

UTILIZACIÓN DE LA TEORÍA FÍSICA DE LA DIFRACCIÓN EN EL DOMINIO DEL TIEMPO PARA EL ESTUDIO DE EXPOSICIÓN A CAMPOS ELECTROMAGNÉTICOS EN ENTORNOS COMPLEJOS

L. Nonidez, M. Martínez Búrdalo, A. Martín, R. Villar
Departamento de Radiación Electromagnética
Instituto de Física Aplicada
Consejo Superior de Investigaciones Científicas
Serrano 144. 28006 – Madrid. SPAIN
e-mail: mercedes@iec.csic.es

RESUMEN

En este trabajo se aplica una solución de corrientes equivalentes de la teoría física de la difracción en el dominio del tiempo (PTDTD) para calcular campos difractados en borde. Esta contribución, sumada al campo dispersado calculado con la óptica física en el dominio del tiempo (POTD), predice con mayor exactitud el campo total dispersado en direcciones alejadas de la especular. Los resultados presentados muestran la eficiencia del método.

1. INTRODUCCIÓN

Como es bien sabido, en los últimos años el método de las diferencias finitas en el dominio del tiempo (FDTD) ha sido la técnica más utilizada al estudiar, principalmente, problemas de compatibilidad electromagnética y de verificación de cumplimiento de normas de exposición humana a campos electromagnéticos en relación con los teléfonos móviles. Dicha técnica tiene la ventaja de poder incluir de manera sencilla materiales con propiedades complejas y de obtener respuestas en un amplio ancho de banda con un único análisis, pero tiene también limitaciones cuando se calculan campos en grandes dominios o cuando hay que tratar con dispersores grandes. En estos casos se ha demostrado la utilidad de combinar este método con la óptica física en el dominio del tiempo [1]. Por sus características, esta técnica da buenos resultados cuando la superficie dispersora es grande en términos de longitudes de onda y las direcciones de dispersión no se alejan mucho de la de reflexión, pero dichos resultados pierden precisión cuando nos alejamos de dichas direcciones.

En este trabajo se obtiene, en el dominio del tiempo, una solución de corrientes equivalentes de la teoría física de la difracción (PTD), basadas en las corrientes de franja

de Michaeli [2], para calcular el campo lejano difractado en borde. Cuando se añade este campo difractado al campo lejano dispersado obtenido mediante POTD se obtiene una buena aproximación al campo dispersado exacto, especialmente cuando las direcciones de incidencia y dispersión no están próximas a la especular. La solución se presenta para un impulso unitario incidente, si bien la aplicación de este método, combinado con técnicas de convolución, permite obtener el campo dispersado para frentes de onda con dependencia temporal arbitraria. Además, al tratarse de un desarrollo en el dominio del tiempo esta técnica puede combinarse con FDTD con vistas al cálculo de la tasa específica de absorción humana en exposiciones a campos electromagnéticos en presencia de obstáculos dispersores.

2. DESARROLLO DEL MÉTODO

En [2] se obtienen, en el dominio de la frecuencia, expresiones explícitas de corrientes equivalentes, válidas para cualesquiera ángulos de incidencia y observación, identificando la integral de línea del método de corrientes equivalentes con la evaluación asintótica de la integral de superficie de la PTD. En este trabajo partimos de la representación del campo dispersado lejano por la superficie que contiene el borde C , y, al igual que en [2], hacemos uso del físicamente plausible argumento de que la difracción en borde es debida principalmente a corrientes de superficie concentradas en bandas estrechas sobre S_1 y S_2 , a lo largo del borde. La expresión del campo dispersado lejano es de la forma

$$\vec{E}^s = jkZ \sum_{i=1}^2 \int_{S_i} \hat{s} \times [\hat{s} \times \vec{j}_i(\vec{r}')] G(\vec{r}', \vec{r}) dS_i, \quad (1)$$

donde la integración se realiza sobre las dos superficies, S_1 y S_2 , a ambos lados de su borde común, C , $\vec{j}_i(\vec{r}')$ es la

corriente inducida en la superficie S_i , k el número de onda de la onda incidente, Z la impedancia del medio, \vec{r} y \vec{r}' los vectores de posición del punto de observación y de un punto sobre C , respectivamente, \hat{s} el vector unitario que define la dirección de observación del elemento radiante del borde situado en \vec{r}' y $G(\vec{r}', \vec{r})$ la función de Green de campo lejano. La integral de superficie de (1) se realiza a través de una integral doble en la que la integración exterior es a lo largo de la parte iluminada del borde, C_i , y para cada punto de integración O sobre dicho borde la integral interior se efectúa a lo largo de las bandas incrementales excitadas en O y que se extienden sobre cada una de las superficies que forman el borde. Las direcciones \hat{u} de dichas bandas se escogen de manera que todos sus puntos tengan a O como punto de fase estacionaria en el borde. De este modo, la componente de difracción del campo dispersado lejano para una onda plana incidente impulso se escribe, en el dominio del tiempo

$$\vec{E}_d^d = \frac{1}{4\pi c} \int_{C_i} \left[Z \hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{z}) \frac{\partial}{\partial t} I_d(\vec{r}_o, t') + \hat{s} \times \hat{z} \frac{\partial}{\partial t} M_d(\vec{r}_o, t') \right] dC_i \quad (2)$$

donde \hat{z} es un vector unitario a lo largo del borde, \vec{r}_o es el vector de posición de O y las corrientes de banda eléctrica y magnética excitadas por el impulso incidente, $I_d(\vec{r}_o, t')$ e $M_d(\vec{r}_o, t')$ respectivamente, se evalúan en el instante $t' = t + (\hat{s} \cdot \vec{r}_o) / c$. Al tratarse de corrientes equivalentes derivadas de la PTD, el campo dispersado total se obtiene sumando al campo obtenido de (2) el campo dispersado POTD.

3. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

Como ejemplo para mostrar la eficiencia del método, hemos calculado el campo dispersado por una placa plana perfectamente conductora de dimensiones $4\mathbf{l} \times 4\mathbf{l}$ cuando sobre ella incide una onda plana en la dirección $\mathbf{f} = 180^\circ$, $\mathbf{q} = 20^\circ$. Su forma temporal es un pulso gaussiano de 1000 V/m de amplitud con polarización E_f y centrado en 900 MHz. La placa se encuentra situada en el plano XY con sus lados paralelos a los ejes. En la figura 1 se muestra el campo dispersado lejano en la dirección $\mathbf{f} = 0^\circ$, $\mathbf{q} = 50^\circ$, obtenido usando PTDTD, comparado con los resultados y los obtenidos mediante la solución exacta que combina FDTD y un método integral basado en el teorema de

Green [3] para obtener el campo lejano. Se incluye también la solución POTD.

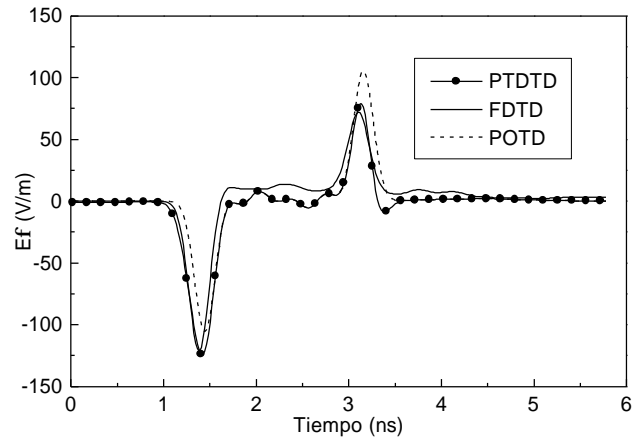


Figura 1. Campo dispersado lejano en la dirección $\mathbf{f} = 0^\circ$, $\mathbf{q} = 50^\circ$, para una onda plana incidente en la dirección $\mathbf{f} = 180^\circ$, $\mathbf{q} = 20^\circ$, calculado mediante PTDTD, y su comparación con la solución exacta y con resultados obtenidos mediante POTD.

En la figura se observa cómo la inclusión del campo difractado en los bordes mejora claramente la solución de óptica física de modo que la concordancia con los resultados FDTD es excelente.

4. REFERENCIAS

- [1] L. Nonidez, M. Martínez Búrdalo, A. Martín and R. Villar, "Utilización de POTD y su combinación con FDTD en la solución de problemas de dispersión electromagnética", Actas del XV Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio URSI 2000, pp. 454-455, Zaragoza, Septiembre 2000.
- [2] A. Michaeli, "Equivalent edge currents for arbitrary aspects of observation," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-32, pp. 252-258, Mar. 1984.
- [3] M. Martínez-Búrdalo, L. Nonidez, A. Martín and R. Villar, "Using a combination of FDTD with a surface integration method for electromagnetic scattering analysis in large regions," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 22, no 1, pp. 74-78, July, 1999.

AGRADECIMIENTO

Este trabajo ha sido financiado por la CICYT, proyecto TIC 2000-0698.