

RECOMENDACIÓN UIT-R SA.1345

**MÉTODOS PARA PREDECIR LOS DIAGRAMAS DE RADIACIÓN DE
ANTENAS DE GRAN TAMAÑO UTILIZADAS EN LOS SERVICIOS
DE INVESTIGACIÓN ESPACIAL Y DE RADIOASTRONOMÍA**

(Cuestión UIT-R 127/7)

(1998)

La Asamblea de Radiocomunicaciones de la UIT,

considerando

- a) que en muchos casos las antenas de reflector utilizadas por los servicios de investigación espacial y de radioastronomía son similares en cuanto a su gran diámetro y a que funcionan con frecuencias de hasta unas decenas de GHz;
- b) que debido a las grandes distancias necesarias para lograr las condiciones de campo lejano convencionales ($2D^2/\lambda$), la distancia de prueba con antenas normalizadas o las mediciones realizadas en cámara anecoica no son adecuadas;
- c) que muchas de las posibles fuentes de interferencia terrenal causada a los dos servicios se encontrarán en el campo cercano de la antena;
- d) que cada vez se dispone de modelos más precisos y de programas informáticos asociados para predecir los diagramas de radiación de antena en campo cercano y en campo lejano y también para reproducir situaciones en las que aparece la interacción con otros reflectores adicionales o con obstáculos indeseables;
- e) que las predicciones generadas por tales procedimientos pueden ser en algunos casos validadas por mediciones calibradas,

recomienda

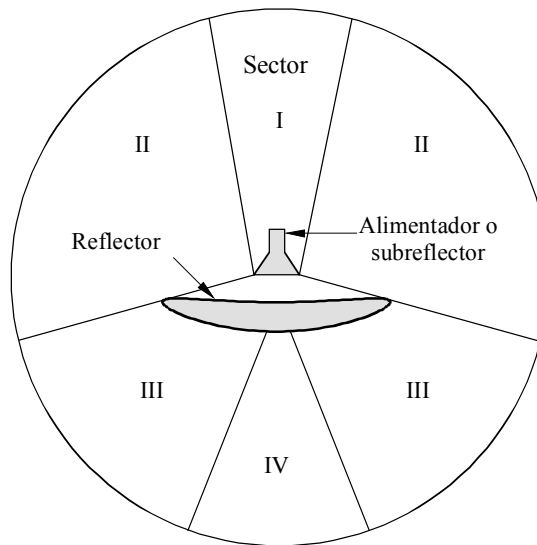
- 1** que cuando sea preciso seleccionar las técnicas de establecimiento de modelos más adecuadas para predecir los diagramas de ganancia de las antenas de reflector de gran tamaño, se utilicen los métodos descritos en el Anexo 1 y que aparecen resumidos en el Cuadro 1;
- 2** que con respecto a las técnicas de establecimiento de modelos que suponen la realización de mediciones se utilice la descripción de los métodos que figuran en el Anexo 2 como orientación para seleccionar el método más adecuado;
- 3** que para determinar el significado de las características mecánicas de la antena cuyo modelo va a crearse, se preste la debida atención a las conclusiones que pueden extraerse de los resultados de la simulación por ordenador descrita en el Anexo 3.

CUADRO 1

Técnicas de análisis para reflectores de gran tamaño

Sector (véase la Fig. 1)	Técnicas de análisis recomendadas
SECTOR I Sector axial anterior	Óptica física
SECTOR II Lóbulos laterales lejanos	Teoría geométrica de la difracción/Teoría uniforme de la difracción y Relación de campo inducido
SECTOR III Lóbulos posteriores	Teoría geométrica de la difracción/Teoría uniforme de la difracción
SECTOR IV Sector axial posterior	Corrientes de borde equivalentes

FIGURA 1
Sectores para el análisis del reflector



1345-01

ANEXO 1

Característica de los diversos métodos de establecimiento de modelos electromagnéticos para predecir los diagramas de ganancia y de radiación de antenas de reflector de gran tamaño

1 Introducción

Existe un gran número de técnicas disponibles para resolver los problemas electromagnéticos. Cada técnica puede presentar ventajas para la creación de modelos de problemas concretos pero puede que no sea útil para estudiar otros problemas. En este anexo se consideran las técnicas empleadas para el establecimiento de modelos de antenas de reflector y se estudia su pertinencia para el análisis de las antenas de reflector de gran tamaño utilizadas generalmente en los servicios de investigación espacial y de radioastronomía.

2 Métodos analíticos y numéricos

2.1 Método de los momentos

El método de los momentos es una técnica matemática para resolver ecuaciones lineales no homogéneas del tipo

$$Lf = g \quad (1)$$

siendo L , normalmente, un operador lineal integrodiferencial y las funciones f y g elementos del espacio de Hilbert. En esta ecuación, se conoce g y la idea es invertir L para obtener la función desconocida $f = L^{-1}g$. El procedimiento hace uso de una técnica que transforma el operador de la ecuación (1) en un sistema de ecuaciones algebraicas lineales. A tal efecto, la función desconocida f se desarrolla en una serie de funciones de base $\{f_n\}$ con coeficientes constantes desconocidos $\{C_n\}$. Entrando en la ecuación (1) y realizando el producto interno de ambos miembros por un conjunto de funciones de prueba conocidas $\{w_m\}$, se reduce la ecuación (1) a una simple ecuación matricial de la forma:

$$Ax = b \quad (2)$$

siendo \mathbf{A} y \mathbf{b} los productos internos $A_{mn} = \langle w_m, Lf_n \rangle$, $b_m = \langle w_m, \mathbf{g} \rangle$, y \mathbf{x} el vector de coeficientes desconocidos $\{C_n\}$. La ecuación (2) se resuelve fácilmente para \mathbf{x} utilizando métodos numéricos elementales, obteniéndose por consiguiente el valor de la función f .

Para aplicar esta técnica al análisis del reflector, es necesario formular el problema en la forma de la ecuación (1). Esto se logra expresando el campo dispersado por la antena como una integral de las corrientes en la superficie desconocidas en la superficie de reflexión. Teniendo en cuenta la condición de contorno electromagnético de que la componente tangencial del campo eléctrico total debe ser cero en un conductor perfecto, se obtiene una ecuación para la densidad de corriente en la superficie desconocida \mathbf{J}_S en la forma de la ecuación (1) anterior:

$$\mathbf{u}_n \times \int_S \mathbf{J}_S \cdot (\nabla \nabla + k^2 \tilde{\mathbf{I}}) G dS = -j\omega \epsilon_0 \mathbf{u}_n \times \mathbf{E}^i \quad (3a)$$

que es una ecuación integral de Fredholm del primer tipo. En este caso, \mathbf{u}_n es la unidad normal a la superficie, $\tilde{\mathbf{I}}$ es la unidad diádica dada por la expresión, $\tilde{\mathbf{I}} = \mathbf{u}_x \mathbf{u}_x + \mathbf{u}_y \mathbf{u}_y + \mathbf{u}_z \mathbf{u}_z$, G es la función escalar de Green en espacio

libre, dada por la expresión $G = \frac{e^{-jk|r-r'|}}{4\pi|r-r'|}$ siendo r' y r las distancias hasta los puntos fuente y de observación,

respectivamente. \mathbf{E}^i es el campo eléctrico incidente y $k = 2\pi/\lambda_0$ es el número de onda en espacio libre. La ecuación (3a) puede resolverse dividiendo la superficie en pequeños fragmentos sobre cada uno de las cuales se desarrolla \mathbf{J}_S como una suma de componentes de corriente a lo largo de dos direcciones ortogonales. Alternativamente, el modelo del reflector puede constituirlo una rejilla de hilos. Ello presenta la ventaja de que el campo disperso puede expresarse como una integral unidimensional de la corriente que fluye a lo largo del hilo. Para el caso de un segmento de hilo delgado a lo largo de la dirección z definida por el vector unitario \mathbf{u}_z , la ecuación correspondiente de la forma (1) puede expresarse:

$$j\omega \mu_0 \int [I(z) + (1/k^2)I'(z)(\mathbf{u}_z \cdot \nabla)] G dz = \mathbf{u}_z \cdot \mathbf{E}^i \quad (3b)$$

donde el superíndice prima se refiere a la derivada. La ecuación (3b) se resuelve para la distribución de corriente desconocida desarrollándola en un conjunto adecuado de funciones de base.

En principio, este es el más preciso de todos los métodos conocidos que se emplean en el análisis de la dispersión electromagnética. La formulación de la ecuación principal es exacta, y pueden obtenerse soluciones muy precisas eligiendo adecuadamente las funciones de base y de prueba. Además, los tirantes, los alimentadores, los reflectores y las estructuras de soporte pueden integrarse en el problema. De forma similar, pueden establecerse modelos de las irregularidades en la superficie del reflector bien definidas. La técnica consiste esencialmente en dividir la estructura completa en pequeños segmentos lineales o planos en cada uno de los cuales se aplica mediante fuerza bruta una condición de contorno directamente obtenida de las ecuaciones de Maxwell. Ello da lugar a un sistema de ecuaciones acoplado en el cual se tiene en cuenta automáticamente la interacción electromagnética de cada segmento con el resto de los segmentos. Por consiguiente, el método es capaz de predecir el diagrama de antena completo en todos los puntos del espacio, teniendo presente los efectos del soporte de antena y de los subsistemas conexos. En esto reside la dificultad: suponiendo que se adopta la solución de rejilla de hilos, si el modelo del reflector se crea con M segmentos de hilo y la corriente en cada uno de ellos se representa por N funciones de base, ello da lugar en general a un sistema de MN ecuaciones lineales con el mismo número de incógnitas, lo que exige la evaluación numérica de $(MN)^2$ integrales para obtener los elementos de la matriz de coeficientes. Normalmente se necesitan de diez a veinte segmentos por longitud de onda con tres funciones de base por segmento para efectuar una representación precisa de las corrientes, lo que se traduce de un sistema con más de 650 incógnitas por longitud de onda al cuadrado de la superficie reflectora.

En la práctica, sin embargo, pueden realizarse algunas simplificaciones. En el caso de reflectores con alimentación en el foco y simetría axial, puede explotarse la simetría circular para reducir significativamente el número de coeficientes desconocidos. Además, puede aplicarse la ley de las corrientes de Kirchoff en los cruces de los hilos para establecer relaciones entre algunas de las constantes desconocidas. En el Código Numérico Electromagnético (Numerical Electromagnetics Code – NEC), que se trata de un programa informático bien conocido disponible comercialmente relativo a la serie del método de los momentos que utiliza la ecuación (3b), la corriente $I(z)$ en cada segmento se representa como la suma de tres términos: una constante, un seno y un coseno. De los tres coeficientes, se eliminan dos por las condiciones de que la carga y la corriente deben ser continuas en los cruces de los hilos, quedando sólo una constante, relativa a la amplitud de la corriente, que se determina por el método matricial. Para que esa representación sea adecuada, la longitud de cada segmento de hilo debe ser inferior a $\lambda/10$, lo que da lugar a más de 220 segmentos por longitud de onda al cuadrado de la superficie reflectora.

Para un reflector de diámetro 100λ , en la ausencia de simetría, este método exigiría determinar aproximadamente 1,8 millones de elementos en la matriz de coeficientes \mathbf{A} , seguido de la inversión de una matriz compleja de $1\,340 \times 1\,340$. Si también se crean modelos de los subsistemas y de las estructuras de soporte aparecería un sistema de ecuaciones mucho mayor. Además del tiempo de CPU consumido, los recursos de memoria del ordenador utilizados también aumentan rápidamente al hacerlo el tamaño del reflector. Por lo tanto, el método exige contar con una gran capacidad informática y no es una técnica viable para su aplicación a reflectores eléctricamente grandes. El tamaño máximo típico para el que puede aplicarse con éxito el método de los momentos es 10λ . Si se aprovecha el hecho de que existe simetría circular, pueden analizarse reflectores de hasta 25λ . Estos límites se están ampliando constantemente gracias a los ordenadores cada vez más poderosos de que se dispone, pero no es seguro que puedan aplicarse a antenas de reflector de gran tamaño, al menos en un próximo futuro.

2.2 Método del campo en la abertura

El método del campo en la abertura se basa en un teorema que indica que si S es una superficie cerrada que engloba una colección finita de fuentes Σ , el campo debido a Σ en un punto exterior cualquiera a S puede expresarse en términos de las integrales de los vectores de campo \mathbf{E}_a y \mathbf{H}_a a lo largo de S , en donde el subíndice a se refiere a la componente tangencial. En consecuencia, si se considera que S es una esfera que encierra a la antena, puede utilizarse un método de barrido de campo cercano esférico para medir la magnitud y fase de \mathbf{E}_a y \mathbf{H}_a a lo largo de S y a partir de esta medida puede determinarse el campo de la antena en todos los puntos del espacio fuera de S . Sin embargo, en la práctica es muy difícil, si no imposible, llevar a cabo la medición del campo cercano en una superficie esférica completa que rodee a un reflector de gran tamaño. Una alternativa consiste en hallar los campos a lo largo de S mediante técnicas analíticas, pero si los subsistemas son complejos a menudo este es un problema irresoluble y es necesario aplicar varias aproximaciones.

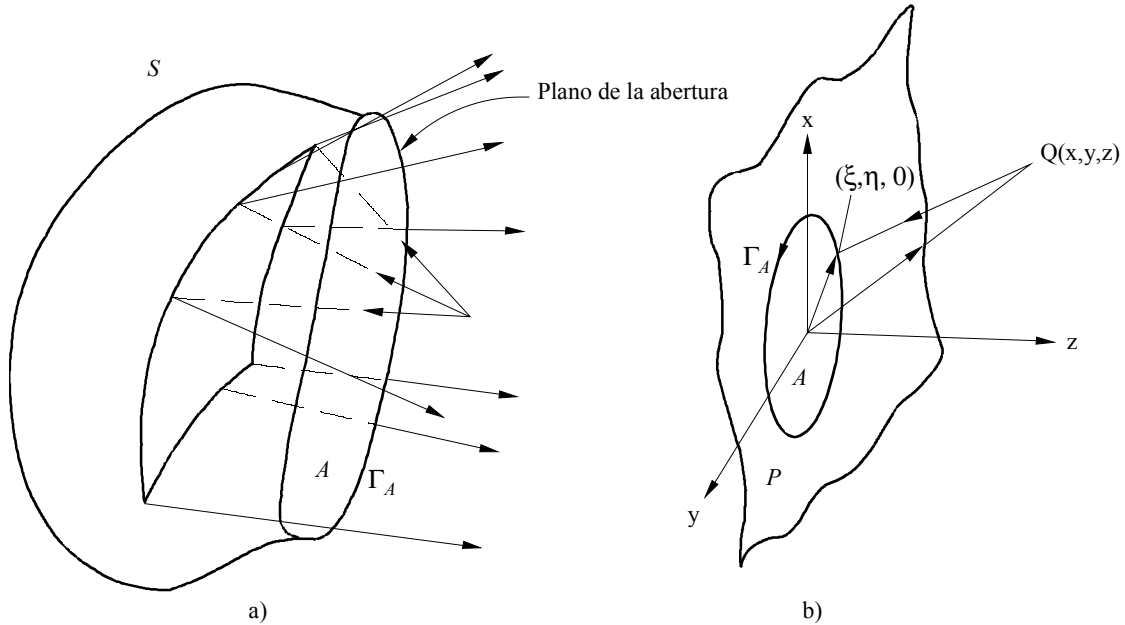
Una de ellas, denominada método del campo en la abertura (véase la Fig. 2a), se basa en la hipótesis de que \mathbf{E}_a y \mathbf{H}_a son distintos de cero únicamente en una región finita de S . Esto se justifica en el caso de una clase muy numerosa de reflectores convexos alimentados por el foco en los que existe un contorno cerrado finito Γ_A que circunscribe el conjunto de todos los rayos reflejados especularmente a partir del lado iluminado del reflector. La proyección a lo largo de los trayectos del rayo reflejado sobre S define una región $A \in S$, limitada por Γ_A , sobre la cual se calculan \mathbf{E}_a y \mathbf{H}_a utilizando las leyes de la óptica geométrica, con $\mathbf{E}_a = 0$ y $\mathbf{H}_a = 0$ en $S - A$. Esta prescripción específica una discontinuidad abrupta a lo largo de Γ_A que es incoherente con las ecuaciones de Maxwell. Para superar esta dificultad se suponen unas densidades de carga eléctrica y magnética a lo largo de Γ_A de acuerdo con la ecuación de continuidad. Con esta hipótesis, el campo disperso por el reflector viene dado por la expresión:

$$\mathbf{E}_S = \int_A \left[-j\omega\mu(\mathbf{u}_n \times \mathbf{H}_a) - j(\omega\epsilon)^{-1}(\mathbf{u}_n \times \mathbf{H}_a) \cdot \nabla\nabla + (\mathbf{u}_n \times \mathbf{E}_a) \times \nabla \right] G \, dS \quad (4)$$

donde \mathbf{u}_n es la unidad externa normal a A , y G es la función escalar de Green en espacio libre.

La ecuación (4) constituye el resultado fundamental del método del campo en la abertura y se aplica igualmente a los campos cercano y lejano exteriores a S . En la región de campo lejano de la antena pueden introducirse algunas simplificaciones en la ecuación (4) que facilitan notablemente su complejidad de cálculo. El principal inconveniente, no obstante, es la discontinuidad supuesta a lo largo Γ_A que se resuelve entonces por una simple construcción artificial. Aparte de hacer la fórmula coherente con las ecuaciones de Maxwell, la adición de densidades de carga eléctrica y magnética a lo largo de Γ_A no la hace más precisa. Sin embargo, en la utilización real, la ecuación (4) se reduce a menudo a una integral escalar si se elige adecuadamente la superficie S , como se discute en el próximo punto. Esta es la forma en que el método es más conocido.

FIGURA 2
Método del campo de la abertura



1345-02

2.3 Integral de radiación escalar/método de la abertura proyectada

El método de la abertura proyectada (véase la Fig. 2b)) consiste fundamentalmente en una simplificación del método del campo en la abertura discutido en el punto anterior. La superficie S está constituida por un plano infinito P (elegido en el lado radiante del reflector) cerrado en el infinito por un hemisferio infinito en el lado de fuente y, por consiguiente, engloba a la antena. El campo en la región hemisférica desaparece (teniendo en cuenta la condición de radiación) y el término de la derecha de la ecuación (4) se reduce a una integral de superficie a lo largo de P . Tras una cierta manipulación matemática, puede transformarse en una integral de radiación escalar:

$$E_s = -\int_P \left(G \frac{\partial F}{\partial n} - F \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS \quad (5)$$

donde F se refiere a cualquier componente Cartesiana del campo eléctrico en la abertura, y ∂/∂_n es la derivada normal. La ecuación (5) puede escribirse en una forma más adecuada haciendo que P coincida con el plano x - y , como muestra la Fig. 2b), y que las fuentes se hallen confinadas en la región $z < 0$. De esta forma, el campo disperso $E_s(x, y, z)$ en cualquier punto arbitrario, $Q(x, y, z)$ viene expresado de la forma:

$$E_s(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \int_A F(\xi, \eta) \frac{e^{-jkr}}{r} \left[\left(jk + \frac{1}{r} \right) (\mathbf{u}_z \cdot \mathbf{u}_r) + jk (\mathbf{u}_z \cdot \mathbf{u}_s) \right] d\xi d\eta \quad (6)$$

donde r es la distancia desde el punto $(\xi, \eta, 0)$ en la abertura hasta el punto de campo, $Q(x, y, z)$, \mathbf{u}_s es un vector unitario normal al frente de onda en $(\xi, \eta, 0)$ y \mathbf{u}_r etc. son vectores unitarios a lo largo de las direcciones indicadas por los correspondientes subíndices. En la ecuación (6), la integral se ha truncado para una abertura finita $A \in P$ con la hipótesis implícita de que $F(\xi, \eta) = 0$ en $P - A$. La región A es la superficie encerrada por la curva de intersección del contorno de sombra de reflexión con el plano P .

En la región de campo lejano, a lo largo de la dirección indicada por (θ, ϕ) la ecuación (6) se simplifica de la forma siguiente:

$$E_s(\theta, \phi) = \frac{j}{\lambda r} e^{-jkr} \int_A F(\xi, \eta) e^{jk \text{ sen } \theta (\xi \cos \phi + \eta \text{ sen } \phi)} d\xi d\eta \quad (7)$$

La ecuación (7) es la integral de difracción escalar muy conocida que expresa el campo lejano en términos del campo eléctrico tangencial en una abertura plana. Para resolverla se supone que la fase de F varía ligeramente a lo largo de A , aunque este hecho a menudo se pasa por alto.

La ecuación (7) es ampliamente utilizada en la predicción de los diagramas de campo lejano. El campo en la abertura $F(\xi, \eta)$ se determina utilizando óptica geométrica en la región de los rayos con reflexión especular. El campo se trunca a lo largo del contorno de sombra de reflexión Γ dando lugar a una discontinuidad en $F(\xi, \eta)$ a lo largo de Γ . Esto, evidentemente, no es cierto en la realidad. No obstante, la ecuación (7) ha sido muy utilizada en el pasado y predice correctamente el haz principal y los lóbulos laterales cercanos.

La integral de la ecuación (7) puede evaluarse en forma cerrada explícita para un gran número de clases de campo en la abertura. Como F se supone que toma el valor cero fuera de A , los límites de la integración pueden fijarse entre $-\infty$ a ∞ sin ninguna pérdida de precisión y, por lo tanto, toma la forma de una integral de Fourier doble. Para su evaluación numérica pueden utilizarse algoritmos numéricos rápidos tales como el de la transformada rápida de Fourier (FFT).

Este método es comparativamente rápido y se dispone de códigos eficaces que emplean esta técnica para una amplia variedad de antenas del tipo de abertura. Si el borde del reflector constituye un contorno plano Γ , A puede seleccionarse de forma que sea la superficie circunscrita por Γ . En esos casos, la integral de radiación de la ecuación (7) ofrece una ventaja de cálculo muy clara con respecto a la aproximación por óptica física (considerada en el siguiente punto) porque la integral de la ecuación (7) es a lo largo de una superficie plana (a diferencia de la citada aproximación donde en el caso de reflectores curvados debe emplearse un sistema de coordenadas curvilíneas adecuado). En una primera fase, se pueden predecir deformidades en la superficie del reflector que tengan un gran tamaño en términos de longitud de onda, normalmente las que tienen radios de curvatura mínimos superiores a 5 longitudes de onda de tamaño para que la óptica geométrica sea válida. Los efectos cualitativos del bloqueo en la abertura pueden tenerse en cuenta mediante un seguimiento adecuado de los rayos. El efecto de los tirantes puede incluirse en el análisis mediante una técnica conocida como IFR (Induced Field Ratio - Relación de campo inducido) que se describe en el § 2.6 del presente anexo. Como se ha indicado anteriormente, el método del campo en la abertura proyectado sólo puede predecir correctamente el haz principal y los primeros lóbulos laterales y, si es necesario, únicamente el diagrama en el hemisferio anterior. Sin embargo, no puede predecir el diagrama contrapolar con el suficiente grado de precisión y puede demostrarse que el medio proporciona diagramas simétricos aún cuando la estructura del sistema de alimentación presente asimetría. En los análisis modernos el método del campo en la abertura proyectado siempre se utiliza junto con las técnicas de la teoría geométrica de la difracción (GTD) (§ 2.5).

2.4 Óptica física

La óptica física (Physical Optics - PO) es fundamentalmente una aproximación que relaciona la corriente en la superficie de un conductor con el campo electromagnético incidente. El campo disperso \mathbf{E}_s en una región ilimitada, debido a la agrupación de fuentes de corriente eléctrica y magnética \mathbf{J} y \mathbf{J}_m , respectivamente, confinado en un volumen finito V viene dado por la expresión:

$$\mathbf{E}_s = -\frac{j}{\omega\epsilon} \int_V \left[(\mathbf{J} \cdot \nabla) \nabla + k^2 \mathbf{J} - j\omega\epsilon \mathbf{J}_m \times \nabla \right] G \, dv \quad (8)$$

Si la fuente consiste simplemente en una densidad de corriente inducida \mathbf{J}_s en una superficie perfectamente conductora S , la ecuación (8) se transforma en una integral de superficie a lo largo de S :

$$\mathbf{E}_s = -\frac{j}{\omega\epsilon} \int_S \left[(\mathbf{J}_s \cdot \nabla) \nabla + k^2 \mathbf{J}_s \right] G \, dS \quad (9)$$

La ecuación (9) es exacta y válida en todos los puntos del espacio exterior a la región de la fuente (en las fuentes reales la función de Green G presenta una singularidad). Si se conociese la densidad de corriente en la superficie \mathbf{J}_s en todos los puntos de la superficie del reflector, el campo disperso en las zonas de campo lejano y de campo cercano podría determinarse a partir de la ecuación (9). Desgraciadamente, no se conoce \mathbf{J}_s y su cálculo supone resolver un complejo problema de valor en el contorno. (De hecho, el método de los momentos es un intento en este sentido.)

La óptica física es una aproximación que expresa \mathbf{J}_s en cualquier punto del reflector en términos de la intensidad de campo magnético incidente \mathbf{H}_i en dicho punto. Específicamente, se supone que:

$$\mathbf{J}_s = 2\mathbf{u}_n \times \mathbf{H}_i \quad (10)$$

donde \mathbf{u}_n es la unidad normal a S . Ello supone una corriente de valor cero en las partes de la superficie del reflector que no están iluminadas directamente por el alimentador. Estrictamente hablando, la ecuación (10) sólo es válida para un plano infinito perfectamente conductor. La distribución real de la corriente resulta modificada (con respecto a la indicada por la ecuación (10)) por el carácter finito del reflector así como por su curvatura. Si el radio de curvatura es grande con

respecto a longitud de onda, la ecuación (10) es muy precisa salvo en las proximidades de los bordes y en la zona de sombra. Para mejorar la predicción pueden añadirse las corrientes marginales a lo largo del borde, si bien ello aumenta notablemente la complejidad de los cálculos.

En la región de campo lejano a lo largo de la dirección \mathbf{u}_r , la ecuación (9) se simplifica de la siguiente forma:

$$\mathbf{E}_s = -\frac{jk^2}{\omega\epsilon} \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} (\tilde{\mathbf{I}} - \mathbf{u}_r \mathbf{u}_r) \cdot \int_S \mathbf{J}_s(r') \exp(jk\mathbf{r}' \cdot \mathbf{u}_r) dS \quad (11)$$

donde $\tilde{\mathbf{I}}$ es la unidad diádica. La ecuación (11) es la expresión de campo lejano normalizado utilizada en la aproximación PO. En términos de tiempo de ocupación de la CPU y requisitos de almacenamiento, PO es comparable al método del campo en la abertura. Sin embargo, normalmente es más preciso que este último y predice correctamente el haz principal y los lóbulos laterales próximos. También proporciona una mejor predicción del diagrama contrapolar. Las pequeñas deformaciones de la superficie pueden representarse fácilmente mediante modelos. Además, puede incorporarse el efecto de los tirantes, alimentadores y otros subsistemas si se tienen en cuenta las corrientes que fluyen en sus superficies (mediante la expresión PO de la ecuación (10)) pero no se incluyen las interacciones entre las diversas fuentes; en consecuencia, estos efectos previstos pueden tener únicamente un valor cualitativo. La óptica física se utiliza normalmente en todos los casos salvo cuando el campo radiado puede proyectarse en una abertura plana comparable en tamaño al propio reflector, en cuyo caso el método de la abertura proyectada es notablemente superior desde el punto de vista de cálculo. Al igual que el método del campo en la abertura, PO se utiliza siempre junto con las técnicas de difracción en alta frecuencia.

2.5 Teoría geométrica de la difracción

La teoría geométrica de la difracción (Geometrical Theory of Diffraction - GTD) es una técnica de alta frecuencia adecuada para el análisis de las antenas de gran tamaño en comparación con la longitud de onda. Fue formulada originalmente por Joseph Keller como una ampliación de la óptica geométrica (Geometrical Optics - GO) para tener en cuenta los valores de campo distintos de cero en la región de sombra. Ello se logra introduciendo un conjunto de rayos difractados análogo a los rayos reflejados y transmitidos de la GO. Los rayos difractados (Figs. 3 y 4) son producidos por los bordes, por las esquinas o por cualquier otra discontinuidad similar que presente la curvatura de la superficie. Como en GO, se supone que la difracción es un fenómeno estrictamente local: ello significa que el campo difractado depende únicamente de la intensidad del campo incidente en el punto de difracción y de la geometría local de la ranura de difracción.

FIGURA 3

Cono de los rayos difractados desde una línea de discontinuidad

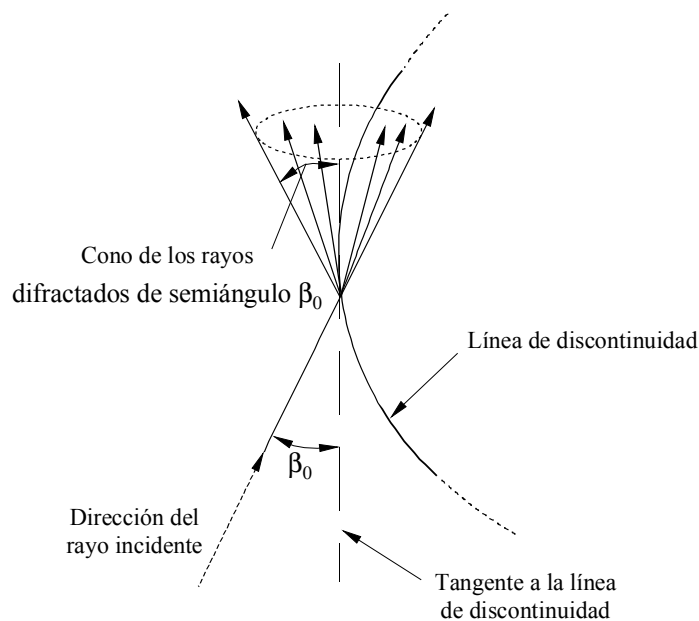
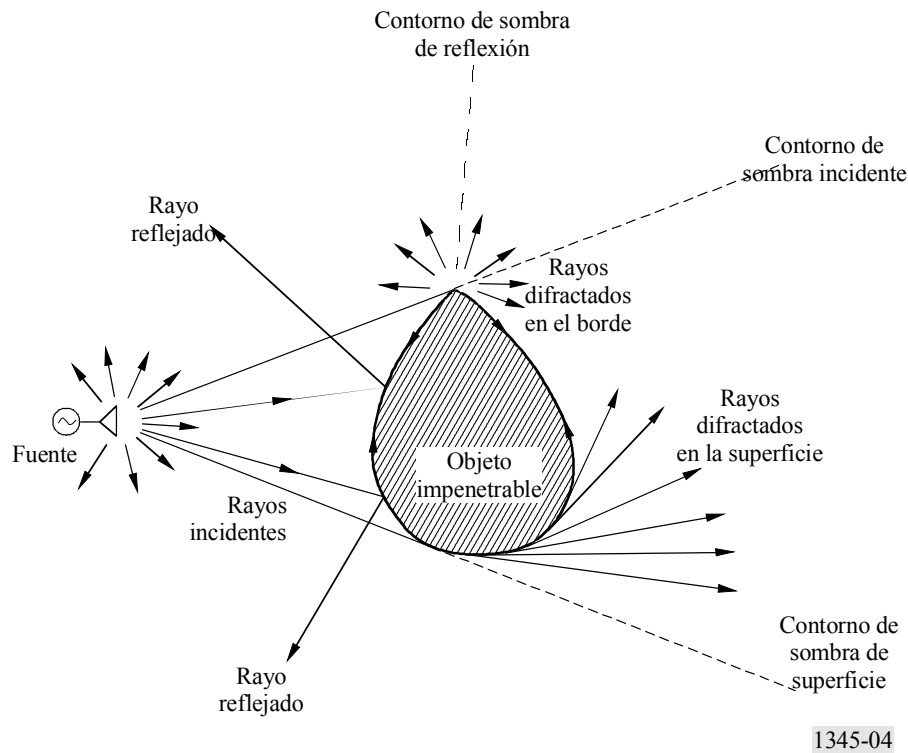


FIGURA 4
Rayos asociados a la reflexión y difracción producidas por una superficie impenetrable



En GO, el campo reflejado se obtiene multiplicando el campo incidente por un coeficiente de reflexión. De forma similar, el campo difractado se determina multiplicando el campo incidente por un coeficiente de difracción; este último es una solución asintótica a un problema canónico adecuado.

GTD y sus ampliaciones es la técnica de alta frecuencia más utilizada en el análisis del reflector.

De acuerdo con GTD, el campo disperso \mathbf{E}_s en un punto del espacio viene dado por:

$$\mathbf{E}_s = \mathbf{E}_r + \mathbf{E}_d \quad (12)$$

donde \mathbf{E}_r y \mathbf{E}_d son los campos GO y GTD, respectivamente. El campo GO es:

$$\mathbf{E}_r = \tilde{\mathbf{R}}\mathbf{E}_i H e^{-jks} \quad (13)$$

donde $\tilde{\mathbf{R}}$ es el coeficiente de reflexión diádica (constituido por los coeficientes de Fresnel para una reflexión en una interfaz plana y dieléctrica infinita), \mathbf{E}_i es el campo incidente en el punto de reflexión Q_R , H es un factor de divergencia que depende de los radios de curvatura principales de la onda incidente y de los de la superficie de reflexión en Q_R y s es la distancia entre Q_R y el punto del campo. De forma similar, el campo difractado se expresa:

$$\mathbf{E}_d = \tilde{\mathbf{D}}\mathbf{E}_i L e^{-jks} \quad (14)$$

donde $\tilde{\mathbf{D}}$ es el coeficiente de difracción diádica y L es un factor de divergencia similar. No obstante, la expresión de Keller para $\tilde{\mathbf{D}}$ no se cumple en las regiones de transición próximas a los contornos de reflexión y de sombra así como en las regiones cústicas. Para superar esta dificultad, se han formulado teorías «uniformes» con objeto de obtener funciones continuas a lo largo de las regiones de transición. Estas teorías incluyen la teoría geométrica uniforme de la difracción (*Uniform Geometrical Theory of Diffraction*, UTD) y la teoría asintótica uniforme (*Uniform Asymptotic Theory*, UAT).

Ambas teorías dan unos valores a $\tilde{\mathbf{D}}$ que no presentan singularidades en las regiones de transición y se han venido aplicando con éxito en la predicción de campo lejano desde hace más de dos décadas. Los coeficientes de difracción contienen integrales de Fresnel fácilmente evaluables, ofreciendo de esa forma un algoritmo rápido y eficaz para el análisis de los reflectores de gran tamaño. En los cálculos con GTD la mayoría del tiempo se utiliza realmente en ubicar los puntos de reflexión y de difracción en el reflector, conocidos los puntos fuente y de campo. Con los reflectores múltiples y las formas geométricas complejas esta tarea puede ser a veces muy larga, aunque no tanto como la que supone calcular integrales dobles a lo largo de superficies de gran tamaño.

Las teorías uniformes, sin embargo, no se cumplen en las cáusticas, que se definen como regiones donde converge una familia de rayos para constituir puntos focales o líneas focales. Tales regiones pueden analizarse mediante el método de corriente equivalente (*Equivalent Current Method*, ECM) que recurre a la solución de GTD distinta de las cáusticas para obtener una corriente equivalente que produzca campos idénticos. Esta corriente se utiliza para extrapolar el campo en las cáusticas. GTD, UTD, UAT y ECM no se cumplen en las regiones donde las GTD cáusticas y las regiones de transición se superponen. Tales regiones pueden tratarse mediante la teoría física de la difracción (*Physical Theory of Diffraction*, PTD) que es una ampliación sistemática del método PO, de la misma forma que GTD es una ampliación de GO. PTD formula las corrientes de borde eléctricas y magnéticas producidas por los campos GO tangenciales al borde; para evaluar el campo difractado es necesario integrar estas corrientes a lo largo de la longitud del borde. En las regiones en que se aplica tanto PTD como UTD/UAT puede demostrarse que los términos principales este último puede obtenerse a partir de la solución PTD. Sin embargo, la aplicación de PTD supone una integración adicional a lo largo del borde y los cálculos numéricos indican que no se mejora la precisión con respecto a las técnicas UTD/UAT fuera de las regiones en las que las cáusticas GTD se superponen con los contornos de sombra GO.

Las principales ventajas de GO/UTD/UAT son que dan lugar a un rápido cálculo y que pueden utilizarse en superficies de formas y contornos arbitrarios, siempre que tales superficies y contornos presenten radios de curvatura elevados con respecto a la longitud de onda. Ello significa que con este método pueden tratarse las irregularidades y las deformaciones en la superficie bien definidas (causadas, por ejemplo, por los efectos gravitacionales). Mediante múltiples reflexiones pueden tenerse en cuenta los efectos de los alimentadores y subreflectores. En algunos casos pueden incluirse en el análisis superficies conductoras imperfectas y medios dieléctricos. El método GO/GTD no es adecuado en las regiones cáusticas y es necesario hacer uso de formalismos alternativos en tales regiones.

2.6 Bloqueo en la abertura y efectos de los tirantes

En este punto se consideran las técnicas de establecimiento de modelos para el bloqueo en la abertura y los efectos de los tirantes.

Los alimentadores de las antenas de los servicios de radioastronomía o de investigación espacial, los subreflectores, caso de existir, así como las estructuras de soporte mecánicas asociadas y los cables de alimentación pueden bloquear parte de la energía que debería llegar normalmente a la abertura de la antena. Este problema es evidentemente mucho más importante en sistemas con simetría axial que en disposiciones descentradas. No obstante, estos problemas de bloqueo reducen la calidad de funcionamiento de la antena. Los efectos asociados se manifiestan como una reducción de la ganancia, un aumento significativo en los niveles de los lóbulos laterales (al menos en algunas direcciones) así como una degradación en la pureza de la polarización del sistema de antena.

Es posible incluir los efectos del bloqueo cuando se analiza el diagrama de antena con técnicas tales como PO, integración en la abertura o GO/UTD.

El bloqueo por el subreflector y el alimentador puede tenerse en cuenta normalmente considerando los efectos de apantallamiento óptico en las corrientes de superficie PO o en los campos en la abertura. Generalmente conviene considerar dicho fenómeno puesto que ello permite evaluar la disminución en la ganancia del haz principal y las modificaciones en los niveles de los lóbulos laterales cercanos. Igualmente, el diagrama de radiación debido a la iluminación original infravalorada puede sustraerse de la iluminación que existiría hipotéticamente en la parte bloqueada de la estructura. Si se utiliza un esquema mediante el cual PO se conmuta a GO/UTD a lo largo de ciertas direcciones, este método de sustracción puede seguir empleándose con la única diferencia de que el diagrama «sin obstruir» se calculará mediante el método GO/UTD. Como el haz principal debido a la «iluminación bloqueada» es normalmente mucho más amplio que el haz principal del diagrama de antena total, un PO o una integración en la abertura puede seguir

utilizándose para calcular el diagrama bloqueado en regiones angulares mucho más amplias que la gama de validez de los correspondientes métodos para el núcleo de los diagramas del reflector principal. Los efectos debidos a los tirantes también pueden tratarse de forma similar; es decir, considerando los efectos de apantallamiento óptico. Este método puede ser muy interesante siempre que la sección transversal del tirante sea eléctricamente grande. De no ser así, pueden realizarse predicciones precisas de los efectos de los tirantes con ayuda de la relación de campo inducido (*Induced Field Ratio*, IFR). La filosofía que subyace tras el concepto de IFR es sencilla. El alimentador primario, tras la reflexión en el reflector principal ilumina los tirantes y se bloquea; este campo de iluminación tiene localmente el carácter de una onda plana. El siguiente paso consiste en determinar las dos propiedades dimensionales (por longitud) de «dispersión hacia adelante» de un objeto infinitamente largo con la misma sección transversal que el tirante en la iluminación de la onda plana. Por último, el campo de bloqueo del tirante real, y en particular el campo disperso hacia adelante, pueden calcularse por escalamiento de la longitud y el peso adecuados a la iluminación local. El concepto IFR permite la definición de los dos valores correspondientes a las dos polarizaciones independientes en las que las ondas planas incidentes locales pueden descomponerse; por consiguiente, esta metodología también permite evaluar los efectos relacionados con la polarización debidos a la dispersión por los tirantes.

El valor de IFR es una cantidad que relaciona el valor real del campo dispersado por el tirante hacia adelante con el campo bloqueado por el tirante en condiciones de apantallamiento óptico geométrico. La definición formal de IFR para un objeto cilíndrico iluminado con una onda plana indica que es una relación entre el campo disperso hacia adelante y un campo ficticio radiado en dirección hacia adelante por una onda plana con una anchura igual al tamaño de sombra óptica de la sección transversal geométrica del cilindro. El aspecto útil del concepto IFR radica en el hecho de que la cantidad IFR real puede calcularse aplicando técnicas analíticas, numéricas (método de los momentos, elementos finitos, etc.) o incluso experimentales de manera que pueden determinarse con precisión los efectos de los tirantes. La evaluación analítica o numérica de IFR también permite, como paso intermedio, la determinación de corrientes reales o equivalentes en los propios tirantes. Por consiguiente, en principio puede calcularse el diagrama de dispersión completo en forma de abanico del tirante. En este caso, el anterior proceso incluye correctamente el bloqueo por los tirantes y los efectos de dispersión a lo largo de una amplia región angular del diagrama de antena.

Cuando la superficie del reflector está constituida por paneles, la difracción producida en los espacios entre los paneles puede afectar al diagrama de radiación así como a la ganancia en el eje de puntería. Esos efectos son evidentemente más acusados a medida que aumenta la frecuencia de funcionamiento y deben tenerse en cuenta en antenas que vayan a explotarse en las frecuencias de las ondas milimétricas. El concepto de bloqueo óptico es aplicable si los referidos intersticios entre los paneles tienen una anchura grande desde el punto de vista eléctrico. En el caso opuesto, puede definirse una relación de campo inducido por corriente magnética (MIFR, *Magnetic Current Induced Field Ratio*) de la misma forma que el tradicional concepto de IFR.

3 Recomendaciones

Con la mayoría de las técnicas descritas en el § 2 se puede predecir con precisión los diagramas de radiación de campo lejano en sus respectivas regiones de validez. Por regla general, lo más adecuado para obtener una completa caracterización del diagrama de antena es combinar adecuadamente los diversos métodos. La integración de la óptica física es la técnica más utilizada para el análisis de reflectores de gran tamaño. Proporciona unos resultados precisos en la región del haz principal y para los lóbulos laterales cercanos. Si se mejoran las soluciones PO con GTD y sus derivadas (UTD, etc.) o con PTD se obtiene una completa descripción de los diagramas de antena en todas las direcciones, incluida la iluminación de ángulo amplio y la radiación posterior.

El método del campo en la abertura más GTD se utiliza en algunos casos cuando S puede reducirse a un plano. Los rayos difractados basados en GTD se añaden para cubrir una superficie finita A elegida de forma tal que F se reduce a un valor despreciable a lo largo de su periferia. Con ello se obtiene una función uniforme y continua F a lo largo de todo el plano P y una integración en el plano proporciona rápidamente el diagrama en todo el hemisferio delantero. Si A es considerablemente mayor que la proyección normal A' de la antena fuente en P , este método no sirve pues la variación de fase de F fuera de A' aumenta rápidamente a medida que nos alejamos de sus contornos. Si el borde del reflector es plano, A puede elegirse de manera que cubra el reflector.

El desbordamiento del alimentador en el reflector puede incluirse por superposición directa de los campos, aunque también se necesita GTD para proporcionar un modelo preciso próximo al contorno de sombra. El bloqueo por el subreflector o el alimentador puede incluirse como una sombra o una sobra proyectada en la superficie del reflector principal. La técnica IFR puede emplearse para realizar una estimación de las contribuciones de los tirantes. Dicha

técnica se limita a los valores medidos o a los problemas canónicos que pueden resolverse de forma aproximada o exacta y puede que sea necesario trabajo adicional para establecer los diagramas de radiación de los tirantes en el caso de una instalación específica. Sin embargo, unas aproximaciones generales pueden ofrecer una estimación aceptable para los niveles de dispersión en los tirantes que se producen normalmente en ángulos importantes con respecto al eje de puntería (dependiendo de la configuración del tirante) y ello puede ser suficiente la mayoría de las veces. La técnica de integración de óptica física puede incluir la deformación del reflector y los defectos de alineación del alimentador/subreflector. El perfil del reflector puede determinarse experimentalmente mediante mediciones o realizando un análisis mecánico. La holografía por microondas, las mediciones basadas en teodolitos y la fotogrametría son técnicas de diagnóstico que también pueden emplearse para evaluar el estado mecánico de la superficie del reflector y los sistemas asociados, tales como la ubicación del alimentador y el subreflector, como se describe en el Anexo 2.

En muchos sistemas, el reflector se encuentra en el campo cercano del alimentador o el subreflector. Ello exige una evaluación precisa de los diagramas de campo cercano del alimentador o la combinación alimentador + subreflector. Unos métodos adecuados al respecto pueden ser el método de los momentos (MoM) y las técnicas híbridas MoM/GTD.

La combinación de la integración de óptica física con UTD o PTD es el instrumento de análisis recomendado para predecir el diagrama de radiación de las antenas de reflector de gran tamaño. El perfil «real» de los reflectores puede obtenerse mediante técnicas de diagnóstico tales como la holografía o la fotogrametría.

Dependiendo de los detalles de una instalación en particular, deben tenerse también en cuenta los efectos debidos al entorno en el que funciona la antena. Deben tenerse presentes los efectos de la cubierta protectora, la reflexión en la superficie y los edificios cercanos. Debido a las complicaciones obvias que presenta un caso de entorno de antenas compuesto, es conveniente utilizar la técnica más sencilla posible. En consecuencia, normalmente la metodología basada en los rayos es el único enfoque práctico para evaluar la interacción de una antena de gran tamaño con su entorno inmediato.

En la Fig. 5 y en el Cuadro 2 que aparecen a continuación se resumen las recomendaciones al respecto. El diagrama de radiación de un reflector de gran tamaño se divide en cuatro sectores.

Sector I: Sector axial anterior

Sector II: Lóbulos laterales lejanos

Sector II: Lóbulos posteriores

Sector IV: Sector axial posterior

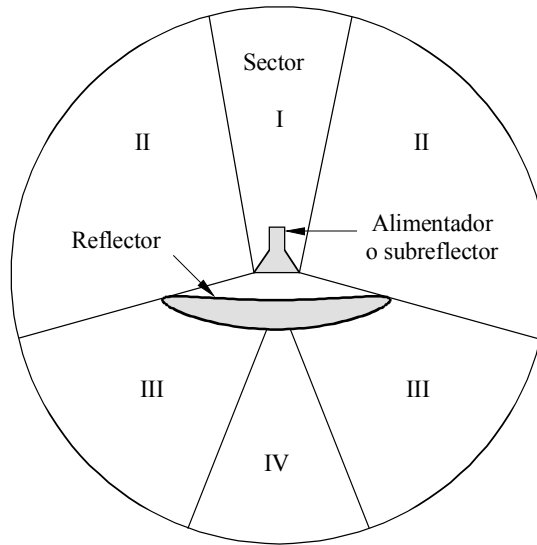
En el Cuadro 2 aparecen los mecanismo principales y las técnicas de análisis recomendadas.

CUADRO 2

Mecanismo y técnicas de análisis para reflectores de gran tamaño

	Mecanismos principales	Técnicas de análisis
SECTOR I Sector axial anterior	<ul style="list-style-type: none"> – Características del alimentador/ subreflector – Configuración global de la antena – Alineación del reflector/ alimentador – Distorsiones en el reflector 	PO
SECTOR II Lóbulos laterales lejanos	<ul style="list-style-type: none"> – Característica del alimentador/ subreflector – Configuración global de la antena – Difracción en el borde del reflector – Tirantes 	GTD/UTD e IFR
REGIÓN III Lóbulos posteriores	<ul style="list-style-type: none"> – Difracción en el borde del reflector 	GTD/UTD
SECTOR IV Sector axial posterior	<ul style="list-style-type: none"> – Iluminación en el borde del reflector – Geometría del borde del reflector 	Corrientes en el borde equivalentes

FIGURA 5
Sectores para el análisis del reflector



1345-05

ANEXO 2

Análisis utilizando datos experimentales

1 Introducción

Además de basarse en técnicas puramente teóricas, el diagrama de radiación de una antena de radiotelescopio puede evaluarse cuando se procesan los datos intermedios recogidos experimentalmente. Los métodos aquí considerados hacen uso de datos experimentales asociados con:

- sondeo de campo cercano;
- holografía de microondas;
- mediciones basadas en teodolitos;
- fotogrametría.

A continuación se describe cada una de estas técnicas. La técnica más adecuada para cualquier aplicación depende de las circunstancias específicas de cada caso y, por lo tanto, no puede darse una recomendación general.

2 Mediciones de campo cercano

La razón teórica de las mediciones de campo cercano se basa en el teorema de la superficie circundante expresada por la ecuación (4) del Anexo 1. La única diferencia es que ahora el símbolo A se utiliza para describir toda la superficie S . Puede observarse que si se conocen los campos tangenciales a lo largo de una superficie que encierra a una antena, el diagrama de radiación de la misma puede determinarse en cualquier punto. Sin embargo, en este caso en vez de utilizar la técnica teórica para evaluar los campos en la superficie se efectúan mediciones directas.

Para evaluar los campos radiados a lo largo de la mayoría de un hemisferio pueden utilizarse sondeos de campo cercano plano. Por otro lado, la metrología cilíndrica o de campo cercano esférico más importante puede proporcionar los diagramas en direcciones comprendidas en la mayoría o en toda la esfera de radiación completa.

Para estas geometrías canónicas, el diagrama de radiación puede determinarse como una integración o un sumatorio de las componentes de onda plana elementales o de los armónicos cilíndricos o esféricos. Existen algoritmos numéricos que pueden llevar a cabo todo el aparato matemático necesario de una forma muy eficaz. Sin embargo, los problemas asociados con la aplicación de la metrología de campo cercano para determinar el diagrama de radiación de una antena de los servicios de radioastronomía o de investigación espacial se deben a la gran cantidad de datos de campo cercano necesarios así como a los problemas prácticos que deben resolverse para adquirir estos datos de una forma fiable. El volumen de datos de campo cercano requerido para determinar de una manera precisa el diagrama de radiación viene definido por el intervalo de muestreo necesario. En el caso de una exploración plana, este intervalo de muestreo debe ser de $\frac{\lambda}{2}$ o inferior. En el caso de una exploración cilíndrica, la distancia de muestreo a lo largo del eje del cilindro debe ser de $\frac{\lambda}{2}$ o inferior mientras que el intervalo de muestreo angular a lo largo de la sección transversal circular debe ser $\lambda/(2R)$ en radianes o menos, siendo R el radio de la superficie cilíndrica circundante. De forma similar, para un dispositivo de exploración del campo cercano esférico, los intervalos de muestreo angular en acimut y elevación deben encontrarse a no más de $\lambda/(2R)$ radianes.

A partir de estos valores de muestreo puede deducirse que en el caso de las emisiones habituales de las antenas de los servicios de radioastronomía o de investigación espacial el volumen de datos de campo cercano necesario es muy elevado. Además, existen importantes problemas mecánicos, eléctricos y económicos asociados a las disposiciones adecuadas establecidas para la adquisición de datos reales del campo cercano. Estos problemas incluyen los requisitos de una elevada precisión mecánica en la posición de la sonda cuando ésta se desplaza a lo largo de las grandes distancias necesarias para obtener muestras del campo de la antena. Además, la fuente de RF y los equipos de metrología deben ser lo suficientemente estables (o sus variaciones deben compensarse de manera fiable) durante todo el periodo de tiempo empleado para la adquisición de los datos. Las condiciones ambientales pueden afectar severamente estas mediciones de campo cercano que, debido a consideraciones prácticas, deben llevarse a cabo en espacio abierto.

Por todas estas razones, una determinación completa del campo cercano de un diagrama de antena de los servicios de radioastronomía o de investigación espacial no puede ser una propuesta práctica formal. Por otro lado, el sondeo de campo cercano puede utilizarse para evaluar las propiedades de radiación de los subsistemas de antena críticos, tales como el alimentador, las disposiciones compactas de alimentador-subreflector o, si se utilizan, los sistemas de alimentación del guíaondas del haz. Estos parámetros medidos pueden utilizarse en metodologías similares a PO o GO + GTD para analizar el comportamiento de la antena.

3 Holografía por microondas

La holografía por microondas incluye la medición de las características de radiación de la antena; se realizan mediciones adicionales complejas a partir de las cuales puede deducirse el estado de los perfiles y la alineación del reflector del telescopio. La holografía puede emplearse para identificar el emplazamiento y la magnitud de las distorsiones de la superficie. Con la información adicional que se obtiene a partir del proceso holográfico puede deducirse el posible desplazamiento del alimentador con respecto a su posición focal nominal. El proceso holográfico logra su objetivo cuando se establece un modelo preciso de la *variación de fase* del campo de apertura de la antena. Una vez hecho esto, es posible utilizar el trazado de rayos para interpretar la variación de fase en la apertura como información del perfil de la superficie.

El proceso holográfico se inicia con el registro del diagrama de antena no sólo en amplitud sino también en fase. Para registrar de forma fiable la información sobre la fase, normalmente se utiliza una segunda antena (de referencia) que permanece estacionaria a lo largo de todo el proceso de medición. El diagrama se registra cuando una fuente distante o próxima ilumina la antena. En este último caso, la distribución de fase en la apertura obtenida debe corregirse para el error de fase de tipo cuadrático que aparece como consecuencia de una separación inadecuada entre la antena y la fuente.

Las fuentes reales utilizadas pueden estar situadas en un entorno terrenal, pueden ir a bordo de un satélite geoestacionario o pueden ser incluso fuentes cósmicas de radiación de microondas. Los últimos dos tipos son muy útiles para la holografía de la antena pues permiten realizar la medición del diagrama para ángulos de elevación similares a los utilizados en el funcionamiento real de las antenas de los servicios de radioastronomía o de investigación espacial. Por consiguiente, los efectos por la distorsión gravitacional tendrán valores representativos mucho mayores que en el caso de que se utilice una fuente de iluminación terrenal. La holografía basada en fuentes a bordo de vehículos espaciales ofrece la ventaja sobre la utilización de fuentes cósmicas de que las mediciones pueden realizarse con un valor suficientemente amplio de la relación señal/ruido. No obstante, es necesario utilizar algoritmos para compensar los movimientos del satélite durante el periodo de medición y normalmente se necesitan receptores de tipos especiales.

Una vez registrado el diagrama de radiación, se emplean las relaciones de la transformada de Fourier para obtener el campo en la abertura. El teorema de muestreo señala que el diagrama de radiación debe registrarse en direcciones discretas con un intervalo de muestreo de δ_{UV} en el espacio $U-V$ ($U = \sin \theta \cos \phi$, $V = \sin \theta \sin \phi$), de forma que:

$$\delta_{UV} \leq \lambda/D \quad (15)$$

siendo D el diámetro de la antena. Puede aplicarse la teoría de la transformada de Fourier para demostrar que si se procesa un conjunto de mediciones de $N \times N$ en el espacio $U-V$, la distribución en la abertura puede obtenerse con una resolución de pixel de dimensiones:

$$\delta_{XY} = \frac{\lambda}{N\delta_{UV}} \quad (16)$$

El valor de la amplitud y la fase obtenido para un pixel representa los valores medios para los campos reales que existen en la zona correspondiente. Éste es el resultado de los efectos de tipo convolución debidos al hecho de que sólo se registra una parte truncada del diagrama de radiación total y posteriormente se procesa. En ese sentido, la holografía puede registrar únicamente *medias locales* y no información puntual para el perfil de la superficie de antena.

El ajuste polinómico de la información sobre la fase en la abertura puede recuperar errores determinísticos tales como distorsión gravitacional y distorsión térmica global y la aberración debida al desplazamiento axial y lateral del alimentador. Si se sustraen todos estos factores lo que resta puede atribuirse a una deformación pseudoaleatoria del perfil de la superficie. Estas deformaciones aleatorias pueden atribuirse normalmente a errores de fabricación y, si se utilizan paneles, a la falta de alineación de los mismos. En este último caso, estos datos de la superficie recopilados pueden utilizarse para mejorar el estado de alineación de los paneles que forman la superficie del reflector. En cualquier caso, las propiedades estadísticas de la superficie de la antena se describen normalmente por σ que es el valor cuadrático medio de la desviación de la superficie con respecto a un perfil de reflector (generalmente parabólico) especificado. El valor de σ que puede determinarse sin ambigüedad a partir del proceso holográfico depende de un cierto número de factores incluidos la longitud de onda de funcionamiento, la relación señal/ruido, la amplitud del registro del diagrama medido, las inestabilidades de fase en los sistemas de recepción, etc. Mediciones prácticas han indicado que los valores más elevados factibles de la relación D/σ que pueden ser fiablemente medidos son del orden de 250 000.

Una vez obtenida la información holográfica para la antena es posible establecer expresiones analíticas para la superficie de un reflector utilizando funciones de interpolación ranurada, polinomios zernike, etc. Se trata fundamentalmente del valor de la holografía como instrumento de predicción del diagrama. A continuación puede utilizarse la descripción analítica de la superficie junto con cualquier técnica tal como PO, PO + PTD o GO + GTD para determinar los datos sobre el diagrama de radiación en sectores angulares no cubiertos por el sistema de adquisición de datos holográfico original o para frecuencias distintas de la utilizada en el proceso holográfico. Debido al fenómeno de convolución explicado anteriormente, cierta información sobre la variación del perfil de la superficie se pierde inevitablemente. Ello significa que puede que no sea completamente correcta la descripción de la superficie utilizada. En consecuencia, puede producirse una cierta ambigüedad por lo que se respecta a la precisión del nivel del lóbulo lateral lejano previsto. No obstante, esta situación puede que no sea tan grave puesto que los lóbulos laterales lejanos también están fuertemente influenciados por la precisión con la que se reproducen en el modelo teórico la geometría del borde del reflector y su iluminación asociada.

Sin embargo, el enfoque holográfico puede que no sea completamente satisfactorio a la hora de proporcionar información sobre el perfil de la superficie cuando se considera una antena multireflector. En este caso, no es fácil asociar correctamente y sin ambigüedades la información de fase en la abertura recuperada con los errores en el perfil determinísticos o aleatorios para el reflector principal o los subreflectores.

Como puede observarse por lo dicho anteriormente, normalmente no se necesita la holografía por microondas si el único requisito es evaluar las características de RF de la antena en vez de tener que identificar también los errores en el perfil que causan una degradación en la calidad de funcionamiento. No obstante, la técnica puede utilizarse para medir la antena en una gama intermedia y obtener el campo lejano.

4 Mediciones basadas en el teodolito

Las mediciones efectuadas utilizando teodolitos, así como los métodos fotogramétricos que se discutirán posteriormente, son enfoques basados en propiedades ópticas que utilizan la naturaleza geométrica de la propagación óptica para establecer las coordenadas geométricas de los puntos seleccionados (objetivos). Estos objetivos pueden fijarse en la superficie del reflector principal, en el subreflector, en la estructura de soporte, en los tirantes o incluso en el alimentador primario de la antena.

El teodolito es un instrumento que mide fundamentalmente dos ángulos, un ángulo de elevación y un acimut, cuando se apunta hacia la posición objetivo. Existen básicamente dos variantes de mediciones con teodolito, a saber:

- el método del teodolito y la cinta
- la estación multiteodolito, triangulación

En el método del teodolito y la cinta, las coordenadas de un punto se expresan en un sistema de coordenadas asociados con el teodolito. El propio instrumento ofrece básicamente los dos ángulos polares de un objetivo. La distancia radial al objetivo desde un punto de referencia del teodolito puede medirse con una cinta métrica de acero o, si se quiere obtener más precisión, con un telémetro de láser.

El sistema de teodolito y cinta se supone calibrado antes de iniciar las mediciones. Además, puede surgir un problema en los emplazamientos no cenitales pues la gravedad perturba el instrumento óptico cuando se inclina (lo que sucederá si va montada en el reflector) y, por consiguiente, debe tener un diseño especial.

En una triangulación con estación multiteodolito, los objetivos se enfocan mediante dos o más instrumentos (normalmente entre 2 y 4) situados en emplazamientos distintos enfrente de la antena. En esta etapa sólo se registran las mediciones angulares. Es posible establecer un sistema universal de coordenadas de manera que las coordenadas rectangulares de cada objetivo pueden expresarse sin ambigüedades; por consiguiente, es preciso conocer previamente con precisión la ubicación exacta de cada una de las estaciones de teodolito. Esta es la fase de calibración (que siempre es la primera tarea a realizar en las mediciones basadas en teodolitos) y consiste esencialmente en realizar mediciones en puntos conocidos, tales como puntos extremos de un marcador de referencia, miras, etc.

Evidentemente, la precisión de las mediciones realizadas con los sistemas de teodolito resulta afectada por la propia precisión básica del instrumento. No obstante, existen teodolitos digitales de una alta precisión que reducen muy significativamente los errores hasta unos 0,5 segundos de arco. Ello significa que la precisión final de la medición con teodolito vendrá determinada fundamentalmente por la precisión del proceso de calibración y, en menor medida, por la precisión básica del propio instrumento. Las precisiones logradas en mediciones reales expresadas por la relación D/σ indicada anteriormente son del orden de 120 000 para dos estaciones de teodolito y de 250 000 para cuatro estaciones de teodolito.

5 Fotogrametría de corto alcance

La fotogrametría es un proceso consistente en obtener información geométrica fiable relativa a un objeto midiendo sus imágenes fotográficas. También en este caso se define un cierto número de puntos objetivo en la estructura de la antena. Utilizando cámaras fotogramétricas especializadas, se fotografía la antena desde distintas direcciones de manera que los objetivos determinados aparecerán en más de una fotografía. Se determinan las coordenadas x , y de una imagen objetivo expresadas en el sistema de coordenadas plano fotográfico. Utilizando las “ecuaciones proyectivas” pueden relacionarse las coordenadas de la imagen de un objetivo determinado con sus verdaderas coordenadas tridimensionales asociadas a un sistema universal. El conjunto de ecuaciones proyectivas para todos los objetivos en la antena, y para cada una de las fotografías tomadas, constituyen la base del proceso de triangulación fotogramétrica.

Las ecuaciones proyectivas para cada objetivo dependen de un conjunto de parámetros (parámetros proyectivos) que son constantes para cada una de las fotografías. La determinación de estas constantes es el objetivo de la fase de calibración. Dicha calibración puede realizarse de forma similar a las mediciones basadas en teodolitos; es decir, realizando mediciones sobre un cierto número de puntos de control. Sin embargo, la posibilidad que ofrece la fotogrametría de registrar un cierto número de objetivos con una sola fotografía puede permitir un procedimiento de calibración alternativo coincidente con la determinación de la posición real del objetivo. En resumen, la posibilidad de registrar un objetivo determinado en un cierto número de fotografías da lugar a un sistema sobre determinado que puede resolverse por el método de los mínimos cuadrados. Con este método se obtiene los parámetros proyectivos mediante un reducido conjunto de ecuaciones. Las coordenadas de los puntos objetivos pueden deducirse posteriormente. Tal método se denomina el «método del conjunto».

Existe una similitud entre el método del sistema multiteodolito y la fotogrametría pues ambos utilizan la triangulación para determinar las coordenadas del objetivo. No obstante, hay una importante diferencia en el sentido de que en la fotogrametría no es necesario conocer la posición precisa de la estación del instrumento. Este dato puede obtenerse a partir de las mediciones pues siempre se supone que el conjunto de rayos que representan los objetivos que aparecen en la imagen de una fotografía son anastigmáticos en la posición de la estación de referencia.

La precisión de la fotogrametría aumenta al hacerlo el número de fotografías y con este método es más sencillo realizar mediciones en más puntos y en más emplazamientos distintos que en el caso de las mediciones con teodolito. La fotogrametría es también muy rápida, lo cual es muy conveniente si existen parámetros variables en el tiempo, como suele ser el caso. (Las mediciones mecánicas en antenas de gran tamaño normalmente deben realizarse por la noche y con el cielo cubierto de nubes para tener una temperatura constante.) Estas ventajas combinadas con los poderosos procedimientos de calibración indicados anteriormente hacen de la fotogrametría un procedimiento de determinación de las coordenadas más preciso que cuando se utilizan teodolitos. Normalmente pueden lograrse precisiones de D/σ de 250 000 mediante fotogrametría alcanzándose cifras de hasta 500 000 o incluso 1 000 000 realizando mediciones fotogramétricas cuidadosas de una estructura de antena de gran tamaño. Sin embargo, como la antena normalmente se encuentra inclinada en elevación hasta alcanzar casi la horizontal durante las mediciones, pueden introducirse deformaciones gravitacionales no representativas.

Debido a que con la fotogrametría pueden realizarse mediciones en un gran número de puntos, es más fácil encontrar una expresión más adecuada de la superficie principal de la antena o del subreflector que con las otras técnicas de medición. El procesamiento de estos datos con técnicas tales como PO o GO + GTD puede proporcionar una buena estimación del diagrama de radiación en una amplia región angular.

ANEXO 3

Ejemplo de resultados de los modelos informáticos

1 Introducción

Para establecer modelos de diagramas de ganancia de antenas de radioastronomía de gran tamaño se han utilizado paquetes de programas informáticos disponibles comercialmente.¹ Los resultados ilustran el efecto de los diversos parámetros en las predicciones del modelo y el significado de diversas características mecánicas.

2 Metodología del modelo

El modelo utiliza una combinación de la física óptica (PO) y de la teoría geométrica de la difracción (GTD).

Para los cálculos de PO, la superficie del reflector se divide en una rejilla de elementos de superficie. El campo radiado se determina mediante la integración de las corrientes de la superficie en cada punto de la rejilla. Para simular el efecto del bloqueo en la abertura, las corrientes en la superficie se fijan a un valor cero en la sombra del alimentador sobre la superficie del reflector.

El método GTD se realiza en tres pasos:

1. Selección de los rayos significativos
2. Trazado de rayos
3. Cálculo del campo

Se aplica un procedimiento sencillo de corrección cáustica que aplanar el campo difractado para ángulos próximos al de la dirección cáustica. Sin embargo, no puede predecir con precisión el campo próximo a la región cáustica en la dirección del eje de puntería.

¹ «GRASPC» de TICRA (Dinamarca).

El método GTD en general exige menos tiempo de cálculo que el método PO. Por consiguiente, aquél se utiliza para todos los ángulos salvo cuando este método es impreciso. Debido a la cáustica en el eje de puntería, se emplea el método PO para ángulos en esta región.

Los tirantes se tratan por un método basado en el concepto de relación de campo inducido. Para simplificar el método, se supone que el tirante es circular y la contribución del campo procedente del tirante se limita únicamente al análisis de campo lejano.

En la superficie del reflector principal pueden aparecer distorsiones aleatorias en la superficie. Estas distorsiones están correlacionadas a lo largo de una distancia coherente con el tamaño de los distintos paneles que conforman la superficie del reflector.

3 Parámetros mecánicos de la antena

Se ha establecido un modelo de la antena de radioastronomía Lovell Mk1A situada en Jodrell Bank (Reino Unido). En el Cuadro 3 aparecen los parámetros principales de esta antena.

4 Resultados del modelo

El modelo de la antena fue diseñado para 150 MHz y 5 000 MHz y para campo lejano, tanto con tirantes como sin tirantes. Se examinaron los efectos que tenía la variación de la distancia de observación en el campo cercano y se estudiaron las repercusiones de las distorsiones en la superficie.

También se creó un modelo de la antena para la frecuencia de 1 420 MHz a fin de comparar los resultados con los datos medidos tomados a la misma frecuencia.

Todos los resultados se refieren a la antena Mk 1A suponiendo que transmite con polarización circular. Se supone igualmente que el receptor utiliza polarización vertical. Todos los diagramas se refieren al plano acimutal y con la antena apuntando con un ángulo de elevación de 0°.

CUADRO 3

Parámetros del telescopio de radioastronomía Mk 1A

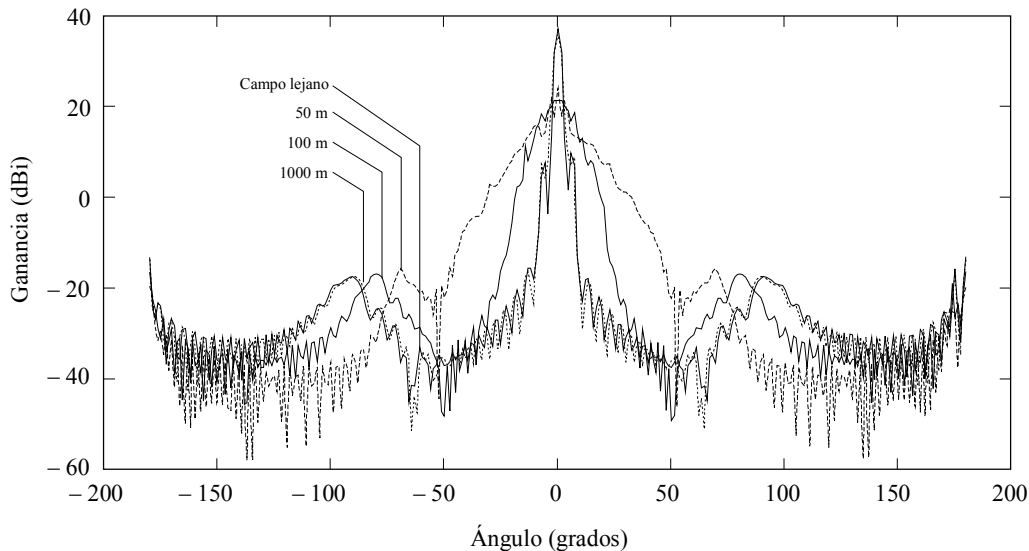
Diámetro	Apertura circular de 76,2 m
Longitud focal	22,9 m, foco primario
Gama de frecuencias	150-5 000 MHz
Tirantes de soporte	El telescopio Mk 1A tiene un mástil central que soporta el alimentador; en el modelo se ha simulado como cuatro tirantes individuales de 0,2 m de diámetro
Carcasa del alimentador	3,8 m de diámetro
Diagrama de ganancia del alimentador	Parabólico, 13 dB por debajo del máximo a 59°
Distorsiones en la superficie	6 mm de valor cuadrático medio (25 mm cresta a cresta)
Distancia de correlación de la distorsión en la superficie	2,8 m

4.1 Campo lejano y campo cercano a 150 MHz

La Fig. 6 representa el diagrama de ganancia a 150 MHz, incluyendo las distorsiones en la superficie y sin tirantes. Se utilizó el método PO para ángulos iguales o inferiores a $7,06^\circ$ con respecto al eje de puntería y el método GTD para el resto de ángulos. Los cuatro gráficos muestran la variación del diagrama de ganancia a medida que el punto de observación se desplaza desde el campo lejano hasta distancias de campo cercano más próximas. A esta frecuencia, la distancia de campo lejano es de 5,8 km.

Puede verse que el diagrama de campo lejano y el diagrama de campo cercano a 1 000 m son casi idénticos. Para distancias de 100 m y 50 m la anchura del lóbulo principal aumenta y la ganancia máxima disminuye. Más allá de $\pm 130^\circ$ se observa una variación muy pequeña en el nivel de la envolvente del lóbulo lateral. Para estos ángulos los rayos dominantes son los difractados en el borde.

FIGURA 6
Antena Mk 1A a 5000 MHz, campo lejano y campo cercano



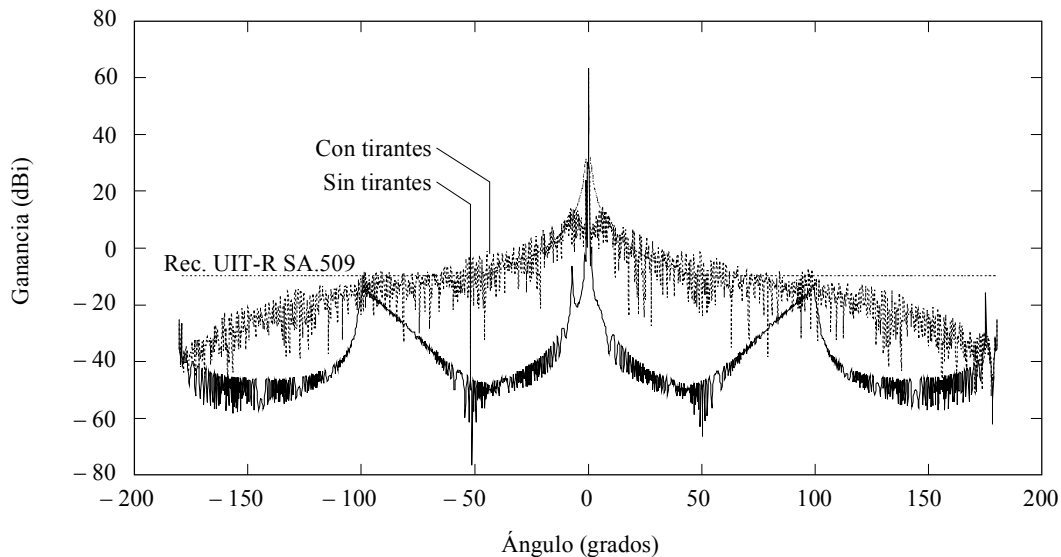
1345-06

4.2 Campo lejano a 5 000 MHz, con tirantes y sin tirantes

La Fig. 7 representa el diagrama de ganancia de campo lejano de la antena Mk 1A a 5 000 MHz. Se incluyen las distorsiones aleatorias en la superficie. Se utilizó el método PO para ángulos iguales o inferiores a $0,21^\circ$ o inferiores con respecto al eje de puntería y el método GTD para el resto de los ángulos. Uno de las curvas muestra el diagrama sin tirantes y la otra, con tirantes. Se incluye el diagrama de radiación de referencia de la Recomendación UIT-R SA.509.

Sin tirantes, el efecto de desbordamiento (radiación dirigida directamente al alimentador o procedente del mismo) es visible en las crestas que aparecen a aproximadamente $\pm 100^\circ$. Cuando se incluyen los tirantes, el elevado nivel de dispersión por el tirante previsto por el modelo tiende a enmascarar los efectos de desbordamiento. Con tirantes, el diagrama de ganancia rebasa ligeramente el diagrama de radiación de referencia para ángulos inferiores a 100° con respecto al eje de puntería.

FIGURA 7
 Campo lejano de la antena 1A a 5000 MHz, con y sin tirantes



1345-07

4.3 Campo lejano a 5 000 MHz, con y sin distorsiones en la superficie

La Fig. 8 representa el efecto de utilizar un número aleatorio distinto para la distribución de las desviaciones aleatorias en la superficie. Se muestran tres gráficos de campo lejano para la antena Mk 1A a 5 000 MHz. Se han separado 50 dB para mayor claridad. En uno se representa el diagrama previsto sin distorsión en la superficie, los otros muestran el efecto de las distintas distribuciones aleatorias. El método PO se utilizó para ángulos iguales o inferiores a $0,21^\circ$ con respecto al eje de puntería y el método GTD para el resto de ángulos.

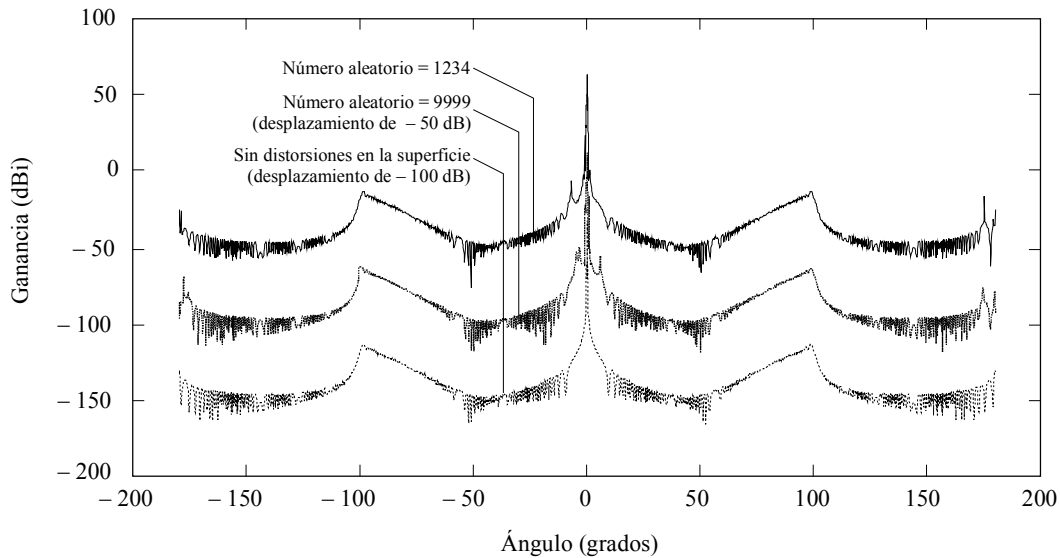
Puede observarse que las distorsiones en la superficie producen «picos» en las cercanías del haz principal. Estos «picos» son unos 10 dB superiores al nivel que se produce cuando no hay distorsión en la superficie. Más allá de unos 10° con respecto al eje de puntería, las distorsiones en la superficie parecen tener poco efecto. Si se incluye la dispersión por tirantes (como se indica en la Fig. 7), se enmascaran los «picos» próximos al eje de puntería.

4.4 Campo lejano y campo cercano a 5 000 MHz, sin tirantes

La Fig. 9 muestra el efecto de observación de la antena en el campo cercano. Los gráficos se refieren a la antena Mk 1A a 5 000 MHz con distorsiones en la superficie observada desde el campo lejano y a tres distancias de campo cercano distintas. El método PO se utilizó para ángulos iguales o inferiores a $0,21^\circ$ con respecto al eje de puntería y el método GTD para el resto de ángulos. Las trazas se han separado 70 dB para mayor claridad.

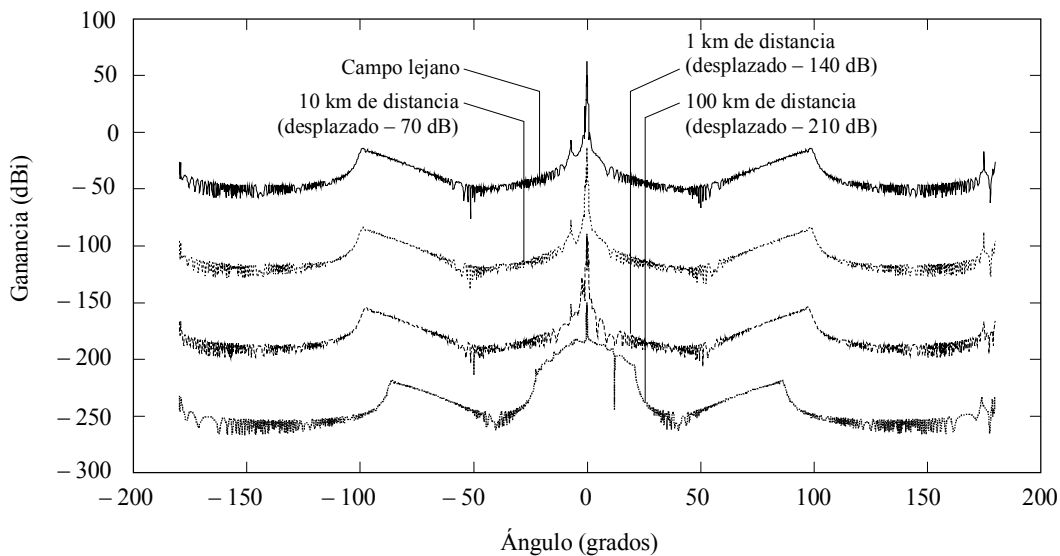
La predicción para una distancia de campo cercano de 10 km es casi idéntica a la curva de campo lejano. Para una distancia de observación de 1 km el haz principal es más ancho y la ganancia máxima disminuye. A 100 m el haz principal sigue siendo más ancho y la ganancia máxima de nuevo disminuye. Más allá de $\pm 50^\circ$ hay poca diferencia en el nivel de la ganancia de lóbulo lateral. Las crestas en torno a unos 100° se deben al desbordamiento del alimentador. El ángulo para el cual se producen las crestas de desbordamiento varían a medida que se acorta la distancia de observación. Ello es debido a que el centro del sistema de coordenadas se encuentra en el punto central del reflector principal y el ángulo entre el eje de puntería y el borde del reflector principal varía con la distancia.

FIGURA 8
 Campo lejano a 5000 MHz, con y sin distorsiones en la superficie



1345-08

FIGURA 9
 Antena Mk 1A a 5000 MHz con tirantes, campo lejano y campo cercano



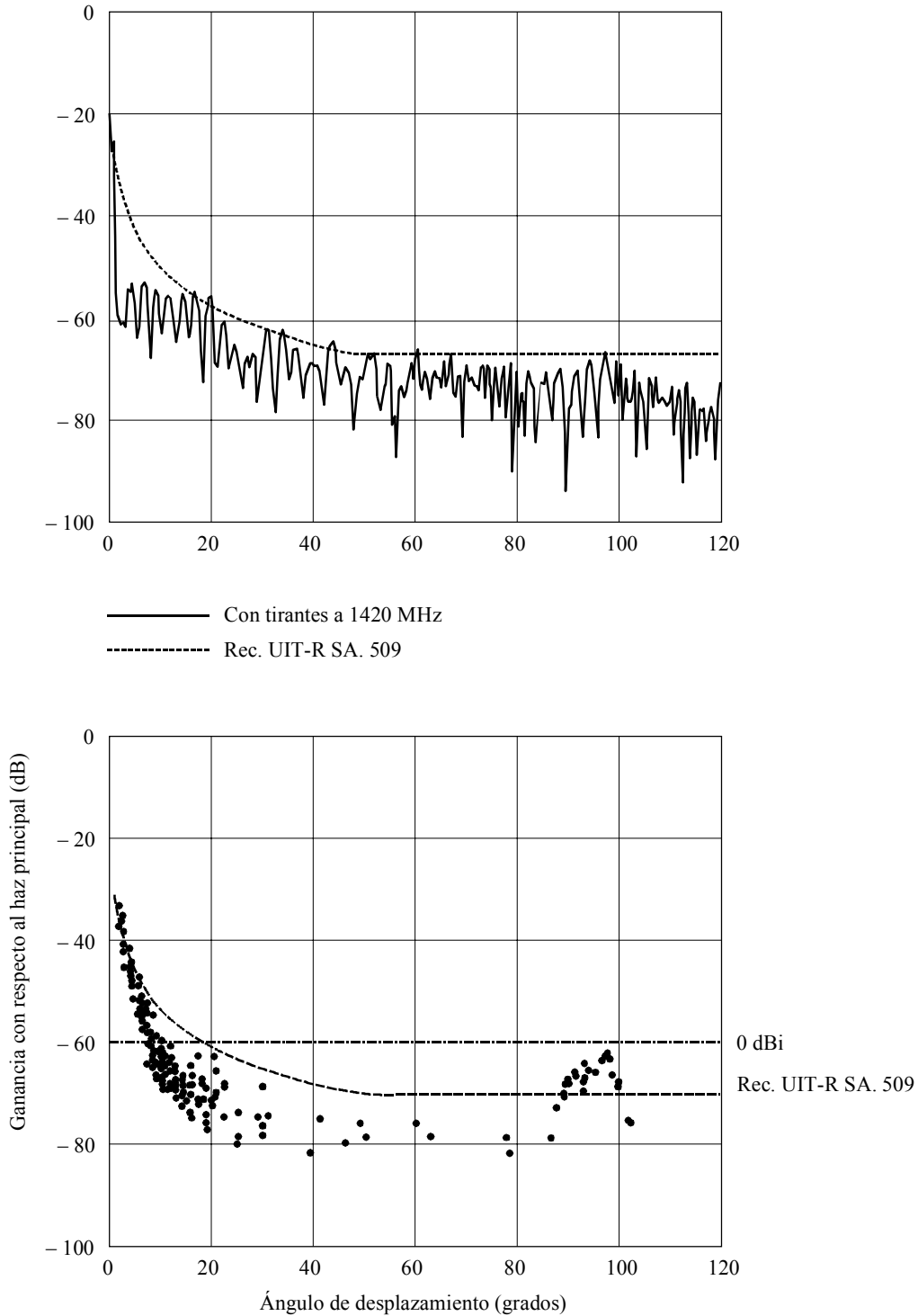
1345-09

4.5 Comparación del diagrama medido con la previsión del modelo

La Fig. 10a) muestra una previsión de campo lejano para la antena Mk 1A a 1420 MHz. El valor de la ganancia se expresa con respecto al valor máximo de ganancia de 57 dBi. La Fig. 10b) muestra la ganancia medida de la antena Mk 1A a la misma frecuencia. La cresta en la señal medida a unos 95° se debe al desbordamiento.

El modelo parece subestimar el nivel de los lóbulos laterales próximos al haz principal (a unos 15°), y el elevado nivel de desbordamiento. Para el nivel de lóbulo lateral entre 15° y 80° hay un número limitado de muestras pero el nivel pronosticado parece ser aproximadamente correcto.

FIGURA 10
**Antena Mk 1A a 1420 MHz: a) predicción del modelo de campo lejano (arriba),
 b) ganancia medida (abajo)**



5 Conclusiones

Se ha considerado la importancia que tienen los tirantes de soporte del alimentador, el diagrama de ganancia del alimentador y las distorsiones en la superficie para el establecimiento de modelos del diagrama de ganancia de lóbulos laterales en antenas de gran tamaño.

5.1 Tirantes de soporte del alimentador

Para una amplia gama de ángulos, el nivel del lóbulo lateral viene determinado por la dispersión a causa de los tirantes. En esta zona, por consiguiente, la precisión en el tratamiento de los efectos de los tirantes es el factor dominante.

5.2 Diagrama de ganancia del alimentador

Para ciertos ángulos de visión, el desbordamiento (radiación directa desde el alimentador) puede ser un factor dominante. En la mayoría de las antenas, el desbordamiento produce la cresta más elevada en la envolvente de lóbulo lateral lejano. En el caso de la antena Mk 1A, el desbordamiento es el factor predominante entre aproximadamente 90° y 100° . En consecuencia, es importante conocer el diagrama de ganancia de la bocina del alimentador, especialmente para ángulos próximos al de desbordamiento.

5.3 Distorsiones en la superficie

Las distorsiones en la superficie del receptor pueden provocar un aumento en el nivel de los lóbulos laterales cercanos. El efecto puede ser muy significativo cuando la longitud de onda es del mismo orden que el tamaño de los errores en la superficie.
