

RECOMENDACIÓN UIT-R P.684-2

Predicción de la intensidad de campo en frecuencias por debajo de unos 150 kHz

(Cuestión UIT-R 225/3)

(1990-1994-2001)

La Asamblea de Radiocomunicaciones de la UIT,

considerando

- a) que es necesario proporcionar orientación a los ingenieros para la planificación de servicios radioeléctricos en la banda de frecuencias inferiores a unos 150 kHz;
- b) que se han establecido los siguientes métodos:
 - un método por saltos para frecuencias superiores a unos 60 kHz, basado en un análisis estadístico de mediciones de intensidad de campo en la banda 16 kHz a unos 1 000 kHz;
 - un método modos del guíaondas para frecuencias inferiores a unos 60 kHz, basado en un modelo teórico de la Tierra y la ionosfera, en el que se emplean parámetros del modelo ionosférico determinados a partir de los datos de propagación;
 - métodos para la banda de frecuencias 150-1 700 kHz, según se describe en la Recomendación UIT-R P.1147,

recomienda

1 que se utilicen los siguientes métodos, teniendo en cuenta en particular las advertencias que se hacen en el Anexo 2 con respecto a la exactitud cuando se aplican en ciertas regiones.

1 Introducción

Se dispone de dos métodos para calcular teóricamente la intensidad de campo de las señales decamiriamétricas, miriamétricas y kilométricas.

Cabe señalar que la información contenida en esta Recomendación incluye valores de $f \cos i$ que rebasan 150 kHz. No se recomienda utilizar esta información para frecuencias superiores a 150 kHz. La Recomendación UIT-R P.1147 contiene más información para frecuencias superiores a 150 kHz.

1.1 El método por saltos es aquél en el cual los trayectos de energía electromagnética entre un transmisor y un receptor dados se representan geoméricamente, como se hace en el caso de las ondas decamétricas.

Este método debe utilizarse para las ondas kilométricas y, cuando las distancias son inferiores a 1 000 km, para las ondas miriamétricas. Según este método, se considera que la transmisión radioeléctrica tiene lugar a lo largo de ciertos trayectos definidos por una o más reflexiones ionosféricas, dependiendo de si la propagación de que se trata entraña uno o más saltos, así como una onda de superficie. El campo total es, pues, la resultante vectorial de los campos correspondientes a cada trayecto. Dado que las longitudes de onda en cuestión son largas, hay que tener en cuenta la difracción de las ondas por la superficie de la Tierra, lo que no ocurre en el caso de las ondas decamétricas. El método por saltos puede justificarse por el hecho de que, con incidencia oblicua, las dimensiones de la sección de altitud en la cual tiene lugar la propagación son iguales o superiores a varias longitudes de onda.

Con este método es necesario conocer los valores de los coeficientes de reflexión de la onda incidente en la ionosfera. Dichos valores dependen en gran medida de la frecuencia, de la longitud y coordenadas geográficas y geomagnéticas del trayecto de transmisión, de la hora del día, de la estación del año y de la época del ciclo solar. También es preciso conocer las características eléctricas (conductividad y permitividad) de la superficie en los emplazamientos de transmisión y recepción, puesto que la conductividad finita de la Tierra afecta a los diagramas de radiación vertical de las antenas terminales.

1.2 El método modos del guiaoondas debe utilizarse en el caso de las ondas miriamétricas, para distancias superiores a 1 000 km. En este método, la propagación se considera como la suma de las ondas correspondientes a cada uno de los diferentes tipos de propagación en el guiaoondas Tierra-ionosfera, análogos a los modos definidos para guiaoondas en la región de las microondas. La elección del método que ha de utilizarse para el cálculo de la intensidad de campo se basa en consideraciones prácticas relativas a los cálculos numéricos.

1.3 En el caso de las ondas miriamétricas a distancias inferiores a 1 000 km y para las ondas kilométricas en general, las series de modos son ligeramente convergentes y los cálculos exigen la adición vectorial de un gran número de componentes. Por el contrario, la teoría de la propagación por saltos sólo exige un número limitado de trayectos, incluida la onda de superficie, y conviene utilizarla en particular para la propagación en ondas kilométricas a largas distancias teniendo en cuenta, si es posible, la difracción.

Para ondas miriamétricas a distancias superiores a 1 000 km, la teoría de la propagación por saltos exige la suma vectorial de las intensidades de campo debidas a un gran número de trayectos mientras que, dado que la serie de modos converge rápidamente, se puede lograr una precisión suficiente sumando solamente un pequeño número de modos. Por lo tanto, la teoría de los modos es más adecuada para este tipo de propagación. La propagación en ondas decamiriamétricas también puede describirse considerando un solo modo del guiaoondas.

2 Teoría de la propagación por saltos

2.1 Descripción general

En esta teoría, se considera la intensidad de campo de la onda ionosférica en un punto (amplitud y fase) como la resultante de las intensidades de campo creadas por diferentes ondas que se propagan directamente desde el transmisor, por uno a varios saltos. La intensidad de campo total en este punto es entonces la resultante de la intensidad de campo debida a la onda difractada por el suelo y de la intensidad de campo debida a la onda ionosférica.

El cálculo de la intensidad de campo de esta onda ionosférica se hace aplicando la teoría de los rayos en las regiones en que se aplican los métodos de la óptica geométrica y por integración de los efectos de la difracción o por la aplicación de la teoría de la intensidad de campo completa en las regiones en que la óptica ya no es válida.

La geometría de un trayecto que comprende un solo salto está representada en la Fig. 1.

La superficie de la Tierra se define por $r = a$, siendo $r = a + h$ una capa reflectora ionosférica regular. Conviene distinguir tres casos: en el primero, la antena receptora situada en $R_{<}$ está iluminada por la onda ionosférica que ha sufrido una reflexión, estando situada la antena transmisora en $T_{<}$. En este caso, el ángulo i_g es inferior a $\pi/2$. En el segundo caso, las antenas se encuentran en los puntos críticos T_c y R_c , en los cuales $i_g = \pi/2$. En el tercer caso, las antenas se encuentran en $T_{>}$ y $R_{>}$ más allá de los puntos críticos y sus ubicaciones son tales que el campo del primer salto se propaga en la zona de difracción (o zona de sombra).

Si la recepción se efectúa mediante una antena de cuadro pequeño en el plano, situada en la superficie de la Tierra, la intensidad de campo de la onda ionosférica será:

$$E_s = \frac{V_u}{500L} \cos \psi \parallel R_{\parallel} D F_t F_r \quad \text{mV/m} \quad (3)$$

En el caso de recepción mediante una antena vertical corta (3) se transforma en:

$$E_s = \frac{V_u}{500L} (\cos \psi)^2 \parallel R_{\parallel} D F_t F_r \quad \text{mV/m} \quad (4)$$

siendo F_r el factor de la antena receptora.

Para propagación a grandes distancias, el método de saltos puede ampliarse para que incluya las ondas ionosféricas reflejadas más de una vez desde la ionosfera. Por ejemplo, para una onda ionosférica de dos saltos, la intensidad de campo recibida por una antena receptora de cuadro puede representarse sencillamente del modo siguiente:

$$E_s = \frac{V_u}{500L} \cos \psi \parallel R_{1\parallel} \parallel R_{2\parallel} D^2 D_G \parallel R_{g\parallel} F_t F_r \quad \text{mV/m} \quad (5)$$

donde:

D_G : factor de divergencia causado por la tierra esférica, que es aproximadamente igual a D^{-1}

$\parallel R_{g\parallel}$: coeficiente de reflexión efectivo de la tierra de conductividad finita

L : trayecto total de propagación del trayecto del rayo de dos saltos

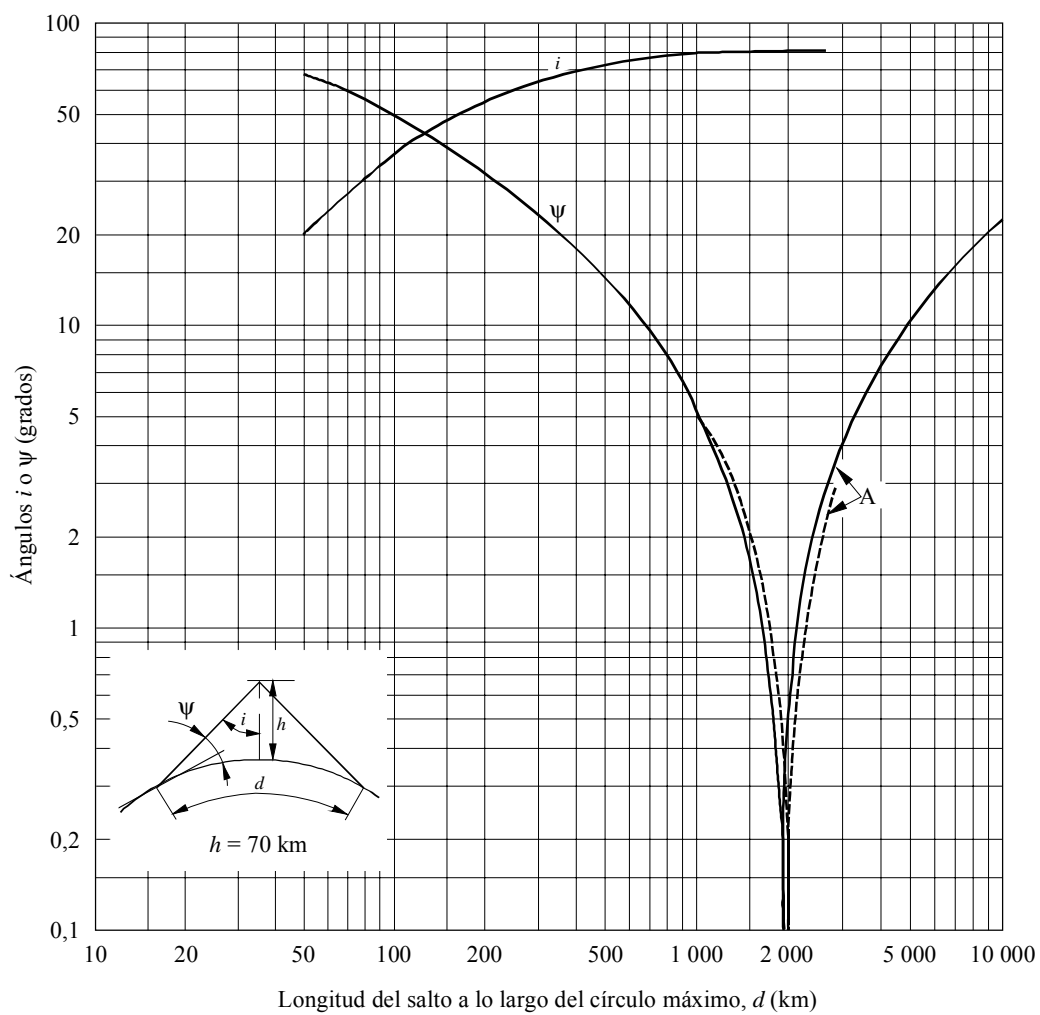
$\parallel R_{1\parallel}$ y $\parallel R_{2\parallel}$: coeficientes de reflexión ionosférica de la primera y segunda reflexión.

En general, los coeficientes de reflexión ionosférica no serán iguales, porque las polarizaciones de las ondas incidentes no son las mismas. Sin embargo, en el método sencillo que aquí se indica para calcular intensidades de campo, y en caso de propagación con ángulos muy oblicuos de incidencia, $\parallel R_{1\parallel} = \parallel R_{2\parallel}$ como aproximación de primer orden.

2.2.1 Ángulos de elevación y de incidencia ionosférica

En las Figs. 2 y 3 se representa la geometría del trayecto del rayo para determinar los ángulos de salida y de llegada de la onda ionosférica, ψ , y los ángulos de incidencia en la ionosfera, i . En la Fig. 2, estos ángulos corresponden a una altura efectiva de reflexión de 70 km (condiciones normales de día); en la Fig. 3, corresponden a una altura efectiva de reflexión de 90 km (condiciones normales de noche). Se incluyen y representan mediante la curva de trazo interrumpido los efectos de la refracción atmosférica en los ángulos de salida y de llegada, a pesar de que probablemente no sean válidas para frecuencias inferiores a unos 50 kHz.

FIGURA 2
 Ángulos de salida y de llegada, ψ , y ángulo de incidencia ionosférica, i , para las condiciones diurnas típicas ($h = 70$ km). La curva de trazo interrumpido tiene en cuenta los efectos de la refracción atmosférica

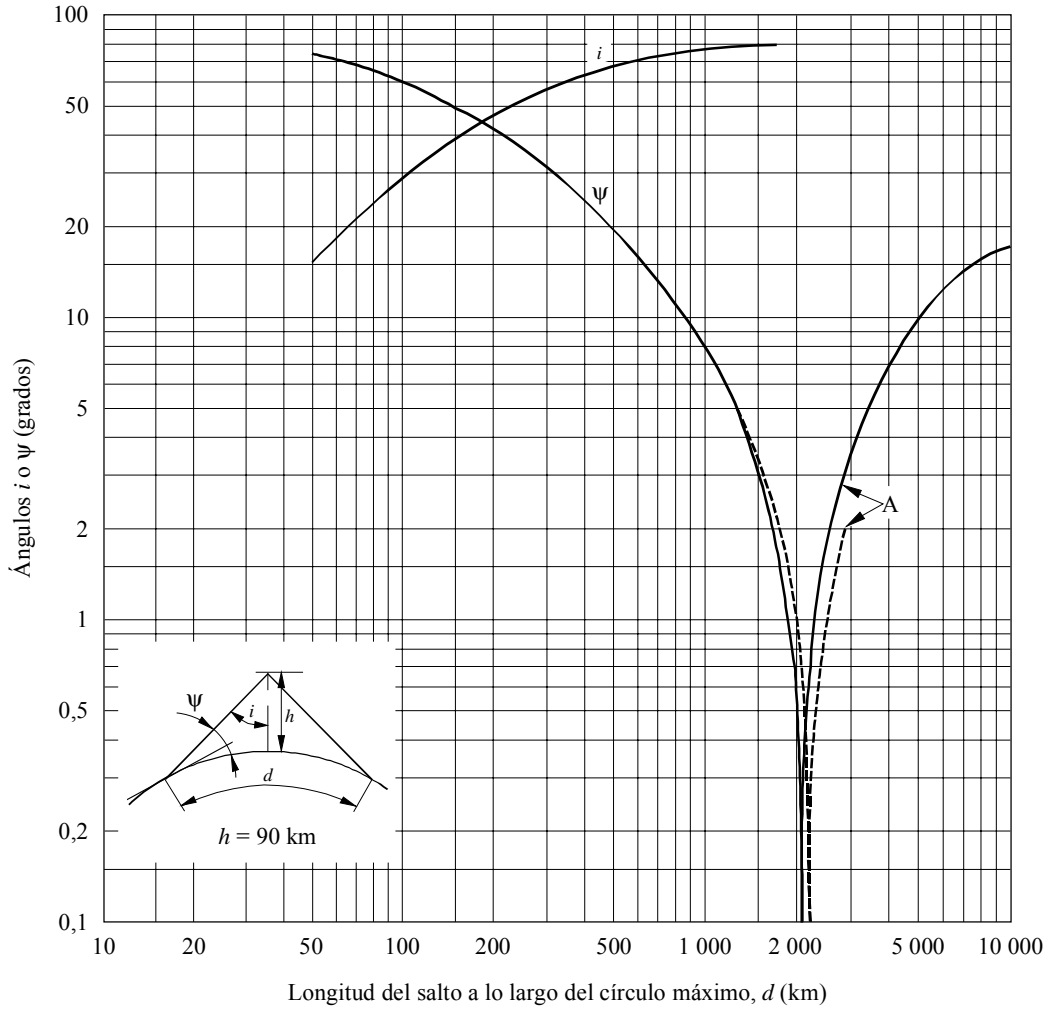


A: ψ negativo

0684-02

FIGURA 3

Ángulos de salida y de llegada, ψ , y ángulo de incidencia ionosférica, i , para las condiciones nocturnas típicas ($h = 90$ km). La curva de trazo interrumpido tiene en cuenta los efectos de la refracción atmosférica

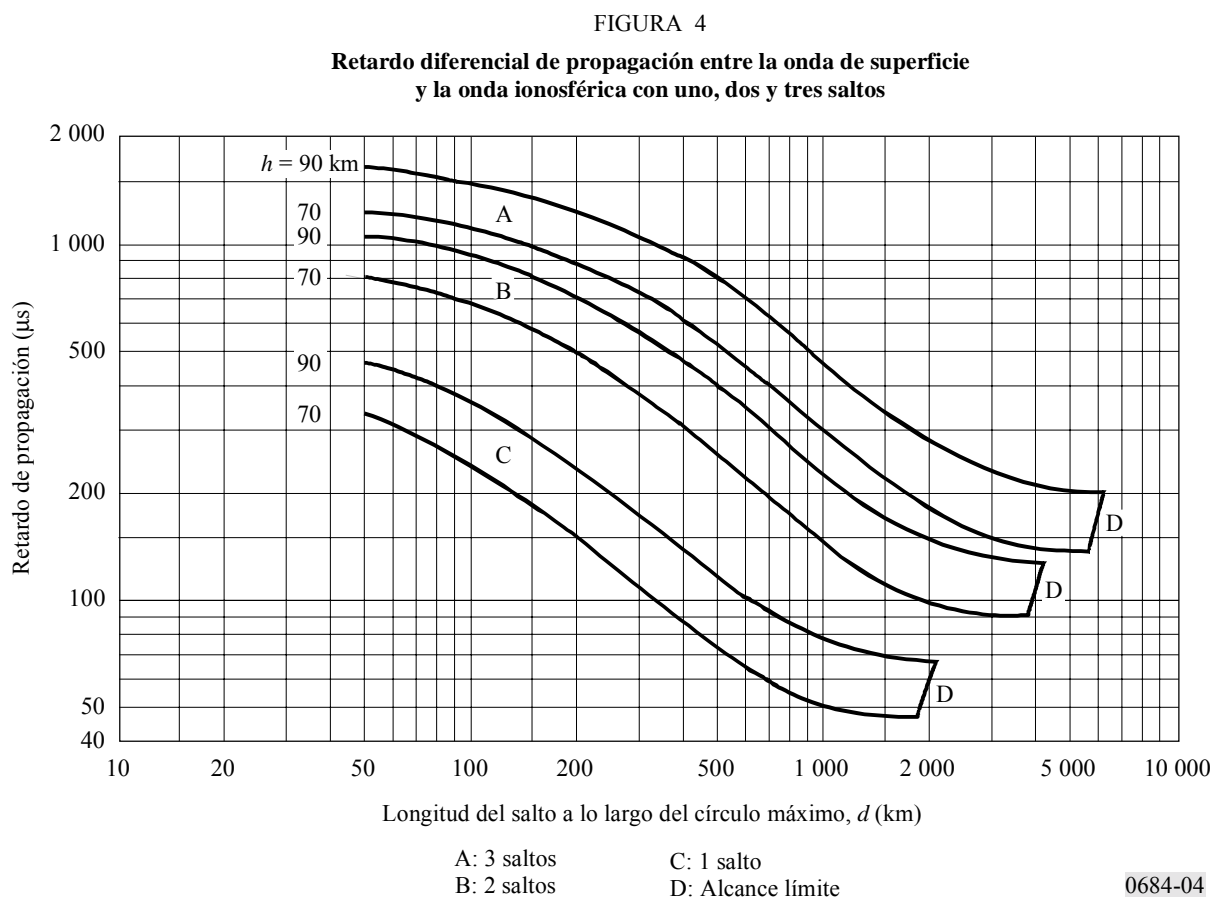


A: ψ negativo

0684-03

2.2.2 Longitud del trayecto y tiempo diferencial de propagación

Se utiliza la Fig. 4 para calcular L , longitud de trayecto de la onda ionosférica, y las variaciones estimadas de fase a lo largo del día. En ella se representa el retardo diferencial de propagación entre la onda de superficie y las ondas ionosféricas, de uno, dos o tres saltos para alturas de reflexión ionosférica de 70 y 90 km, que corresponden respectivamente a condiciones normales de día y de noche. Se parte de la hipótesis de una velocidad de propagación de 3×10^5 km/s.



2.2.3 Factores de enfoque

En la Fig. 5 se representa el factor de enfoque ionosférico, D , para superficies terrestre e ionosférica esféricas en condiciones diurnas normales y en la Fig. 6 en condiciones nocturnas normales.

2.2.4 Factores de antena

Los factores de antena, F_t y F_r , que corresponden al efecto de una tierra curva de conductividad finita en el diagrama de radiación vertical de las antenas de transmisión y recepción se indican en las Figs. 7 a 9. Los factores están calculados para tierra, mar y hielo, determinados por sus características eléctricas (conductividad y permitividad), en la forma que figura en el Cuadro 1.

FIGURA 5
Factor de enfoque ionosférico – día

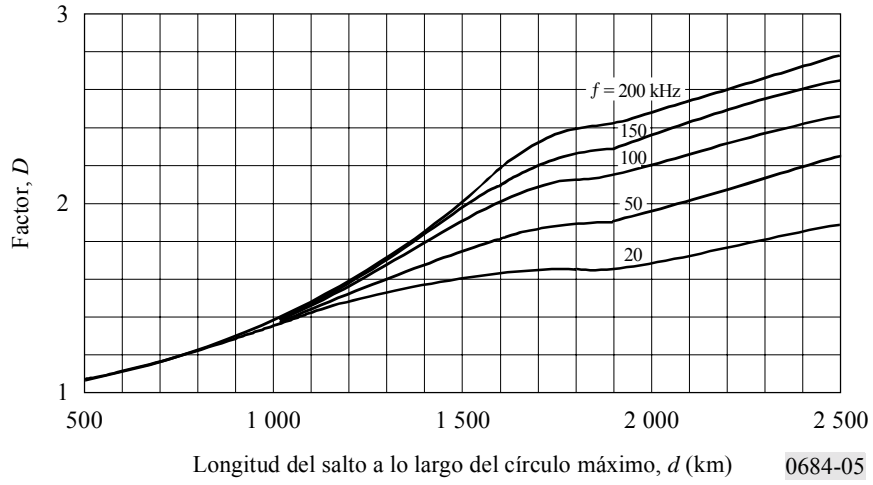


FIGURA 6
Factor de enfoque ionosférico – noche

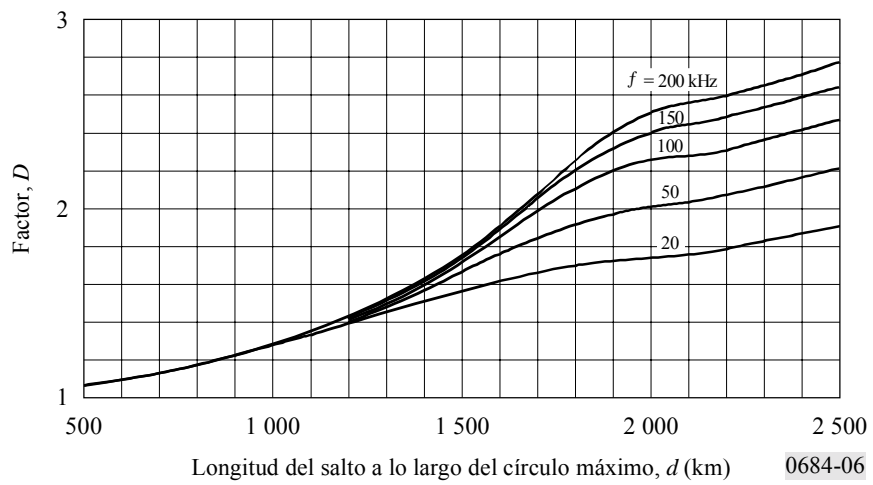
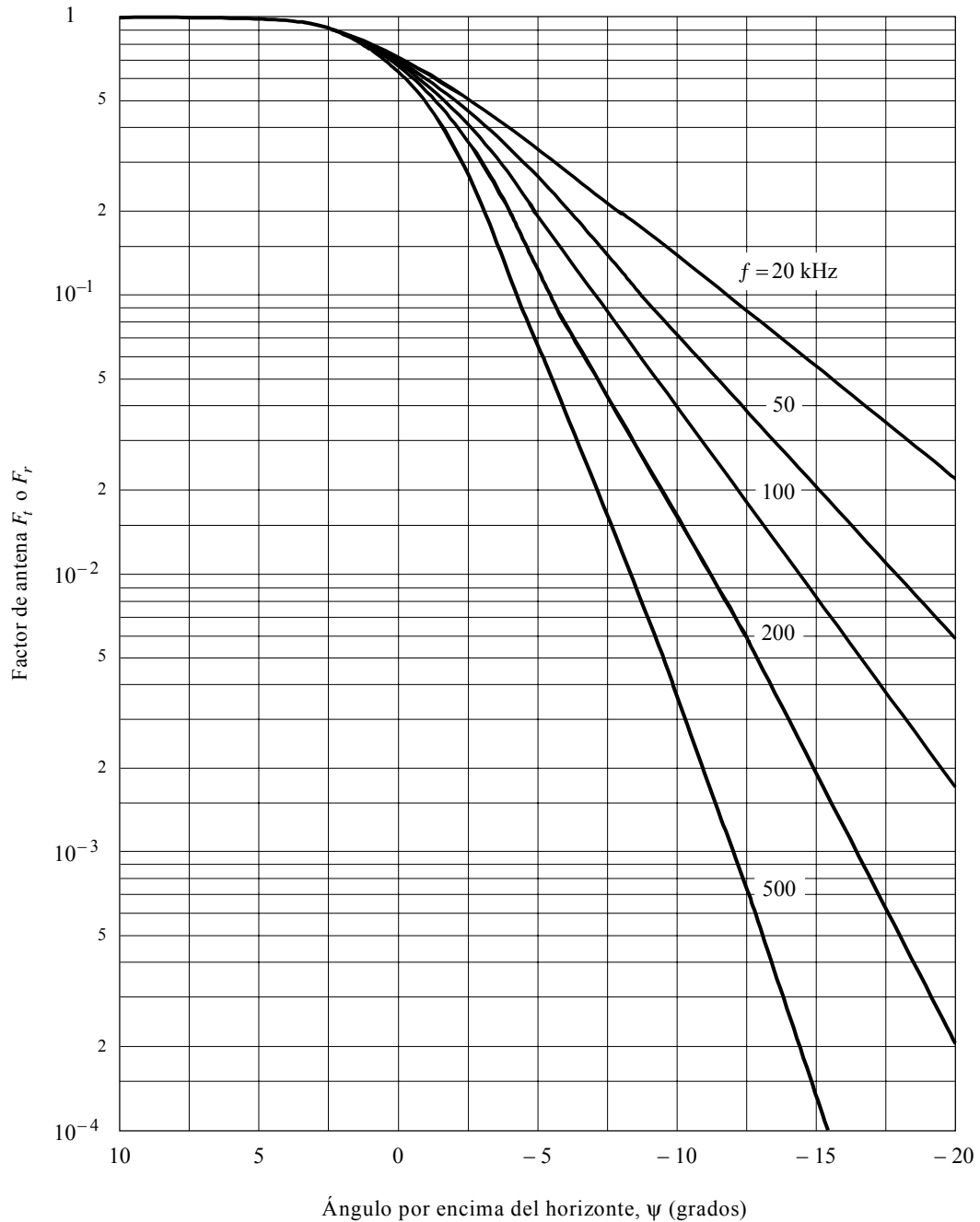


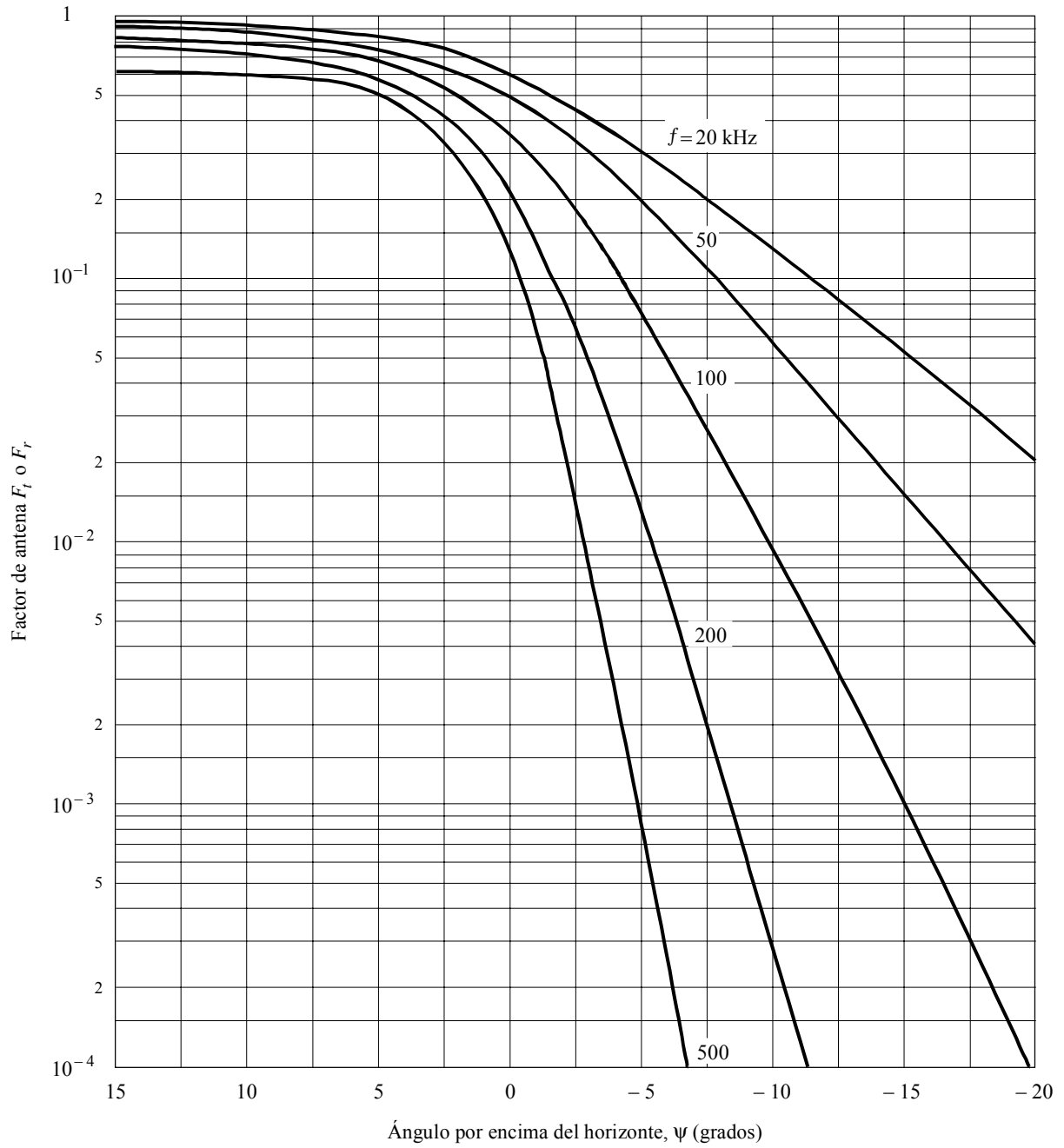
FIGURA 7
Factor de antena - Mar



$\epsilon = 80 \epsilon_0$
 $\sigma = 5 \text{ S/m}$
 $\alpha = 4/3 \times 6360 \text{ km}$

0684-07

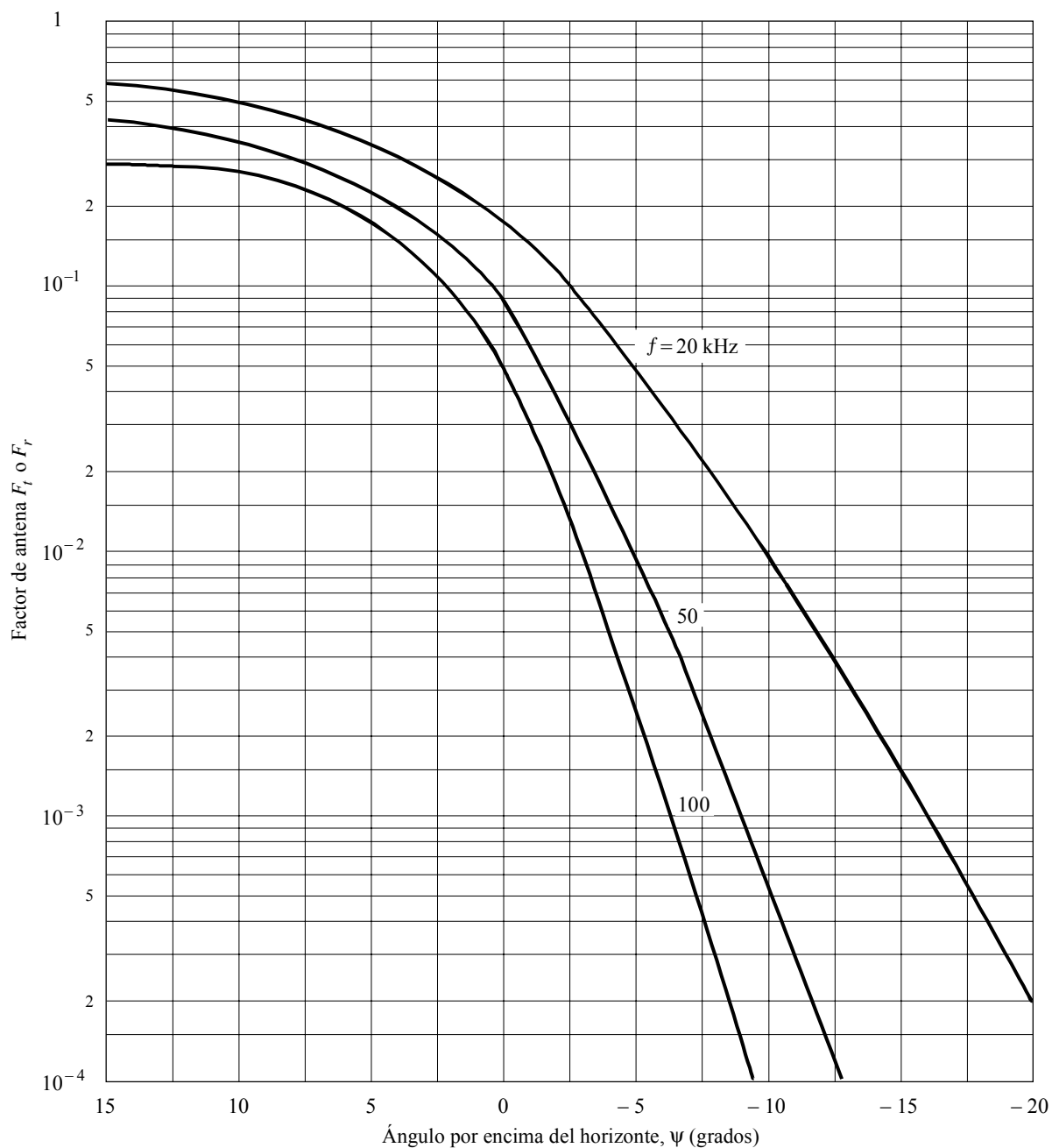
FIGURA 8
Factor de antena - Tierra



$\epsilon = 15 \epsilon_0$
 $\sigma = 2 \times 10^{-3} \text{ S/m}$
 $\alpha = 4/3 \times 6360 \text{ km}$

0684-08

FIGURA 9
Factor de antena – Hielo -4° C



$$\begin{aligned} \epsilon &= 3 \epsilon_0 \\ \sigma &= 0,025 \times 10^{-3} \text{ S/m} \\ \alpha &= 4/3 \times 6 \text{ 360 km} \end{aligned}$$

0684-09

CUADRO 1

	Conductividad, σ (S/m)	Permitividad, ϵ
Agua del mar	5	$80 \epsilon_0$
Tierra	2×10^{-3}	$15 \epsilon_0$
Hielo polar	$2,5 \times 10^{-5}$	$3 \epsilon_0$

ϵ_0 : Permitividad del espacio libre

Las curvas se calcularon tomando un radio terrestre ficticio de 8480 km, 4/3 de su valor real, para tener en cuenta los efectos de la refracción atmosférica. Los factores F son la relación entre la intensidad real de campo y la que se hubiera medido si la Tierra hubiera sido un conductor perfecto. Los valores negativos de ψ corresponden a la propagación más allá del alcance límite de la óptica geométrica de una onda ionosférica de un solo salto (véanse las Figs. 1 a 3).

2.2.5 Coeficiente de reflexión ionosférica $_{\parallel}R_{\parallel}$

En la Fig. 10 se indican los valores del coeficiente de reflexión ionosférica $_{\parallel}R_{\parallel}$ para el máximo del ciclo de actividad solar. Para tener en cuenta las variaciones en función de la frecuencia y de la distancia, los valores de $_{\parallel}R_{\parallel}$ se expresan en función de $f \cos i$, siendo f la frecuencia transmitida e i el ángulo de incidencia ionosférica. Las curvas representan las condiciones normales nocturnas en todas las estaciones y diurnas durante el invierno y el verano del año. Basándose en los resultados facilitados en numerosos informes, se indican los valores medidos en la incidencia vertical y oblicua.

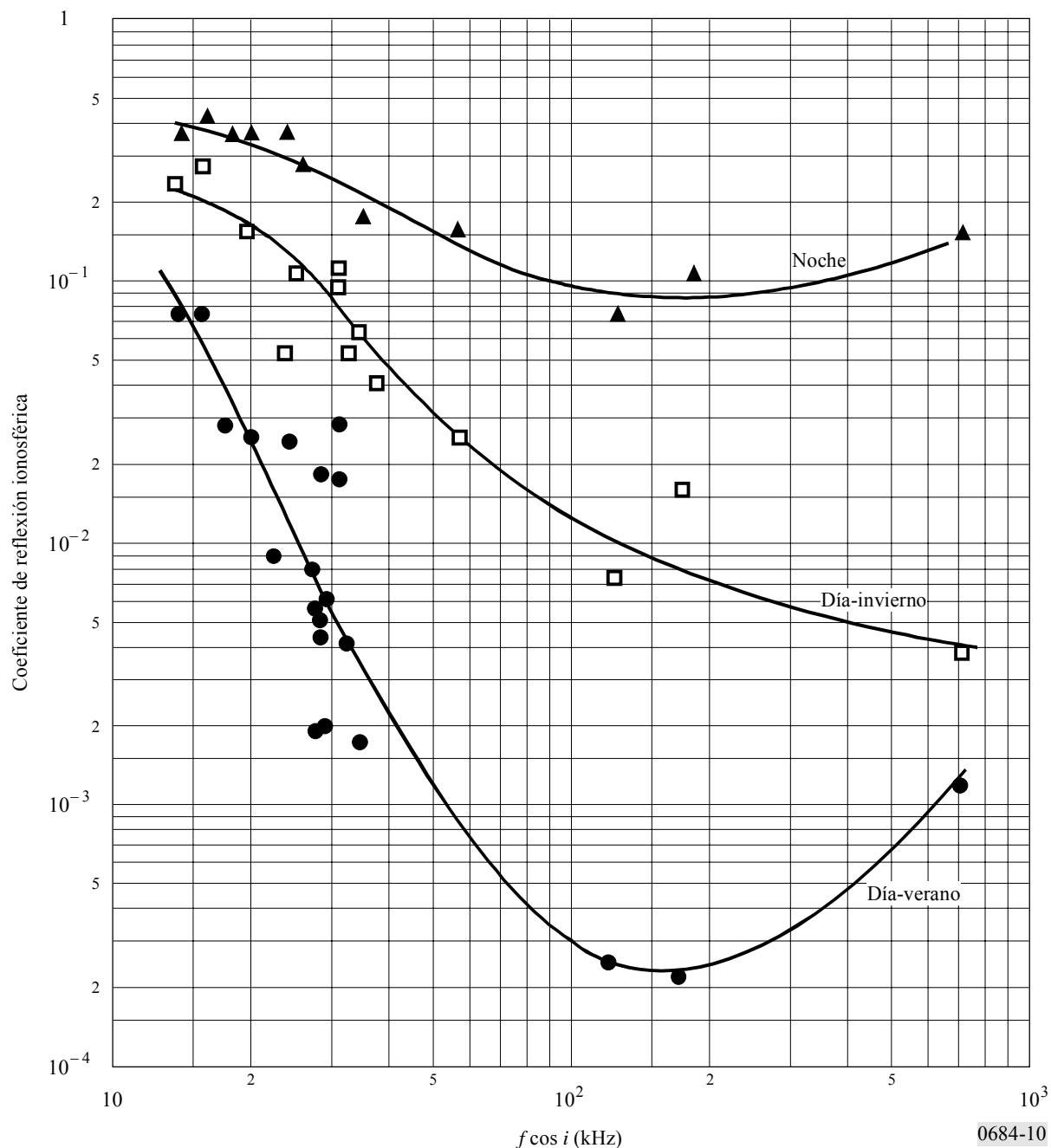
En todos los casos se han modificado, cuando ha sido necesario, los datos de coeficientes de reflexión ionosférica indicados en las diversas referencias mencionadas, para tener en cuenta el enfoque ionosférico, los factores de la antena, etc., a fin de que los resultados de las mediciones sean coherentes con la técnica de análisis aquí indicada.

Sin embargo, no siempre puede utilizarse en el cálculo una «frecuencia efectiva» $f \cos i$, para la cual el coeficiente de reflexión es constante. Las curvas de la Fig. 10 se derivan de datos obtenidos para una incidencia abrupta ($d < 200$ km), y en incidencias más oblicuas ($d > 500$ km) es probable que el concepto de $f \cos i$ sea aproximadamente correcto para tales distancias. Para las distancias intermedias, sin embargo, es probable que el concepto de frecuencia efectiva de lugar a errores sustanciales en el coeficiente de reflexión, ya que en este caso el coeficiente de reflexión y la polarización de la onda cambian rápidamente con la distancia.

Aunque en las curvas de la Fig. 10 se han incorporado muchos datos que muestran que el coeficiente de reflexión ionosférica varía según la hora del día (a medianoche y a mediodía) y la estación, habrá que trabajar mucho más para establecer claramente cómo varían durante la época del ciclo de actividad solar. Es evidente que hay una variación en función del ciclo de actividad solar (véase la Fig. 11) ya que los coeficientes de reflexión son mayores en los años de máxima actividad solar en las ondas miramétricas, mientras que en las ondas hectométricas son menores. La interpretación física de este hecho es la siguiente: durante los años de máxima actividad solar, la base de la ionosfera es más baja y el gradiente de densidad electrónica es más abrupto que durante los años de mínima actividad solar. Así pues, las ondas miramétricas que se reflejan desde esta capa inferior se reflejan con más fuerza en los años de máxima actividad solar, mientras que las ondas hectométricas, que se reflejan por encima de esta capa interior, sufren una absorción mayor. Evidentemente, la transición entre coeficientes de reflexión mayores y menores se espera que esté en función de la frecuencia, de la hora del día, de la estación y de la época del ciclo de actividad solar; y puede esperarse una discontinuidad en la curva de coeficiente de reflexión-frecuencia, en

alguna frecuencia y hora particulares. Es evidente un cambio brusco en los valores de las frecuencias efectivas de 35 a 45 kHz en los datos del verano de los años de máxima actividad solar, pero esto no se manifiesta aquí en la presentación de los datos.

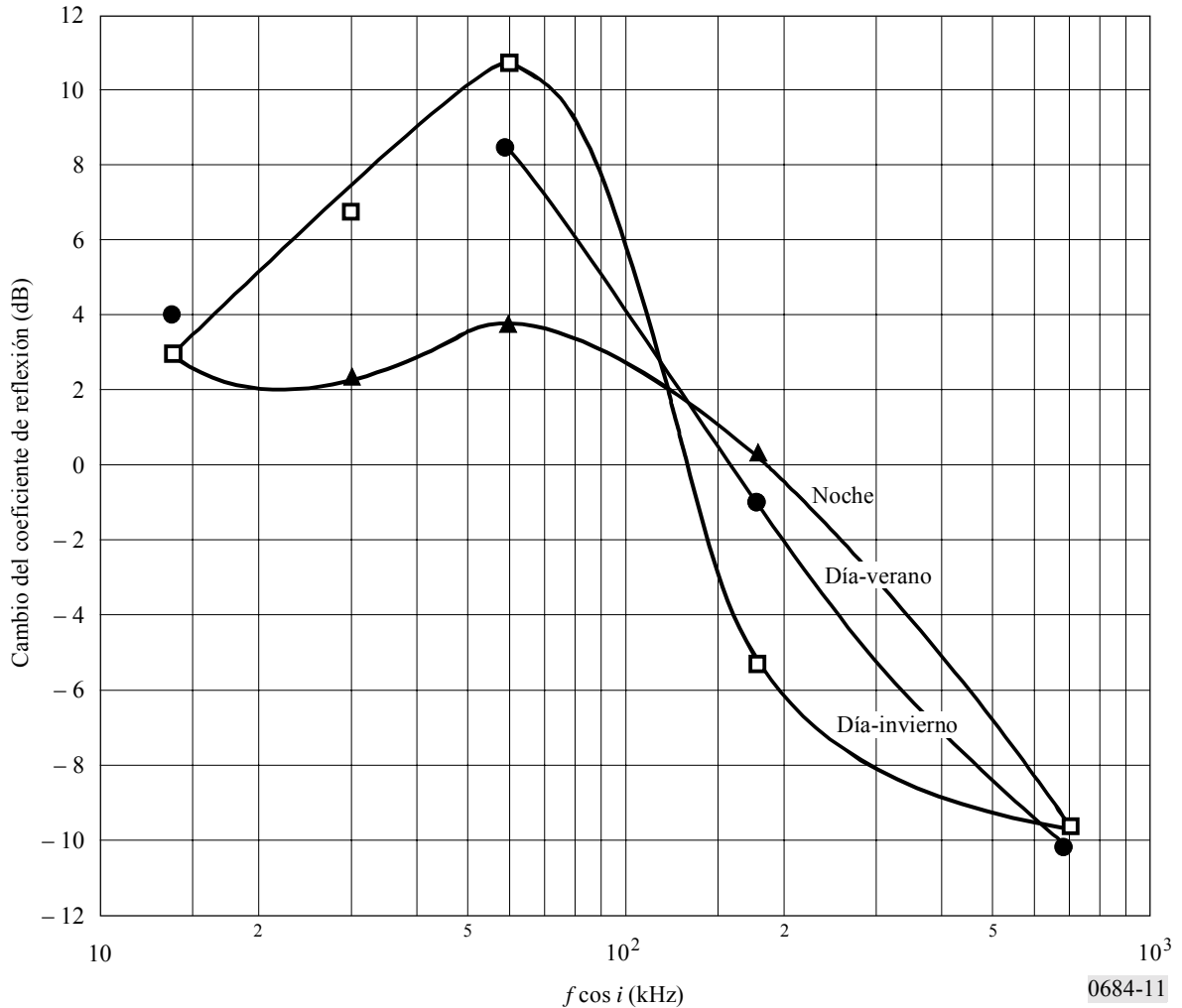
FIGURA 10
 Coeficiente de reflexión ionosférica – condiciones de actividad solar mínima



Hay que observar que la gama de frecuencias de la banda de radiodifusión en ondas hectométricas para propagación oblicua se sitúa en el intervalo de frecuencias efectivas en las que la reflectividad ionosférica varía en sentido opuesto a la actividad solar. Es decir, 1 600 kHz propagados por un trayecto de 1 500 km corresponden a una frecuencia efectiva, $f \cos i$, de 278 kHz; mientras que a 500 kHz la frecuencia efectiva es de 86 kHz. En el Anexo 1 aparece un ejemplo de cálculo por el método del trayecto de los rayos.

FIGURA 11

Cambio del coeficiente de reflexión (dB) desde el año de mínima hasta el de máxima actividad solar en función de la frecuencia efectiva y de la hora



3 Cálculo de la intensidad de campo mediante modos de guíaondas: Solución para la onda completa

En la propagación a grandes distancias de las ondas radioeléctricas decamétricas, miriámétricas y kilométricas, éstas se hallan confinadas dentro del espacio comprendido entre la Tierra y la ionosfera. Ese espacio actúa como un guíaondas y el «concepto de guíaondas» resulta aplicable para caracterizar los campos propagados en función de la distancia.

El método del modo de guíaondas obtiene la solución para la onda completa tratándose de un guíaondas que tenga las características siguientes:

- distribución arbitraria de la densidad de electrones e iones y de la frecuencia de colisión (con la altura); y
- un límite inferior constituido por una tierra homogénea uniforme caracterizada por una conductividad de la superficie y una constante dieléctrica ajustables. Este método también tiene en cuenta la curvatura de la Tierra, la inhomogeneidad ionosférica y la anisotropía (resultante del campo magnético de la Tierra).

Se considera que la energía contenida dentro del guíaondas se reparte entre una serie de modos. Cada modo representa una condición resonante, es decir que, para un conjunto discreto de ángulos de incidencia de las ondas en la ionosfera, se produce la resonancia y la energía se propaga alejándose de la fuente. Los ángulos complejos (θ) en que esto ocurre se denominan ángulos propios (o «modos»). Pueden obtenerse por los procedimientos de «onda completa» descritos en los § 3.1 y 3.2 resolviendo la ecuación determinante (es decir, la ecuación modal):

$$F(\theta) = |R_d(\theta) \bar{R}_d(\theta) - 1| = 0 \quad (6)$$

donde:

$$R_d(\theta) = \begin{bmatrix} {}_{\parallel}R_{\parallel d}(\theta) & {}_{\perp}R_{\parallel d}(\theta) \\ {}_{\parallel}R_{\perp d}(\theta) & {}_{\perp}R_{\perp d}(\theta) \end{bmatrix} \quad (7)$$

es la matriz compleja del coeficiente de reflexión ionosférica en dirección ascendente hacia la ionosfera desde la altura « d » y:

$$\bar{R}_d(\theta) = \begin{bmatrix} {}_{\parallel}\bar{R}_{\parallel d}(\theta) & 0 \\ 0 & {}_{\perp}\bar{R}_{\perp d}(\theta) \end{bmatrix} \quad (8)$$

es la matriz compleja de reflexión en dirección descendente desde la altura « d » hacia el suelo.

La notación \parallel para R y \bar{R} denota la polarización vertical, en tanto que la notación \perp denota la polarización horizontal. El primer subíndice de R se refiere a la polarización de la onda incidente y el segundo a la polarización de la onda reflejada.

Los términos de las ecuaciones (7) y (8) son:

- ${}_{\parallel}R_{\parallel}$: relación entre el campo reflejado en el plano de incidencia y el campo incidente en el mismo plano
- ${}_{\perp}R_{\perp}$: relación entre el campo reflejado perpendicular al plano de incidencia y el campo incidente perpendicular al plano de incidencia
- ${}_{\parallel}R_{\perp}$: relación entre el campo reflejado perpendicular al plano de incidencia y el campo incidente en el plano de incidencia
- ${}_{\perp}R_{\parallel}$: relación entre el campo reflejado en el plano de incidencia y el campo incidente perpendicular al plano de incidencia.

La matriz de reflexión ionosférica R_d (ecuación (7)) a la altura d se obtiene por integración numérica de las ecuaciones diferenciales formuladas por Budden («The waveguide theory of wave propagation» Logos Press, Londres, 1961). Las ecuaciones diferenciales se integran mediante el método de Runge-Kutta, empezando en una altura por encima de la cual se da por supuesto que hay una reflexión despreciable. La condición inicial para la integración, es decir, el primer valor de R , será el valor de R correspondiente a una ionosfera de límite brusco por encima de los perfiles de densidad de electrones y de la frecuencia de colisión que se hayan determinado. El término R_d en términos de soluciones de la ecuación de Stokes y de sus derivados.

La ecuación modal, o sea la ecuación (6), puede resolverse para tantos modos (ángulos propios, θ_n) como se desee. A partir del conjunto de valores θ obtenidos así se pueden calcular los parámetros de propagación siguientes: índice de atenuación, velocidad de fase y amplitud y fase del factor de excitación. Dichos parámetros se utilizan luego en una suma modal con objeto de calcular el campo total así como la amplitud y la fase en un punto distante.

En muchos casos cabe considerar que el guíaondas Tierra-ionosfera tiene propiedades de propagación constantes a lo largo del trayecto de transmisión. Los cálculos de la suma modal hechos en esos casos se denominan horizontalmente homogéneos. Tratándose de propagación a gran distancia, empero, no sería realista suponer que los parámetros del guíaondas serán siempre constantes a lo largo de todo el trayecto. Por ejemplo, la dirección e intensidad del campo magnético de la Tierra variarán, y podrá haber discontinuidades en el borde inferior del guíaondas debido a la presencia de cambios de la conductividad del suelo relacionados con los diversos límites tierra-mar y con los casquetes polares de hielo. La conductividad ionosférica varía asimismo con la hora del día, la estación del año y la presencia de la línea del orto o del ocaso del Sol a lo largo del trayecto de propagación.

Esos tipos de discontinuidad son los que causan cambios discretos en el guíaondas. En esos casos es preciso tener en cuenta los efectos de la conversión de modos en la discontinuidad. La conversión de modos significa que un modo que se propaga en una región del guíaondas producirá dos o más modos en la otra sección del guíaondas, que se propagarán entonces hacia el receptor.

3.1 Matriz de reflexión ionosférica $R(\theta)$

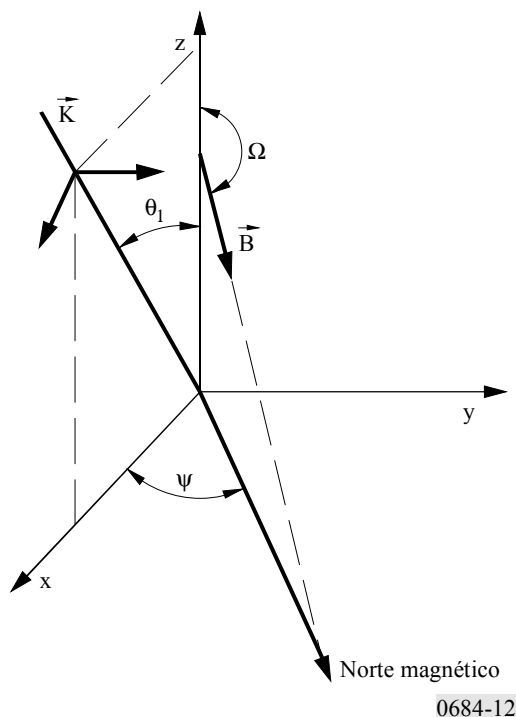
Un paso esencial en la determinación de las constantes de los modos examinadas en el punto anterior es la evaluación de la matriz de reflexión, R , para una ionosfera anisótropa verticalmente inhomogénea. Ello se hace mediante una integración numérica de las ecuaciones diferenciales formuladas por Budden.

El sistema de coordenadas elegido es tal que la dirección de z se considerará positiva al entrar en la ionosfera. La x positiva es la dirección de propagación y la y es normal respecto del plano de propagación.

La geometría se muestra en la Fig. 12, en la que una onda plana incide en la ionosfera desde abajo, formando el vector de onda \vec{K} en el plano x - z (plano de incidencia) un ángulo de incidencia θ_1 con la vertical (eje- z). Otras variables identificadas en la Figura son Ω , que es el ángulo del campo geomagnético medido a partir de la vertical ($90^\circ < \Omega \leq 180^\circ$ en el caso del Hemisferio Norte), y ψ , el acimut de propagación (al Este del Norte magnético). El vector \vec{B} es la densidad de flujo magnético de la Tierra.

Las ecuaciones diferenciales se integran mediante el método de Runge-Kutta, empezando en una altura por encima de la cual se da por supuesto que hay una reflexión despreciable. El valor de R es el valor de R correspondiente a una ionosfera homogénea de límite brusco, caracterizada por los parámetros en la parte superior de los perfiles dados de electrones o de iones y de la frecuencia de colisión. El control de errores en la integración Runge-Kutta se hace comparando en cada paso los incrementos en los elementos de R calculados según el método de Runge-Kutta de cuarto orden con los calculados mediante un paso de integración de segundo orden. La integración se hace desde una altura inicial hasta la altura d , definiéndose d en la ecuación (6). Sólo hay necesidad de elegir una altura d suficientemente baja en la ionosfera para que los efectos ionosféricos sean pequeños en comparación con los efectos de la curvatura de la Tierra y se incluye introduciendo una permitividad modificada que varía linealmente en función de la altura.

FIGURA 12
Geometría de propagación de las ondas



3.2 Matriz de reflexión en el suelo $\bar{R}_d(\theta)$

La matriz del coeficiente de reflexión en el suelo, \bar{R}_d , dada por la ecuación (8), se determina en términos de soluciones independientes h_1 y h_2 de la ecuación de Stokes:

$$\frac{d^2 h_{1,2}}{dz^2} + z h_{1,2} = 0 \quad (9)$$

donde las funciones h_1 y h_2 son las funciones modificadas de Hankel de orden 1/3 (que están linealmente relacionadas con las funciones de Airy).

3.3 Método de cálculo de los modos («MODESRCH»)

La teoría de los guiondas trata el campo como si estuviera compuesto de una o más familias discretas (modos) de ondas planas limitadas al guiondas Tierra-ionosfera. El objetivo principal consiste en hallar soluciones a la ecuación (6) para los ángulos propios θ_n . Con este objeto se utiliza un método denominado «MODESRCH».

El método «MODESRCH», desarrollado primeramente para la propagación de las ondas miriamétricas y kilométricas inferiores (10 kHz a unos 60 kHz) en los guiondas Tierra-espacio calcula todos los modos en cualquier región rectangular físicamente importante del espacio complejo de ángulo propio (θ_n). El método calcula también el modo simple necesario para la propagación de las ondas decamiriamétricas. El procedimiento se basa en una teoría de variables complejas. La ecuación modal, esto es, la ecuación (6), se resuelve para todos los ángulos propios importantes, θ_n , para la serie dada de parámetros Tierra-ionosfera y para la frecuencia de propagación. El cálculo de los ángulos propios se basa en el hecho de que las líneas de fase constante para cualquier función compleja, $F(\theta)$, pueden ser discontinuas sólo en los puntos en

donde $F(\theta) = 0$ o $F(\theta) \rightarrow \infty$. Para simplificar el problema del cálculo de los valores de θ_n , la función $F(\theta)$ se modifica de modo que no contenga polos y sólo se toma en consideración $F(\theta) = 0$. Una solución de $F(\theta) = 0$ se indica por θ_0 , esto es, θ_0 es un nulo de $F(\theta) = 0$.

En el supuesto de:

$$F(\theta) = F_R(\theta_r, \theta_i) + j F_I(\theta_r, \theta_i) = \text{Re}(F) + j \text{Im}(F) \quad (10)$$

donde:

$$\theta = \theta_r + j \theta_i \quad (11)$$

También,

$$F(\theta) = \left[(F_R(\theta_r, \theta_i))^2 + (F_I(\theta_r, \theta_i))^2 \right]^{1/2} e^{j\theta} \quad (12)$$

donde:

$$\varphi = \text{tg}^{-1} \left[\frac{F_I(\theta_r, \theta_i)}{F_R(\theta_r, \theta_i)} \right] \quad (13)$$

y

$F_R(\theta)$: parte real de la función compleja $F(\theta)$

$F_I(\theta)$: parte imaginaria de la función compleja $F(\theta)$

θ_r : parte real del ángulo complejo θ

θ_i : parte imaginaria del ángulo complejo θ .

Partiendo de la ecuación (13), si suponemos que:

$\varphi = 0^\circ$ (o 180°), esto implica que

$$F_I(\theta_r, \theta_i) = 0$$

Igualmente, si suponemos que:

$\varphi = 90^\circ$ (o 270°), esto implica que

$$F_R(\theta_r, \theta_i) = 0$$

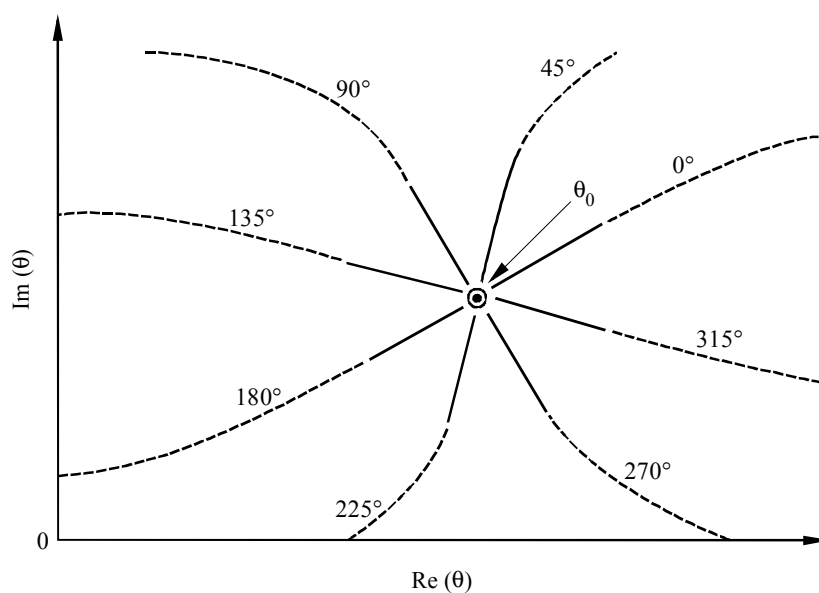
Ello conduce al diagrama de fase de la Fig. 13. Una serie de líneas de fase constante, llamadas contornos de fase, que van de 0 a 2π rad, parten radialmente (líneas continuas) de un simple cero. Las líneas discontinuas muestran el posible comportamiento del contorno de fase en la región situada más allá de las cercanías de θ_0 , con objeto de subrayar que en esta región los contornos de fase son en general no radiales. Teniendo en cuenta el comportamiento de fase cerca de un cero de $F(\theta)$, es útil desde el punto de vista conceptual definir un cero de $F(\theta)$ como «fuente» de una serie de contornos de fase.

En la Fig. 14 se ilustran algunos elementos fundamentales del procedimiento para hallar los ceros de la función $F(\theta)$. Se coloca un rectángulo de búsqueda en alguna región del plano complejo. El rectángulo de búsqueda se divide en una rejilla de cuadrados de malla, cuyos ángulos se denominarán puntos de malla. El tamaño del cuadrado de malla es facultativo y se selecciona habitualmente conforme al espaciamiento previsto de los ceros. Si $F(\theta)$ no tiene polos, esto implica que la línea de cualquier valor particular de fase constante $\varphi = \varphi_c$, que radia a partir de un nulo de $F(\theta)$, debe cruzar un contorno cerrado que contiene ese nulo por lo menos una vez. Por otra parte, ningún otro nulo de $F(\theta)$ puede hallarse en esta línea de fase. Igualmente, las líneas de fase constante alrededor de $F(\theta) = 0$ progresan sólo en sentido contrario al de las agujas del reloj. Una

línea de fase constante (por ejemplo, $\phi = \phi_c$) que cruza el contorno puede seguirse hacia adentro hasta que llega a un nulo de $F(\theta)$ o hasta que la línea alcanza de nuevo el contorno. Comenzando en el ángulo superior izquierdo del rectángulo de búsqueda, una búsqueda de los límites para los contornos de fase a 0° y 180° se efectúa en sentido contrario al de las agujas del reloj. Así sucedería con cualquier contorno de fase; sin embargo, se eligen los contornos de fase a 0° y 180° porque matemáticamente se localizan fácilmente, al realizarse cuando $\text{Im}(F) = 0$. La búsqueda se efectúa calculando $F(\theta)$ en los puntos de malla a lo largo de los límites del rectángulo de búsqueda. Cuando cambia el signo de $\text{Im}(F)$, ello indica que se acaba de pasar un contorno de fase a 0° ó 180° (puntos A, D y G). Una vez localizado uno de estos dos contornos de fase, la búsqueda de límites se interrumpe temporalmente mientras se traza el contorno de fase a 0° ó 180° en el interior del rectángulo de búsqueda por inspección de $\text{Im} F(\theta)$ en los ángulos de los cuadrados de malla (inspección en sentido contrario al de las agujas del reloj que comienza en el ángulo superior izquierdo de cada cuadrado de malla). El contorno de fase se sigue hasta que se descubre un nulo de $F(\theta)$ (puntos B y E) o hasta que se encuentra el límite del rectángulo de búsqueda (como sería el caso para el contorno de fase comprendido entre G y H); siempre se producirá uno de estos dos sucesos si no existen polos en el interior del ángulo de búsqueda. Cuando se localiza un nulo, su emplazamiento queda preservado. Entonces se traza el contorno de fase a partir del lado opuesto al nulo, experimentando un cambio de fase de 180° (véase la Fig. 13), hasta que se encuentra de nuevo el límite del rectángulo de búsqueda (puntos C y F). Cuando existe el contorno de fase en el límite de búsqueda, como sucede en los puntos C, F, o H, se marca el cuadrado de malla que contiene este suceso para evitar que se siga de nuevo ese contorno de fase particular en un momento ulterior en el curso de la búsqueda del límite. También en ese punto (punto C, F o H) se detiene el trazado del contorno de fase y se reanuda la búsqueda del límite en el punto en el que se encuentra la última línea de fase a 0° ó 180° (por ejemplo, puntos A, D o G). Una vez inspeccionado todo el límite del rectángulo de fase, se habrán hallado todos los nulos de la función $F(\theta)$, situados dentro del rectángulo de búsqueda.

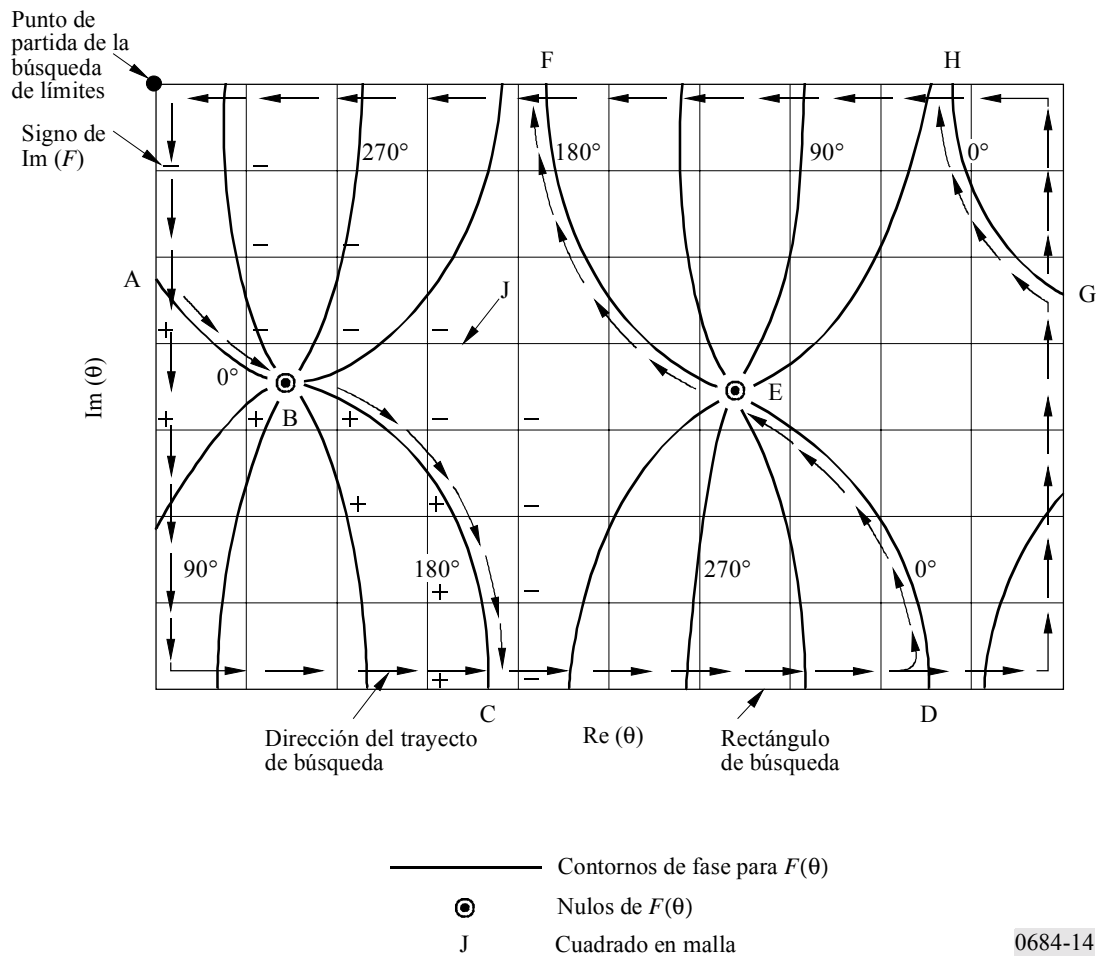
FIGURA 13

Comportamiento del contorno de fase alrededor de un nulo de $F(\theta)$



— Contorno de fase en la proximidad de θ_0
 - - - Contorno de fase más allá de la proximidad de θ_0

FIGURA 14

Método para hallar los modos para la función $F(\theta)$ 

0684-14

La ubicación de un nulo es evidenciada por la intersección de los contornos de fase (véase la Fig. 13). Por lo tanto, la intersección de los contornos de fase a 0° ó 180° con cualquier otro contorno de fase sitúa un nulo de $F(\theta)$. El otro contorno de fase elegido para esta finalidad es el contorno de fase a 90° ó 270° , elegido también por la simplicidad, pues estos contornos se reconocen fácilmente al aparecer cuando $\text{Re}(F) = 0$. Mientras se está trazando el contorno de fase a 0° ó 180° , se examina también $\text{Re}(F)$ en los ángulos de cada cuadrado de malla para localizar un cambio de signo de $\text{Re}(F)$ que indica que un contorno de fase a 90° ó 270° ha entrado en el cuadrado de malla. Este suceso indica que un nulo se encuentra probablemente dentro de este cuadrado de malla o quizás dentro de un cuadrado de malla adyacente. En cuanto se sabe que un cuadrado de malla contiene un nulo, se obtiene su localización más precisa mediante un esquema de interpolación que emplea la magnitud y la fase de la función $F(\theta)$. Después de esto, una iteración de Newton-Raphson señala la ubicación del nulo.

El procedimiento de Newton-Raphson consiste en utilizar cada una de las soluciones de ángulos propios, θ_n , obtenidas a partir de la rejilla «MODESRCH» como una solución de partida θ_0 a la ecuación (6), donde $F(\theta) = 0$. La función se calcula entonces de nuevo para $\theta_0 + \delta\theta$ y la corrección a θ_0 se obtiene a partir de la ecuación:

$$\Delta\theta = \frac{F(\theta_0) \delta\theta}{F(\theta_0 + \delta\theta) - F(\theta_0)} \quad (14)$$

La corrección determinada por la ecuación (14) se calcula entonces y el proceso se repite hasta que las cantidades $|\Delta\theta_r|$ y $|\Delta\theta_i|$ quedan reducidas a valores comprendidos dentro de la tolerancia preasignada. Los subíndices r e i señalan las partes real e imaginaria, respectivamente.

4 Cálculo de la intensidad de campo

4.1 Parámetros necesarios

Conocidos los ángulos propios θ_n , se pueden calcular fácilmente las siguientes magnitudes de interés físico:

$$\text{Velocidad en el suelo: } V = \frac{c}{K (\text{sen } \theta_n)_r} \quad (15)$$

$$\text{Constante de atenuación en el suelo (dB/Mm): } \Gamma = -8,6859 k K (\text{sen } \theta_n)_i \quad (16)$$

en donde:

$$\text{Velocidad de la luz en el vacío: } c = 2,997928 \times 10^5 \text{ km/s}$$

$$K = \left(1 + \frac{\alpha h}{2}\right) \quad (17)$$

$$\alpha = 2/a = 3,14 \times 10^{-4} / \text{km} \quad (18)$$

Si se utiliza la configuración geométrica de la Fig. 12, la dirección de estratificación es la dirección z y la dirección de propagación se sitúa en el plano x - z . Se considera que la dirección de entrada de z en la ionosfera es positiva. La dirección de propagación, x es positiva, e y es normal al plano de propagación. Por consiguiente, los campos no presentan dependencia alguna con respecto a y , pero sí una dependencia con respecto a x de la forma $\exp(-ik \text{sen } \theta_x)$, siendo k la magnitud del vector de propagación en el espacio libre y θ el ángulo entre la dirección del vector de propagación y la dirección z en un punto del medio estratificado en que el índice de refracción modificado corresponde a la unidad. Se considera que todos los valores de los campos presentan una dependencia con respecto a $\exp(i\omega t)$, siendo ω la frecuencia angular.

El factor de excitación modal y las funciones de ganancia de altura modales son dos parámetros necesarios para calcular las intensidades de los campos eléctricos. Las fórmulas relativas al factor de excitación se resumen en el Cuadro 2. Los encabezamientos de las columnas se aplican solamente a la excitación de las componentes de los campos eléctricos E_z , E_y , y E_x y los de las filas se aplican a la excitación por un dipolo vertical (λ_V), un dipolo horizontal de radiación longitudinal (λ_E) y un dipolo horizontal de radiación transversal (λ_B).

CUADRO 2

Factores de excitación

Componente del campo	E_z	E_y	E_x
Excitador			
λ_V	$B_1 \frac{(1 + \bar{R}_{\parallel})^2 (1 - \bar{R}_{\perp} \bar{R}_{\perp})}{\bar{R}_{\parallel} D_{11}}$	$\frac{-B_1}{S} \frac{\bar{R}_{\perp} (1 + \bar{R}_{\parallel}) (1 + \bar{R}_{\perp})}{D_{12}}$	$\frac{B_1}{S} \frac{(1 + \bar{R}_{\parallel})^2 (1 - \bar{R}_{\perp} \bar{R}_{\perp})}{\bar{R}_{\parallel} D_{11}}$
λ_E	$B_2 \frac{(1 + \bar{R}_{\parallel})^2 (1 - \bar{R}_{\perp} \bar{R}_{\perp})}{\bar{R}_{\parallel} D_{11}}$	$\frac{-B_2}{S} \frac{\bar{R}_{\perp} (1 + \bar{R}_{\parallel}) (1 + \bar{R}_{\perp})}{D_{12}}$	$\frac{B_2}{S} \frac{(1 + \bar{R}_{\parallel})^2 (1 - \bar{R}_{\perp} \bar{R}_{\perp})}{\bar{R}_{\parallel} D_{11}}$
λ_B	$B_2 \frac{\bar{R}_{\perp} (1 + \bar{R}_{\perp}) (1 + \bar{R}_{\parallel})}{D_{12}}$	$\frac{-B_2}{S} \frac{(1 + \bar{R}_{\perp})^2 (1 - \bar{R}_{\parallel} \bar{R}_{\parallel})}{\bar{R}_{\perp} D_{22}}$	$\frac{B_2}{S} \frac{\bar{R}_{\perp} (1 + \bar{R}_{\perp}) (1 + \bar{R}_{\parallel})}{D_{12}}$

Los términos R y \bar{R} representan, respectivamente, los elementos de la matriz de reflexión orientados hacia la ionosfera y hacia el suelo a partir del mismo nivel d dentro de la guía. B_1 y B_2 se obtienen mediante las fórmulas:

$$B_1 = \frac{S^{5/2}}{\left. \frac{\partial F}{\partial \theta} \right|_{\theta = \theta_n}} \quad B_2 = -\frac{B_1}{S} \quad (19)$$

en donde S es el seno del ángulo propio y el denominador es la derivada de la ecuación modal en el ángulo propio, θ_n .

Los factores de excitación deben complementarse con las definiciones de las ganancias de altura.

Los cálculos de la intensidad de campo se pueden efectuar para excitadores de dipolo eléctrico de orientación arbitraria ubicados a cualquier altura dentro de la guía. De ahí que puedan tratarse todos los problemas de propagación de ondas miriamétricas/kilométricas, aire-aire, suelo-aire o aire-suelo en los que intervenga un canal de guíaondas que no sea homogéneo en el plano horizontal. La Fig. 15 muestra la orientación del dipolo con relación a la geometría de propagación, en la que el eje z es siempre normal a la superficie curvada de la Tierra. Los ángulos γ y ϕ dan la medida de la orientación del transmisor con relación al sistema de coordenadas x, y, z .

Según la Fig. 15, $\gamma = 0^\circ$ representa la excitación de un dipolo vertical, en tanto que $\gamma = 90^\circ$ indica la excitación de un dipolo horizontal. Además ϕ es el ángulo entre la dirección del dipolo horizontal y la dirección de propagación. De forma explícita, $\phi = 0$ representa la radiación longitudinal y $\phi = 90^\circ$ la radiación transversal.

4.2 Sumas de modo WKB y homogéneo en el plano horizontal

Además de la falta de homogeneidad vertical de la ionosfera, es posible que la guía no sea homogénea en el plano horizontal. En particular, la variabilidad de las constantes de propagación a lo largo del trayecto de círculo máximo puede ser el resultado de la variabilidad horizontal de la ionosfera, de la variabilidad de la conductividad y/o permitividad del suelo, así como de variaciones en la intensidad de campo geomagnética o en la orientación. En los casos en que el guíaondas Tierra-ionosfera no se puede considerar como homogéneo horizontalmente a lo largo del trayecto de propagación, se utiliza el modo de suma de forma WKB. Este modelo es preciso cuando los cambios en los parámetros modales son suficientemente graduales a lo largo del trayecto.

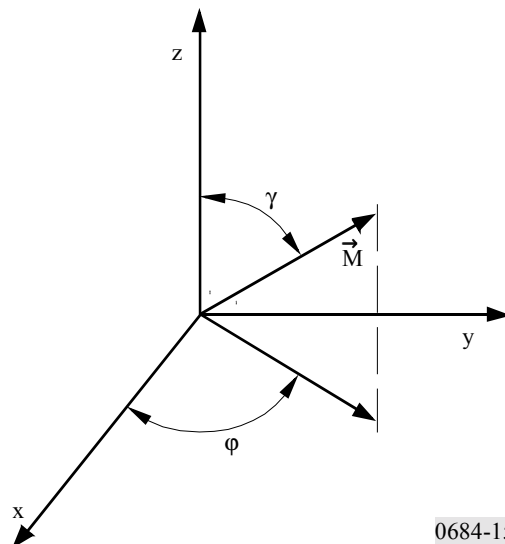
En términos de los factores de excitación y ganancias de altura, las ecuaciones de suma de modo WKB pueden expresarse como una función de la distancia de propagación.

Si se puede considerar que el trayecto de propagación es homogéneo horizontalmente en toda su longitud, la ecuación se simplifica mucho:

$$\left(\lambda \frac{T}{V} = \lambda \frac{T}{V}\right), \left(\lambda \frac{T}{B} = \lambda \frac{R}{B}\right) \text{ y } \left(\lambda \frac{T}{E} = \lambda \frac{R}{E}\right). \quad \text{También } \left(\bar{S} \frac{T}{n} = \bar{S} \frac{R}{n}\right) \quad (20)$$

y puede utilizarse para calcular los campos en propagación multimodo en ondas miriamétricas y kilométricas. Estas ecuaciones también se pueden utilizar para las bandas de ondas decamiriamétricas pero, teniendo en cuenta los reducidos índices de atenuación que prevalecen en la parte inferior de esta banda, se pueden producir interferencias significativas entre las señales de los trayectos largo y corto.

FIGURA 15
Orientación del dipolo \vec{M} dentro del guiaondas,
siendo γ la inclinación y ϕ la orientación acimutal



0684-15

4.3 Sumas de modo utilizando la conversión de modo

Para las condiciones de propagación en que no se puede considerar que las propiedades del guiaondas Tierra-ionosfera varíen lentamente, se utilizan técnicas de conversión de modo. Los ejemplos, en los que se requieren procedimientos de conversión de modo para calcular las intensidades de campo, corresponden a transmisiones a través de la línea divisoria entre el día y la noche o cuando en el trayecto de propagación se producen grandes cambios en la conductividad del suelo, como en la transición de tierra a mar. El modelo de conversión de modo permite un número y orden de modos arbitrarios a cada lado de la discontinuidad del guiaondas. Este modelo permite asimismo calcular la componente horizontal, así como la vertical, del campo eléctrico en una altura arbitraria del guiaondas.

El programa de conversión de modo (ver referencias dadas en AGARDograph No. 326, ed. J.H. Richter, págs. 40-62, 1990) está basado en el modelo de franjas que se muestra en la Fig. 16. Se supone que no hay variación en la dirección y, haciéndose también caso omiso de la reflexión producida por la no homogeneidad horizontal. A base de estos supuestos, y partiendo de la hipótesis de una onda de amplitud unidad en modo k que incide en la región del transmisor (franja NTR), el

coeficiente a_k^p de conversión de modo generalizado para la franja número p asociada con la conversión del modo k al modo j , expresado en términos de los coeficientes correspondientes a la franja $(p + 1)$, se puede expresar como sigue:

$$\sum_{j=1}^j a_{ik}^p I_{n,j}^{p,p} = I_{n,k}^{p,p+1} \quad \text{para } p = NTR - 1 \quad (21)$$

$$= \sum_{j=1}^j a_{jk}^{p+1} \left[-ik S_j^{p+1} (x_p - x_{p+1}) \right] I_{n,k}^{p,p+1} \quad \text{para } 1 \leq p < NTR - 1$$

donde:

$$i = (-1)^{1/2}$$

k : número de la onda en el espacio libre

S_j : seno del ángulo propio número j para la franja número p

j : número total de modos que se suponen importantes en las determinaciones del campo total.

Para la solución del sistema de ecuaciones (21) es crítica la evaluación de la integral:

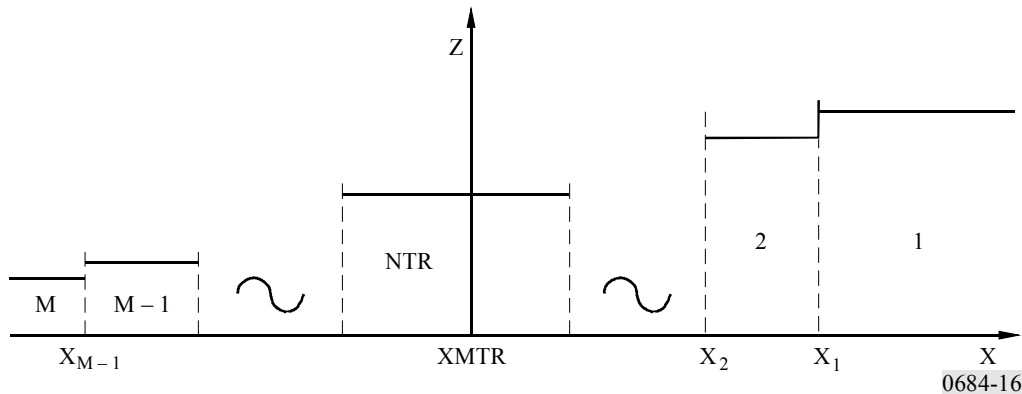
$$I_{j,k}^{m,p} = \int_{-\infty}^{\infty} A_j^{mt} \cdot G_k^p dz \quad (22)$$

donde t denota el adjunto y G^p es una matriz de columna de cuatro elementos de las ganancias de altura para los componentes y y z de la intensidad de campo eléctrico y magnético del modo número k en la franja número p .

El término A_j^m es una matriz de columna de cuatro elementos de las ganancias de altura para un guíaondas adjunto apropiado.

FIGURA 16

Modelo de conversión de modos



Al igual que en el caso del procedimiento de la suma de modos WKB, los cálculos de la intensidad de campo pueden aplicarse a excitadores de dipolo eléctrico con cualquier orientación situados a cualquier altura dentro de la guía. Ello permite tratar los problemas de propagación aire-aire,

tierra-aire o aire-tierra de las ondas miramétricas y kilométricas en un canal de guíaonda inhomogéneo en el plano horizontal.

El procedimiento de conversión de modos ofrece dos posibilidades distintas. Una consiste en calcular el campo (amplitud y fase) en función de la distancia, para una ubicación fija de la inhomogeneidad horizontal. La segunda consiste en calcular el campo en un punto de recepción determinado a lo largo de un trayecto de círculo máximo en función de la posición de la inhomogeneidad horizontal (esta posibilidad sólo se da si la conductividad del suelo y los parámetros geomagnéticos son invariables a lo largo del trayecto). La amplitud se expresa en dB por encima de un microvoltio por metro para un radiador de un kilovatio, y la fase en grados con relación al espacio libre.

4.4 Parámetros ionosféricos

Los parámetros ionosféricos necesarios para calcular los valores de intensidad de campo en ondas de 3 a 3000 Hz, miramétricas y hectométricas son los perfiles siguientes, que son función de la altura ionosférica Z : perfil de densidad de electrones, perfiles de densidad de iones (positivos y negativos), perfil de la frecuencia de colisión entre partículas neutras y electrones, y perfiles de la frecuencia de colisión entre partículas neutras e iones (positivos y negativos).

Un parámetro adecuado, basado en los perfiles anteriores, es la conductividad ionosférica ω_r , que es función de la altura Z . Este parámetro viene dado por:

$$\omega_r(Z) = \frac{\omega_p^2(Z)}{\nu(Z)} = \frac{q^2}{\epsilon_0} \left[\frac{N_e(Z)}{m_e \nu_e(Z)} + \frac{N_+(Z)}{m_+ \nu_+(Z)} + \frac{N_-(Z)}{m_- \nu_-(Z)} \right] \quad (23)$$

donde:

- $\omega_p(Z)$: frecuencia del plasma
- q : carga de electrones
- ϵ_0 : permitividad del espacio libre
- ν_e : frecuencia de colisión entre electrones y partículas neutras (s^{-1})
- ν_+ : frecuencia de colisión entre iones positivos y partículas neutras (s^{-1})
- ν_- : frecuencia de colisión entre iones negativos y partículas neutras (s^{-1})
- N_e : densidad de electrones (cm^{-3})
- N_+ : densidad de iones positivos (cm^{-3})
- N_- : densidad de iones negativos (cm^{-3})
- m_e : masa del electrón
- m_+ : masa de los iones positivos
- m_- : masa de los iones negativos.

En la mayoría de los casos de propagación en ondas miramétricas o kilométricas, sólo es necesario considerar el perfil de densidad de electrones y el perfil de la frecuencia de colisión entre electrones y partículas neutras. En este caso el parámetro de conductividad $\omega_r(Z)$ puede considerarse de la forma exponencial:

$$\omega_r(Z) = \omega_0 \exp [\beta (Z - H')] \quad (24)$$

donde:

- β : parámetro de gradiente en unidades de altura inversa
- H' : altura de referencia.

Los parámetros ionosféricos necesarios como entradas para los programas de computador multimodos son, pues, el perfil de densidad de electrones y el perfil de la frecuencia efectiva de colisión entre electrones y partículas neutras. A estos términos puede asignárseles relaciones exponenciales en función de la altura y son identificados por los términos β (km^{-1}) y H' (km).

El valor de la densidad de electrones $N(Z)$ (el/cm^3) se calcula en función de la altura Z (km) mediante la ecuación:

$$N(Z) = \{1,43 \times 10^7 \times \exp(-0,15 H')\} \{ \exp(\beta - 0,15)(Z - H') \} \quad \text{él}/\text{cm}^3 \quad (25)$$

El perfil de la frecuencia de colisión para los cálculos es:

$$\nu(Z) = \nu_0 \exp(-\alpha Z) \quad (26)$$

donde:

Z : altura (km)

ν_0 : $1,82 \times 10^{11}$ colisiones/s

α : $0,15 \text{ km}^{-1}$.

Esta combinación entre la densidad de electrones y la frecuencia de colisión da un perfil de conductividad ionosférica que se expresa por:

$$\omega_r(Z) = 2,5 \times 10^5 \exp[\beta(Z - H')] \quad (27)$$

La utilidad de este sencillo modelo ionosférico radica en su facilidad de aplicación y en su eficacia para el modelado de datos medidos experimentalmente. Los valores de los parámetros β y H' se determinan comparando los datos medidos con los cálculos teóricos, y ajustando los parámetros de estos últimos hasta que se obtiene una concordancia aceptable. El método más directo de comparación se obtiene cuando los datos medidos se recogen en numerosos puntos a lo largo de un trayecto de propagación de círculo máximo que incluye el transmisor. La manera más fácil de recoger dichos datos es a bordo de una aeronave.

En general, los modelos ionosféricos determinados a partir del procedimiento expuesto anteriormente representan la ionosfera media, puesto que el establecimiento de modelos supone que la ionosfera estaba estática durante cualquier periodo del vuelo de la aeronave. Con el procedimiento de ajuste de datos se trata de hallar un esquema calculado de amplitud en función de la distancia que concuerde con el esquema a gran escala de los datos medidos. De este modo se promedian muchas variaciones pequeñas de amplitud. Es posible que puedan hallarse perfiles de formas más complejas que la exponencial para producir un ajuste mejor a los datos medido en algunos casos, pero como los trayectos de propagación considerados son bastante largos, todos los perfiles determinados para producir un mejor ajuste a los datos son realmente perfiles medios para el trayecto total.

Del análisis de los datos medidos disponibles se desprende que es conveniente utilizar los siguientes parámetros para las predicciones en ondas miriámétricas y kilométricas. Para el día, $\beta = 0,3$ y $H' = 74$, para todas las latitudes y todas las estaciones. La ionosfera nocturna es más complicada, por cuanto β varía linealmente con la frecuencia desde 0,3 a 10 kHz hasta 0,8 a 60 kHz. La ionosfera nocturna de latitud geomagnética baja y media está caracterizada por un H' de 87 km, mientras que el valor de H' para la ionosfera polar es de 80 km. El Cuadro 3 contiene los valores de estos parámetros de transmisión a 30 kHz. En dicho Cuadro se ilustran las transiciones tal como se definirían a lo largo de un trayecto ficticio que atravesara el polo del día a la noche.

CUADRO 3

Parámetros de transición del perfil ionosférico a 30 kHz

Ángulo cenital solar, χ	β	H' (km)	Ángulo de inclinación magnética, D
$\chi < 90,0$	0,3	74,0	$D < 70$
$90,0 < \chi < 91,8$	0,33	76,2	$70 < D < 72$
$91,8 < \chi < 93,6$	0,37	78,3	$72 < D < 74$
$93,6 < \chi < 95,4$	0,40	80,5	$74 < D < 90$ (Polo)
$95,4 < \chi < 97,2$	0,43	82,7	$72 < D < 74$
$97,2 < \chi < 99,0$	0,47	84,4	$70 < D < 72$
$99,0 < \chi < \text{(noche)}$	0,50	87,0	$D < 70$

En la Fig.17 se ilustra la relación característica, como una función de algunos perfiles exponenciales, para condiciones de propagación diurnas, y en la Fig. 18 para condiciones de propagación nocturnas.

Para la propagación en ondas decamétricas, la Fig. 19 muestra los perfiles sugeridos de densidad de electrones e iones.

Los Cuadros 4 y 5 muestran los perfiles sugeridos de colisión de electrones e iones para la banda de ondas decamétricas.

FIGURA 17

Perfiles diurnos de densidad de electrones y perfil de la frecuencia de colisión

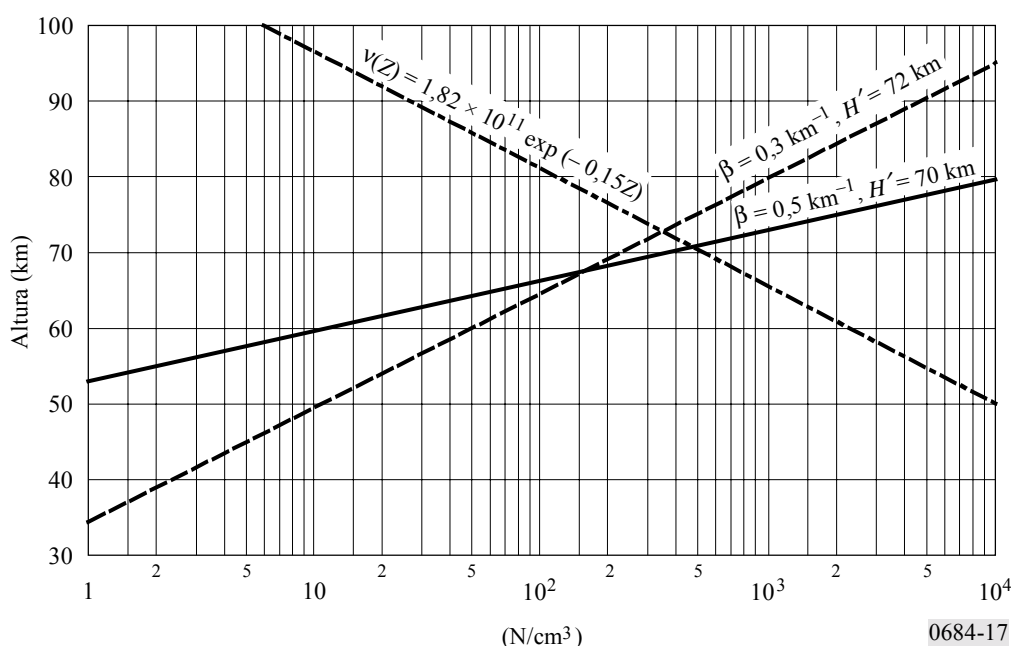


FIGURA 18

Perfiles nocturnos de densidad de electrones y perfil de la frecuencia de colisión

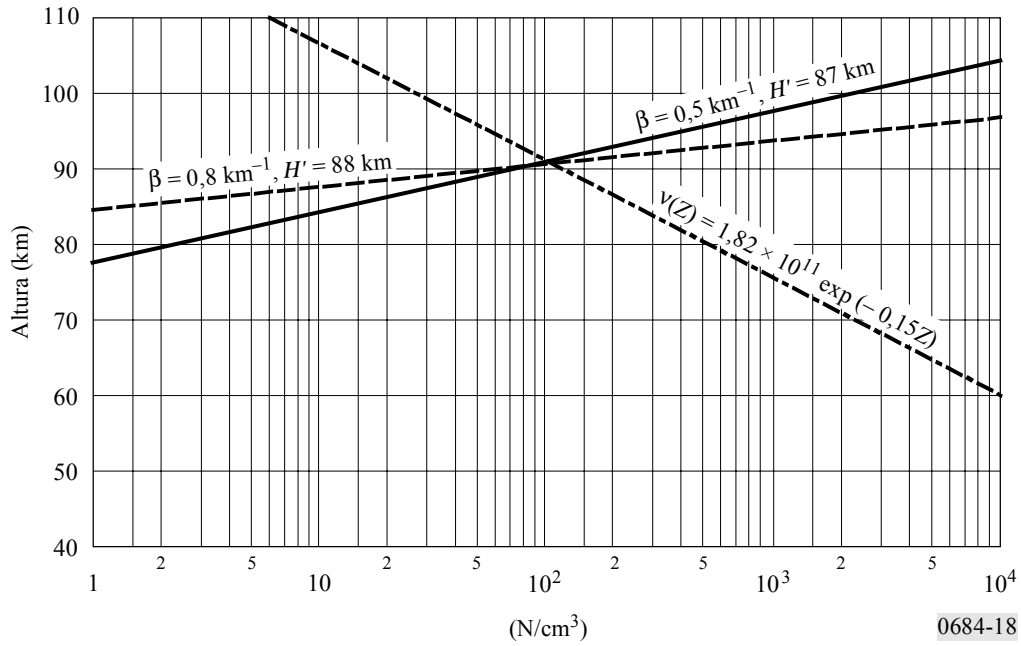
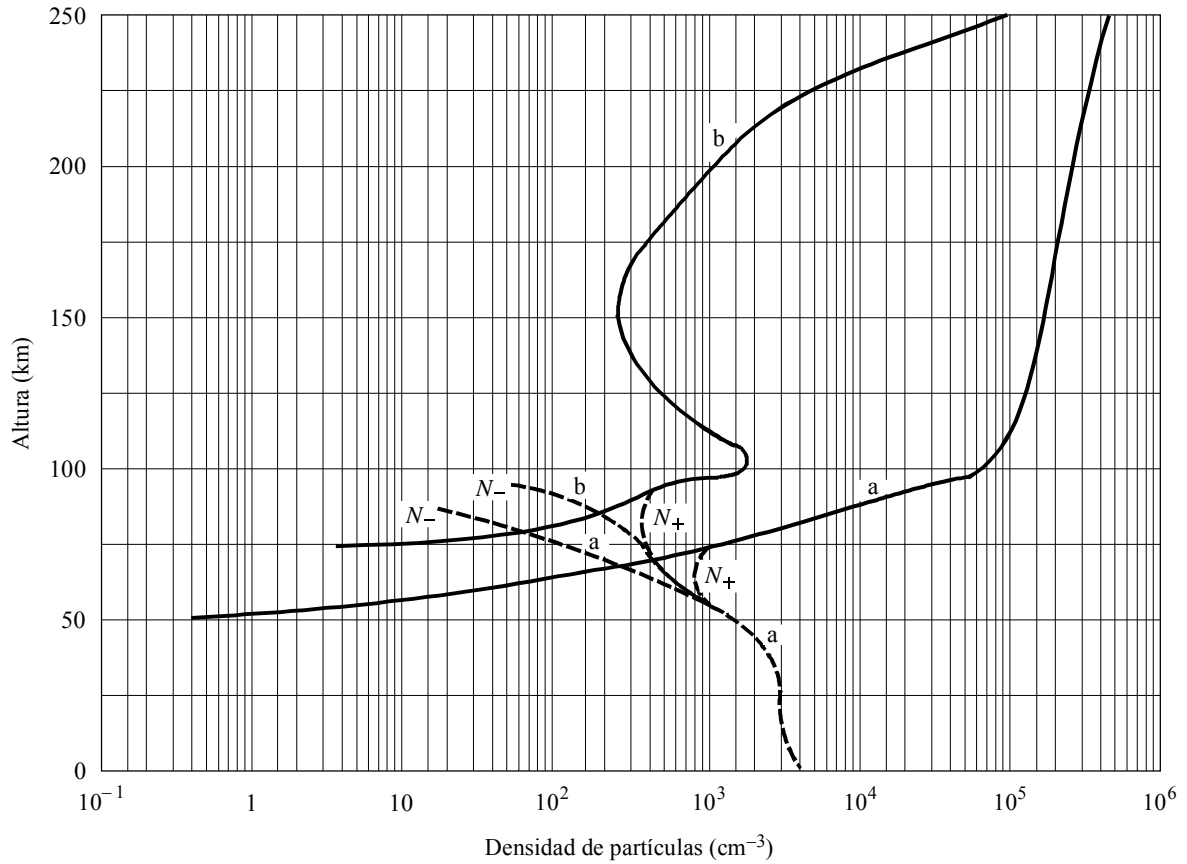


FIGURA 19

Perfiles constitutivos de la ionosfera diurnos y nocturnos



- Electrones
- - - - - Iones
- a: Día
- b: Noche

CUADRO 4

**Frecuencias de colisión de electrones e iones para la propagación
ionosférica diurna (s^{-1}) en función de la altura**

Altura (km)	Electrones	Iones positivos	Iones negativos
260	$6,6 \times 10^2$	1,02	1,02
230	$5,3 \times 10^2$	2,00	2,00
210	$4,8 \times 10^2$	3,10	3,10
200	$5,0 \times 10^2$	4,00	4,00
180	$6,0 \times 10^2$	$1,30 \times 10$	$1,30 \times 10$
170	$8,0 \times 10^2$	$2,40 \times 10$	$2,40 \times 10$
150	$1,6 \times 10^3$	$9,00 \times 10$	$9,00 \times 10$
120	$1,0 \times 10^4$	$6,00 \times 10^2$	$6,00 \times 10^2$
100	$3,9 \times 10^4$	$1,60 \times 10^4$	$1,60 \times 10^4$
0	$4,3 \times 10^{11}$	$2,14 \times 10^{10}$	$2,14 \times 10^{10}$

CUADRO 5

**Frecuencias de colisión de electrones e iones para la propagación
ionosférica nocturna (s^{-1}) en función de la altura**

Altura (km)	Electrones	Iones positivos	Iones negativos
250	$1,05 \times 10^2$	$4,50 \times 10$	$4,50 \times 10$
225	$3,50 \times 10$	$9,00 \times 10$	$9,00 \times 10$
220	$3,00 \times 10$	1,00	1,00
210	$3,30 \times 10$	1,30	1,30
200	$4,50 \times 10$	2,00	2,00
150	$1,60 \times 10^3$	$4,50 \times 10$	$4,50 \times 10$
120	$1,00 \times 10^4$	$3,00 \times 10^2$	$3,00 \times 10^2$
100	$3,90 \times 10^4$	$8,00 \times 10^3$	$8,00 \times 10^3$
0	$4,30 \times 10^{11}$	$1,07 \times 10^{10}$	$1,07 \times 10^{10}$

4.5 Parámetros geomagnéticos y geofísicos

Otros parámetros necesarios para calcular los niveles de señal en ondas decamétricas, miriámétricas y kilométricas son los que describen la orientación e intensidad del campo magnético de la Tierra a lo largo del trayecto de propagación, así como los parámetros que indican el valor de la constante dieléctrica compleja de la Tierra en función de la frecuencia de propagación.

Los parámetros que describen el campo magnético de la Tierra son la magnitud del campo geomagnético, el acimut magnético (en grados al este del Norte) del sentido de propagación, y el ángulo de inclinación medido con respecto a la horizontal (co-inclinación) del vector del campo magnético. Estos parámetros varían a lo largo del trayecto de propagación y estas variaciones se incorporan en WKB o fórmulas de conversión de modo.

La permitividad relativa compleja de la Tierra, N_g , viene dada por:

$$N_g = \varepsilon/\varepsilon_0 - i \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} \quad (28)$$

donde:

- σ : conductividad del suelo
- $\varepsilon/\varepsilon_0$: permitividad relativa del suelo
- ε_0 : permitividad del espacio libre
- ω : frecuencia angular de propagación.

En el Cuadro 1 se muestran los valores recomendados para estos parámetros.

5 Análisis

Los métodos de la propagación por saltos y en modos del guíaondas descritos detalladamente en la presente Recomendación se deben utilizar, mientras no se disponga de métodos más adecuados, para predecir las intensidades de campo correspondientes a las frecuencias inferiores a unos 150 kHz. Aunque el programa de propagación en modos del guíaondas descrito en detalle en esta Recomendación puede utilizarse para predecir la intensidad de campo en ondas decamiriamétricas (50 Hz a 3 000 Hz), se han establecido métodos más sencillos para la parte de baja frecuencia de esta banda.

El Anexo 2 contiene un breve análisis de la exactitud de los métodos. En el Anexo 3 se describen algunos resultados interesantes obtenidos con el programa de predicción de la propagación en modos del guíaondas, para ilustrar la utilidad de dicho programa.

ANEXO 1

Ejemplo de cálculo completo de la intensidad de campo (amplitud y fase) utilizando el método de la propagación por saltos del § 2

Se necesita calcular el campo previsible, en amplitud y fase, durante el día y en verano, utilizando como antenas transmisora y receptora dipolos verticales cortos, y en las siguientes condiciones:

Longitud del trayecto	$d = 1911 \text{ km}$
Frecuencia	$f = 80 \text{ kHz}$
Punto de transmisión en tierra	$\left\{ \begin{array}{l} \sigma = 2 \times 10^{-3} \text{ S/m} \\ \varepsilon = 15 \varepsilon_0 \end{array} \right.$

Punto de recepción en el mar $\left\{ \begin{array}{l} \sigma = 5 \text{ S/m} \\ \epsilon = 80 \epsilon_0 \end{array} \right.$

Potencia radiada $p_t = 0,4 \text{ kW}$

Las sucesivas operaciones del cálculo son las siguientes:

Operación	Parámetro	Figura	Término calculado	Valores
1	$p_t = 0,4 \text{ kW}$		$V_u = 300\sqrt{0.4}$	$= 190 \text{ V}$
2	$d = 1\,911 \text{ km}$	2	ψ i	$\approx -0,36^\circ$ $= 81^\circ$
3	$\psi = -0,36^\circ$	8	F_t	$= 0,36$
4	$\psi = -0,36^\circ$	7	F_r	$= 0,67$
5	$d = 1\,911 \text{ km}$ $c = 3 \times 10^5 \text{ km/s}$	4	$L - d$ $L = 1\,911 + (46 \times 10^{-6} \times 3 \times 10^5)$	$= 46 \mu\text{s}$ $= 1\,925 \text{ km}$
6	$d = 1\,911 \text{ km}$	5	D	$= 2,16$
7	$f = 80 \text{ kHz}$ $i = 81^\circ$		$f \cos i = 80 \cos 81^\circ$	$= 12,5 \text{ kHz}$
8	$f \cos i = 12,5 \text{ kHz}$ actividad solar mínima, día (verano)	10	$\ R_{\parallel}\ $	$= 0,11$
9			E_s	$= 11,4 \times 10^{-3} \text{ mV/m}$
10	$h = 70 \text{ km}$ (día) $h = 90 \text{ km}$ (noche) $d = 1\,911 \text{ km}$ (1 salto)	4	Retardo diferencial de propagación	$= 67 - 47$ $= 20 \mu\text{s}$ $= 1,6 \text{ ciclos}$ (es decir 576°) a 80 kHz

ANEXO 2

Exactitud de los métodos

Aún se tiene que comprobar la veracidad del método de la propagación por saltos a escala mundial, dado que este método se ha basado en gran parte en observaciones realizadas a latitudes medias en las Regiones 1 y 2 de la UIT. Sin embargo, se ha advertido que el método permite predecir intensidades de campo medias con bastante exactitud a latitudes elevadas en la Región 2. El método de los saltos puede utilizarse para ondas kilométricas, para frecuencias entre unos 60 kHz y 150 kHz.

Al utilizar este método es preciso tener en cuenta la propagación en ondas de superficie (Recomendación UIT-R P.368), así como el factor de antena de plano vertical, utilizando la

información proporcionada en esta Recomendación y en el Manual del UIT-R sobre la ionosfera y sus efectos en la propagación de las ondas radioeléctricas.

El método «modos del guíaondas» puede utilizarse para predecir intensidades de campo de unos 60 kHz como máximo, utilizando el valor 0,3/74 para los parámetros ionosféricos β/H' y para trayectos diurnos, hasta que se obtengan nuevos resultados en los cuales se tengan en cuenta las variaciones según la estación, la actividad solar y la frecuencia. En esta Recomendación se describe un modelo más detallado para las horas nocturnas, que es una función de la frecuencia y la latitud.

Puesto que la frontera inferior del guíaonda es la Tierra, es preciso que el mapa de conductividad del mundo (por ejemplo, Recomendación UIT-R P.832) forme parte de un programa elaborado para aplicación a escala mundial. El mapa de conductividad del suelo actualmente utilizado en Estados Unidos de América y Canadá para el método de predicción del guíaondas se basa en gran parte en las características geológicas.

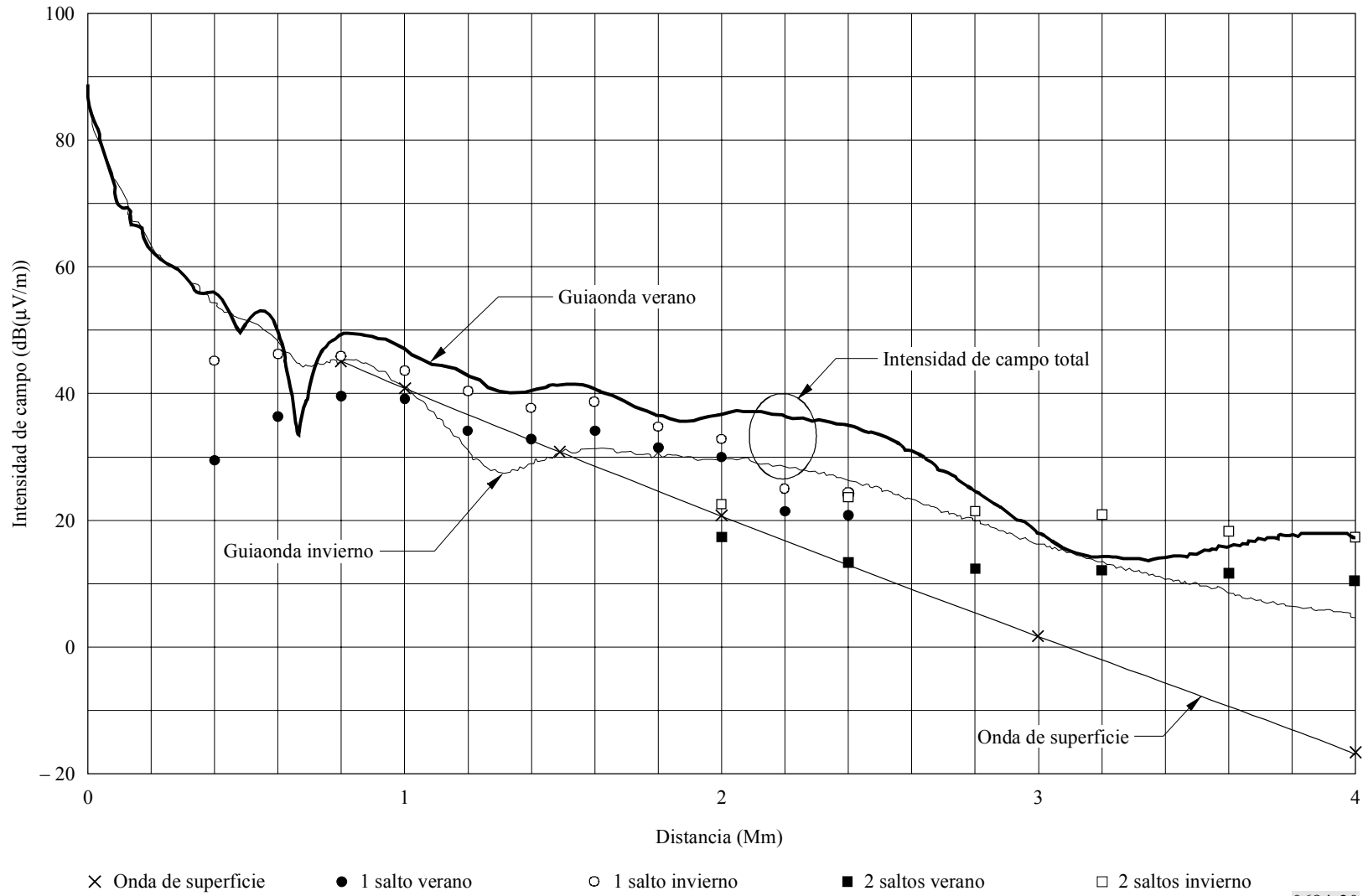
En el Manual del UIT-R sobre la ionosfera y sus efectos en la propagación de las ondas radioeléctricas se describen otros métodos para calcular intensidades de campo nocturnas en ondas kilométricas y por encima de 1705 kHz. Es necesario hacer una comparación con los resultados obtenidos con el método propuesto en esta Recomendación (método de saltos). Evidentemente las intensidades de campo previstas utilizando otros métodos deben ser compatibles para las mismas frecuencias y distancias.

En las horas diurnas la propagación de las ondas ionosféricas en la banda de ondas kilométricas es al menos 20 dB más intensa en invierno que en verano y podría estar únicamente en unos 10 dB por debajo de los valores nocturnos. En las horas nocturnas, las ondas ionosféricas en la banda de ondas kilométricas son más intensas en verano e invierno y más débiles en primavera y otoño. A mediodía las intensidades de campo de las ondas ionosféricas en la banda de ondas kilométricas, por extraño que parezca, pueden ser más intensas, sobre todo en los meses de invierno. La intensidad de campo anual media en horas diurnas es por lo general 20 dB menos intensa que la correspondiente a las horas nocturnas. Para más información, véase también el Manual antes mencionado.

El método de los saltos puede utilizarse para predecir intensidades de campo en ondas hectométricas e intensidades de campo en ondas kilométricas descendiendo hasta una frecuencia de unos 60 kHz. El método que utiliza el modelo de propagación en modos del guíaondas puede utilizarse para predecir intensidades de campo en ondas miriamétricas y kilométricas, hasta una frecuencia de unos 60 kHz. La intensidad de campo diurna prevista por los dos métodos para una frecuencia de 60 kHz se indica en la Fig. 20 (desafortunadamente, no se dispone de datos medidos para efectuar una comparación). Las líneas continuas etiquetadas verano e invierno se calculan mediante el programa de predicción que aplica el modelo de propagación en modos del guíaondas (utilizando los parámetros β/H' que figuran en el Informe UIT-R P.895). Los círculos abiertos y cerrados representan las intensidades de campo en verano e invierno respectivamente, calculadas con el método de los saltos. No se ha intentado suavizar los datos en la gama de distancias superpuestas, donde la onda ionosférica de un salto se reduce y domina la onda ionosférica de dos saltos. La onda de superficie se muestra por separado.

Con el método de los modos del guíaondas se calcula la intensidad de campo total de la onda de superficie y la onda ionosférica. Con el método de los saltos se calcula únicamente la amplitud de la onda ionosférica. Por lo tanto, a efectos de la comparación, la intensidad de campo de la onda de superficie se debe tener en cuenta en el método de los saltos. El método de los modos del guíaondas se utilizó para predecir la intensidad de campo, en función de la distancia, de un trayecto real desde un transmisor ficticio en Vancouver, para un trayecto Oeste-Este a través de Canadá y Estados Unidos de América. A lo largo de este trayecto la conductividad del suelo es variable. En el método de los saltos se partió del supuesto de una conductividad del suelo media de 3 mS/m a lo largo del trayecto.

FIGURA 20



0684-20

De conformidad con el método de los saltos, la diferencia entre las intensidades de campo diurnas en verano e invierno disminuye cuando disminuye la frecuencia efectiva ($f \cos i$). Con el programa de predicción de la propagación en modos del guíaondas utilizado para esta comparación se predijo la variación estacional opuesta. El programa utilizó los parámetros (β/H') que figuran en el Informe UIT-R P.895. Esta es la razón por la cual anteriormente se recomendó prudencia. Las variaciones estacionales no se pueden predecir, y por ello se recomienda utilizar 0,3/74 para los parámetros β/H' en todas las estaciones.

ANEXO 3

Algunos ejemplos de cálculos realizados utilizando el modelo de propagación en modos del guíaondas

Este Anexo contiene algunos cálculos para ilustrar que el programa relativo a la propagación en modos del guíaondas (véase el § 4.3) predice intensidades de campo que están en conformidad con las expectativas de las características del trayecto (conductividad del suelo) y la orientación del trayecto con respecto al campo magnético.

En la Fig. 21 se muestra una estructura de cobertura del Hemisferio Norte para un transmisor ficticio en ondas miriamétricas en la región central del Canadá. Los cálculos (intensidad de campo ($\text{dB}(\mu\text{V}/\text{m})$)) se efectúan para una potencia radiada de 1 kW a una frecuencia de 24 kHz. Obsérvese que, en general, las características están de acuerdo con las previsiones. La propagación de Este a Oeste es mejor que de Oeste a Este; obsérvese asimismo la interesante anomalía en los contornos de la intensidad de campo causada por la conductividad muy baja de Groenlandia. Obsérvese también el aumento de las intensidades de campo debido a la buena conductividad de la superficie del agua del mar en la Bahía Hudson, en comparación con la escasa conductividad que la rodea, correspondiente al terreno ártico.

El otro ejemplo muestra que la conductividad del suelo a lo largo de la totalidad del trayecto de propagación es importante. Para el método de los saltos, sólo es importante la conductividad del suelo en la vecindad de las antenas de transmisión y recepción. Las Figs. 23 y 24 muestran detalladamente una predicción de intensidad de campo en función de la distancia para tres frecuencias, 15, 25 y 35 kHz, para un trayecto ficticio desde Halifax a través de un terreno de baja conductividad correspondiente al Laurentian Shield y la Península Ungava (el trayecto está marcado en la Fig. 22). La escasa conductividad del suelo en este trayecto, a través del Laurentian Shield en Canadá, afecta a las frecuencias de manera diferente. Una frecuencia de transmisión de 25 kHz es la mejor frecuencia para la propagación diurna en este trayecto (Fig. 23). Las diferencias de frecuencia son menos acusadas durante la noche (véase la Fig. 24).

Evidentemente, los detalles dados en estas Figuras no se podrían prever sin un programa de predicción de la propagación.

FIGURA 21

Contornos de intensidad de campo (dB(μ V/m)) para una potencia radiada de 1 kW,
para un transmisor ficticio situado en la región central del Canadá
(Frecuencia de 24 kHz, durante el día en verano)

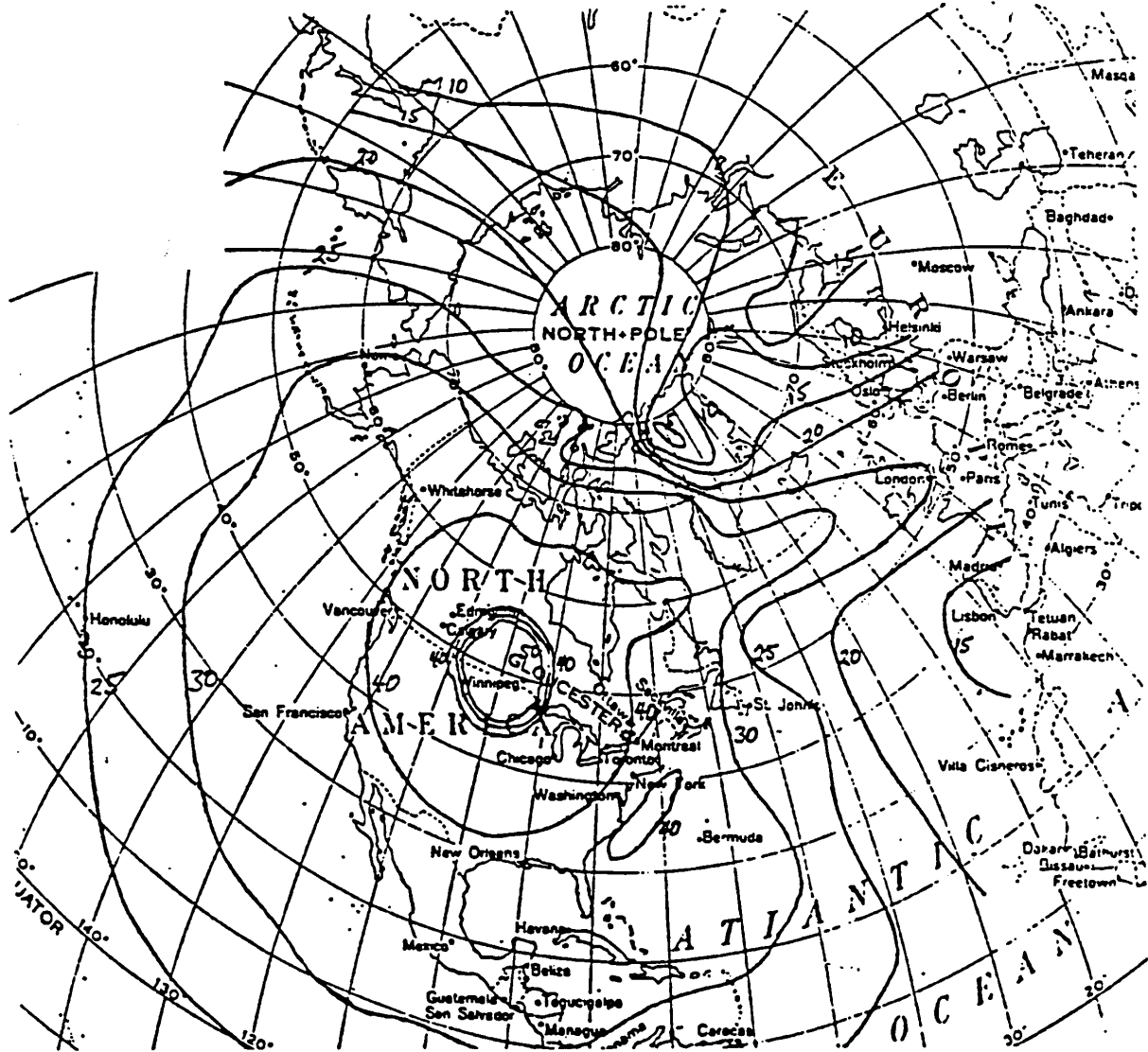


FIGURA 22
Mapa de la conductividad del suelo en ondas miriamétricas
para Canadá y el Ártico (mS/m)

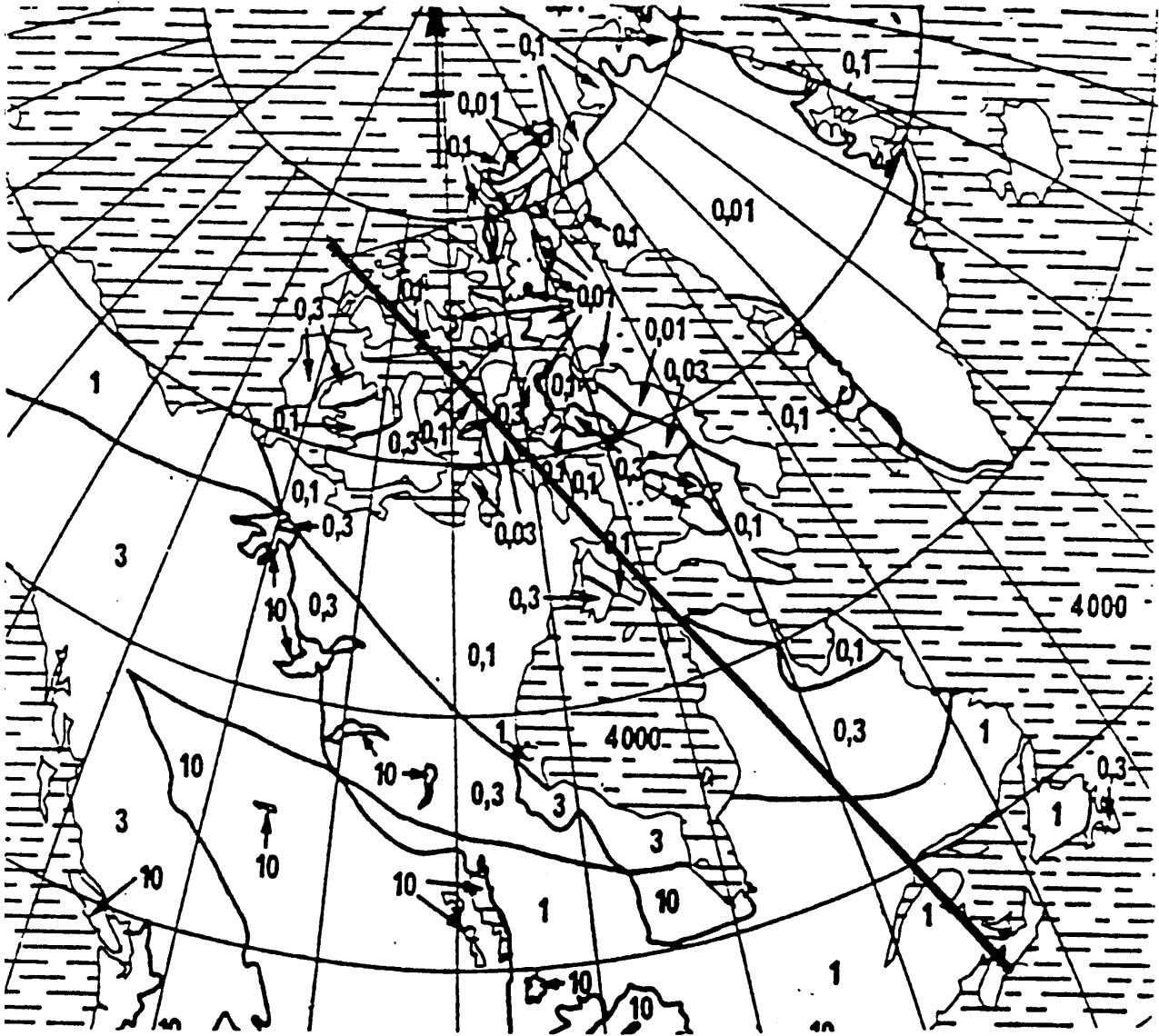


FIGURA 23

Intensidad de campo en función de la distancia a 340° N para una potencia radiada de 1 kW desde un transmisor ficticio situado en Halifax, para tres frecuencias, durante el día en verano. El trayecto de transmisión se traza en la Fig. 22

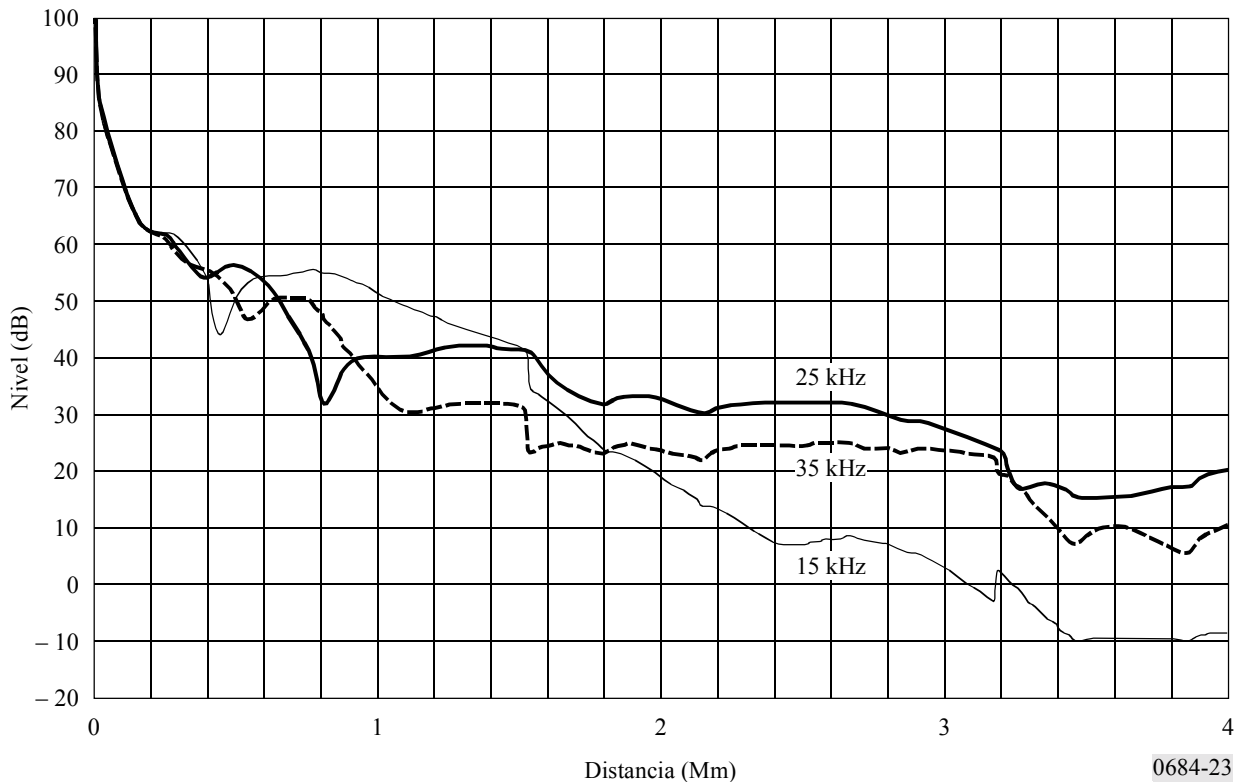


FIGURA 24

Intensidad de campo en función de la distancia a 340° N para una potencia radiada de 1 kW desde un transmisor ficticio situado en Halifax, para tres frecuencias, durante la noche en verano. El trayecto de transmisión se traza en la Fig. 22

