencionado previamente, el detector consta de cuatro uniones de fotodiodos colocados simétricamente respecto al centro. Cuando se proyecta un haz de luz se generan

fotocorrientes. Y las formulas para estimar la posición del haz están dadas por[54]:

$$X = k \frac{I_A + I_D - I_B - I_C}{I_A + I_B + I_C + I_D}, \quad Y = k \frac{I_A + I_B - I_C - I_D}{I_A + I_B + I_C + I_D} \quad (2.108)$$

donde  $X$  y  $Y$  son las posiciones estimadas del haz en las direcciones x y y,  $k$  es la constante de la pendiente cuyo valor es dependiente del perfil del haz, y  $I_A, I_B, I_C, I_D$  son las fotocorrientes [55].

Para entender mejor el concepto, siguiendo la Figura 2.10, podemos observar un arreglo de la configuración electrónica conformada por cuatro fotodiodos conectados a una fuente común a cada cátodo y cuatro salidas en la parte del ánodo de cada fotodiodo que se conectan a una etapa de amplificación posterior [54].

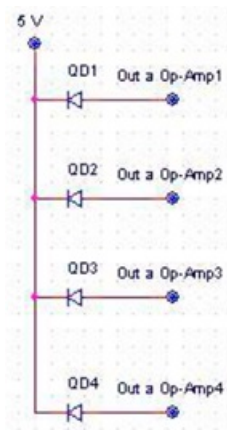


Figura 2.10: Representación electrónica del Detector de Cuadrante

La corriente proporcionada por el detector es muy pequeña por lo que, como se ha mencionado anteriormente, es necesaria una etapa de amplificación de la señal y conversión de la corriente en voltaje [55].

## 2.14. Amplificador operacional

Un Amplificador Operacional (OpAmp) es una entrada diferencial, de una sola salida amplificadora. Se acompaña de elementos de retroalimentación externa, cuya función

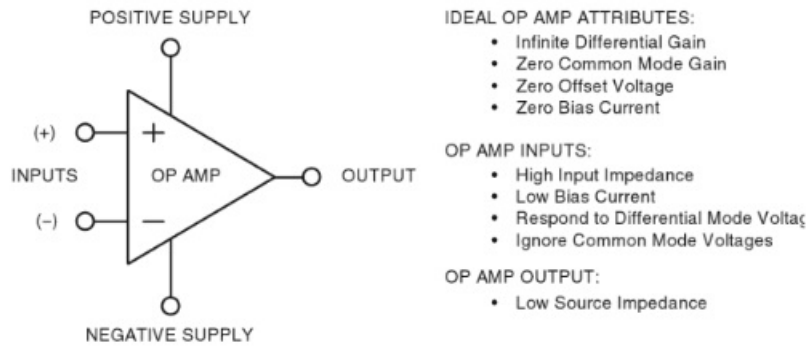


Figura 2.11: Op Amp ideal y sus principales características

resultante determina su modo de operación. Lo cual le da su nombre “Amplificador Operacional”. El punto de interés en este dispositivo se centra en el comportamiento de su estructura [56].

Un OpAmp realiza pequeños procesos usando las señales en modo diferencial introducidas en sus entradas (inputs), desarrollando una sola señal de salida referida a una terminal común de suministro de potencia. Como se aprecia en la Figura 1.8, se muestran los principales atributos de un OpAmp ideal, sin embargo, los OpAmp’s reales difieren un poco de este comportamiento ideal, pero es importante conocer estas características como punto de partida para entender su funcionamiento.

### 2.14.1. Atributos ideales del OpAmp

Un OpAmp ideal manifiesta ganancia infinita para sus señales de entrada, en la práctica, los dispositivos reales pueden contar con ganancias muy grandes (en configuración de ganancia de lazo-abierto) pero esta ganancia es conocida. La ganancia es medida en relación al  $V_{OUT}/V_{IN}$ , lo cual genera una cantidad adimensional. También puede ser medida en términos de decibeles (dB), lo cual matemáticamente es igual a  $dB = 20 \log(V_{OUT}/V_{IN})$ . Además, un OpAmp ideal tiene cero ganancias para una señal común a ambas entradas (señales de modo-común CM); o en términos del rechazo de la configuración CM, cuenta con infinito rechazo CM (CMR). En la realidad, los OpAmp pueden tener especificaciones

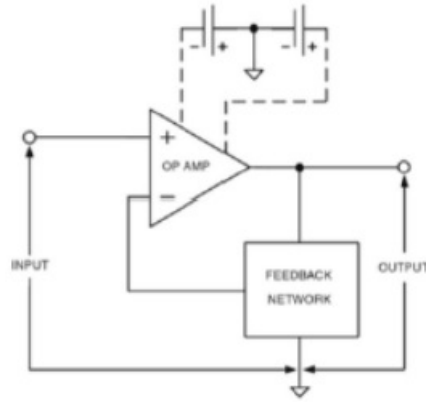


Figura 2.12: Circuito general del OpAmp con retroalimentación

de CMR arriba de 130 dB para dispositivos precisos, o tan bajas como 60 - 70 dB para los dispositivos de alta velocidad. El OpAmp ideal tiene un voltaje de compensación cero (offset voltaje,  $V_{OS} = 0$ ), y corriente de polarización cero (bias current,  $I_B = 0$ ) en ambas entradas. Dentro de los dispositivos reales, el  $V_{OS}$  puede ser tan bajo como  $1\mu V$  o menor, o tan alto en el orden de  $mV$ , y la  $I_B$  en los rangos de  $fA - \mu A$  [56].

Otro atributo importante es el concepto de baja impedancia de fuente en la salida, lo que posibilita altos niveles de ganancia útiles dentro de los circuitos. Muchos de los circuitos simples usan una conexión de retroalimentación o feedback, este concepto es un punto esencial concerniente al uso de los OpAmp's. Con la retroalimentación la ganancia de circuito cerrado se vuelve dependiente de los componentes externos. Por lo que el comportamiento es menos dependiente de las características relativamente inestables del circuito abierto.

En la Figura 2.12, la señal de entrada es aplicada a la entrada (+) del OpAmp, con un punto de referencia o común, denotado por el símbolo de tierra que está conectado también con la salida y una red de retroalimentación unida a la entrada (-).

Para denotar como las señales de entrada/salida están referenciadas a la potencia de suministro, se muestran dos fuentes de suministro punteadas. Todo circuito real usa siempre fuentes de suministro de potencia[56].

## 2.15. Tipos de configuraciones de los OpAmp

Se pueden categorizar las conexiones de los OpAmp's de acuerdo al arreglo de retroalimentación que se use, existen dos principales tipos el inversor y el no inversor de voltaje, además de un escenario de ganancia diferencial. A continuación, se describen sus características.

### 2.15.1. Amplificador Operacional Inversor

El puerto de entrada con conexión a tierra hace que la construcción de un escenario de entrada sea relativamente fácil debido a que solo debe trabajar en un nivel de voltaje. Similarmente, el puerto de salida conectado a tierra hace relativamente fácil construir un escenario de salida con una alta potencia de eficiencia, debido a el camino de retorno de la corriente puede ser directamente conectado a los voltajes de alimentación conectados a tierra. El signo negativo (inversor) del factor de amplificación hace posible obtener una retroalimentación negativa estable con componentes pasivos conectados directamente del puerto de la salida al puerto de entrada. La conexión paralela del circuito de retroalimentación en la entrada y salida del amplificador resulta en una baja entrada de impedancia virtual, apropiada para una precisa detección de corriente a potencia de entrada virtual cero, y baja impedancia de salida, adecuada para obtener un voltaje de salida preciso. Le arreglo más simple es un transistor par diferencial [2].

Dentro de esta categoría se encuentra el Convertidor de corriente a voltaje, cuya aplicación más simple es la amplificación de tras impedancia o cambio de corriente a voltaje.

El factor de transferencia de corriente a voltaje es, de acuerdo a [2]:

$$Z_t = \frac{V_2}{I_1} = -Z_1 \text{ en } V_1 = 0 \quad (2.109)$$

el cual puede ser determinado precisamente por  $-Z_1$  si se satisfacen dos requerimientos, una alta ganancia y, bajos voltaje y corriente de compensación de entrada. Una alta ganancia también asegura bajas impedancias de entrada y salida.

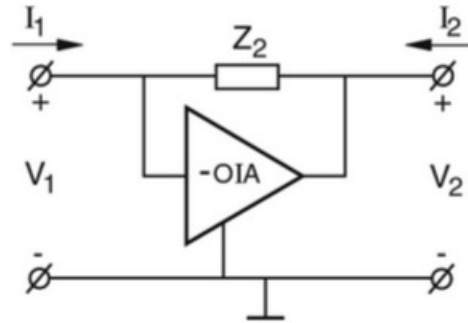


Figura 2.13: Circuito convertidor de corriente a voltaje [2]

### 2.15.2. Amplificador Operacional No Inversor

Este dispositivo es frecuentemente el más usado. El carácter flotante del puerto de entrada necesita requerimientos especiales en la construcción del circuito de entrada y permite una serie de acoplamientos de retroalimentación negativa. Esto resulta en una impedancia de entrada apropiada para la precisión del voltaje detectado en la entrada de potencia virtual cero. El acople paralelo de la red de retroalimentación con el puerto conectado a tierra asegura una baja salida de impedancia.

La aplicación más esencial del Amplificador Operacional de Voltaje es el amplificador no inversor de voltaje o conversor de voltaje a voltaje. En la figura 2.14, se muestra el circuito.

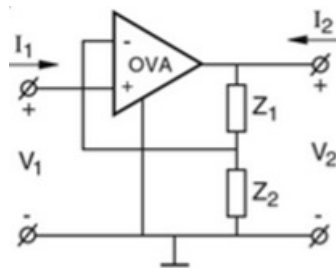


Figura 2.14: : Circuito No inversor [2].

El factor de amplificación del voltaje es:[2]:

$$A_u = \frac{V_2}{V_1} = \frac{Z_1 + Z_2}{Z_2} \text{ en } I_1 = 0 \quad (2.110)$$

y puede ser determinado precisamente por la razón de la impedancia si se satisfacen, de igual forma, ciertos requerimientos como una alta ganancia, bajos voltaje y corriente de compensación de entrada, independencia del voltaje de modo común del puerto de entrada, y una baja entrada de corriente de polarización. Una alta ganancia asegura una alta impedancia de entrada y una baja impedancia de salida.

### 2.15.3. Amplificador Operacional en modo diferencial

Un Amplificador Operacional en modo Diferencial (AOD) está supuesto para amplificar la diferencia de dos señales, la señal en la entrada No Inversora y la señal en la entrada Inversora [3].

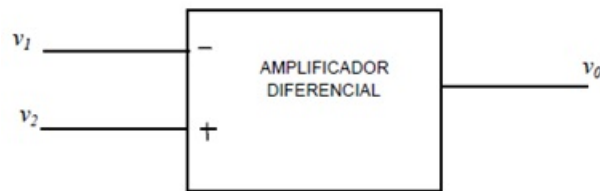


Figura 2.15: Esquema de un Amplificador Diferencial con una salida común [3].

A partir de ello, se pueden distinguir dos tipos de señales resultantes, una señal de entrada diferencial ( $v_{iD}$ ) la cual representa la diferencia entre la señal aplicada en la entrada inversora  $v_{i(-)}$  y la señal en la entrada no inversora  $v_{i(+)}$ [3]:

[3]

$$v_{iD} = v_{i(-)} - v_{i(+)} = v_1 - v_2 \quad (2.111)$$

Y una señal de entrada en modo común ( $v_{iC}$ ), que representa el promedio de las dos entradas [3]:

[3]

$$v_{iC} = \frac{v_{i(-)} + v_{i(+)}}{2} = \frac{v_1 + v_2}{2} \quad (2.112)$$

Que puede expresarse como[3]:

$$v_1 = v_{iC} + \frac{v_{iD}}{2} \qquad v_2 = v_{iC} - \frac{v_{iD}}{2} \qquad (2.113)$$

Por otra parte, si la salida del circuito  $v_o$  es lineal, se puede expresar en función de su componente común ( $v_{oC}$ ) y su componente diferencial ( $v_{oD}$ ) como [3]:

$$v_o = v_{oD} + v_{oC} = -|A_{vD}|v_{iD} + A_{vC}v_{iC} \qquad (2.114)$$

donde  $A_{vD}$  es la ganancia en modo diferencial simple y  $A_{vC}$  es la ganancia en modo común, expresadas como [3]:

$$|A_{vD}| = \left| \frac{v_{oD}}{v_{iD}} \right| \qquad A_{vC} = \frac{v_{oC}}{v_{iC}} \qquad (2.115)$$

Un AOD ideal presenta en su salida solo la componente diferencial, es decir, cuenta con ganancia de modo común nula. Se puede definir un factor de rechazo de un AOD evaluando el rechazo de las señales en modo común en relación a su capacidad de amplificar las señales en el modo diferencial, dado por [3]:

$$FR = \frac{A_{vD}}{A_{vC}} = \frac{\left( \frac{v_{oD}}{v_{iD}} \right)}{\left( \frac{v_{oC}}{v_{iC}} \right)} \qquad (2.116)$$

# Capítulo 3

## Descripción experimental

En el presente capítulo, se aborda detalladamente el proceso de diseño y construcción del circuito destinado a operar el detector de cuadrante. Se explican las etapas y componentes necesarios para el correcto funcionamiento de dicho circuito, considerando tanto los aspectos teóricos como prácticos de su implementación.

Asimismo, se describe el método de caracterización utilizado, el cual permitió evaluar y analizar las propiedades y comportamiento del detector de cuadrante. Se detallan los procedimientos empleados, desde la selección de los parámetros de medición hasta la obtención de los datos experimentales necesarios para su posterior análisis.

Otro aspecto fundamental abordado en este capítulo es el diseño del arreglo experimental óptico. Se presentan las consideraciones teóricas y prácticas que guiaron la configuración y montaje del sistema óptico utilizado en el estudio. Se describen los elementos y dispositivos ópticos empleados. Además, se exponen los procesos necesarios para la fabricación del transductor utilizado en la técnica de SPR investigados en el marco de este trabajo de tesis.

### 3.1. Fabricación de transductores

Antes de depositar oro en los sustratos de vidrio (Corning), se procedió a limpiarlos cuidadosamente. Esto se logró mediante un método de baño ultrasónico, utilizando tres soluciones diferentes: acetona, 2-propanol y agua desionizada. En primer lugar, se colocó el



Figura 3.1: Vaso de precipitado y porta sustratos.

sustrato en un vaso de precipitado y se añadió acetona, luego se sometió a baño ultrasónico durante 5 minutos para garantizar una limpieza profunda. Después, se colocó el sustrato en un vaso de precipitado con propanol y se sometió de nuevo al baño ultrasónico durante otros 5 minutos. Finalmente, se lavaron los sustratos en una bandeja con agua desionizada 3 veces. Para secar los sustratos, se colocaron en una centrifugadora durante 5 minutos a 800 rpm, en una platina durante 20 minutos y se secaron con flujo de nitrógeno durante unos 15 segundos. [57]

Las películas de oro se depositaron usando el sistema de sputtering de la compañía AJA International Inc. y fueron caracterizadas utilizando SEM, AFM y espectroscopia UV-Vis.

En las figuras 3.2 y 3.3 se muestra el sistema de sputtering utilizado para depositar una película de oro sobre el sustrato de vidrio. Este sistema de la compañía AJA International Inc. es utilizado para fabricar el transductor en nuestro experimento. El proceso de sputtering consiste en bombardear un objetivo de oro con iones, lo que hace que los átomos de oro sean desprendidos y depositados sobre el sustrato de vidrio. Este proceso se lleva a cabo en una cámara de vacío controlada.

El proceso de depósito mediante la técnica de pulverización catódica, también conocida como sputtering en inglés, se desarrolla en cuatro pasos generales. Primero, se crea un alto vacío en la cámara principal para alcanzar una presión base y prevenir la presencia

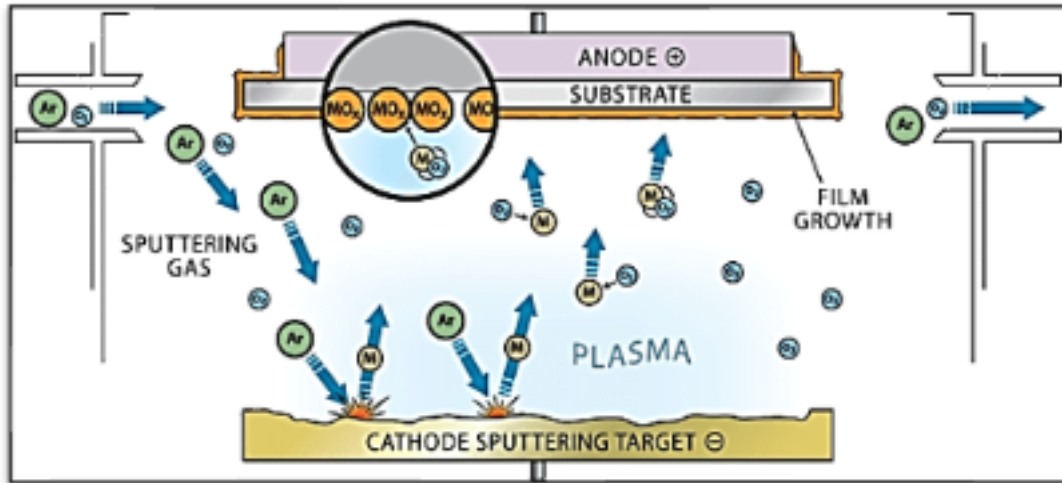


Figura 3.2: Representación esquemática del proceso de sputtering.



Figura 3.3: Fotografía de película de oro de 50 nm de grosor.



Figura 3.4: Fotografía del sistema de sputtering.

de contaminantes. A continuación, se introduce un gas inerte y se aplica un alto voltaje, lo que genera un campo eléctrico y provoca la ionización del gas. Los iones positivos resultantes son acelerados hacia el material objetivo (Target) que se desea depositar, y al colisionar con él a alta energía, desprenden átomos de la superficie del Target. Estos átomos desprendidos son expulsados al ambiente vacío con suficiente energía cinética para alcanzar la superficie del sustrato donde se está realizando el depósito[58].

En la fotografía de la figura 3.4, se puede observar la película de oro resultante que tiene un grosor de 50 nm. Se determinó la tasa de depósito midiendo el espesor de película a diferentes tiempos de depósito. Se midió por AFM. De esta forma se obtiene el control de depósito entre el grosor de película deseado y el tiempo de depósito requerido. Para analizar los datos obtenidos mediante AFM, se empleó el programa Gwyddion, el cual proporciona herramientas que permiten extraer y calcular la tasa de depósito. Para obtener los datos de las imágenes, se utilizó una herramienta especial que permite obtener perfiles del escalón en cuestión. Se realizaron varias mediciones a lo largo del escalón para obtener un promedio de su altura. Posteriormente, se utilizaron las funciones de OriginPro para graficar los datos obtenidos.

Una vez que se obtuvieron las gráficas de las mediciones, se calculó el promedio de la altura del escalón, lo que nos proporcionó una estimación de su altura aproximada. Finalmente, para obtener la tasa de depósito, se dividió la altura promedio del escalón por el tiempo de depósito. En este caso, bajo las condiciones de operación establecidas (40 W, 12 sccm y 10 mTorr), se obtuvo una tasa de depósito para el oro de aproximadamente 0.189 Å/s. Esta película es esencial en nuestro sensor y actúa como el componente principal para la detección y medición de los cambios de interés. El grosor de 50 nm se seleccionó en base a estudios previos y se considera óptimo para nuestras aplicaciones específicas.

La tabla de la figura 3.5 proporciona un resumen detallado de los parámetros de depósito utilizados para la película de oro. En el proceso de deposición, se aplicó una señal DC (corriente continua). El depósito se inició cuando la presión en la cámara alcanzó los 10 mTorr. La potencia empleada fue de 40 watts, y el flujo de argón utilizado fue de 12 sccm (centímetros cúbicos estándar por minuto). El target se ubicó a una distancia estándar de 25 cm.

Material	Fuente	Presión (mTorr)	Potencia (W)	Flujo (sccm)	Distancia (cm)	Temperatura (°C)	Tiempo (s)	Tasa de depósito (nm/s)	Espesor nominal esperado (nm)
Au	DC	10	40	12	25	$T_{amb}$	264.5	0.189	50

Figura 3.5: Tabla de parámetros del depósito.

Con el objetivo de lograr un grosor de película de 50 nm, se determinó un tiempo de depósito de 264.5 segundos, teniendo en cuenta la tasa de depósito previamente establecida de 0.189 nm por segundo. Es importante destacar que todo el proceso de deposición se llevó a cabo a temperatura ambiente.

### 3.2. Diseño y construcción del circuito de operación

En el desarrollo de nuestro experimento, hemos empleado un detector de cuadrante altamente eficiente, el PSD (Position Sensitive Detector) de 2 dimensiones HAMAMATSU S5990-01[59]. Este detector es capaz de proporcionarnos 4 señales de salida distintas, cada una de ellas correspondiente a las corrientes generadas por los 4 fotodiodos presentes en su estructura.

El detector de posición sensible es un componente de montaje en superficie altamente preciso y versátil, que destaca por su área fotosensible de 4x4 mm. Su funcionamiento se basa en el principio de detección de posición, lo que significa que cuando la luz incide en su área fotosensible, se genera una corriente que es directamente proporcional a la posición del punto de luz. Este dispositivo es ampliamente utilizado en diversas aplicaciones que requieren una medición precisa y confiable de la posición de la luz.

En cuanto a su respuesta espectral cubre un rango amplio de longitudes de onda, abarcando desde 320 nm hasta 1100 nm. Su longitud de onda de máxima sensibilidad se encuentra en torno a los 960 nm, lo que lo hace especialmente adecuado para aplicaciones que involucran luz en esta región del espectro electromagnético. Debido a su diseño de montaje en superficie, ofrece ventajas significativas en términos de facilidad de integración en circuitos electrónicos y sistemas ópticos. Su tamaño compacto y su capacidad para ser ubicado

directamente en la superficie de una placa de circuito impreso simplifican la instalación y permiten su uso en dispositivos de tamaño reducido.

Una de las características más destacadas de este detector es su alta precisión en la medición de la posición de la luz incidente. Su área fotosensible de 4x4 mm proporciona una excelente resolución espacial, lo que permite detectar con gran precisión pequeños desplazamientos o cambios en la posición del punto de luz. Esto lo convierte en una herramienta valiosa para aplicaciones que requieren un alto nivel de exactitud y repetibilidad en la detección de la posición de la luz.

Para garantizar el óptimo funcionamiento del detector, lo alimentamos con un voltaje  $V_{cc}$  de 15 V, la fuente ut. A continuación, conectamos cada una de las salidas del detector a amplificadores operacionales del tipo LM741, configurados en modo de convertidores de corriente a voltaje. Se empleó una fuente de alimentación dual de la marca Agilent, con el modelo E3631A. Específicamente, en el primer amplificador, conectamos las salidas I1 e I2 del detector, mientras que en el segundo amplificador enlazamos las salidas I3 e I4. Cada amplificador operacional procesa las corrientes de entrada provenientes del detector y las convierte en señales de voltaje amplificadas y proporcionales. De esta manera, obtenemos la representación en forma de voltajes de las corrientes detectadas en los cuadrantes del PSD.

Las salidas de estos dos amplificadores operacionales se convierten en las entradas de un tercer amplificador operacional LM741 configurado en modo diferencial. En este esquema, el amplificador diferencial toma las dos señales de entrada y genera una salida proporcional a la diferencia entre ambas.

Finalmente, la salida de este tercer amplificador se conecta directamente al osciloscopio, el osciloscopio utilizado es de la marca tektronix el modelo TDS5104B, este nos permite visualizar y analizar la diferencia de corriente convertida a voltaje que se genera entre los diferentes cuadrantes del detector de cuadrante. Este diseño y configuración nos brinda la capacidad de obtener mediciones precisas y una visualización clara de la respuesta del detector en función de la posición del haz incidente. Podemos observar cómo varía la respuesta del PSD a medida que movemos el haz de luz en diferentes posiciones en su área de detección. Con esta implementación, hemos logrado un sistema altamente confiable y pre-

ciso para analizar la respuesta de nuestro detector de cuadrante. Los resultados obtenidos serán de gran utilidad para nuestros estudios y aplicaciones en campos como la óptica, la astronomía y la investigación científica en general.

En la figura 3.6 se describen las conexiones del detector de posición sensible S5990/S5991. A continuación, se describe la conexión de los terminales: Anode X1 (I1): Terminal anódico X1, también conocido como I1. Anode Y1 (I3): Terminal anódico Y1, también conocido como I3. Anode X2 (I2): Terminal anódico X2, también conocido como I2. Anode Y2 (I4): Terminal anódico Y2, también conocido como I4. Cathode: Terminal cátodo. NC: Terminales no conectados.

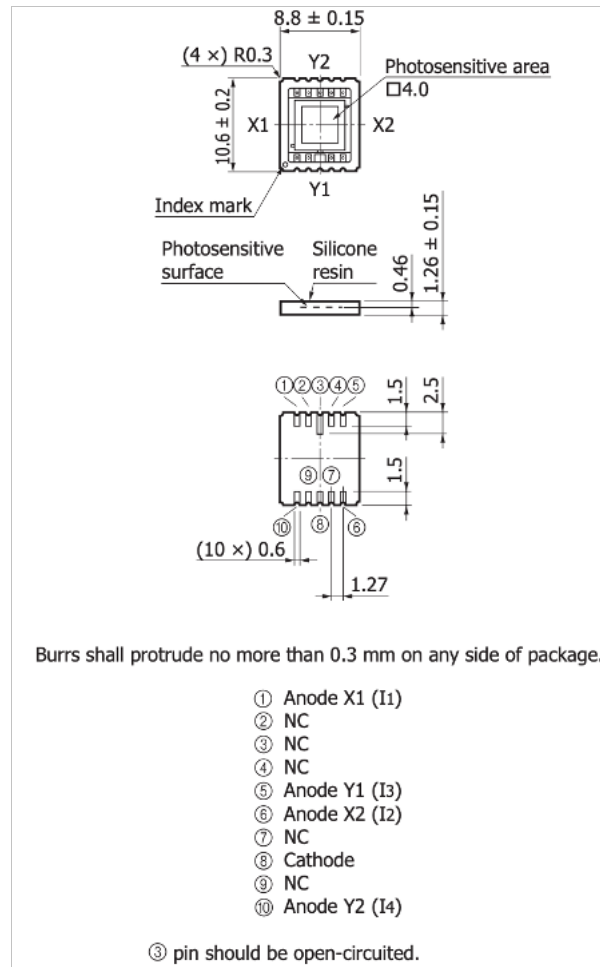


Figura 3.6: Diagrama de conexiones del detector de cuadrante HAMAMATSU.

Estas conexiones son importantes para el correcto funcionamiento del detector y deben ser consideradas al realizar la conexión del dispositivo en un circuito.

En la figura 3.7 se ofrece una descripción detallada de las conexiones y configuración seguidor de voltaje. Estos amplificadores son parte fundamental de un sistema de amplificación de señales, y en este caso, se utilizarán para procesar las corrientes de entrada  $I_1$  e  $I_2$  en el primero, e  $I_3$  e  $I_4$  en el segundo amplificador. Para lograr esta configuración, se conectan resistencias adecuadas en las entradas de los amplificadores. Las corrientes  $I_1$  e  $I_2$  se canalizan hacia el primer amplificador, mientras que las corrientes  $I_3$  e  $I_4$  se dirigen al segundo amplificador. Una vez que las señales de corriente ingresan a los amplificadores, el sistema de amplificación procesa dichas señales de manera adecuada. Los amplificadores operan en una región lineal de su curva de ganancia para asegurar que la señal de salida sea una representación fiel de la señal de entrada de acuerdo con la ganancia establecida por las resistencias.

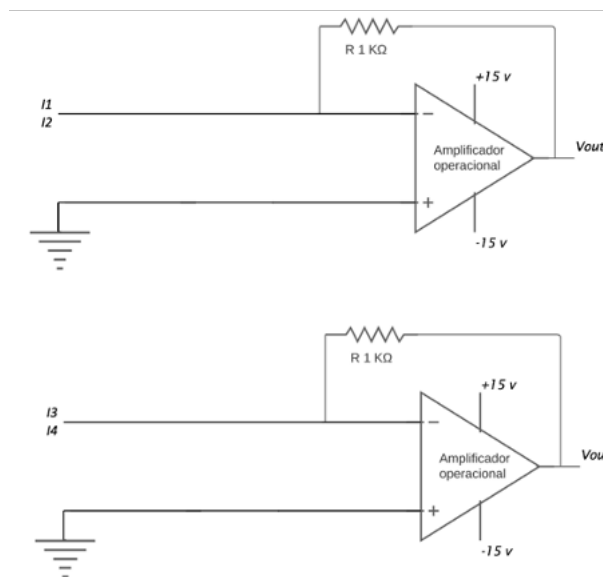


Figura 3.7: Amplificadores operacionales en configuración convertidor de voltaje.

En la Figura 3.8 se muestra el circuito completo que hemos diseñado para nuestro sistema. Este circuito consta de dos amplificadores, los cuales tienen la función de convertir la corriente proveniente del detector en señales de voltaje. Estas señales de voltaje son las salidas del circuito y se dirigen hacia el amplificador en configuración diferencial. Un convertidor de corriente a voltaje es un circuito diseñado para convertir una corriente de

entrada en un voltaje de salida proporcional. Cuando la resistencia de entrada es muy alta, prácticamente no hay corriente que fluye a través de ella, por lo que la caída de voltaje a través de esta resistencia es igual a cero ( $V_i = 0$ ). Como la retroalimentación es del 100% la razón por la que se llama "seguidor de emisor" es porque la salida del circuito es una réplica en fase y con una ganancia de unidad del voltaje de entrada de la etapa de emisor. Además, como la resistencia de realimentación es cero, la corriente de salida puede fluir libremente sin ninguna restricción.

La segunda etapa consta del amplificador en configuración diferencial es responsable de realizar la diferencia entre las señales de voltaje provenientes de los dos pares de cuadrantes del detector. Esta diferencia se obtiene restando las señales promediadas de cada par de cuadrantes. El resultado de esta operación diferencial es la señal de salida que se envía al osciloscopio, el cual nos permite visualizar y analizar los datos de voltaje detectados. Optamos por utilizar resistencias de 1 k ohmios para esta aplicación, tomando en

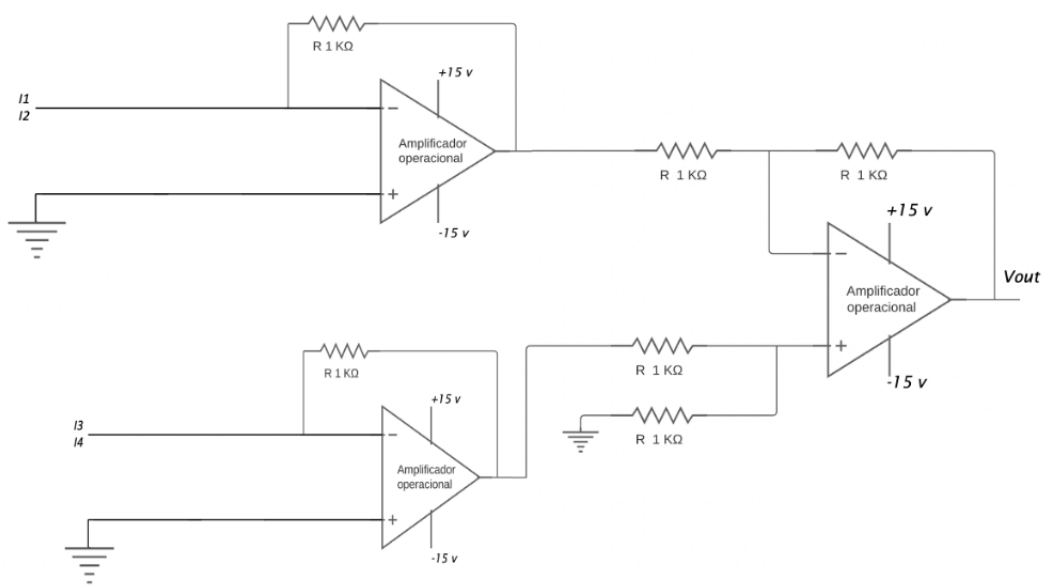


Figura 3.8: Implementación Completa del Circuito con Amplificadores en Modo Seguidor de Voltaje y Diferencial.

consideración que no requerimos una amplificación significativa de la señal en este contexto. Esta elección se fundamenta en la necesidad específica de mantener la señal en un nivel adecuado sin excesos de ganancia, lo que contribuye a una implementación precisa y eficiente de nuestro sistema

Cuando el haz de luz se encuentra perfectamente centrado en el área fotosensible del detector, el voltaje detectado será de cero. Esto se debe a que la cantidad de luz que se refleja en cada cuadrante será la misma, lo que resulta en una diferencia de señal nula entre los cuadrantes. En esta configuración, el sistema está en equilibrio y no hay desplazamiento en la posición del mínimo de intensidad. Es importante destacar que la detección de la posición del mínimo de intensidad se basa en la diferencia de señales entre los cuadrantes del detector. Cualquier cambio en la posición del mínimo de intensidad debido a variaciones en el índice de refracción generará una diferencia de señal distinta de cero entre los cuadrantes, lo cual nos permite medir y cuantificar este desplazamiento.

### 3.3. Principio de detección

El circuito utilizado en nuestro sistema consta de un convertidor de corriente a voltaje y una etapa diferencial. Para comprender el funcionamiento, primero debemos entender el fotodetector de detección de posición (PSD). Este dispositivo convierte la luz en una fotocorriente en cada uno de los cuatro cuadrantes del detector. La información relevante se encuentra en la diferencia de señales entre dos cuadrantes. A medida que el haz de luz cambia de posición en la superficie del detector, la cantidad de luz que llega a cada cuadrante varía, lo que a su vez afecta la diferencia de señal entre los dos cuadrantes. En nuestro caso, utilizamos un detector de cuatro cuadrantes y detectamos los cambios en la posición del mínimo de intensidad mientras el haz permanece inmóvil. El proceso de detección se realiza de la siguiente manera: los cuatro cuadrantes del detector (generando las señales  $I_1, I_2, I_3, I_4$ ) se dividen en dos pares ( $I_1$  con  $I_3, I_2$  con  $I_4$ ). La señal medida es la diferencia entre las señales promediadas de cada par, lo cual ayuda a aumentar la estabilidad de la medición.

$$\text{Señal} = \frac{I_1 + I_3}{2} - \frac{I_2 + I_4}{2} \quad (3.1)$$

Al inicio de la medición, es crucial que tanto el haz de luz como el mínimo de intensidad estén centrados en la línea de separación entre los dos pares de cuadrantes, como se muestra en el esquema de la Figura 3.9. En esta posición, la señal detectada es cero. Sin embargo, si

el mínimo de intensidad cambia de posición debido a un cambio en el índice de refracción, se produce una señal distinta de cero cuya magnitud es proporcional al desplazamiento del mínimo.

Para medir esta señal, es necesario convertir la corriente generada en voltaje y realizar las operaciones descritas por la ecuación (3.1). Esta función es llevada a cabo por el circuito electrónico basado en amplificadores operacionales.

El principio de detección es el siguiente: el circuito mide la corriente generada por el PSD,

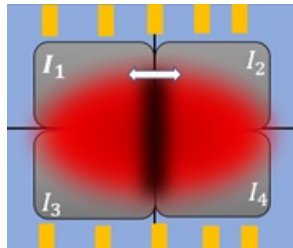


Figura 3.9: Esquema del sistema de detección.

la convierte en voltaje y calcula la diferencia entre dos cuadrantes. En la primera etapa, el haz de luz se encuentra perfectamente centrado en el área fotosensible del detector entre los dos cuadrantes. Como resultado, el voltaje detectado es cero, ya que la cantidad de luz reflejada en cada cuadrante es la misma, lo que implica una diferencia de señal de cero.

Es crucial que el mínimo de intensidad esté centrado en el detector de cuadrante para lograr una mayor sensibilidad en nuestro sistema. Sin embargo, al cambiar el índice de refracción, el mínimo se desplaza, lo que produce una diferencia distinta de cero entre los dos cuadrantes. Esto nos permite detectar y medir cambios en la posición del mínimo de intensidad y, por lo tanto, cambios en el índice de refracción.

El diagrama de la figura 3.10 ilustra la secuencia de etapas en el desarrollo de este proyecto de tesis, el cual se divide en una parte teórica y otra experimental. La parte inicial del proceso involucra el diseño y construcción del circuito eléctrico destinado a operar el detector de cuadrante. En el ámbito teórico, se llevaron a cabo simulaciones mediante Matlab, abordando distintos grosores de películas de oro y variadas longitudes de onda. Esto permitió la selección óptima de los parámetros para nuestro experimento.

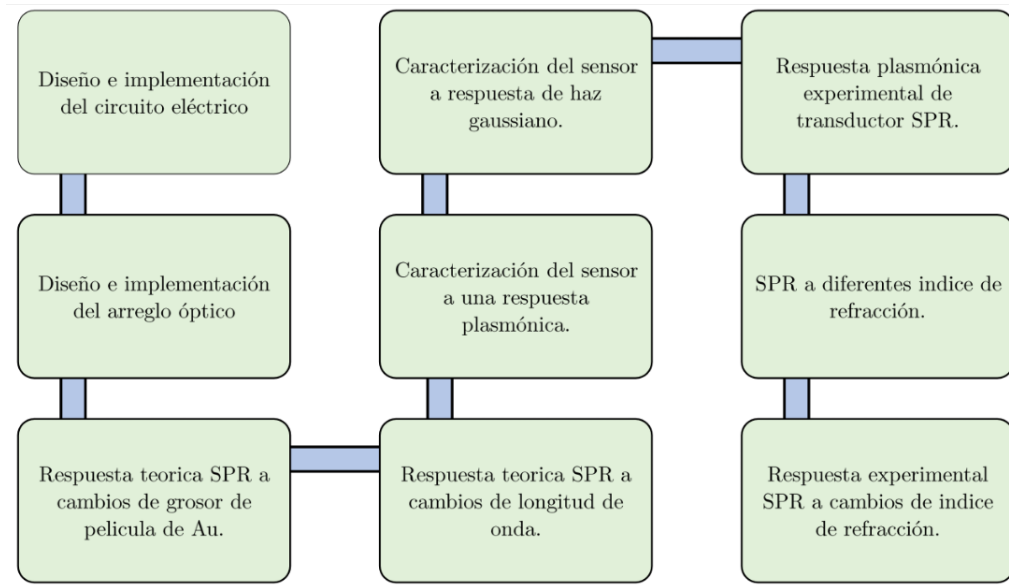


Figura 3.10: Esquema de desarrollo por etapas.

La fase experimental englobó diversas variantes del diseño óptico, cada una destinada a explorar diferentes aspectos del experimento. Esta etapa abarcó tanto la caracterización del haz gaussiano como la evaluación de la respuesta plasmónica del sensor. La culminación de esta fase se enfocó en analizar la reacción del sistema ante cambios en el índice de refracción del medio circundante del transductor. En este contexto, se efectuaron mediciones para el intervalo desde el índice  $n=1.0003$  del aire hasta  $n=1.0007$  del tetrafluoroetano. Este proyecto de tesis se desarrolló a través de una secuencia estructurada de pasos que abarcó la preparación del circuito, la selección teórica de parámetros óptimos y la ejecución experimental, culminando en la obtención de resultados significativos sobre la respuesta del sistema ante variaciones en el índice de refracción.

### 3.4. Caracterización de respuesta del sensor a desplazamiento del haz gaussiano

En el estudio y desarrollo de dispositivos de detección óptica, es fundamental realizar la caracterización del detector de cuadrante. Este sensor, también conocido como sensor de cuadrante o fotodiodo de división de cuadrante, se emplea para medir con gran precisión la intensidad y posición de un haz de luz para medir cambios en posición. En esta sección, se detalla la caracterización del detector de cuadrante utilizado en el presente trabajo. El objetivo principal radica en evaluar su respuesta y determinar las características clave de este, tales como sensibilidad, linealidad y resolución. Para llevar a cabo la caracterización, se empleó el arreglo óptico que se muestra en el esquema de la figura 3.11 . Este arreglo consta de un láser He-Ne de color rojo con una longitud de onda de 633 nm de la marca uniphase modelo 1135P. Además, se utilizó un espejo para desviar la trayectoria del haz y una lente con una distancia focal de 7 cm. El spot del laser antes de llegar a la lente tenía un diámetro de 2 mm La función de esta lente es enfocar el haz de luz que posteriormente incidirá en el prisma y expandir el spot del laser para que pueda cubrir toda la superficie del detector. A continuación, el haz reflejado es dirigido hacia el sensor, el cual se encuentra conectado al circuito previamente descrito. Este circuito permitirá la captura y procesamiento de las señales provenientes del detector de cuadrante. Al llegar al detector el spot del laser cuenta con un diámetro de 4 mm para cubrir toda la superficie del detector y lograr una correcta adquisición de datos. Con este arreglo óptico y el circuito de conexión adecuado, se procederá a realizar la caracterización del detector de cuadrante. Esto incluirá la evaluación de su sensibilidad ante diferentes intensidades de luz, la verificación de su linealidad en la respuesta de detección y la determinación de su resolución en la medición de la posición del haz incidente. Estos resultados serán de vital importancia para comprender el desempeño y las capacidades del sensor en el contexto del estudio y desarrollo de dispositivos de detección óptica.

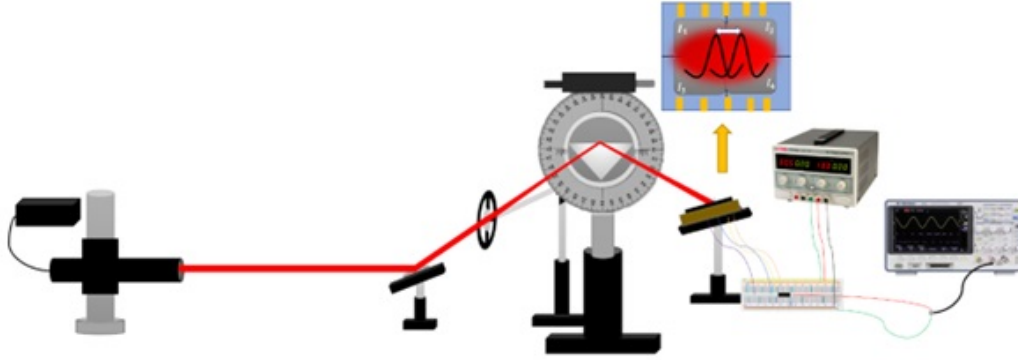


Figura 3.11: Esquema del arreglo óptico experimental utilizado para calibración del sensor.

### 3.5. Calibración de respuesta del sensor a cambios de posición del dip plasmónico

La calibración es un proceso esencial para establecer la relación precisa entre el desplazamiento angular del dip plasmónico y la señal en voltaje generada por el detector de cuadrante. Esta calibración garantiza que las mediciones del sensor sean confiables y precisas al traducir los cambios en el ángulo de resonancia del dip plasmónico en una señal eléctrica mensurable. Durante la calibración, se ajustan y correlacionan cuidadosamente las variaciones en la posición del dip plasmónico con las señales de voltaje registradas por el detector de cuadrante, lo que permite mapear de manera fiable los cambios en la posición del dip a las respuestas eléctricas correspondientes. Este proceso de calibración es fundamental para asegurar la exactitud de las mediciones y proporcionar una base sólida para la interpretación de los resultados obtenidos del sensor en futuros experimentos y aplicaciones.

Para la calibración del sensor con respuesta plasmónica, utilizamos un arreglo específico. Este arreglo consistió en un láser He-Ne como fuente de luz, con una longitud de onda de  $633\text{nm}$ , un prisma y una película de oro de  $50\text{ nm}$  de grosor.

El procedimiento comenzó dirigiendo el haz del láser hacia el prisma. A continuación, se centró el spot en la película de oro. Posteriormente, se rotó la montura del sistema hasta lograr que quedara completamente paralela a la mesa. Esto permitió que el punto de luz regresara a la cavidad del láser, lo cual fue crucial para determinar el ángulo en el que la

montura debía posicionarse para obtener una incidencia cero.

Una vez obtenido el ángulo de incidencia cero, se le sumaron  $45^\circ$  y se ajustó la montura a este nuevo ángulo. De esta manera, nos aseguramos de que el láser incidiera en el prisma a un ángulo de  $45^\circ$ . Una vez completado este paso, se procedió a ajustar el dip plasmónico en el centro del sensor.

Para lograrlo, se varió el ángulo de incidencia de manera cuidadosa, asegurándose de que el dip plasmónico estuviera centrado en los cuatro cuadrantes del sensor. Utilizando un osciloscopio, se verificó que la respuesta de voltaje se mantuviera en cero. Esta respuesta nula indicaba que el dip plasmónico estaba correctamente alineado y que la calibración del sensor se había llevado a cabo de manera precisa.

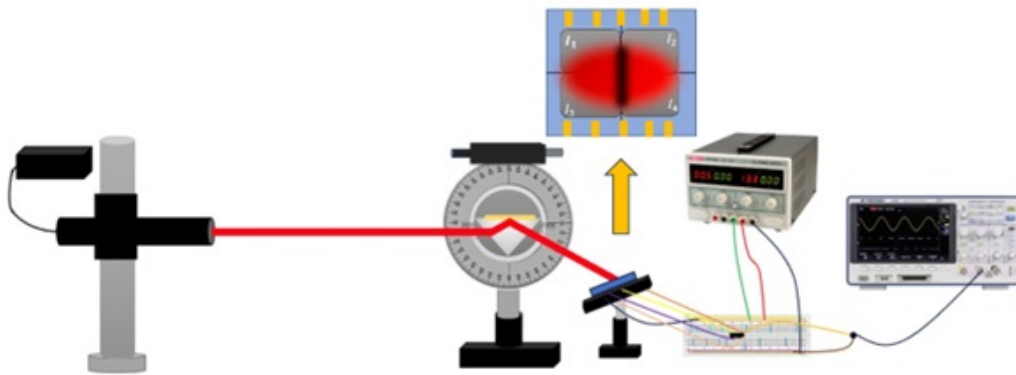


Figura 3.12: Esquema de arreglo óptico para calibración del sensor PSD en polarización P

Para lograr centrar el spot del láser en el sensor, recurrimos a un enfoque basado en la teoría del SPR. Recordemos que solo se presenta en la polarización P. Por lo tanto, si modificamos el estado de polarización de la luz, podremos enfocarnos exclusivamente en el spot, que es lo que nos interesa centrar en el sensor.

Con el fin de lograr esto, incorporamos a nuestro arreglo una placa retardadora de longitud de onda  $\lambda/4$ . Esta placa introduce un controlado retardo de fase entre las componentes del campo eléctrico de la luz que atraviesa la placa. Como resultado, se produce un cambio en el estado de polarización de la luz incidente.

De manera similar a cómo ajustamos el ángulo en el caso del plasmón, procedemos a realizar ligeras variaciones en el ángulo hasta lograr centrar el punto de luz en el sensor.

Para verificar que el punto de luz esté correctamente centrado en el detector, observamos el voltaje en el osciloscopio. Cuando el voltaje se encuentra en cero, esto nos indica que el punto de luz está perfectamente centrado. En otras palabras, la distribución de luz se encuentra igualmente distribuida en cada cuadrante del sensor.

Este método nos posibilita alcanzar una precisa alineación del haz gaussiano en el sensor.

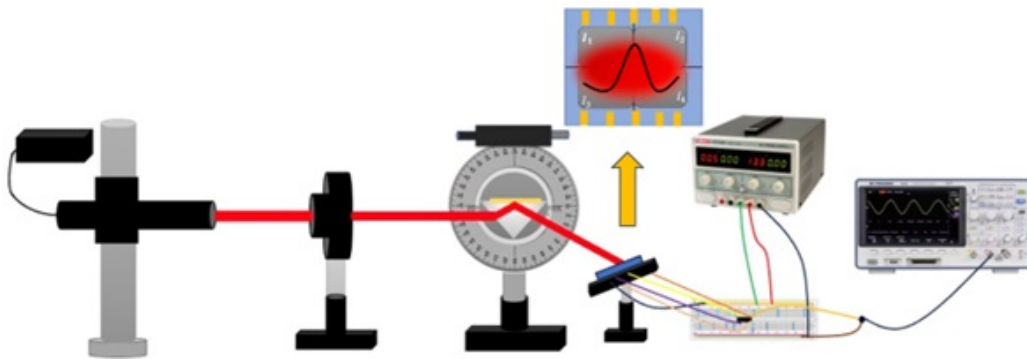


Figura 3.13: Esquema de arreglo óptico para ajustar el spot del laser en el centro del detector de cuadrante

### 3.6. Caracterización de la respuesta plasmónica del transductor

En este caso, se empleó un arreglo experimental específico. Este arreglo consistió en un láser He-Ne con una longitud de onda de  $633\text{nm}$ . El haz de luz del láser fue dirigido hacia un espejo, el cual desvió su trayectoria hacia un prisma sobre el cual fue colocada una película de oro de  $50\text{nm}$  de grosor. Esta película de oro depositada sobre el prisma permitió generar la resonancia de plasmones superficiales al ser acoplados por medio del prisma los fotones de la fuente de luz con los electrones de la película metálica.

Para determinar el ángulo de resonancia, se realizó un barrido de ángulos, es decir se varió el ángulo de incidencia de la luz al ir variando la montura sobre la cual se encuentra el

prisma . Durante este proceso, se registró la potencia correspondiente a cada ángulo para obtener una medida de la intensidad de la señal detectada.

A medida que se variaba el ángulo de incidencia, se observaron cambios en la intensidad. Hubo un punto en el que se identificó un mínimo de intensidad en la señal detectada. Este mínimo de intensidad correspondió al ángulo de resonancia, el cual indicaba la configuración óptima para generar la resonancia de plasmones superficiales en la película de oro sobre el prisma.

El proceso de localización del ángulo de resonancia permitió establecer la configuración adecuada para el posterior análisis de los cambios en el índice de refracción.

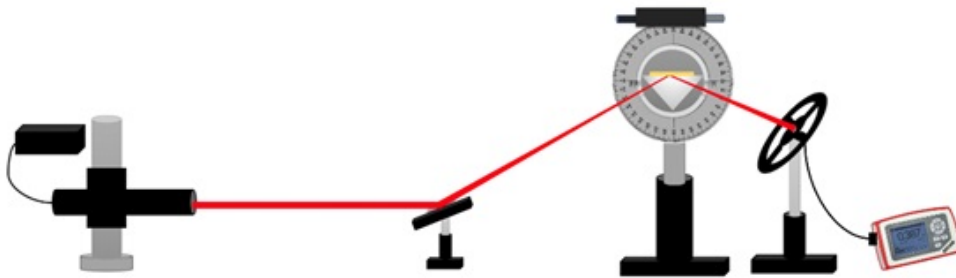


Figura 3.14: Esquema de detección para mínima reflectancia por medio de un medidor de potencia.

### 3.7. Estrategias para reducir los ruidos eléctricos y mecánicos

El efecto de ruidos mecánicos y eléctricos en las mediciones utilizando un detector de cuadrante que detecta cambios en la posición del haz puede afectar la precisión y la exactitud de las mediciones obtenidas. Estos ruidos pueden introducir errores y perturbaciones en el sistema de detección, lo que a su vez puede influir en la confiabilidad de los resultados obtenidos. Los ruidos mecánicos pueden surgir debido a vibraciones, corrientes de aire, movimientos no deseados o fluctuaciones en la posición del detector o del objeto bajo prueba. Estas perturbaciones mecánicas pueden causar desplazamientos indeseados en el

haz de luz y provocar mediciones erróneas. Por ejemplo, si hay vibraciones en el entorno de medición, el haz de luz puede moverse de su posición original, lo que resultará en mediciones incorrectas de la posición. Los ruidos eléctricos también pueden ser problemáticos en las mediciones con un detector de cuadrante. Estos ruidos pueden surgir debido a interferencias electromagnéticas, fluctuaciones en la fuente de alimentación, pick-up de otros aparatos eléctricos en vecindad de arreglo experimental, ruido de fondo electrónico u otras fuentes de interferencia eléctrica. Estas interferencias pueden introducir fluctuaciones no deseadas en la señal eléctrica generada por el detector de cuadrante, lo que a su vez puede afectar la precisión de las mediciones. Para mitigar los efectos de los ruidos mecánicos y eléctricos, se pueden tomar varias medidas. 1) Es posible utilizar técnicas de aislamiento y amortiguación mecánica para reducir las vibraciones y los movimientos indeseados. En nuestros experimentos se utilizó la placa metálica pesada en calidad de mesa óptica y abajo se colocó el material de hule espuma que absorbe vibraciones. Además, el área de trabajo se aisló con una barrera hecha de cartón para impedir las corrientes de aire provocados por ventiladores de los aparatos. 2) Se usó el blindaje hecho de papel aluminio para conexiones. Se usó un filtro RC con resistencia  $R = 1 \text{ Mohm}$  y  $C = 1 \text{ pF}$  para filtrar la señal y reducir el ruido eléctrico. 3) Otra estrategia es el promedio de mediciones múltiples para reducir los efectos del ruido. En el osciloscopio se utilizó el promedio de 8 mediciones de la señal. Al promediar los resultados, se puede mitigar el impacto de las perturbaciones aleatorias y mejorar la precisión general del sistema de medición.

Los ruidos mecánicos y eléctricos pueden introducir errores y perturbaciones en las mediciones realizadas con un detector de cuadrante. Para minimizar estos efectos, aplicamos las técnicas de aislamiento, amortiguación, blindaje y filtrado adecuados, así como usamos el promedio de múltiples mediciones para mejorar la precisión de los resultados obtenidos.

Sobre el uso de capacitancias: Usar capacitancia adicional conectada a la entrada del osciloscopio puede ser una técnica efectiva para reducir el ruido en ciertas situaciones. Los osciloscopios son instrumentos electrónicos sensibles diseñados para medir y visualizar señales eléctricas. Sin embargo, también pueden captar ruido no deseado, que puede distorsionar u oscurecer la señal de interés. Al agregar capacitancia a la entrada, se crea un filtro paso bajo que atenúe el ruido de alta frecuencia mientras preserve los componentes

de frecuencia más baja de la señal. 1. Comprender la Fuente del Ruido: Antes de agregar capacitancia, es fundamental identificar la fuente del ruido. Las fuentes comunes de ruido incluyen interferencia electromagnética (EMI), bucles de tierra y diafonía de conductores cercanos. Abordar adecuadamente la fuente de ruido puede implicar medidas adicionales además de la capacitancia.

2. Seleccionar el Capacitor Adecuado: El primer paso es elegir el valor de capacitancia apropiado. El valor de la capacitancia determinará la frecuencia en la que el filtro comienza a atenuar la señal. Una capacitancia más grande reducirá la frecuencia de corte, lo que eliminará el ruido de alta frecuencia, pero también puede afectar la señal de interés si contiene componentes de alta frecuencia. 3. La Entrada del Osciloscopio: Al agregar capacitancia a la entrada, se forma un filtro RC con la impedancia de entrada del osciloscopio. La constante de tiempo ( $\tau$ ) de este filtro está dada por  $\tau = R_{\text{entrada}}C_{\text{adicional}}$ , donde  $R_{\text{entrada}}$  es la impedancia de entrada del osciloscopio ( $(1M\Omega)$ ), y  $C_{\text{adicional}}$  es la capacitancia añadida.

4. Calcular la Frecuencia de Corte: La frecuencia de corte ( $f_{\text{corte}}$ ) del filtro paso bajo se puede calcular usando la constante de tiempo  $\tau$ :  $f_{\text{corte}} \approx 1/(2\pi\tau)$ .

5. Elegir la Frecuencia de Corte: Se selecciona una frecuencia de corte que elimine eficazmente el ruido sin afectar la integridad de la señal que deseas medir. Una buena regla general es configurar la frecuencia de corte al menos una década por debajo de la frecuencia más baja de la señal que deseas medir.

6. Conectar el Capacitor: Una vez que se haya elegido el valor de capacitancia adecuado, el capacitor se conecta en paralelo con la entrada del osciloscopio. Es crucial asegurar una conexión adecuada para evitar introducir ruido adicional o distorsión de la señal.

7. Verificar los Resultados: Después de conectar la capacitancia adicional, verifica la pantalla del osciloscopio para asegurarte de que el ruido se haya reducido adecuadamente sin afectar la señal de interés. Asegúrate de que la capacitancia adicional no introduzca efectos secundarios no deseados y ajusta el valor de capacitancia si es necesario.

Aunque el uso de capacitancia adicional puede ayudar a reducir el ruido, puede que no sea una solución universal para todos los problemas relacionados con el ruido. En algunos casos, otras técnicas de reducción de ruido, como el apantallamiento, la conexión a tierra

o la medición diferencial, pueden ser más efectivas. Además, es fundamental comprender las características de la señal y la fuente de ruido para aplicar el enfoque de reducción de ruido más adecuado.

### 3.8. Diseño del esquema de inyección de gas

Para la inyección del gas tetrafluoroetano ( $CH_2FCF_3$ ) en el área del transductor, se implementó un dispositivo especialmente diseñado para lograr una inserción precisa del gas, con el propósito de modificar el índice de refracción del medio circundante en torno al transductor. Esta plataforma de inserción se confeccionó utilizando material acrílico. La conexión entre la manguera del gas tetrafluoroetano y el dispositivo se estableció en el lado derecho. Una representación esquemática de la cámara de inyección montada sobre el transductor puede apreciarse en la figura 3.15.



Figura 3.15: Esquema de plataforma de inserción de gas

Para supervisar y regular la inyección del gas, se empleó un globo, cuyo control resultó fundamental. El procedimiento se realizaba abriendo la válvula en el recipiente del gas y, a continuación, inflando el globo. La gestión del flujo moderado del gas a través de la manguera se lograba mediante una válvula solenoide, la cual se puede observar en la figura 3.16, y que se activaba o desactivaba mediante la aplicación de un voltaje.

Un aspecto crucial a considerar radica en la importancia de ejercer un control preciso sobre la introducción del gas. En ausencia del soporte proporcionado por la válvula solenoide y el globo, la entrada del gas podría haber sido abrupta, dando lugar a vibraciones en la manguera y generando un nivel elevado de interferencia en las mediciones, manifestado como ruido. En vista de esto, se implementaron medidas preventivas para asegurar una inyección gradual y controlada del gas, lo cual se tradujo en la obtención de mediciones más exactas y confiables.



Figura 3.16: Válvula solenoide

### 3.9. Medición de respuesta SPR a cambios de índice de refracción

Para concluir esta etapa del estudio, se llevará a cabo la medición de la respuesta en el tiempo del voltaje utilizando el detector de cuadrante y registrando los datos en un osciloscopio. Este análisis nos permitirá evaluar la capacidad de nuestro sistema para detectar cambios en el índice de refracción en la superficie del transductor. El proceso de medición y análisis de la respuesta del voltaje nos brindará información valiosa sobre la sensibilidad y capacidad de nuestro detector para detectar incluso pequeños cambios en el índice de refracción. Estos resultados nos permitirán validar la eficacia de nuestro sistema y sentar las bases para futuras investigaciones y aplicaciones en el campo de los biosensores plasmónicos. Inicialmente, se realizará la medición de la respuesta en el tiempo del voltaje con el plasmón en un entorno de aire, donde el índice de refracción se establece en aproximadamente 1.0003. Esto representa el estado inicial del sistema, con la película metálica en contacto con el aire. Posteriormente, procederemos a cambiar el medio utilizando la cámara de inserción del gas diseñado específicamente para este propósito. Este dispositivo permitirá la inyección controlada de un gas conocido como tetrafluoroetano, que tiene un índice de refracción de aproximadamente 1.0007. Al introducir este gas en el sistema, crearemos un entorno diferente en la superficie del transductor, lo que nos permitirá evaluar cómo responde nuestro detector ante cambios en el índice de refracción.

Se utilizó un láser He-Ne con una longitud de onda de 633 nm. En la Figura 3.17, se puede observar la configuración óptica empleada. El haz del láser pasa a través de una

lente con una distancia focal de 20 cm, lo que permite expandir el haz. Luego, el haz llega al espejo para desviar la trayectoria del haz y este pueda incidir sobre el prisma a  $45^\circ$  pasa por una lente cilíndrica con una distancia focal de 2.5 cm, con el objetivo de enfocar el spot en el prisma. El haz incide en la película metálica presente sobre el prisma. La interacción de la luz con la película metálica provoca oscilaciones en los electrones, y finalmente, el haz llega al detector de cuadrante.

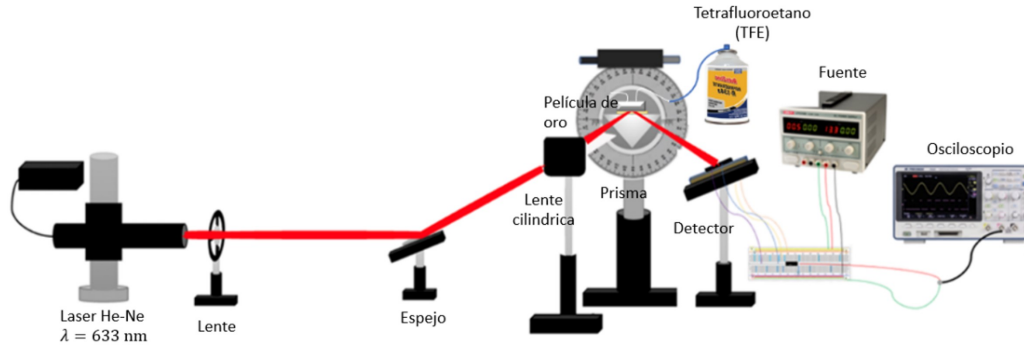


Figura 3.17: Esquema de detección para cambios de índice de refracción

Es importante destacar que tener un control preciso sobre la inserción del gas era crucial. Sin el apoyo de la válvula solenoide y el globo, la entrada del gas hubiera sido brusca, generando vibraciones en la manguera y añadiendo un alto nivel de ruido a nuestras mediciones. Por lo tanto, se tomaron precauciones para garantizar una inserción controlada y suave del gas, lo que contribuyó a la obtención de mediciones más precisas y confiables.

El proceso de medición y análisis de la respuesta del voltaje nos brindará información valiosa sobre la sensibilidad y capacidad de nuestro detector para detectar incluso pequeños cambios en el índice de refracción.

Estos resultados nos permitirán validar la eficacia de nuestro sistema y sentar las bases para futuras investigaciones y aplicaciones en el campo de los biosensores plasmónicos.

# Capítulo 4

## Resultados

Como se mencionó en los capítulos anteriores, el objetivo principal de este trabajo fue diseñar y construir un sensor SPR altamente sensible y preciso, aprovechando las ventajas del detector de cuadrante. Para lograrlo, se llevaron a cabo simulaciones teóricas y experimentos que permitieron evaluar el desempeño del sensor en diferentes escenarios y condiciones de trabajo.

En la configuración Kretschmann, un sistema de resonancia de plasmón superficial (SPR) consiste en un prisma de alto índice de refracción, una película de oro de grosor de unas decenas de nanómetros y un dielectrico.

La luz incidente, generalmente en el rango visible o cercano al infrarrojo, se acopla con los plasmones de superficie en la interfaz entre la película de oro y el medio ambiente. Este acoplamiento ocurre cuando se satisface la condición de resonancia, que depende del índice de refracción del medio ambiente y del ángulo de incidencia.

En la configuración Kretschmann, se utiliza la reflexión total interna para generar el acoplamiento de los plasmones de superficie. Esto se logra al ajustar el ángulo de incidencia a un valor mayor que el ángulo crítico para la reflexión total interna en la interfaz sustrato-dieléctrico. La luz incidente se polariza en paralelo al plano de incidencia (polarización p) para excitar los plasmones de superficie.

Cuando se cumple la condición de resonancia, se produce una absorción de energía por parte de los plasmones de superficie, lo que resulta en una disminución en la reflectancia de la luz en la interfaz. Este cambio en la reflectancia se puede detectar experimentalmente

y se utiliza en aplicaciones como sensores ópticos, detección de biomoléculas y caracterización de películas delgadas.

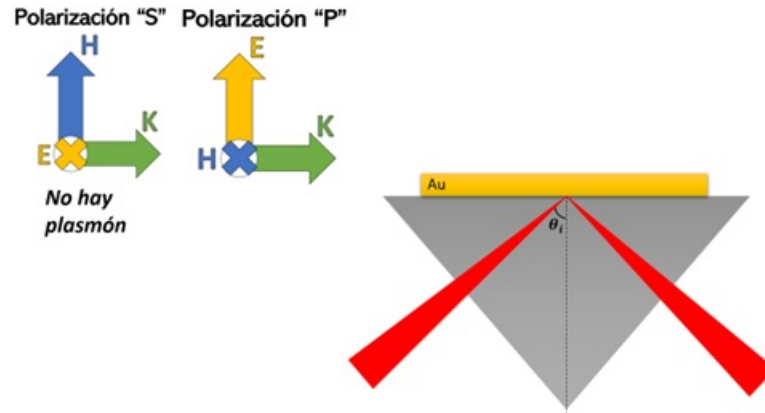


Figura 4.1: Esquema de sistema SPR en configuración Kretschmann con una película de oro

En la polarización p, se puede observar la existencia de un plasmónes de superficie, que se forman debido al acoplamiento resonante de la luz incidente con los modos plasmónicos en la interfaz de la película de oro y el medio ambiente. Esto se representa mediante una línea que indica la excitación del plasmón de superficie y la correspondiente disminución en la reflectancia.

Por otro lado, en la polarización s, no se observa la presencia de plasmón de superficie. La luz incidente en esta polarización no acopla resonantemente con los modos plasmónicos, lo que se representa mediante una ausencia de la línea que indica la excitación del plasmón de superficie y la reflectancia permanece sin cambios significativos.

Utilizamos un programa de simulación de reflectancias utilizando matrices de transferencia para analizar la respuesta óptica de un sistema multicapa.

Los parámetros definidos en programa son los siguientes:

Función dieléctrica (épsilon): Una matriz de funciones dieléctricas complejas que representa las funciones dieléctricas de cada capa del sistema de películas delgadas. Cada columna de la matriz representa una frecuencia diferente y cada fila representa una capa diferente.

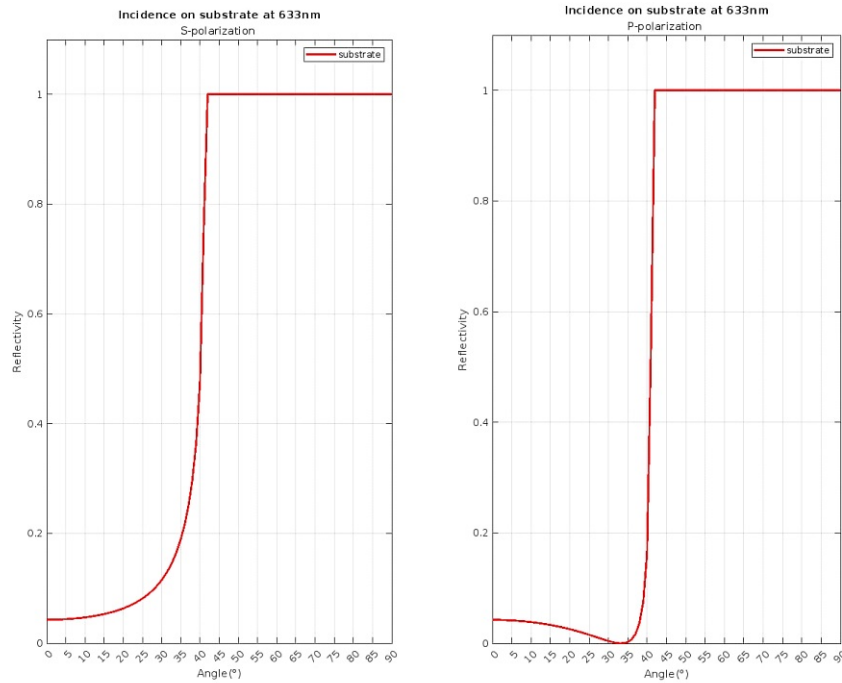


Figura 4.2: Refeectancias para polarización p y s en ausencia de película de oro.

Rango de ángulos (phiRange): Un rango de ángulos de incidencia en grados. Se utiliza para calcular la reflectancia en diferentes ángulos.

wRange: Un rango de frecuencias en  $cm^{-1}$ . Se utiliza para calcular la reflectancia en diferentes frecuencias.

d: Un vector que representa los espesores de cada capa del sistema de películas delgadas. El primer valor se ignora, asumiendo que corresponde a un medio bulk.

En este tipo de simulación, se definen los rangos de ángulo ( $30^\circ - 80^\circ$ ) y valores de longitud de onda ( $300nm - 1000nm$ ) para los cuales se desea analizar la reflectancia. Estos rangos se especifican mediante variables, incluyendo los valores iniciales, incrementos y valores finales.

Luego, se carga la función dieléctrica del material del sustrato (vidrio bk7) y del material ambiente (aire, agua, acetona). Se especifica el espesor de cada película, lo cual afectará la interferencia de la luz en el sistema multicapa y, por lo tanto, influirá en las reflectancias observadas. En el programa se define y se calculan los elementos de matriz de transferencia

para cada medio que la luz atraviesa.

Después la función "xphaserealiza la multiplicación de las matrices de transferencia. Cada vez que la luz pasa por un medio, se multiplica por la matriz correspondiente y se obtiene una matriz resultante. Los coeficientes de Fresnel  $r_p$  y  $r_s$  se obtienen como elemento de la matriz resultante, y finalmente se calculan las reflectancias  $R_p = \left[ \frac{n_2 \cos(\theta_t) - n_1 \cos(\theta_i)}{n_2 \cos(\theta_t) + n_1 \cos(\theta_i)} \right]^2$  y  $R_s = \left[ \frac{n_2 \cos(\theta_i) - n_1 \cos(\theta_t)}{n_2 \cos(\theta_t) + n_1 \cos(\theta_i)} \right]^2$  para polarización p y s, respectivamente.

Al finalizar la simulación, se obtienen espectros angulares de la reflectancia para polarización s y p. En la figura 4.2 se presentan reflectancias para polarización S y P en ausencia de película de oro . Se observan las dependencias típicas que se obtienen a partir de coeficientes de Fresnel para el caso de incidencia interna (del medio mas ópticamente denso hacia medio menos denso). Se identifican algunos valores característicos que corresponden al ángulo de Brewster para polarización p ( $35^\circ$ ) y ángulo critico ( $35^\circ$ ) para polarización s.

## 4.1. Respuesta teorica SPR a cambios de grosor de película de Au

En esta sección presentamos resultados de cálculo teórico de espectro angular de reflectancia en configuración de reflexión total interna ( $\theta > \theta_c$ ) para películas de oro de diferentes espesores ( $40nm, 50nm, 60nm$ ). La curva de reflectancia espectral angular para los 3 grosores de película de oro (fig. 4.3 ) muestra un dip plasmónico pronunciado.

El dip representa la condición de resonancia donde la luz incidente se acopla eficientemente con los plasmones de superficie en la película de oro. La posición de dip corresponderá a una combinación específica de ángulo de incidencia, longitud de onda, y del índice de refracción del medio dieléctrico adyacente a la película de oro.

Se observa que la posición de resonancia se desplaza hacia los ángulos mayores al aumentar el grosor de la película. La película de oro de 40 nm muestra el dip de resonancia más estrecho en comparación con películas más gruesas lo cual indica un campo plasmónico más confinado.

Para una película de oro de  $50\text{nm}$ , la condición de resonancia será en el punto de acoplamiento crítico. En este punto, la luz incidente se acopla perfectamente a los plasmones de superficie, lo que resulta en una transferencia completa de energía entre la luz incidente y los modos plasmónicos. La curva de reflectancia espectral angular mostrará una disminución aguda con un valor de reflectancia cercano a cero, lo que indica una transferencia eficiente de energía a los plasmones y una reflexión mínima.

Para una película de oro de  $60\text{nm}$  la curva de reflectancia espectral angular mostrará una resonancia más amplia y poco profunda en comparación con la película de  $40\text{nm}$ .

El dip más ancho es resultado de una mayor absorción y pérdidas de dispersión debido a las pérdidas en la película de metálica más gruesa.

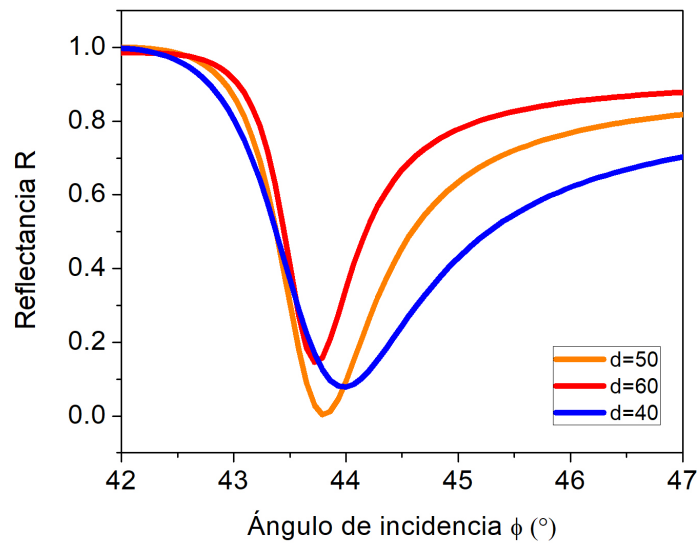


Figura 4.3: Reflectancia espectral angular en función del grosor de la película de oro a una longitud fija de  $633$  nm.

En base a estos resultados, la película de oro de  $50\text{nm}$  se considera la óptima para usar en los experimentos, ya que muestra un punto de acoplamiento crítico que permite una transferencia completa de energía hacia los plasmones de superficie, lo cual es deseable en aplicaciones que requieren una respuesta plasmónica eficiente.

## 4.2. Respuesta SPR teorica a cambios de longitudes de onda

A continuación el programa Matlab se utilizo para obtener las dependencias de relectancia en el angulo de incidencia para diferentes longitudes de onda ( $485nm$ ,  $633nm$  y  $810nm$ ).

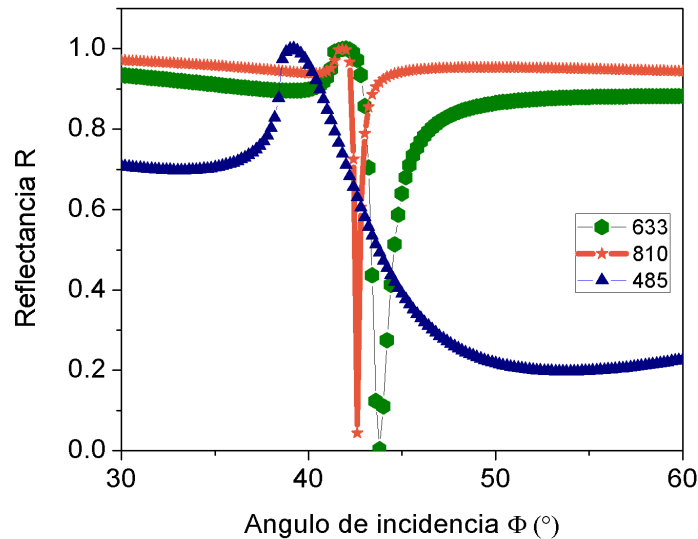


Figura 4.4: Espectro angular de la reflectancia en polarización p para una película de oro de 50 nm de espesor en contacto con aire (índice de refracción de 1.0003). Los cálculos se realizaron utilizando el programa Matlab, considerando las longitudes de onda de 485, 633 y 810 nm

En las 3 curvas se observa el dip plasmonico que se desplaza hacia los ángulos más pequeños y el ancho del dip disminuye para longitudes de onda mas grandes. Este desplazamiento puede ser explicado por la conservación de momento. En el acoplamiento entre la luz y los plasmones, se conserva el momento total. A medida que la longitud de onda de la luz incidente aumenta, el momento de la luz disminuye. Para mantener la conservación del momento, los plasmones resultantes deben tener un momento menor, lo que se traduce en un desplazamiento hacia ángulos más pequeños.

Para una longitud de onda de  $485nm$  el dip plasmónico es muy ancho en el espectro angular. Esto se debe a aumento de perdidas ópticas a estas longitudes de onda, lo cual puede

comprobarse al revisar la parte imaginaria de la función dieléctrica de oro.

Nótese para una longitud de onda de  $633\text{nm}$  la reflectancia para el ángulo que corresponde a la resonancia plasmónica es cercana a cero indicando la transferencia completa de energía de luz al plasmón. Es por eso que esta longitud de onda fue seleccionada para realizar experimentos de sensado de índice de refracción. en el espectro angular.

En la figura 4.5 se presentan los espectros angulares de la reflectancia para la polarización p a tres longitudes de onda específicas:  $485\text{nm}$ ,  $633\text{nm}$  y  $810\text{nm}$ . Estos espectros corresponden a una película de oro con un grosor de  $50\text{nm}$ , pero en este caso el medio que rodea la película metálica es el agua, con un índice de refracción de 1.33.

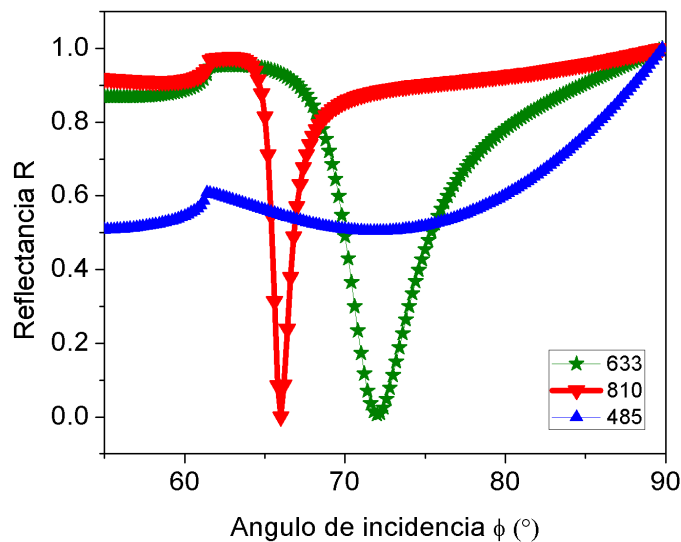


Figura 4.5: Espectro angular de la reflectancia en polarización p para una película de oro de 50 nm de espesor en contacto con agua (índice de refracción de 1.33). Los cálculos se realizaron utilizando el programa Matlab, considerando las longitudes de onda de 485, 633 y 810 nm.

La respuesta plasmónica del espectro angular de la reflectancia para agua difiere de la del aire debido a las propiedades ópticas distintivas de estos dos medios. Para empezar, al variar el índice de refracción del medio dieléctrico cambia el ángulo crítico de reflexión total interna ( $64^\circ$ )

En comparación con el aire, el agua tiene un índice de refracción mayor, lo que significa que

el acoplamiento plasmónico puede ocurrir a ángulos de incidencia diferentes. Esto puede resultar en un desplazamiento en la posición de resonancia en el espectro angular de la reflectancia cuando se cambia del aire al agua.

Además, debido a las diferencias en los índices de refracción, la intensidad de la reflectancia puede variar entre el agua y el aire en las regiones de resonancia plasmónica. Esto se debe a la transferencia de energía entre la luz incidente y los plasmones de superficie, que puede ser diferente en cada medio.

En las tres curvas, se aprecia que el dip plasmónico se desplaza hacia ángulos más pequeños a medida que aumenta la longitud de onda, al mismo tiempo que su anchura disminuye. Para una longitud de onda de 485 nm, se observa un dip plasmónico demasiado ancho (casi no se define). Para las longitudes de onda de 633nm y 810nm, se observa un dip más estrecho y una reflectancia cercana a cero.

En la gráfica a continuación se muestran los espectros angulares de reflectancia para la polarización p de igual forma a tres longitudes de onda diferentes: 485nm, 633nm y 810nm para una película de oro con un grosor de 50nm. Lo que varía es el medio que rodea la película metálica, que en este último caso es la acetona con un índice de refracción de 1.3599. Esto nos permite analizar cómo la respuesta plasmónica cambia en función del medio dieléctrico adyacente.

La respuesta plasmónica del espectro angular de la reflectancia para la acetona varía en comparación con el agua y el aire, debido a la composición del medio dieléctrico adyacente a la película metálica. De igual manera observamos que para el acetona con índice de refracción de 1.3599 que es mayor al del aire y el agua, el dip plasmonico se desplaza hacia ángulos mas grandes y seguimos observando que para longitudes de onda de 433 y 810 el dip plasmonico es estrecho y la reflectancia cercana a cero a diferencia de la longitud de onda de 485 que sigue siendo demasiado ancho.

La respuesta plasmónica del espectro angular de la reflectancia para la acetona exhibe cambios en el desplazamiento y el ancho del dip plasmónico en comparación con el agua y el aire, lo cual está influenciado por el índice de refracción y las propiedades ópticas del medio dieléctrico adyacente. Estos resultados resaltan la importancia de considerar las

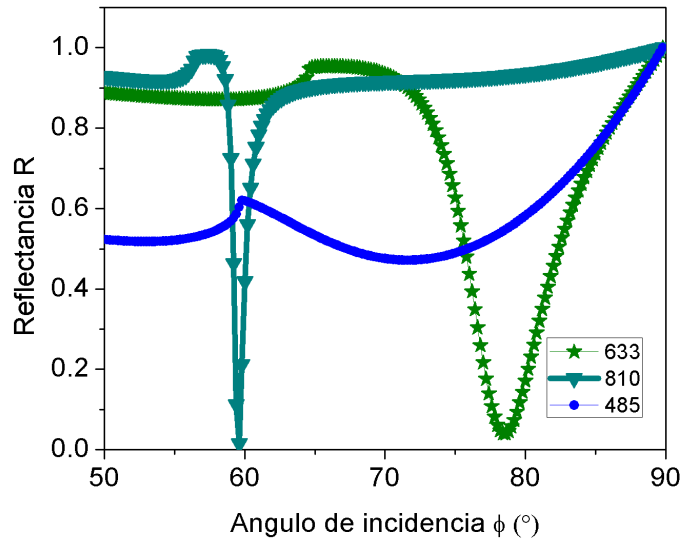


Figura 4.6: Espectro angular de la reflectancia en polarización p para una película de oro de 50 nm de espesor en contacto con acetona (índice de refracción de 1.3599 ). Los cálculos se realizaron utilizando el programa Matlab, considerando las longitudes de onda de 485, 633, y 810 nm.

características específicas del entorno dieléctrico al estudiar y analizar la respuesta plasmónica en diferentes condiciones.

### 4.3. SPR para diferentes índices de refracción

La fig. 4.7 representa la respuesta plasmónica de una película de oro a de 50nm de grosor iluminada con un haz de 633nm de longitud de onda. Al analizar las dependencias, se observa un comportamiento consistente del dip plasmónico a medida que aumenta el índice de refracción. Se puede notar que el dip plasmónico se desplaza hacia ángulos más grandes, mientras que tanto el ancho del dip como el valor de reflectancia se mantienen constantes en todas las curvas. Este fenómeno es consecuencia de que todas las curvas corresponden a la misma longitud de onda de la luz incidente y al mismo grosor de la película utilizada.

Esta estabilidad en el ancho del dip y la reflectancia permite un mejor diseño y calibración

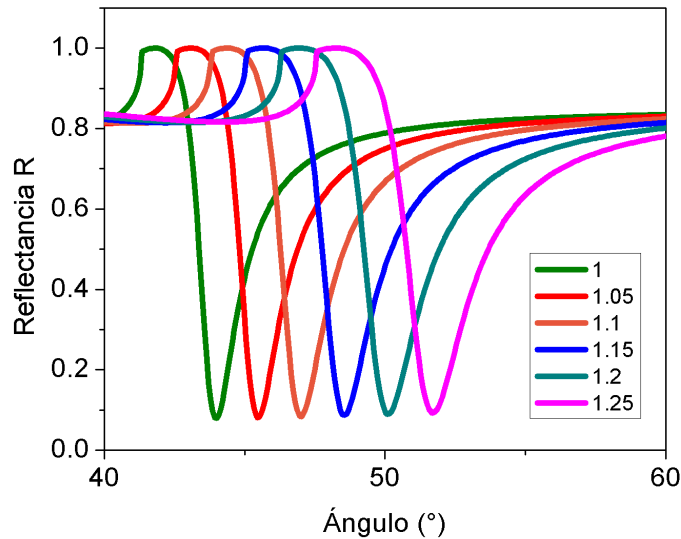


Figura 4.7: Espectro angular de reflectancia para una película de oro de 50 nm de grosor a una longitud de onda de 633 nm para diferentes valores de índice de refracción del medio dieléctrico.

de sensores basados en SPR, ya que se pueden establecer relaciones confiables entre el índice de refracción y las mediciones de ángulos o intensidades de reflectancia.

Al graficar los ángulos de mínima reflectancia en función de los valores de índice de refracción, se observa una relación lineal. Esto significa que a medida que el índice de refracción aumenta, el ángulo de resonancia también aumenta de manera constante. Esta relación lineal es útil en el diseño y calibración de sensores y dispositivos ópticos, ya que permite establecer una relación predecible entre el índice de refracción y la posición de resonancia plasmónica SPR. Facilita la interpretación de los resultados y el ajuste adecuado de los parámetros en aplicaciones de detección óptica o análisis de materiales.

El ajuste lineal de los datos presentados en la Fig 4.8 da como resultado el valor de la pendiente de  $30^\circ/RIU$ . Este valor corresponde a sensibilidad teórica del transductor a cambios de índice de refracción en el volumen del medio dieléctrico adyacente a la película de oro.

Es importante considerar la sensibilidad del sensor al seleccionarlo para una aplicación específica, ya que determinará su capacidad para detectar y medir cambios en la variable de

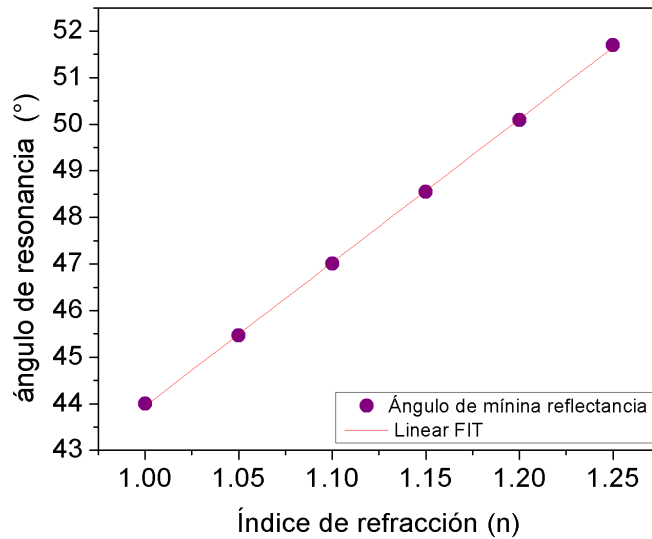


Figura 4.8: Respuesta del ángulo de resonancia a diferentes índices de refracción a una longitud de onda de 633 nm para una película de oro de 50 nm de grosor.

interés. Una sensibilidad adecuada garantiza mediciones confiables y una respuesta precisa a los cambios en la magnitud medida.

#### 4.4. Respuesta plasmónica experimental de transductor SPR

La parte experimental de este trabajo de tesis se enfoca en investigar el sistema de detección de cambios de índice de refracción utilizando el fenómeno de excitación de ondas de un plasmón superficial en una película mediante la incidencia de luz y detector de cuadrante. Como hemos visto en la sección teórica, cuando la luz incidente alcanza el ángulo de resonancia adecuado, se produce la minimización de la reflexión del prisma. Este resultado indica la excitación de las ondas del plasmón superficial en la película.

Como consecuencia de esta excitación, se puede observar visualmente una reducción en la intensidad del haz de luz reflejado. Esta disminución de intensidad se manifiesta como una banda oscura. Además, gráficamente se representa como un decremento en la curva

de intensidad en función del ángulo de incidencia.

En esta etapa experimental, se llevarán a cabo una serie de mediciones y análisis con el objetivo de investigar y caracterizar este fenómeno de excitación de plasmones superficiales y la respuesta del detector de cuadrante.

En las simulaciones mostradas en la sección 4.1 se estudió la relación entre el grosor de la película depositada sobre el prisma y la respuesta óptica observada. Y es por ello que se optó por utilizar como transductor una película de oro de  $50\text{nm}$  de grosor y obtuvimos una mejor respuesta para una longitud de onda de  $633\text{nm}$  ya que el dip plasmónico es más estrecho y la reflectancia cercana a cero.

Para determinar experimentalmente el ángulo de resonancia de plasmón superficial se

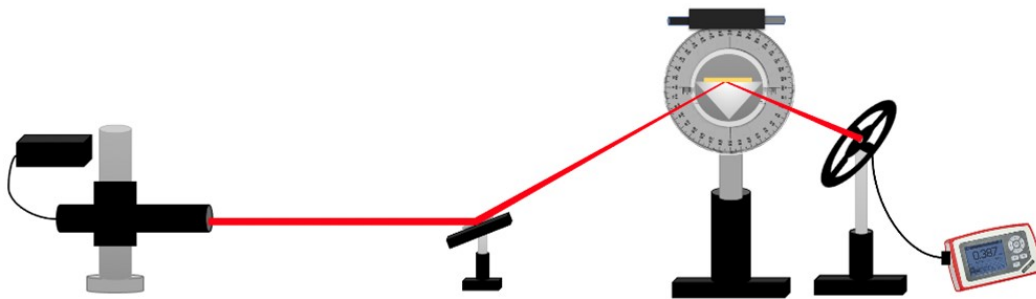


Figura 4.9: Esquema del arreglo óptico experimental utilizado para realizar el barrido de ángulos de incidencia y la detección de la potencia reflejada.

llevó a cabo un barrido de ángulos de incidencia de la luz, y se registró la potencia correspondiente a cada ángulo.

Mediante este barrido, se buscó identificar el ángulo de resonancia, denotado como  $\theta_R$ , que corresponde al punto en el cual se produce una reducción significativa en la intensidad total del haz reflejado.

La curva representada en la figura 4.10 la reflectancia en función del ángulo de incidencia de la luz. En ella, se puede observar que al aumentar el ángulo la intensidad disminuye, alcanza un mínimo para el ángulo de incidencia a  $45^\circ$  y después continúa aumentando.

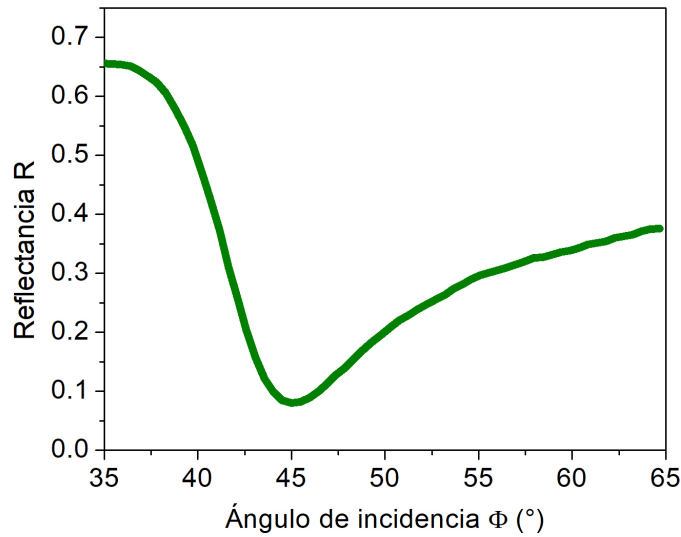


Figura 4.10: Espectro angular de la reflectancia en polarización p para una película de oro de 50 nm de espesor en contacto con aire (índice de refracción de 1.0003) a una longitud de onda de 633 nm. Obtenido mediante un medidor de potencia.

La presencia del mínimo indica la excitación de las ondas de un plasmón superficial en la película, debido a acoplamiento eficiente de la luz incidente a los plasmones de superficie.

## 4.5. Caracterización del sensor a respuesta de haz gaussiano

La caracterización del detector de cuadrante es un paso fundamental en el estudio y desarrollo de dispositivos de detección óptica. Este tipo de sensor, también conocido como sensor de cuadrante o fotodiodo de división de cuadrante, se utiliza para medir la intensidad y la posición de un haz de luz incidente con alta precisión.

En esta sección, se presenta la caracterización del detector de cuadrante utilizado en este trabajo. El objetivo principal es evaluar su respuesta y determinar sus características clave, como sensibilidad, linealidad y resolución.

Para llevar a cabo la caracterización, se utilizó un arreglo óptico que consiste en un láser

He-Ne rojo con una longitud de onda de  $633nm$ , un espejo para desviar la trayectoria del haz y una lente con una distancia focal de  $7cm$ . La función de la lente es enfocar el haz que llegará a la película de oro. Posteriormente, el haz es reflejado hacia el sensor, el cual está conectado al circuito descrito en el capítulo de metodología. El haz que incide al sensor tiene aproximadamente  $2mm$  de diámetro.

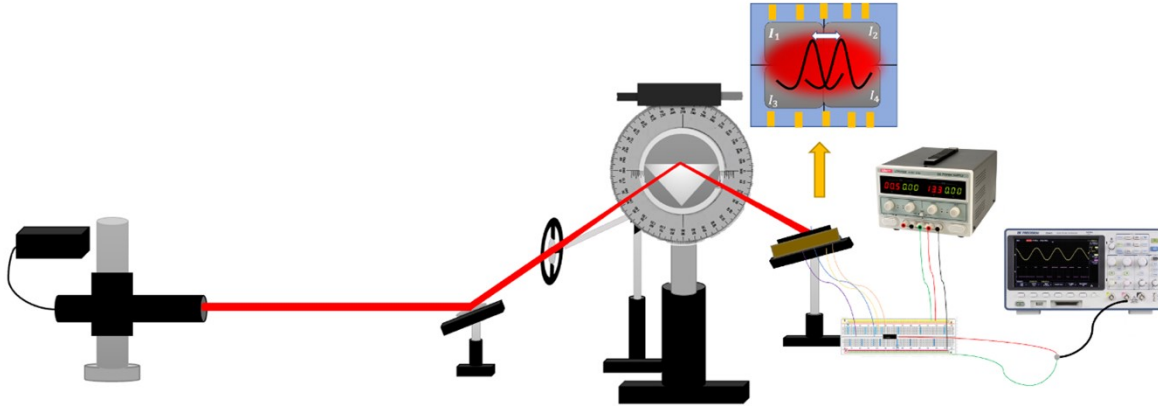


Figura 4.11: Esquema del arreglo óptico experimental utilizado para calibración del sensor.

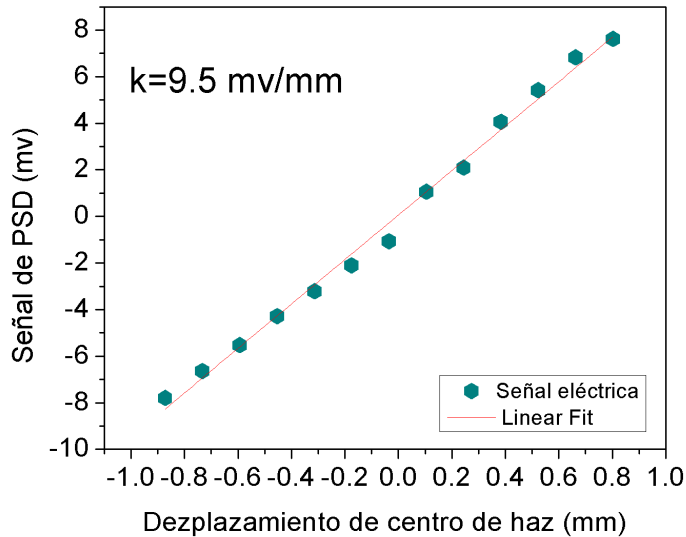


Figura 4.12: Curva de calibración del sensor para determinar el desplazamiento del haz gaussiano.

Se realizaron registros de las señales de salida generadas por el detector de cuadrante

en relación al ángulo de incidencia. Luego, se convirtió este cambio de ángulo en cambios de desplazamiento.

Para establecer la relación entre la cantidad de desplazamiento de haz y la lectura de los ángulos  $\alpha$  registrado en la montura se utilizó la siguiente expresión:  $\delta x = 100mm * \tan(2\alpha)$ , donde  $100mm$  representa la distancia entre el centro del prisma y el detector. Figura 4.12 muestra la dependencia lineal entre la señal del detector de cuadrante y el desplazamiento del haz Gaussiano.

Sensitividad y constantes de calibración. Al calcular la pendiente de esta curva, se obtuvo un valor de  $K_{\delta x} = 9.5mV/mm$ . Esto indica que por cada milímetro de desplazamiento del haz gaussiano, se produce un cambio en el voltaje de salida de  $9.5mV$ .

Fig 4.13 representa la curva de calibración para respuesta en el desplazamiento angular al

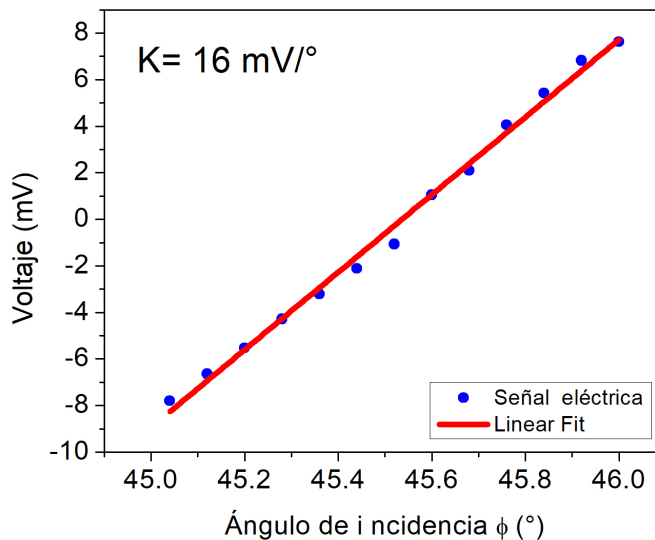


Figura 4.13: Curva de desplazamiento angular.

igual que en el caso anterior se calcula la pendiente de esta curva, obteniendo la constante de calibración  $K_{\delta\theta} = 16mV/mm$ . La importancia de tener una respuesta en la pendiente K radica en su relación directa con la sensibilidad del sensor. Una pendiente mayor implica una mayor sensibilidad, lo que significa que el sensor es capaz de detectar incluso pequeños cambios en el desplazamiento del haz gaussiano y proporcionar una respuesta

proporcionalmente amplificada en forma de voltaje.

**Rango dinámico.** La dependencia lineal observada en la Figura 4.12 también establece el rango dinámico de las mediciones, es decir el rango de desplazamiento en el cual la respuesta del detector será lineal. Se observa que los desplazamientos hasta 1mm producen la respuesta lineal. Para desplazamientos más grandes, específicamente, cuando cantidad de desplazamiento es mayor que el tamaño característico del haz gaussiano la respuesta del detector será no lineal. El rango dinámico en desplazamiento angular corresponde a 16 mV/°.

**El ruido y la resolución:** El ruido típico detectado en nuestro sistema, representado por desviación estándar de la línea base, tiene un valor de  $3.1 \times 10^{-3}V$ .

En la curva de calibración de la (Fig. 4.12) , hemos determinado que la pendiente de la relación entre el cambio en el desplazamiento y la variación en el voltaje de salida (V) es de  $K = 9.5mV/mm$ .

Ahora, lo que nos interesa es determinar el cambio mínimo en el ángulo que nuestro sensor puede detectar como una respuesta significativa. Para ello, utilizamos la fórmula  $\theta = k \cdot \sigma V$  , donde  $\theta$  representa el cambio mínimo en el ángulo,  $k$  es la pendiente de la curva de calibración y  $\sigma V$  es el ruido típico detectado.

Realizando los cálculos, encontramos que  $\theta = 9.5 \cdot 3.1 \times 10^{-2} = 0.2945$ . Por lo tanto, el cambio mínimo en el ángulo que nuestro sensor puede detectar como una respuesta válida es de aproximadamente  $0.2945^\circ$ .

Esta información es crucial para determinar la precisión de nuestro sensor en la detección de cambios en el ángulo de incidencia. Conociendo este valor, podemos establecer límites mínimos de detección y realizar mediciones que requieren una alta precisión en la medida del ángulo.

Conocimiento de sensibilidad, rango dinámico y resolución permite obtener mediciones más precisas y detalladas del desplazamiento y contribuye a mejorar la confiabilidad y la calidad de los resultados obtenidos.

En nuestro caso, al calcular la pendiente  $K$  utilizando la fórmula  $K = \frac{\delta V}{\delta \theta}$ , obtenemos una respuesta de  $30^\circ$  por cambio de índice de refracción de 0.05. Al convertir esto a radianes (0.5) y multiplicarlo por  $\Delta_n = 4 \times 10^{-4}$  obtenemos un valor de  $1.2 \times 10^{-2}$ . A esto se le

saca la tangente y se multiplica por  $0.1m$  que es la distancia entre nuestro detector el y centro del prisma y nos da un resultado de  $2 \times 10^{-5}m$  Esto significa que nuestro sensor puede detectar cambios en el desplazamiento de hasta 20 micras.

## 4.6. Caracterización del sensor a una respuesta plasmónica

Para la calibración del sensor en presencia de resonancia de plasmon superficial, es decir en presencia de franja oscura en el spot de laser, utilizamos el siguiente arreglo experimental Fig 4.13 . El arreglo cuenta con fuente de luz un laser He-Ne a una longitud de onda de  $633nm$  el prisma sobre el cual esta colocado el transductor y posteriormente el detector de cuadrante que captura la señal.

Para esto se tiene que preparar el régimen adecuado de detección alineando de manera precisa la posición del haz en el centro de detector y posición del dip en el centro del haz. Para llevar a cabo la calibración del sensor y lograr una respuesta plasmónica precisa, realizamos el ajuste del dip plasmónico en el centro del sensor. Esto se logró mediante la variación del ángulo de incidencia y asegurándonos de que estuviera centrado en los cuatro cuadrantes del sensor. Utilizamos el osciloscopio para confirmar que la respuesta de voltaje se mantuviera en cero, lo cual indicaba que el dip plasmónico estaba correctamente alineado.

A continuación se procedió a centrar el spot del laser. Para poder centrar de manera independiente el haz con y sin el dip plasmónico se utilizó el hecho que la resonancia plasmónica solo es excitada en polarización p (ver la teoría SPR, Sección 2.7). Por lo tanto, si cambiamos el estado de polarización de la luz a polarización s tendemos solo el spot del laser que es lo que nos interesa centrar en el sensor. Para este propósito agregamos a nuestro arreglo una placa retardadora  $\lambda/4$  la cual introduce un retardo de fase controlado entre las componentes del campo eléctrico de la luz que pasa a través de ella.

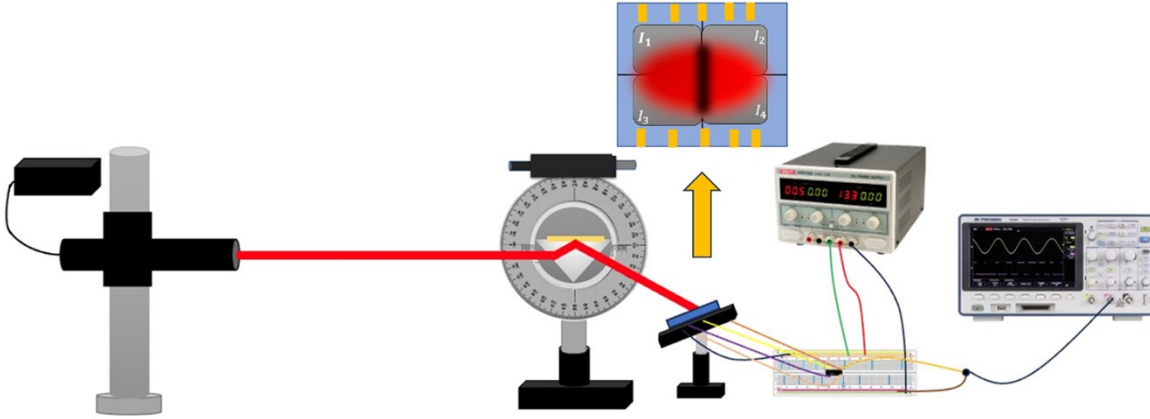


Figura 4.14: Esquema de arreglo óptico para calibración del sensor PSD en polarización P

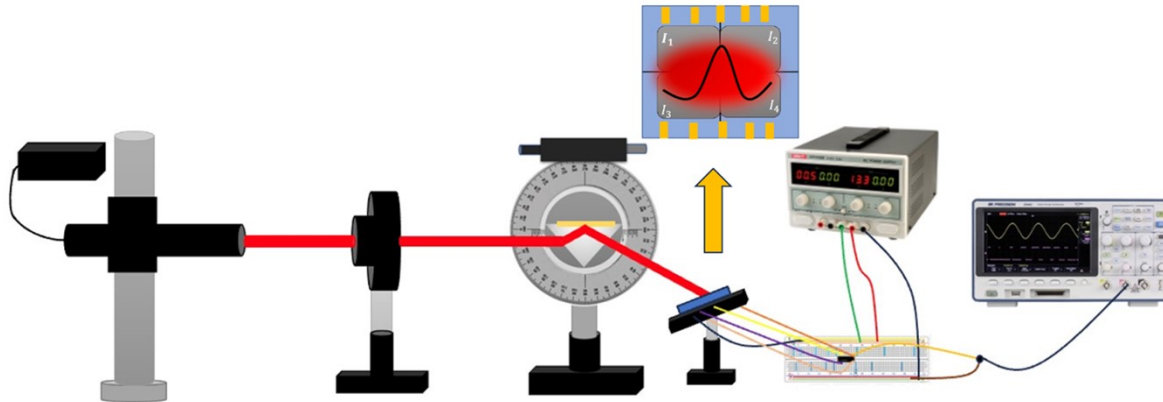


Figura 4.15: Esquema de arreglo óptico para ajustar el spot del láser en el centro del detector de cuadrante en polarización s

Esto provoca un cambio en el estado de polarización de la luz incidente. De esta manera, de forma similar a cómo ajustamos el ángulo en el caso del plasmón, vamos a variar ligeramente el ángulo hasta lograr centrar el spot en el sensor. Para verificar que el spot esté centrado en el detector, observaremos el voltaje en el osciloscopio. Cuando el voltaje se encuentre en cero, esto nos indicará que el spot está perfectamente centrado, lo que significa que la distribución de la luz estará distribuida de manera balanceada en cada cuadrante.

Una vez que tanto el spot como el plasmón estén centrados, procedimos a tomar mediciones de voltaje al variar el ángulo de incidencia. A continuación, se muestra la gráfica que representa los resultados obtenidos.

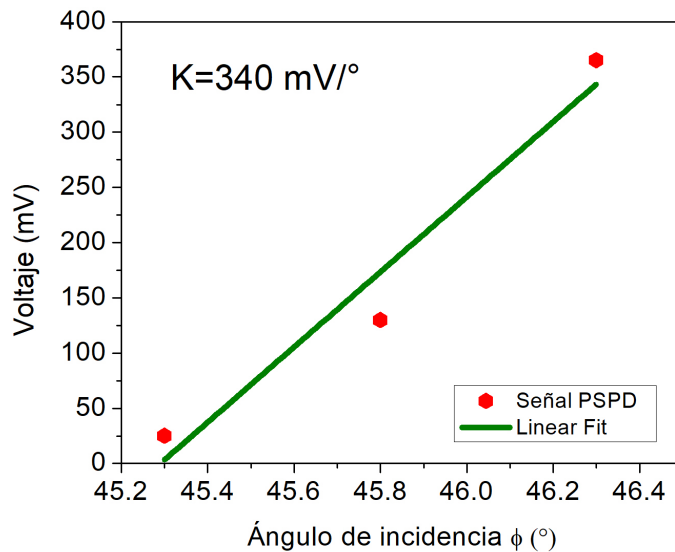


Figura 4.16: Respuesta en voltaje del sensor PSD al ir cambiando el ángulo

La pendiente de la curva nos da parámetro de calibración que cuantifica la variación de voltaje ( $mV$ ) por grado ( $^{\circ}$ ) de cambio en el parámetro medido de  $340mV/^{\circ}$ .

La respuesta de  $340mV/^{\circ}$  significa que por cada grado de cambio en el parámetro medido, se produce una variación de voltaje de  $340mV$  en el sensor. Esta alta respuesta por grado implica que el sensor posee una alta sensibilidad, lo que implica que puede detectar incluso los cambios más pequeños en la magnitud medida. La importancia de tener un rango de voltaje amplio por grado radica en su capacidad para ampliar el alcance de detección del sensor. Esto permite capturar y medir cambios sutiles en la variable de interés, especialmente en aplicaciones donde se requiere una alta resolución y precisión en las mediciones. Un sensor con una respuesta de  $340mV/^{\circ}$  puede ser altamente beneficioso en situaciones donde se necesite monitorear cambios precisos y detallados en el parámetro medido. La capacidad de detectar y medir cambios sutiles con esta sensibilidad garantiza mediciones confiables y precisas, lo que resulta fundamental en aplicaciones científicas, de investigación y en entornos donde se requiere un control de calidad riguroso.

## 4.7. Respuesta experimental SPR a cambios de índice de refracción

Tras analizar detalladamente los resultados de las simulaciones realizadas en la sección 4.1, se ha llegado a una conclusión significativa. Se determinó que al emplear una película de oro (Au) con un espesor de  $50\text{nm}$  y una longitud de onda de  $633\text{nm}$ , se obtiene una respuesta plasmónica óptima en el sistema.

La elección de utilizar una película de oro con estas características se basa en un factor crucial: la reflectancia para el ángulo correspondiente a la resonancia plasmónica es cercana a cero. Esto implica que la película de oro en combinación con la longitud de onda seleccionada permite una eficiente transferencia de energía y acoplamiento con el campo eléctrico incidente, lo cual asegura la mayor sensibilidad de sensado.

Además de optimización de parámetro del sensor, el especial atención se presta a aislamiento de ruidos eléctricos y mecánicos, ya que se noto que estos tienen gran influencia en resultados de medición.

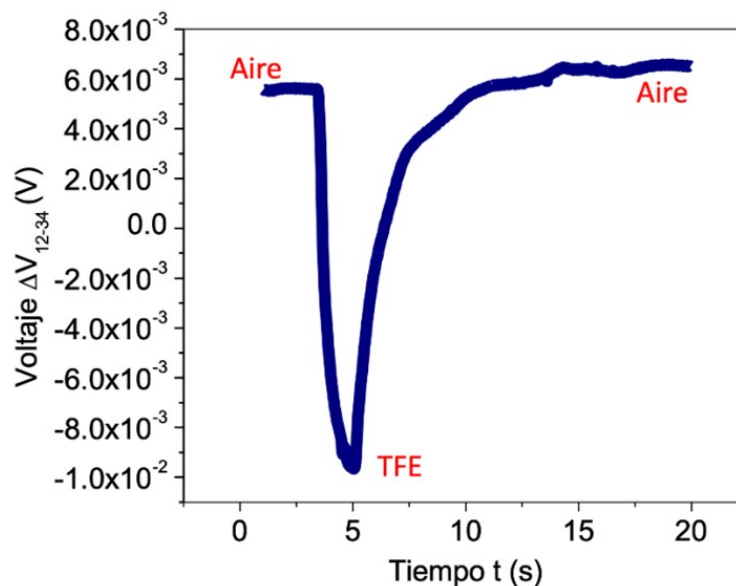


Figura 4.17: Respuesta del voltaje con respecto al tiempo para una longitud de onda de  $633\text{ nm}$  en una película de oro de  $50\text{ nm}$  de grosor en contacto con el aire y con la inserción de gas tetrafluoretano (TFE) mediante válvula solenoide.

Para evaluar el rendimiento del sistema, se inyectó una pequeña cantidad de TNF (tetrafluoroetano) en la cámara colocada encima del transductor plasmónico. La figura 4.17 ilustra una traza típica de la señal diferencial registrada obtenida del osciloscopio. La porción inicial de la señal corresponde a la línea base, indicando el estado de referencia del sistema. A medida que se abre la válvula solenoide y se introduce TNF en la cámara, se observa una fuerte caída en la señal, lo que indica un cambio significativo en la posición del dip plasmónico debido al aumento del índice de refracción. Al alcanzar un mínimo, la válvula se cierra y la señal se relaja gradualmente hasta la línea de base debido a la fuga gradual de gas de la cámara. Al cerrar la válvula y permitir que la película de oro vuelva a estar en contacto con el aire, la señal de voltaje se restablece a su estado inicial.

Al analizar con mayor detalle la gráfica, se aprecia una diferencia en el voltaje de  $\Delta_y = 0.01533$  Volts entre el estado del plasmón en aire y en presencia del gas tetrafluoretano. Esta diferencia se denota como  $\Delta_y$ . Por otro lado, se conoce que  $\Delta_n = 4 \times 10^{-4}$  que representa la diferencia en el índice de refracción entre el aire y el gas TFE.

Además, se determinó el valor de  $\sigma = 3.1 \times 10^{-2}$ , que corresponde al ruido típico detectado. Utilizando estos valores, se puede calcular el RIS como  $\frac{\Delta_y}{\Delta_n} = \frac{0.01355}{4 \times 10^{-4}} = 3.8 \times 10^4 mV/RIU$  y el RIR como  $\frac{\sigma}{RIS} = \sigma/RIS$  dandonos un valor de resolución del sensor de  $8.1 \times 10^{-7}$ .

El detector desarrollado en este estudio ha sido diseñado para lograr un alto rendimiento en términos de sensibilidad, resolución y tiempo de respuesta. Al comparar su RIR con los valores reportados en la literatura, se ha encontrado que el detector propuesto ofrece un desempeño comparable.

La sensibilidad del sistema es uno de los aspectos más destacados, lo cual significa que es capaz de detectar y medir cambios sutiles en la magnitud medida. Esto permite una detección precisa de variaciones en el índice de refracción u otras variables relevantes para la aplicación en cuestión.

Además de la sensibilidad, el detector también ofrece una excelente resolución. Esto significa que es capaz de distinguir y medir pequeñas diferencias en los valores de la variable de interés. Una alta resolución es esencial en muchas aplicaciones donde se requiere una precisión y exactitud.

El tiempo de respuesta del detector también es un aspecto clave a tener en cuenta. Un

tiempo de respuesta rápido permite una detección y medición casi en tiempo real de los cambios en la variable de interés. Esto es especialmente importante en aplicaciones donde las condiciones pueden variar rápidamente y se necesita una respuesta instantánea.

Una ventaja adicional del detector propuesto es su simplicidad y su menor costo en comparación con otros sistemas similares disponibles ya comercialmente. Esto hace que el detector sea más accesible y viable para su implementación en diferentes entornos y aplicaciones.

# Capítulo 5

## Conclusiones

A través de la combinación de enfoques teóricos y experimentales, se han demostrado patrones esenciales de comportamiento y se han obtenido conocimientos cruciales sobre las características ópticas y sensitivas del sistema.

La utilización de la configuración Kretschmann ha demostrado su eficacia en generar resonancia plasmónica en películas de oro. Mediante la implementación de un programa de simulación, se ha conseguido obtener la respuesta óptica, dando lugar a espectros de reflectancia que ofrecen una visión detallada de las respuestas resonantes en función de múltiples variables, incluido el grosor de la película y la longitud de onda incidente.

De manera notable, se ha observado una relación entre la posición de resonancia y los parámetros experimentales. A medida que el grosor de la película se incrementa, la posición de resonancia se desplaza hacia ángulos más grandes, mientras que un aumento en la longitud de onda conlleva un desplazamiento hacia ángulos menores. Este descubrimiento resalta la interconexión esencial entre factores críticos, enfatizando la necesidad de considerarlos cuidadosamente en la planificación y optimización de sistemas de detección basados en plasmones de superficie.

La influencia directa del índice de refracción del medio dieléctrico en la intensidad de la reflectancia en regiones de resonancia plasmónica subraya la importancia de esta variable en la caracterización precisa del sistema. La relación lineal entre el ángulo de resonancia y el índice de refracción del medio dieléctrico amplía las posibilidades de aplicaciones sensibles, al permitir la detección precisa y cuantificación de cambios sutiles en las propiedades

de la muestra.

La elección estratégica de una película de oro con un espesor de 50 nm y una longitud de onda de 633 nm ha sido validada como una combinación altamente eficaz para optimizar las respuestas plasmónicas. Además, este sistema presenta una sensibilidad excepcional, con una resolución destacada de  $8.1 \times 10^{-7}$ , lo que subraya su capacidad para detectar y medir variaciones pequeñas en las muestras.

El sistema se caracteriza por su rapidez y eficiencia. Su tiempo de respuesta rápido habilita la detección prácticamente de los cambios en la variable de interés. Al mismo tiempo, su enfoque de bajo costo y simplicidad en comparación con soluciones comerciales similares lo convierte en una elección atractiva para aplicaciones en diversas áreas.

Cabe mencionar que la adición del detector de cuadrante ha contribuido significativamente a la calidad y potencia del sistema, con su capacidad para la detección de cambios sutiles, su resolución y su capacidad para mantener bajo control el ruido, esta técnica emerge como una herramienta de valor en diversas áreas, desde la investigación científica hasta aplicaciones industriales.

La contribución crucial del detector de cuadrante enriquece aún más su potencial y abre nuevas perspectivas para futuras investigaciones y aplicaciones prácticas.

# Bibliografía

- [1] Pranver Singh. Surface plasmon resonance, 2014.
- [2] Johan Huijsing. *Operational Amplifiers: Theory and desing*. Springer International, 3ra ed. edition, 2011.
- [3] Ing Maria, Isabel Schiavon, and María Isabel Schiavon. Amplificador diferencial, 2010.
- [4] Fumio Narita, Zhenjin Wang, Hiroki Kurita, Zhen Li, Yu Shi, Yu Jia, and Constantinos Soutis. A review of piezoelectric and magnetostrictive biosensor materials for detection of covid-19 and other viruses, 1 2021.
- [5] M. L. Brongersma, J. W. Hartman, and H. A. Atwater. Electromagnetic energy transfer and switching in nanoparticle chain arrays below the diffraction limit. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 62, 12 2000.
- [6] S.A. Maier. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*,. Springer, 2007.
- [7] Jiří Homola. Surface plasmon resonance sensors for detection of chemical and biological species. *Chemical Reviews*, 108(2):462–493, 2008. PMID: 18229953.
- [8] Anand M. Shrivastav, Uroš Cvelbar, and Ibrahim Abdulhalim. A comprehensive review on plasmonic-based biosensors used in viral diagnostics. *Communications Biology*, 4(1):70, jan 2021.
- [9] Stefano Mariani and Maria Minunni. Surface plasmon resonance applications in clinical analysis. *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, 406(9-10):2303–2323, apr 2014.

- [10] Aldert A Bergwerff and Frans Van Knapen. Surface Plasmon Resonance Biosensors for Detection of Pathogenic Microorganisms: Strategies to Secure Food and Environmental Safety. *Journal of AOAC INTERNATIONAL*, 89(3):826–831, may 2006.
- [11] Gonca Bülbül, Akhtar Hayat, and Silvana Andreescu. Portable Nanoparticle-Based Sensors for Food Safety Assessment. *Sensors*, 15(12):30736–30758, dec 2015.
- [12] A. Nooke, U. Beck, A. Hertwig, A. Krause, H. Krüger, V. Lohse, D. Negendank, and J. Steinbach. On the application of gold based SPR sensors for the detection of hazardous gases. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 149(1):194–198, aug 2010.
- [13] LiJiang Wang, QingShan Wei, ChunSheng Wu, ZhaoYing Hu, Jian Ji, and Ping Wang. The Escherichia coli O157:H7 DNA detection on a gold nanoparticle-enhanced piezoelectric biosensor. *Science Bulletin*, 53(8):1175–1184, apr 2008.
- [14] Pieter G. Kik and Mark L. Brongersma. Surface plasmon nanophotonics. *Springer Series in Optical Sciences*, 131:1–9, 2007.
- [15] R. W. Wood. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum, 1902.
- [16] Stefan Alexander Maier. Plasmonics: Fundamentals and applications, 2007.
- [17] Bo Liedberg, Claes Nylander, and Ingemar Lunström. Surface plasmon resonance for gas detection and biosensing. *Sensors and Actuators*, 4:299–304, 1983.
- [18] L. Vroman, A.L. Adams, G.C. Fischer, and P.C. Munoz. Interaction of high molecular weight kininogen, factor xii, and fibrinogen in plasma at interfaces. *Blood*, 55(1):156–159, 1980.
- [19] D.C. Cullen, R.G.W. Brown, and C.R. Lowe. Detection of immuno-complex formation via surface plasmon resonance on gold-coated diffraction gratings. *Biosensors*, 3(4):211–225, 1987.

- [20] C.R. Lawrence, N.J. Geddes, D.N. Furlong, and J.R. Sambles. Surface plasmon resonance studies of immunoreactions utilizing disposable diffraction gratings. *Biosensors and Bioelectronics*, 11(4):389–400, 1996.
- [21] Bo Liedberg, Claes Nylander, and Ingemar Lundström. Biosensing with surface plasmon resonance — how it all started. *Biosensors and Bioelectronics*, 10(8):i–ix, 1995.
- [22] Robert Karlsson, Anne Michaelsson, and Leena Mattsson. Kinetic analysis of monoclonal antibody-antigen interactions with a new biosensor based analytical system. *Journal of immunological methods*, 145 1-2:229–40, 1991.
- [23] Stefan Löfås, Magnus Malmqvist, Inger Rönnberg, Esa Stenberg, Bo Liedberg, and Ingemar Lundström. Bioanalysis with surface plasmon resonance. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 5(1):79–84, 1991.
- [24] Esa Stenberg, Björn Persson, Håkan Roos, and Csaba Urbaniczky. Quantitative determination of surface concentration of protein with surface plasmon resonance using radiolabeled proteins. 1991.
- [25] Stefan Sjölander and Csaba Urbaniczky. Integrated fluid handling system for biomolecular interaction analysis. *Analytical chemistry*, 63 20:2338–45, 1991.
- [26] S. Lofas. Dextran modified self-assembled monolayer surfaces for use in biointeraction analysis with surface plasmon resonance. *Pure and Applied Chemistry*, 67(5):829–834, 1995.
- [27] Ch. Striebel, A. Brecht, and G. Gauglitz. Characterization of biomembranes by spectral ellipsometry, surface plasmon resonance and interferometry with regard to biosensor application. *Biosensors and Bioelectronics*, 9(2):139–146, 1994.
- [28] Pär Säfsten, Scott L. Klakamp, Andrew W. Drake, Robert Karlsson, and David G. Myszka. Screening antibody–antigen interactions in parallel using biacore a100. *Analytical Biochemistry*, 353(2):181–190, 2006.

- [29] Robert Karlsson, Phinikoula S. Katsamba, Helena Nordin, Ewa Pol, and David G. Myszka. Analyzing a kinetic titration series using affinity biosensors. *Analytical Biochemistry*, 349(1):136–147, 2006.
- [30] Bryce P. Nelson, Timothy E. Grimsrud, Mark R. Liles, Robert M. Goodman, and Robert M. Corn. Surface plasmon resonance imaging measurements of dna and rna hybridization adsorption onto dna microarrays. *Analytical chemistry*, 73 1:1–7, 2001.
- [31] Laure Jason-Moller, Michael Murphy, and JoAnne Bruno. Overview of Biacore Systems and Their Applications. *Current Protocols in Protein Science*, 45(1), aug 2006.
- [32] Aaron Ho Pui Ho, Shu Yuen Wu, Siu Kai Kong, Shuwen Zeng, and Ken Tye Yong. Spr biosensors, 1 2017.
- [33] H. Q. Zhang, S. Boussaad, and N. J. Tao. High-performance differential surface plasmon resonance sensor using quadrant cell photodetector. *Review of Scientific Instruments*, 74:150–153, 1 2003.
- [34] Chengjun Huang, Kristien Bonroy, Gunter Reekmans, Wim Laureyn, Katarina Verhaegen, Iwijn De Vlaminck, Liesbet Lagae, and Gustaaf Borghs. Localized surface plasmon resonance biosensor integrated with microfluidic chip. *Biomedical Microdevices*, 11:893–901, 2009.
- [35] N. J. Tao, S. Boussaad, W. L. Huang, R. A. Arechabaleta, and J. D’Agnese. High resolution surface plasmon resonance spectroscopy. *Review of Scientific Instruments*, 70(12):4656–4660, dec 1999.
- [36] U. Leonhardt. Optical metamaterials: Invisibility cup. *Nature photonics*, pages 207–208, 2007.
- [37] A. Rubio. Modified au-based nanomaterials studied by surface plasmon resonance spectroscopy. *Springer Theses, Springer International Publishing*, 2015.
- [38] David J. Griffiths. Introduction to electrodynamics, 1989.

- [39] George B Arfken and Hans Weber. *MATHEMATICAL METHODS FOR PHYSICISTS AND ENGINEERS*. Elsevier Academic Press, 2012.
- [40] E. Born M. Wolf. *Principles of optics Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Cambridge University Press, 7th ed. edition, 2013.
- [41] David Pines. *Elementary excitations in solids*. 1999.
- [42] Fábio Marineli Anne L. Scarinci. O modelo ondulatorio da luz como ferramenta para explicar as causas da cor. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, 2014.
- [43] Bahaa E. A. Saleh. *Fundamentals of photonics*, volume Third edition. 2019.
- [44] A.A. Yushmanov and Yu. I Yalamov. É. V. Zavitaev. Effect of electron reflection from the surface of electromagneteic properties of cylindrical particles. *Theoretical and mathematical physics*, pages 16–22, 2003.
- [45] Pd P B Johnson. *Optical constants of transition metals*, 1974.
- [46] Encai Hao, Shuyou Li, Ryan C. Bailey, Shengli Zou, George C. Schatz, and Joseph T. Hupp. Optical properties of metal nanoshells. *Journal of Physical Chemistry B*, 108:1224–1229, 1 2004.
- [47] Anthony P. F. Turner, Isao Karube, and George S. Wilson. *Biosensors : fundamentals and applications*. Oxford University Press, 1987.
- [48] R. B. M. Schasfoort. *Handbook of surface plasmon resonance*, 5 2017.
- [49] F. Scheller F. Schubert. *Sensors in analytical chemistry*, 1992.
- [50] Y. M. Espinosa Sánchez. ActualizaciÓn y primera etapa de diseÑo y fabricaciÓn de un sistema de resonancia de plasmones superficiales, 2018.
- [51] Brilliant Adhi Prabowo, Agnes Purwidyantri, and Kou Chen Liu. Surface plasmon resonance optical sensor: A review on light source technology, 2018.
- [52] Y. M. Espinosa Sánchez. AutomatizaciÓn de un sistema de resonancia de plasmones superficiales., 2013.

- [53] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*, volume 3rd ed. 1999.
- [54] Chao Lu, Yu Sheng Zhai, Xin Jie Wang, Ying Ying Guo, Yin Xiao Du, and Gui Shuan Yang. A novel method to improve detecting sensitivity of quadrant detector. *Optik*, 125:3519–3523, 2014.
- [55] G. Ayala Luna. Sistema para sensado de desplazamiento optico utilizando un detector de cuatro cuadrantes, 2008.
- [56] Walter G. Jung. *Op amp applications handbook*. Burlington, USA: Elsevier, 2002.
- [57] Irving Gazga Gurrión. Desarrollo de nanoestructuras de au para aplicaciones en biosensor plasmónico, 2023.
- [58] Selma Flor Guerra Hernández. Estudio del proceso de fabricación de películas delgadas y nanoestructuras de au por sputtering para aplicaciones como transductor plasmónico en biosensores., 2022.
- [59] HAMAMATSU. Two-dimensional psd s5990/s5991 series.