



EPISTEMUS: Ciencia, Tecnología y Salud

ISSN: 2007-8196

Universidad de Sonora

Gutiérrez Villarreal, Jesús Manuel; Luna Bracamontes, Alberto; Sepulveda Romo, Adrian; Gaspar Armenta, Jorge Alberto; Britto Hurtado, Ricardo Andrés
Amplificación de los campos electromagnéticos bajo el plasmón de superficie
EPISTEMUS: Ciencia, Tecnología y Salud, vol. 16, núm. 32, 03, 2022, Enero-Junio
Universidad de Sonora

DOI: <https://doi.org/10.36790/epistemus.v16i32.172>

Disponible en: <https://www.redalyc.org/articulo.oa?id=726276431003>

- Cómo citar el artículo
- Número completo
- Más información del artículo
- Página de la revista en redalyc.org



Sistema de Información Científica Redalyc
Red de Revistas Científicas de América Latina y el Caribe, España y Portugal
Proyecto académico sin fines de lucro, desarrollado bajo la iniciativa de acceso
abierto

Amplificación de los campos electromagnéticos bajo el plasmón de superficie

JESÚS MANUEL GUTIÉRREZ VILLARREAL¹, ALBERTO LUNA BRACAMONTES², ADRIAN SEPULVEDA ROMO³, JORGE ALBERTO GASPAR ARMENTA⁴ Y RICARDO ANDRÉS BRITTO HURTADO⁵.

RESUMEN

En el presente trabajo se explica de forma general el concepto de plasmones de superficie y sus aplicaciones. Además, se muestra que la geometría Kretschmann que consta de vidrio-metal-vacío es una de las usualmente utilizadas para excitar el campo electromagnético bajo el plasmón. Debido a que, de forma natural en una superficie plana no es posible generar este efecto, con excepción de algunos casos particulares de la fuente incidente o combinación de haces. También, se cuantifica la intensidad o amplificación del campo en función de la posición y se observa una propiedad importante de amplificación bajo la condición del plasmón, en la cual decae la intensidad del campo exponencialmente al alejarse de la interfaz metal-vacío. Igualmente se hace mención de las áreas de investigación relacionadas con los plasmones de superficie.

Palabras clave: Plasmón de Superficie, Amplificación del campo, Geometría Kretschmann.

¹Doctor en Ciencias Físicas, Docencia, Universidad Tecnológica del Sur de Sonora, Obregón, Sonora, México, jmgutierrezv86@gmail.com.

²Maestría en Ingeniería de Sistemas, Presidente de Academia MAMP, Universidad Tecnológica del Sur de Sonora, Obregón, Sonora, México, aluna@uts.edu.mx.

³Maestría en Matemáticas Educativa, Presidente de Academia IMA, Universidad Tecnológica del Sur de Sonora, Obregón, Sonora, México, asepulveda@uts.edu.mx.

⁴Doctor of Philosophy (Ph. D.), Jefe del Departamento del DIFUS, Universidad de Sonora, Hermosillo, Sonora, México, jorge.gaspar@unison.mx.

⁵Doctor en Ciencias Físicas, Investigador, Universidad de Sonora, Hermosillo, Sonora, México, ricardo.britto@unison.mx.

Autor de Correspondencia: Jesús Manuel Gutiérrez Villarreal, jmgutierrezv86@gmail.com

Recibido: 16 / 07 / 2022

Aceptado: 12 / 04 / 2022

Publicado: 20 / 04 / 2022

Cómo citar este artículo:

Gutiérrez Villarreal, J. M., Luna Bracamontes, A., Sepulveda Romo, A., Gaspar Armenta, J. A., & Britto Hurtado, R. A. (2022). AMPLIFICACIÓN DE LOS CAMPOS ELECTROMAGNÉTICOS BAJO EL PLASMON DE SUPERFICIE. EPISTEMUS, 16(32).

<https://doi.org/10.36790/epistemus.v16i32.172>

Enhancement of Electromagnetic Fields Under Surface Plasmon

ABSTRACT

In this paper, the concept of surface plasmons and their applications are explained in a general way. In addition, it is shown that the Kretschmann geometry consisting of glass-metal-vacuum is one of the usually used to excite the electromagnetic field under the plasmon, because naturally on a flat surface it is not possible to get this effect, except for some particular cases of the incident source or beams combination. Also, the intensity or amplification of the field as a function of position is quantified and an important property of amplification is observed under the plasmon condition, in which the intensity of the field decays exponentially when moving away from the metal-vacuum interface. As well, is also made of research areas related to surface plasmons.

Key words: Surface Plasmon, field enhancement, Kretschmann geometry.





Introducción

El plasmón de superficie es un fenómeno físico que ocurre cuando la energía de la luz interactúa, bajo ciertos parámetros físicos, con la superficie de los metales. Regularmente los materiales absorben o reflejan parte de la energía que reciben, sin embargo, cuando se cumplen ciertos parámetros, la energía de la luz se confina en la superficie del material, a este fenómeno se le conoce como plasmón de superficie (PS). Por ejemplo, en el caso de la plata (Ag), el campo electromagnético de la luz se acopla con el campo de la superficie del metal. Con el efecto del PS se logra sumar y acoplar las ondas de los campos electromagnéticos de luz con las ondas de campo de los electrones en la superficie del metal, a causa de que en los metales existe una gran cantidad de electrones libres.

La importancia del PS es debida a la capacidad que tienen de confinar la energía de la fuente incidente en la superficie del metal [1], [2], [3], [4], [5], [6], esta capacidad puede aprovecharse para diseñar dispositivos opto-electrónicos [7], [8], como diodos, fotodiodos, sensores moleculares y demás sensores [9]. Por otra parte, variantes de PS se emplean en diversas áreas, como es el caso del plasmón de superficie resonante en imágenes (PSRI), éste último emerge como una tecnología importante en análisis clínico de interacción de moléculas [10].

Es importante mencionar que no es posible generar el PS de forma natural en una superficie plana de metal utilizando luz como fuente de incidencia sin combinar haces para excitar el campo por si solo [1], [11]. Si la superficie no es plana y presenta defectos nanométricos se generan plasmones de superficie localizado [3], [13]. Sin embargo, este efecto no es de interés en el presente trabajo.

Como se mencionó anteriormente, existen condiciones y parámetros que se deben de presentar para lograr excitar el campo del PS, como el ángulo de incidencia indicado, espesor del metal y frecuencia de la fuente incidente. Para lo cual se usan dos geometrías: la geometría Kretschmann y la geometría Otto. En este trabajo se aborda la primera. La geometría Kretschmann consta de tres medios: el primero es un dieléctrico (vidrio), el segundo una placa de metal y por último el vacío.



LUZ DENTRO DE LA GEOMETRÍA KRETSCHAMNN

En la figura 1, se muestra que la luz dentro de un plano está compuesta por dos componentes vectoriales: la componente paralela k_x a la superficie del metal y la componente perpendicular k_z a la superficie.

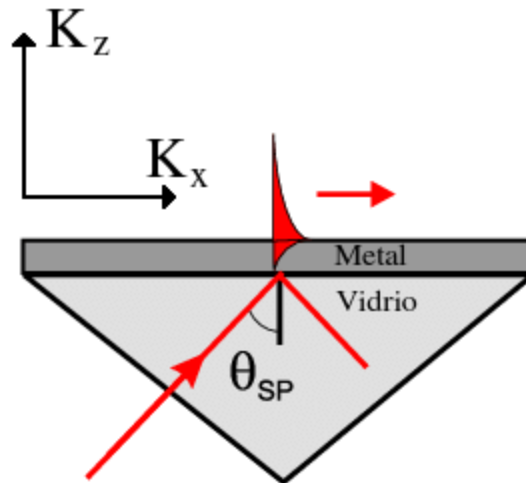


Figura 1: Geometría Kretschmann y componentes del vector de onda de luz.

El vector de onda de la luz en el vacío se considera como $k = (\omega\sqrt{\epsilon})/c$, donde k es el vector de onda de la luz, ω la frecuencia angular, c la velocidad de la luz en el vacío y ϵ es la constante dieléctrica del material (para el vacío, se considera $\epsilon=1$). Además, el vector de onda k se encuentra implícito en la función, para los campos electromagnéticos en forma de ondas planas, que a su vez satisface las ecuaciones de Maxwell.

En un plano con 2 dimensiones como el de la figura 1 y 2, existe una polarización transversal magnético (TM) para poder obtener el PS, ya que el campo eléctrico de la luz es el encargado de excitar a los electrones en la superficie, por ello es necesario que el campo eléctrico tenga por lo menos una componente perpendicular a la superficie.



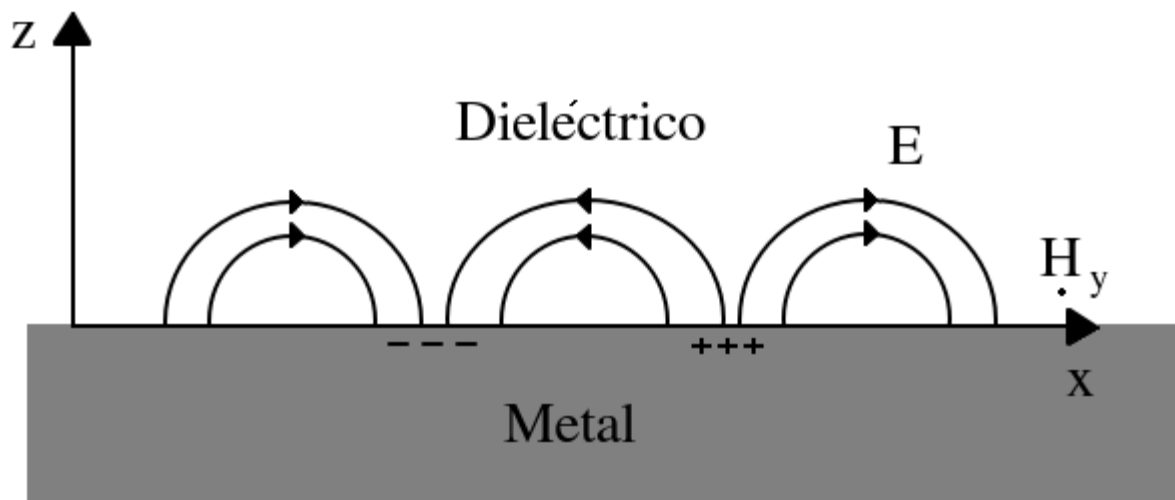


Figura 2: Plasmón de superficie en la interfaz metal vacío.

En la geometría Kretschmann, existe un efecto en el cual la luz se refleja completamente, llamado reflexión interna total (ATR por sus siglas en inglés), que se presenta al dirigir luz desde un medio con un índice de refracción determinado, hacia otro que tenga un índice de refracción menor ($n_1 > n_2$), siendo el índice de refracción n la velocidad de la luz en el medio entre la velocidad de la luz en el vacío.

Existe una dirección en la que incide la luz en un medio y es completamente reflejada, ésta dirección se define mediante el ángulo crítico Θ_c . El ángulo en el que se logra excitar el PS llamado Θ_{PS} suele ser mayor que Θ_c , provocando que la luz sea reflejada totalmente. Es decir, se refleja toda la energía de todas las frecuencias de la luz, excepto la energía asociada a la frecuencia del PS.

Lo anterior, es debido a que la resonancia en la superficie del metal absorbe la energía incidente de la frecuencia del PS y amplifica la amplitud de los campos, debido al confinamiento superficial, tal como se aprecia en la figura 3.

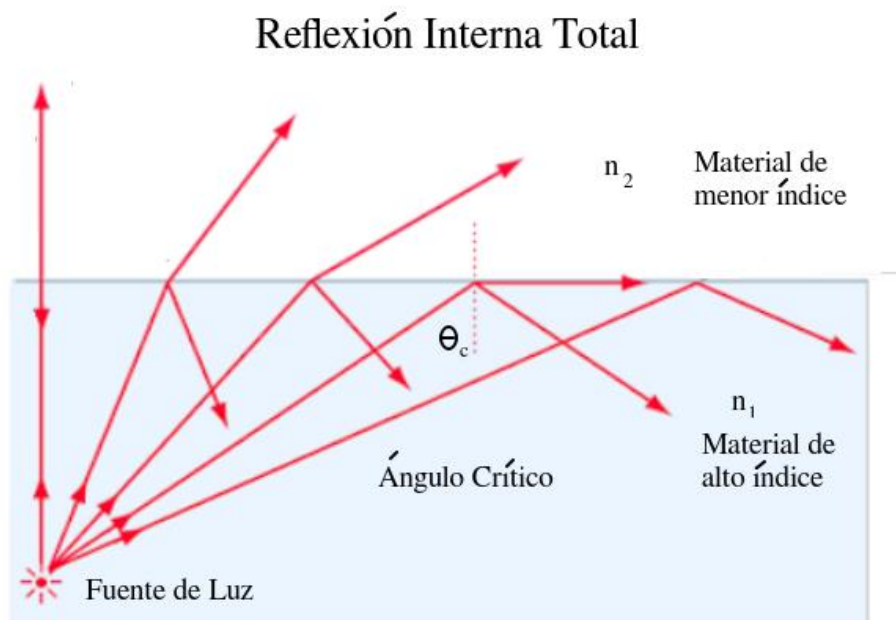


Figura 3: Reflexión Interna Total ATR.

Hasta este momento se ha explicado al lector las condiciones y componentes para que se excite el campo del PS o excitar los modos normales de oscilación de la superficie, los cuales son: luz incidiendo a un ángulo mayor al ángulo crítico en vidrio, un metal pegado al vidrio y un dieléctrico como último medio o vacío. A continuación, se muestra la teoría fundamental para excitación de los campos bajo los modos normales.

MODOS NORMALES

Los modos normales de un sistema en una superficie metálica son la frecuencia natural de oscilación del sistema, debido a que este efecto puede interaccionar con la fuente luz. Si se logra igualar la frecuencia natural del sistema con la fuente de luz, se genera el efecto de resonancia o lo que también se denomina PS, incluso retirando la fuente de excitación, el campo bajo el PS permanecerá excitado por el efecto de resonancia.





La teoría para lograr excitarlos modos normales o PS se deducirán a continuación considerando dos medios. Primero, a través de una interfaz metal-dieléctrico, con polarización TM.

Las consideraciones más relevantes son:

- La ley de reflexión: El ángulo de reflexión es igual al ángulo de incidencia.
- La ley de Snell: $\frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_2} = \frac{n_2}{n_1}$. Donde θ_1 , θ_2 son el ángulo de incidencia y de refracción, n_1 , n_2 son los correspondientes índices de refracción.
- Continuidad de las componentes tangenciales de los vectores del campo eléctrico \vec{E} y del campo magnético \vec{H} .

El vector de onda paralelo de la luz es:

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon} \sin(\theta) \quad (1)$$

Por lo tanto, el vector de onda perpendicular resulta:

$$k_z = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - k_x^2}. \quad (2)$$

Aplicando las condiciones de frontera, las leyes anteriormente enunciadas y realizándolos procedimientos algebraicos respectivos, se obtiene la expresión matemática para la reflexión del campo en una interfaz:

$$r_{12} = \frac{k_{z2}/\epsilon_2 - k_{z1}/\epsilon_1}{k_{z2}/\epsilon_2 + k_{z1}/\epsilon_1}, \quad (3)$$

Si se obtienen los mínimos del denominador en la ecuación 3, se genera la curva de los modos normales resonantes del sistema, como se muestra en la figura 4. ¿Por qué el hacer mínimo el denominador de la ecuación 3?, debido a que la reflexión tiende a ser muy grande o se refleja la mayoría de la energía incidente, como sucede físicamente con ATR. En la figura 4 se muestran las condiciones para obtener o excitar los campos del PS.



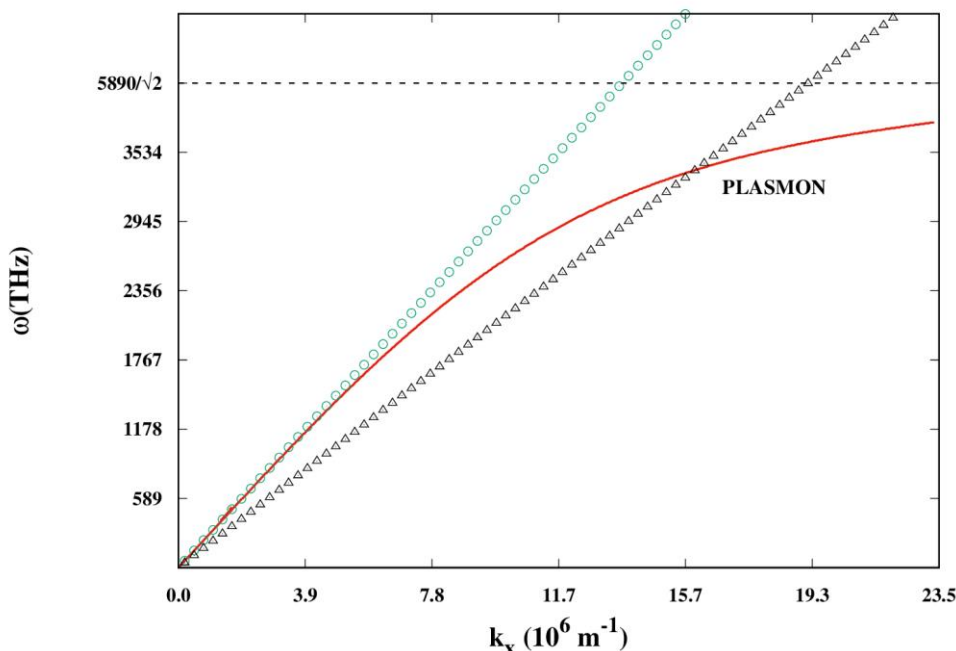


Figura 4: Relación de dispersión para plasmones de superficie no radiativos. Línea de círculos representa luz en vacío, línea con triángulos es luz a 28° de incidencia con $n = 1.52$, y línea continua representa los modos de superficie del sistema.

El rango del espectro visible de la figura 4 se encuentra entre 2071 a 4712 THz, en el eje vertical. Además, se indica una frecuencia con valor de $5890/\sqrt{2}$ THz, debido a que los modos normales que se excitan a frecuencias iguales o más elevadas al valor indicado, se denominan plasmones radiativos. Debido a que en este trabajo se presentan los llamados plasmones no radiativos, las frecuencias más elevadas no son de interés.

Puede causar confusión que la línea de luz en el vacío de la figura 4 (círculos) parece tocar la región de los modos de superficie (línea roja continua) para bajas frecuencias angulares ω , pero en realidad esto no sucede, ya que no se interceptan. Por tanto, no existe excitación de los campos. Es evidente que la componente paralela del vector de onda de luz requiere de un incremento, dicho incremento se presenta cambiando el índice de refracción del medio incidente, y así la fuente pueda llegar a interceptar la curva donde se da la región de los modos de superficie o plasmón de superficie (línea de triángulos interceptando la línea continua).



Cuando la frecuencia de la luz se iguala con el de la curva de modos normales de oscilación del sistema, se tienen campos excitados bajo el PS, por lo que es de suma importancia resaltar que al igualarse la frecuencia de la luz con la de los modos normales, dicha energía no se refleja y se confina en la superficie del metal.

AMPLITUD DEL CAMPO BAJO EL PS EN GEOMETRÍA KRETSCHMANN

Existen expresiones para obtener de forma analítica la amplitud del campo magnético H bajo el PS en ATR Kretschmann, como la ecuación 10 obtenida en la referencia [3], sin embargo, en el presente trabajo se realiza por el método de matriz de transferencia, en el cual se compara el campo de la superficie con el campo incidente bajo el PS.

El método de matriz de transferencia es empleado para cuantificar el campo bajo el efecto del PS, este campo dentro de los medios tiene por nombre campo evanescente u oscilatorio. Es definido evanescente cuando decae exponencialmente a lo lejos de la interfaz, y su máxima amplitud está justo en el límite donde se unen dos medios o una interfaz.

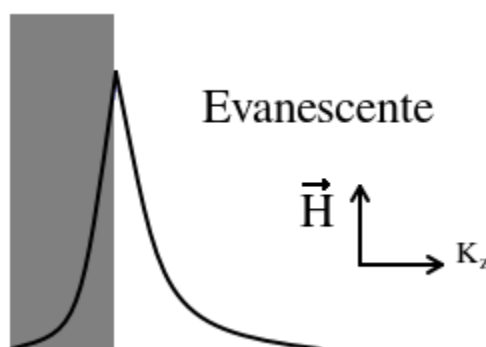


Figura 5: Campo evanescente decayendo a lo lejos de la interfaz

En lo referente a la simulación del metal, se utiliza el modelo de Drude (en este caso la plata como elemento metálico). Drude construyó su teoría eléctrica y de conducción térmica aplicando la teoría (muy exitosa) de los gases al metal, considerando el metal como un gas de electrones. En base a esta teoría se llega a una expresión compleja para la constante dieléctrica del metal.

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (4)$$

Donde ω_p es la frecuencia de plasma de la plata y γ el amortiguamiento o absorción del material. En la figura 6 se muestra el campo evanescente H dentro del interfaz obtenido con el TMM, bajo la condición del PS:

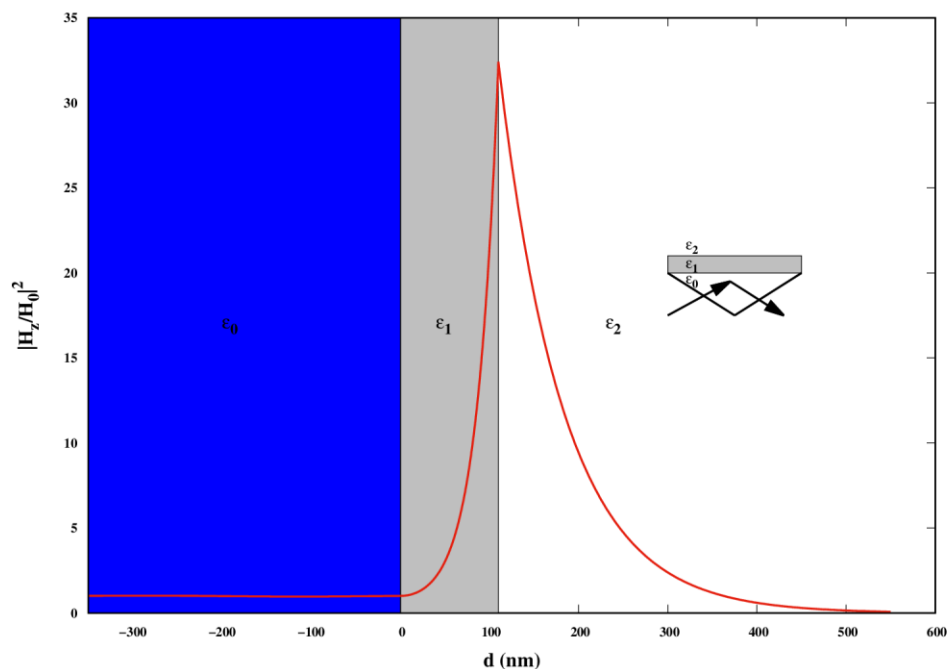


Figura 6: Amplitud del campo H en relación al valor absoluto sobre el campo incidente al cuadrado en función de la distancia con un espesor del metal de 110 nm, el medio incidente es $\sqrt{\epsilon_0} = 1.52$, ϵ_1 = Drude, ϵ_2 = vacío y frecuencia del PS $\omega = 2945$ THz. Parte derecha al centro muestra un inserto de la geometría Kretschmann.

Al observar la figura 6, se puede apreciar una de las propiedades del PS, de confinar la energía en la superficie del metal. En el eje de las “Y” se gráfica la amplitud del campo al cuadrado comparado al campo incidente y su valor máximo de amplificación es de aproximadamente 32 veces el campo incidente, (línea roja). Este efecto de amplificación es muy importante ya que es de interés para investigaciones y diseño nuevas tecnologías.

En el presente trabajo se explicó las condiciones para poder excitar un PS u obtener el efecto de resonancia en una superficie utilizando luz como fuente. Además, se explicó que debido al





confinamiento de energía se amplifican los campos en la interfaz metal-vacío, y esta propiedad es muy llamativa para el diseño de nuevas tecnologías en diversas áreas.

INVESTIGACIONES ACTUALES Y ALGUNAS APLICACIONES RELACIONADAS AL PS

Existen diversas áreas relacionadas al PS, en específico dos de ellas son: la modulación de la fuente incidente y la modificación geométrica del metal. Ambas tienen la finalidad de amplificar y confinar el campo bajo la condición del PS. Trabajos reportados anteriormente [14], [15] [16], [17], [18], son ejemplos de investigaciones relacionadas a la amplificación de la energía y su confinamiento en diferentes medios.

Aunado a lo anterior en particular [13], [22], son trabajos que se puede clasificar en la línea de modificación geométrica, que consisten en encontrar la longitud óptima en el metal finito para un espesor de una placa con esquinas redondeadas para obtener el máximo del campo bajo el PS utilizando una fuente con incidencia normal.

Así mismo, el trabajo numérico realizado en [18] con una cresta de oro que incide luz de un sustrato de vidrio aplicando ATR, simulando con el método numérico de algoritmo-R, para cuantificar el campo en la superficie. Su estructura consta de rejillas con crestas de separación $D > 40 \mu\text{m}$ y un espesor de 45 nm.

En la línea relacionada a la modulación de la fuente incidente [12], demostraron que la modulación de fase (técnica de control espacial) que excita el campo del PS al concentrar la energía en un punto caliente puede triplicar la iluminación de un haz Gaussiano convencional. También, consta el trabajo realizado por [19], en el cual compara la amplitud del campo bajo el PS respecto al ancho de la fuente incidente.

Además, se han reportado trabajos relacionados con la amplificación del campo bajo el PS con espectroscopia de fluorescencia para aplicaciones sensoriales [20] y con nanoestructuras plasmónicas de una sola molécula con efectos cuánticos [21]. Siendo estos últimos importantes líneas de investigación de frontera.



Conclusiones

En conclusión, se dio a conocer el estado del arte del PS, además de una breve reseña histórica de los avances cronológicos relacionados con el tema. Se mencionó la importancia del PS en la actualidad y sus posibles aplicaciones tecnológicas. Los resultados mostraron la propiedad de amplificación del campo bajo el efecto del PS en la frontera del metal con el vacío, donde la amplitud de dicho campo magnético al cuadrado se incrementa aproximadamente 30 veces comparado al campo incidente. Por tanto, las aplicaciones tecnológicas pueden hacer uso de dichas características. Finalmente, es importante mencionar que las tendencias en el uso de tecnologías optoelectrónicas que utilizan o funcionan con el efecto del PS van en aumento y se tienen muchas líneas de investigación para seguir explorando su potencial tecnológico.

Agradecimientos

El autor Jesús Manuel Gutiérrez Villarreal agradece a CONACYT.

Referencias

- [1] A. Otto, "Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection," *Z. Physik*, vol. 216, pp. 398-410, Julio 1968.
- [2] E. Kretschmann, "Determination of the Optical Constants of Metals by Excitation of Surface Plasmons," *Z. Physik*, vol. 241, pp. 313-321, Agosto 1971.
- [3] W. H. Weber and G. W. Ford "Optical electric-field enhancement at a metal surface arising from surface-plasmon excitation," *Opt. Lett.* vol. 6, pp. 122-124, Marzo 1981.
- [4] D. Sarid, "Long-Range Surface-Plasma Waves on Very Thin Metal Films," *Phys. Rev. Lett.* vol. 47, pp. 1927-1930, Agosto 1981.
- [5] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 6ta ed. New York, Pergamon Press, 1987.
- [6] D. Sarid, R. T. Deck, A. E. Craig, R. K. Hickernell, R. S. Jameson, and J. J. Fasano, "Optical field enhancement by long-range surface-plasma waves," *Appl. Opt.* vol. 21, pp. 3993-3995, Noviembre 1982.





- [7] J. A. Dionne, L. A. Sweatlock, H. A. Atwater, and A. Polman, "Plasmon slot waveguides: Towards chip-scale propagation with subwavelength-scale localization," *Phys. Rev.B*, vol. 73, 035407, Enero 2006.
- [8] X. Huang and M. A. El-Sayed, "Gold nanoparticles: Optical properties and implementations in cancer diagnosis and photothermal therapy," *Adv. Res.* vol. 1, pp. 13-28, Enero 2010.
- [9] Stefano Mariani and Maria Minunni, "Surface plasmon resonance applications in clinical analysis," *Anal. Bioanal. Chem.* Vol. **406**, pp. 2303-2323, Abril 2014.
- [10] Masson and Jean Francois, "Surface Plasmon Resonance Clinical Biosensors for Medical Diagnostics," *Am. Chem. Soc.* Vol. **2**, pp. 16-30, Enero 2017.
- [11] A. V. Zayats, I. I. Smolyaninov and A. A. Maradudin, "Nano-optics of surface plasmon polaritons," *Phys. Reports*, vol. 408, pp. 131-314, Marzo 2005.
- [12] Z. Ruan, H. Wu, M. Qiu and S. Fan, "Spatial control of surface plasmon polariton excitation at planar metal surface," *Opt. Letters*, vol. 39, pp. 3587-3590, Enero 2014.
- [13] C. Caiseda, I. Griva, L. Martinez, K. Shaw and D. Weingarten, "Numerical Optimization Technique for Optimal Design of the n Grooves Surface Plasmon Grating Coupler," *Procedia Comput.* vol. 29, pp. 2145-2151, 2014.
- [14] J. Banerjee M. Bera and M. Ray, "Simultaneous excitation of multi-spectral surface plasmon resonance using multi-stepped-thickness metallic film," *J. Appl. Phys.* vol. 117, 113102, Marzo 2015.
- [15] A. P. Demchenko *Introduction to Fluorescence Sensing: Evanescent Field Effects and Plasmonic Enhancement of Luminescence in Sensing Technologies*, 3ed, Switzerland, Springer, Cham, 2020.
- [16] T. Iqbal, "Propagation length of surface plasmon polaritons excited by a 1D plasmonic grating," *Curr. Appl. Phys.* vol. 15, pp. 1445-1452, Noviembre 2015.
- [17] T. Iqbal and S. Afsheen, "Extraordinary optical transmission: Role of the slit width in 1D metallic grating on higher refractive index substrate," *Curr. Appl. Phys.* vol. 16, pp. 453-458, Abril 2016.
- [18] L. Salomon, G. Bassou, H. Aourag, J. P. Dufour and F. de Fornel, F. Carcenac, and A. V. Zayats, "Local Excitation of Surface Plasmon Polaritons at Discontinuities of a Metal Film:



- Theoretical Analysis and Optical Near-Field Measurements,” *Phys. Rev. B*, vol. 65, 125409, Marzo 2002.
- [19] J. M. Gutierrez Villarreal, J. A. Gaspar Armenta and L. A. Mayoral Astorga, “Surface plasmon field enhancement: excitation by a short pulse or narrow beam of light,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 35, pp. 1040-1045, Marzo 2018.
- [20] Thorsten Liebermann and Wolfgang Knoll, “Surface-plasmon field-enhanced fluorescence spectroscopy,” *Colloids Surf. A Physicochem. Eng. Asp.* vol. 171, pp. 115-130, Octubre 2000.
- [21] Adam B. Taylor and Peter Zijlstra, “Single-Molecule Plasmon Sensing: Current Status and Future Prospects,” *ACS Sensors*, vol. 2, pp. 1103-1122, Agosto 2017.
- [22] Thomas Grosgees and Dominique Barchiesi, “Geometrical optimization of nanostrips for surface plasmon excitation: an analytical approach,” *Opt. Letters*, vol. 43, pp. 54-57, Enero 2018.

Cómo citar este artículo:

Gutiérrez Villarreal, J. M., Luna Bracamontes, A., Sepulveda Romo, A., Gaspar Armenta, J. A., & Britto Hurtado, R. A. (2022). AMPLIFICACIÓN DE LOS CAMPOS ELECTROMAGNÉTICOS BAJO EL PLASMON DE SUPERFICIE. *EPISTEMUS*, 16(32).
<https://doi.org/10.36790/epistemus.v16i32.172>

