

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE BAJA CALIFORNIA
FACULTAD DE CIENCIAS



MAESTRÍA Y DOCTORADO EN CIENCIAS E INGENIERÍA
ÁREA DE NANOTECNOLOGÍA

FABRICACIÓN DE UN PROTOTIPO ÓPTICO PARA EXPERIMENTOS DE INTERACCIÓN LUZ-MATERIA

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de

DOCTOR EN CIENCIAS

Presenta

MIGUEL ÁNGEL PONCE CAMACHO

Ensenada, Baja California, México, junio de 2017

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE BAJA CALIFORNIA

FACULTAD DE CIENCIAS

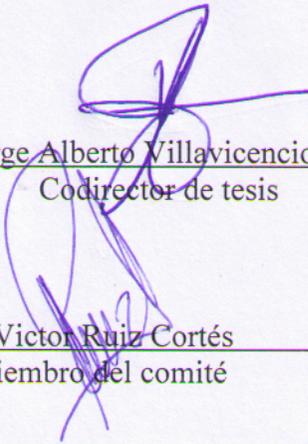
Fabricación de un Prototipo Óptico para Experimentos de Interacción Luz-Materia

TESIS

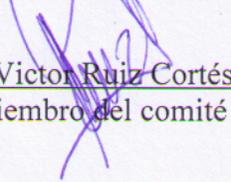
Que para obtener el grado de doctor en ciencias presenta:

MIGUEL ÁNGEL PONCE CAMACHO

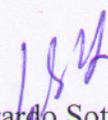
Aprobada por:


Dr. Jorge Alberto Villavicencio Aguilar
Codirector de tesis


Dr. Roberto Romo Martínez
Codirector de tesis


Dr. Victor Ruiz Cortés
Miembro del comité


Dr. Jesús Lerma Aragón
Miembro del comité


Dr. Gerardo Soto Herrera
Miembro del comité

Ensenada Baja California, México. Junio de 2017

Resumen de la Tesis de Miguel Ángel Ponce Camacho presentada como requisito parcial para la obtención del grado de DOCTOR EN CIENCIAS. Ensenada, Baja California, México. Junio de 2017.

FABRICACIÓN DE UN PROTOTIPO ÓPTICO PARA EXPERIMENTOS DE INTERACCIÓN LUZ-MATERIA

Resumen aprobado por:

Dr. Jorge Alberto Villavicencio Aguilar
Codirector de Tesis

Dr. Roberto Romo Martínez
Codirector de Tesis

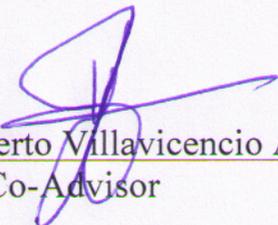
La literatura científica refiere la técnica de la rejilla de difracción para excitar plasmones polaritones de superficie, utilizando fuentes de luz con longitudes de onda mayores que el periodo espacial de la rejilla. Esta condición obliga a que los ángulos de los órdenes difractados sean mayores a 90^0 . Es decir, toda la energía lumínica se acopla a la frontera entre dos superficies (metal-dieléctrico). Algunos autores señalan que esta técnica favorece las aplicaciones nanofotónicas, como la construcción de circuitos plasmónicos. Sin embargo, esta consideración técnica no es indispensable en otras aplicaciones, tal como en el diseño y fabricación de sensores. Al contrario, un sensor requiere una cierta configuración del sistema óptico para realizar las mediciones en la curva de la intensidad de la luz reflejada. Esto es, emulando las configuraciones de Otto y Kretschmann y Raether, con el método de la rejilla de difracción y bajo ciertas condiciones, podríamos prescindir del uso de técnicas costosas para su fabricación (e.g. interferometría, microscopio electrónico de barrido). De igual forma, ya no sería necesario el uso de equipo costoso para llevar a cabo las mediciones en las variaciones de la intensidad de la señal de luz dentro de la frontera de la superficie. Para probar lo anterior, se fabricó un prototipo óptico para realizar mediciones de plasmones pola-

ritones de superficie en haces de luz difractados a ángulos menores a 90° . Se elaboraron experimentos para identificar el ángulo resonante de excitación de plasmones polaritones de superficie mediante una rejilla de difracción con un periodo espacial mayor a la longitud de la onda de la señal de luz. En los ensayos realizados en laboratorio se llevaron a cabo mediciones de la curva de intensidad de la señal de luz difractada en los órdenes $+1$ y -1 . Los resultados experimentales fueron consistentes con lo planteado teóricamente. En virtud de lo anterior, se concluye que es posible excitar plasmones polaritones de superficie, utilizando la técnica de la rejilla de difracción metálica con una longitud de onda menor al periodo espacial de la rejilla. El prototipo óptico logrado resulta ser muy flexible para futuras aplicaciones en la medición de plasmones. Lo anterior es posible gracias a la rapidez con la que se pueden modificar las monturas y sus ensambles para la alineación de los elementos ópticos: diodo láser, superficie rugosa metálica, polarizador lineal. Así mismo, el control absoluto en el aparato del ángulo de incidencia, y la facilidad para intercambiar la fuente de luz y la superficie rugosa metálica, abren amplias posibilidades para probar nuevas hipótesis para las condiciones de excitación de plasmones polaritones de superficie.

Palabras clave: plasmón polaritón de superficie, manufactura aditiva, nanotecnología

Abstract of the Thesis presented by Miguel Ángel Ponce Camacho, in order to obtain the degree of DOCTOR IN SCIENCE in the field of Nanotechnology. Ensenada, Baja California, Mexico. June 2017.

Approved by:


Dr. Jorge Alberto Villavicencio Aguilar
Thesis Co-Advisor


Dr. Roberto Romo Martínez
Thesis Co-Advisor

Scientific literature refers to the diffraction grating technique to excite surface plasmon polaritons, using light sources with wavelengths greater than the pitch of the diffraction grating. This condition forces the angles of the diffracted orders to be greater than 90° . That is, all light energy is coupled to the boundary between two surfaces (metal-dielectric). Some authors point out that this technique favors the nanophotonic applications, such as the construction of plasmonic circuits. However, this technical consideration is not indispensable in other applications, such as in the design and manufacture of sensors. On the contrary, a sensor requires a certain configuration of the optical system to perform the measurements on the reflected light intensity curve. That is, by emulating the configurations of Otto and Kretschmann and Raether, with the diffraction grating method, and under certain conditions, we could avoid the use of costly techniques for its manufacture (e.g. interferometry, scanning electron microscope). Likewise, it would no longer be necessary to use costly equipment to carry out the measurements on the variations of the intensity of the light signal within the surface boundary. To test the above, an optical prototype was fabricated to perform measurements of surface plasmon polaritons in light beams diffracted at angles of less than 90° . Experiments were developed to

identify the excitation resonant angle of surface polariton plasmons by a diffraction grating with a pitch greater than the wavelength of the light signal. In the laboratory tests, measurements of the intensity curve of the diffracted light signal were carried out in the +1 and -1 orders. The experimental results were consistent with the theoretical approach. Based on the above, it is concluded that it is possible to excite surface plasmon polaritons, using the technique of the metallic diffraction grating with a wavelength shorter than the space frequency of the grid. The achieved optical prototype turns out to be very flexible for future applications in the measurement of plasmons. This is possible thanks to the speed at which it is possible to modify the frames and their assemblies for the alignment of the optical elements: laser diode, rugged metallic surface, linear polarizer. Likewise, the absolute control in the incident angle apparatus, and the ease of exchanging the light source and the rough metal surface, open wide possibilities for testing new hypotheses for the excitation conditions of surface plasmon polaritons.

Keywords: Surface Plasmon Polaritons, Additive Manufacturing, Nanotechnology.

Dedicatoria

A Rocío y Penélope.

¿Qué sería de mi águila y mi serpiente sin su felicidad?

Agradecimientos

A éstos, mis verdaderos maestros.
Imprescindible es la luz de su conocimiento,
ante aquellos,
los sinuosos,
los caminos,
que llevan a los saberes.

Dr. Jorge Alberto Villavicencio Aguilar
Dr. Roberto Romo Martínez
Dr. Victor Ruiz Cortés
Dr. Jesús Lerma Aragón
Dr. Gerardo Soto Herrera

Agradecimientos especiales

Por la realización plena.

Gracias Manuel Iván,
Gracias Juan Crisóstomo.

El mundo cambia con su ejemplo.

Agradecimientos especiales

Fiat lux.

Alana, Dexter, J. Hes, Ryan.

Después de todo, que poco significan la distancias, que poco significan los idiomas, que poco significan las diferencias culturales, que poco significa la política, que poco significan los trámites, que poco significan las leyes, y qué poco significan las tarifas y las nacionalidades. Cuando los seres humanos verdaderamente tienen voluntad, no hay obstáculo que no pueda ser superado para estrechar nuestras manos.

Después de todo, hablamos el mismo idioma, la fraternidad.

Mi más profunda gratitud, amigos de la Universidad de California en Irvine, Estados Unidos: por recibirme en su País, en su Universidad, en sus laboratorios, por atenderme incansablemente y trabajar conmigo todas las horas que fueron necesarias, por abrir sus puertas aun sin trámites legales, y por compartir sin excusas ni pretextos su experiencia.

Sinceramente,

que haya luz.

Agradecimientos especiales

A mis amigos y colegas de CETYS.

A Vala, por compartir su experiencia,
A Manuel Gómez, José Luis Douriet,
David Ángeles , Gabriel Garzón.

A mis futuros alumnos.

Agradecimientos especiales

A la Universidad Autónoma de Baja California.
A mis amigos y colegas de UABC.

Tabla de contenido

	Página
Resumen en español.....	i
Resumen en inglés.....	iii
Dedicatoria	v
Agradecimientos.....	vi
Índice	xi
Lista de figuras.....	xiii
Lista de tablas.....	xviii
Capítulo 1.	
Introducción	1
1.1 Antecedentes.....	5
Capítulo 2.	
Marco Teórico	9
2.1 Vector de onda del plasmón ($k_{plasmón}$) para una superficie de oro.....	9
2.2 Métodos experimentales para el estudio de plasmones.....	15
2.3 Vector de onda del campo eléctrico evanescente (k_{pps}) para una rejilla de difracción.....	18
Capítulo 3.	
Resultados	24
3.1 Cálculo del vector de onda para una superficie plana de oro.....	24
3.1.1 Ensayo numérico para resonancia de plasmones mediante el uso de rejilla de difracción metálica.....	27
3.2 El sistema óptico para excitación de PPS por el método de la rejilla de difracción metálica.....	30
3.2.1 Monturas	38
3.3 Resonancia de plasmones mediante el uso de rejilla de difracción metálica.....	42

Capítulo 4.	
Conclusiones	47
Literatura citada.....	50
Anexo 1.....	53
Anexo 2.....	56
Anexo 3.....	75
Anexo 4.....	99

Lista de figuras

Figura	Página
<p>(a) Onda evanescente. La oscilación se amortigua en el eje x, y decae exponencialmente en el eje z. (b) En la figura aparecen las oscilaciones a lo largo del eje x y en el eje z se estima una piel (profundidad) del orden de 10^{-10} metros (angstroms). E_z es la componente del campo eléctrico en dirección del eje "Z" y k_z es la componente del vector de onda en dirección del eje "Z"</p>	6
<p>En la figura (a) observamos la configuración de Otto (1968) consiste de un prisma, un pequeño espacio de aire y una película delgada de oro. Esta configuración se utiliza por lo general cuando no se desea el contacto del prisma con la película de oro. Esta configuración se prefiere cuando se desea medir la calidad de la película metálica. Por otro lado, en la figura (b) la configuración de Kretschmann y Raether (1968) utiliza un prisma con una película de oro depositada directamente en su base. Los plasmones de superficie son ondas electromagnéticas con polarización p, que se propagan a lo largo de una interfaz que separa dos medios, siendo uno de ellos un dieléctrico con constante positiva y el otro medio metálico con constante dieléctrica compleja, cuya parte real es negativa.....</p>	16

3	Rejilla de difracción metálica ($k_g=2\pi/\Lambda$). La rejilla de difracción metálica es uno de los métodos utilizados para inducir excitación de PPS. Esta configuración cumple con la condición definida en el marco teórico, al contar con dos medios, uno metálico con constante dieléctrica compleja, cuya parte real es negativa. Y un medio dieléctrico con constante positiva. Obsérvese la señal de luz cuyo ángulo de incidencia puede variarse para sintonizar el ángulo de resonancia de los PPS.....	17
4	Esquema de iluminación para una rejilla de difracción mostrando el plano de incidencia, y los los ángulos de los rayos incidente (θ_i), reflejado (θ_r), y difractado (θ_s).....	18
5	Vista lateral del esquema de iluminación en una rejilla de difracción metálica con los rayos incidente (θ_r), reflejado (θ_r) y difractado (θ_s). Se observa la proyección en el eje x del vector de onda del haz de luz difractado a un ángulo (θ_s)	19
6	Curvas para k_{pps} , y $ k_{pps} - k_x + k_{pps}$. Obsérvese el punto de convergencia en el ángulo 15.5° indicando que es factible la resonancia de plasmones.....	30
7	Vista del perfil rectangular de la superficie señalando los campos eléctricos incidente, reflejado y transmitido de un sistema para excitar PPS.....	31

8	<p>Diagrama esquemático del aparato utilizado para medir las variaciones de la intensidad de luz en superficies metálicas con perfil rectangular (<i>patente en trámite</i>).....</p>	32
9	<p>Diagrama de la rejilla de difracción de oro con perfil rectangular y 1200 líneas por milímetro ($\Lambda=833.33$ nm) utilizada en los experimentos para inducir resonancia de PPS.....</p>	33
10	<p>Vista superior del arreglo óptico con diodo láser ($\lambda_o = 650$ nm), rejilla de difracción de oro con 1200 líneas por milímetro (833.33 nm), y polarizador lineal.....</p>	34
11	<p>Diagrama del aparato diseñado en solidworks, e impreso en 3D en polímero.....</p>	35
12	<p>Vista superior de aparato para medición de variaciones en la intensidad de luz en órdenes de difracción, mostrando detalle del barrido del ángulo incidente rayo láser fijo-en la rejilla de difracción que se encuentra girando en el plano de incidencia X-Y.....</p>	36

13	En esta imagen se puede apreciar detalle del rayo de luz (en color rojo) iluminando, a través de una ventana de la pantalla (en amarillo) la rejilla de difracción de oro, montada en una mesa de rotación, y el rayo reflejado. A su vez, se observa el rayo reflejado (orden cero) incidiendo en la pantalla con una sección graduada para medir su posición lar.	37
14	Figura 14. (a) Vista frontal del ensamble de monturas para rejilla de difracción montada en mesa de precisión con movimiento angular. (b) Vista posterior de ensamble de monturas para rejilla. La rejilla se asegura sobre un perno con movimiento angular.....	38
15	Montura altazimutal para alineación de diodo láser.....	39
16	Ensamble de monturas con movimiento altazimutal para diodo láser.....	40
17	Figura 17. (a) Perno con barreno (1) y ranura y para fijar polarizador y (2) polarizador lineal. (b) Vista superior de ensamble de monturas para polarizador lineal. Obsérvese la ranura para fijar polarizador, perno con barreno para controlar la polarización de la señal láser. (c) Polarizador montado en en-	

	samble altazimutal.....	41
18	Figura 18. Gráfica de los valores de la intensidad del orden -1. Los datos de lectura tomados con un fotodetector están normalizados y fueron tomados a intervalos de 1°	43
19	Figura 19. Gráfica de los valores de la intensidad del orden -1 para una señal de luz con polarización (TE). Como se muestra en la gráfica, la intensidad de luz no tiene una caída en su valor alrededor de los 17° . Los datos de lectura tomados con un fotodetector están normalizados.....	44
20	Figura 20. Curva de ángulo incidente versus intensidad de luz con mediciones realizadas a intervalos de 0.5 grados.....	45

Lista de tablas

Tabla	Página
<p>1 Tabla 1. Tabla de las constantes dieléctricas del oro (Rakić et al., 1998). ϵ'_1 es la parte real de la permitividad eléctrica, ϵ'_2 es la parte imaginaria de la permitividad eléctrica, N es el índice de refracción, y K es la constante de extinción). La permitividad dieléctrica no tiene dimensiones. Es una medida de la reducción de la fuerza de Coulomb entre dos cargas eléctricas en un material. N y K son la parte real e imaginaria respectivamente del índice de refracción de un material. Ambos son adimensionales. N es la velocidad de fase cuando una onda electromagnética penetra en un material. K es llamado coeficiente de extinción, y es una medida de la atenuación que sufre una onda electromagnética en el material. El vector de onda de un plasmón polaritón es real, por lo que solamente se toma el valor de ϵ'_1. ($\epsilon_1 = \epsilon'_1$).</p>	25

Capítulo 1.

Introducción.

Diversos autores refieren (Shalaev y Kawata, 2007; Raether, 1988; Maier, 2007) que nos encontramos iniciando la era de los dispositivos nanofotónicos integrados. En años recientes se han desarrollado algunos avances en la experimentación con guías de onda planas, cristales fotónicos y otros dispositivos, a fin de controlar la propagación de la luz en estructuras a escalas menores a la longitud de la onda. Para estos dispositivos ópticos integrados con elementos de dimensiones menores a la longitud de onda, utilizando nanoestructuras metálicas y composiciones metal-dieléctrico, el elemento portador de la información dejará de ser el electrón. En esta nueva tecnología el nuevo elemento portador de la información será ahora el plasmón polaritón de superficie (Shalaev y Kawata, 2007).

La integración a gran escala de semiconductores para la fabricación de circuitos integrados en las décadas recientes ha alcanzado tal grado de miniaturización que las dimensiones comienzan a ser significativas en los fenómenos asociados a la interacción luz-materia (Mitin et al., 2008). La Ley de Moore establece que el número de transistores en un chip se duplica cada 18 meses (Moore, 1965). En estos dispositivos, la tecnología de integración de transistores ha pasado de micrómetros a decenas de nanómetros,

sin embargo, a estas dimensiones los electrones dejan de comportarse como partículas, y comienzan a comportarse como ondas. En este contexto, es evidente que las tecnologías utilizadas en la industria de los semiconductores se encuentran en una fase de cambio, y se prevé el inicio de nuevas tecnologías, como la nanoelectrónica (Mitin et al., 2008) y la nanofotónica (Shalaev y Kawata, 2007). Por lo tanto, para avanzar en la miniaturización de dispositivos electrónicos, ópticos y opto-electrónicos, es necesario entender los fenómenos que se presentan en la interacción luz-materia a nanoescala. Una de las tecnologías que se vislumbra como promesa para avanzar en la miniaturización de los dispositivos es la plasmónica (Shalaev y Kawata, 2007). Esta nueva tecnología se basa en las propiedades de unas cuasi-partículas conocidas como plasmones, las cuales se desplazan en dos dimensiones a velocidades cercanas a la de la luz. Una de las principales aplicaciones de esta tecnología se encuentra en el diseño de circuitos que podrían operar a frecuencias más altas que las permitidas por los dispositivos electrónicos, con la ventaja de que un circuito plasmónico al estar confinado en una superficie metálica, podría funcionar híbridamente, alternando señales ópticas y electrónicas. Además, conociendo que los plasmones polaritones de superficie (PPS) se generan en superficies, se anticipa el potencial que tiene esta tecnología para ser compatible con la tecnología de crecimiento epitaxial, método de producción de semiconductores utilizado en la industria.

Otra de las aplicaciones importantes de la plasmónica es el diseño de sensores (Homola et al., 1999). Esto debido a la alta sensibilidad en la respuesta de la intensidad en la señal de la luz al inducir PPS. Estos dispositivos ya en uso, pueden detectar en tiempo real pequeñas variaciones en el índice de refracción de muestras biológicas (dieléctrico), por lo que tienen un considerable potencial en la exactitud de mediciones en

pruebas clínicas, tales como enfermedades originadas por virus y bacterias, en contraste con los largos tiempos de respuesta en las pruebas biológicas tradicionales.

Dentro del campo de la plasmónica son conocidas varias técnicas para inducir la excitación de PPS. Las configuraciones de Otto (1968) y Kretschmann y Raether (1968) han sido descritas ampliamente (Homola et al., 1999). Sin embargo, ambas configuraciones requieren el uso de un prisma con requerimientos precisos de alineación óptica. Esta condición convierte a ambas configuraciones para resonancia de plasmones en métodos poco viables para su miniaturización e integración. Una tercera opción para alcanzar la resonancia de PPS lo constituye el uso de rejillas de difracción metálicas (Homola et al., 1999). Esta opción se considera como una alternativa económica y técnicamente ventajosa en el camino a las aplicaciones industriales exitosas. Algunos autores (Raether, 1988) señalan a la técnica de la rejilla de difracción para excitar plasmones polaritones de superficie, utilizando fuentes de luz con longitudes de onda mayores que el periodo espacial de la rejilla. El diseño de este experimento implica que toda la energía luminosa de los órdenes difractados se acople a la intercara de la superficie. Shalaev y Kawata (2007) indican esta técnica para elementos nanofotónicos, por ejemplo, circuitos plasmónicos. Esta consideración en el experimento de excitación de plasmones no es necesaria en otras aplicaciones. Como por ejemplo, el sistema óptico de un sensor basado en PPS debe permitir la realización de mediciones en la curva de la intensidad de la señal de luz reflejada. Así, utilizando las configuraciones de Otto (1968) y Kretschmann y Raether (1968), con el método de la rejilla, es posible eliminar las técnicas costosas requeridas para su fabricación (interferometría, microscopio electrónico de barrido), tanto como la necesidad de equipo de un alto costo para realizar las mediciones de la intensidad de la señal de luz en la intercara de la superficie.

Se fabricó un prototipo óptico para realizar mediciones de plasmones polaritones de superficie en haces de luz difractados a ángulos menores a 90^0 . Se elaboraron experimentos para identificar el ángulo resonante de excitación de plasmones polaritones de superficie mediante una rejilla de difracción con periodo espacial mayor a la longitud de la onda de la señal de luz. En los ensayos realizados en laboratorio se llevaron a cabo mediciones de la curva de intensidad de la señal de luz difractada en los órdenes +1 y - 1. Los resultados experimentales obtenidos son consistentes con lo planteado teóricamente.

En el presente trabajo se utiliza el método de la rejilla de difracción para inducir plasmones polaritones de superficie, con una variación a las condiciones técnicas del experimento, el periodo espacial de la rejilla es mayor a la longitud de la onda de la señal de luz utilizada en el sistema óptico experimental. Destaca la creación de un aparato compuesto por ensambles de monturas para fijar y alinear las componentes de un sistema óptico que permite excitar plasmones polaritones de superficie. El prototipo utilizado es muy flexible para montar sus componentes ópticas, por lo que se considera muy conveniente para el diseño y desarrollo de futuras aplicaciones.

1.1 Antecedentes.

Los plasmones son oscilaciones colectivas de los electrones de conducción en un material metálico (Otto, 1968). Estas oscilaciones pueden explicarse según la geometría y dimensionalidad del material bajo estudio. Si las oscilaciones se expresan en el volumen de un material, éstas se pueden describir a través de la teoría de Drude (Ashcroft, 1976), como plasmones de volumen. Si el análisis se realiza en oscilaciones que se expresan en la interfaz entre dos superficies (Raether, 1988), el fenómeno se define como plasmones polaritones de superficie (PPS). Y si las oscilaciones se encuentran confinadas en una nanopartícula, el fenómeno puede estudiarse como plasmones localizados (Yongdong, 2009).

El fenómeno conocido como PPS puede describirse como la resonancia del plasma de electrones en una interfaz metal-dieléctrico. Esta resonancia ocurre cuando el vector de onda de una señal de luz con polarización p incide en la superficie y bajo ciertas condiciones induce una onda evanescente en la frontera entre ambos medios (Raether, 1988, Maier, 2007). A efecto de acoplar la luz al intersticio entre dos medios dieléctrico-metal se utiliza el concepto de reflexión total atenuada (ATR, por sus siglas en inglés). Para que se cumpla la condición anterior el ángulo de iluminación de la superficie debe ser mayor que un cierto ángulo crítico, para asegurar el acoplamiento de luz representada por una onda electromagnética. Esto proporciona las condiciones suficientes para obtener una onda evanescente. Los PPS son ondas electromagnéticas producidas por los electrones de conducción de un metal. Estas ondas colectivas se propagan a lo largo de una interfaz que separa dos medios, siendo uno de ellos un dieléctrico con constante positiva y el otro medio metálico con constante dieléctrica compleja, cuya

parte real es negativa (Mata Méndez, 1997). Dicha onda estacionaria tiene un valor máximo en la frontera entre un medio metálico y un dieléctrico, y se atenúa exponencialmente en dirección perpendicular al plano entre los dos medios. De esta forma, la resonancia de plasmones de superficie es un fenómeno que se localiza en la frontera entre un dieléctrico y un metal. El comportamiento gráfico de las componentes de una onda evanescente puede apreciarse en las figuras 1 (a) y 1 (b). La oscilación decae exponencialmente al alejarse de la interfaz (*eje z*) y se amortigua al propagarse por ésta (*eje x*). El campo eléctrico asociado puede representarse como $E_z \sim e^{-|k_z|z}$ (Raether, 1988), en donde k_z es la componentes del vector de onda en dirección del eje z.

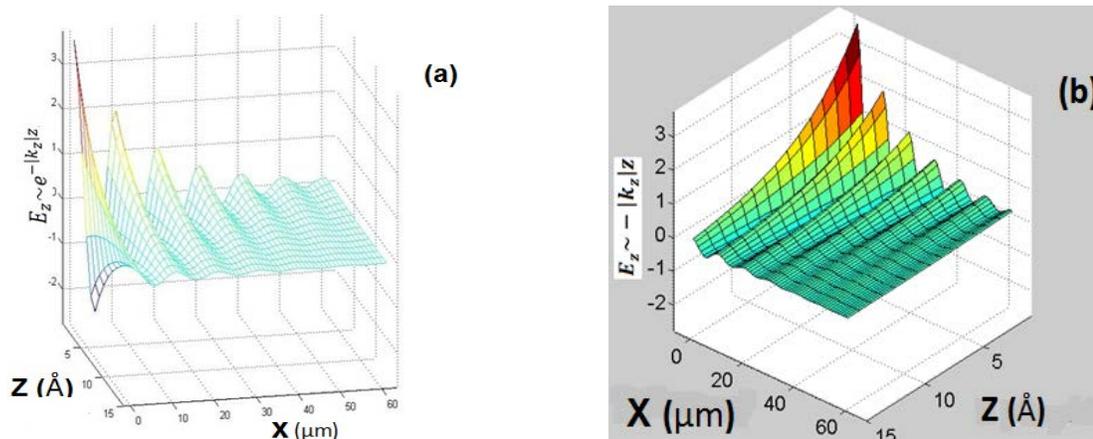


Figura 1. (a) Ondas evanescentes en la frontera dieléctrico-metal. La oscilación se amortigua en una dirección paralela al plano dieléctrico-metal, a lo largo del eje x , y decae exponencialmente con la profundidad en el material (*eje z*). (b) En la figura aparecen las oscilaciones a lo largo del eje x y en el eje z se estima una piel (profundidad) del orden de Angstroms (10^{-10} metros). E_z es la componente del campo eléctrico en dirección del eje z y k_z es la componente del vector de onda en dirección del eje z .

En el presente trabajo nos interesa la interacción de una señal de luz con polarización p y una superficie rugosa metálica. La investigación explora las condiciones definidas

por la teoría para la excitación de plasmones polaritones (Raether, 1968, Maier, 2007) ensayando una variación en dos parámetros definidos por la teoría (Raether, 1968; Shalaev y Kawata, 2007). Para estar en condiciones tecnológicas de explorar los parámetros del experimento, se creó un aparato mediante impresión 3D con las condiciones técnicas necesarias para contar con la capacidad de controlar el ángulo de incidencia de la fuente de luz. Así como disponer de la facilidad de efectuar mediciones en las variaciones de la intensidad de luz de la señal. El prototipo rápido diseñado y construido es original. El diseño conceptual está basado en un sencillo concepto de rotación de la normal de la superficie rugosa metálica. El concepto deviene en un arreglo experimental optomecánico sencillo que permite controlar el ángulo de incidencia de la fuente de luz con un ensamble de monturas fabricadas en 3D.

La organización del material contenido en este trabajo es la siguiente. En el capítulo 2 se hace una breve presentación de la teoría básica de los PPS producidos en la rejilla de difracción metálica, y se aplican las ecuaciones para la elaboración de experimentos numéricos, tanto como para comprobar que los resultados logrados en los experimentos son congruentes con la teoría. Se calcula el vector de onda del campo eléctrico evanescente para una rejilla de difracción. En el capítulo 3 se presenta la creación del ensamble altazimutal de monturas para las componentes ópticas del prototipo óptico para experimentos de interacción luz-materia. Su descripción aparece en el punto 3.2.1. En la sección 3.3 se describen los resultados obtenidos en los experimentos elaborados utilizando el prototipo óptico para la excitación de plasmones polaritones de superficie. En el capítulo 4 se concluye que los resultados experimentales son consistentes con la teoría.

Capítulo 2.

En este capítulo se presenta la teoría necesaria para describir el comportamiento de los PPS. Las ecuaciones que se obtienen se utilizarán como herramientas para la elaboración de experimentos numéricos, y para verificar que los resultados logrados en los experimentos que se realizan en laboratorio, son consistentes con lo predicho por la teoría. En 2.1 se plantea la teoría fundamental para el análisis en la interacción luz-materia. Se representa la interacción de una señal de luz con una superficie plana metálica en un medio dieléctrico. Así mismo, considerando las condiciones de frontera, se obtiene la expresión para el vector de onda del plasmón para una superficie plana metálica. En la sección 2.2 se describen los métodos experimentales para el estudio de plasmones. En la sección 2.3 se calcula el vector de onda del campo eléctrico evanescente para una rejilla de difracción. Se obtiene la fórmula para el vector de onda del PPS en función del ángulo de incidencia, la longitud de onda de la señal de luz, y de los parámetros físicos de la rejilla.

Marco Teórico.

2.1. Vector de onda del plasmón (k_x) para una superficie de oro.

La teoría fundamental del análisis en la interacción luz materia tiene su punto de partida en las ecuaciones de Maxwell, las cuales en un medio sin cargas libres están dadas por:

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0; \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0; \quad (2)$$

$$\nabla \times \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{B}) = 0; \quad (3)$$

$$\nabla \times \vec{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{D}) = \frac{4\pi}{c} \vec{j}; \quad (4)$$

donde \vec{E} es el campo eléctrico con las componentes (E_x, E_y, E_z) y \vec{H} es el campo magnético con componentes (H_x, H_y, H_z) . Sabemos además que:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}; \quad (5)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}; \quad (6)$$

$$\sigma \vec{E} = \vec{j}. \quad (7)$$

Las variables ϵ y μ son la permitividad eléctrica y la permeabilidad magnética respectivamente del medio en donde se propaga la onda.

Consideraremos un material magnéticamente homogéneo (Maier, 2007) con $\mu = \mu_0$, donde μ_0 es la permeabilidad magnética en el vacío, y $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ donde ϵ_0 es la permitividad eléctrica en el vacío. El valor de la permitividad relativa ϵ_r depende en general de su posición en el espacio, y además utilizamos la relación $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$.

Además, considerando que no existen corrientes, tenemos que:

$$\nabla \cdot \vec{E} = -E \cdot \frac{\nabla \epsilon}{\epsilon}; \quad (8)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0; \quad (9)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{H}); \quad (10)$$

A

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{E}). \quad (11)$$

Representaremos una señal de luz con forma de onda plana:

$$\mathbf{E} = E_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} (\hat{\mathbf{i}} + \hat{\mathbf{k}}). \quad (12)$$

Donde \mathbf{E} es el vector del campo eléctrico, E_0 es la amplitud de la onda, \vec{k} es el vector de onda de la señal de luz, \vec{r} es el vector posición, ω es la frecuencia angular de la onda, y t es la del variable tiempo, $\hat{\mathbf{i}}$ y $\hat{\mathbf{k}}$ son los vectores unitarios en la dirección de los

ejes "x" y "z" respectivamente. En base en las ecuaciones de Maxwell describiremos como interactúa una onda plana con una superficie metálica, considerando que la corriente neta inducida en la superficie es cero. El propósito de esto es describir las ondas evanescentes que se forman en la frontera dieléctrico-metal (eje x) y cuya componente a lo largo del eje z decae exponencialmente.

A continuación consideremos las ecuaciones de los campos magnético y eléctrico que representa una onda plana con polarización TM:

$$\mathbf{H}_2 = (0; H_{y2}; 0) e^{i(k_x x + k_{2z} z - \omega t)}, \quad (13)$$

$$\mathbf{E}_2 = (E_{x2}; 0; E_{z2}) e^{i(k_x x + k_{2z} z - \omega t)}, \quad (14)$$

$$\mathbf{H}_1 = (0; H_{y1}; 0) e^{i(k_x x - k_{1z} z - \omega t)}, \quad (15)$$

$$\mathbf{E}_1 = (E_{x1}; 0; E_{z1}) e^{i(k_x x - k_{1z} z - \omega t)}. \quad (16)$$

Debido a que el vector de onda k_{1z} es una cantidad compleja de la forma $k_{1z} = a + i b$, de las ecuaciones anteriores vemos que el campo eléctrico se extingue en la dirección z en el medio metálico.

Tomemos el valor de la constante dieléctrica del material metálico como una expresión compleja:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon'_1 + i\varepsilon''_1 . \quad (17)$$

Recordemos que el sistema para inducir resonancia de PPS está formado por una superficie plana metálica de permitividad ε_1 en un medio dieléctrico de permitividad ε_2 , y que las condiciones de frontera entre la superficie metálica y aire (dieléctrico) permiten expresar las magnitudes del campo eléctrico en la dirección del eje x de la siguiente manera,

$$E_{x1} = E_{x2} = E_x ; \quad (18)$$

y las del campo magnético en la dirección y como,

$$H_{y1} = H_{y2} = H_y . \quad (19)$$

De las condiciones de frontera se conoce que $k_{1x} = k_{2x} = k_x$. Con base a la ecuación de Maxwell (11) y las expresiones de los campos \vec{E} y \vec{H} dadas por las ecuaciones (13), (14), (15), y (16) derivamos la relación de dispersión para una onda plana con polarización TM:

$$k_{1z} H_y = -\frac{\omega}{c} \varepsilon_1 E_x ; \quad (20)$$

$$k_x H_y = -\frac{\omega}{c} \varepsilon_1 E_{z1} ; \quad (21)$$

$$k_{2z} H_y = \frac{\omega}{c} \varepsilon_2 E_x ; \quad (22)$$

$$k_x H_y = -\frac{\omega}{c} \varepsilon_2 E_{z2}. \quad (23)$$

De las expresiones para k_{1z} y k_{2z} se obtiene la siguiente fórmula:

$$\frac{k_{1z}}{\varepsilon_1} + \frac{k_{2z}}{\varepsilon_2} = 0. \quad (24)$$

Así mismo, aplicando la ecuación de Maxwell (11) a los campos \vec{E} y \vec{H} para la misma onda plana con polarización TM, tenemos:

$$-k_x E_{1z} + k_{1z} E_x = \frac{\omega}{c} H_y; \quad (25)$$

$$-k_x E_{2z} - k_{2z} E_x = \frac{\omega}{c} H_y. \quad (26)$$

Expresamos las ecuaciones (22), (23) y (26) en la siguiente forma:

$$\varepsilon_1 \left(\frac{w}{c}\right)^2 = k_x^2 + k_{1z}^2; \quad r \quad (27)$$

$$\varepsilon_2 \left(\frac{w}{c}\right)^2 = k_x^2 + k_{2z}^2. \quad (28)$$

Debido a que la constante dieléctrica ε_2 es real, podemos expresar las k_x como un número complejo de la forma $k_x = k'_x + ik''_x$, en donde

$$k'_x = \frac{w}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon'_1 \varepsilon_2}{\varepsilon'_1 + \varepsilon_2}}, \quad (29)$$

y

$$k_x'' = \frac{w}{c} \left[\frac{\varepsilon_1' \varepsilon_2}{\varepsilon_1' + \varepsilon_2} \right]^{3/2} \frac{\varepsilon_1''}{(2\varepsilon_1')^2}. \quad (30)$$

El vector de onda encontrado es una expresión general para calcular el vector de onda del plasmón polaritón, definido por la siguiente ecuación:

$$\text{Re}[k_x] = k_x' = \frac{w}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1' \varepsilon_2}{\varepsilon_1' + \varepsilon_2}}; \quad (31)$$

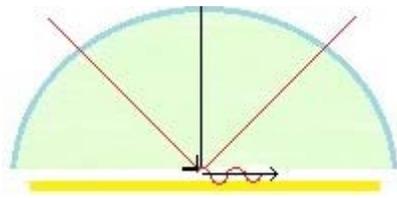
donde

$$k_x = 2\pi/\lambda_p. \quad (32)$$

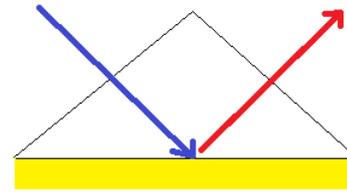
En esta tesis se propone el uso de una rejilla de difracción de oro inmersa en aire como método para la excitación de plasmones. En las secciones siguientes se describirán los métodos conocidos para el estudio de plasmones, y se definirán los parámetros que intervienen en un experimento para inducir PPS. Utilizando la ecuación (31) que permite calcular el valor de la longitud de onda del plasmón, es factible determinar las condiciones técnicas precisas para el desarrollo de experimentos numéricos, y la medición de PPS en laboratorio.

2.2 Métodos experimentales para el estudio de plasmones.

Entre los experimentos realizados para el estudio de plasmones de superficie sobresalen aquellos desarrollados por Otto (1968), y Kretschmann y Raether (1968). Estas configuraciones se pueden observar en la figura 2(a) y 2(b). Sus experimentos se basaron en la reflexión interna total atenuada, y son modeladas matemáticamente usando las expresiones de los coeficientes de reflexión de Fresnel. En la figura 2(a) se observa la configuración de Otto en la cual el prisma se encuentra ligeramente separado de la película metálica por un espacio de aire. En la figura 2(b) puede observarse la configuración de Kretschmann conformado por un prisma y una película delgada de oro. Para evitar un espacio entre el material del prisma y la película delgada de oro, ésta puede depositarse directamente en la base, o bien, también puede acoplarse la película delgada mediante un aceite con índice de refracción igual al del prisma. En la reflexión interna total, una señal de luz viaja de un medio con índice de refracción mayor a un medio con un índice de refracción menor. Con base en la ley de refracción de la luz, a partir de un ángulo “crítico” ocurre la reflexión interna total. Los plasmones polaritones de superficie son ondas electromagnéticas con polarización TM, y se conducen por una interfaz que divide dos medios. Uno de ellos un dieléctrico con constante positiva, y el otro un medio con constante dieléctrica compleja con parte real negativa. Los plasmones polaritones de superficie se denominan de superficie pues su energía se encuentra en la interfaz.



a) Configuración de Otto.



b) Configuración de Kretschmann y Raether.

Figura 2. En la figura (a) observamos la configuración de Otto (1968), la cual consiste de un prisma, un pequeño espacio de aire y una película delgada de oro. Esta configuración se utiliza por lo general cuando no se desea el contacto del prisma con la película de oro. Esta configuración se prefiere cuando se desea medir la calidad de la película metálica. Por otro lado, en la figura (b), la configuración de Kretschmann y Raether (1968) utiliza un prisma con una película de oro depositada directamente en su base. Los plasmones de superficie son ondas electromagnéticas con polarización p , que se propagan a lo largo de una interfaz que separa dos medios, siendo uno de ellos un dieléctrico con constante positiva y el otro medio metálico con constante dieléctrica compleja, cuya parte real es negativa.

Un tercer método para inducir la excitación de PPS es el uso de una rejilla de difracción (Raether, 1988). El uso de esta componente óptica permite sumar al vector de onda de la señal de luz incidente, el vector de onda de la rejilla ($k_g = 2\pi/\Lambda$) facilitando la inducción del fenómeno de PPS, siempre que la rejilla sea metálica. La señal de luz incidente en la superficie de la rejilla es difractada aumentando o disminuyendo el vector de onda en múltiplos enteros del vector de onda de la rejilla, donde Λ es el periodo espacial de la rejilla. En la figura 3 se puede observar el perfil rectangular de una rejilla de difracción con índice de refracción n_m . La señal de luz incide en el medio dieléctrico-metal. El medio dieléctrico tiene un índice de refracción n_a . Bajo ciertas condiciones, la proyección del vector de onda del haz difractado sobre la interfaz dieléctrico-

metal inducirá una onda evanescente, condición necesaria para inducir la excitación de plasmones.

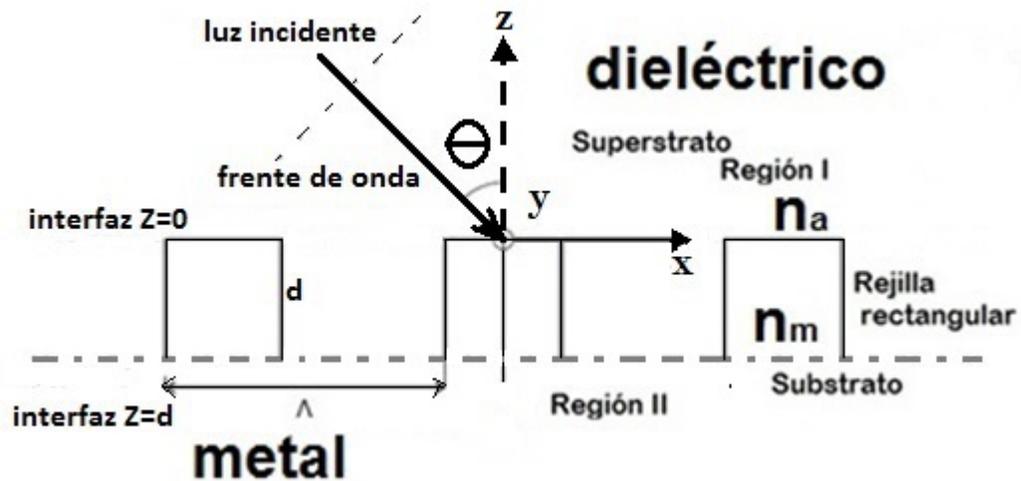


Figura 3. Rejilla de difracción metálica ($k_g = 2\pi/\Lambda$). La rejilla de difracción metálica es uno de los métodos utilizados para inducir excitación de PPS. Esta configuración cumple con la condición definida en el marco teórico, al contar con dos medios, uno metálico con constante dieléctrica compleja, cuya parte real es negativa. Y un medio dieléctrico con constante positiva. Obsérvese la señal de luz cuyo ángulo de incidencia puede variarse para sintonizar el ángulo de resonancia de los PPS.

2.3 Vector de onda del campo eléctrico evanescente (k_{pps}) para una rejilla de difracción.

Se ha mencionado que para lograr la resonancia de plasmones se requieren condiciones precisas de iluminación en un medio dieléctrico-metal, así como determinados valores en las constantes dieléctricas en una rejilla de difracción. A continuación se plantean estas condiciones. La señal de luz es controlada con el polarizador lineal para lograr un campo eléctrico con polarización p paralelo al plano de incidencia. El plano de incidencia es perpendicular a la superficie y al perfil rectangular de la rejilla de difracción, tal como se muestra en la figura 4.

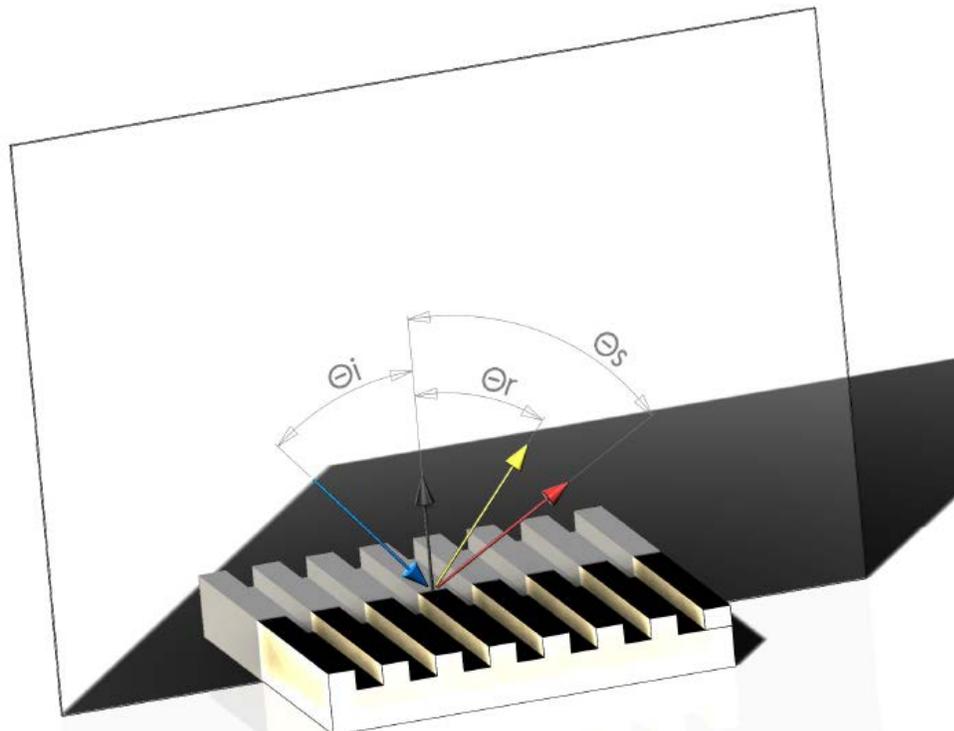


Figura 4. Esquema de iluminación para una rejilla de difracción mostrando el plano de incidencia, y los ángulos de los rayos incidente (θ_i), reflejado (θ_r), y difractado (θ_s).

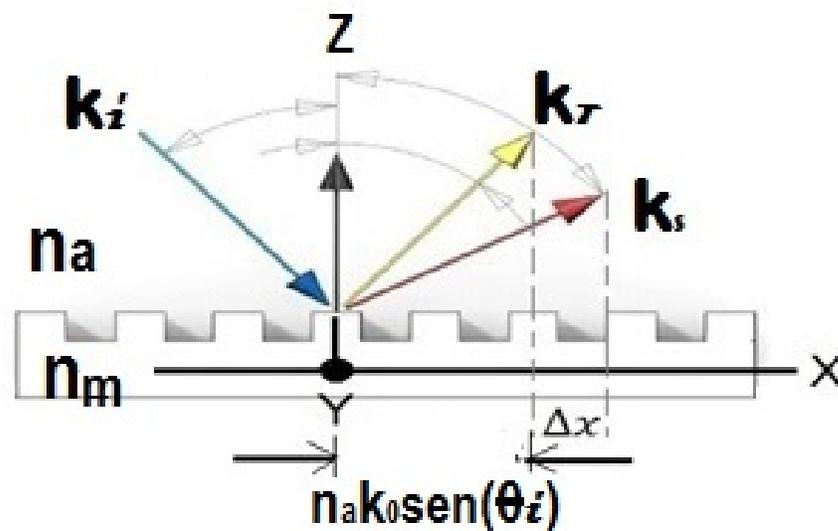


Figura 5. Vista lateral del esquema de iluminación en una rejilla de difracción metálica con los rayos incidente (θ_i), reflejado (θ_r) y difractado (θ_s). Se observa la proyección en el eje x del vector de onda del haz de luz difractado a un ángulo (θ_s).

De acuerdo a las condiciones de iluminación de la rejilla de difracción que aparecen en las figuras 4 y 5 tenemos las expresiones para los vectores de onda \vec{k}_i , \vec{k}_r , y \vec{k}_s ;

$$\vec{k}_i = |\vec{k}_i| \sin \theta_i \hat{i} - |k_i| \cos \theta_i \hat{k}; \quad (33)$$

$$\vec{k}_r = |\vec{k}_r| \sin \theta_r \hat{i} + |k_r| \cos \theta_r \hat{k}; \quad (34)$$

$$\vec{k}_s = |\vec{k}_s| \sin \theta_s \hat{i} + |k_s| \cos \theta_s \hat{k}. \quad (35)$$

Sabemos también que $k_{xi} = k_{xr} = k_{xt} = n_a k_0 \sin \theta_i$, y que $|\theta_i| = |\theta_r|$, por lo que reescribimos las expresiones en función de los datos conocidos (n_a, k_0, θ_i) :

$$\vec{k}_i = n_a k_0 \sin \theta_i \hat{i} - n_a k_0 \cos \theta_i \hat{k}; \quad (36)$$

$$\vec{k}_r = n_a k_0 \sin(-\theta_i) \hat{i} + n_a k_0 \cos(-\theta_i) \hat{k}; \quad (37)$$

$$\vec{k}_s = n_a k_0 \sin \theta_s \hat{i} + n_a k_0 \cos \theta_s \hat{k}. \quad (38)$$

Además, de la figura 5, expresamos la componente en x del vector de onda del haz difractado como:

$$k_{sx} = n_a k_0 \sin \theta_i + \Delta x. \quad (39)$$

Para encontrar la diferencia Δx de la proyección en x de los vectores de onda del haz reflejado y del haz difractado tenemos la expresión:

$$[(\vec{k}_s - \vec{k}_r) \cdot \hat{i}] \hat{i} = [n_a k_0 \sin \theta_s - n_a k_0 \sin(-\theta_i)] \hat{i}. \quad (40)$$

De donde identificamos Δx como:

$$\Delta x = n_a \frac{2\pi}{\lambda_0} \{ \sin \theta_s + \sin \theta_i \}. \quad (41)$$

De la ecuación para la rejilla de difracción tenemos:

$$(\sin \theta_i + \sin \theta_s) = n \lambda / \Lambda. \quad (42)$$

Sustituyendo en Δx tenemos:

$$\Delta x = n_a \frac{2\pi}{\lambda_0} \{n \lambda / \Lambda\}, \quad (43)$$

de donde finalmente tenemos la expresión,

$$\Delta x = n k_g. \quad (44)$$

Hemos usado la relación $\lambda/\lambda_0 = \frac{1}{n_a}$, y el vector de onda de la rejilla lo expresamos como $k_g = \frac{2\pi}{\Lambda}$. Por lo que la expresión para el vector de onda (k_{sx}) de la ecuación (39) se expresa de la siguiente forma:

$$k_{pps} = n_a k_o \sin \theta_i + n k_g. \quad (45)$$

Esta fórmula nos proporciona el valor del vector de onda del plasmón polaritón de superficie que podemos lograr utilizando la técnica de la rejilla de difracción metálica, en virtud de la proyección del haz difractado sobre la frontera entre los dos medios metal-dieléctrico.

En los trabajos experimentales citados por la literatura científica (Raether, 1988; Maier, 2007; Shalaev y Kawata, 2007; Hutley y Maystre, 1976), para excitación de PPS mediante la técnica de la rejilla de difracción y realizados en el espectro infrarrojo-visible, se precisa el uso de fuentes de luz con longitudes de onda mayores que el periodo espacial de la propia rejilla. Hutley (1976) y Raether (1988), entre otros autores, proponen de forma sistemática en sus experimentos, el uso de fuentes de luz cuya longitud de onda es mayor que el periodo espacial de la rejilla de difracción utilizada. Esta condición implica que los ángulos de los órdenes difractados son mayores a 90^0 . Esto es, el 100% de la energía lumínica difractada se acopla al intersticio metal-dieléctrico. Si bien Shalaev y Kawata (2007) justifican esta condición como necesaria para confinar la luz en la superficie y así aprovechar la totalidad de la energía luminosa en eventuales aplicaciones nanofónicas, tales como circuitos plasmónicos, en otras aplicaciones como en el diseño de sensores, no se requiere confinar toda la energía luminosa en la superficie, tal como sucede en las configuraciones de Otto (1968) y Kretschmann y Raether (1968). Por lo tanto, si en un experimento de excitación de PPS la técnica utilizada permite medir indirectamente la absorción de energía en la señal reflejada, podríamos prescindir del uso de técnicas costosas para la fabricación de las rejillas (interferometría, microscopio electrónico de barrido), así como del uso de equipo costoso para llevar a cabo las mediciones en las variaciones de la intensidad de la señal de luz dentro de la frontera de la superficie.

Se propone en esta investigación ampliar el dominio de las condiciones para inducir resonancia plasmónica, extendiendo la condición $\lambda/\Lambda > 1$ a situaciones donde $\lambda/\Lambda < 1$. De esta manera, los ángulos de los órdenes de difracción puedan ser menores a 90° , lo cual se traduce en condiciones técnicas más sencillas en el diseño del experimento para alcanzar la excitación de PPS. Otra de las ventajas que ofrece este método es el uso de equipo menos costoso en el proceso de foto detección de las variaciones de intensidad en los órdenes de difracción, al realizar evaluaciones de fotometría fuera de los límites de la interfaz metal-dieléctrico. Se busca con este trabajo, contar con una alternativa experimental que permita reducir los costos asociados al experimento de excitación de PPS.

Capítulo 3.

Resultados.

En el presente capítulo aplicaremos la ecuación (45) para condiciones y parámetros específicos, en preparación para la realización de la parte experimental, utilizando un sistema óptico basado en una rejilla de difracción metálica. Así mismo, se presentan los resultados logrados en el laboratorio reproduciendo los parámetros numéricos definidos en el capítulo 2 en condiciones experimentales..

3.1 Cálculo del vector de onda para una superficie plana de oro.

Se calcula el vector de onda para una superficie plana de oro, a partir de la ecuación:

$$k = \text{Re}(k'_x + ik''_x), \quad (46)$$

con $k = 2\pi/\lambda_p$.

En el presente trabajo se propone el método de la rejilla de difracción con el fin de excitar PPS. Como se puede observar en las figuras 4 y 5, al variar el ángulo de incidencia de la señal de luz, los vectores de onda reflejado y difractado cambian, lo que permite

sintonizar el ángulo resonante. Previo a este experimento, se requiere conocer el valor numérico del vector de onda para una superficie plana de oro.

Calculamos el valor del vector de onda del plasma de electrones para el material con el que está elaborada la rejilla de difracción, bajo las condiciones establecidas teóricamente para el acoplamiento de fotones.

Sabemos que el sistema involucra dos medios, dieléctrico (aire, n_2) – metal (oro, n_1), y que la permitividad eléctrica ϵ_2 es una cantidad real (aire). Aplicamos primero la fórmula (29) para calcular el valor del plasmón polaritón para el material (oro).

Constantes dieléctricas	Valores
ϵ'_1	-11.693
ϵ'_2	1.252
N	0.1828
K	3.4244

Tabla 1. Tabla de las constantes dieléctricas del oro (Rakić et al., 1998). ϵ'_1 es la parte real de la permitividad eléctrica, ϵ'_2 es la parte imaginaria de la permitividad eléctrica. La permitividad dieléctrica no tiene dimensiones. Es una medida de la reducción de la fuerza de Coulomb entre dos cargas eléctricas en un material. N y K son la parte real e imaginaria respectivamente del índice de refracción de un material. Ambos son adimensionales. N es la velocidad de fase cuando una onda electromagnética penetra en un material. K es llamado coeficiente de extinción, y es una medida de la atenuación que sufre una onda electromagnética en el material. El vector de onda de un plasmón polaritón es real, por lo que solamente se toma el valor de ϵ'_1 . ($\epsilon_1 = \epsilon'_1$).

Conocemos que $k_o = \frac{w}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_o}$, $\lambda_o = 650 \text{ nm}$, $n_a = 1.0002763$ (aire) (Peck y Reeder, 1972). Además, sustituyendo ϵ_2 por n_a^2 , con los datos de la tabla 1 para el oro y aplicando la ecuación (29) tenemos que el vector de onda para una superficie de oro tiene un valor de:

$$k_{\text{plasmón}} = 0.010111382489459 \times 10^9 \text{ m}^{-1},$$

por lo que la longitud de onda del plasmón para la superficie de oro utilizada en el experimento es:

$$\lambda_p = 621.3967285 \text{ nm}.$$

Conocer el valor de la longitud de onda del plasmón es importante para definir las condiciones óptimas experimentales para inducir PPS. Dicha información permite elegir la fuente apropiada de luz para elaborar los experimentos, tanto numéricos como de laboratorio.

3.1.1 Ensayo numérico para resonancia de plasmones mediante el uso de rejilla de difracción metálica.

Hasta este punto, solamente hemos calculado el vector de onda del plasmón polaritón para una superficie de oro, la cual interactúa con una señal de luz con longitud de onda de 650 nm . Así mismo, hemos elegido el método de la rejilla de difracción metálica para llevar a cabo nuestro experimento numérico. A continuación utilizaremos la ecuación (45), sustituyendo los datos correspondientes a las condiciones experimentales que se presentan a continuación:

a) $n_a = 1.0002763$ (aire),

b) $\lambda_o = 650 \text{ nm}$ (fuente de luz monocromática),

c) $k_o = \frac{2\pi}{\lambda_o} = 0.009666431 \times 10^9 \text{ m}^{-1}$,

d) $n = +1$ (orden de difracción),

e) $\Lambda = 833.33 \text{ nm}$ (1200 líneas/mm),

f) $k_g = \frac{2\pi}{\Lambda} = 0.007539816 \times 10^9 \text{ m}^{-1}$ (vector de onda de la rejilla).

Entonces, tenemos que la expresión para el vector de onda del plasmón polaritón de superficie para una rejilla de difracción es:

$$k_{pps} = 1.0002763 * 0.009666431 * \sin \theta_i + 0.007539816,$$

donde el ángulo de incidencia puede tomar valores en $0 \leq \theta_i \leq \pi/2$.

Para el sistema formado por una rejilla de difracción (oro) y un dieléctrico (aire) tenemos los valores exactos de sus vectores de onda. Ambos parámetros son proporcionales a la frecuencia angular (ω) a través de la velocidad de la luz. Con base en lo anterior, asumimos que, para el sistema formado por una rejilla de difracción con una frontera dieléctrica, es factible lograr la condición de resonancia mediante la sintonización del vector de onda k_{pps} . Lo anterior es posible mediante la variación de θ_i , lo que permite que k_{pps} alcance valores muy cercanos a k_x .

En virtud de lo anterior, se simula un proceso de sintonización para k_{pps} barriendo el ángulo θ_i con un intervalo de lectura de 0.5° , la cual es la única variable definida para el experimento numérico. Una vez realizados los cálculos numéricos en el intervalo $0 \leq \theta_i \leq \pi/2$ se encuentra (ver figura 6) que k_{pps} toma un valor muy cercano a $k_{plasmón}$ en 15.5° . Se pueden observar en la figura 6, dos gráficas mostrando el comportamiento de las curvas k_{pps} vs θ_i y $|k_{pps} - k_{plasmón}| + k_{pps}$ vs θ_i .

Este artificio gráfico permite visualizar la convergencia de los valores k_{pps} y $k_{plasmón}$ i.e. la resonancia ocurre cuando,

$$k_{pps} - k_{plasmón} = 0. \quad (47)$$

Dado que $k_{plasmón}$ es una constante, se ensayan los valores de k_{pps} mediante un barrido de todos los valores posibles en el intervalo $0 \leq \theta_i \leq \pi/2$. Es factible confirmar la validez de la ecuación (47) para un ángulo específico: el ángulo de resonancia θ_R , mismo que podemos expresar como;

$$\theta_R = \sin^{-1} \left\{ \frac{(k'_x - mk_g)}{n_a k_0} \right\}, \quad (48)$$

donde m es el orden de difracción.

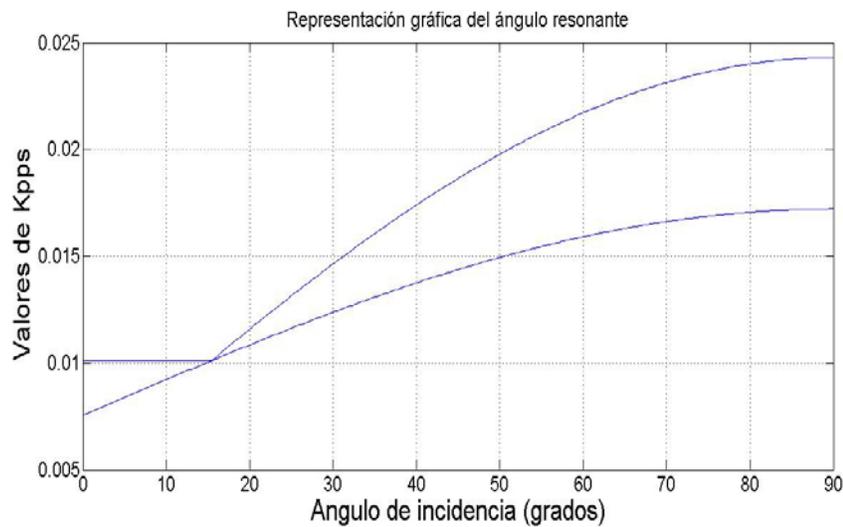


Figura 6. Curvas para k_{pps} vs θ_i , y $|k_{pps} - k_{plasmón}| + k_{pps}$ vs θ_i . Obsérvese el punto de convergencia en el ángulo 15.5° , lo que indica que es factible obtener la resonancia de plasmones.

En virtud de los resultados numéricos, sabemos que es factible encontrar experimentalmente en el laboratorio resonancia de plasmones. Estas ocurren en las condiciones especificadas previamente, en especial bajo la condición $\Lambda > \lambda_0$.

3.2 El sistema óptico para excitación de PPS por el método de la rejilla de difracción metálica.

En la presente tesis se propone un arreglo óptico conformado por una rejilla de difracción con perfil rectangular de 1200 líneas/mm, y una fuente de luz monocromática que consiste de diodo láser, $\lambda = 650 \text{ nm}$. La superficie se compone de dos medios con índices de refracción n_1 y n_2 . Como se muestra en la figura 7, observamos los rayos incidente, transmitido y reflejado.

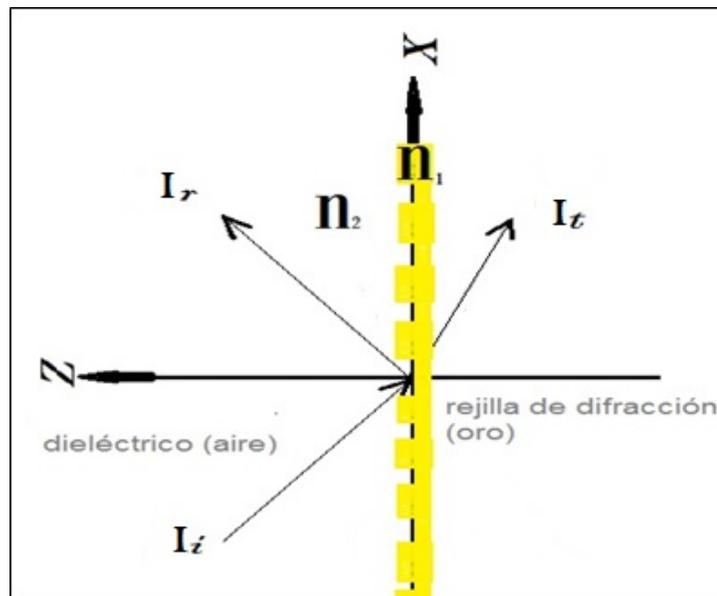


Figura 7. Vista del perfil rectangular de la superficie señalando los rayos incidente, reflejado y transmitido de un sistema para excitar PPS.

Se muestra en la figura 8 el diagrama esquemático del arreglo experimental utilizado para inducir resonancia de PPS según las condiciones definidas en la sección anterior. Al ampliar el dominio a condiciones donde $\Lambda > \lambda_0$, los ángulos de los órdenes difractados pueden medirse en el campo lejano, fuera de la frontera de la superficie metálica. El prototipo diseñado en funcionamiento se observa en la figura 8. El prototipo está compuesto por un diodo láser (1), un polarizador lineal (2), un sistema de foto detección (3), una plataforma giratoria de precisión (4), y una rejilla de difracción de oro (5). El diodo láser, la rejilla de difracción y el polarizador lineal se encuentran posicionados en ensambles de monturas diseñadas en Solidworks y fabricadas mediante impresión 3D, cuyos detalles se incluyen más adelante en las subsecciones 3.2.1, 3.2.2, 3.2.3. Los ensambles de monturas de los tres componentes ópticos tienen tres grados de libertad para facilitar su alineación óptica (patentes en trámite, ver anexos 2, 3 y 4).

Obsérvese sobre la mesa de pruebas de la figura 8, que el diodo láser (1) y el polarizador lineal (2) permiten iluminar la rejilla con una señal de luz con polarización p paralela al plano de incidencia. La rejilla de difracción metálica se identifica con el número (5).

La rejilla se encuentra montada en una plataforma de rotación (4) que gira en contra de las manecillas del reloj. La línea color negro es la normal a la superficie de la rejilla, y la línea color azul es el haz reflejado (orden cero). Obsérvese también en rojo el orden difractado (+1) siendo analizado por el foto detector (3). Se destaca que los valores que toma el vector de onda (k_{pps}) dependen del ángulo de incidencia controlado por la mesa de rotación. En el arreglo óptico, el diodo láser permanece fijo.

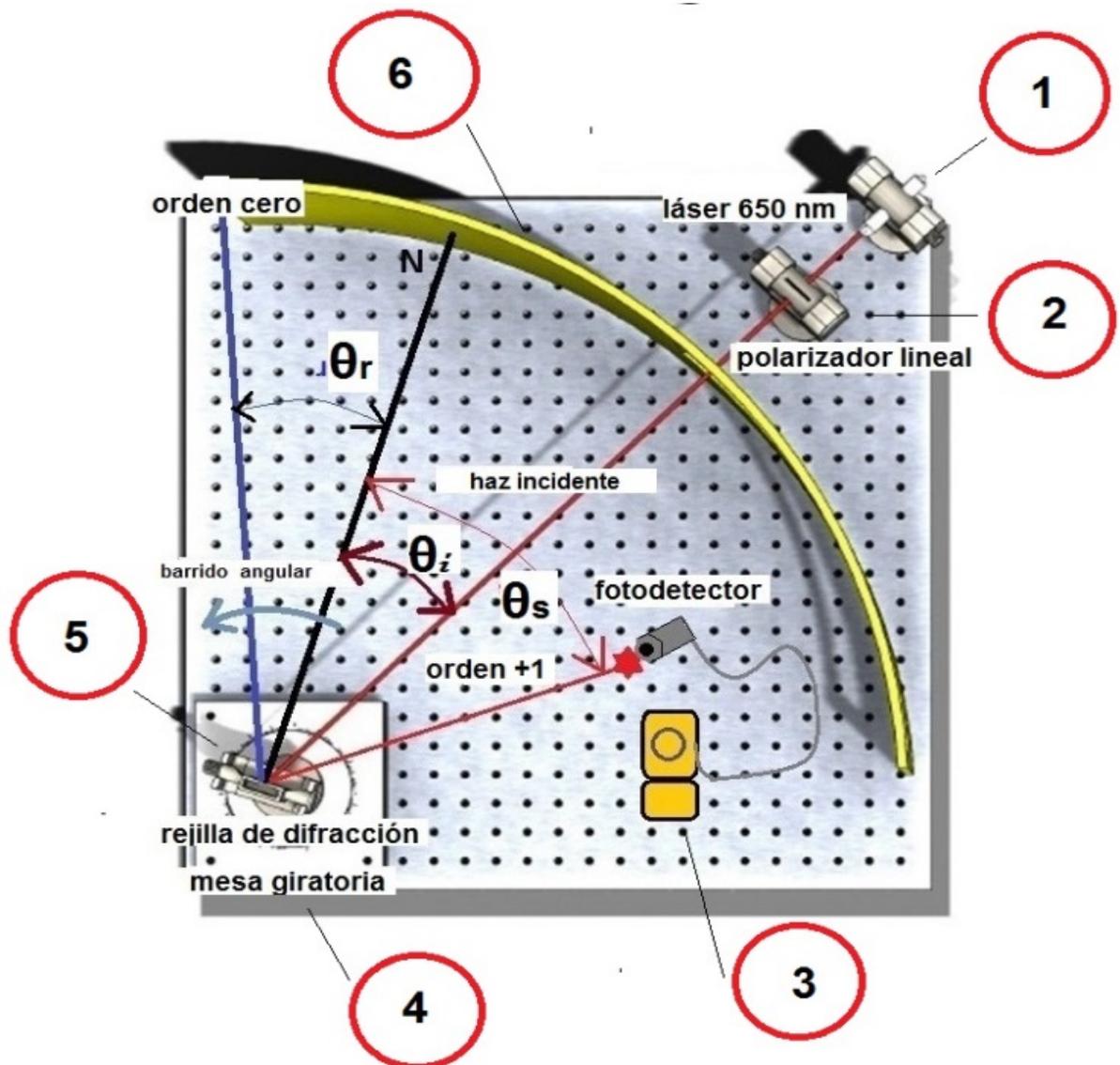


Figura 8. Diagrama esquemático del aparato utilizado para medir las variaciones de la intensidad de luz en superficies metálicas con perfil rectangular (*patente en trámite*).

En la figura 9 se observa un diagrama conteniendo información precisa de la rejilla

utilizada en los experimentos del presente trabajo. Es una componente óptica con 1200 líneas por milímetro (833.33 nm) sobre una placa de vidrio ($30 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$) con perfil rectangular. También pueden observarse los ángulos incidente, reflejado y difractado, así como la línea normal a la superficie.

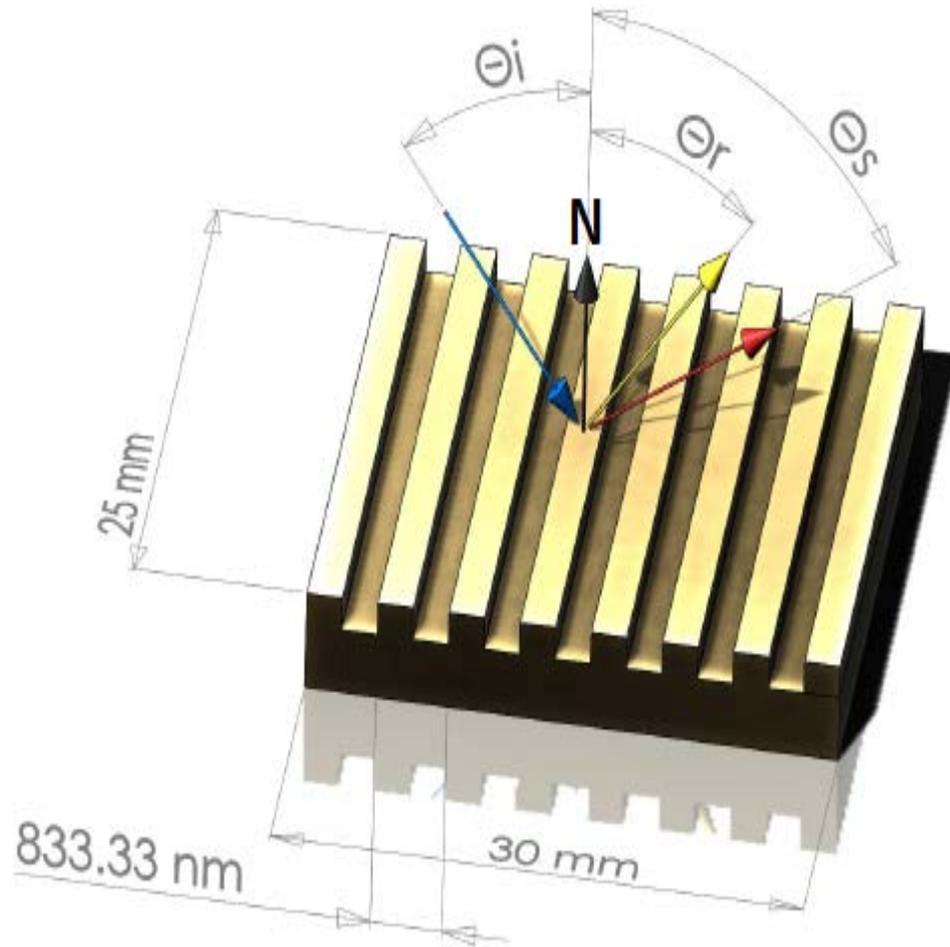


Figura 9. Diagrama de la rejilla de difracción de oro con perfil rectangular y 1200 líneas por milímetro ($\Lambda=833.33 \text{ nm}$) utilizada en los experimentos para inducir resonancia de PPS.

En las figuras 10 y 11 se muestra una vista superior del sistema óptico utilizado para excitar plasmones. La rejilla se encuentra fija en un ensamble de monturas sobre una mesa de rotación. El diodo láser permanece fijo. Al rotar la mesa en contra de las manecillas del reloj, la normal a la superficie rota en el mismo sentido, y se toma como referencia el orden cero (componente directa), sobre la pantalla, para registrar en las mediciones la posición angular versus la intensidad de la señal difractada (orden +1).

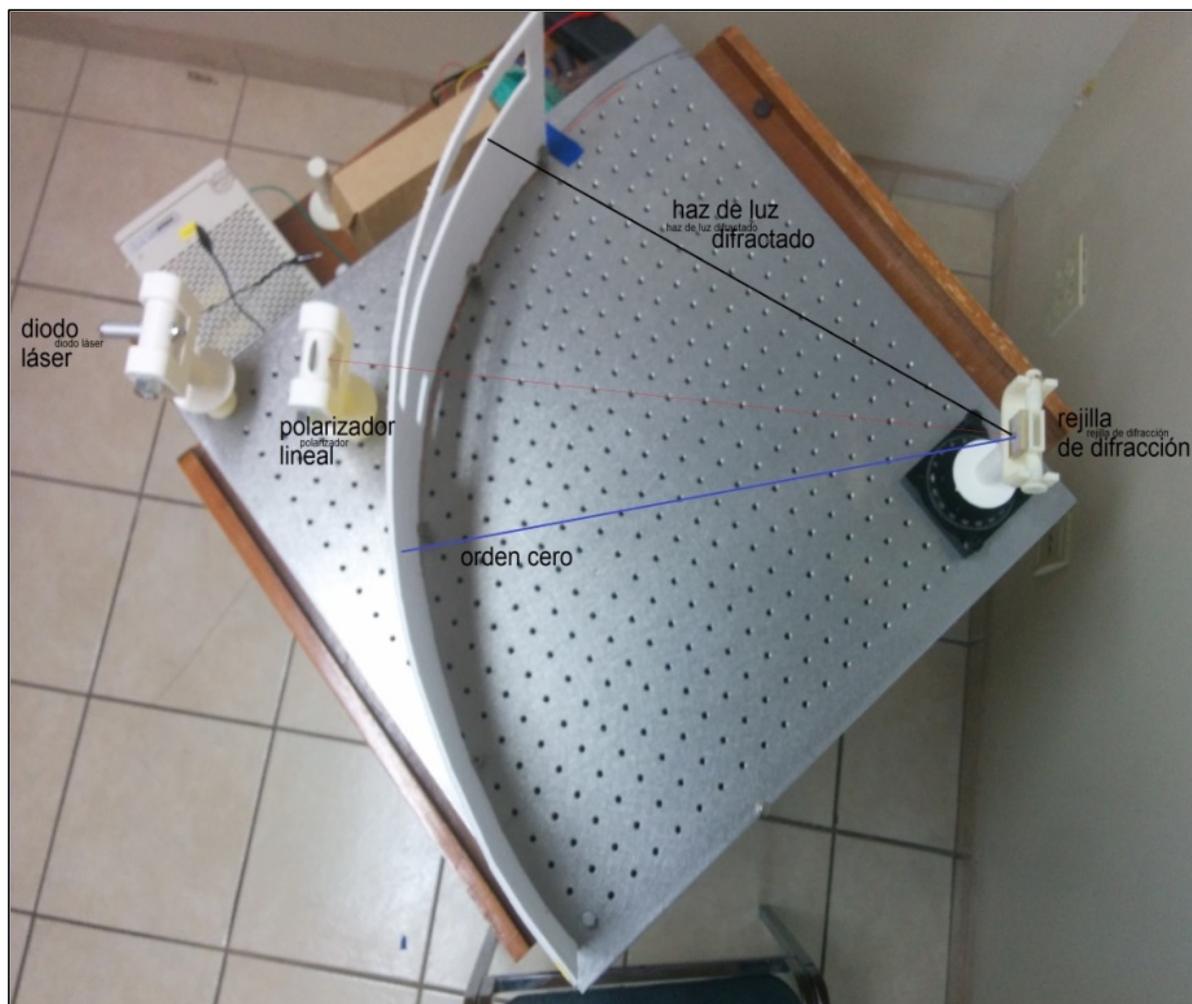


Figura 10. Vista superior del arreglo óptico con diodo láser ($\lambda_0 = 650 \text{ nm}$), rejilla de difracción de oro con 1200 líneas por milímetro (833.33 nm), y polarizador lineal.

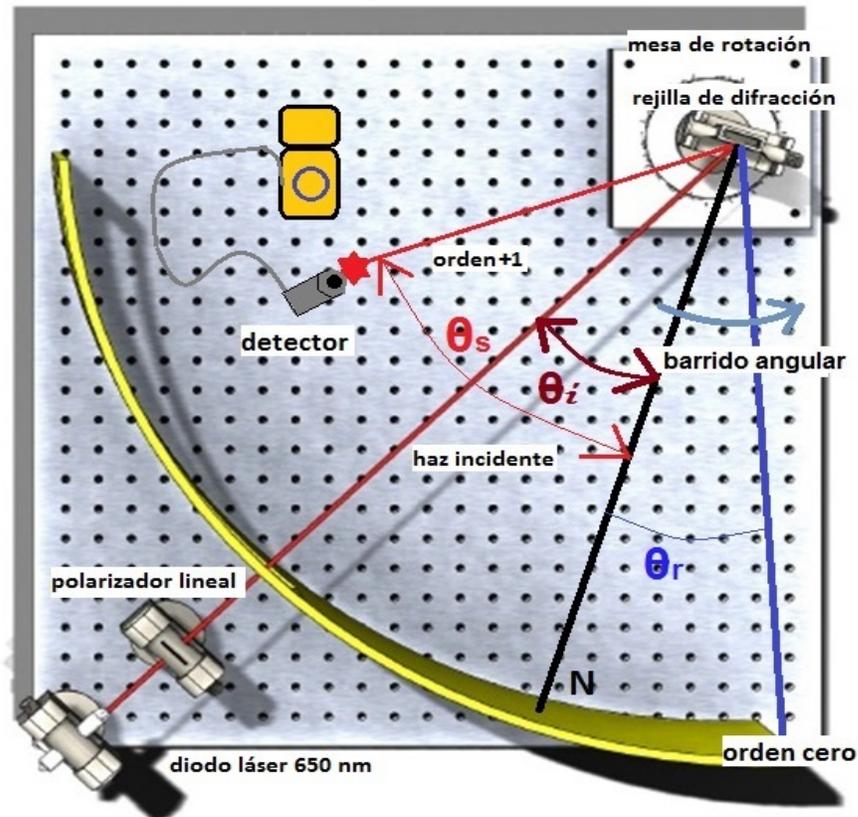


Figura 11. Diagrama del aparato diseñado en solidworks, e impreso en 3D en polímero.

El ángulo de incidencia se controla al girar la rejilla (4) en contra de las manecillas del reloj. Al permanecer fijo el haz incidente, la normal a la superficie gira también en contra de las manecillas del reloj, siendo la línea color negro el eje de referencia para medir los ángulos incidente, reflejado y difractado. El ángulo reflejado θ_r se indica en la figura 10 con línea color azul, y la normal con línea color negro.

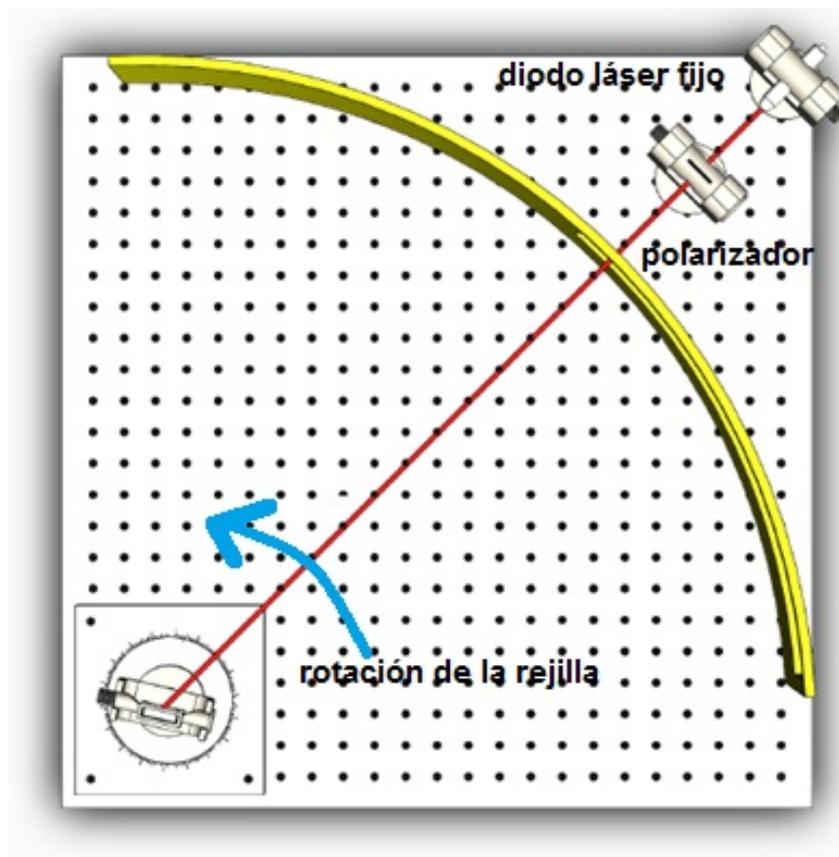


Figura 12. Vista superior de aparato para medición de variaciones en la intensidad de luz en órdenes de difracción, mostrando detalle del barrido del ángulo incidente rayo láser fijo-en la rejilla de difracción que se encuentra girando en el plano de incidencia X-Y.

El haz reflejado también puede identificarse como orden cero o componente directa. El ángulo de incidencia θ_i se indica en la figura 8 entre la normal y el rayo incidente procedente del diodo láser (1). El ángulo difractado θ_s se indica en la figura 8 entre la normal y el haz difractado (orden +1). Obsérvese en la figura 8 que a efecto de medir las variaciones en la intensidad de luz, se utiliza un fotodetector (3) controlado manualmente. En la misma figura, la pantalla (6) que aparece delimitando la región en la

mesa de pruebas tiene una curvatura con radio constante con el fin de visualizar la posición de los rayos reflejado y difractado. La mesa de rotación tiene graduación angular, lo que permite controlar y medir el ángulo reflejado ($\theta_i = \theta_r$) y realizar mediciones en la intensidad de luz para posiciones angulares equidistantes, como se muestra en la pantalla de la figura 11.

En la figura 13 se puede observar la ventana a través de la cual el diodo láser ilumina la rejilla de difracción.

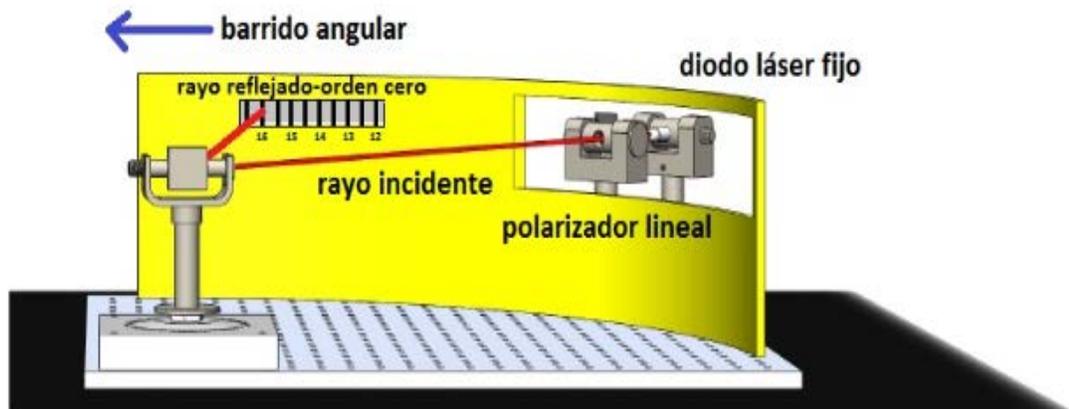


Figura 13. En esta imagen se puede apreciar detalle del rayo de luz (en color rojo) iluminando a través de una ventana de la pantalla (en amarillo) la rejilla de difracción de oro, montada en una mesa de rotación. A su vez, se observa el rayo reflejado (orden cero) incidiendo en la pantalla con una sección graduada para medir su posición angular.

3.2.1 Monturas

Montura altazimutal para rejilla de difracción.

En la figura 14 se observa un ensamble de monturas diseñado en Solidworks e impresos en 3D en material de polímero. Este ensamble de monturas con tres grados de libertad de movimiento pueden ajustar su altura, rotar en el plano $x - z$, y ajustar su posición angular con respecto al eje del perno porta rejilla. El ensamble de monturas altazimutal permite alinear la rejilla con el diodo láser y al posicionarse sobre una mesa de rotación realiza de forma manual un barrido angular, manteniendo el haz de luz láser fijo.

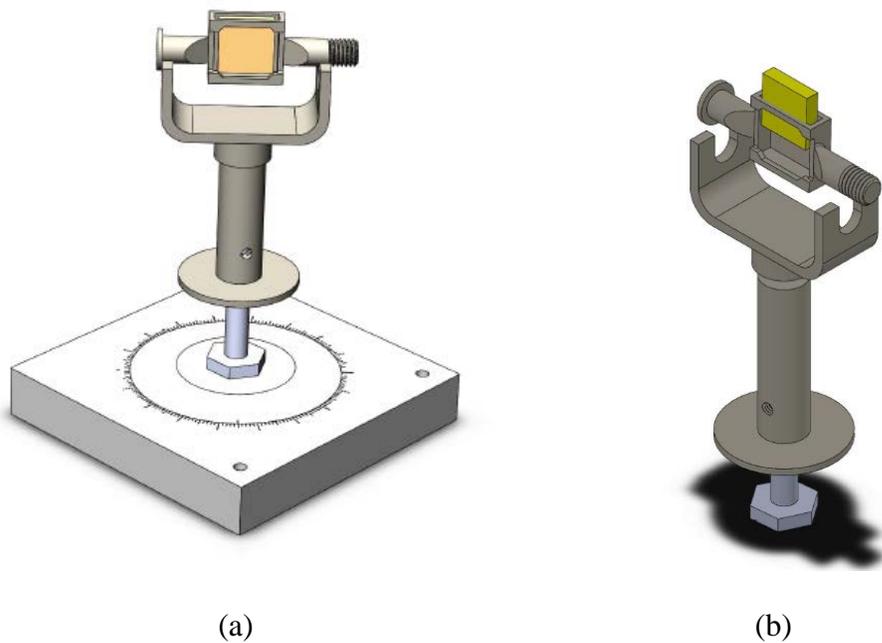


Figura 14. (a) Vista frontal del ensamble de monturas para rejilla de difracción montada en mesa de precisión con movimiento angular. (b) Vista posterior de ensamble de monturas para rejilla. La rejilla se asegura sobre un perno con movimiento angular.

Montura altazimutal para diodo láser.

En las figuras 15 y 16 se observa un ensamble de monturas para el diodo láser. Este ensamble facilita la alineación del diodo láser con la rejilla de difracción. Se observa en la figura 16 el ensamble donde se aprecian las distintas partes, (1) vástago con forma cilíndrica adicionado con un imán en su base circular, (2) pieza con forma cilíndrica con hueco para ensamblarse en vástago con libertad de movimiento vertical (eje Z) y desplazamiento angular (plano X, Y), (3) pieza base para perno para ser ensamblada sobre la pieza hueca cilíndrica (2). La pieza (4) es un perno con barreno para fijar el diodo láser con libertad de rotación e inserta en la pieza (3). El diodo láser con armadura de aluminio se identifica como la pieza (5).



Figura 15. Montura altazimutal para alineación de diodo láser.

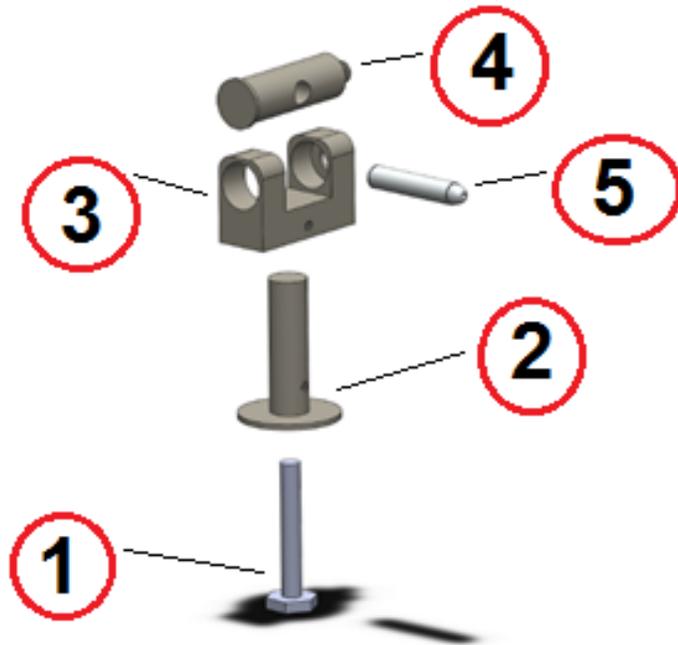
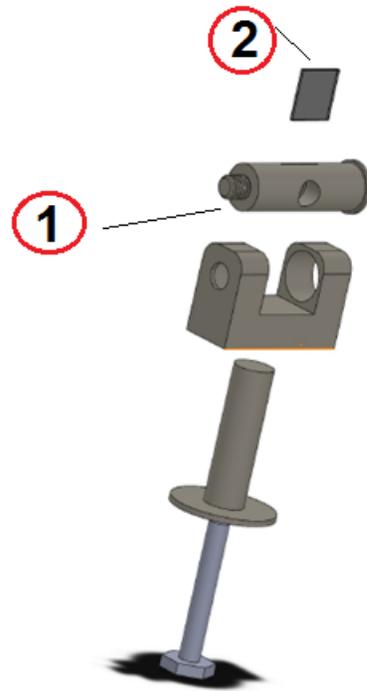


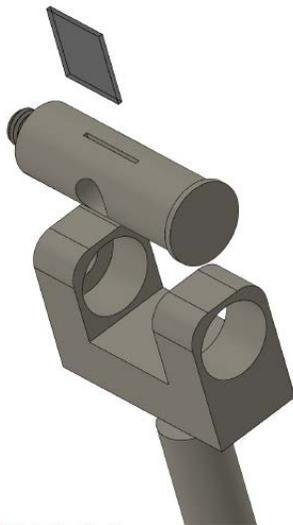
Figura 16. Ensamble de monturas con movimiento altazimutal para diodo láser.

Montura altazimutal para polarizador lineal.

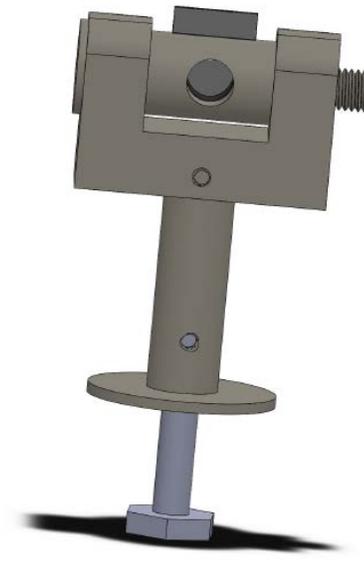
En la figura 17 se puede observar un ensamble altazimutal con tres grados de libertad para el polarizador lineal. Esta componente tiene una variación en el perno (1). Su diseño incorpora una ranura que permite colocar y alinear el polarizador.



(a)



(b)



(c)

Figura 17. (a) Perno con barreno (1) y ranura y para fijar polarizador y (2) polarizador lineal. (b) Vista superior de ensamble de monturas para polarizador lineal. Obsérvese la ranura para fijar polarizador, perno con barreno para controlar la polarización de la señal láser. (c) Polarizador montado en ensamble altazimutal.

3.3 Resonancia de plasmones mediante el uso de una rejilla de difracción metálica: Resultados experimentales.

El prototipo óptico fabricado en el presente trabajo resulta ser muy flexible en el manejo, modificación e intercambio de sus componentes, así como sus ensambles para la alineación de los elementos ópticos. Esta versatilidad nos permite controlar variables importantes, tales como el ángulo de incidencia, la polarización de la señal, la fuente de luz, y la foto detección.

En esta sección presentamos los resultados de utilizar el prototipo para estudiar la resonancia de plasmones mediante una rejilla de difracción metálica, bajo las condiciones establecidas en la sección 3.1.

En el experimento se realizan mediciones de la intensidad de los haces de luz difractados por la rejilla, mediante el uso de un foto detector haciendo un barrido del ángulo de incidencia se muestra la medición de la intensidad de luz de la señal difractada. Puede apreciarse el mínimo en la intensidad de luz medido en el orden -1. Se observa claramente que dicho mínimo de la intensidad ocurre a un ángulo resonante de $\theta_R = 17^\circ$. Este valor coincide con el ángulo de resonancia de PPS predicho por el experimento numérico realizado en la sección 3.1.

Los resultados mostrados en la figura 18 confirman la eficiencia en el funcionamiento del prototipo óptico fabricado para excitar PPS y realizar mediciones en haces de luz difractados a ángulos menores a 90° . Esto confirma que es posible excitar PPS con superficies rugosas con un periodo espacial mayor a la longitud de la onda de la señal de luz.

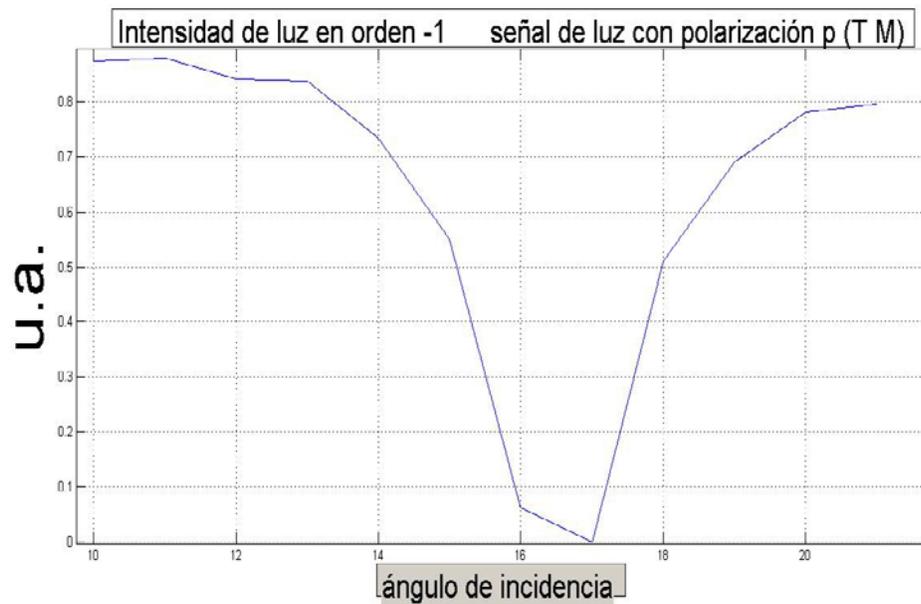


Figura 18. Gráfica de los valores de la intensidad del orden -1. Los datos de lectura tomados con un fotodetector están normalizados y fueron tomados a intervalos de 1° .

Otro de los resultados que se desprenden del experimento es el de la importancia que juega la polarización del haz incidente para la generación de PPS. A diferencia de los resultados presentados en la figura 18, en donde se utiliza un haz incidente con polarización p , en la figura 19 se presentan los resultados para una señal de luz con polarización s , en donde se miden los valores de la intensidad del orden -1. Como se muestra en la figura 19, la intensidad de luz no exhibe una caída en su valor alrededor de los 17° . Esto demuestra que los resultados experimentales son consistentes con la teoría.

intensidad de luz orden -1 polarización s (TE)

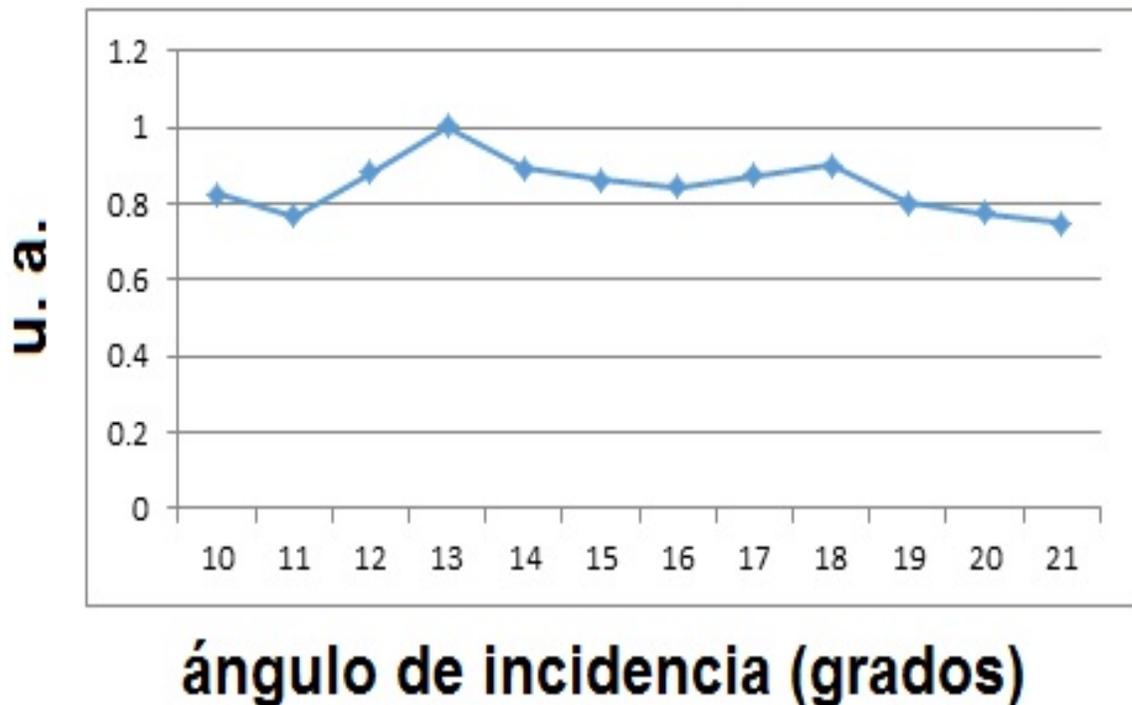


Figura 19. Gráfica de los valores de la intensidad del orden -1 para una señal de luz con polarización (TE). Como se muestra en la gráfica, la intensidad de luz no tiene una caída en su valor alrededor de los 17° . Los datos de lectura tomados con un fotodetector están normalizados.

A continuación, se presenta el resultado de mediciones en el orden +1. En esta nueva medición, variando el ángulo de incidencia para la toma de datos en la intensidad de la señal de luz con polarización p en el orden +1, se obtuvo la gráfica de la figura. Se observa que hay una caída abrupta de la intensidad de la señal de luz difractada a un ángulo de 17.5° para la misma rejilla. Este resultado en la medición de PPS para el orden +1 confirma lo predicho por la teoría, al ser un fenómeno que puede reproducirse con facilidad siempre que se cumplan todos los parámetros definidos numéricamente.

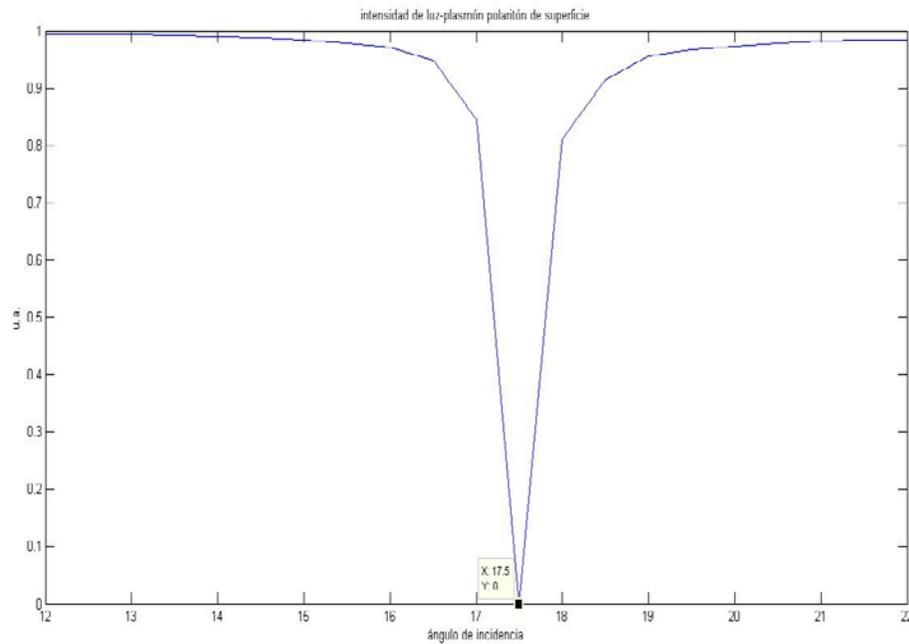


Figura 20. Curva de ángulo incidente versus intensidad de luz con mediciones realizadas a intervalos de 0.5 grados.

Uno de los aspectos dignos de destacar del presente experimento, está relacionado con la caída abrupta en la intensidad de la señal de luz en los órdenes de difracción ± 1 observados en las figuras 19 y 20, la cual es una característica que puede considerarse conveniente para aplicaciones en el área de la ingeniería. Por ejemplo, para el diseño de moduladores de luz. De hecho, al observarse el comportamiento de la intensidad de luz alrededor del ángulo resonante θ_R , podemos notar que existe un intervalo de aproximadamente 2° en el cual ocurre la disminución de la intensidad de luz. Es técnicamente viable aprovechar este comportamiento de la señal de luz difractada en los órdenes ± 1 , donde su intensidad se encuentra en función del ángulo de incidencia. Esta aplicación se encuentra en trámite de registro como patente (ver anexos 2, 3 y 4).

El prototipo óptico desarrollado tiene características técnicas que ofrecen flexibilidad para futuras aplicaciones. Al estar integrado por una serie de ensambles de monturas, cada uno diseñado para componentes ópticos específicos, y al tener la capacidad de modificarse mediante el diseño de software versátil, así como su fabricación en impresión 3D, se hacen evidentes las amplias posibilidades de rediseño del experimento. El prototipo también permite manipular con facilidad variables tales como la longitud de onda (diodo láser), frecuencia espacial y el material de la superficie rugosa metálica (oro, plata, etc.), o bien el polarizador lineal. Así también, el prototipo proporciona un control en el ángulo de incidencia. Esta amplia flexibilidad abre numerosas posibilidades para probar nuevas hipótesis para las condiciones de excitación de plasmones polaritones de superficie, utilizando la técnica de la rejilla de difracción metálica con una longitud de onda menor al periodo espacial de la rejilla.

Capítulo 4. Conclusiones.

En el presente trabajo se desarrolla un prototipo experimental para estudiar resonancias plasmónicas en rejillas de refracción metálicas (oro), en condiciones en donde el periodo espacial de la rejilla es mayor que la longitud de onda de la señal de iluminación. El prototipo consiste en un arreglo óptico que permite realizar mediciones de las variaciones de intensidad en los órdenes de difracción fuera de los límites de la interfaz metal-dieléctrico de la rejilla, sin requerir del uso de equipamiento científico costoso. Para la elaboración del prototipo se aplicaron distintas herramientas tecnológicas, como la impresión 3D para el diseño y fabricación de monturas. Estas herramientas facilitaron el trabajo experimental al acelerar los tiempos de creación de instrumentos, monturas y fixturas. Es importante señalar que el diseño del prototipo utilizado es muy versátil, ya que tanto la fuente de luz como el tipo de rejilla de difracción pueden ser sustituidos de forma práctica, lo cual facilita la realización de estudios comparativos.

Con base en dicho prototipo óptico, se realizó un experimento para la detección de plasmones-polaritones mediante la medición de la intensidad de los haces de luz difractados en el régimen de longitudes de onda antes mencionado. Específicamente, se realizaron mediciones de la señal de luz difractada en los órdenes +1 y -1, y se identificaron los ángulos resonantes a los cuales estos ocurren. Los resultados experimentales fueron corroborados mediante un modelo teórico que permite predecir los valores de dichos ángulos, basado en las fórmulas para el vector de onda de un plasmón-polaritón para un medio dieléctrico-metal, y para una superficie metálica con perfil rectangular en un medio dieléctrico.

Los resultados obtenidos con el prototipo nos permiten identificar dos parámetros importantes de control del sistema óptico para lograr la excitación de plasmones: la rotación azimutal de la rejilla de difracción, y el control en el estado de polarización de la señal de luz. Dado que el experimento es altamente sensible al estado de polarización del haz incidente, se anticipa éste como un parámetro importante para el diseño de nuevos aparatos plasmónicos. Asimismo, el control del ángulo de incidencia (plano azimutal) representa también un parámetro significativo para la modulación de la intensidad de luz del haz reflejado. Por lo que el control del ángulo azimutal se vislumbra como la característica más importante para la creación de nuevos aparatos de medición de plasmones, después de la selección de la fuente de luz y de las características de la rejilla de difracción metálica.

Uno de los resultados importantes que se desprende de nuestra investigación que dio lugar a una solicitud de registro de patente, está relacionado con la polarización de la señal de luz. El fenómeno de PPS es muy sensible a la polarización del campo eléctrico, de tal forma que precisa de una correcta alineación del sistema óptico, particularmente del polarizador lineal. Es difícil apreciar la disminución de intensidad en la señal de luz en un arreglo óptico pobremente alineado, o bien, con poco control en la polarización p de la señal de luz. En virtud de que el experimento planteado es muy sensible al estado de polarización de la señal de luz, una de las posibles aplicaciones es la evidente factibilidad técnica para el diseño de moduladores de luz, basados en el efecto PPS. Un modulador de luz basado en el efecto de plasmón-polaritón de superficie toma gran distancia tecnológica respecto de un polarizador lineal, en virtud de que el efecto de variación de la intensidad de luz difractada depende del material de la superficie de la rejilla de di-

fracción, ya que sus constantes dieléctricas permiten sintonizar el ángulo de resonancia con exactitud.

Finalmente, es importante señalar que los beneficios del prototipo tienen un costo. Al evitar confinar el 100% de la energía lumínica en la superficie metal-dieléctrico, y utilizar periodos espaciales mayores a la longitud de onda de la señal de luz utilizada en el experimento, no es posible realizar aplicaciones de circuitos plasmónicos. Sin embargo, el prototipo ofrece ventajas para el diseño de experimentos debido a su versatilidad para la modificación de las monturas y sus ensambles para la alineación de los elementos ópticos. El control de las fuentes de luz y de las superficies metálicas, abren nuevas posibilidades para probar nuevas hipótesis para las condiciones de excitación de los plasmones-polaritones de superficie.

Literatura citada

Ashcroft N. W., Mermin N. D., 1976. Solid state physics. Harcourt College Publishers, United States of America.

Babar, S., Weaver, J. H. Optical constants of Cu, Ag, and Au revisited, *Appl. Opt.* 54, 477-481 (2015)

Changkui Hu; Deming Liu, “High performance grating coupled surface plasmon resonance sensor based on Al-Au bimetallic layer”, *Modern Applied Science*, 4(6), 8-13 (2010).

De la Cruz Arreola, Sergio; Diseño de Estructuras Plasmónicas; Tesis de Doctorado, Centro de Investigación Científica y Educación Superior de Ensenada; México, 2013.

Edson R. Peck and Kaye Reeder, "Dispersion of Air*," *J. Opt. Soc. Am.* 62, 958-962 (1972).

Hibbins, A. P., Sambles, J. R., y Lawrence, C. R. (1999). Grating-coupled surface plasmons at microwave frequencies. *Journal of applied physics*, 86(4): 1791–1795.

Homola, J., Koudela, I., and Yee, S. S., “Surface plasmon resonance sensors based on diffraction gratings and prism couplers: sensitivity comparison”, *Sensors and Actuators*, B 54, 16-24 (1999)

Hutley, M. C. and Maystre, D., "The total absorption of light by a diffraction grating", *Optics Communications*, 19 (3), 8-13 (1976).

Johnson, P. B., Christy, R. W. Optical Constants of the Noble Metals, *Phys. Rev. B* **6**, 4370-4379 (1972)

Kretschmann, E. y Raether, H. (1968). Radiative decay of nonradiative surface plasmons excited by light. *Z. Naturforsch. A*, 23: 2135.

Lemarchand, F., *private communications* (2013). Index determination is performed using method explained in: L. Gao, F. Lemarchand, and M. Lequime. Comparison of different dispersion models for single layer optical thin film index determination, *Thin Solid Films* **520**, 501-509 (2011).

Maier, S. A. (2007). *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. Springer, New York. Primera Edición.

Mata Méndez, O.; Fonseca-Camarillo, J.; Excitación de Plasmones de Superficie de Largo Alcance con la Configuración de Sarid: Influencia del Haz Incidente; *Revista Mexicana de Física* **43**, No. 3, 451-467 (1997).

McPeak, K. M., Jayanti, S. V., Kress, S. J. P., Meyer, S., Lotti, S., Rossinelli, A., Norris, D. J., Plasmonic films can easily be better: Rules and recipes, *ACS Photonics* **2**, 326-333 (2015)

Mitin, V. V., Kochelap, V. A., y Stroschio, M. A., (2008). *Introduction to Nanoelectronics*. Cambridge University Press, United Kingdom.

Moharam M. G., and T. K. Gaylord, "Rigorous coupled-wave analysis of metallic surface-relief gratings", *Jour. of the Opt. Soc. of Amer.* **A**, 11, 1780-1787 (1986).

- Moore, G. E. (1965). Cramming more components onto integrated circuits. *Electronics*, 38.
- Otto, A. (1968). Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection. *Zeitschrift für Physik*, 216(4): 398–410.
- Olmon, R. L., Slovick, B., Johnson, T. W., Shelton, D., Oh, S.-H., Boreman, G. D., Raschke, M. B. Optical dielectric function of gold, *Phys Rev. B* 86, 235147 (2012).
- Raether, H. (1988). *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and Gratings*. Springer, Berlin.
- Rakić, A. D. , Djurišić, A. B. , Elazar, J. M., Majewski, M. L. Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices, *Appl. Opt.* 37, 5271-5283 (1998).
- Ruffato, G.; Zacco, G.; Romanato, F. Innovative Exploitation of Grating-Coupled Surface Plasmon Resonance for Sensing. In *Tech*, 2012.
- Shalaev, V. M; Kawata, S.; *Nanophotonics with Surface Plasmons*; Elsevier (2007).
- Werner, W. S. M., Glantschnig, K., Ambrosch-Draxl, C. Optical constants and inelastic electron-scattering data for 17 elemental metals, *J. Phys Chem Ref. Data* 38, 1013-1092 (2009).
- Yongdong, J., Xiaohu, G., 2009. *Plasmonic Fluorescent Quantum Dots*. Nature Nanotechnology Letters. United States of America.

Anexo 1

Se presentan a continuación los valores de las constantes dieléctricas para oro (Au) provenientes de distintas fuentes:

(<http://refractiveindex.info/?shelf=main&book=Au&page=Rakic>).

Fuente	(Rakić y Djurišić, 1998)
ϵ_1	-11.693
ϵ_2	1.25200000
N	0.18280000
K	3.42440000

Fuente	(Werner y Glantschnig, 2009)
ϵ_1	-8.80520000
ϵ_2	4.20780000
N	0.69056000
K	3.04660000

Fuente	(Johnson y Christy, 1972)
ϵ_1	-12.95300000
ϵ_2	1.12090000
N	0.15557000
K	3.60240000

Fuente	(McPeak, Jayanti, 2015)
ϵ_1	-14.36600000
ϵ_2	0.95187000
N	0.12550000
K	3.79230000

Fuente	(Bavar y Weaver, 2015)
ϵ_1	-12.26600000
ϵ_2	0.77889000
N	0.11114000
K	3.50410000

Fuente	(Werner et al., 2009)
ϵ_1	-21.89500000
ϵ_2	4.36810000
n	0.46447000
k	4.70220000

Fuente	(Olmon et al., 2012)
ϵ_1	-13.27700000
ϵ_2	1.12770000
N	0.15460000
k	3.64700000

Fuente	(Lemarchand, 2013)
ϵ_1	-11.65600000
ϵ_2	4.74850000
n	0.68194000
k	3.48160000

Anexo 2

Reivindicaciones y figuras de la solicitud de patente:

Procedimiento para Controlar la Intensidad de una Señal de Luz

TITULO DE LA PATENTE

Procedimiento para Controlar la Intensidad de una Señal de Luz

CAMPO TÉCNICO DE LA INVENCIÓN

La presente invención se refiere, en general, a un procedimiento para controlar la intensidad de una señal de luz monocromática mediante el fenómeno conocido como “Anomalías de Wood”.

ANTECEDENTES DE LA INVENCIÓN

Desde el punto de vista de aplicaciones tecnológicas, el estudio de fenómenos ópticos relacionados a la respuesta electromagnética de superficies metálicas, conocido como plasmónica o nanoplasmónica, ha recibido mucha atención en los últimos años. Esto debido a sus potenciales aplicaciones en los campos de la física, la química, y las ciencias de la vida. Cuando una señal de luz interactúa con los electrones libres de un material, y bajo ciertas condiciones técnicas; la energía de los fotones induce oscilaciones superficiales de la nube de electrones, que

pueden representarse con una energía $\hbar\omega_p = \hbar (4\pi n e^2 / m_0)^{1/2}$. La interacción de una señal de luz (onda electromagnética) con un material metálico se encuentra definida mayormente por el comportamiento de los electrones de conducción. La perturbación superficial obtenida en la nube de electrones del material metálico es el acoplamiento de la energía de los fotones incidentes en la superficie con las oscilaciones de los electrones de conducción del metal. Este fenómeno es conocido como plasmón polaritón de superficie (PPS). La existencia de plasmones es característica de la interacción de nanoestructuras metálicas con luz. En la presente invención, se describe un procedimiento para controlar la intensidad de una señal de luz monocromática con polarización lineal utilizando el efecto conocido como anomalías de Wood, efecto relacionado a la resonancia de PPS.

Las referencias citadas son parte del antecedente de la invención y/o para proporcionar metodologías que pueden ser aplicadas a ciertos aspectos de la presente invención. Estas referencias son incorporadas en este documento a continuación:

Referencias

- Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films; Ritchie R H; 1957 *Physics Review*; 106, 874.
- Colours of the Stars, Malin, David; Murdin Paul; Cambridge University Press. Gran Bretaña 1984.

- Wood's Anomalies in the Isaac Newton Telescope Spectrograph, Nota técnica No. 76 Murdin, Paul; Royal Greenwich Observatory.

DESCRIPCIÓN

Es conocido en el estado de la técnica (interacción luz-materia) el decaimiento de la intensidad de una señal de luz polarizada, al utilizar una superficie rugosa (rejilla de difracción metálica). Sin embargo, el método de excitación de PPS por “rejilla de difracción” (Wood, 1902), reportado en la literatura científica señala en sus experimentos de laboratorio el acoplamiento de luz en el medio dieléctrico-metal en un ángulo de incidencia igual a 0° , condicionando que el valor del periodo espacial de la rejilla sea igual que la longitud de onda del PPS. Esto provoca que el ángulo de los primeros órdenes de difracción sean mayores a 90° . Esto es, el total de la energía luminosa se acopla en la superficie de la rejilla. Estas condiciones requieren equipo científico costoso para la fabricación de la propia rejilla de difracción, así como para desarrollar métodos para la medición del decaimiento de la intensidad de luz en virtud de la excitación de los PPS, al estar confinada toda la energía luminosa en la frontera dieléctrico-metal. En la presente invención, se plantea el desarrollo de un procedimiento, utilizando una rejilla de difracción con periodo espacial superior a la magnitud de la longitud de onda del PPS. Condición que permite el acceso a componentes de difracción de bajo costo, y además, desde el punto de vista óptico, la medición del fenómeno de excitación de PPS en los órdenes +1 y -1 de una forma sencilla, pues dada la magnitud de

la frecuencia espacial de la rejilla de difracción, se tiene como consecuencia que los ángulos de difracción de dichos órdenes son menores a 90° , lo que permite medir el decaimiento de la intensidad de luz de una forma muy práctica, sin requerimientos de equipo científico costoso para su detección.

A continuación se describe la configuración de las componentes mecánicas, ópticas y opto-mecánicas para el ensayo del control de la intensidad de luz, al variar el ángulo de incidencia de la señal luminosa sobre la superficie rugosa de la rejilla de difracción metálica: Con la ayuda de una fuente de luz monocromática (diodo láser) y un polarizador lineal se ajusta el eje de polarización para que éste sea paralelo al plano de incidencia. Esta señal de luz monocromática polarizada ilumina la superficie de la rejilla de difracción (N líneas por milímetro) en la frontera de los dos medios (aire-metal). El fenómeno llamado anomalías de Wood se presenta cuando los vectores de onda K_i y K_m son iguales en magnitud. Tomando en cuenta que el valor del vector de onda del material con que está elaborada la rejilla es constante (K_m depende del material), la coincidencia de los valores de los vectores de onda ocurre cuando se varía el ángulo de incidencia de la señal de luz. Esto se visualiza al observar la fórmula del vector de onda para un plasmón polaritón de superficie:

$$K_{PPS} = n_1 K_o \text{sen}(\Theta_i) + mK_g \quad (1)$$

Al alcanzar las condiciones en las que las magnitudes de los vectores de onda de la señal de luz y de la nube de electrones son idénticas, se presenta el fenómeno llamado “resonancia” del plasma de electrones por el acoplamiento de la señal de luz en el intersticio del medio metal-dieléctrico (PPS). Debido a este efecto, se tiene como resultado un mínimo en la medición de la intensidad de luz difractada en el orden **-1**. Este efecto se caracteriza por una firma particular que representa el decaimiento de la intensidad de luz al acercar el ángulo de iluminación de la rejilla a un ángulo que la teoría predice con exactitud (ángulo de iluminación versus intensidad de luz).

Se describe a continuación el aparato diseñado, fabricado y ensamblado utilizando una fuente de luz monocromática (diodo láser), rejilla de difracción con una película metálica, y un foto-detector (fotorresistencia). Se utilizan además: una mesa de rotación y una serie de piezas opto-mecánicas diseñadas e impresas en 3D.

Descripción de las figuras.

Figura 1 Tabla de resultados al simular numéricamente un barrido del ángulo de incidencia de la señal de luz (0° a 90°).

Figura 2. Muestra uno de los componentes utilizados para variar controladamente el ángulo de incidencia de la señal de luz monocromática. Es una mesa de rotación.

Figura 3. Se muestra un ensamble de componentes opto-mecánicos con tres grados de libertad para fijar la rejilla de difracción metálica y montarla sobre la mesa de rotación. Este ensamble opto-mecánico permite controlar la variación progresiva del ángulo de incidencia de la señal de luz. El sistema funciona en principio fijando la fuente de luz, y variando el eje de la rejilla de difracción.

Figura 4. Ensamble de monturas opto-mecánicas con perno para fijar diodo láser. La fuente de luz permanece fija en este prototipo.

Figura 5. Fuente de alimentación de voltaje de corriente continua para diodo láser.

Figura 6. Vista anterior de diodo láser con cables de alimentación. El diodo láser está montado en un ensamble opto-mecánico con tres grados de libertad. La figura muestra en la parte superior un segundo ensamble de monturas opto-mecánicas con perno utilizado para fijar un polarizador lineal.

Figura 7. Vista frontal de arreglo de diodo láser iluminando un polarizador lineal.

Figura 8. Vista del arreglo óptico con fotodetector. Alineados se observan el diodo láser (en primer plano), polarizador lineal y rejilla de difracción sobre mesa de rotación. A la derecha aparece ensamble de monturas opto-mecánicas con fotodetector.

Figura 9. Vista frontal de diodo láser iluminando polarizador lineal. Al fondo se observa el orden cero reflejado por la rejilla de difracción en ángulo de incidencia.cero.

Figura 10. Vista de los órdenes cero (esquina superior derecha) y -1 (esquina superior izquierda) proyectados al fondo.

Figura 11. Vista de los órdenes cero (mancha láser en parte superior izquierda) y +1 (mancha láser en parte superior derecha) proyectados al fondo.

Figura 12. Gráfica de ángulo de incidencia versus intensidad de luz. Se observa la firma característica debido al efecto de resonancia de PPS.

FUNCIONAMIENTO DE LA INVENCION

La invención presentada en esta patente consiste en un arreglo óptico formado por los siguientes componentes:

- 1.- Diodo laser
- 2.- Polarizador lineal
- 3.- Rejilla de difracción metálica
- 4.- Fotodetector

Se conoce que la intensidad de luz de la señal difractada (orden -1) se atenúa conforme el ángulo de incidencia de la señal de luz que ilumina la rejilla de difracción se acerca al ángulo de acoplamiento de luz en la frontera del medio dieléctrico-metal.

El primer parámetro en el que nos enfocamos es la frecuencia angular del plasma de electrones (Powell y Swan) que puede calcularse a partir de su vector de onda k_x . Estas oscilaciones colectivas del plasma de superficie tienen su máximo en la superficie ($Z = 0$), pero desaparecen de forma exponencial cuando $Z \rightarrow \infty$ (ondas evanescentes).

Calculamos el valor del vector de onda del plasma de electrones para el material metálico con el que está elaborada la rejilla de difracción, bajo las condiciones establecidas teóricamente para el acoplamiento de fotones. A partir de los valores de las constantes dieléctricas para éste material para la longitud de onda específica de la fuente de luz, utilizando las ecuaciones de Maxwell y bajo las

condiciones de frontera; y conociendo que el vector de onda K_x es continuo en la interfaz metal-dieléctrico, tenemos una expresión para el vector de onda:

$$k_x = k'_x + ik''_x \quad (1)$$

$$k'_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon_2}{\epsilon'_1 + \epsilon_2}} \quad (2)$$

$$k''_x = \frac{\omega}{c} \left[\frac{\epsilon'_1 \epsilon_2}{\epsilon'_1 + \epsilon_2} \right]^{3/2} \frac{\epsilon''_1}{(2\epsilon'_1)^2} \quad (3)$$

Así mismo, conociendo la fórmula para calcular el vector de onda de los PPS, se calculan los resultados teóricos.

$$k_{pps} = n_1 k_o \sin \theta_i + n k_g \quad (4)$$

Se predice el acoplamiento de plasmones polaritones a distintos parámetros. Como se muestra en la figura 1 que contiene los resultados al simular numéricamente un barrido del ángulo de incidencia de la señal de luz (0° a 90°).

Como se puede observar en los resultados numéricos, en el ángulo correspondiente a 17 grados, se tiene el mínimo valor de la diferencia de magnitudes de los vectores de onda del material y de la señal de luz incidente, -6.33369×10^{-6} ; un valor cercano a cero, que significa que los valores son aproximadamente iguales.

Habiendo demostrado que bajo ciertas condiciones, utilizando una rejilla de difracción y un polarizador lineal, se tiene una señal de luz difractada cuya intensidad varía controladamente en función del ángulo de incidencia de la fuente de luz monocromática, se concluye que es posible controlar la intensidad de una señal de luz variando el ángulo de la luz incidente, como se muestra en el resultado experimental exhibido en la figura 12.

REIVINDICACIONES

Habiendo descrito la invención, reclamo la protección legal que corresponda a lo que considero de mi propiedad y es presentado en los siguientes numerales:

1. Un procedimiento para el control de la intensidad de luz mediante el efecto conocido como resonancia de PPS utilizando una fuente de luz monocromática, un polarizador lineal y una rejilla metálica de difracción.
- 2.- Configuración de componentes opto-mecánicos y el diseño del aparato.

RESUMEN

La presente invención se refiere a un procedimiento y la configuración de un aparato para controlar la intensidad de una señal de luz monocromática polarizada. El propósito de esta invención es el de hacer posible la modulación en la intensidad de una señal de luz tomando ventaja de un conocido fenómeno llamado anomalías de Wood. Cuando una señal de luz interactúa con la nube de electrones libres de un material, y bajo ciertas condiciones, la energía de los fotones induce oscilaciones superficiales de la nube de electrones. Esta interacción entre una onda luminosa (onda electromagnética) con un material metálico se debe al acoplamiento de la energía de los fotones incidentes en la superficie con las oscilaciones de los electrones de conducción del metal. Este efecto es conocido como plasmón polaritón de superficie (PPS) y es característico de la interacción de nanoestructuras metálicas con luz.

θ_i	radianes	Kpps	/Kpps - Km/ + Kpps	Kpps - Km
0	0	0.00753984	0.010454356	-0.002914516
1	0.017453333	0.007713437	0.010454356	-0.002740919
2	0.034906667	0.007886981	0.010454356	-0.002567375
3	0.05236	0.008060419	0.010454356	-0.002393937
4	0.069813333	0.008233698	0.010454356	-0.002220657
5	0.087266667	0.008406766	0.010454356	-0.002047589
6	0.10472	0.008579571	0.010454356	-0.001874785
7	0.122173333	0.008752058	0.010454356	-0.001702298
8	0.139626667	0.008924176	0.010454356	-0.001530179
9	0.15708	0.009095873	0.010454356	-0.001358483
10	0.174533333	0.009267095	0.010454356	-0.001187261
11	0.191986667	0.009437791	0.010454356	-0.001016564
12	0.20944	0.00960791	0.010454356	-0.000846446
13	0.226893333	0.009777398	0.010454356	-0.000676958
14	0.244346667	0.009946204	0.010454356	-0.000508151
15	0.2618	0.010114278	0.010454356	-0.000340077
16	0.279253333	0.010281568	0.010454356	-0.000172788
17	0.296706667	0.010448022	0.010454356	-6.33369E-06
18	0.31416	0.01061359	0.010772825	0.000159235
19	0.331613333	0.010778222	0.011102089	0.000323867
20	0.349066667	0.010941868	0.011429381	0.000487513
21	0.36652	0.011104477	0.011754599	0.000650122
22	0.383973333	0.011266001	0.012077647	0.000811645
23	0.401426667	0.01142639	0.012398424	0.000972034
24	0.41888	0.011585594	0.012716833	0.001131239
25	0.436333333	0.011743566	0.013032777	0.001289211
26	0.453786667	0.011900258	0.013346161	0.001445903
27	0.47124	0.012055622	0.013656888	0.001601266
28	0.488693333	0.01220961	0.013964864	0.001755254
29	0.506146667	0.012362175	0.014269995	0.00190782
30	0.5236	0.012513272	0.014572188	0.002058916
31	0.541053333	0.012662853	0.014871351	0.002208498
32	0.558506667	0.012810874	0.015167393	0.002356519
33	0.57596	0.01295729	0.015460224	0.002502934
34	0.593413333	0.013102055	0.015749755	0.0026477
35	0.610866667	0.013245126	0.016035897	0.002790771
36	0.62832	0.013386459	0.016318563	0.002932104
37	0.645773333	0.013526011	0.016597667	0.003071656
38	0.663226667	0.01366374	0.016873124	0.003209384
39	0.68068	0.013799603	0.017144851	0.003345248
40	0.698133333	0.01393356	0.017412763	0.003479204
41	0.715586667	0.014065568	0.017676781	0.003611213
42	0.73304	0.014195589	0.017936823	0.003741234
43	0.750493333	0.014323583	0.01819281	0.003869227
44	0.767946667	0.01444951	0.018444665	0.003995155
45	0.7854	0.014573333	0.01869231	0.004118977
46	0.802853333	0.014695013	0.01893567	0.004240657
47	0.820306667	0.014814513	0.019174671	0.004360157
48	0.83776	0.014931798	0.019409239	0.004477442
49	0.855213333	0.01504683	0.019639305	0.004592475
50	0.872666667	0.015159576	0.019864797	0.004705221
51	0.89012	0.015270001	0.020085647	0.004815646
52	0.907573333	0.015378072	0.020301788	0.004923716
53	0.925026667	0.015483755	0.020513154	0.005029399
54	0.94248	0.015587017	0.020719679	0.005132662
55	0.959933333	0.015687829	0.020921303	0.005233474
56	0.977386667	0.015786159	0.021117962	0.005331803
57	0.99484	0.015881977	0.021309598	0.005427621
58	1.012293333	0.015975253	0.021496151	0.005520898
59	1.029746667	0.016066596	0.021677565	0.005611605
60	1.0472	0.01615407	0.021853785	0.005699715
61	1.064653333	0.016239556	0.022024757	0.005785201
62	1.082106667	0.016322392	0.022190429	0.005868037
63	1.09956	0.016402553	0.022350751	0.005948198
64	1.117013333	0.016480014	0.022505673	0.006025659
65	1.134466667	0.016554752	0.022655148	0.006100396
66	1.15192	0.016626744	0.022799132	0.006172388
67	1.169373333	0.016695967	0.022937579	0.006241612
68	1.186826667	0.016762402	0.023070449	0.006308046
69	1.20428	0.016826027	0.023197699	0.006371672
70	1.221733333	0.016886824	0.023319293	0.006432469
71	1.239186667	0.016944774	0.023435192	0.006490418
72	1.25664	0.016999858	0.023545361	0.006545503
73	1.274093333	0.017052061	0.023649767	0.006597706
74	1.291546667	0.017101367	0.023748378	0.006647011
75	1.309	0.01714776	0.023841164	0.006693404
76	1.326453333	0.017191226	0.023928097	0.006736871
77	1.343906667	0.017231753	0.02400915	0.006777397
78	1.36136	0.017269327	0.024084298	0.006814971
79	1.378813333	0.017303937	0.024153519	0.006849581
80	1.396266667	0.017335573	0.024216791	0.006881218
81	1.41372	0.017364225	0.024274095	0.00690987
82	1.431173333	0.017389885	0.024325415	0.00693553
83	1.448626667	0.017412544	0.024370733	0.006958189
84	1.46608	0.017432196	0.024410037	0.006977841
85	1.483533333	0.017448835	0.024443314	0.006994479
86	1.500986667	0.017462455	0.024470554	0.007008099
87	1.51844	0.017473053	0.024491749	0.007018697
88	1.535893333	0.017480624	0.024506893	0.007026269
89	1.553346667	0.017485168	0.024515981	0.007030813

Figura 1

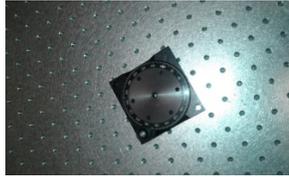


Figura 2

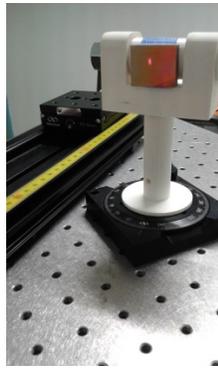


Figura 3



Figura 4



Figura 5

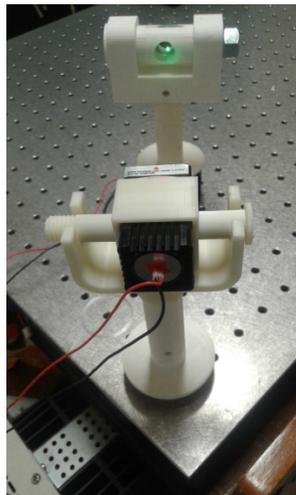


Figura 6



Figura 7

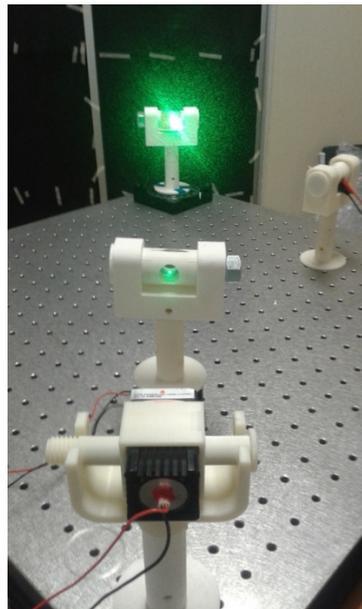


Figura 8



Figura 9

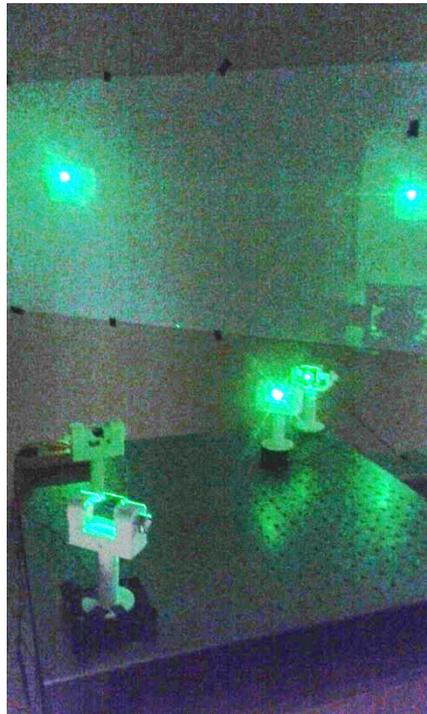


Figura 10



Figura 11

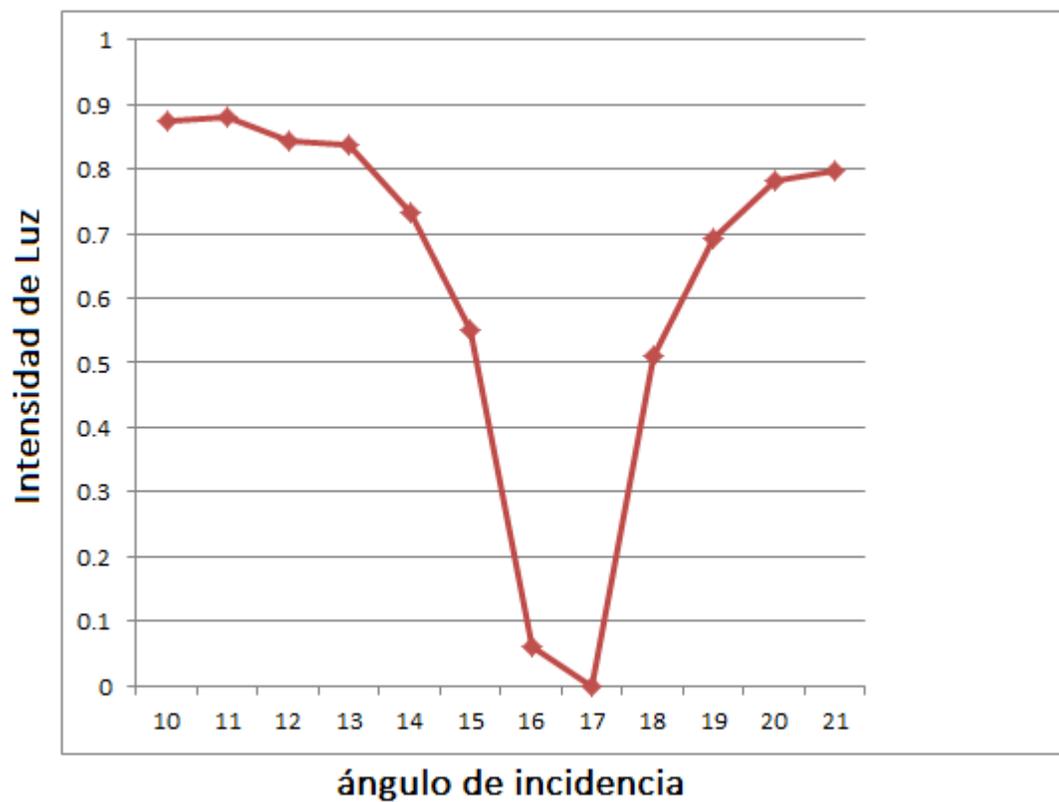


Figura 12

Anexo 3

Modelos 3D impresos. Ensamble de monturas y reivindicaciones de la patente en trámite:

ENSAMBLE DE MONTURA ALTAZIMUTAL PARA LA ALINEACIÓN DEL EJE OPTICO DE UN DIODO LASER.

TITULO DE LA PATENTE

ENSAMBLE DE MONTURA ALTAZIMUTAL PARA LA ALINEACIÓN DEL EJE OPTICO DE UN DIODO LASER.

CAMPO TÉCNICO DE LA INVENCIÓN

La presente invención se refiere al ensamble de una montura para diodo láser con 3 grados de libertad; lo que facilita la alineación del eje óptico del diodo láser. El ensamble consiste de cuatro piezas fabricadas con impresora 3D en polímero, conformado por las siguientes piezas: 1) vástago con forma cilíndrica adicionado con un imán en su base circular; 2) pieza con forma cilíndrica con hueco para ensamblarse en vástago (pieza "1") con libertad de movimiento vertical (eje Z) y desplazamiento angular (plano X, Y); 3) pieza base para perno, para ser ensamblada sobre pieza "2"; 4) perno diseñado para fijar diodo láser con libertad de rotación y montada sobre pieza "3".

ANTECEDENTES DE LA INVENCIÓN

La referencia citada es parte del antecedente de la invención y/o para proporcionar metodologías que pueden ser aplicadas a ciertos aspectos de la presente invención. Esta referencia se presenta a continuación:

Referencia

- Patente en trámite, Ponce M., Villavicencio J., Romo, R.; “Procedimiento para Controlar la Intensidad de una Señal de Luz, fecha de ingreso: 24 de noviembre del 2016. Folio de entrada 0008415; Mexicali, Baja California.

DESCRIPCIÓN

Las monturas mecánicas, fijas y móviles, son piezas indispensables para la construcción de sistemas ópticos, electrónicos, y opto-electrónicos, entre otras aplicaciones en laboratorios científicos y tecnológicos. Estos sistemas compuestos por diversas componentes mecánicas de precisión son por lo general elaborados con materiales y procesos costosos. Con el fin de disminuir costos y tiempos en el proceso de fabricación y prueba de estas piezas mecánicas se describe a continuación un prototipo diseñado con la herramienta de software Solidworks y fabricado en impresora 3D en polímero. Por lo que el proceso de planeación de las piezas, así como su construcción, prueba en la-

boratorio y los respectivos ajustes al diseño, se realizan en tiempos muy cortos, y a un bajo costo, comparado con los métodos tradicionales para la construcción y diseño de piezas metálicas..

Se describen a continuación las piezas que constituyen el ensamble de una montura para diodo láser con 3 grados de libertad. El ensamble consiste de cuatro piezas fabricadas con impresora 3D en polímero

1) Vástago con forma cilíndrica adicionado con un imán en su base circular (figura 1).

2) Pieza con forma cilíndrica con hueco para ensamblarse en vástago (figura 2)

3) Pieza base para perno (figura 3)

4) Perno diseñado para fijar diodo láser (figura 4)

FUNCIONAMIENTO DE LA INVENCION

La invención presentada en esta patente consiste en un ensamble de piezas, unidas a presión, que conforman una montura con tres grados de libertad.

El ensamble se compone por las siguientes componentes:

- 1.- Vástago de forma cilíndrica con imán en su base.
- 2) Pieza con forma cilíndrica con hueco para ensamblarse a presión en vástago.
- 3) Pieza base para perno para ser ensamblada sobre pieza “2”.
- 4) Perno diseñado para fijar diodo láser.

Descripción de las figuras.

Figura 1. Vástago con base circular.

Figura 2. Vástago fabricado en impresora 3D.

Figura 3. Pieza con forma cilíndrica con hueco para ensamblarse a presión en vástago. El ensamble de esta pieza con hueco cilíndrico, permite ajustar la altura.

Figura 4. Pieza fabricada en impresora 3D con forma cilíndrica. El hueco permite en ensamble a presión del vástago /figura 1). Estas piezas ensambladas a presión permiten ajustar la altura del ensamble completo.

Figura 5. Montura para perno.

Figura 6. Montura para perno fabricada en impresora 3D.

Figura 7. Vista lateral derecha.

Figura 8. Perno para diodo láser.

Figura 9. Perno para fijar diodo láser fabricado en impresora 3D.

Figura 10. De derecha a izquierda; Vástago, extensión para ajuste de altura, montura para perno, perno para diodo láser y tuerca.

Figura 11. Ensamble a presión de vástago y extensión para ajuste de altura.

Figura 12. Vástago con imán en base circular, fijo en mesa metálica.

Figura 13. Ensamble de vástago imantado en base, extensión para ajuste de altura y montura para perno.

Figura 14. Ensamble a presión de tres piezas fabricadas en impresora 3D. Se muestra el giro de la montura para perno (pieza superior) respecto a la pieza (extensión para ajuste de altura). Obsérvense los barrenos de referencia.

Figura 15. Ensamble de barreno para diodo láser con tuerca metálica.

Figura 16. Se muestra el giro del perno respecto a su eje. Obsérvense el barreno en el centro del perno.

Figura 17. Prototipo de cuatro piezas ensambladas a presión: 1) Vástago con imán en base; 2) pieza cilíndrica con hueco para ensamblarse en vástago, con libertad de movimiento para variar la altura; 3) montura para perno en forma de "C" y perno para diodo láser con rosca para ajustarse con tuerca metálica. Obsérvense en diodo láser (650 nm) montado en el ensamble. Se muestra un diodo láser montado en el prototipo.

Figura 18. Diodo láser montado en prototipo fabricado en impresora 3D. El prototipo permite alinear el eje óptico del diodo láser ajustando su altura, su ángulo respecto al plano horizontal y variar el ángulo respecto del eje del perno.

REIVINDICACIONES

Habiendo descrito la invención, reclamo la protección legal que corresponda a lo que considero de mi propiedad y es presentado en el siguiente enunciado:

- 1.- Diseño de las componentes mecánicas del ensamble de montura altazimutal.**
- 2.- Diseño del sistema con tres grados de libertad compuesto por el ensamble de cuatro piezas que forman la montura altazimutal para alinear el eje óptico de un diodo láser.**
- 3.- Aplicación del sistema con tres grados de libertad compuesto por el ensamble de cuatro piezas que forman la montura altazimutal para alinear el eje óptico de un diodo láser.**

RESUMEN

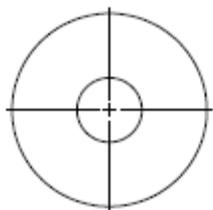
- La presente invención se refiere al ensamble de una montura para diodo láser con 3 grados de libertad. Dicha invención fue desarrollada como parte de una investigación experimental para medir cambios en la intensidad de una señal de luz debido al fenómeno conocido como “Anomalías de Wood” [Wood, 1902]; (Patente en trámite, Ponce M., Villavicencio J., Romo, R.; “Procedimiento para Controlar la Intensidad de una Señal de Luz, fecha de ingreso: 24 de noviembre del 2016. Folio de entrada 0008415; Mexicali, Baja California).

Esta montura altazimutal facilita la alineación del eje óptico de un diodo láser. El ensamble consiste de cuatro piezas fabricadas con impresora 3D en polímero, conformado por las siguientes monturas:

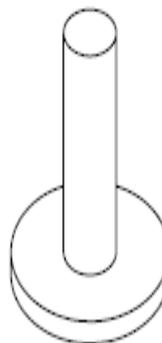
- 1) Vástago con forma cilíndrica adicionado con un imán en su base circular;
- 2) Pieza con forma cilíndrica con hueco para ensamblarse en vástago (pieza “1”) con libertad de movimiento vertical (eje Z) y desplazamiento angular (plano X, Y);
- 3) Pieza base para perno, para ser ensamblada sobre pieza “2”;
- 4) Perno diseñado para fijar diodo láser con libertad de rotación y montada sobre pieza “3”.



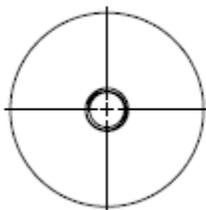
(a) Vista lateral de vástago con base circular



(b) Vista inferior. Hueco circular

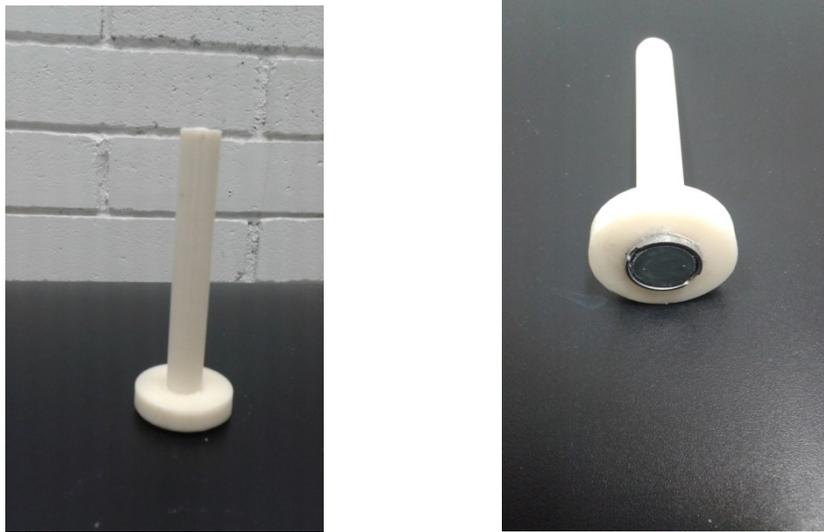


(c) Vista angular



(d) Vista superior para imán en base circular.

Figura 1. Vástago con base circular.



(a) Vista de perfil (b) Vista inferior con imán incrustado en en base. circular

Figura 2. Vástago fabricado en impresora 3D.

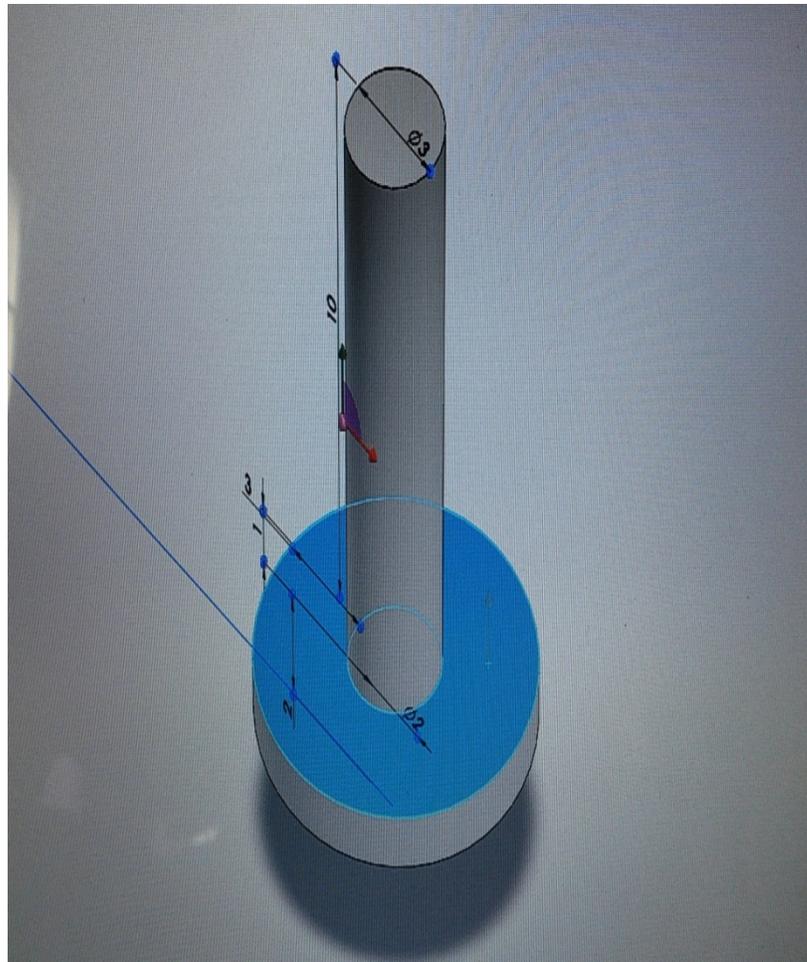


Figura 3. Pieza con forma cilíndrica con hueco para ensamblarse a presión en vástago. El ensamble de esta pieza con hueco cilíndrico, permite ajustar la altura.



(a) Vista angular
hueco



(b) Vista de base circular y

Figura 4. Pieza fabricada en impresora 3D con forma cilíndrica. El hueco permite en ensamble a presión del vástago (figura 1). Estas piezas ensambladas a presión permiten ajustar la altura del ensamble completo.

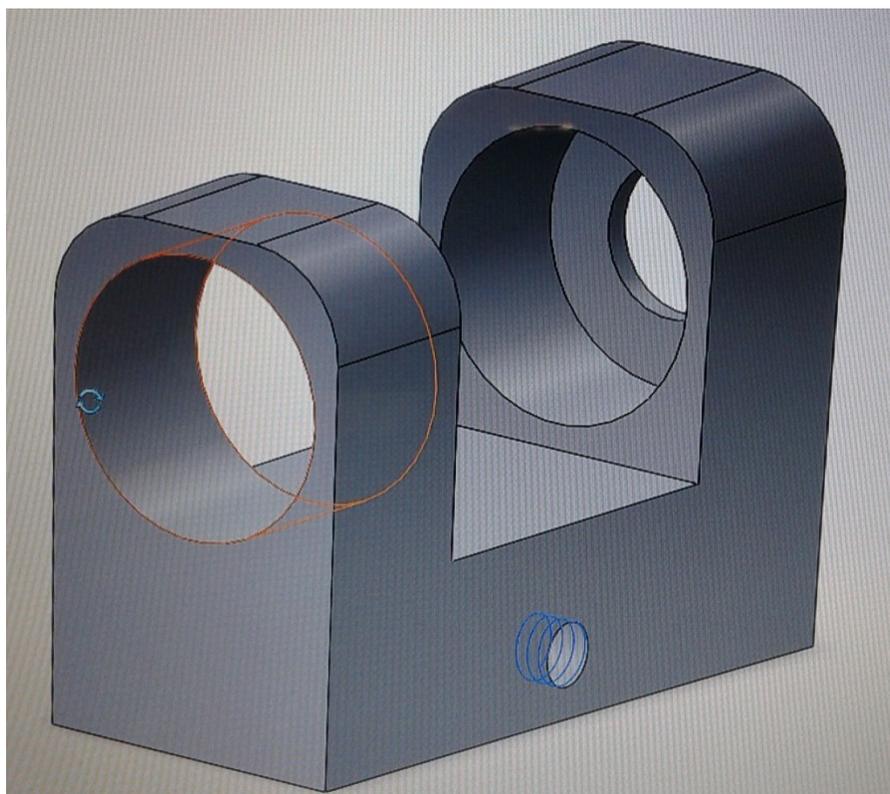
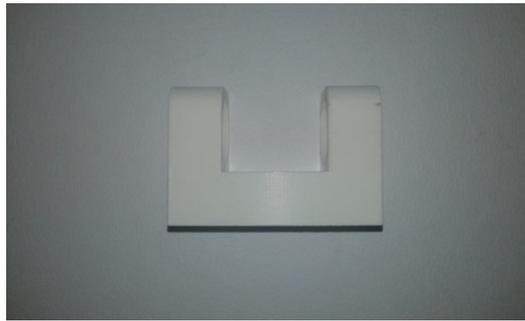


Figura 5. Montura para perno.



(a) Vista frontal.



(b) Vista posterior.



(c) Vista superior.

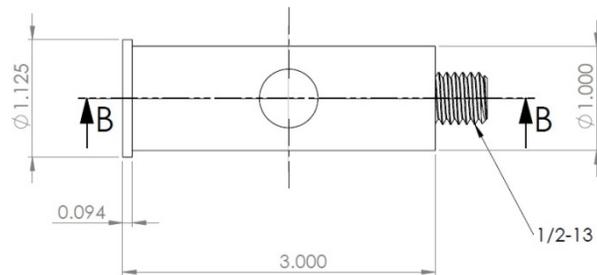


(d) Vista inferior

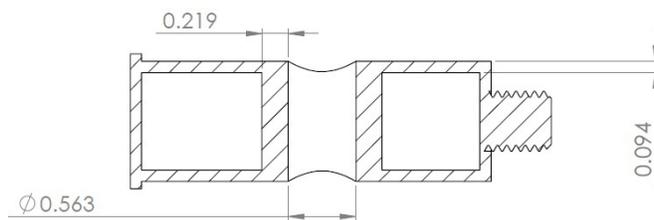
Figura 6. Montura para perno fabricada en impresora 3D.



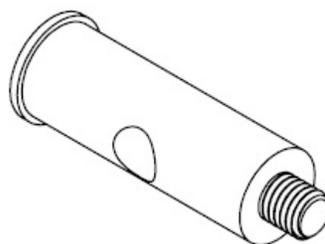
Figura 7. Vista lateral derecha.



(a) Vista lateral.

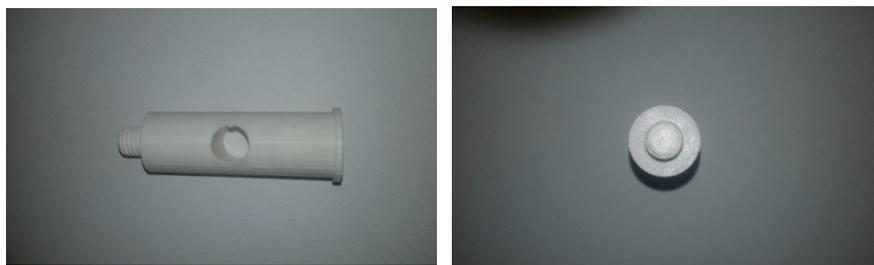


(b) Vista de sección del perno.



(c) Vista angular del perno.

Figura 8. Perno para diodo láser.



(a) Vista frontal

(b) Vista superior

Figura 9. Perno para fijar diodo láser fabricado en impresora 3D.

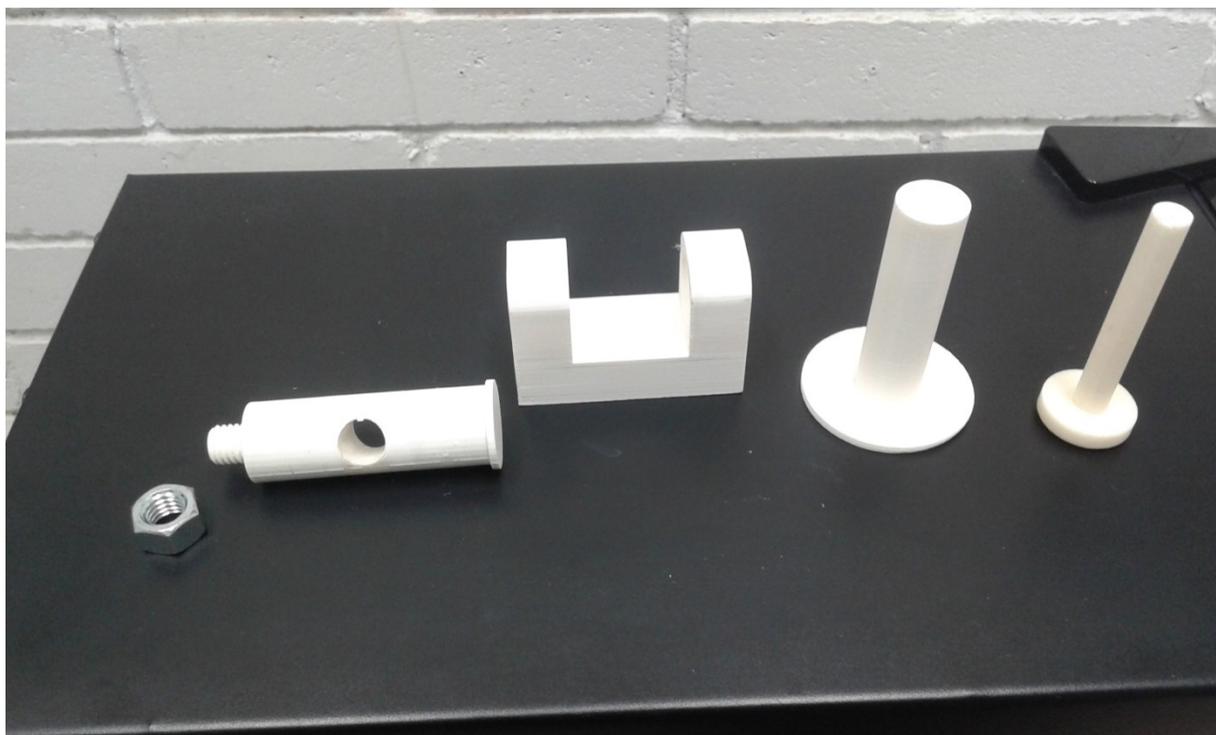


Figura 10. De derecha a izquierda; Vástago, extensión para ajuste de altura, montura para perno, perno para diodo láser y tuerca.

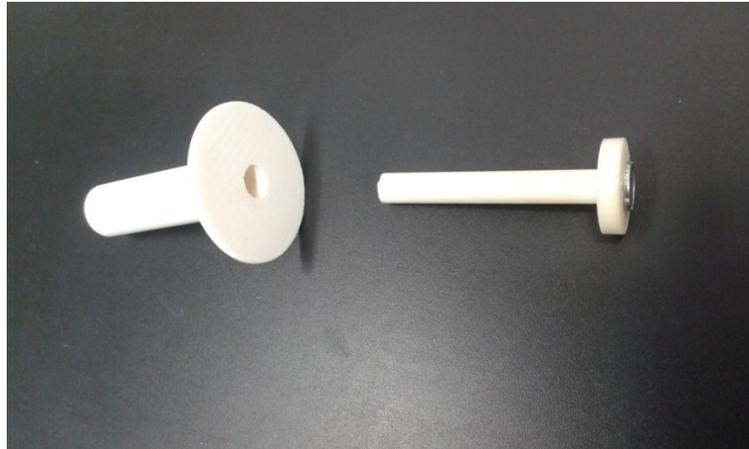


Figura 11. Ensamble a presión de vástago y extensión para ajuste de altura.

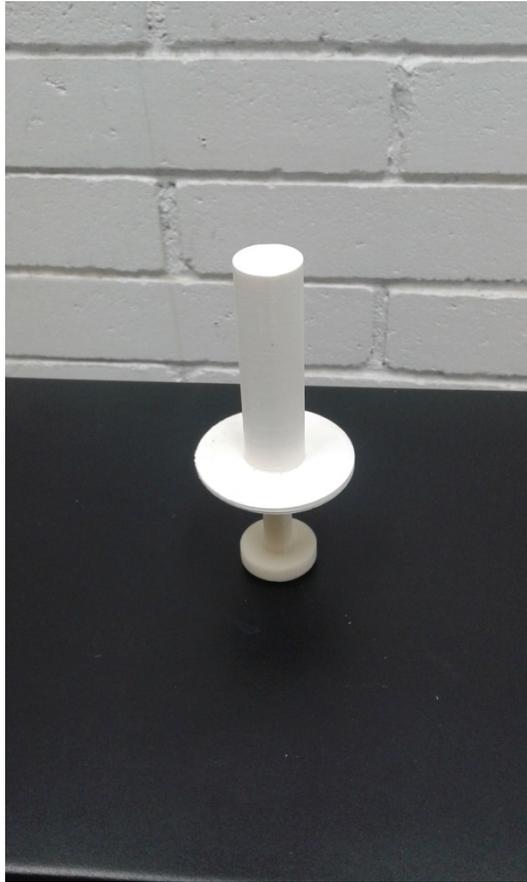


Figura 12. Vástago con imán en base circular, ensamblado con extensión. Fijos en mesa metálica.

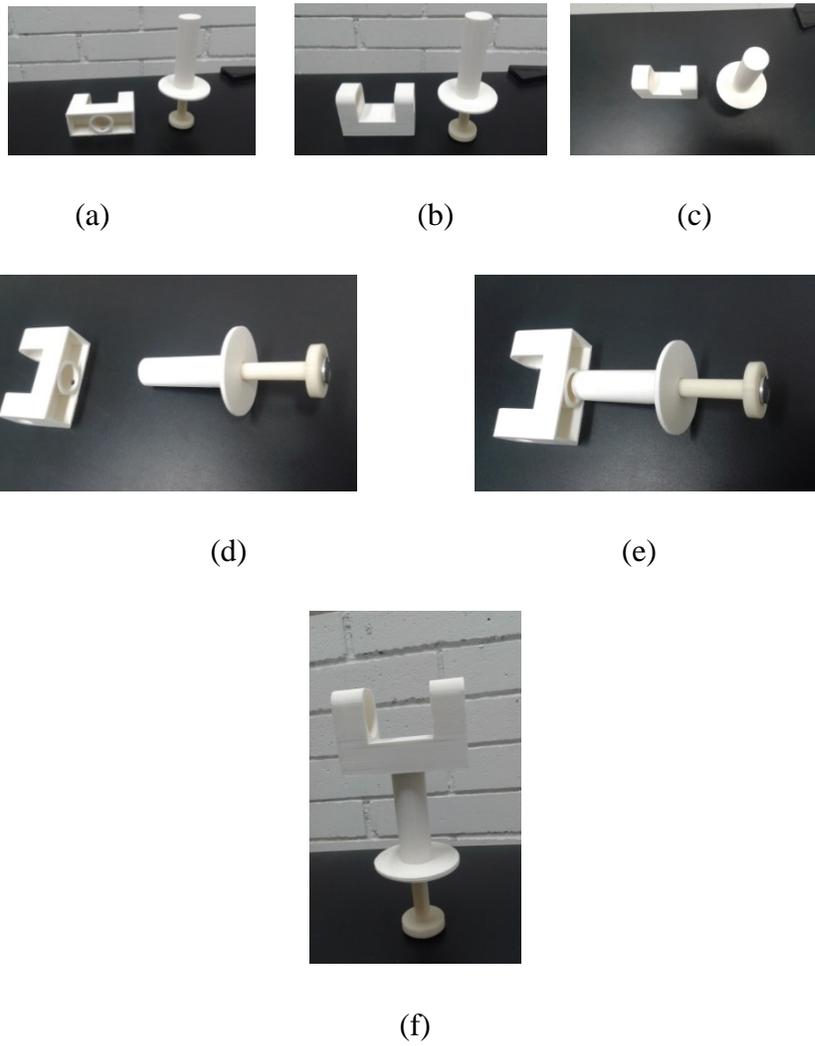


Figura 13. Ensamble de vástago imantado en base, extensión para ajuste de altura y montura para perno.

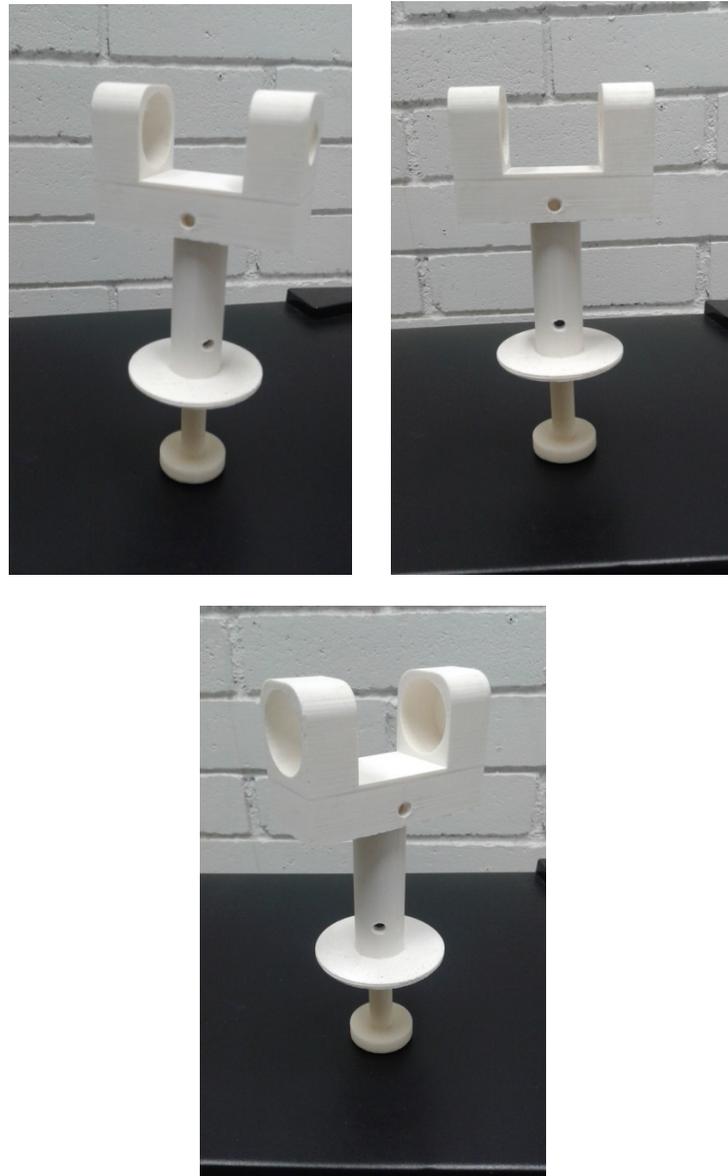
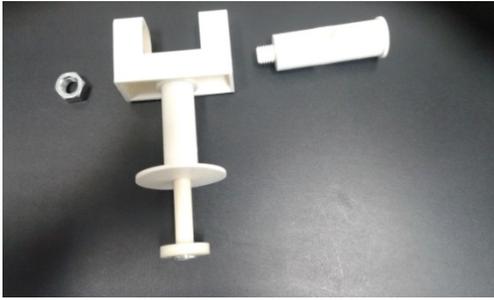
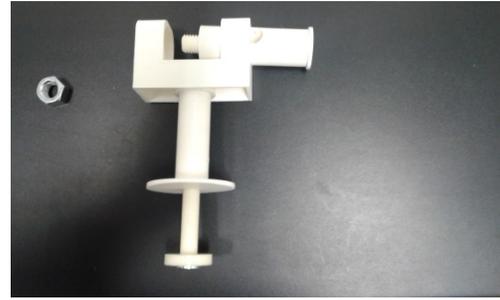


Figura 14. Ensamble a presión de tres piezas fabricadas en impresora 3D. Se muestra el giro de la montura para perno (pieza superior) respecto a la pieza (extensión para ajuste de altura). Obsérvense los barrenos de referencia.



(a)



(b)



(c)

Figura 15. Ensamble de barreno para diodo láser con tuerca metálica.

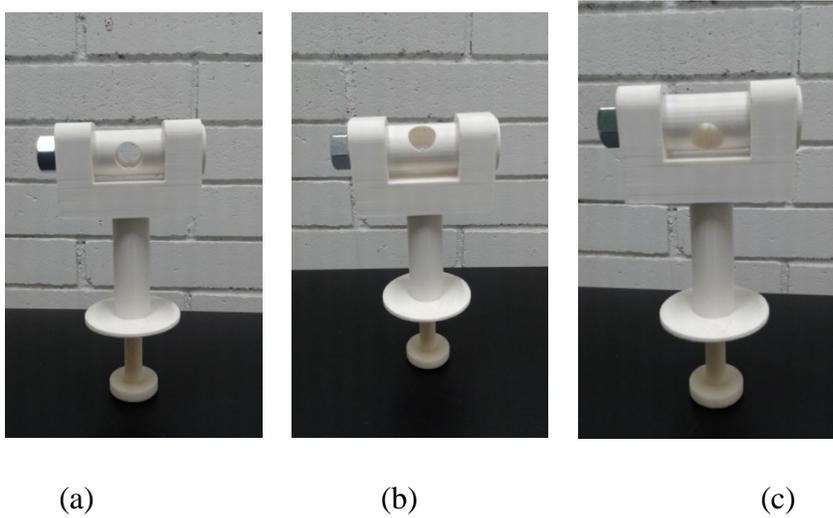


Figura 16. Se muestra el giro del perno respecto a su eje. Obsérvese el barreno en el centro del perno.

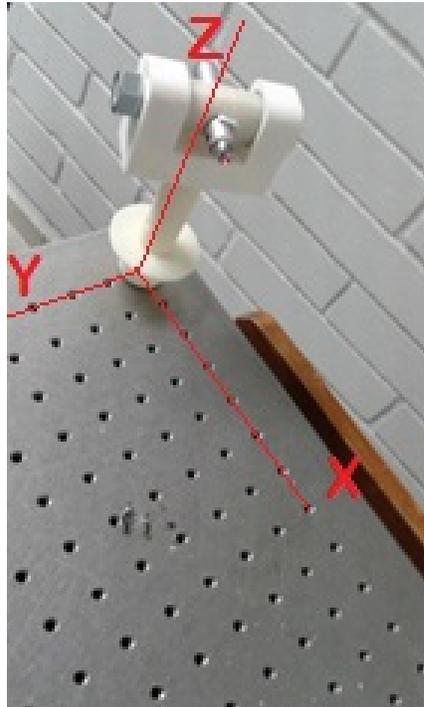


Figura 17. Prototipo de cuatro piezas ensambladas a presión: 1) Vástago con imán en base; 2) pieza cilíndrica con hueco para ensamblarse en vástago, con libertad de movimiento para variar la altura; 3) montura para perno en forma de “C” y perno para diodo láser con rosca para ajustarse con tuerca metálica. Obsérvese un diodo láser (650 nm) montado en el prototipo.

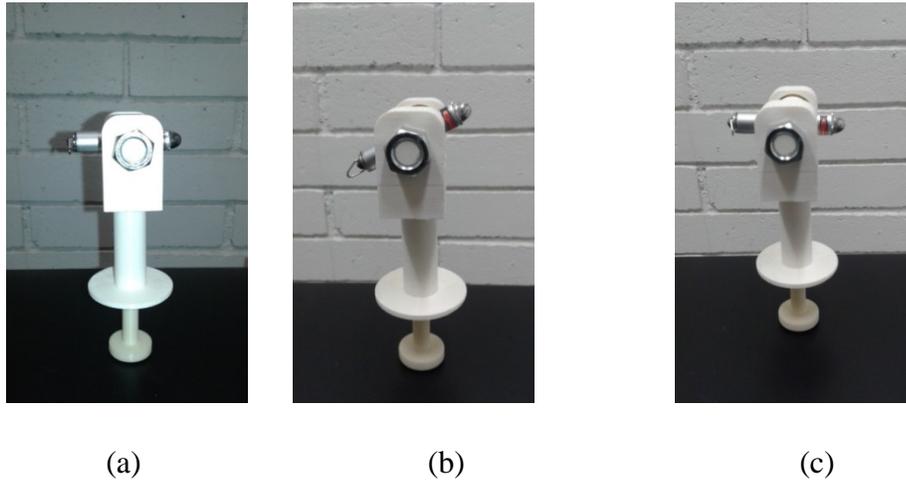
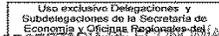


Figura 18. Diodo láser montado en prototipo fabricado en impresora 3D. El prototipo permite alinear el eje óptico del diodo láser ajustando la altura, su ángulo respecto al plano de la mesa y variar el ángulo respecto del eje del perno.

Anexo 4

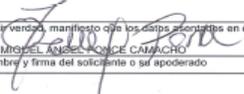
Patente en trámite:

Procedimiento para Controlar la Intensidad de una Señal de Luz

					
<input checked="" type="checkbox"/> Solicitud de Patente Solicitud de Registro de Modelo de Utilidad		Uso exclusivo Delegaciones y Subdelegaciones de la Secretaría de Economía y Oficinas Regionales del IMPI		Uso exclusivo del IMPI	
<input type="checkbox"/> Solicitud de Registro de Diseño Industrial, especifique cuál: <input type="checkbox"/> Modelo Industrial <input type="checkbox"/> Dibujo Industrial		No. de expediente		No. de folio de entrada	
Antes de llenar la forma lea las consideraciones generales al reverso		Fecha y hora de presentación			
DATOS DEL SOLICITANTE					
El solicitante es el inventor <input checked="" type="checkbox"/> El solicitante es el causahabiente <input type="checkbox"/>					
1) Nombre : MIGUEL ANGEL PONCE CAMACHO					
2) Nacionalidad (es): MEXICANOS					
3) Domicilio: calle, número, colonia y código postal: CALLE LILAS 1198. FRACCIONAMIENTO LOS PINOS. C. P. 21230.					
Población, Estado y País: MEXICALI, BAJA CALIFORNIA, MÉXICO					
4) Teléfono (clave): 686 179 69 16 5) Fax (clave):					
DATOS DE LOS INVENTORES					
6) Nombre s: MIGUEL ANGEL PONCE CAMACHO, JORGE ALBERTO VILLAVICENCIO AGUILAR, ROBERTO ROMO MARTÍNEZ					
7) Nacionalidad (es): MEXICANOS					
8) Domicilio: calle, número, colonia y código postal: CALLE LILAS 1198. FRACCIONAMIENTO LOS PINOS. C. P. 21230.					
Población, Estado y País: MEXICALI, BAJA CALIFORNIA, MÉXICO					
9) Teléfono (clave): 686 179 69 16 10) Fax (clave):					
DATOS DEL APODERADO					
11) Nombre (s): MIGUEL ANGEL PONCE CAMACHO 12) R. G. P.:					
13) Domicilio: calle, número, colonia y código postal: CALLE LILAS 1198. FRACCIONAMIENTO LOS PINOS. C. P. 21230.					
Población, Estado y País: MEXICALI, BAJA CALIFORNIA, MÉXICO 14) Teléfono (clave): 686 179 69 16 15) Fax (clave):					
16) Personas Autorizadas para oír y recibir notificaciones: MIGUEL ANGEL PONCE CAMACHO					
17) Denominación o Título de la invención: Procedimiento para Controlar la Intensidad de una Señal de Luz					
18) Fecha de divulgación previa					
Día Mes Año		19) Clasificación Internacional		uso exclusivo del IMPI	
20) Divisional de la solicitud					
Número		Figura jurídica		21) Fecha de presentación	
Día Mes Año		Día Mes Año		Día Mes Año	
22) Prioridad Reclamada:					
País		Fecha de presentación		No. de serie	
Día Mes Año		Día Mes Año		Día Mes Año	
Lista de verificación (uso interno)					
No. Hojas		No. Hojas		No. Hojas	
Comprobante de pago de la tarifa		Descripción y reivindicación (es) de la invención		Documento de cesión de derechos	
Dibujo (s) en su caso		Resumen de la descripción de la invención		Constancia de depósito de material biológico	
Documento que acredita la personalidad del apoderado		Documento (s) comprobante(s) de divulgación previa		Documento (s) de prioridad	
				Traducción	
				TOTAL DE HOJAS	
Observaciones:					
Bajo protesta de decir verdad, manifiesto que los datos asentados en esta solicitud son ciertos.					
MIGUEL ANGEL PONCE CAMACHO		MEXICALI, BAJA CALIFORNIA, MÉXICO		24/NOV/2016	
Nombre y firma del solicitante o su apoderado		Lugar y fecha			

Patente en trámite:

Ensamble de montura altazimutal para la alineación del eje óptico de un diodo laser.

		
<input checked="" type="checkbox"/> Solicitud de Patente <small>Solicitud de Registro de Modelo de Utilidad</small> <input type="checkbox"/> Solicitud de Registro de Diseño Industrial, especifique cuál: <input type="checkbox"/> Modelo Industrial <input type="checkbox"/> Dibujo Industrial		Uso exclusivo del IMPI No. de expediente No. de folio de entrada Fecha y hora de presentación
Antes de llenar la forma lea las consideraciones generales al reverso		
I DATOS DEL SOLICITANTE		
El solicitante es el inventor <input checked="" type="checkbox"/> El solicitante es el causahabiente <input type="checkbox"/> 1) Nombre: MIGUEL ANGEL PONCE CAMACHO, JOSUÉ LÓPEZ LEYVA, BERNARDO VALADEZ RIVERA, JORGE ALBERTO VILLAVICENCIO AGUILAR, ROBERTO ROMO MARTÍNEZ. 2) Nacionalidad (es): MEXICANOS 3) Domicilio; calle, número, colonia y código postal: CALLE LILAS 1198. FRACCIONAMIENTO LOS PINOS. C. P. 21230. Población, Estado y País: MEXICALI, BAJA CALIFORNIA, MÉXICO 4) Teléfono (clave): 686 179 69 16 5) Fax (clave):		
II DATOS DE LOS INVENTORES		
6) Nombre s: MIGUEL ANGEL PONCE CAMACHO, JOSUÉ LÓPEZ LEYVA, BERNARDO VALADEZ RIVERA, JORGE ALBERTO VILLAVICENCIO AGUILAR, ROBERTO ROMO MARTÍNEZ. 7) Nacionalidad (es): MEXICANO 8) Domicilio; calle, número, colonia y código postal: CALLE LILAS 1198. FRACCIONAMIENTO LOS PINOS. C. P. 21230. Población, Estado y País: MEXICALI, BAJA CALIFORNIA, MÉXICO 9) Teléfono (clave): 686 179 69 16 10) Fax (clave):		
III DATOS DEL APODERADO		
11) Nombre (s): MIGUEL ANGEL PONCE CAMACHO 12) R G P: 13) Domicilio; calle, número, colonia y código postal: CALLE LILAS 1198. FRACCIONAMIENTO LOS PINOS. C. P. 21230. Población, Estado y País: MEXICALI, BAJA CALIFORNIA, MÉXICO 14) Teléfono (clave): 686 179 69 16 15) Fax (clave): 16) Personas Autorizadas para oír y recibir notificaciones: MIGUEL ANGEL PONCE CAMACHO		
17) Denominación o Título de la invención:		
ENSAMBLE DE MONTURA ALTAZIMUTAL PARA LA ALINEACIÓN DEL EJE OPTICO DE UN DIODO LASER		
18) Fecha de divulgación previa		19) Clasificación Internacional uso exclusivo del IMPI
Día Mes Año 20) Divisional de la solicitud		21) Fecha de presentación
Número Figura jurídica Día Mes Año		No. de serie
22) Prioridad Reclamada:		
País	Día Fecha de presentación Año	
Lista de verificación (uso interno)		
No. Hojas <input type="checkbox"/> Comprobante de pago de la tarifa <input type="checkbox"/> Descripción y reivindicación (es) de la invención <input type="checkbox"/> Dibujo (s) en su caso <input type="checkbox"/> Resumen de la descripción de la invención <input type="checkbox"/> Documento que acredita la personalidad del apoderado	No. Hojas <input type="checkbox"/> Documento de cesión de derechos <input type="checkbox"/> Constancia de depósito de material biológico <input type="checkbox"/> Documento (s) comprobatorio(s) de divulgación previa <input type="checkbox"/> Documento (s) de prioridad <input type="checkbox"/> Traducción TOTAL DE HOJAS	
Observaciones:		
Bajo protesta de decir verdad, manifiesto que los datos suministrados en esta solicitud son ciertos. <div style="display: flex; justify-content: space-between;"> <div style="text-align: center;">  MIGUEL ANGEL PONCE CAMACHO <small>Nombre y firma del solicitante o del apoderado</small> </div> <div style="text-align: center;"> MEXICALI, BAJA CALIFORNIA, MÉXICO <small>Lugar y fecha</small> </div> <div style="text-align: right;"> 21/feb/2017 </div> </div>		
Página 1 de 2		IMPI-00-009