

Determinación del contenido electrónico total por mediciones sobre señales de un satélite geoestacionario

H. D. BETTAC, N. JAKOWSKI, H. G. KUGLAND, A. WIENER,
L. LOIS, y B. LAZO

RESUMEN. Se describen algunos métodos para determinar el contenido electrónico total de la ionosfera, por mediciones indirectas, sobre las señales que se reciben de un satélite geoestacionario. Los métodos que se presentan combinan aquellos que utilizan los efectos ionosféricos de Faraday y Doppler y las mediciones de la fase de la modulación. Se presentan los resultados de las mediciones conjuntas dentro del marco de un programa de colaboración a largo plazo, entre las academias de ciencias de Cuba y de la RDA en el campo de las investigaciones físicas en la ionosfera superior. Se describe un polarímetro Faraday de dos canales y un sistema combinado para medir el efecto de diferencia Doppler y la fase de la modulación en los canales de 40 y 360 MHz.

1. INTRODUCCIÓN

Desde el lanzamiento de los primeros satélites, se utilizan métodos indirectos para determinar el contenido electrónico total (CET) de la ionosfera dentro de un cierto volumen (ROSA, 1970).

Entre estos métodos, se encuentran los que utilizan los efectos ionosféricos de Faraday y Doppler y las mediciones de la fase de modulación. Se ha podido mejorar la exactitud en la determinación del CET combinando estos métodos, así como relacionándolos con otras mediciones (GARRIOT y MENDONCA, 1963; KERSLEY y TAYLOR, 1974). Mediante los satélites Intercosmos-12 y ATS-6 (SMILAUER y TRISKOVA, 1975; DAVIES *et al.*, 1972) se han puesto en operación complejos experimentos de faro que permiten usar plenamente estas ventajas y obtener aspectos cualitativamente nuevos para la descripción del plasma ionosférico (ALMEIDA, 1974).

Este trabajo se publicó originalmente como *Informe Científico/Técnico* No. 69, en abril de 1978.

H. D. Bettac, N. Jakowski, H. G. Kugland, y A. Wiener pertenecen al Instituto de Electrónica, de la Academia de Ciencias de la República Democrática Alemana. L. Lois y B. Lazo pertenecen al Instituto de Geofísica y Astronomía, de la Academia de Ciencias de Cuba.

Dentro del marco de un programa de colaboración a largo plazo entre las Academias de Ciencias de Cuba y de la RDA en el campo de las investigaciones físicas en la ionosfera superior se han llevado a cabo mediciones conjuntas con respecto a los satélites faros. Experimentalmente, las mediciones están basadas en dos polarímetros Faraday de dos canales del tipo ZFA 140/IE (BETTAC y WIENER, 1975a y b), uno en La Habana, Cuba y el otro en Neustrelitz, RDA, y en un sistema combinado para medir el efecto de diferencia Doppler y la fase de la modulación en los canales de 40 y 360 MHz (tipo DM 40/IE) (BETTAC *et al.*, 1977).

Este equipo está destinado, en primer lugar, a la recepción de señales del satélite geoestacionario ATS-6, y en dependencia de la posición de dicho satélite, será utilizado en La Habana o en Neustrelitz. Todos los registros se evalúan e interpretan científicamente en forma conjunta.

Como investigación básica, estos resultados, en combinación con investigaciones teóricas minuciosas sobre los procesos del plasma en gases extremadamente enrarecidos, conducirán a un cuadro más realista de las estructuras y variaciones en las partes superiores de la atmósfera terrestre, permitiéndonos llegar a conclusiones ulteriores en relación con los problemas físicos del plasma, tales como los fenómenos de transporte y las influencias de campos eléctricos y magnéticos variables. Desde el punto de vista práctico, el plasma ionosférico desempeña un papel significativo en la utilización de satélites de navegación, porque la determinación de la posición exacta sobre la Tierra depende mucho de la curvatura de la trayectoria del rayo en el seno de la ionosfera.

A continuación discutiremos nuestros métodos para determinar el CET, incluyendo algunos efectos secundarios, así como la construcción y los principios de funcionamiento de los equipos utilizados.

2. MEDICIÓN DE LA ROTACIÓN FARADAY

2.1 Fundamentos físicos

Debido a la presencia del campo geomagnético, el plasma ionosférico es un medio ópticamente anisótropo. Por lo tanto, en el caso general de una onda electromagnética linealmente polarizada emitida desde un satélite, al atravesar la ionosfera, se descompone en dos ondas más o menos elípticamente polarizadas en dependencia de la intensidad y dirección del campo magnético, que son los denominados rayo ordinario y rayo extraordinario. Los índices de refracción para el rayo ordinario (n_o) y el rayo extraordinario (n_x), en la aproximación de alta frecuencia ($f \gg f_o$, f_o frecuencia del plasma) para una propagación cuasilongitudinal

en un plasma libre de colisiones, están dados por la fórmula de Appleton-Hartree como:

$$n_{o/x} = 1 - \frac{40,3 N_e}{f^2 (1 + \gamma)} \quad (1)$$

$$\gamma = \frac{f_G}{f} \cos \Theta \quad (2)$$

donde

N_e = densidad electrónica [m^{-3}]

f = frecuencia [Hz]

$f_G = eB/2\pi m =$ girofrecuencia [Hz]

Θ = ángulo entre el campo magnético terrestre B y la normal a la onda

Como los vectores de ambos rayos en su movimiento orbital son contrarios, surge una diferencia de fase entre ambos dada por la fórmula (1) que conduce a una rotación del plano de polarización, que en el caso ideal de la polarización lineal de la onda combinada, está dada por el siguiente ángulo de rotación:

$$\Omega_F(t) = \frac{\pi f}{c} \int_S^R (n_x ds_x - \int_S^R n_o ds_o) \quad (3)$$

Suponiendo iguales las longitudes de las trayectorias para los rayos ordinario y extraordinario ($ds_o = ds_x = ds$) y teniendo en cuenta las fórmulas (1)-(3), se obtiene la siguiente expresión para el ángulo de rotación:

$$\Omega_F(t) = \frac{K}{f^2} \int_R^S N_e B \cos \Theta ds$$

donde K es una constante que depende del sistema de unidades elegido.

Conociendo la geometría de la trayectoria del rayo en relación con el campo geomagnético ($B, \cos \Theta$) el ángulo de rotación medido $\Omega_F(t)$ puede ser convertido en CET inclinado a lo largo de la trayectoria del rayo

$$N_T = \int N_e ds \quad (5)$$

o en CET vertical, que es el más usado:

$$N_I = \int N_e dh; \quad (6)$$

donde i es el ángulo cenital del elemento ds de trayectoria del rayo y dh es el elemento diferencial de altura, de manera que $ds = dh \sec i$.

En la Fig. 1 se da la función ponderatriz

$$M = B \cos \Theta \sec i \quad (7)$$

calculada para la trayectoria del rayo ATS-6 (94° W)/Habana. En la práctica se necesita utilizar el valor medio

$$M = \frac{\int N_e B \cos \Theta \sec i \, dh}{\int N_e \, dh} \quad (8)$$

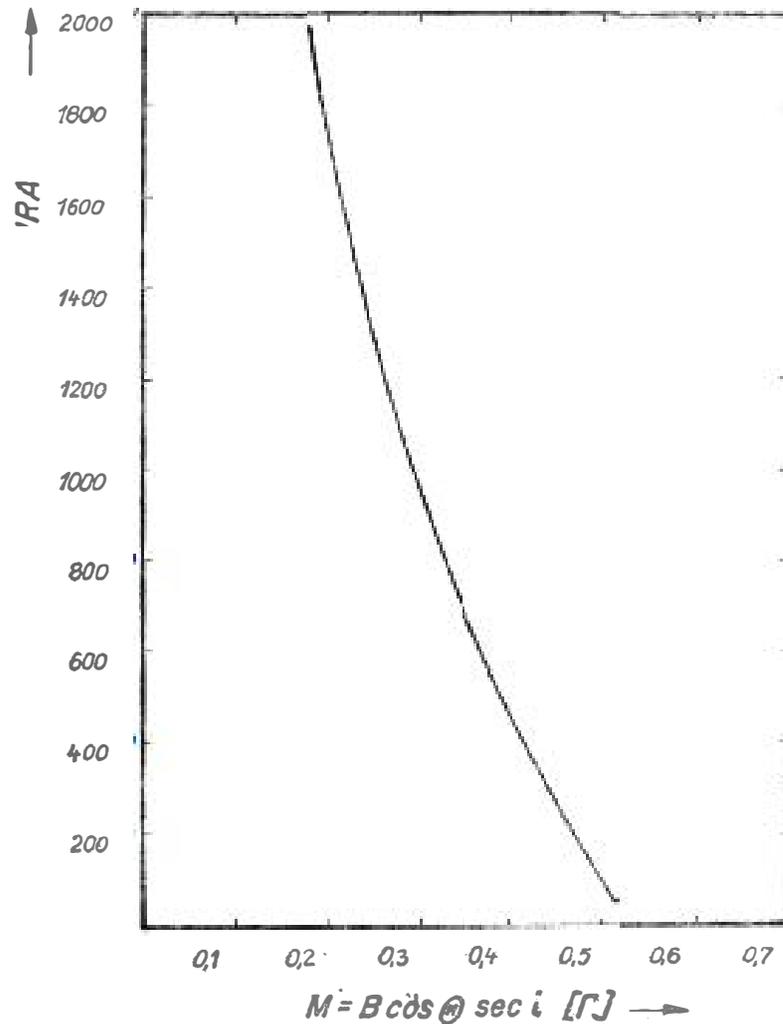


FIG. 1. Función ponderatriz para la trayectoria del rayo ATS-6 (94°W). Habana.

que en la Fig. 1 corresponde aproximadamente al valor de M para alturas medias de distribución de densidades ionosféricas $h_s \approx 300$ a 450 km. No es posible fijar M sin ambigüedad e invariante, porque tanto M como $N_e(h)$ sufren continuas variaciones. Por ejemplo, M puede variar hasta en un 30% (SMITH, 1972). Para la geometría de la trayectoria dada, ATS-6/Habana, FELSKE *et al.* (1975) calcularon un valor medio $h_s \approx 340$ km con desviaciones $\Delta h_s \approx \pm 20$ km.

Después de especificar M podemos calcular N_1 de la ecuación

$$N_1 = (f^2/K\bar{M}) \Omega_F(t) \quad (9)$$

cuyas variaciones diarias reflejarán la compleja dinámica de los fenómenos de producción, destrucción y transporte del plasma ionosférico.

A fin de evitar malas interpretaciones, los antecedentes físicos de cada medición deben formularse tan exactamente como sea posible y deben estimarse los errores de las mediciones. En lo que se refiere a las mediciones de rotación Faraday con el polarímetro, que se describirán en la próxima sección, los principales errores son el resultado de refle-

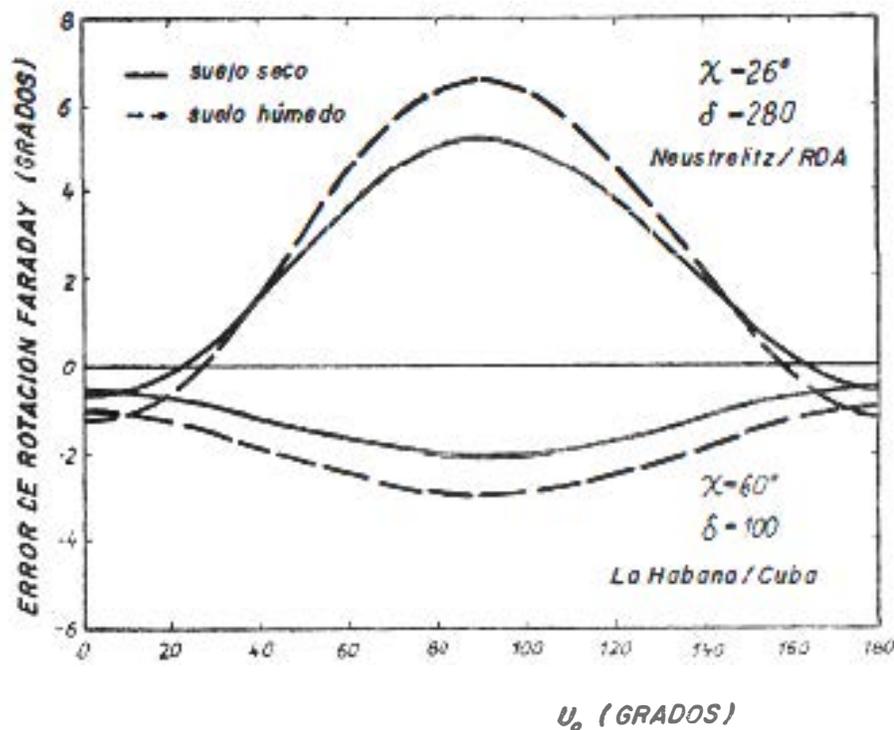


FIG. 2. Variación cíclica del error de medición de la rotación Faraday para suelo seco y húmedo.

jos de la señal del faro en la superficie de la Tierra, que bajo condiciones desfavorables pueden parecer, erróneamente, una rotación del plano de polarización. La simulación matemática de tales reflejos para suelo seco y húmedo da, como se ve en la Fig. 2, una marcada variación cíclica del error de medición en dependencia del ángulo u_0 entre la posición original del plano de polarización y el plano de incidencia, como se ha discutido también, para otros polarímetros, por HICKS (1975). Los parámetros δ dados en la geometría de las antenas corresponden a condiciones de inexactitudes relativamente altas en la medición.

2.2 Polarímetro Faraday de los canales ZFA 140/IE

La Fig. 3 indica la construcción principal del polarímetro. De acuerdo con su principio de medición se trata de un sistema de dos canales con antenas rotativas. Por este medio, la rotación Faraday puede medirse directamente. El sistema funciona con dos antenas separadas y linealmente polarizadas. En la posición de equilibrio los planos de ambas antenas son perpendiculares entre sí. A fin de hallar el plano de polarización de la señal del faro, la antena A_{\min} oscila en una cantidad dada ($\pm\Delta\alpha$ rad) alrededor de su posición de equilibrio, tal como se muestra en la Fig. 4. Este movimiento alternativo da como resultado una modulación de amplitud definida de la señal de entrada U_A . Utilizando el hecho de que la variación de voltaje ΔU_A como función de la variación del ángulo de rotación es mayor en torno al mínimo de la señal de la antena que en el máximo, con A_{\min} se puede determinar la posición del plano perpendicular con relación al plano de polarización. Mediante una demodulación coherente de la señal de entrada modulada en amplitud, obtenemos un voltaje de corriente directa respectivamente variable, que controla un oscilador controlado por voltaje. A fin de evaluar el cambio angular no se toma en cuenta la variación de frecuencia resultante, sino la gama total de frecuencias para el intervalo angular $\Delta\alpha$. Para este propósito la señal del oscilador controlado por voltaje es conducida a un contador bidireccional. En este contador las oscilaciones de frecuencia durante un medio período de oscilación son sumadas y en el siguiente medio período son restadas. Dependiendo de la oscilaciones de frecuencia será diferente de cero, y si este valor fuera superior a un cierto valor límite establecido se emitiría un pulso de control posición de partida α_0 y del movimiento $\Delta\alpha$, la suma algebraica de dichas y una información de signo hacia el motor que mueve las antenas. De esta forma se asegura que el plano de polarización de la señal del satélite esté continuamente situado en una dirección paralela al plano de la antena A_{\max} . En el caso de la señal del faro de 140 MHz del ATS-6 una oscilación de $\Delta\alpha = \pm\pi/12$ es capaz de detectar una desviación de 1°

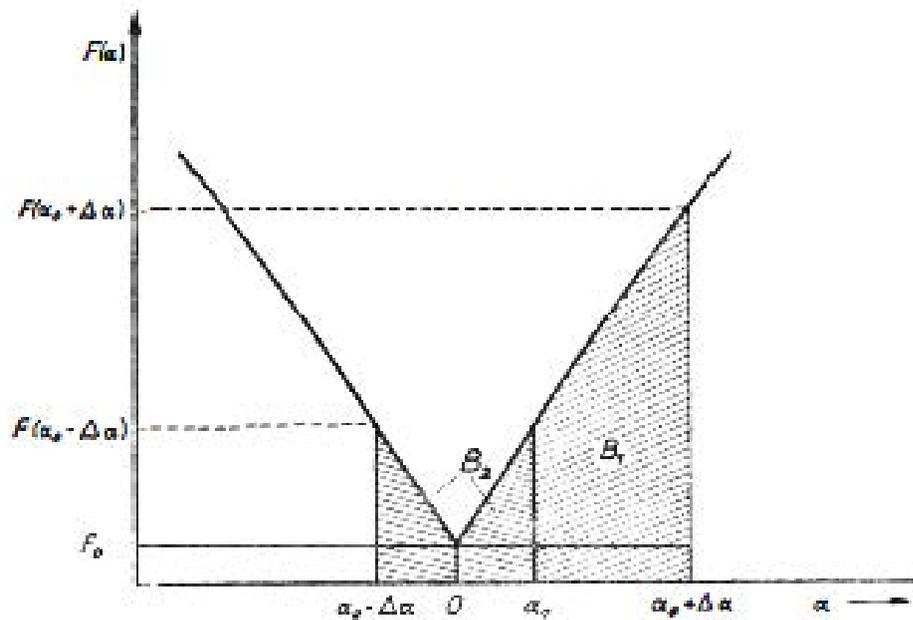


FIG. 4. Movimiento alternativo de la antena A_{\min} alrededor de su posición de equilibrio.

entre ambas direcciones. Además, debido a que la señal plano polarizada se encuentra contenida en el canal de máxima, con la exactitud antes mencionada, es posible realizar en este canal mediciones de absorción de las señales del satélite.

3. MÉTODO DE DIFERENCIA DOPPLER

El corrimiento Doppler de una onda armónica de frecuencia f , transmitida desde un satélite, está dado por

$$\Delta f = \frac{f}{c} \frac{d}{dt} \int_s n ds. \quad (10)$$

Con el índice de refracción dado por la fórmula (1) y tomando en cuenta que para las frecuencias del faro del ATS-6 es siempre $\gamma \ll 1$, obtenemos para la frecuencia Doppler, en unidades MKS:

$$\Delta f = \frac{f}{c} \dot{s} - \frac{40,3}{fc} \dot{N}_r \pm \frac{40,3}{fc} \frac{d}{dt} \int N_e \gamma ds \quad (11)$$

donde c es la velocidad de la luz y $\dot{s} = \frac{d}{dt} \int_S^R ds$.

El primer término en (11) representa el efecto Doppler cinemático. Este efecto, causado, en el caso de satélites orbitales, por las continuas variaciones de distancia entre el satélite S y el receptor R , puede eliminarse en un alto grado determinando la llamada diferencia Doppler $D\Delta f$ entre dos frecuencias coherentes diferentes. Si para las frecuencias recibidas f_1 y f_3 tenemos la relación $f_1/f_3 = m_3/m_1$, entonces, dentro del sistema receptor, la diferencia Doppler queda constituida así:

$$D\Delta f = m_3 \Delta f_3 - m_1 \Delta f_1 \quad (12)$$

A partir de (11) y tomando en consideración $\Delta \dot{s}_{13} = \dot{s}_1 - \dot{s}_3$ y $\dot{N}_T(1) = \frac{d}{dt} \int N_e ds_1$, obtenemos

$$\begin{aligned} D\Delta f = & -\frac{m_1 f_1}{c} \Delta \dot{s}_{13} + \frac{40,3}{f_1 c} m_1 \left[1 - (m_3/m_1)^2 \right] \dot{N}_T(1) \\ & + \frac{40,3}{f_3 c} \left[\dot{N}_T(1) - \dot{N}_T(3) \right] \\ \mp & \frac{40,3}{f_1 c} \left[1 - \left(\frac{m_3}{m_1} \right)^2 \right] \frac{d}{dt} \int N_e \gamma_1 ds_1 \end{aligned} \quad (13)$$

La diferencia Doppler cinemática dada por el primer término en (13), depende de los efectos de refracción y puede normalmente no tomarse en cuenta. Los términos que quedan en (13) serán registrados como la llamada diferencia Doppler dispersiva que es diferente de cero debido a la dispersión ionosférica.

El equipo receptor para medir la diferencia Doppler está concebido de tal manera que pueden utilizarse tanto las señales de faro en las frecuencias $f_1 = 40$ MHz y $f_3 = 360$ MHz del satélite geoestacionario ATS-6, como las de los satélites orbitales Intercosmos. Con $m_1 = 9$ y $m_3 = 1$ se obtiene la siguiente simplificación adicional de (13) para la diferencia Doppler en unidades MKS:

$$D\Delta f = 299 \cdot 10^{-16} \dot{N}_T(1) \mp 302 \cdot 10^{-16} \frac{d}{dt} \int N_e \gamma_1 ds_1 - 1,2 \Delta \dot{s}_{13}. \quad (14)$$

El término que contiene el campo magnético equivale, aproximadamente, al 2% de todo el resultado. El término debido a la refracción puede estimarse sólo después de cálculos especiales de la trayec-

toria del rayo. El signo superior del término correspondiente al campo magnético es válido, como antes, para el rayo ordinario.

4. MÉTODO DE LA FASE DE LA MODULACIÓN

4.1 Deducción de las relaciones fundamentales

La dependencia de la frecuencia de los índices de refracción (1) lleva a la conclusión de que, debido a la dispersión, ocurren efectos de tiempo de tránsito. Por ello y debido al hecho de que el ATS-6 transmite señales coherentes moduladas en amplitud, además de las mediciones de rotación Faraday y de diferencia Doppler, también son posibles las de fase de la modulación para las investigaciones de la ionosfera.

Consideremos una onda modulada en amplitud con una portadora de frecuencia f y la frecuencia lateral superior $f + \Delta f$. La diferencia de fase entre ambas señales viene dada por

$$\Delta\Phi = \Phi(f + \Delta f) - \Phi(f). \quad (15)$$

De aquí obtenemos

$$\Delta\Phi = \Delta f \cdot t + \frac{f}{c} \int n(f) ds - \frac{f + \Delta f}{c} \int n(f + \Delta f) ds. \quad (16)$$

Aplicando el desarrollo de Taylor a la diferencia entre ambos índices de refracción y considerando sólo los dos primeros términos, ya que Δf es suficientemente pequeño, se obtiene

$$n(f + \Delta f) - n(f) = \frac{dn}{df} \Delta f + \frac{1}{2} \frac{d^2n}{df^2} \Delta f^2 \quad (17)$$

De (1) resulta

$$\frac{dn}{df} = \frac{40,3}{f^3} N_e \frac{2 \pm \gamma}{(1 \pm \gamma)^2} \quad (18)$$

a partir de (18) y considerando $\gamma \ll 1$

$$\frac{d^2n}{df^2} \approx - \frac{3 \cdot 80,6}{f^4} N_e \quad (19)$$

Sustituyendo las relaciones (17) a (19) en (16) y despreciando los órdenes superiores de $\frac{\Delta f}{f}$ y γ , obtenemos la siguiente relación para la fase de la modulación

$$\Delta\Phi = \Delta f \left(t - \frac{1}{c} \int ds \right) - \frac{40,3 \Delta f}{cf^2} \left(1 - \frac{\Delta f}{f} \right) \int N_e ds \pm \frac{80,6 \Delta f}{cf^2} \int N_e \gamma ds \quad (20)$$

En el caso de diferentes frecuencias de modulación, $\Delta f_1 \neq \Delta f_3$ y considerando que $\Delta f_1 = \mu \Delta f_3$, la diferencia de la fase de modulación $\Delta \Psi$ está dada como

$$\Delta \Psi = \mu \Delta \Phi_3 - \Delta \Phi_1. \quad (21)$$

Sustituyendo (20) en (21) y teniendo en cuenta las consideraciones anteriores, obtenemos la siguiente fórmula

$$\begin{aligned} \Delta \Psi &= \frac{\Delta f_1}{c} \Delta s_{13} - \frac{40,3 \Delta f_1}{c} \left[\frac{1}{f_3^2} \left(1 - \frac{\Delta f_3}{f_3} \right) \int N_e ds_3 - \frac{1}{f_1^2} \left(1 - \frac{\Delta f_1}{f_1} \right) \int N_e ds_1 \right] \\ &\mp \frac{80,6 \Delta f_1}{c} \left[\frac{1}{f_3^2} \int N_e \gamma_3 ds_3 - \frac{1}{f_1^2} \int N_e \gamma_1 ds_1 \right]. \end{aligned} \quad (22)$$

Con relación a N_T , la medición más sensible de la fase de la modulación para el espectro de faro del ATS-6 está dada por la siguiente combinación de portadoras y frecuencias laterales:

$$\begin{aligned} f_1 &= 40 \text{ MHz} & f_3 &= 360 \text{ MHz} \\ \Delta f_1 &= 1 \text{ MHz} & \Delta f_3 &= 0,1 \text{ MHz} \end{aligned}$$

La diferencia de la fase de la modulación $\Delta \Psi$ para el rayo ordinario (en grados) puede calcularse:

$$\begin{aligned} \Delta \Psi_{II} &= 295 \cdot 10^{-16} N_T(1) - 605 \cdot 10^{-16} \int N_e \gamma_1 ds \\ &\quad - 3,73 \cdot 10^{-16} N_T(3) + 1,2 \Delta s_{13}. \end{aligned} \quad (23)$$

4.2 Discusión de las inambigüedades y de los efectos de segundo orden

La ecuación (23) refleja una relación sensible entre la medición de fase $\Delta \Psi$ y el CET $N_T(1)$. Aparte de algunos términos de corrección, $N_T(1)$ viene dado con una resolución relativamente buena. Pero una alta sensibilidad de la medición implica una cierta inexactitud en la determinación de N_T debido a que $\Delta \Psi$ puede medirse sin ambigüedad sólo en el intervalo $(0, 2\pi)$ y existe una incertidumbre en los múltiplos de 2π . La ambigüedad puede evitarse pasando de las mediciones gruesas, para las cuales pueden estimarse los múltiplos de 2π , a mediciones cada vez más sensibles, en las que se conservaría la inambigüedad en 2π . A fin de estimar los criterios para este tránsito, nosotros, en primera aproximación, despreciaremos las correcciones de la trayectoria del rayo y del campo magnético. Entonces de (23) se sigue una relación lineal entre $\Delta \Psi$ y N_T que puede ser expresada como

$$\Delta\Psi_I = a_I N_T \quad (\text{Medición gruesa})$$

$$\Delta\Psi_{II} = a_{II} N_T \quad (\text{Medición sensible})$$

Los errores de fase debidos al transmisor del satélite, al sistema de antenas y al receptor vendrán dados como $\pm\Delta\Psi_{SI}$ y $\pm\Delta\Psi_{SII}$. Entonces, según la Fig. 5 para la asignación inambigua de las mediciones I y II, se obtiene el siguiente criterio:

$$\Delta\Psi_{IIN} - \Delta\Psi_{IN} < 2\pi \quad \text{ó} \quad \frac{a_{II}}{a_I} \Delta\Psi_{SI} + \Delta\Psi_{SII} < 180^\circ \quad (24)$$

Debido a que $\Delta\Psi_{SI}$ está multiplicado por el factor $a_{II}/a_I > 1$, primero debe tratarse de reducir el error de la medición gruesa. La ecuación (24)

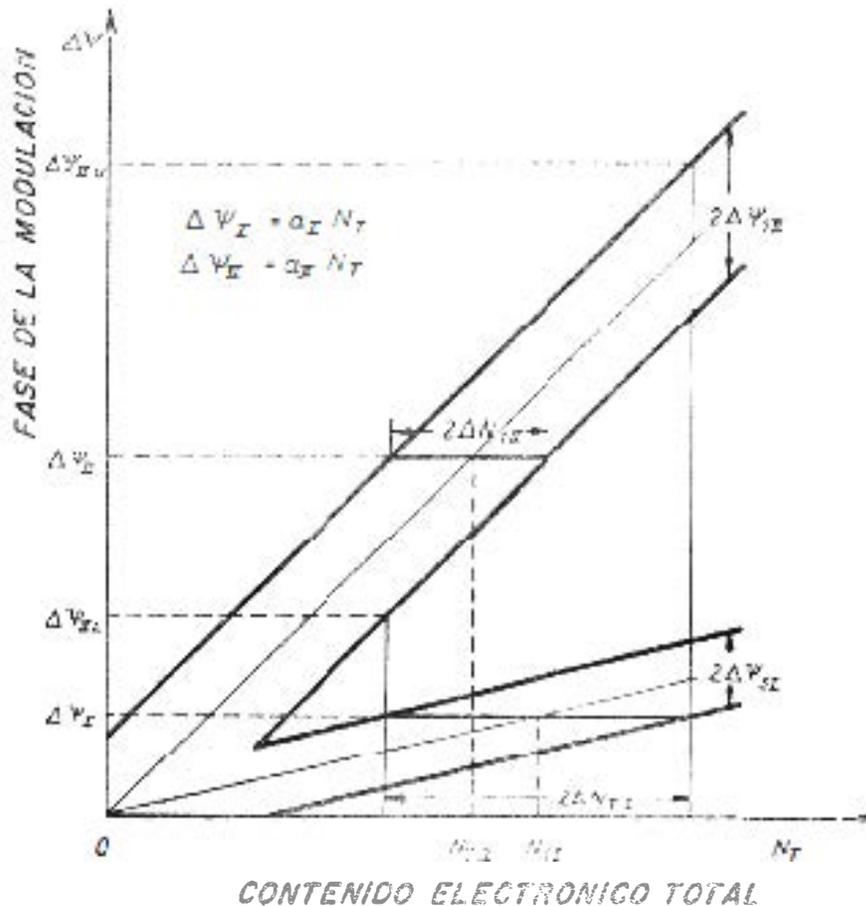


FIG. 5. Error de la fase de la modulación en función del contenido electrónico total.

es también válida mientras las funciones de error $F(N_T)$ de ambas mediciones tengan el mismo carácter, esto es, si tenemos

$$\begin{aligned}\Delta\Psi_I &= a_I [N_T + F(N_T)] \pm \Delta\Psi_{SI} \\ \Delta\Psi_{II} &= a_{II} [N_T + F(N_T)] \pm \Delta\Psi_{SII}\end{aligned}\quad (25)$$

Pero esto es sólo aproximadamente correcto para pequeños N_T en el caso de iguales frecuencias portadoras. Análogamente a (23) se obtiene con $\Delta f_1 = 0,1$ MHz y sin variar los demás parámetros

$$\begin{aligned}\Delta\Psi &= 30,1 \cdot 10^{-16} N_T(1) - 60,5 \cdot 10^{-16} \int N_e \gamma_1 ds_1 \\ &\quad - 0,373 \cdot 10^{-16} N_T(3) + 0,12 \Delta S_{13}\end{aligned}\quad (26)$$

para los cuales las relaciones (25) son aplicables.

Suponiendo $\Delta\Psi_S = \Delta\Psi_{SI} = \Delta\Psi_{SII}$ entonces utilizando las fórmulas (23) y (26) se obtiene para $\Delta\Psi_S$ la condición

$$\Delta\Psi_S < 16,8^\circ,$$

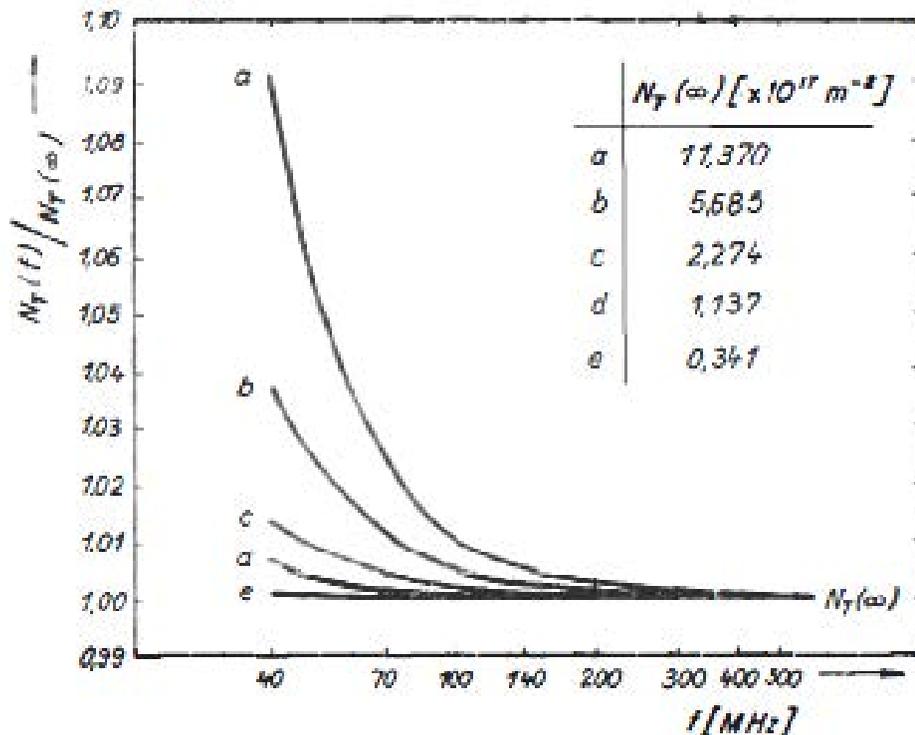


FIG. 6. Dependencia con respecto a la frecuencia del incremento de la trayectoria real del rayo, con diferente $N_T(\infty)$ como parámetro, para la trayectoria del rayo ATS-6 (A°E). Neustrelitz.

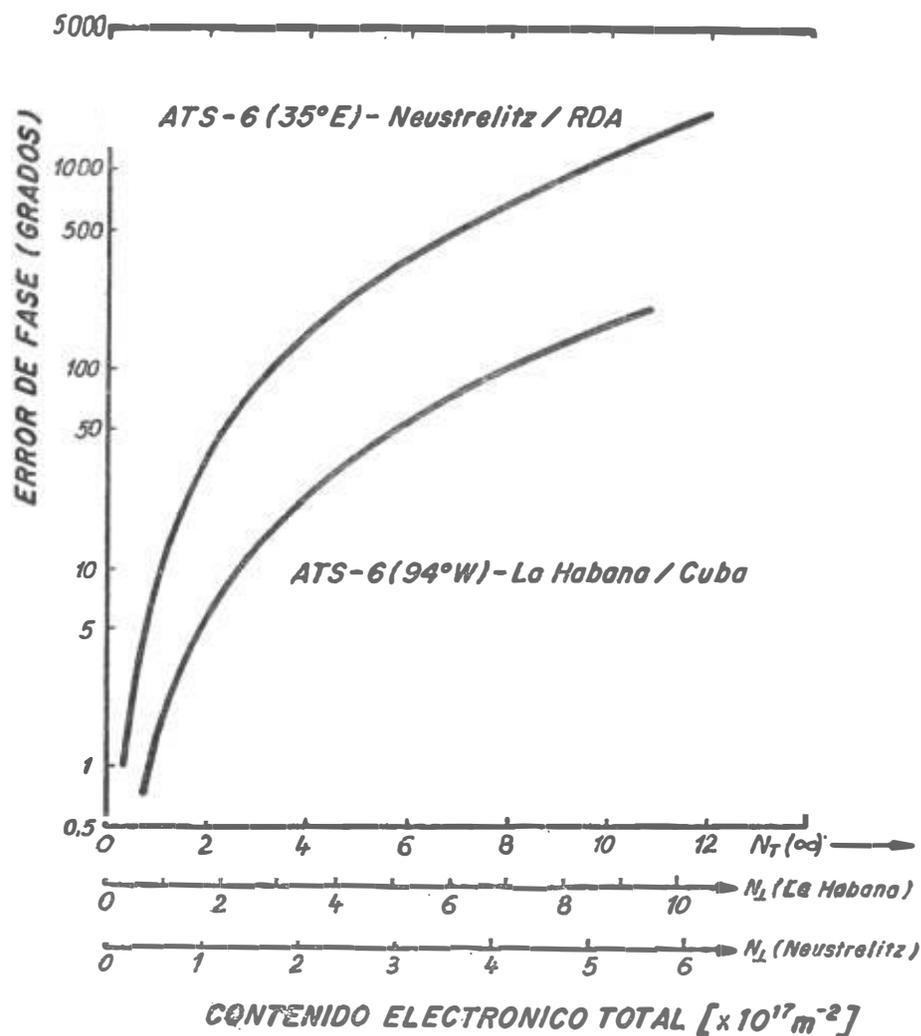


FIG. 7. Contribución de la extensión de la trayectoria ΔS_{13} al error de fase, para la geometría de la trayectoria del rayo ATS-6-Habana y ATS-6-Neustrelitz.

que, bajo dichas suposiciones, debe cumplirse para un tránsito inambiguo de la medición I a la II (Fig. 5).

Debido al hecho que la función error $F(N_T)$ aumenta con más fuerza que N_T y depende de parámetros que no pueden suponerse, los tránsitos inambiguos entre ambas mediciones son erróneos para grandes valores de N_T . Esto es especialmente cierto porque los errores, debidos solamente a la técnica de medición, pueden llegar más allá de los límites de (27).

A fin de obtener información utilizable sobre N_T en el análisis de los valores medios, las diferentes partes físicas de la señal medida deben separarse suficientemente bien. Los cálculos de la trayectoria del rayo muestran que, por ejemplo, para $f_1 = 40$ MHz, puede ocurrir un notable **aumento de la trayectoria real del rayo** en comparación con la línea geométrica de visión. De esta extensión de la trayectoria del rayo resulta una contribución de fase que es debida a

- a) la extensión de la trayectoria del rayo ΔS_{13}
- b) el aumento del valor N_T , $N_T(1) > N_T(3)$.

Si se escoge valor de referencia el N_T a lo largo de la línea geométrica de visión $N_T(\infty)$ y se supone la ionosfera como compuesta por capas esféricas, la fórmula $N_e = N_e(h + R_o)$ siempre debe ser válida y $N_T(f)/N_T(\infty) > 1$. La Fig. 6 muestra la dependencia en frecuencia de este efecto con diferente $N_T(\infty)$ como parámetro para la trayectoria del rayo ATS-6 (3A°E)/Neustrelitz, tomando un perfil constante de la densidad electrónica media.

La contribución de fase del último término en (23) se da en la Fig. 7 para la geometría de trayectoria de rayo ATS-6/Habana y ATS-6/Neustrelitz. Debido al mayor ángulo de incidencia, la situación de recepción en Cuba, en lo que respecta a los errores de refracción, es mucho más favorable. El término correspondiente al campo magnético en (23) contribuye aproximadamente en el 4-6%, por lo que debe considerarse.

4.3 Construcción principal del aparato de medición DM-40/IE

El método empleado para medir la diferencia Doppler y la fase de la modulación en los canales de 40 y 360 MHz se da en la Fig. 8. El sistema de antenas consiste en una Yagi en cruz para cada frecuencia. A través de preamplificadores de bajo nivel de ruido, ambas señales moduladas en amplitud se pasan a las primeras etapas mezcladoras. A fin de **no perturbar** las relaciones de fase de las señales en ambos canales, la mezcla hacia abajo tiene lugar en un oscilador conjunto.

La sintonización simultánea de todos los canales se hace con el OCV₁ en el canal de 40 MHz. Las respectivas bandas laterales más bajas se rastrean en sintetizadores de frecuencias.

Para este fin, las frecuencias de los osciladores auxiliares de 0,1 y 1 MHz se añaden a las respectivas frecuencias portadoras mediante circuitos de 90° y entonces son comparadas con la señal de la banda lateral original. Después se comparan las fases de los osciladores auxiliares en los detectores de fase DF_1 y DF_2 .

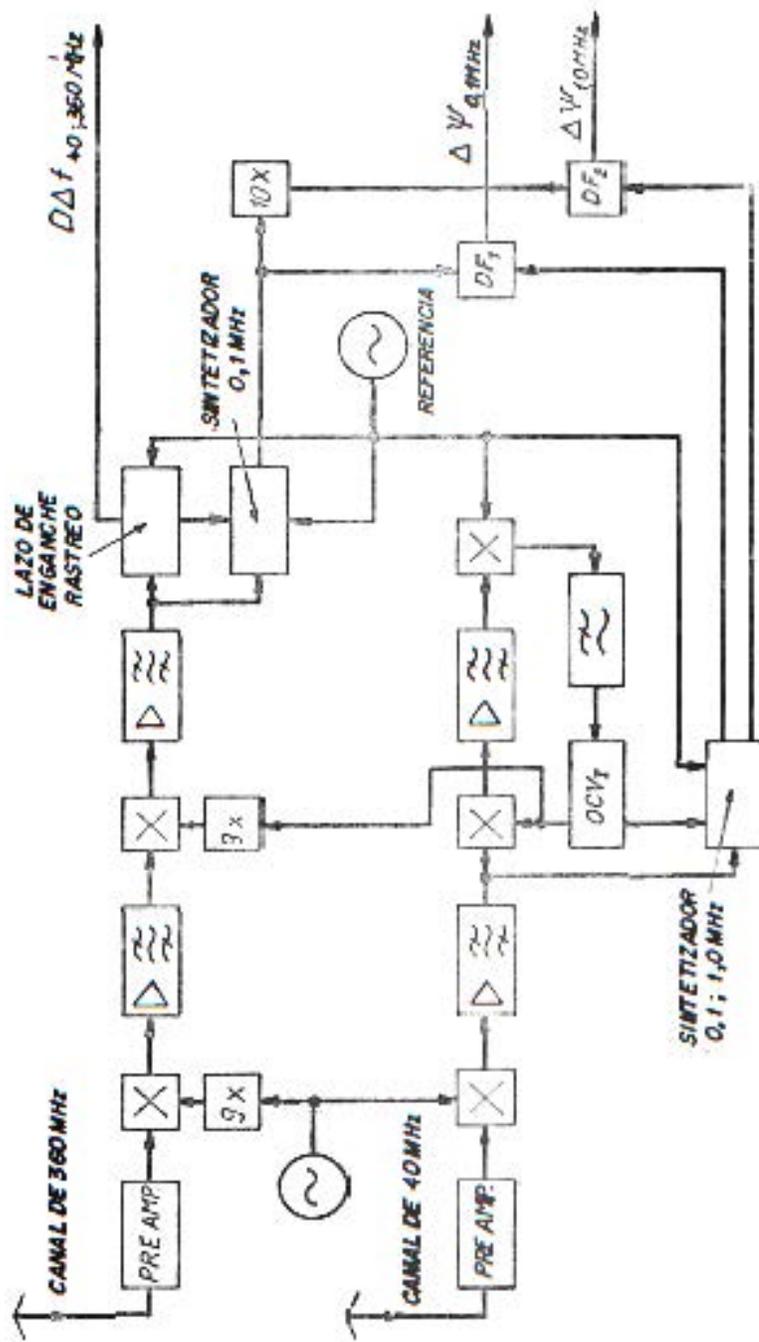


FIG. 8. Método para medir la diferencia Doppler y la fase de la modulación en los canales de 40 y 360 MHz.

En este dispositivo se evalúan las señales de 100 kHz en ambos canales y la señal de banda lateral de 100 kHz en 360 MHz (multiplicada por 10) con la señal de 1 MHz en 40 MHz. Más adelante, dentro del conducto de 360 MHz, se hace la comparación de fase entre ambas frecuencias portadoras, produciendo la medición sensible de la diferencia Doppler. La lectura de la información en todos los canales puede ocurrir tanto analógica como digitalmente.

Debido al hecho de que la síntesis de frecuencia no se produce ya en las primeras etapas y por lo tanto la fase cambia dentro de esas etapas, contribuyendo al valor de salida medido, antes de cualquier período de medición hay que efectuar una cuidadosa calibración de todo el sistema.

5. CONCLUSIONES

Por medio de los métodos expuestos, puede determinarse el contenido electrónico total de la ionosfera. La observación de las variaciones diarias, anuales y los efectos de la actividad solar en N_T proporcionan una importante visión interna de la estructura y dinámica de los procesos ionosféricos.

En especial, la combinación de los métodos descritos tiene ciertas ventajas. Debido a que la variación del factor M (Fig. 1) en la ionosfera, hasta 2 000 kilómetros, pesa sustancialmente más que en la protonosfera que la envuelve, bajo ciertas suposiciones por comparación de mediciones de FR-CET y MP-CET se puede obtener información acerca del contenido electrónico de la protonosfera hasta la altura del satélite. Por otra parte, las mediciones de la rotación Faraday pueden evitar la ambigüedad en 2π de las mediciones de la fase de la modulación.

El altamente sensible método de diferencia Doppler se utiliza con provecho, especialmente para la investigación de procesos rápidamente variables en la ionosfera.

El conocimiento del CET y sus variaciones permite estimar el valor de todas las correcciones ionosféricas variables requeridas para la determinación de posiciones exactas por medio de satélites de navegación.

REFERENCIAS

- ALMEIDA, O. G. (1974): Protonospheric columnar electron content determination-II. Observations. *J. Atmos. Terrest. Phys.*, 36:305-313.
- BETTAC, H. D., JAKOWSKI, N., y KUGLAND, H. G. (1977): Messung des Differenz-dopplereffektes und der Modulationsphase an kohärenten Satellitensignalen. *Zeitschr. Elektr. Inf. Energietechn.*, 7(5):462-469.

- BETTAC, H. D., y WIENER, A. (1975a): A two-channel Faraday-fading receiving system at 140 MHz. En *Proceedings on the Beacon Satellite Investigations of the Ionosphere Structure and ATS-6 Data*, Moscú, vol. 2, pp. 136-145.
- (1975b): Zweikanal-Polarimeter zur Messung des ionosphärischen Faraday-Effektes auf 140 MHz. *Nachrichtentech. Elektron.*, 25:452.
- DAVIES, K., FRITZ, R. B., y GRUBB, R. N. (1972): The ATS-F/G radio Beacon experiments. *J. Environm. Sci.*, 15:31-35.
- DAVIES, K., FRITZ, R. B., GRUBB, R. N., y JONES, J. E. (1975): The ATS-6 radio Beacon experiment: technique and some early results. En *Proceedings on the Beacon Satellite Investigations of the Ionosphere Structure and ATS-6 Data*, Moscú, vol. 2, pp. 93-135.
- FELSKE, D., BETTAC, H. D., y LAZO, B. (1975): First results of ATS-6 Faraday rotation measurements. En *Proceedings on the Beacon Satellite Investigations of the Ionosphere Structure and ATS-6 Data*, Moscú, vol. 2, pp. 191-197.
- GARRIOT, O. K., y MENDONCA, F. de (1963): A comparison of methods used for obtaining electron content from satellite observations. *J. Geophys. Res.*, 68:4917.
- HICKS, A. (1975): Antenna and ground-reflection induced errors in the measurement of Faraday rotations. En *Proceedings on the Beacon Satellite Investigations of the Ionosphere Structure and ATS-6 Data*, Moscú, vol. 1, pp. 92-98.
- JAKOWSKI, N., BETTAC, H. D., y KUGLAND, H. G. [en prensa]: Messung des differentiellen Dopplereffektes und der Modulationsphase an kohärenten Satellitensignalen. *Rad. Fernsehen Elektron.*
- KERSLEY, L., y TAYLOR, G. N. (1974): Comparison of total electron content from Beacon satellite Faraday rotation measurements and simultaneous incoherent scatter profiles. *J. Atmos. Terrest. Phys.*, 36:93-102.
- MARCOU, P. J., PFISTER, W., y ULWICK, J. C. (1958): Ray-tracing-technique in a horizontally stratified ionosphere using vector representations. *J. Geophys. Res.*, 63:301-313.
- ROSA, A. V. da (1970): Significance of columnar electron content measurements. En *Proceedings of the Symposium on the Future Application of Satellite Beacon Experiment*, Lindau-Harz, pp. 7-1 a 7-5.
- SCHMELOVSKY, K. H., y FELSKÉ, D. (1967): Results from multifrequency observations of electron density with S 66 satellite. *Zeitschr. Geophys.*, 33(3):155-165.
- SINELNIKOV, V. M., y JIMÉNEZ, R. (1975): Preliminary results of radio observations by using geostationary satellite ATS-6 in Cuba. En *Proceedings on the Beacon Satellite Investigations of the Ionosphere Structure and ATS-6 Data*, Moscú, vol. 2, pp. 198-207.
- SMILAUER, J., y TRISKOVA, L. (1975): The radio beacon for group-delay and differential doppler measurements on board the Intercosmos-12 satellite. En *Proceedings on the Beacon Satellite Investigations of the Ionosphere Structure and ATS-6 Data*, Moscú, vol. 2, pp. 247-284.
- SMITH, D. H. (1972): Problems in estimating the total electron content from Faraday rotation observations on geostationary satellites. En *Proceedings of the Symposium on the Future Application of Satellite Beacon Measurements*, Graz, pp. 87-97.

ABSTRACT. Some methods used to determine the total electron content (TEC) of the ionosphere by means of indirect measurements at coherent signals received from an ATS-6, are described. The methods shown combine those that make use of ionospheric Faraday- and Doppler- effects and measurements of the modulation phase. The results of joint measurements, within the frame of a long term cooperation program between the academies of sciences of the Republic of Cuba and of the GDR in the field of physical investigation of the upper ionosphere of Beacon satellites are carried out. A two-channel Faraday polarimeter and a combined system to measure the Difference-Doppler-Effect and the modulation phase in the 40 and 360 MHz channels, are described.

CDU 550.388.2 + 621.391.812.63