

# Dependencia Espectral de La Modulación Magnética de Plasmones Superficiales en Sistemas Multicapa Au|Co|Au

## Spectral Dependence of the Magnetic Modulation of Surface Plasmons in Au|Co|Au Multilayer Systems

C.A. Herreño-Fierro<sup>1</sup>, A. Cebollada<sup>2</sup>, G. Armelles<sup>2</sup>

1. Grupo de Instrumentación Científica & Didáctica, Facultad de Ciencias y Educación, Universidad Distrital Francisco José de Caldas, Cra 7 No. 40B-53, Bogotá, Colombia

2. IMM – Instituto de Microelectrónica de Madrid (CNM-CSIC), Isaac Newton 8, PTM, 28760 Tres Cantos, Madrid, Spain

\*E-mail: [caherrenof@udistrital.edu.co](mailto:caherrenof@udistrital.edu.co)

### RESUMEN:

Se presenta la dependencia espectral de la modulación del vector de onda de plasmones de superficie en un sistema tricapa Au|Co|Au. Esta dependencia se logra por medio del análisis espectral de la derivada angular de la reflectividad bajo excitación plasmónica, en contraste con la dependencia angular del efecto Kerr transversal magneto-óptico. Este análisis nos lleva a prescribir los límites de validez del método y a concluir acerca de las condiciones óptimas para la modulación de plasmones en términos de la frecuencia de excitación.

**Palabras clave:** Magnetoplasmónica; Plasmónica Activa; Plasmones Superficiales Polaritónicos

### ABSTRACT:

The spectral dependency of the modulation of surface plasmons wave vector in a trilayered Au|Co|Au system is presented. This dependency is achieved by means of the spectral analysis of the angular derivative of the reflectivity under plasmonic excitation, in contrast to the angular dependence of the transverse magneto-optical Kerr effect. This analysis leads us to prescribe the limits of validity of the method, and to conclude about the optimal conditions for plasmons modulation in terms of the excitation frequency.

**Key words:** Magnetoplasmonics; Active Plasmonics; Surface Plasmon Polariton

### REFERENCIAS Y ENLACES / REFERENCES AND LINKS

- [1] César Aurelio Herreño-Fierro and Edgar J Patiño. *Maximization of surface enhanced transversal magneto-optic Kerr effect in au/co/au thin films*. Physica Status Solidi (b), 252(2):316322 (2015).
- [2] Jorge Nicolás Hayek, César A Herreño-Fierro, and Edgar J Patiño. *Enhancement of the transversal magnetic optic Kerr effect: Lock-in vs. hysteresis method*. Review of Scientific Instruments, 87(10):103113 (2016).
- [3] C Hermann, VA Kosobukin, G Lampel, J Peretti, VI Safarov, and P Bertrand. *Surface-enhanced magneto-optics in metallic multilayer films*. Physical Review B, 64(23):235422 (2001).
- [4] Juan Bautista González-Díaz, Antonio García-Martín, G Armelles, José Miguel García-Martín, C Clavero, Alfonso Cebollada, RA Lukaszew, JR Skuza, DP Kumah, and R Clarke. *Surface-magnetoplasmon nonreciprocity effects in noble-metal/ferromagnetic heterostructures*. Physical Review B, 76(15):153402 (2007).
- [5] VI Belotelov, IA Akimov, M Pohl, VA Kotov, S Kasture, AS Vengurlekar, Achanta Venu Gopal, DR Yakovlev, AK Zvezdin, and M Bayer. *Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals*. Nature Nanotechno-logy, 6(6):370376 (2011).

- [6] VI Safarov, V A\_ Kosobukin, C Hermann, G Lampel, J Peretti, and C Marliere. *Magneto-optical effects enhanced by surface plasmons in metallic multilayer films*. Physical review letters, 73(26):3584 (1994).
- [7] DM Newman, ML Wears, RJ Matelon, and IR Hooper. Magneto-opticbehaviour in the presence of surface plasmons. Journal of Physics: Condensed Matter, 20(34):345230 (2008).
- [8] Gaspar Armelles, Juan Bautista González-Díaz, Antonio García-Martín, José Miguel García-Martín, Alfonso Cebollada, María Ujué González, Srdjan Acimovic, Jean Cesario, Romain Quidant, and Gonçal Badenes. Localized surface plasmon resonance effects on the magneto-optical activity of continuous au/co/au trilayers. Optics express, 16(20):16104-16112 (2008).
- [9] Juan B. González-Díaz, Antonio García-Martín, José M. García-Martín, Alfonso Cebollada, Gaspar Armelles, Borja Sepúlveda, Yury Alaverdyan, and Mikael Käll. Plasmonic au/co/au nanosandwiches with enhanced magnetooptical activity. Small, 4(2):202-205 (2008).
- [10] Juan B González-Díaz, Borja Sepúlveda, Antonio García-Martín, and G Armelles. Cobalt dependence of the magneto-optical response in magnetoplasmonic nanodisks. Applied Physics Letters, 97(4):043114 (2010).
- [11] JF Torrado, Juan Bautista González-Díaz, G Armelles, Antonio García-Martín, A Altube, M López-García, JF Galisteo-López, A Blanco, and Cefe López. Tunable magneto-photonic response of nickel nanostructures. Applied Physics Letters, 99(19):193109 (2011).
- [12] Juan Carlos Banthí, David Meneses-Rodríguez, Fernando García, María Ujué González, Antonio García-Martín, Alfonso Cebollada, and Gaspar Armelles. High magneto-optical activity and low optical losses in metadielectric au/co/au-sio2 magnetoplasmonic nanodisks. Advanced Materials, 24(10):OP36-OP41 (2012).
- [13] Martin Pohl, LE Kreilkamp, Vladimir I Belotelov, Ilya A Akimov, A N Kalish, NE Khokhlov, VJ Yallapragada, AV Gopal,MNur-E-Alam, Mikhail Vasiliev, et al. Tuning of the transverse magneto-optical kerr effect in magneto-plasmonic crystals. New Journal of Physics, 15(7):075024 (2013).
- [14] Jessie Yao Chin, Tobias Steinle, Thomas Wehlus, Daniel Dregely, Thomas Weiss, Vladimir I Belotelov, Bernd Stritzker, and Harald Giessen. Nonreciprocal plasmonics enables giant enhancement of thin-film faraday rotation. Nature communications, 4:1599 (2013).
- [15] Gaspar Armelles, Alfonso Cebollada, Antonio García-Martín, and María Ujué González. Magnetoplasmonics: combining magnetic and plasmonic functionalities. Advanced Optical Materials, 1(1):10-35 (2013).
- [16] Elías Ferreiro-Vila, Juan B González-Díaz, Rui Fermento, María U González, Antonio García-Martín, José M García-Martín, Alfonso Cebollada, Gaspar Armelles, David Meneses-Rodríguez, and Emilio Muñoz Sandoval. Intertwined magneto-optical and plasmonic eects in ag/co/ag layered structures. Physical review B, 80(12):125132 (2009).
- [17] Vasily V Temnov, Gaspar Armelles, Ulrike Woggon, Dmitry Guzatov, Alfonso Cebollada, Antonio Garcia-Martin, Jose-Miguel Garcia-Martin, Tim Thomay, Alfred Leitenstorfer, and Rudolf Bratschitsch. Active magnetoplasmonics in hybrid metalferromagnet structures. Nature Photonics, 4(2):107-111 (2010).
- [18] Diana Martín-Becerra, Juan B González-Díaz, Vasily V Temnov, Alfonso Cebollada, Gaspar Armelles, Tim Thomay, Alfred Leitenstorfer, Rudolf Bratschitsch, Antonio García-Martín, and María Ujué González. Enhancement of the magnetic modulation of surface plasmon polaritons in au/co/au films. Applied Physics Letters, 97(18):183114 (2010).
- [19] Valentina Bonanni, Stefano Bonetti, Tavakol Pakizeh, Zhaleh Pirzadeh, Jianing Chen, Josep Nogués, Paolo Vavassori, Rainer Hillenbrand, Johan Åkerman, and Alexandre Dmitriev. Designer magnetoplasmonics with nickel nanoferromagnets. Nano letters, 11(12):53335338 (2011).
- [20] Luca Sapienza and Dominic Zerulla. Surface plasmon excitation on magnetoactive materials. Physical Review B, 79(3):033407 (2009).
- [21] E Ferreiro-Vila, M Iglesias, E Paz, FJ Palomares, F Cebollada, JM González, G Armelles, JM García-Martín, and A Cebollada. Magneto-optical and magnetoplasmonic properties of epitaxial and polycrystalline au/fe/au trilayers. Physical Review B, 83(20):205120 (2011).
- [22] Vasily V Temnov. Ultrafast acousto-magneto-plasmonics. Nature Photonics, 6(11):728-736, 2012.

- [23] RF Wallis, JJ Brion, E Burstein, and A Hartstein. Theory of surface polaritons in anisotropic dielectric media with application to surface magnetoplasmons in semiconductors. *Physical Review B*, 9(8):3424 (1974).
- [24] VI Belotelov, DA Bykov, LL Doskolovich, AN Kalish, and AK Zvezdin. Extraordinary transmission and giant magneto-optical transverse kerr effect in plasmonic nanostructured films. *JOSA B*, 26(8):1594-1598 (2009).
- [25] Diana Martín Becerra. Development of active plasmodic devices based on magnetoplasmonic nanostructures. PhD thesis (2015).
- [26] Akheelesh K Abeeluck and Clifford Headley. Continuous-wave pumping in the anomalous-and normal-dispersion regimes of nonlinear fibers for supercontinuum generation. *Optics letters*, 30(1):61-63 (2005).

## 1. Introducción / Introduction

La magnetoplasmónica comprende el intervinculo entre las propiedades magneto-ópticas (MO) y plasmónicas de estructuras híbridas de metales nobles y ferromagnéticos. En este tipo de estructuras tienen lugar dos efectos interconectados; por una parte las resonancias plasmónicas afectan significativamente las propiedades MO de la estructura, y por otra parte las propiedades plasmónicas dependen del estado de magnetización de la estructura. En el primer caso, el efecto consiste en el mejoramiento de la respuesta magnetoóptica (MO) por cuenta de la excitación de resonancias plasmónicas superficiales [1\_14], mientras que del segundo efecto se deriva la posibilidad de controlar las propiedades plasmónicas de la estructura manipulando la magnetización de la misma por medio de un campo magnético externo. Esta posibilidad ha recibido la atención de varias investigaciones que pretenden modular señales plasmónicas con mecanismos magnéticos [4, 15-21], lo cual ha dado origen a lo que se conoce como magnetoplasmónica activa [16]. El desarrollo de la plasmónica activa conlleva la necesidad de desarrollar dispositivos plasmónicos activos en los que las propiedades plasmónicas puedan ser controladas con agentes externos. Para ello, han surgido diferentes propuestas con agentes de control termo-ópticos, electro-ópticos, puramente ópticos y magneto-ópticos. Estas iniciativas buscan altas velocidades de modulación (THz), así como el mayor grado reversibilidad y fidelidad en el control de las señales plasmónicas. Trabajos anteriores han investigado sobre la modulación magnética de plasmones superficiales polarotónicos (SPP) en tricapas de metales nobles y ferromagnéticos (Au|Co|Au y Ag|Co|Ag) como función del metal noble (Au, Ag) usado en la estructura, así como del espesor de la capa magnética (Co) [3, 15]. El resultado principal de estos estudios es que el valor de modulación incrementa monótonamente con el espesor y que es independiente del tipo de metal noble.

En este trabajo se presenta un estudio de la dependencia espectral de la modulación del vector de onda de los SPP en una multicapa continua tipo Au|Co|Au. Para esto se caracteriza la dependencia angular de la reflectividad y de la señal MO en la geometría magnética transversal (efecto MO Kerr transverso TMOKE) de la estructura para diferentes longitudes de onda, y luego se implementa el método de análisis introducido por Ferreiro-Vila y sus colaboradores [15], que consiste en comparar la derivada angular de la reflectividad normalizada con la señal MO. El análisis permite prescribir los límites de validez del método, así como concluir sobre las condiciones óptimas de la modulación en relación con la frecuencia de excitación de los modos plasmónicos.

## 2. Modulación magnética de plasmones superficiales

Las propiedades electromagnéticas de los materiales están descritas por el tensor dieléctrico  $\hat{\epsilon} = \epsilon_{ii} \hat{1} + \epsilon_{ij} \hat{\epsilon}_{ijk}$ , donde  $\hat{1}$  es la matriz identidad  $3 \times 3$ , y  $\hat{\epsilon}_{ijk}$  es el tensor anti-simétrico de Levi-Cevita. Los coeficientes diagonales complejos  $\epsilon_{ii}$  son denominados comúnmente las constantes ópticas, y describen la respuesta óptica del material, mientras que los coeficientes por fuera de la diagonal ( $\epsilon_{ij}, i \neq j$ ) describen las anisotropías magneto-ópticas, y se denominan constantes magneto-ópticas. El principio general de los materiales ópticamente activos consiste en conseguir alterar sus propiedades electromagnéticas por medio de agentes externos. Esto se puede conseguir

gracias al intervínculo entre las propiedades eléctricas y magnéticas, así como entre las propiedades electromagnéticas y otras propiedades como la temperatura.

Como ya se indicó anteriormente, los materiales magnetoplasmónicos son estructuras híbridas multicapa de metales nobles y ferromagnéticos que presentan simultáneamente funcionalidades plasmónicas y MO. Las constantes MO ( $\epsilon_{ij}, i \neq j$ ) de la capa ferromagnética de estas estructuras, dependen directamente de la magnetización. Este hecho genera un vínculo entre la magnetización de la estructura y la relación de dispersión de los SPP [22] que permite controlar las propiedades plasmónicas de la estructura, específicamente permite controlar el vector de onda de los SPP ( $K_x$ ), por medio de un campo magnético externo de baja intensidad.

## 2.1 Modulación de $K_x$ en una interface ferro|dieléctrico

El principio puede ilustrarse claramente en el caso simple de un sistema constituido por dos espacios semi-infinitos; uno ferromagnético ( $\epsilon_m$ ) en el semi-espacio definido por  $z < 0$ , y otro dieléctrico ( $\epsilon_a$ ) en el semi-espacio  $z > 0$ . Allí, la relación de dispersión de los plasmones superficiales que se propagan a lo largo del eje  $x$  sobre la interface  $\epsilon_a | \epsilon_m$  está dada por

$$K_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_a \epsilon_m(\omega)}{\epsilon_a + \epsilon_m}} \quad (1)$$

donde  $k_0 = \omega/c$ , siendo  $\omega$  la frecuencia de los SPP y  $c$  la velocidad de la luz en el vacío. Para el caso de la geometría magnética transversal el tensor dieléctrico del material ferromagnético está dado por

$$\epsilon_m = \left( \epsilon_{xx} 0 - g_y M_y 0 \epsilon_{xx} 0 g_y M_y 0 \epsilon_{xx} \right) \quad (2)$$

De este modo, queda explícita la dependencia de  $K_x$  de la magnetización  $M_y$ . Se puede demostrar que en caso que  $g_y M_y \ll \epsilon_{xx}$  la relación de dispersión es lineal con la magnetización, pudiéndose expresar como [23]

$$K_x = K_x^0 \left( 1 + \alpha g_y M_y \right) \quad (3)$$

donde  $K_x^0 = K_x(M_y = 0)$ , es decir,  $K_x^0 = K_x|_{(\epsilon_m = \epsilon_{xx})}$ , y

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_{xx} \epsilon_a (1 - (\epsilon_{xx}/\epsilon_a)^2)}} \quad (4)$$

En este caso, la modulación de  $K_x$  entre los dos estados de magnetización de saturación ( $M_y = \pm 1$ ) queda dada por

$$\Delta K_x = 2\alpha g_y K_x^0 \quad (5)$$

## 2.2 Modulación de $K_x$ en tricapas metal|ferro|metal

No obstante, para la geometría en consideración de una tricapa Au|Co|Au en contacto con el ambiente (Fig. 1), el cálculo de  $K_x$  se puede aproximar como un sistema de dos medios semi-infinitos; el ambiente ( $\epsilon_a$ ) y el metal noble (Au) caracterizado por el tensor dieléctrico  $\epsilon_m$ , con una capa ferromagnética ( $\epsilon_f$ ) insertada en el medio metálico a una distancia  $h$  de la interfase  $\epsilon_a | \epsilon_m$ . El espesor  $t_f$  de la capa ferromagnética (Co) se estima mucho menor que espesor total de la estructura, de modo que ésta se puede considerar como una perturbación en la capa metálica (Au). Esto conduce a una modulación de la relación de dispersión de los SPP descrita por [16, 17, 24]

$$\Delta K_x = \frac{4it_f g_y (k_0 \epsilon_a \epsilon_m)^2}{(\epsilon_a + \epsilon_m)(\epsilon_a^2 - \epsilon_m^2) \epsilon_f} \exp(-2h/\delta), \quad (6)$$

donde  $\delta = 1/|K_z|$  es la profundidad de penetración de la onda evanescente en el medio metálico ( $z < 0$ ). Nótese que este caso  $K_z$  es imaginario puro que es una de las condiciones para la existencia de SPP, y que a su vez deriva el confinamiento superficial de este tipo de ondas. En consideración de que  $|\epsilon_a| \ll |\epsilon_m|$ , el denominador de la expresión 6 se approxima a  $-\epsilon_m^3 \epsilon_f$ , y por tanto

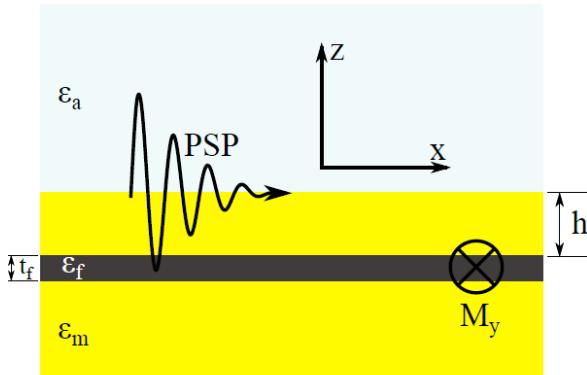


Figura 1: Esquema de la tricapa en la aproximación de capa ferromagnética ultra-delgada.

$$\Delta K_x \approx -4it_f g_y (k_0 \epsilon_a)^2 \exp(-2h/\delta) / \epsilon_m \epsilon_f. \quad (7)$$

La excitación de SPP en este sistema es posible en la configuración de Kretschmann, la cual permite acoplar  $K_x$  con la proyección del vector de onda  $k_x = (n_d \omega/c) \sin \sin \theta$  de un haz luminoso de frecuencia  $\omega$  que incide sobre la tricapa a través de un prisma (índice de refracción  $n_d$ ) con un ángulo de incidencia  $\theta$ , siempre y cuando el ángulo de incidencia satisfaga la igualdad  $K_x = k_x$ . El ángulo de plasmón así definido, está dado por

$$\sin \sin \theta_p = K_x c / n_d \omega. \quad (8)$$

La excitación de los SPP en la tricapa conlleva la reducción de la reflectancia  $R$  en el régimen de reflexión interna total, con un mínimo de  $R$  (máxima resonancia) cuando se satisface la condición expresada por la Ec. 8. De acuerdo con esta expresión, la modulación de  $K_x (\Delta K_x)$  mediante la inversión de  $My$  induce un corrimiento en la dependencia angular de  $R$  que es el responsable del efecto MO consistente en el cambio en la intensidad reflejada

$$\delta_T = \frac{R(My=1) - R(My=-1)}{R(My=0)} = \frac{\Delta R}{R(0)}. \quad (9)$$

### 3. Metodología experimental

Teniendo en cuenta que  $\delta_T$  es típicamente muy pequeño ( $\sim 10^{-3}$ ), así como lo es  $\Delta\theta = \theta_p(My=+1) - \theta_p(My=-1)$  el corrimiento angular que sufre la reflectividad  $R$  por causa de la modulación magnética de la relación de dispersión  $\Delta K_x$ , es posible obtener una relación cuantitativa entre la modulación plasmónica  $\Delta K_x$  y la señal TMOKE ( $\delta_T$ ) en la región de resonancia ( $\theta \sim \theta_p$ ). Para esto, basta considerar que [3, 15]  $\Delta R \approx \partial R / \partial \theta \Delta\theta$  y que  $\partial K_x / \partial \theta \approx \Delta K_x / \Delta\theta$ , y por tanto

$$\delta_T \approx \frac{\partial R / \partial \theta}{R(0)} \Delta \theta, \quad (10)$$

$$\Delta K_x \approx (n_d \omega / c) \cos \cos \theta \Delta \theta = K_x \cot \cot \theta \Delta \theta \quad (11)$$

Así  $\Delta \theta$  puede medirse indirectamente como la razón entre la señal TMOKE ( $\delta_T$ ) y la derivada angular de la reflectancia dividida sobre la reflectancia sin magnetización  $R(0)$  (Ec. 10). Luego, con base en este resultado se puede medir la modulación magnética de los SPP que según la Ec. 11 está dada por

$$\left( \frac{\Delta K_x}{K_x} \right)_{\theta_p} = \cot \cot \theta_p \Delta \theta \quad (12)$$

### 3.1 Fabricación y caracterización

El sistema en consideración es una tricapa de BK7|Ti|Au|Co|Au donde los espesores de cada capa, expresados en nanómetros, son 2|12|10|6, respectivamente. El sistema ha sido crecido sobre sustrato de vidrio (BK7) recubierto y la capa ultra-delgada de 2 nm de Ti se usa para optimizar la adherencia de la estructura al sustrato.

Bajo las condiciones de espesor dadas, la capa de Co tiene anisotropía magnética en el plano de la muestra y campos coercitivos y de saturación de 115 y 400 gauss, respectivamente, como lo demuestran las medidas de efecto MO Kerr transverso (TMOKE) de la Fig. 2.

Los gráficos de las Figs. 3 y 4 ilustran la caracterización óptica y MO de la estructura. Éstos representan la dependencia angular en la configuración de Kretschmann de la reflectancia ( $R$ ) y de la señal TMOKE ( $\Delta R / R$ ), respectivamente, para un barrido de longitudes de onda comprendido entre 550 nm y 1000 nm, en pasos de 50 nm. Para esto se usó el láser supercontinuo [25] SuperK EXTREME™ y el reflectómetro TMOKE. En ambos casos se usó la técnica Lock-in con modulación mecánica (chopper óptico) para la medición de  $R$  y magnética para la medición de  $\Delta R / R$ .

La serie de gráficos de la Fig. 3 muestra que a medida que la longitud de onda aumenta el ángulo de plasmón  $\theta_p$  se acerca a la normal, a la vez que la absorción disminuye, haciendo más afilado la reducción de  $R$  en la región de reflexión interna total. De igual forma puede verse que el espesor total dado a la estructura (30 nm) optimiza dicha reducción a bajas longitudes de onda. Este comportamiento es heredado por la señal TMOKE ( $\Delta R / R$ ) en la que adicionalmente se nota una aparente disminución a medida que aumenta la longitud de onda (ver Fig. 4). Sin embargo, es importante advertir que la reducción de

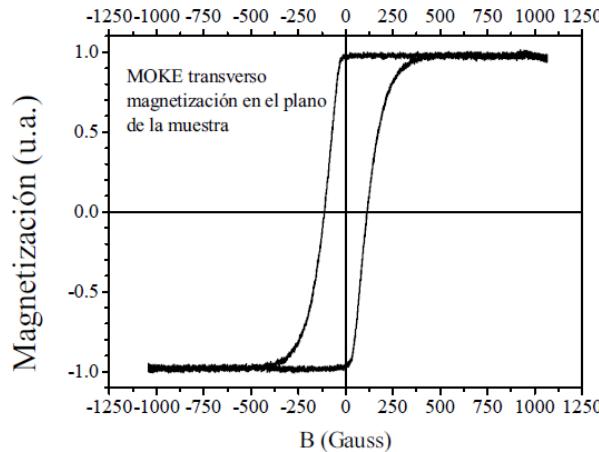


Figura 2: Caracterización magnética de la estructura. Curva de histéresis de la magnetización transversa de la tricapa obtenida con reflectometría T-MOKE.

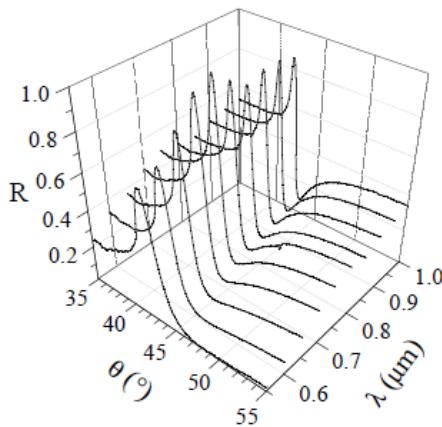


Figura 3: Dependencia angular de la Reflectancia  $R$  para distintos valores de la longitud de onda incidente.

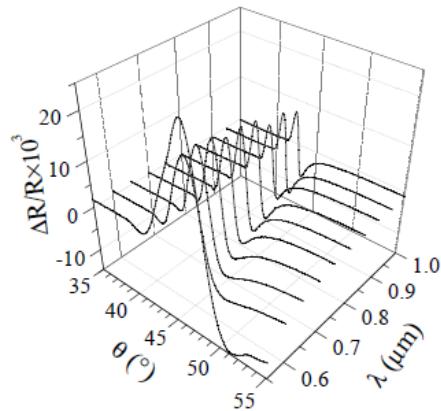


Figura 4: Dependencia angular de la señal TMOKE  $\Delta R/R$  para distintos valores de la longitud de onda incidente.

$\Delta R/R$  con la longitud de onda está mediada por la reducción de la reflectancia en la zona de resonancia plasmónica, que como se advirtió anteriormente es mayor a menores longitudes de onda haciendo que el denominador de  $\Delta R/R$  se aproxime a cero, lo cual explica la diferencia en amplitud de la señal TMOKE a 550 nm respecto a las demás curvas.

#### 4. Resultados

El análisis de la modulación magnética de la relación de dispersión de los SPP  $\left(\frac{\Delta K_x}{K_x}\right)_{\theta_p}$  en esta estructura se lleva a cabo de la siguiente forma. Se obtienen las derivadas angulares de las curvas de reflectividad presentadas en la Fig. 3. Las amplitudes de las derivadas angulares normalizadas sobre las correspondientes reflectividades  $\left(\frac{\partial R/\partial\theta}{R}\right)$  se ajustan a las amplitudes de las respectivas curvas TMOKE ( $\delta_{T_p}$ ) de la Fig. 4. De acuerdo con la Ec. 10, el parámetro de ajuste en este caso es el factor de proporcionalidad  $\Delta\theta$ . Los cortes por cero de  $\partial R/\partial\theta$  permiten determinar el ángulo crítico  $\theta_c$  y  $\theta_p$ , respectivamente. De este modo, es posible medir  $\left(\frac{\Delta K_x}{K_x}\right)_{\theta_p}$  según la relación indicada por la Ec. 12.

Por inspección de las curvas del panel de la Fig. 5 se encuentra que en general el ajuste entre las curvas es aceptable en el rango de ángulos de incidencia  $\theta$  comprendidos entre el ángulo crítico de reflexión total  $\theta_c$  y el ángulo de plasmón  $\theta_p$  ( $\theta_c < \theta < \theta_p$ ). La cantidad  $\frac{\partial R/\partial\theta}{R}\Delta\theta$  presenta un valle afilado alrededor del  $\theta_c$  que no se ajusta con  $\delta_T$ . Sin embargo, a medida que la longitud de onda aumenta, este valle se reduce progresivamente y el ajuste alrededor de este punto mejora significativamente. En la región descrita por  $\theta > \theta_p$ , a pesar de que el ajuste cualitativo entre las curvas de  $\frac{\partial R/\partial\theta}{R}\Delta\theta$  y  $\delta_T$  es óptimo, existe una diferencia importante entre sus amplitudes que disminuye con la longitud de onda, lo cual

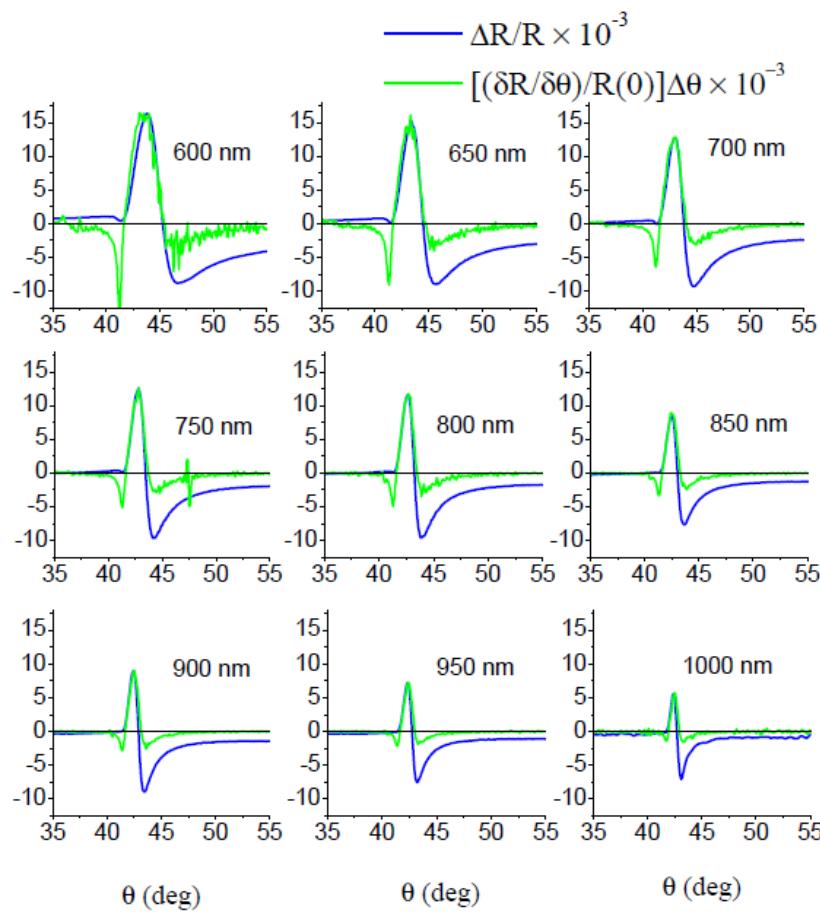


Figura 5: Curvas  $\frac{\partial R/\partial\theta}{R}$  ajustadas en amplitud (líneas verdes) a las curvas de la señal TMOKE (líneas azules).

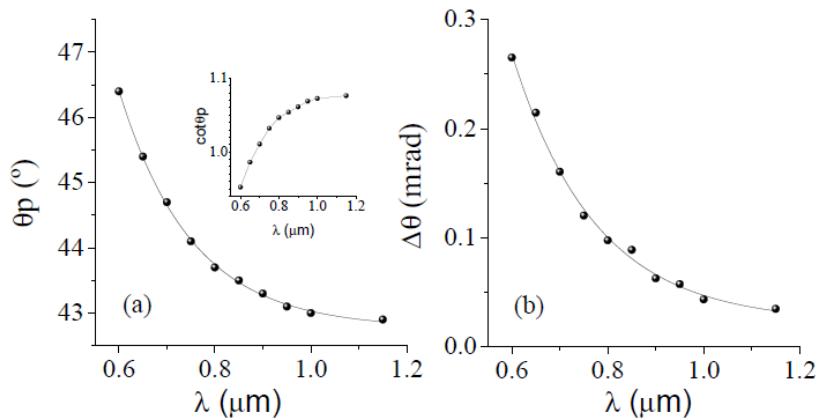


Figura 6: (a) Dependencia espectral del ángulo de plasmón  $\theta_p$  y de  $\cot \cot \theta_p$  (recuadro interior). (b) Dependencia espectral del parámetro de ajuste ( $\Delta\theta$ ) entre  $\frac{\partial R/\partial\theta}{R}\Delta\theta$  y  $\delta_T$  (ver Ec. 12 y panel de la Fig. 5).

es consecuencia de los límites de validez de las aproximaciones usadas (Ecs. 10 y 11).

Por otra parte, puede observarse que la relación señal-ruido de  $\frac{\partial R/\partial\theta}{R}\Delta\theta$  mejora con la longitud de onda. Esto se debe a que el espesor de la estructura está optimizado para longitudes de onda cortas ( $\sim 550 \text{ nm}$ ) en donde la intensidad reflejada para ángulos alrededor de  $\theta_p$  se hace casi nula, lo que consecuentemente desmejora relación señal-ruido de  $\frac{\partial R/\partial\theta}{R}\Delta\theta$ .

Las gráficas de la Fig. 6 ilustran los resultados del análisis descrito anteriormente. Tal como se describió arriba, el ángulo de plasmón (a) se acerca a la normal a medida que aumenta la longitud de onda, lo cual demuestra que éste depende predominantemente de las constantes ópticas efectivas del sistema, ya que el aumento de la longitud de onda implica una reducción de la componente en el plano del vector de onda incidente que excita los SPP y por tanto implicaría un aumento del ángulo de incidencia que compensara esta reducción para lograr el acoplamiento de las fases. La dependencia espectral de  $\theta_p$  admite un ajuste exponencial (línea continua) y se corresponde con un aumento conforme de  $\cot \cot \theta_p$  (recuadro interior). El parámetro de ajuste obtenido como la constante de proporción entre  $\frac{\partial R/\partial\theta}{R}\Delta\theta$  y  $\delta_T$ , determina el corrimiento angular de la reflectancia ante la inversión de magnetización de la muestra y se ilustra en la gráfica (b). Como puede verse, éste también exhibe una reducción exponencial inducida por la reducción en amplitud de  $\delta_T$  prevista en la serie de gráficas de la Fig. 4.

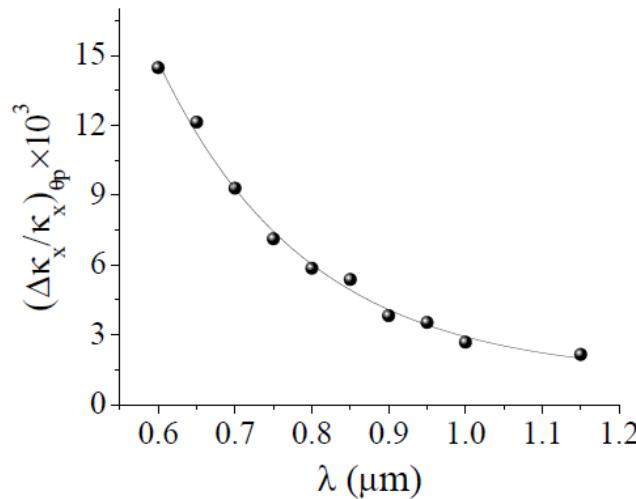


Figura 7: Dependencia espectral de la modulación magnética de la relación de dispersión de los SPP.

El comportamiento espectral de estas cantidades conduce, consecuentemente, a una reducción del valor de modulación de la relación de dispersión de los SPP con la longitud de onda, tal como lo ilustra la gráfica de la Fig. 7. De acuerdo con este resultado, el mayor grado de modulación se obtiene para menores longitudes de onda. El rango de valores de modulación es del orden de  $10^{-3}$  que es superior al reportado en estudios anteriores [3, 15].

## 5. Conclusiones

Se estudió la dependencia espectral de la modulación magnética de la relación de dispersión de los SPP en una estructura magnetoplasmónica, consistente en una multicapa continua de BK7|Au|Co|Au. El estudio incluyó la caracterización de la dependencia angular de la reflectancia y del efecto magneto-óptico Kerr transverso (TMOKE) en la configuración de Kretschmann, así como un análisis comparativo entre la derivada angular de la reflectancia normalizada y la señal TMOKE que permite calcular el valor aproximado del corrimiento angular inducido por la inversión de magnetización sobre la relación de dispersión y, consecuentemente, sobre la reflectancia. Los resultados indican que este método es válido solamente para ángulos de incidencia cercanos al ángulo en donde la reflectancia presenta el mínimo asociado con la excitación de los SPP. Del mismo modo, se observa que el valor de la modulación aumenta a medida que la longitud de onda de la luz excitadora disminuye, obteniéndose un valor máximo de  $14,72 \times 10^{-3}$  para 600 nm de la longitud de onda. Sin embargo, se encuentra que la relación señal ruido de las cantidades medidas desmejora hacia longitudes de onda pequeñas. Esto es debido a que la estructura está optimizada para que las resonancias plasmónicas sean máximas en esta región del espectro, lo cual hace que la intensidad reflejada sea muy débil (aproximadamente nula) cerca del ángulo de plasmón. Esto sugiere la necesidad de estudios adicionales con estructuras magnetoplasmónicas optimizadas para diferentes longitudes de onda, para analizar las posibles correlaciones. Del mismo modo, son necesarios desarrollos teóricos para calcular la dependencia espectral de  $\frac{\Delta K_x}{K_x}$  y así obtener una interpretación enriquecida de estos resultados.