

RESPUESTA POLARIMÉTRICA DE PANELES DE ALAMBRE PARA REFLECTORES DE ESQUINA

POLARIMETRIC RESPONSE OF WIRE-PANELS FOR CORNER REFLECTORS

C. A. Torazza.¹, R. H. Romero¹, y R. A. Depine^{*2}

¹ Departamento de Física-Facultad de Ciencias Exactas y Naturales-Universidad Nacional del Nordeste, Campus Libertad, Av. Libertad 5600 (3400), Corrientes, Argentina

² Grupo de Electromagnetismo Aplicado, Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires, Ciudad Universitaria, Pabellón 1 (1428), Buenos Aires, Argentina
e-mail: rdep@df.uba.ar

En este trabajo presentamos un método electromagnético riguroso para calcular los campos reflejados por paneles contruidos a partir de alambres metálicos paralelos de sección rectangular. Los alambres están equiespaciados y se considera el caso general en que el plano de incidencia no coincide con la sección principal de los alambres (montaje cónico). Nuestro estudio está motivado por la posibilidad de reemplazar, con este tipo de paneles, las chapas metálicas homogéneas de los triedros reflectores de esquina. En el campo de la teledetección satelital, estos reflectores se emplean como blancos calibradores para radares polarimétricos de apertura sintética en el rango de microondas. Los efectos buscados mediante este reemplazo son: i) alivianar las estructuras, ii) mantener la alta respuesta en retroreflexión lograda con triedros de chapas homogéneas y iii) introducir nuevos grados de libertad que permitan controlar la respuesta polarimétrica del blanco. Se presentan resultados numéricos obtenidos para un panel bajo condiciones de iluminación según el eje de simetría del triedro.

Palabras Claves: Polarimetría, Radar de apertura sintética, Reflector de esquina, Redes de difracción, Scattering, Difracción, Microondas.

We present a rigorous electromagnetic method for calculating the fields reflected by parallel metallic wires of rectangular section. The wires are spaced at equal intervals and we consider the general case where the plane of incidence does not coincide with the main section of the wires (conical mounting). This study is motivated by the possibility of replacing, with this kind of wire-panels, the homogeneous metallic panels of the conventional trihedral corner reflectors. In satellite teledetection applications, these reflectors are used as calibrating targets for synthetic aperture radars in the microwave range. The desirable effects of this replacement are: i) to obtain lighter structures, ii) to maintain the high backscattering response achieved by trihedrals with homogeneous plates, and iii) to introduce new degrees of freedom to control the target polarimetric response. We present numeric results for a wire-panel under conditions of illumination along the trihedral axis of symmetry.

Key Word: Polarimetry, Synthetic Aperture Radar (SAR), trihedral corner reflector, Diffraction gratings, Scattering, Diffraction, Microwaves .

I. INTRODUCCIÓN

Los reflectores de esquina son estructuras dispuestas diseñadas para producir intensificación de radiación en la dirección de retroreflexión^(1,2,3). Consisten en dos o más superficies de alta reflectividad que se interceptan entre sí. Se emplean en una amplia zona del espectro electromagnético, desde el rango óptico hasta el de microondas⁽⁴⁾. Los astronautas de la misión Apolo dejaron en la Luna reflectores de esquina que aun hoy están operativos y que permiten, por ejemplo, determinar la distancia Tierra-Luna con precisión de 3 cm, obtener información sobre la precesión del eje de rotación, o perfeccionar el conocimiento de la

órbita lunar. Dentro del plan espacial argentino, está previsto emplear reflectores de esquina en la banda L del espectro electromagnético (microondas, 1.3 GHz) para calibrar los radares polarimétricos de apertura sintética que se emplearán en las futuras misiones SAOCOM⁽⁵⁾. En los diseños convencionales, los paneles de los reflectores de esquina para frecuencias de microondas consisten en chapas metálicas homogéneas que, si bien brindan una gran sección eficaz en retroreflexión, pueden resultar poco convenientes si se desea aligerar las estructuras o lograr una amplia gama de respuestas polarimétricas, adecuadas al entorno natural en que el reflector de esquina esté ubicado. Por estos motivos se han propuesto diversos diseños

* Autor a quién debe dirigirse la correspondencia.

alternativos⁽⁶⁾. En este trabajo consideraremos el caso en que los paneles convencionales se reemplazan por paneles estructurados 1D (ver Fig. 1), fabricados a partir de rejillas periódicas con periodicidades menores que la longitud de onda. Además de contribuir a alivianar las estructuras, este tipo de diseños permite introducir nuevos grados de libertad para variar la respuesta polarimétrica de los reflectores de esquina, lo cual podría tener aplicaciones en la calibración de los canales de polarización.

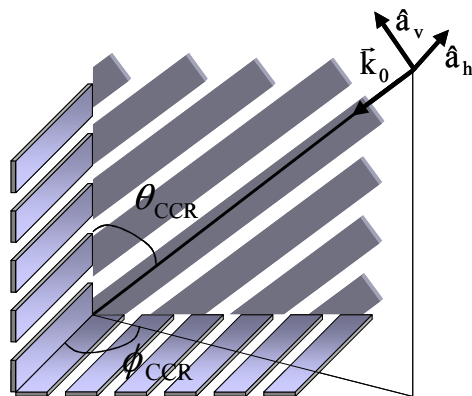


Figura 1. Triedro reflector de esquina con paneles estructurados 1D.

En una comunicación previa⁽²⁾ hemos presentado un método para obtener la respuesta polarimétrica de triedros reflectores de esquina construidos con paneles homogéneos. El método requiere previamente los coeficientes de Fresnel de cada panel y resulta válido para dimensiones de paneles grandes comparadas con la longitud de onda y para direcciones de observación y de iluminación en el eje de simetría del triedro. Es fácil comprobar que dicho método puede extenderse sin mayores complicaciones formales al caso de paneles estructurados periódicamente, simplemente reemplazando los coeficientes de Fresnel de cada panel por los elementos adecuados de la matriz de scattering compleja correspondientes al orden difractado en la dirección especular. El único inconveniente reside en que, a diferencia del caso de paneles homogéneos donde la dependencia de los coeficientes de Fresnel con los ángulos de iluminación se conoce de manera analítica, en el caso de paneles de alambre se necesita resolver numéricamente un complicado problema de contorno. Para superar este inconveniente, en este trabajo presentamos un método riguroso para obtener los campos electromagnéticos difractados por rejillas periódicas 1D formadas por alambres paralelos, tal como se esquematiza en la Fig. 1. Consideraremos que el triedro es iluminado en la dirección de su eje de simetría, dejando libres las orientaciones relativas de los alambres en cada panel. Posteriormente elegiremos el espaciado y las orientaciones relativas entre paneles de manera de minimizar el número de órdenes difractados por cada panel, para tratar de maximizar así la intensidad en la dirección especular, que luego contribuirá a la intensidad en la dirección de

retroreflexión a través de reflexiones sucesivas en los otros paneles.

Para obtener la matriz de scattering compleja correspondiente al orden difractado en la dirección especular, adaptaremos un método modal⁽⁷⁾ que esencialmente consiste en expresar los campos entre los alambres mediante una superposición de funciones que satisfacen automáticamente las condiciones de contorno en sus paredes. Este método modal había sido desarrollado para situaciones llamadas clásicas, donde la dirección de incidencia está contenida en la sección principal de los alambres y donde no hay conversión entre las polarizaciones s y p en la notación física, también llamadas respectivamente H u horizontal y V o vertical en la notación usual en teledetección. Para las situaciones esquematizadas en la Fig. 1, en cada panel se deberá analizar el caso más general, llamado montaje cónico, en que el plano de incidencia y la sección principal de los alambres no coinciden. En este caso existe conversión entre las polarizaciones s y p, lo cual se traduce en que la matriz de scattering deja de ser diagonal, como sucedía en el caso de paneles homogéneos. Si bien consideraremos aquí el caso de paneles construidos con alambres metálicos de sección rectangular, los resultados podrían luego generalizarse a otras geometrías, empleando para ello el Método Modal de Multicapas⁽⁸⁾ (MMM, o multilayer modal method en la nomenclatura inglesa). Debido a la alta conductividad de los metales en la banda L del espectro, supondremos que los alambres están fabricados por un material perfectamente conductor.

En la Sección II de este trabajo se presenta el método modal para rejillas de alambres periódicos en el caso de montaje clásico y para las dos polarizaciones fundamentales: s (campo eléctrico incidente en la dirección de los alambres, también llamada polarización TE o H) y p (campo magnético incidente en la dirección de los alambres, también llamada polarización TM o V). Posteriormente, en la Sección III, mostraremos cómo, mediante un resultado sólo válido para conductores perfectos, es posible expresar los campos difractados en montaje cónico como combinación de las soluciones clásicas presentadas en la Sección II. En la Sección IV se presentan los resultados numéricos obtenidos para un panel con distintas orientaciones relativas. Finalmente, en la Sección V se presentan las conclusiones.

II. MONTAJE CLÁSICO

Analizaremos primero la red de alambres en la disposición de montaje clásico⁽⁷⁾. El plano (x,y) representa la sección principal de los alambres y coincide con el plano de incidencia. Los campos electro-magnéticos fuera de los alambres deben satisfacer ecuaciones de Helmholtz, con las seis componentes cartesianas de los campos como incógnitas. En problemas con simetría de translación es posible expresar cuatro de estas seis componentes sólo en términos de dos de ellas⁽⁹⁾, que en

este caso tomaremos como E_z y H_z . Para montaje clásico estas dos componentes son independientes, por lo cual el problema vectorial puede separarse en dos problemas escalares: TE y TM.

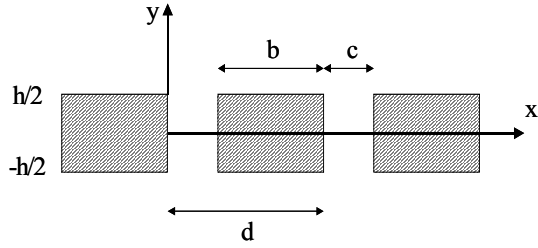


Figura 2. Esquema de la estructura de un panel de alambres paralelos.

II.a. Modo TE

El campo eléctrico E_z en la zona $y > h/2$ puede escribirse de la siguiente manera:

$$E_z(x, y) = e^{i(\alpha_0 - \beta_0)(y - \frac{h}{2})} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n e^{i(\alpha_n + \beta_n)(y - \frac{h}{2})}, \quad (1)$$

En la zona $-h/2 < y < h/2$ se usa el siguiente desarrollo modal

$$E_z(x, y) = \sum_{m=1}^{\infty} \text{sen}(u_m x) [a_m \cos(v_m y) + b_m \text{sen}(v_m y)], \quad (2)$$

con

$$u_m = \frac{m\pi}{c}, \quad v_m = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \left(\frac{m\pi}{c}\right)^2},$$

y finalmente, en la zona $y < -h/2$

$$E_z(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} T_n e^{i(\alpha_n - \beta_n)(y + \frac{h}{2})}, \quad (3)$$

donde se ha usado que

$$\alpha_n = \alpha_0 + n \frac{2\pi}{d}, \quad \alpha_0 = k_0 \text{sen} \theta_0, \quad k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda},$$

$$\alpha_n^2 + \beta_n^2 = u_m^2 + v_m^2 = k_0^2.$$

Imponiendo la continuidad de E_z en $y = -h/2$ se obtiene el siguiente sistema de ecuaciones

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} T_n e^{i\alpha_n x} = \sum_{m=1}^{\infty} U_m(x) [\tilde{a}_m - \tilde{b}_m], \quad (4)$$

donde

$$U_m(x) = \text{sen}(u_m x),$$

$$\tilde{a}_n = a_m \cos\left(v_m \frac{h}{2}\right), \quad \tilde{b}_n = b_m \text{sen}\left(v_m \frac{h}{2}\right),$$

Proyectando la ec. (4) sobre el conjunto de funciones $\exp[i \alpha_n x]$ ortogonales en el intervalo $[0, d]$ obtenemos

$$T_n = \sum_{m=1}^{\infty} [\tilde{a}_m - \tilde{b}_m] A_{n'm}, \quad (5)$$

con

$$A_{n'm} = \int_0^d \text{sen}\left(\frac{m\pi}{c} x\right) e^{-i\alpha_n x} dx.$$

De manera análoga, imponiendo la continuidad de E_z en $y = h/2$ se obtiene

$$e^{i\alpha_0 x} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n e^{i\alpha_n x} = \sum_{m=1}^{\infty} U_m(x) [\tilde{a}_m + \tilde{b}_m], \quad (6)$$

y proyectando esta ecuación en el conjunto de funciones $\exp[i\alpha_n x]$ que son ortogonales en el intervalo $[0, d]$ resulta

$$\delta_{n'0} + R_n = \sum_{m=1}^{\infty} [\tilde{a}_m + \tilde{b}_m] A_{n'm}. \quad (7)$$

Imponiendo ahora la continuidad de H_z en $y = -h/2$ se tiene

$$-i \sum_{n=-\infty}^{\infty} \beta_n T_n e^{i\alpha_n x} = \sum_{m=1}^{\infty} U_m(x) v_m [\tilde{a}_m D_{2m} + \tilde{b}_m D_{1m}],$$

con

$$D_{1m} = \text{ctg}\left(v_m \frac{h}{2}\right), \quad D_{2m} = \text{tg}\left(v_m \frac{h}{2}\right),$$

y proyectando esta ecuación en el conjunto de funciones $\text{sen}(x m'\pi/c)$ que son ortogonales en el intervalo $[0, c]$ resulta

$$-i \sum_{n=-\infty}^{\infty} \beta_n T_n \overset{\circ}{A}_{nm'} d = \frac{c}{2} v_m [\tilde{a}_m D_{2m'} + \tilde{b}_m D_{1m'}], \quad (8)$$

con

$$\overset{\circ}{A}_{nm'} = \int_0^c \text{sen}\left(\frac{m'\pi}{c} x\right) e^{i\alpha_n x} dx.$$

Finalmente, exigiendo la continuidad de H_z en $y = h/2$ y proyectando convenientemente la ecuación resultante, se obtiene la siguiente condición

$$i \left[-\beta_0 \overset{\circ}{A}_{0m'} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \beta_n R_n \overset{\circ}{A}_{nm'} \right] = \frac{c}{2} v_m [-\tilde{a}_m D_{2m'} + \tilde{b}_m D_{1m'}], \quad (9)$$

Sumando las ecs. (8) y (9) y despejando \tilde{b}_m , tenemos

$$\tilde{b}_m = \frac{i}{c v_m D_{1m'}} \left[-\beta_0 \overset{\circ}{A}_{0m'} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \beta_n \overset{\circ}{A}_{nm'} (R_n - T_n) \right], \quad (10)$$

y restando la ec. (9) a la ec. (8) conseguimos \tilde{a}_m ,

$$\tilde{a}_m = \frac{i}{c v_m D_{2m'}} \left[\beta_0 \overset{\circ}{A}_{0m'} - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \beta_n \overset{\circ}{A}_{nm'} (R_n + T_n) \right]. \quad (11)$$

Reemplazando \tilde{a}_m y \tilde{b}_m en la ec. (5)

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} T_n \left\{ \delta_{nm'} + \frac{i}{c} \beta_n \sum_{m=1}^{\infty} \frac{A_{n'm} \overset{\circ}{A}_{nm}}{v_m} \left(\frac{1}{D_{2m}} - \frac{1}{D_{1m}} \right) \right\} +$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n \left\{ \frac{i}{c} \beta_n \sum_{m=1}^{\infty} \frac{A_{n'm} \overset{\circ}{A}_{nm}}{v_m} \left(\frac{1}{D_{2m}} + \frac{1}{D_{1m}} \right) \right\} =$$

$$\frac{i\beta_0}{c} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{A_{n'm} \overset{\circ}{A}_{0m}}{v_m} \left(\frac{1}{D_{2m}} + \frac{1}{D_{1m}} \right). \quad (12)$$

Reemplazando $\tilde{a}_{m'}$ y $\tilde{b}_{m'}$ en ec. (7)

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n \left\{ \delta_{nm'} + \frac{i}{c} \beta_n \sum_{m=1}^{\infty} \frac{A_{n'm} \overset{\circ}{A}_{nm}}{v_m} \left(\frac{1}{D_{2m}} - \frac{1}{D_{1m}} \right) \right\} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} T_n \left\{ \frac{i}{c} \beta_n \sum_{m=1}^{\infty} \frac{A_{n'm} \overset{\circ}{A}_{nm}}{v_m} \left(\frac{1}{D_{2m}} + \frac{1}{D_{1m}} \right) \right\} = -\delta_{n'0} + \frac{i\beta_0}{c} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{A_{n'm} \overset{\circ}{A}_{0m}}{v_m} \left(\frac{1}{D_{2m}} - \frac{1}{D_{1m}} \right). \quad (13)$$

Las ecs. (12) y (13) proveen un sistema matricial cuyo vector incógnita es

$$\begin{pmatrix} \tilde{T}_{Rn} \\ \tilde{R}_n \end{pmatrix}, \quad (14)$$

donde $\tilde{T}_{Rn} = T_n$, $\tilde{R}_n = R_n$.

II.b . Modo TM

Procediendo de la manera análoga a la explicada en la sección II.a., se obtienen las siguientes ecuaciones para el caso TM

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} T_n \left\{ i\beta_n \delta_{nm'} + \frac{d}{c} \sum_{m=0}^{\infty} A_{n'm} \overset{\circ}{A}_{nm} v_m (D_{2m} - D_{1m}) \right\} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n \left\{ \frac{d}{c} \beta_n \sum_{m=0}^{\infty} A_{n'm} \overset{\circ}{A}_{nm} v_m (D_{2m} + D_{1m}) \right\} = -\frac{d}{c} \sum_{m=0}^{\infty} A_{n'm} \overset{\circ}{A}_{0m} v_m (D_{2m} + D_{1m}), \quad (15)$$

y

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} T_n \left\{ -\frac{d}{c} \sum_{m=0}^{\infty} A_{n'm} \overset{\circ}{A}_{nm} v_m (D_{1m} + D_{2m}) \right\} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n \left\{ -i\beta_n \delta_{nm'} + \frac{d}{c} \sum_{m=0}^{\infty} A_{n'm} \overset{\circ}{A}_{nm} v_m (D_{1m} - D_{2m}) \right\} = -i\beta_n \delta_{n'0} - \frac{d}{c} \sum_{m=0}^{\infty} A_{n'm} \overset{\circ}{A}_{0m} v_m (D_{1m} - D_{2m}). \quad (16)$$

con

$$A_{n'm} = \frac{1}{d} \int_0^d \cos\left(\frac{m'\pi}{c} x\right) e^{-i\alpha_n x} dx, \\ \overset{\circ}{A}_{nm'} = \frac{1}{c} \int_0^c \cos\left(\frac{m'\pi}{c} x\right) e^{i\alpha_n x} dx.$$

Las ecs. (15) y (16) se usan para formar el sistema matricial cuyo vector incógnita es

$$\begin{pmatrix} \tilde{T}_{Sn} \\ \tilde{S}_n \end{pmatrix}, \quad (17)$$

donde $\tilde{T}_{Sn} = T_n$, $\tilde{S}_n = S_n$.

III. MONTAJE CÓNICO

Mediante el teorema de invariancia de Petit y Maystre,⁽¹⁰⁾ los campos difractados por una red de alambres perfectamente conductores en montaje cónico pueden ser tratados como combinación de dos soluciones clásicas con ondas incidentes diferentes⁽¹¹⁾.

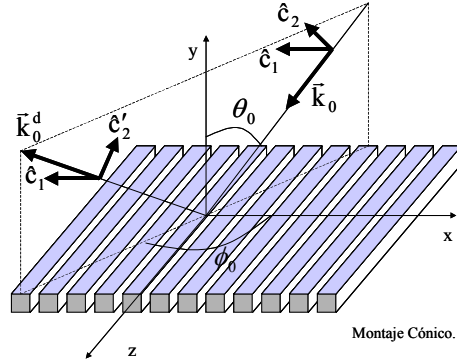


Figura 3. Red de difracción con alambres de conductor perfecto y sección rectangular en montaje cónico. El vector de onda \mathbf{k}_0^d determina la dirección especular del campo electromagnético difractado.

Este teorema de invarianza permite reducir el problema (vectorial) al estudio de dos casos clásicos (escalares) con una longitud de onda equivalente⁽¹²⁾

$$\tilde{\lambda} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta_0 \sin^2 \phi_0}}, \quad (18)$$

siendo $\tilde{\lambda} = \lambda$ cuando $\phi_0 = 0$. Con esta nueva longitud de onda se calculan los coeficientes de transmisión y reflexión como se mostró en la sección II. Los coeficientes de reflexión R_n y S_n y los coeficientes de transmisión T_{Rn} y T_{Sn} para el montaje cónico pueden obtenerse mediante

$$R_n = (\hat{\mathbf{E}} \cdot \hat{\mathbf{z}}) \tilde{R}_n, \quad (19)$$

$$S_n = \left(\frac{\bar{\mathbf{k}}}{k_0} \times (\hat{\mathbf{E}} \cdot \hat{\mathbf{z}}) \right) \tilde{S}_n, \quad (20)$$

$$T_{Rn} = (\hat{\mathbf{E}} \cdot \hat{\mathbf{z}}) \tilde{T}_{Rn}, \quad (21)$$

$$T_{Sn} = \left(\frac{\bar{\mathbf{k}}}{k_0} \times (\hat{\mathbf{E}} \cdot \hat{\mathbf{z}}) \right) \tilde{T}_{Sn}, \quad (22)$$

y con ellos, se construyen los vectores del campo electromagnético difractado⁽¹²⁾. Debido a la simetría del problema en la dirección del eje z, es posible expresar las componentes transversales de los vectores campo eléctrico y magnético en la forma

$$\bar{\mathbf{E}}_t(x, y, z) = \frac{i}{\Gamma^2} [\gamma_0 \nabla_t E_z - \mathbf{k}_0 \hat{\mathbf{z}} \times \nabla_t H_z], \quad (23)$$

$$\mathbb{H}_t(x, y, z) = \frac{i}{\Gamma^2} [\gamma_0 \nabla_t H_z + k_0 \hat{z} \times \nabla_t E_z]. \quad (24)$$

IV. RESULTADOS

El método expuesto anteriormente ha sido implementado computacionalmente mediante un código Fortran. Para validar los resultados se han empleado criterios de convergencia y de conservación de la energía. Para ello se ha calculado la potencia difractada en cada orden. La eficiencia total transportada por los órdenes reflejados viene dada por

$$e_r = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{k_0^2 \beta_n}{\Gamma^2 \beta_0} (|R_n|^2 + |S_n|^2), \quad (25)$$

mientras que la potencia total transportada por los órdenes transmitidos viene dada por

$$e_t = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{k_0^2 \beta_n}{\Gamma^2 \beta_0} (|T_{Rn}|^2 + |T_{Sn}|^2). \quad (26)$$

Hemos comprobado que el criterio de conservación de la energía, que requiere que $e_r + e_t = 1$, se cumple con una precisión menor que 10^{-15} (Fig. 4) en todos los casos presentados. Con el reflector de esquina iluminado en incidencia normal ($\theta_{CCR}=54.73561^\circ$ y $\phi_{CCR}=45^\circ$, Fig. 1) las variables angulares locales en cada panel resultan $\theta_0=54.73561^\circ$ y $0 < \phi < 360$ (ver Fig. 3). Para valores de $h/d=0.2$, $c/d=0.5$ y $\lambda/d=2.1$ se obtienen las eficiencias representadas en las Fig. 5-8.

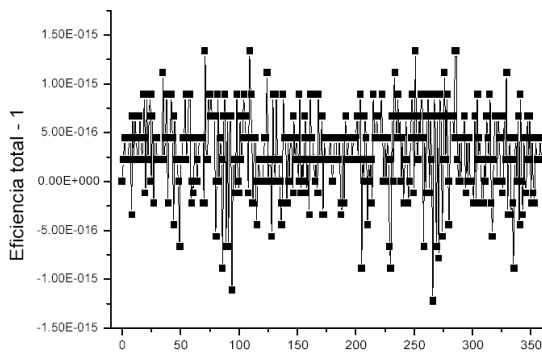


Figura 4. Eficiencia total menos la unidad en función del ángulo local ϕ .

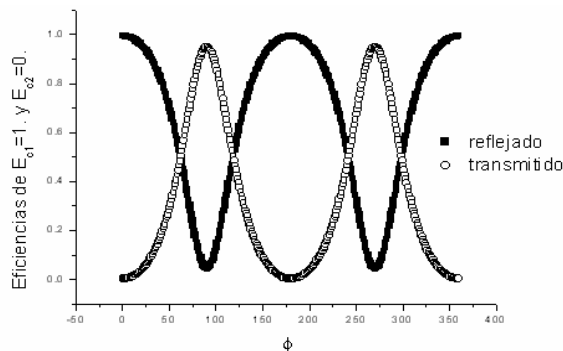


Figura 5. Eficiencias en función de ϕ para \hat{E} en \hat{c}_1 .

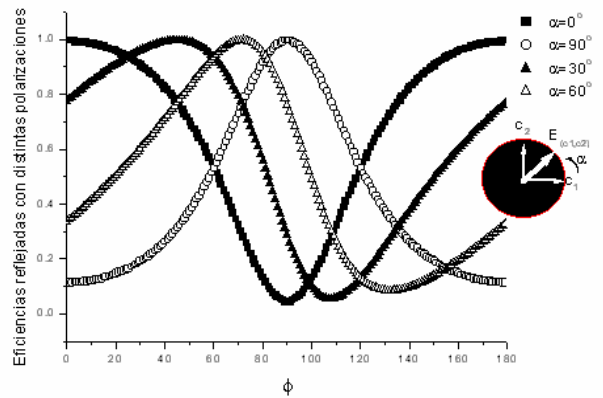


Figura 6. Eficiencias reflejadas en función del ángulo de polarización α .

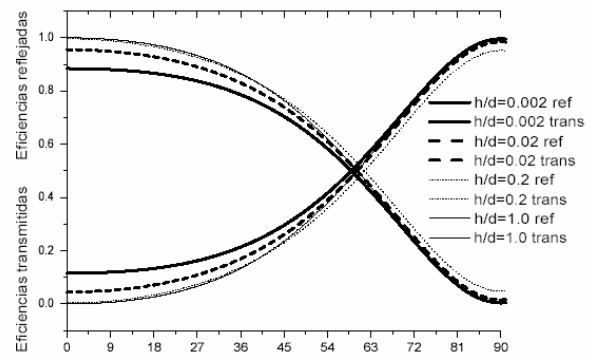


Figura 7. Eficiencias reflejadas y transmitidas para distintos h de los alambres en función de ϕ en el caso de $\alpha=0$.

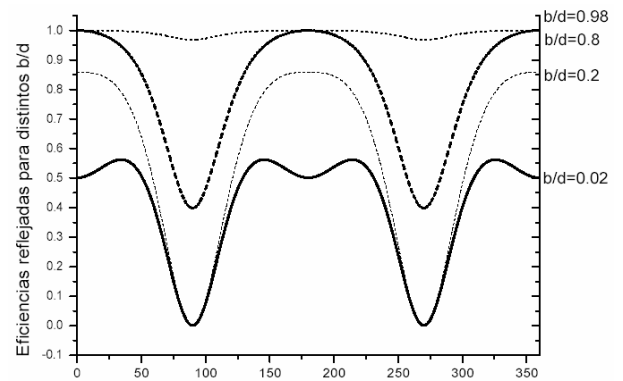


Figura 8. Eficiencias reflejadas para alambres con distintos espesores en función de ϕ en el caso de $\alpha=0$.

Con los parámetros numéricos empleados, $m=10$ (número de modos) y $n=9$ (términos de Rayleigh), hay cambios en la tercer cifra significativa respecto a $n=11$. En Tabla 1 se comparan eficiencias reflejadas con $\alpha=45^\circ$, $h/d=0.2$, $c/d=0.5$, $\lambda/d=2.1$ y $\theta_0=54.73561^\circ$ para distintos valores de n y ϕ .

V. CONCLUSIONES

Se ha implementado un método para el estudio de los campos electromagnéticos difractados por una red periódica de alambres perfectamente conductores de sección rectangular. La aplicación reiterada del método permitiría estimar la respuesta de reflectores de esquina formados por paneles estructurados y podría usarse como herramienta de diseño para investigar las geometrías más adecuadas a cada aplicación polarimétrica. Se han presentado resultados para un ángulo de incidencia correspondiente a situaciones en que el triedro es iluminado en la dirección de su eje de simetría. Se han ilustrado comportamientos para distintos estados de polarización incidente y para alambres de distintas dimensiones.

VI. REFERENCIAS

1- F.T. Ulaby, C. Elachi, Eds., *Radar polarimetry for geoscience applications*, Norwood, Artech House (1990).
 2- A.Torazza, R. Romero y R. Depine, *Estudio geométrico de la respuesta polarimétrica de reflectores de esquina*, anales de la Asociación de Física Argentina. **17**, 119-122 (2006).

3- K. Sarabandi, T.-Ch. Chiu, *Optimum corner reflectors for calibration of imaging radars*, IEEE Trans. Antennas Propag. **44**, 1348-1361 (1996).
 4- N. C. Curri, Ed., *Techniques of radar reflectivity measurement*, Norwood, Artech House (1984).
 5- <http://www.conae.gov.ar>
 6- E. Jull, D. Michelson, IEEE Trans. Antennas Propag. **43**, 513-518 (1995).
 7- H. Lochbihler, R. Depine, *Highly conducting wire gratings in the resonance region*, Appl. Opt. **32**, 3459-3465 (1993).
 8- D. Skigin and R. Depine, *The multilayer modal method for electromagnetic scattering from surfaces with several arbitrarily shaped grooves*, Journal of Modern Optics **44**, 1023-1036 (1997)
 9- J. D. Jackson, *Electrodinámica Clásica*, Ed. Alambra, Madrid (1980).
 10- D. Maystre, *Electromagnetic Theory of Gratings*, edited by R. Petit, Berlin: Springer, pp. 85-88 (1980).
 11- R. Depine, *Rigorous formulation of scattering at a randomly varying impedance plane: general case of oblique incidence*, IEEE Trans. Antennas Propag. **41**, 12-19 (1993).
 12- M. Lester and R. Depine, *Conical diffraction from index-matched gratings*, Optics Comm. **148**, 316-322 (1998).

TABLA 1: CONVERGENCIA CON LOS PARÁMETROS NUMÉRICOS.

| ϕ | n=5 | n=7 | n=9 | n=11 |
|--------|---------|---------|---------|---------|
| 0° | 0.55344 | 0.55492 | 0.5558 | 0.55618 |
| 1° | 0.56234 | 0.56379 | 0.56466 | 0.56504 |
| 2° | 0.57123 | 0.57266 | 0.57351 | 0.57388 |
| 3° | 0.58011 | 0.58152 | 0.58236 | 0.58272 |