

POLARITONES SUPERFICIALES PLASMÓNICOS EN SISTEMAS ATR CON METAMATERIALES: PROBLEMA HOMOGÉNEO

SURFACE PLASMON POLARITONS IN ATR SYSTEMS WITH METAMATERIALS: HOMEGENEOUS PROBLEM

Mariana A. Zeller*, Mauro Cuevas y Ricardo A. Depine¹

¹ Grupo de Electromagnetismo Aplicado, Instituto de Física Buenos Aires,
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires y CONICET,
Ciudad Universitaria, Pabellón I, C1428EHA Buenos Aires, Argentina

* mzeller@df.uba.ar

Recibido 28/02/11; aprobado 09/06/11

En este trabajo estudiamos las características de propagación de los polaritones superficiales plasmónicos (modos propios superficiales) de sistemas ATR (configuración de Kretschmann) con metamateriales. A diferencia del caso convencional, donde los polaritones superficiales tienen velocidad de fase positiva y aparecen en una de las superficies de una guía metálica, en el caso considerado en este trabajo los polaritones superficiales se propagan a lo largo de una de las superficies de una guía de metamaterial transparente con índice de refracción negativo y, dependiendo de la elección de los parámetros constitutivos del metamaterial, pueden tener velocidades de fase tanto positivas (progresivas) como negativas (regresivas). En ambas situaciones mostramos ejemplos numéricos que ilustran la variación de la parte real e imaginaria de la constante de propagación con el espesor de la guía y las distribuciones espaciales de energía.

Palabras Claves: polaritones superficiales, metamateriales, plasmónica, índice de refracción negativo.

In this work we study the propagation characteristics of surface plasmon polaritons (surface eigenmodes) of Kretschmann-ATR structures with metamaterials. Contrary to the conventional case, where surface polaritons with positive phase velocity appear at the boundary of a metallic guide, in the case considered here the surface polaritons propagate along the boundary of a transparent metamaterial guide with negative refractive index and, depending on the choice of the metamaterial constitutive parameters, they can have either positive (progressive) or negative (regressive) phase velocity. For both situations we show numerical examples that illustrate the variation with the guide width of the real and imaginary parts of the propagation constant and the spatial distributions of energy.

Key Words: surface polaritons, metamaterials, plasmonics, negative refractive index.

I. INTRODUCCIÓN

Una superficie que separa materiales con permitividades eléctricas o permeabilidades magnéticas de signos opuestos puede soportar la propagación de ondas superficiales, también conocidas como polaritones superficiales plasmónicos¹ (PSPs, surface plasmon polaritons en la literatura inglesa). Estas ondas son los modos propios electromagnéticos de la superficie de separación y se obtienen como solución del llamado problema homogéneo, es decir, son las soluciones no triviales de las ecuaciones de Maxwell y las condiciones de contorno apropiadas en ausencia de onda incidente. Los PSPs se propagan “pegados” a la superficie y

tienen periodicidades menores que la longitud de onda de la radiación electromagnética de la misma frecuencia, una característica muy adecuada para la miniaturización de dispositivos fotónicos. Tanto esta característica como su comportamiento resonante hace que los PSPs resulten atractivos en numerosas aplicaciones y en el momento actual su estudio ha cobrado un gran impulso y ha generado el área conocida como *Plasmónica*²⁻⁴, denominación originada en el hecho de que los únicos PSPs que existen en medios isotrópicos convencionales, con permeabilidades magnéticas positivas, son los plasmones superficiales⁵. La reciente aparición de medios artificiales como los metamateriales⁶ (MMs) con índice de refracción negativo (parámetros constitutivos simultáneamente negativos en el mismo rango de frecuencia), ha motivado un nuevo interés en el estudio del problema homogéneo de una superficie y en trabajos previos^{1,7,8}

* Autor a quien debe dirigirse la correspondencia

se han identificado nuevos PSPs con características inexistentes en medios convencionales, como PSPs regresivos, con velocidad de fase negativa, opuesta a la dirección en que se propaga la energía.

Para centrarse en los aspectos esenciales de la propagación de los modos superficiales es usual suponer medios ideales sin pérdidas (parámetros constitutivos reales), si bien el carácter dispersivo de los medios siempre implica la existencia de disipación. Bajo estas condiciones y para el caso del PSP entre dos medios semi-infinitos, la constante de propagación paralela a la superficie es real. Además, como la amplitud de los campos decrece exponencialmente con la distancia a la superficie, la constante de propagación debe ser mayor que el módulo del vector de onda del fotón en ambos medios. Esta condición hace que sea imposible excitar un modo superficial con una onda plana en una única superficie plana, ya que la velocidad de fase del modo superficial siempre es menor que la velocidad de la luz en los medios adyacentes. Por este motivo, para excitar y detectar modos superficiales se debe recurrir a técnicas especiales de acoplamiento de fase, en las que es necesario abandonar la configuración sencilla de una sola interfase plana. Las técnicas de acoplamiento más populares^{9,10} se basan en el empleo de la reflexión total interna frustrada (ATR, por las siglas en inglés de *Attenuated Total Reflection*) o de una red de difracción^{5,11}. Es importante hacer notar que en estos casos el acoplamiento puede observarse debido a que el cambio de geometría produce un cambio de la constante de propagación, que en el caso de medios sin pérdidas, pasa de tener una parte imaginaria nula a tener una parte imaginaria no nula. Esta parte imaginaria, por pequeña que sea, permite que el modo superficial, una vez excitado, pierda energía por irradiación y ésta energía irradiada puede modificar significativamente la respuesta de la superficie respecto al caso sin excitación, permitiendo así la detección del modo superficial.

El objetivo de este trabajo es obtener todas las características de propagación de los PSPs en sistemas ATR en la configuración de Kretschmann¹⁰ con MMs. En esta configuración, esquematizada en la figura 1, una película de MM con índice de refracción negativo está rodeada por dos medios dieléctricos convencionales semi-infinitos. Como en todo problema resonante, las características de los modos propios de una estructura ATR pueden ser estudiados mediante dos enfoques complementarios e íntimamente relacionados: i) estudiando las soluciones no triviales del problema de valores de contorno en ausencia de fuentes externas (problema homogéneo, o de modos) y ii) estudiando la respuesta de la estructura cuando es excitada por una fuente externa (problema directo, o de reflectividad). Aunque desde el punto de vista formal ambos enfoques tienen muchos aspectos simi-

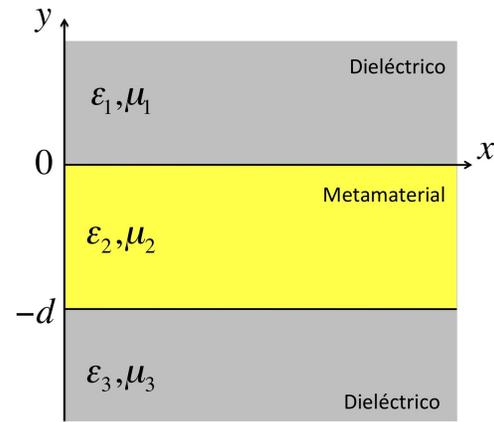


Figura 1: Geometría del problema.

lares, el problema homogéneo presenta una dificultad adicional, relacionada con la continuación analítica en el plano complejo de ciertas cantidades físicas. Esta continuación analítica es inevitable, aún cuando los medios considerados carezcan de pérdidas intrínsecas (absorción), puesto que la presencia de una segunda superficie cambia la constante de propagación de la onda superficial que se propagaría en una única superficie y en particular puede inducir valores no nulos de su parte imaginaria. Por razones de espacio y metodológicas en este trabajo presentamos exclusivamente la solución completa del primer enfoque y dejamos la presentación del problema con fuentes y la correlación entre los resultados obtenidos con ambos enfoques para el siguiente trabajo¹².

Entre los trabajos previos realizados por otros autores para PSPs en la configuración ATR de Kretschmann con MMs, debemos citar los trabajos de Park *et al.*¹³, esencialmente enmarcado en el enfoque i), y el de Ishimaru *et al.*¹⁴, esencialmente enmarcado en el enfoque ii). Park *et al.*¹³ obtienen la parte real de la constante de propagación en función de la frecuencia y para distintas distancias de separación entre las dos superficies y con estos resultados pueden predecir las posiciones espectrales de los mínimos de reflectividad en experimentos de ATR. Sin embargo, ignoran el comportamiento de la parte imaginaria de la constante de propagación, una cantidad que resulta importante ya que está relacionada con la selectividad de las curvas de respuesta del sistema ATR y que nosotros mostramos en este trabajo. Ishimaru *et al.*¹⁴ consideran la posibilidad de incorporar MMs a sistemas ATR para construir sensores para frecuencias de microondas, pero todos sus cálculos se basan en la aproximación de una sola superficie. La parte imaginaria de la constante de propagación también ha sido ignorada en trabajos recientes relacionados con sistemas ATR con MMs donde se consideran configura-

ciones con más superficies^{15,16}.

Para obtener todas las características de propagación de los PSPs que se propagan por el sistema ATR de Kretschmann con MMs, en la sección II formulamos el problema homogéneo, explicitamos los detalles de la continuación analítica que consideramos adecuada¹⁷⁻¹⁹ –un punto que ha sido ignorado en publicaciones previas sobre el tema¹³⁻¹⁶– y damos los pasos necesarios para hallar la ecuación de dispersión. En la sección III obtenemos soluciones numéricas de la ecuación de dispersión y mostramos que tanto la velocidad de propagación como el factor de decaimiento son muy sensibles a la variación de los parámetros geométricos de la capa de MM. Analizando la distribución espacial del campo electromagnético asociado a los PSPs observamos diferencias importantes respecto del caso de una sola interface plana y mostramos que estas distribuciones dependen del carácter progresivo o regresivo del PSP. Finalmente, en la sección IV sintetizamos y discutimos los resultados obtenidos.

II. TEORÍA

Consideremos una estructura formada por tres medios lineales, isotropos y homogéneos dispuestos como se muestra en la figura 1. El medio 2 es un MM con valores negativos de permitividad eléctrica (ε_2) y permeabilidad magnética (μ_2) y está en contacto con dos materiales dieléctricos convencionales, no magnéticos ($\mu_1 = \mu_3 = 1$) y con permitividades eléctricas (ε_1 y ε_3) reales y positivas. El sistema de coordenadas es elegido de manera tal que el eje x coincida con la dirección de propagación del PSP y el eje y sea perpendicular a las superficies de separación. De esta manera el sistema presenta simetría de traslación en la dirección del eje z y cualquier polarización puede descomponerse como superposición de dos casos fundamentales: p (vector campo magnético paralelo al eje \hat{z}) y s (vector campo eléctrico paralelo al eje \hat{z}). Si suponemos una dependencia temporal armónica de frecuencia angular ω y de la forma $e^{-i\omega t}$, la componente según z de los campos electromagnéticos en cada caso fundamental de polarización $\varphi(x, y)$ se puede escribir como

$$\varphi = \begin{cases} r_1 e^{i(\alpha x + \beta_1 y)} & y > 0, \\ t_1 e^{i(\alpha x - \beta_2 y)} + r_2 e^{i(\alpha x + \beta_2 y)} & -d < y < 0, \\ t_2 e^{i(\alpha x - \beta_3 y)} & y < -d, \end{cases} \quad (1)$$

donde r_l y t_l ($l = 1, 2$) son magnitudes complejas, α es la constante de propagación en la dirección x y $\beta_j = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_j \mu_j - \alpha^2}$ ($j = 1, 2, 3$) es la componente en la dirección y del vector de onda en cada uno de los medios.

Imponiendo las condiciones de contorno en $y = 0$ y en $y = -d$ obtenemos el siguiente sistema de cuatro ecuaciones para los cuatro coeficientes r_l y t_l ($l = 1, 2$)

$$\begin{aligned} r_1 &= t_1 + r_2, \\ t_1 e^{i\beta_2 d} + r_2 e^{-i\beta_2 d} &= t_2 e^{i\beta_3 d}, \\ Z_1 r_1 &= Z_2 [-t_1 + r_2], \\ Z_2 [-t_1 e^{i\beta_2 d} + r_2 e^{-i\beta_2 d}] &= -Z_3 t_2 e^{i\beta_3 d}, \end{aligned} \quad (2)$$

donde $Z_j = \beta_j / \sigma_j$, con $\sigma_j = \varepsilon_j$ para polarización p o $\sigma_j = \mu_j$ para polarización s , $j = 1, 2, 3$. En notación matricial, el sistema (2) se reescribe de la siguiente manera

$$\begin{pmatrix} 1 & -1 & -1 & 0 \\ 0 & e^{i\beta_2 d} & e^{-i\beta_2 d} & -e^{i\beta_3 d} \\ Z_1 & Z_2 & -Z_2 & 0 \\ 0 & -Z_2 e^{i\beta_2 d} & Z_2 e^{-i\beta_2 d} & Z_3 e^{i\beta_3 d} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 \\ t_1 \\ r_2 \\ t_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Para que este sistema homogéneo tenga solución no trivial, su determinante debe ser igual a cero,

$$(Z_1 + Z_2)(Z_2 + Z_3) + (Z_1 - Z_2)(Z_2 - Z_3)e^{2i\beta_2 d} = 0. \quad (3)$$

Esta condición (la relación de dispersión de los PSPs) determina la constante de propagación compleja α en términos de todos los parámetros del sistema ATR.

Debido a que la propagación de PSPs en las direcciones $\pm x$ es físicamente indistinguible, la ecuación (3) tiene soluciones complejas de igual módulo y signos opuestos. En los ejemplos hemos seleccionado la solución con $\text{Re } \alpha > 0$ que corresponde a propagación de la onda en el sentido $+x$. Debido a la multivaluación de las cantidades β_j ($j = 1, 2, 3$), debemos prestar especial atención a la elección físicamente correcta de sus hojas de Riemann¹⁷⁻¹⁹. Para medios convencionales, en este caso los medios dieléctricos 1 y 3, la rama correcta está definida por^{17,18}

$$\text{Re } \beta_j + \text{Im } \beta_j \geq 0, \quad (4)$$

mientras que para MMs, la rama correcta cumple¹⁹

$$-\text{Re } \beta_j + \text{Im } \beta_j \geq 0. \quad (5)$$

Debido al decaimiento exponencial, el último término de la relación de dispersión tiende a cero cuando $d \rightarrow \infty$ y entonces la ecuación (3) se reduce a la siguiente expresión

$$(Z_1 + Z_2)(Z_2 + Z_3) = 0. \quad (6)$$

Vemos así que cuando ambas superficies están muy alejadas, la relación de dispersión se desacopla en dos

ecuaciones independientes: una ecuación cuyas soluciones representan PSPs que se propagan por la superficie 1-2

$$Z_1 + Z_2 = 0, \quad (7)$$

y otra ecuación cuyas soluciones representan PSPs que se propagan por la superficie 2-3

$$Z_2 + Z_3 = 0. \quad (8)$$

En una configuración ATR con excitación desde el medio 1, los PSPs relevantes serán los modos confinados en la superficie 2-3 y radiativos en el medio 1 y es claro que en el límite $d \rightarrow \infty$ la constante de propagación de estos modos debe tender al valor predicho por la ecuación (8). Sin embargo, cuando d es finito, tanto el valor de α como las características de propagación y de distribución espacial de energía en el sistema diferirán de las obtenidas para el caso de una sola superficie plana. Para ilustrar estas nuevas características, hemos elegido dos ejemplos donde los parámetros constitutivos relativos entre los medios 2 y 3 se ubican en las regiones A y B de la figura 2. Esta figura ilustra las regiones constitutivas donde pueden existir PSPs⁸ y si el medio 3 es un dieléctrico convencional, entonces en las zonas A y B el medio 2 es un MM con índice de refracción negativo. Los ejes son $\varepsilon = \varepsilon_2/\varepsilon_3$ y $\mu = \mu_2/\mu_3$. Las regiones coloreadas con gris corresponden a regímenes de PSPs con polarización s , mientras que las regiones coloreadas con azul corresponden a PSPs con polarización p . Notar que no hay regiones donde coexistan simultáneamente PSPs con ambos modos de polarización. Los PSPs se clasifican en progresivos y regresivos según la dirección del flujo neto de energía. Si este flujo es paralelo al vector de onda, el PSP es progresivo (zonas A y C de la figura), mientras que si es antiparalelo, el PSP es regresivo (zonas B y D de la figura). Si se intercambian los parámetros constitutivos ($\varepsilon \leftrightarrow \mu$) y la polarización ($s \leftrightarrow p$) es posible obtener las características de los modos propios en las regiones C y D a partir de las características de los modos en las las regiones A y B respectivamente.

III. RESULTADOS

Teniendo en cuenta que en una configuración ATR de Kretschmann con MMs el medio 1 correspondería a un prisma y el medio 3 usualmente al aire, en todos los ejemplos hemos elegido $\varepsilon_1 = 2.25$ y $\varepsilon_3 = 1$. Los valores de los parámetros constitutivos del MM corresponden a los que en la figura 2 están indicados mediante estrellas. Con estos valores hemos hallado las raíces complejas de la ecuación (3) mediante la adaptación de un código numérico²⁰ basado en el método de cuadratura de Delves y Lyness²¹. En lo

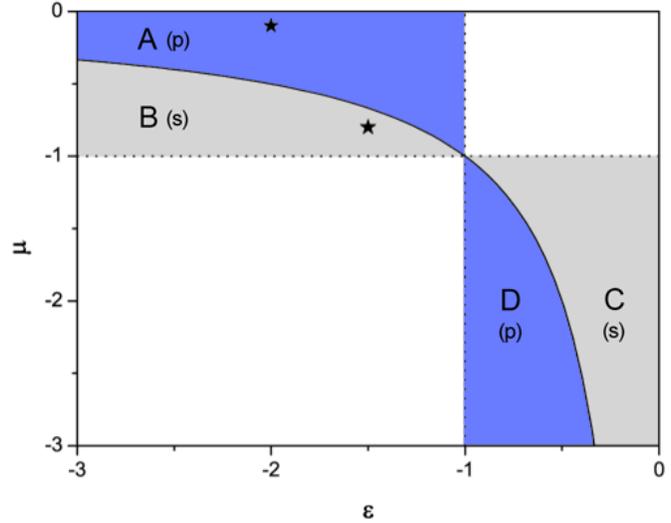


Figura 2: Regiones de existencia de PSPs entre un material dieléctrico convencional y un metamaterial con valores negativos de permitividad eléctrica y permeabilidad magnética. Los ejes son $\varepsilon = \varepsilon_2/\varepsilon_3$ y $\mu = \mu_2/\mu_3$. Los valores utilizados en los ejemplos están indicados con estrellas.

que sigue mostramos la constante de propagación adimensional κ , $\alpha = \kappa 2\pi/\lambda$, como función del cociente entre el espesor de MM y la longitud de onda λ de un fotón de la misma frecuencia en el vacío. Para poner en evidencia las muy diferentes características de propagación de los PSPs progresivos y regresivos, en cada zona damos la distribución espacial de energía para un valor particular de d/λ . Para esto calculamos el valor medio temporal del vector de Poynting

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \text{Re}(\vec{E} \times \vec{H}^*), \quad (9)$$

donde el asterisco indica el complejo conjugado y Re la parte real de una cantidad compleja.

Caso 1: polarización p

En nuestro primer ejemplo los parámetros constitutivos del MM se ubican en la región A de la figura 2 y son $\varepsilon_2 = -2+i0.001$ y $\mu_2 = -0.1+i0.001$. Esta región corresponde a PSPs progresivos con polarización p ⁸. En el límite $d \rightarrow \infty$, la constante de propagación calculada con la ecuación (8) es $\kappa_\infty = 1.12546+i0.00046$. Las figuras 3a y 3b muestran las partes real e imaginaria de la constante de propagación adimensional κ como función de d/λ . Para valores de $d/\lambda \geq 0.8$, ambas funciones $\text{Re} \kappa(d/\lambda)$ e $\text{Im} \kappa(d/\lambda)$ toman un valor prácticamente constante e igual a $\text{Re} \kappa_\infty$ e $\text{Im} \kappa_\infty$ respectivamente. Esto indica que tanto la velocidad de fase como las pérdidas de energía del PSP son esencialmente las que corresponden a una única superfi-

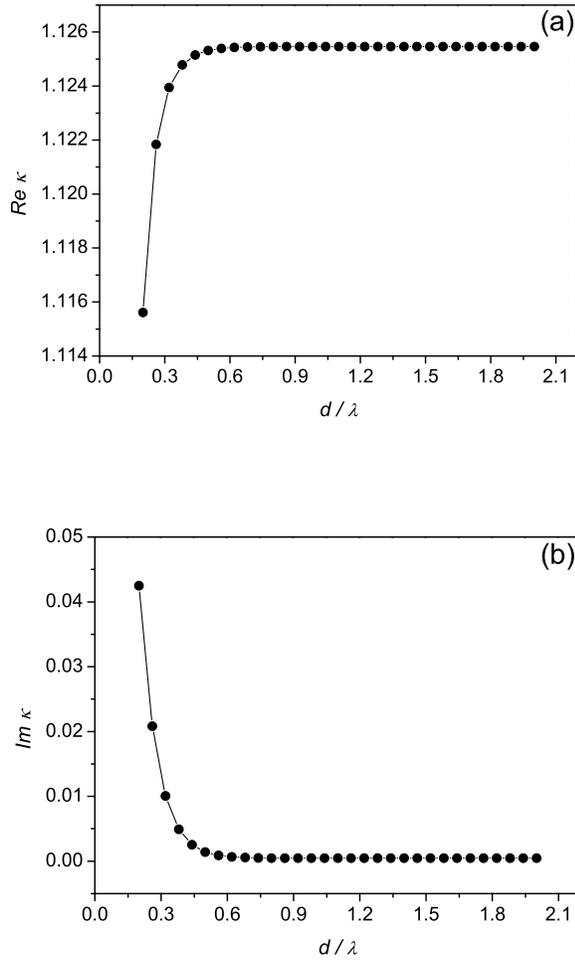


Figura 3: Parte real (a) y parte imaginaria (b) de la constante del polaritón adimensional κ , al variar el espesor de la capa de MM en el modo de polarización p .

cie plana, donde el PSP no irradia. A medida que el espesor de MM disminuye ($d/\lambda < 0.8$), $\text{Re } \kappa(d/\lambda)$ decrece notablemente, lo que indica un aumento de la velocidad de fase del PSP, mientras que $\text{Im } \kappa(d/\lambda)$ aumenta, lo que indica que las pérdidas por radiación posibilitadas por la geometría ATR comienzan a ser importantes.

Para ilustrar los aspectos dinámicos de la propagación de PSPs con polarización p en la configuración ATR de Kretschmann hemos elegido $d/\lambda = 0.56$. Con este espesor para el MM, resulta $\kappa(d/\lambda = 0.56) = 1.12539 + i0.00090$, un valor que difiere a partir de la cuarta cifra significativa de κ_∞ . En la figura 4 se muestra el comportamiento del vector de Poynting (9) a través de sus líneas de corriente (líneas llenas) y del mapa de intensidades (ilustrado mediante la paleta de colores) para su valor absoluto. Las líneas punteadas

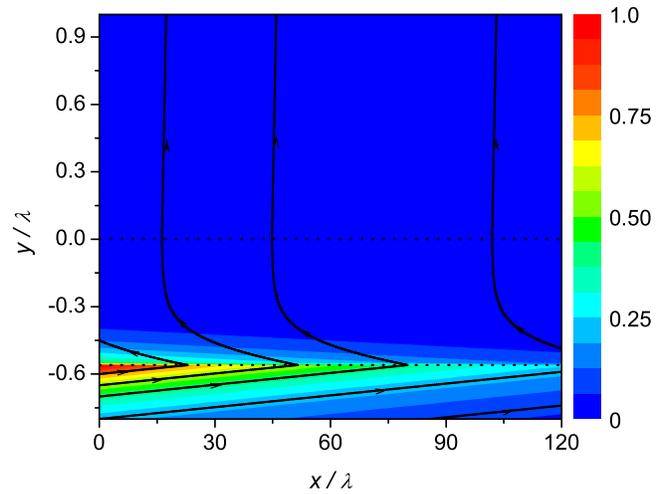


Figura 4: Módulo del vector de Poynting normalizado, para $d/\lambda = 0.56$. Los parámetros constitutivos del MM son $\varepsilon_2 = -2 + i0.001$ y $\mu_2 = -0.1 + i0.001$ correspondientes a la región A del mapa $\varepsilon - \mu$. Las líneas punteadas marcan la ubicación de las superficies de separación de los medios y las líneas llenas son líneas de corriente del vector de Poynting.

representan las superficies 1-2 y 2-3. Observamos que la energía está concentrada en la superficie 2-3 y que las intensidades disminuyen en la dirección de propagación de la onda superficial. También observamos la existencia de líneas de corriente del vector de Poynting que apuntan hacia el medio 1, lo que indica que a medida que se propaga por la superficie 2-3 el PSP va perdiendo energía no solamente porque el MM considerado tiene pérdidas óhmicas sino también por emitir radiación hacia el medio 1. En una única superficie plana el PSP no irradia y en consecuencia las líneas de corriente de su vector de Poynting asociado deben ser casi paralelas a la superficie en todo el espacio. En cambio, en la configuración ATR considerada, sólo en las cercanías de la superficie 2-3 las líneas de corriente son casi paralelas a la superficie y la presencia de la superficie 1-2 se manifiesta en la existencia de líneas de corriente que se alejan de la superficie en la región $y > 0$. Se puede comprobar que estas líneas deben formar un ángulo θ con el eje y dado por la relación $\sin \theta = \text{Re } \kappa / \sqrt{\varepsilon_1}$ ($\theta \approx 48^\circ$ en este ejemplo). Nótese que al atravesar ambas superficies cambia el signo de las permitividades eléctricas de los medios, lo que se manifiesta en cambios de signo de la componente x del vector de Poynting, es decir en cambios de inclinación de las líneas de corriente respecto a la normal a las superficies. La disminución de la densidad de líneas de corriente a lo largo de la dirección de propagación

es una consecuencia del decrecimiento de la densidad de energía transportada por el PSP.

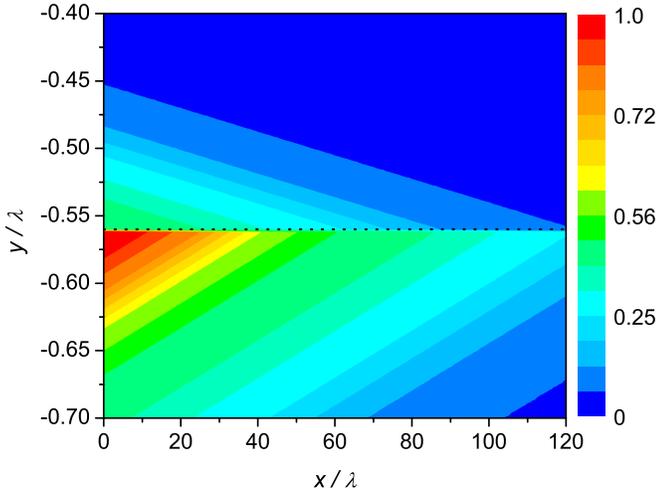


Figura 5: Módulo del vector de Poynting normalizado sobre la superficie 2-3 para los mismos parámetros considerados en la figura 4.

Para apreciar los detalles del campo cercano asociado al PSP, en la figura 5 hemos ampliado la escala vertical de la figura anterior. En esta figura se pone en evidencia que el vector de Poynting, discontinuo en las superficies de separación, tiene un comportamiento completamente similar al que corresponde a un PSP que se propaga en una única superficie plana, intensificándose del lado del material que posee menor módulo de permitividad eléctrica⁸, en este caso el medio 3.

Caso 2: polarización s

En nuestro segundo ejemplo los parámetros constitutivos del MM se ubican en la región B de la figura 2 y son $\epsilon_2 = -1.5 + i0.001$ y $\mu_2 = -0.8 + i0.001$. Esta región corresponde a PSPs regresivos con polarización s ⁸. Las figuras 6a y 6b muestran las partes real e imaginaria de la constante de propagación adimensional κ como función de d/λ . Para valores de $d/\lambda \geq 1$, ambas funciones $\text{Re } \kappa(d/\lambda)$ e $\text{Im } \kappa(d/\lambda)$ toman un valor prácticamente constante e igual a $\text{Re } \kappa_\infty$ e $\text{Im } \kappa_\infty$ respectivamente. La constante de propagación calculada con la ecuación (8) es $\kappa_\infty = 1.24720 - i0.00355$. Nótese que ahora la parte imaginaria de la constante de propagación tiene signo negativo debido a que la energía transportada por el PSP debe atenuarse en la dirección del flujo neto de potencia, que en este caso es opuesto a la dirección de propagación $+x$, a diferencia de lo que ocurría en el ejemplo anterior para

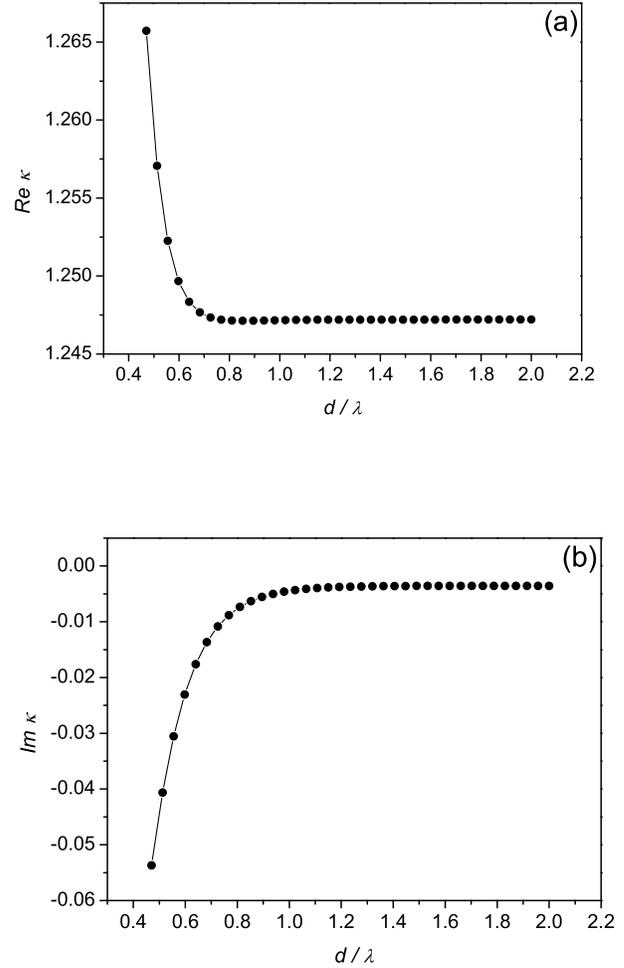


Figura 6: Parte real (a) y parte imaginaria (b) de la constante del polaritón adimensional κ , al variar el espesor de la capa de MM en el modo de polarización s .

PSPs progresivos. A medida que el espesor de la capa de MM disminuye ($d/\lambda < 1$), $\text{Re } \kappa(d/\lambda)$ aumenta, lo que indica una disminución de la velocidad de fase del PSP, contrariamente a lo observado en el ejemplo previo, mientras que $\text{Im } \kappa(d/\lambda)$ es negativa y aumenta en valor absoluto debido a que las pérdidas por radiación se vuelven importantes.

Para ilustrar los aspectos dinámicos de la propagación de PSPs con polarización s , en este caso hemos elegido $d/\lambda = 0.81$. Con este espesor de la capa de MM en la configuración ATR de Kretschmann, resulta $\kappa(d/\lambda = 0.81) = 1.24714 - i0.00734$, valor que difiere a partir de la tercera cifra significativa de κ_∞ . En la figura 7 se muestra el comportamiento del vector de Poynting (9) a través de sus líneas de corriente y del mapa de intensidades (ilustrado mediante la paleta de

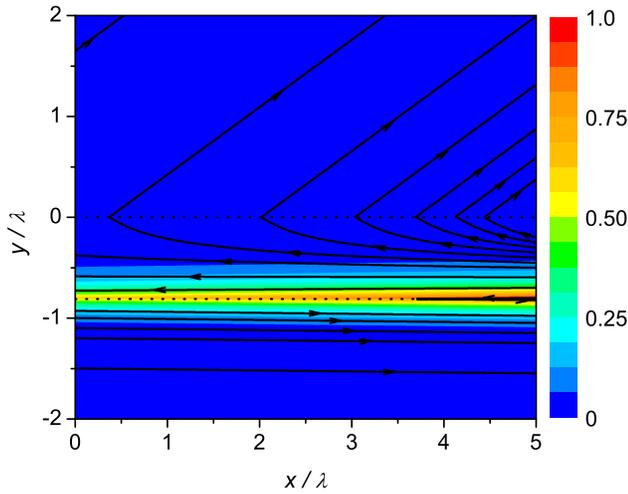


Figura 7: Módulo del vector de Poynting normalizado, para $d/\lambda = 0.81$. Los parámetros constitutivos del MM son $\epsilon_2 = -1.5 + i0.001$ y $\mu_2 = -0.8 + i0.001$ correspondientes a la región B del mapa $\epsilon - \mu$. Las líneas punteadas marcan la ubicación de las superficies de separación de los medios y las líneas llenas son líneas de corriente del vector de Poynting.

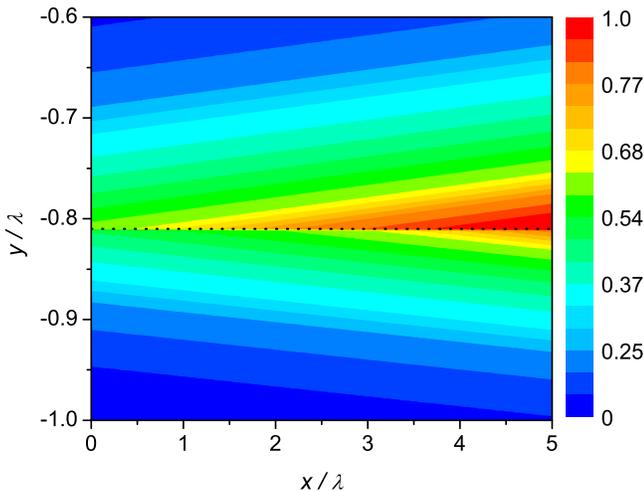


Figura 8: Módulo del vector de Poynting normalizado sobre la superficie 2-3 para los mismos parámetros considerados en la figura 7.

colores) para su valor absoluto. Las líneas punteadas representan las superficies 1-2 y 2-3. Observamos que la energía está concentrada en la superficie 2-3 y que las intensidades disminuyen en dirección contraria a la de propagación del PSP debido al carácter regre-

sivo del mismo. La existencia de líneas de corriente del vector de Poynting que apuntan hacia el medio 1 indica que el PSP que se propaga por la superficie 2-3 va perdiendo energía por radiación además de las pérdidas óhmicas que posee el propio MM. En la configuración ATR considerada las líneas de corriente son casi paralelas a la superficie en las cercanías de la superficie 2-3 consecuentemente a lo que ocurre con una sola superficie plana, y la presencia de la superficie 1-2 se manifiesta en la existencia de líneas de corriente que se alejan de la superficie en la región $y > 0$ y forman un ángulo de $\theta \approx 56^\circ$ ($\sin \theta = \text{Re} \kappa / \sqrt{\epsilon_1}$) con el eje y . Obsérvese que al atravesar las superficie que separan a los medios, la componente x del vector de Poynting cambia de signo debido al cambio de signo que sufre la permeabilidad magnética de los medios. Puesto que la intensidad de la energía disminuye en dirección contraria a la de propagación del PSP la densidad de líneas de corriente aumenta a lo largo de la dirección de propagación.

En la figura 8 hemos ampliado la escala vertical de la figura anterior para apreciar los detalles del campo cercano asociado al PSP. En esta figura se pone en evidencia que el vector de Poynting, discontinuo en las superficies de separación, tiene un comportamiento completamente similar al que corresponde a un PSP que se propaga en una única superficie plana, intensificándose del lado del material que posee menor módulo de permeabilidad magnética⁸, en este caso el medio 2.

IV. CONCLUSIONES

En este trabajo se ha presentado un estudio detallado de las características de propagación de los PSPs en sistemas ATR con un medio metamaterial. Mediante la utilización de un método riguroso, hemos obtenido la constante de propagación compleja. Nuestros resultados muestran importantes variaciones de la constante de propagación en función del espesor de MM. A medida que este espesor decrece, el valor absoluto de la parte imaginaria de la constante de propagación se incrementa debido a que se incrementa la energía irradiada por el PSP. Para PSPs progresivos, las partes imaginaria y real de la constante de propagación tienen el mismo signo, mientras que para PSPs regresivos estos signos son opuestos. Esto es así porque la condición de causalidad requiere que la dirección en que fluye la energía coincida con su dirección de atenuación. Mediante mapas de color se ha puesto en evidencia que la energía electromagnética está concentrada en las cercanías de la superficie 2-3 y que se atenúa en la misma dirección de propagación que la onda superficial para el caso progresivo, y en dirección opuesta para el caso regresivo. Notamos que para

ondas progresivas la mayor concentración de energía ocurre en el medio dieléctrico, mientras que para ondas regresivas la energía se concentra en el medio metamaterial. Por otro lado, las líneas de flujo de energía van desde el medio dieléctrico hacia el medio metamaterial para ondas superficiales progresivas mientras que el flujo de energía va desde el medio metamaterial hacia el medio dieléctrico para ondas superficiales regresivas.

VI. AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen el apoyo financiero brindado por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, (CONICET), Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (BID 1728/OC-AR PICT-11-1785) y la Universidad de Buenos Aires (Subsidio UBA X062).

-
- ¹ Shadrivov I. V., Sukhorukov A. A., Kivshar Y. S., Zharov A. A., Boardman A. D. and Egan P., *Phys. Rev. E* **69**, 016617 (2004).
- ² Maier S. A., *Plasmonics: Fundamentals and Applications*, Springer Verlag (2007).
- ³ García Vidal F. J. y Martín Moreno L., *Investigación y Ciencia*, Octubre 2008, pp. 66-76.
- ⁴ Atwater H. A., *Sci. Am.* **296**, 56-63 (2007).
- ⁵ Raether H., *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surface and on Gratings*, Springer-Verlag, Berlín (1988).
- ⁶ Solymar L., Shamoniina E., *Waves in Metamaterials*, Oxford University Press Inc. New York (2009).
- ⁷ Ruppin R., *Phys. Lett. A*, vol **277**, 61-64 (2000).
- ⁸ Darmanyan S. A., Neviere M. and Zakhidov A. A., *Opt. Commun.*, **225**, 233-240 (2003).
- ⁹ Otto A., *Z. Phys.* **216**, 398 (1968).
- ¹⁰ Kretschmann E., *Z. Phys.* **241**, 313-324 (1971)
- ¹¹ Boardman A. D., *Electromagnetic surface modes*, Wiley, New York (1982).
- ¹² Zeller M. A., Cuevas M. y Depine R. A., *Anales AFA* 2010 (trabajo a ser enviado durante febrero de 2011, luego de la decisión editorial esta referencia será modificada).
- ¹³ Park K., Lee B. J., Fu C. J. and Zhang Z. M., *J. Opt. Soc. Am. B*, vol **22**, no 5 (2005).
- ¹⁴ Ishimaru A., Jaruwatanadilok S., Kuga Y., *Progress In Electromagnetics Research*, **PIER** **51**, 139-152 (2005).
- ¹⁵ Tao F., Zhang H. F., Yang X. H., Cao D., *J. Opt. Soc. Am. B* **26**, 50-59 (2009).
- ¹⁶ Zhang H. F. *et al*, *Chinese Phys. B.* **19**, 027301 (2010).
- ¹⁷ Nevière M., *Electromagnetic theory of gratings*, edited by R. Petit, (Springer-Verlag, New York, 1980).
- ¹⁸ Maystre D., *Electromagnetic surface modes*, edited by A. D. Boardman (Wiley, New York, 1982).
- ¹⁹ Cuevas M., Depine R. A., *Optik* (2010), doi:10.1016/j.ijleo. 2009.12.010 (en prensa).
- ²⁰ Botten L. C., Craig M. S., McPhedran R. C., *Comp. Phys. Commun.* **29**, 245 (1983).
- ²¹ Delves L. M., Lyness J. N., *Math. Comput.* **21**, 543 (1967).