

ESTUDIO DE LA ANOMALIA EN LA DISTRIBUCION DE LA
CONDUCTIVIDAD TERRESTRE EN LA ZONA ECUATORIAL AFRICANA

A.M. Osella^{*}, S. Duhau^{*} y C.E. Moyano^{*}

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

RESUMEN

La presencia de una anomalía en la distribución de la conductividad terrestre en la zona ecuatorial africana fue detectada en las variaciones geomagnéticas diarias medidas en esa zona. Un análisis preliminar mostró una discontinuidad en la profundidad de la capa no conductora del manto superior terrestre.

En el presente trabajo se analizan en forma más detallada las posibles causas de esta anomalía, teniendo en cuenta los efectos producidos por un manto de contorno irregular y los debidos a la presencia de una zona conductora en la corteza.

ABSTRACT

The presence of an anomaly in the distribution of the earth conductivity in the african equatorial zone was detected in the geomagnetic daily variations measured in this zone. A first analysis showed a discontinuity in the depth of the non-conducting layer of the upper mantle.

In the present work a further analysis of this anomaly is done, taking into account the effects produced by a mantle with an irregular boundary and the ones due to the presence of a conductive zone in the crust.

* Miembro de la Carrera del Investigador del CONICET.

1. INTRODUCCION

En un trabajo previo, Duhau y Osella (1984) separaron las variaciones geomagnéticas diarias medidas en la zona ecuatorial africana por Fambitakoya (1973) en sus partes de origen interno y externo y de esta última obtuvieron el sistema de corrientes ionosféricas. Dado que para separar el campo magnético total no se hicieron hipótesis previas acerca del campo inducido, los resultados hallados permiten obtener información sobre la estructura interna de la tierra.

Usando un modelo simple para la distribución de la conductividad terrestre, que consiste en una capa no conductora de espesor p y un semiespacio perfectamente conductor debajo de él, se calculó el campo inducido por el sistema de corrientes previamente hallado y se encontró que los valores de p que mejor ajustan la parte interna de las variaciones geomagnéticas diarias son distintos al norte y al sur del ecuador magnético (Duhau y Osella, 1984).

Por lo tanto para obtener una buena descripción de todo el perfil, es necesario proponer un modelo para la distribución de la conductividad terrestre que considere la presencia de un gradiente latitudinal en p . Teniendo en cuenta este hecho, en el presente trabajo se va a calcular el campo inducido por el sistema externo de corrientes en presencia de un manto de contorno no uniforme en la dirección norte-sur, ajustando los parámetros del modelo de modo de reproducir la parte interna de las citadas variaciones en la zona estudiada.

2. DESCRIPCION DEL MODELO

Para calcular el campo inducido por el sistema de corrientes ionosféricas frente a la presencia de un manto de contorno irregular, se va a utilizar un modelo ya introducido por Osella y Duhau (1985) en un trabajo previo y que se resumirá a continuación.

Como en la zona ecuatorial la corriente circula en la dirección este-oeste se va a considerar el siguiente sistema bidimensional: un semiespacio perfectamente conductor con un contorno dado por la función $f(x,z)$, con x,z las coordenadas cartesianas en las direcciones norte-sur y vertical saliente respectivamente, que representa el manto y un semiespacio perfectamente dieléctrico por encima de éste, siendo todas las propiedades y los campos independientes de la coordenada y , que representa la dirección oeste-este (figura 1a.)

Para representar los resultados se usarán las coordenadas geomagnéticas usuales (x,y,z en las direcciones norte-sur, este-oeste vertical positiva hacia abajo).

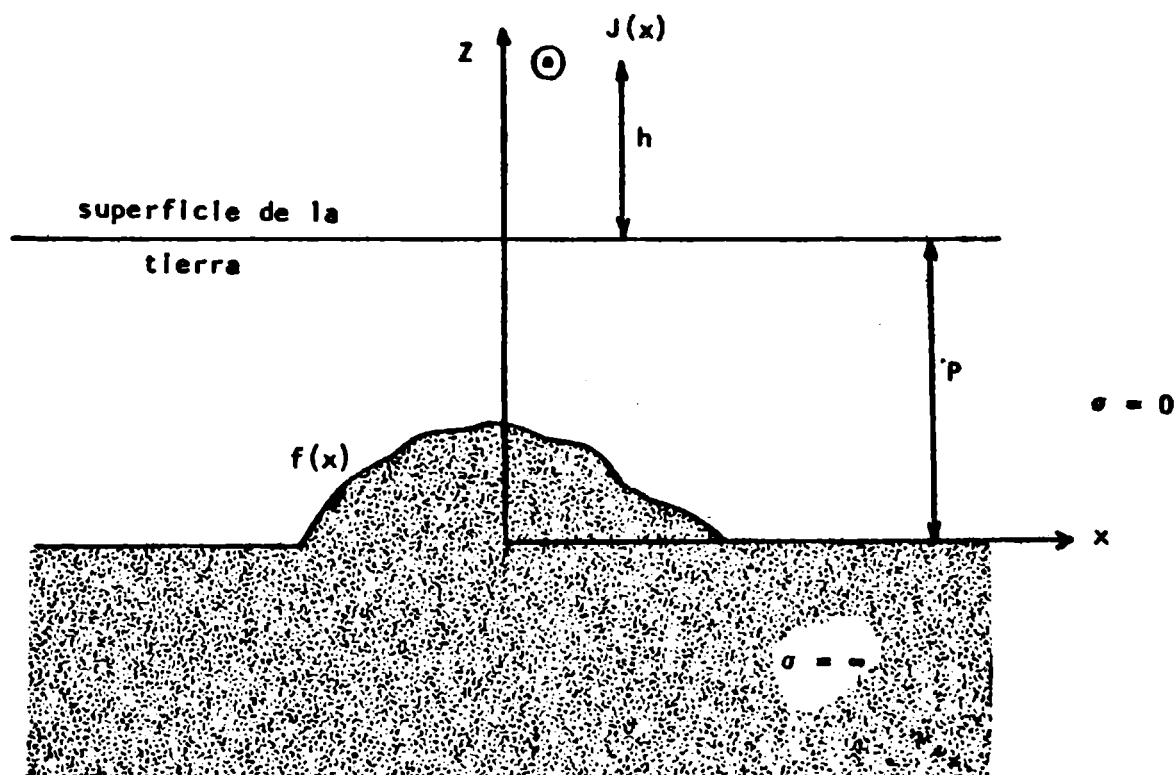


Figura 1 Modelo propuesto para el cálculo del campo inducido por el sistema de corrientes ionosféricas.

Las componentes vertical, Z , y horizontal H , del campo magnético producido por una densidad de corriente $J(x', z')$ se obtienen como:

$$Z(x, z) = \int J(x', z') G_Z(r, r') dx' dz' \tag{1a}$$

$$H(x, z) = \int J(x', z') G_H(r, r') dx' dz' \tag{1b}$$

donde $G_Z(r, r')$ ($G_H(r, r')$) es la función de Green que da la componente vertical, (horizontal), del campo producido en r ($r = (x, z)$) por una línea de corriente de intensidad igual a la unidad ubicada en r' ($r' = (x', z')$) frente a esta configuración.

Para representar la corriente ionosférica, $J(x', z')$ se la supone de la forma:

$$J(x', z') = J(x') \delta(z' - (h+p)) \tag{2}$$

donde p indica la posición, en el sistema usado, de la superficie de la tierra, h , la altura sobre éste a la cual circula la corriente, y $J(x')$ es la densidad superficial de corriente.

Como en general es difícil encontrar la función de Green, es útil hacer una transformación de coordenadas de modo tal de transformar el contorno del conductor

en un plano; siendo el presente un problema bidimensional, se resuelve mediante una transformación conforme.

Sean w, W las variables complejas definidas como:

$$w = x + iz \quad W = u + iv \quad (3)$$

y supongamos que existe una transformación conforme $W = g(w)$ que transforma el contorno del conductor en el plano w , en una línea en el plano W . Entonces la función de Green resulta:

$$G_Z(w, w') = I_m \left[-\frac{1}{2\pi} \frac{\mu_0}{W-W'} \left(\frac{1}{W-W'} - \frac{1}{W-W'^*} \right) \frac{\partial g(w)}{\partial w} \right]_w \quad (4a)$$

$$G_H(w, w') = -R_e \left[-\frac{1}{2\pi} \frac{\mu_0}{W-W'} \left(\frac{1}{W-W'} - \frac{1}{W-W'^*} \right) \frac{\partial g(w)}{\partial w} \right]_w \quad (4b)$$

donde μ_0 es la permeabilidad magnética y

$$W' = g(w') = g(x' + iz') \quad (5a)$$

$$W'^* = g^*(w') \quad (5b)$$

Como la corriente fluye a una altura $(p+h)$ y el campo magnético se calcula sobre la superficie de la tierra, entonces:

$$W = g(x + ip) \quad (6a)$$

$$W' = g(x' + i(p+h)) \quad (6b)$$

De modo que las componentes vertical y horizontal del campo magnético total están dadas por

$$Z(x, p) = \int J(x') G_Z(x, p; x', (p+h)) dx' \quad (7)$$

$$H(x, p) = \int J(x') G_H(x, p; x', (p+h)) dx'$$

Como el sistema de corrientes externo se conoce, se pueden calcular las componentes vertical, Z_e , y horizontal, H_e , del campo externo y por consiguiente, las componentes Z_i y H_i del campo interno se obtienen como:

$$Z_i = Z - Z_e \quad (8a)$$

$$H_i = H - H_e \quad (8b)$$

3. APLICACION

Este modelo se va a aplicar el caso particular de una elevación semielíptica

del manto, eligiéndose este contorno ya que variando adecuadamente los parámetros se pueden reproducir tanto una discontinuidad localizada como una extensa.

La función

$$w = f(W) = \frac{aW + \sqrt{W^2 - b^2}}{a+1} \quad (10)$$

transforma el eje real en el plano W , en el eje real del plano w , excepto por un contorno semielíptico alrededor del origen, con semiejes horizontal r_h y vertical r_v dados por:

$$r_h = ab/(a+1) \quad (11a)$$

$$r_v = b/(a+1) \quad (11b)$$

El sistema de corrientes en la zona ecuatorial tiene una parte extensa, J_p , y una parte localizada debida al electrochorro, J_j , dadas por (Duhau y Osella, 1984):

$$J_p(x') = J_{op} e^{kh} \cos [k(x' - x_0 - x_p)] \quad (12a)$$

$$J_j(x') = \begin{cases} J_{oj} [1 - (x' - x_0)^2/D^2] & -D+x_0 \leq x' \leq x_0+D \\ 0 & x' < -D+x_0 \\ & x' > x_0+D \end{cases} \quad (12b)$$

con x_0 la distancia del ecuador magnético respecto al centro de la elipse.

En la zona ecuatorial africana los parámetros toman los siguientes valores (Duhau y Osella, 1984)

$$J_{op} = 0.0302 \text{ Amp/m}$$

$$J_{oj} = 0.111 \text{ Amp/m}$$

$$k = 7.6 \times 10^{-4} \text{ km}^{-1}$$

$$h = 107 \text{ km}$$

$$D = 350 \text{ km}$$

$$x_p = 700 \text{ km}$$

Para determinar los valores de los parámetros que definen el contorno del manto (p, r_v, r_h) y la posición del ecuador magnético (x_0) se utiliza un método de cuadrados mínimos (ver Moyano y otros 1985), de modo de optimizar el ajuste entre el campo calculado y la parte interna de las variaciones geomagnéticas diarias.

4. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

Se obtuvieron los siguientes resultados (ver figura 2)

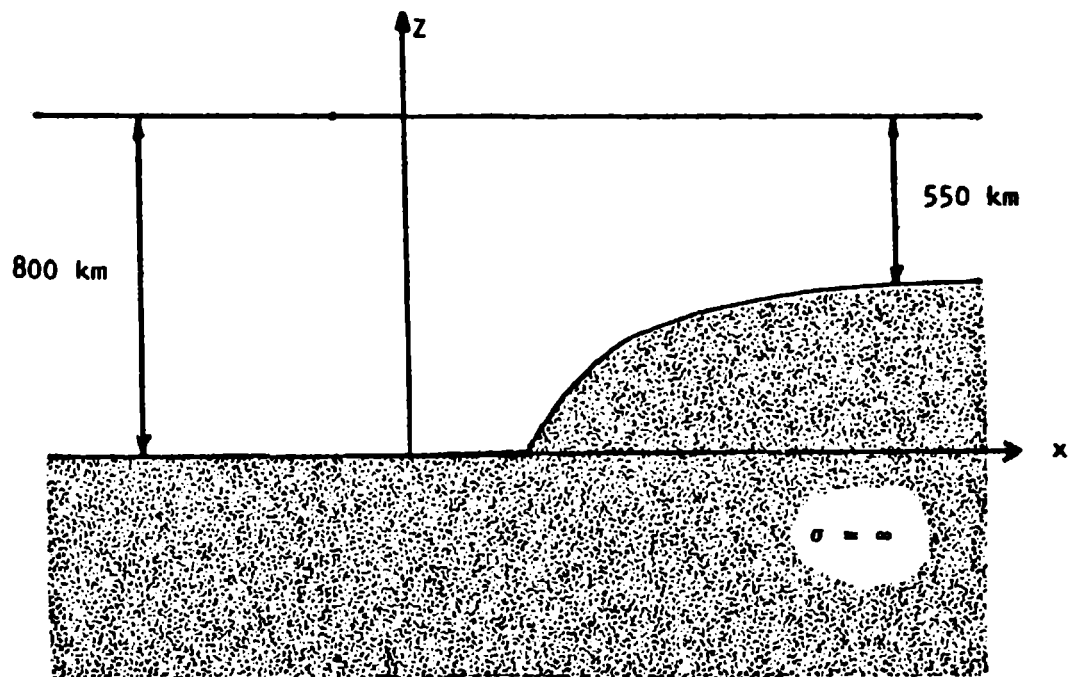


Figura 2 Perfil resultante obtenido al ajustar los parámetros que definen el modelo.

$$p = (800 \pm 50) \text{ km}$$

$$r_h = (3800 \pm 100) \text{ km}$$

$$r_v = (500 \pm 50) \text{ km}$$

$$x_0 = (4500 \pm 100) \text{ km}$$

La figura 3 muestra el ajuste entre la parte interna de las variaciones geomagnéticas diarias y el campo inducido calculado con estos parámetros, tanto para la componente horizontal (fig. 3a) como vertical (fig. 3b)

Se observa un buen ajuste para la componente horizontal, lo cual confirma los

resultados hallados previamente que daban una discontinuidad lateral en la profundidad de la capa no conductora ($p=1000$ km al sur del ecuador y $p = 500$ km al norte del mismo) (Duhau y Osella, 1984). Las diferencias observadas, especialmente en la componente vertical pueden ser debidas, en parte, a la presencia de una zona conductora en la superficie. De hecho, Shankland y Waff (1977) detectaron en la región cercana al ecuador, al norte del mismo, a partir de mediciones magnetotélúricas la presencia de una capa superficial localizada de mayor conductividad. Usando un modelo introducido en un trabajo previo (Duhau y Osella, 1984) se calculó el efecto que podría producir en las variaciones geomagnéticas diarias la presencia de una zona superficial localizada, para la cual se utilizó una capa con una conductividad integrada de $0,1 \Omega^{-1}\text{km}$, valor que se estimó a partir de los resultados de Shankland y Waff (1977). Se encontró que dicho efecto es de aproximadamente 2nT , lo cual no alcanza a explicar las diferencias halladas. Otra causa podría ser la debida al hecho de que la función analítica usada para modelar la variación latitudinal de p no permite reproducir discontinuidades bruscas o tipos distintos de irregularidades superpuestas.

En conclusión, se puede decir que utilizando este modelo, se confirmó la presencia de un gradiente latitudinal en p , con valores al norte y al sur que coinciden aproximadamente con los hallados previamente y que las diferencias observadas no pueden atribuirse a efectos superficiales localizados sino más bien a la presencia de una discontinuidad más brusca que las que pueden representarse por la familia de elipses supuestas en el modelo.

En un trabajo futuro se tendrán en cuenta curvas que permitan reproducir discontinuidades bruscas.

Agradecimientos. Este trabajo fue parcialmente financiado por el CONICET (Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas)

BIBLIOGRAFIA

- Duhau, S. y A.M.Osella, 1984: Depth of the non-conducting layer at Central Africa, *J. Geomag. Geoelectr.*, 36, 113.
- Duhau, S. y A.M.Osella, 1984: Description of the coast effect at equatorial latitudes with applications to the Peruvian and Nigerian zones, *Planet. Sp. Science*, 32 (7), 845.
- Fambitakoye, O., 1973: Effects induits par l'electrojet equatorial au centre de l'Afrique *Ann. Geophys.* 29, 149.

Moyano, C., A.M.Osella y S.Duhau, 1985: Obtención de perfiles de densidad eléctrica a partir de ionogramas utilizando cuadrados mínimos no lineales. (enviado para su publicación).

Osella, A.M. y S.Duhau, 1985: Analysis of the effect produced by lateral inhomogeneities in the mantle at equatorial latitudes J. Geomag. Geoelectr. (en prensa).

Shankland, T.J. y H.S.Waff, 1977: Partial Melting and electrical conductivity anomalies in the upper mantle; J. Geophys. Res., 82 (33), 5409.

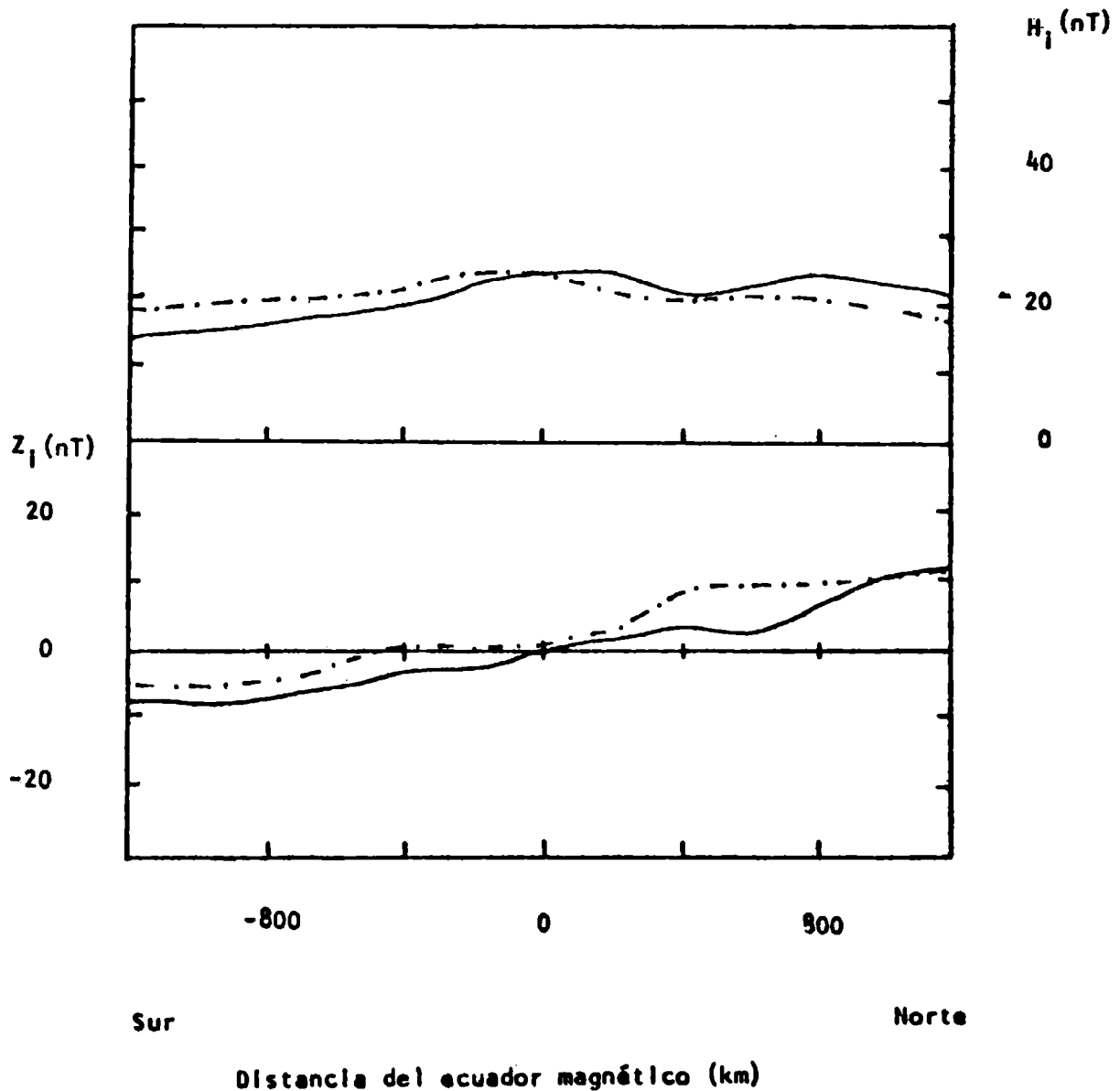


Figura 3 Componentes horizontal, H_1 , (a) y vertical, Z_1 , (b), de la parte interna de las variaciones geomagnéticas diarias (curva llena) y las calculadas usando el modelo descrito en la fig. 1 (curva de puntos y rayas).

COMPORTAMIENTO DE IONES O^+ y H^+ . RESULTADOS TEORICOS
Y EXPERIMENTALES

Victor Hugo Ríos^(*) y Griselda Luccioni

Instituto de Física-Facultad de Ciencias Exactas y Tecnología-
Universidad Nacional de Tucumán

RESUMEN

Este trabajo plantea un nuevo método de cálculo para la determinación de densidades iónicas mayoritarias (O^+ , H^+) a partir de la resolución de las ecuaciones de continuidad y momentos dependientes del tiempo para un campo magnético dipolar. El algoritmo utilizado en los cálculos numéricos usa la técnica de convergencia binaria y las integraciones son resueltas mediante el método de Simpson con extrapolación de Aiken. El modelo de atmósfera neutra utilizada en estos cálculos es el de Jacchia. Los resultados teóricos son comparados con las mediciones obtenidas por el espectrómetro de masas del satélite ionosférico ISS-b para la órbita 4873 del 14 de febrero de 1979, durante la cual la actividad geomagnética fue casi nula. Se puede considerar que la aproximación al comportamiento experimental es muy buena. Ello muestra la existencia del efecto de "llenado" ionosférico por "vaciamiento" protonosférico.

ABSTRACT

This paper presents a new method of calculus for determination of majoritary ion densities (O^+ , H^+), starting from the resolution of the time dependen continuity and momentum equations, for a dipolar magnetic field. For numerical calculus, the binary convergence technique algorithm has been used. The integrations are solved by the Simpson method with Aiken extrapolation. The Jacchia neutral atmosphere model has been used in the calculus. The theoretical results are compared with measurements of the ISS-b ionospheric satellite mass spectrometer, for the orbit 4873 on 14. February, 1979 and through which the geomagnetic activity was almost null. It can be considered that the approximation to the experimental behaviour is very good, showing this results the existence of the ionospheric filling by protonospheric depletion.

(*) Miembro de la Carrera del Investigador del CONICET.

INTRODUCCIÓN

A grandes distancias de la Tierra las ecuaciones que gobiernan la distribución de iones bajo efectos gravitatorios predicen que la masa media iónica debería decrecer continuamente. Sin embargo, con las primeras mediciones de "silbidos" en ondas de baja frecuencia se pudo demostrar la presencia electrónica e iónica alrededor de la Tierra hasta varios radios terrestres. Inicialmente se pensó que los iones hidrógeno provenían del sol, pero después se mostró que dichos iones en su gran parte surgen directamente de las reacciones ion-neutro dentro de la capa F2.

La presencia de los iones He^+ en el tope de la ionosfera fue sugerida en 1961 como consecuencia del descubrimiento del helio neutro como constituyente importante de la alta atmósfera. Las observaciones experimentales realizadas a partir de datos satelitarios y de cohetes revelaron que la ionosfera arriba del pico de la capa F2 está formada por una mezcla ternaria de iones O^+ , He^+ y H^+ que se encuentran en equilibrio difusivo.

Es muy conocido que la plasmaspausa es el borde en el cual algunas líneas de campo son convectivas hacia la cola magnética y otras corrotan con la Tierra. Las líneas de campo abiertas en el frente de la magnetosfera conducen el flujo de plasma hacia afuera pudiendo llegar a ser supersónico (Banks y Holtzer, 1969). Si el período es magnéticamente calmo, las líneas de medias y bajas latitudes corrotan con la Tierra y permanecen cerradas. Sin embargo, se sabe que la plasmasfera en el lado diurno se mueve hacia valores de L menores que 3 cuando ocurre una tormenta magnética (Bycroft y Burnell, 1970).

Así, los tubos magnéticos en latitudes medias forman parte del movimiento convectivo dentro de la cola magnética de la magnetosfera permitiendo una pérdida de plasma a través de ellos.

Después de una tormenta magnética la región de convección retorna a valores altos de L y los tubos de latitudes medias comienzan a cerrarse estando vacíos.

El llenado de los tubos magnéticos vacíos se realiza fundamentalmente mediante flujos alineados con el campo magnético, los cuales pueden ser supersónicos (Banks, Nagy y Axford; 1971).

Banks et al. (1971) calcularon el tiempo requerido para que las densidades iónicas lleguen a alcanzar la variación periódica diurna sin perturbaciones después de una tormenta magnética, estimando

lo en 3 a 15 días, dependiendo de la latitud. Debido a que el tiempo entre dos tormentas magnéticas puede ser menor que el requerido para el llenado por H^+ de los tubos de flujo, es posible que la ionosfera y la magnetosfera en la región limitada aproximadamente entre $L = 2.5$ y $L = 5$, esté continuamente en estado dinámico.

Park (1970) ha realizado observaciones directas de las pérdidas de plasma como resultado de una tormenta magnética y encontró que el tiempo requerido para que las densidades de plasma alcancen el equilibrio difusivo fue mayor que el tiempo entre dos tormentas magnéticas.

Banks et. al. (1971) calcularon densidades O^+ y H^+ en el rango de 500 a 4500 Km, suponiendo que el O^+ estaba en equilibrio difusivo en este rango de alturas. El procedimiento numérico usado en este trabajo cubre toda la región, desde los 200 Km hasta el punto del cruce ecuatorial de la línea de campo dipolar.

El propósito de este trabajo es doble; primero, reproducir las mediciones realizadas por el satélite ISS-b y segundo, realizar un estudio teórico del llenado de tubos magnéticos mediante flujos de O^+ y H^+ desde el comienzo (estado supersónico) hasta su recuperación (estado subsónico). Para esto es necesario resolver las ecuaciones de continuidad y momentos para el plasma ternario (O^+ , H^+ , e^-).

ECUACIONES Y PARAMETROS

Para examinar el comportamiento diario de los iones H^+ y O^+ en latitudes medias resolvemos las ecuaciones dependientes del tiempo que surgen de las ecuaciones de continuidad y momentos para O^+ , H^+ , e^- . Ellas son:

$$\phi_{O^+}(s,t) = -B(s) \int_s^s \frac{1}{B(s)} \{ Q_{O^+} - L_{O^+} - \frac{\partial n_{O^+}}{\partial t} \} ds \quad (1)$$

$$\frac{\kappa}{m_{O^+}} \left\{ T_i + \frac{n_{e^-}}{n_c} T_e \right\} \frac{\partial}{\partial s} (\log n_{O^+}) = - \left\{ g \sin I + \frac{\kappa}{m_{H^+}} \frac{\partial}{\partial s} (T_i + T_e) + \frac{\kappa T_e}{m_{O^+} n_e} \frac{\partial n_{H^+}}{\partial s} - \nu_{O^+N} v \cos I \right\} + \frac{I_{e^+}}{n_{O^+}} \left\{ \nu_{O^+H^+} + \nu_{O^+N} + \frac{m_{O^+}}{m_{H^+}} \nu_{H^+O^+} \right\} - C \frac{m_{O^+}}{m_{H^+}} \frac{\nu_{O^+H^+}}{n_{O^+}} \quad (2)$$

donde

$$C(s,t) = B(s) \int_s^s \frac{1}{B(s)} \left\{ Q_{H^+} + Q_{e^-} - L_{O^+} - L_{H^+} - \frac{\partial n_{O^+}}{\partial t} - \frac{\partial n_{H^+}}{\partial t} \right\} ds \quad (3)$$

Q_{O^+} : Producción de iones O^+ , $B(s)$: Inducción magnética dipolar
 L_{O^+} : Pérdida de iones O^+ , n_{O^+} : Densidad iónica O^+ , ϕ_{O^+} : Flujo de O^+ , g : Aceleración de la gravedad, I : Angulo de Dip, T_i : Temperatura iónica, T_e : Temperatura electrónica, n_{H^+} : Densidad de protones, m_{O^+} : masa de O^+ , m_{H^+} : masa de H^+ , ν_{O^+N} : Frecuencia de colisión O^+ - Neutros, $\nu_{O^+H^+}$: Frecuencia de colisión O^+ - H^+ , $\nu_{H^+O^+}$: Frecuencia

cia de colisión $H^+ - O^+$, κ : Constante de Boltzman, n_e : Densidad Electrónica, $I_{O^+} = -\phi_{O^+}$ = Flujo de iones O^+ , $I_{H^+} = -\phi_{H^+}$ = Flujo de iones H^+ , u velocidad del viento neutro.

La ecuación de momentos para electrones ha sido utilizada con el objeto de eliminar el campo electrostático. En ella fueron despreciados todos los términos de fuerza salvo el debido al campo eléctrico.

Ecuación de continuidad para H^+

$$\phi_{H^+}(s,t) = -B(s) \int_s^{s_e} \frac{1}{B(s)} \left\{ Q_{H^+} - L_{H^+} - \frac{\partial n_{H^+}}{\partial t} \right\} ds \quad (4)$$

Ecuación de momentos para H^+

$$\frac{\kappa}{m_{H^+}} \left\{ T_i + \frac{n_{H^+}}{n_e} T_e \right\} \frac{\partial}{\partial s} (\log n_{H^+}) = - \left\{ g \sin I + \frac{\kappa}{m_{H^+}} \frac{\partial}{\partial s} (T_i + T_e) + \frac{\kappa T_e}{m_{H^+} n_e} \frac{\partial n_{O^+}}{\partial s} - \nu_{H^+N} u \cos I \right\} + \frac{I_{H^+}}{n_{H^+}} \left\{ \nu_{H^+O^+} + \nu_{H^+N} + \frac{m_{H^+}}{m_{O^+}} \nu_{O^+H^+} \right\} - C \frac{m_{H^+} \nu_{O^+H^+}}{m_{O^+} n_{O^+}} \quad (5)$$

donde ν_{H^+N} ; Frecuencia de colisión (H^+ - Neutro)

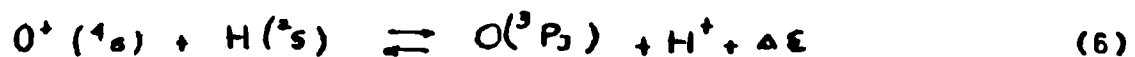
Las frecuencias de colisión para transferencia de momentos utilizadas en este trabajo fueron obtenidas de Schunk y Walker (1970).

El modelo de campo magnético utilizado en este trabajo es dipolar.

Los modelos de temperatura iónica y electrónica han sido obtenidos de la Ionósfera Internacional de Referencia (IRI) recopiladas por Bilitza (1979).

PRODUCCION DE IONES

La reacción más importante en la producción de iones hidrógeno u oxígeno en la región F_2 y arriba de ella, es la reacción resonante de intercambio de cargas.



Debido a que los defectos de energía en esta ecuación son relativamente pequeñas con respecto a las que se representan en la termosfera ($KT \sim 0.05$ a 0.1 eV) el proceso de intercambio de cargas se produce rápidamente en ambas direcciones. La velocidad de producción de iones oxígeno

donde R : velocidad de la reacción; $n(O)$: Densidad del oxígeno atómico; n_{H^+} : Densidad de protones.

El otro proceso de producción para iones oxígeno incluimos en los cálculos es debido a fotoionización.

La velocidad de fotoionización ha sido calculada a partir de

$$P_{O^+} = I_{\infty} \pi \sigma_0^i n(O) \exp(-\tau) \quad (7)$$

donde las variables definidas con el subíndice 0 están asociadas con el oxígeno atómico. Los valores del producto $\tau_{\infty} n \epsilon^{\wedge}$ han sido tomadas de Hinteregger et.al. (1965), que dan aproximadamente $5 \times 10^{-7} \text{ seg}^{-1}$. La profundidad óptica Z se la obtiene a partir de

$$Z = \epsilon^{\wedge} \{ n(O) H(O) + n(N_2) H(N_2) + n(O_2) H(O_2) \} \sec \chi \quad (8)$$

donde χ : Angulo Cenital Solar; ϵ^{\wedge} : Sección eficaz de absorción;

$n(\gamma)$ Densidad numérica de la especie; \mathcal{U} : Eficiencia de Ionización; $H(\gamma)$: Altura de escala de la especie.

Los símbolos N_2 y O_2 se refieren a las moléculas de nitrógeno y oxígeno respectivamente. Las alturas de escala y las densidades se obtienen a partir del modelo de Jacchia (1977). Debe notarse que la radiación ionizante decrece exponencialmente debido a la presencia de átomos de oxígeno y de moléculas de nitrógeno y oxígeno. El valor medio usado para la sección eficaz de absorción $\epsilon^{\wedge} = 1.5 \times 10^{17} \text{ cm}^2$. El ángulo cenital solar puede obtenerse a partir de la relación

$$\cos \chi = \sin \delta \cos \theta + \cos \delta \sin \theta \cos H \quad (9)$$

donde δ Declinación Solar; θ : Colatitud; H : Angulo Horario del sol medio a partir del mediodía.

El valor de $\sec \chi$ se aproxima a infinito al anochecer y al amanecer y debe ser reemplazado por la función de Chapman.

Si se incluyen ambos procesos de producción, se obtiene la producción total de O^+ como:

$$Q_{O^+} = P_{O^+} + R n_{H^+} n(O) \quad (10)$$

Los procesos de pérdidas de O^+ considerados en este trabajo, son debidos a la inversión de la ecuación



La velocidad de esta reacción depende de la constante de equilibrio termodinámico, la cual es función de la temperatura. El límite de esta constante cuando la temperatura tiende a valores grandes es $8/9$.

Debido a las altas temperaturas ionosféricas es posible usar este valor asintótico. Bajo esta suposición la pérdida por segundo de iones oxígeno debido a la reacción anterior es: $9R n(H) n_{O^+}/8$ donde n_{O^+} : Densidad de iones O^+ y $n(H)$: Densidad de átomos de Hidrógeno.

También los iones oxígeno se pierden por neutralización de acuerdo a las reacciones



las que son por reacciones de recombinación disociativa



Las reacciones de intercambio de cargas de ión-átomo (12) se producen más lentamente que los procesos de recombinación disociativa (13) en la región F, por lo tanto las dos ecuaciones (12) determinaron el coeficiente de recombinación:

El número de iones O^+ perdidos por segundo será:

$$L_{\text{O}^+} = \beta n_{\text{O}^+} + q R n(\text{H}) n_{\text{O}^+} / \theta \qquad (14)$$

La producción de iones H^+ surge a través de la reacción (11), siendo la velocidad de producción: $q R n(\text{H}) n_{\text{O}^+} / \theta$. Los protones producidos por fotoionización se obtienen a partir de:

$$P_{\text{H}^+} = I \sigma_{\text{H}^+} n(\text{H}) \exp(-\tau)$$

siendo σ_{H^+} sección eficaz de ionización.

La producción total de iones H^+ se obtiene sumando los procesos anteriores, así: $Q_{\text{H}^+} = P_{\text{H}^+} + q R n(\text{H}) n_{\text{O}^+} / \theta$ (15)

La pérdida se obtiene a partir de la relación: $L_{\text{H}^+} = R n(\text{H}) n(\text{O})$ (16)

Para obtener las distribuciones diurnas de los componentes neutros fue necesario utilizar el modelo de Jacchia (1977). Los valores iniciales utilizados en estos cálculos para las densidades de O , O_2 y N_2 a 120 Km fueron:

$$n_{120}(\text{O}) = 7.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3} \quad n_{120}(\text{O}_2) = 7.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3} \quad n_{120}(\text{N}_2) = 4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

El valor de la densidad del hidrógeno a 120 Km ha sido elegido de tal manera que la densidad a 400 Km sea $n(\text{H}) \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$.

RESULTADOS

Con este modelo se trata primeramente de examinar el "llenado" y "vaciado" de la protonosfera y los efectos subsecuentes en la ionosfera. Para resolver las ecuaciones de continuidad y momentos para O^+ y H^+ es necesario introducir distribuciones iniciales de estos componentes cuyas características damos a continuación. La distribución de O^+ tiene un pico en la concentración de $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ a 286 Km de altura y el contenido es de $5.8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (para $L=4$).

La distribución de H^+ tiene un valor ecuatorial de $1.3 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$ y un valor de contenido de $1.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (para $L=4$).

Para la integración de las ecuaciones (1), (2), (3), (4) y (5) se usó la aproximación en diferencias para las derivadas temporales

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \frac{n_i(s, t) - n_i(s, t - \Delta t)}{\Delta t}$$

donde el valor de "i" puede representar O^+ o H^+ . Las integraciones

son resueltas mediante el método de Simpson con extrapolación de Aiken. El algoritmo utilizado en la determinación de los valores de densidades de O^+ y H^+ sobre las líneas de campo es el de convergencia binaria.

En la figura 1 se muestran los perfiles de H^+ de mediodía calculados para un día magnéticamente perturbado donde el parámetro indica el día a partir del cual se ha comenzado la integración. De ella se deduce que la recuperación de la protonosfera es muy lenta bajo las condiciones impuestas.

En la figura 2 se observan los perfiles de H^+ para diferentes horas del 18avo día desde el comienzo de la recuperación.

Los perfiles diurnos de H^+ muestran un doble pico mientras que los nocturnos tienen un pico único. Los picos inferiores en los perfiles diurnos resultan de la producción química de H^+ , los cuales tienden a desaparecer en la noche debido a la baja densidad de H y al decaimiento de la capa de O^+ . Los picos superiores surgen sin embargo como resultado de la presencia del campo eléctrico, que disminuye el efecto gravitatorio, creado por la distribución de O^+ , por las colisiones entre los iones O^+ y H^+ (Banks, 1973), manifestados a través de Te y Ti.

La figura 3 muestra los perfiles de H^+ para mediodía donde los números indican los días de recuperación. Ellos han sido obtenidos cambiando el perfil de hidrógeno neutro multiplicando por 1.5. Se observa que las densidades de protones aumentan en un factor 10, es decir, son fuertemente controlados por la densidad del neutro.

De la figura deducimos que existen diferentes estados protonosféricos los cuales exhiben cambios rápidos indicando que la protonosfera todavía no alcanzó el llenado completo. En la figura 4 se muestran las variaciones de NmF2 calculados a través de diferentes días de recuperación. Los valores de NmF2 nocturnos crean estacionalmente día a día debido al decrecimiento en la pérdida neta de O^+ dada por: $\uparrow R n(H) n(O^+)/g - R n(H^+) n(O)$. Debemos notar que el retorno del flujo de H^+ desde la protonosfera es lo suficiente como para mantener al valor de NmF2 (ver figuras 4 y 7) en las últimas horas de la tarde del día 22.

El comportamiento del contenido de O^+ se muestra en la figura 5. Se ve que es muy similar al de NmF2. El pequeño decaimiento en el contenido en las horas de la tarde puede ser debido al efecto combinado de la producción por fotoionización y recombinación de O^+ . Se conoce que el viento neutro crece en la tarde y que las temperaturas iónicas y electrónicas aumentan suavemente entre las 15 y

17 hs. Nótese además que el cálculo del contenido de O^+ sin considerar la química se lo ha marcado con la línea de trazos para el día 22.

La Protonosfera continúa su llenado durante los primeros 22 días de recuperación (Figura 6). En los primeros estados el contenido de H^+ continúa creciendo a través de la noche y comienza a decrecer gradualmente desapareciendo cuando la protonosfera se está llenando. Desde ese momento comenzará a existir flujo desde la protonosfera.

En la figura 7 mostramos el comportamiento del flujo de H^+ , el cual es bastante complicado, dependiendo de la temperatura, frecuencias de colisión y densidades de O^+ , O y H . El pico en el flujo dentro de la protonosfera ocurre un poco antes que el valor de pico en NmF2. Esto se debe probablemente a que hay un decrecimiento rápido en las temperaturas iónicas y electrónicas y por consiguiente en la neutra, la cual es inversamente proporcional a la concentración de H ; por consiguiente debe producirse un incremento en el valor de $n(H)$. El valor máximo del flujo varía poco de día a día, lo que puede atribuirse al pequeño crecimiento diurno en la densidad de O^+ cuando la protonosfera se llena. El decrecimiento rápido del flujo de H^+ en la puesta del sol resulta del crecimiento rápido de las temperaturas, el decrecimiento de $n(H)$ y el consiguiente decrecimiento de O^+ . Así debe producirse un flujo hacia abajo en la noche contribuyendo al crecimiento de $n(H)$, después de la puesta del sol.

En la figura 8 se muestra el crecimiento en el contenido de H^+ día por día. Se se extrapola linealmente a crecimiento nulo se observa, que son necesarios aproximadamente 65 días para que el contenido vuelva al estado inicial propuesto.

En la figura 9 se muestran los resultados experimentales de las mediciones de densidad iónica realizadas por el satélite ISS-b para el día 11 de Febrero de 1979 (Orbita 4873) y las densidades correspondientes obtenidas mediante el cálculo numérico. De ella se deduce que la aproximación utilizada es bastante buena, aunque no reproduzca la estructura fina, la cual puede ser atribuida a ondas gravitatorias, que no son consideradas en el cálculo.

CONCLUSIONES

Los resultados sugieren que existe un intercambio de flujo de iones O^+ y H^+ responsable del mantenimiento nocturno de la capa F, en concordancia con los resultados obtenidos por Banks et.al.(1973) De las gráficas se observa de manera general que durante los 22 días de cálculo la protonosfera y la ionosfera se encuentran en un

continuo estado dinámico, ya que la protonosfera necesitaría alrededor de 65 días para que el contenido vuelva al estado inicial, mientras que el tiempo entre la concurrencia de tormentas magnéticas es relativamente menor.

La reproducción exacta de las observaciones es bastante difícil ya que en las ecuaciones no han sido introducidas fuentes de energía (por ejemplo: fotoelectrones) y el flujo interhemisférico (Bailey et.al., 1982). Esto está previsto para un próximo trabajo, con el objeto de obtener resultados más acordes con los datos experimentales, y siguiendo la línea de trabajo de (Young, 1980), por ejemplo.

Tampoco fueron introducidos a este trabajo gradientes horizontales de temperatura (Chandler, 1982), los cuales darían mejores resultados sobre las variaciones longitudinal y latitudinal de los perfiles de iones.

Sin embargo, el método global planteado da buena información sobre los resultados e hipótesis acerca del acoplamiento ionosfera-protonosfera.

BIBLIOGRAFIA

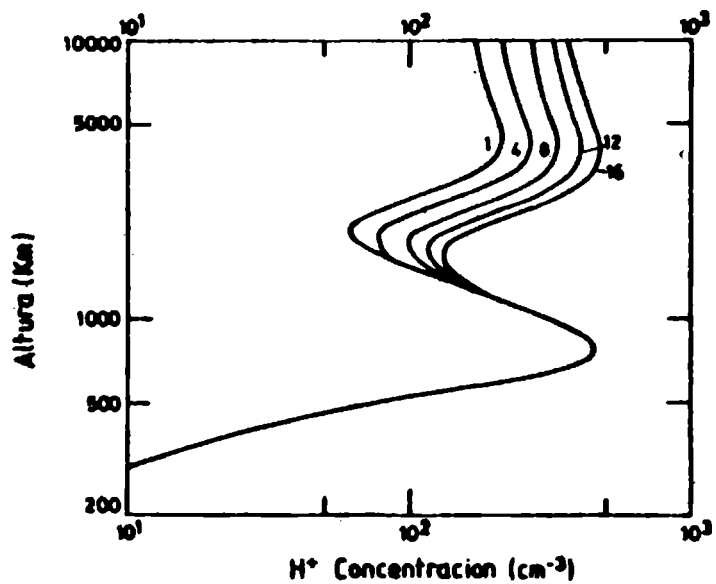
- Bailey, G.F.; Vickrey, J.F. and Swartz W.E., 1982: The topside ionosphere above Arecibo during summer at sunspot minimum and the influence of an interhemispheric flow of thermal protons. *J. Geophys. Res.*, 87, 7557.
- Banks, P.M., 1966: Collision frequencies and energy transfer electrons. *PLANET.Space Sci.*, 14, 1085 - 1966.
- Banks, P.M. and Kockarts G., 1973: *Aeronomy*, Academic Press, New York.
- Banks, P.M., Nagy, A.F. and Axford W.F., 1971: Dynamical behavior of thermal protons in the mid-latitude ionosphere and magnetosphere. *Planet. Space Sci.*, 19, 1053.
- Banks P.M. and Holtzer T.E., 1969: High Latitude plasma transport: The polar wind. *J. Geophys. Res.*, 74, 6317.
- Bilitza D. and Rawer K., 1981: International Reference Ionosphere-IRI 79. Report of URSI Working Group G.4 - World Data Center for Solar-Terrestrial Physics.
- Chandler, M.O., 1982: Theory and observations of the low and mid-latitude ionosphere. Technical Report. National Science Foundation. Washington, D.C.
- Hinteregger, H.E.; Liell, L.A. and Smidtke G., 1965: *Space Research X*, 1175.

- Park, C.S., 1970: Whistler observations of the interchange of ionization between the ionosphere and the protonosphere. *J.Geophys. Res.*, 75, 4249.
- Aycroft, I.J. and Burnell S.J., 1970: Statistical analysis of movements of the ionospheric trough and the plasmopause. *J.Geophys. Res.*, 75, 5600.
- Schunk, R.W. and Walker, J.C.G., 1970: Minor ion diffusion in the F-region of the ionosphere. *Planet. Space Sci.*, 81, 1319.
- Summary Plots of Ionospheric Parameters obtained from Ionosphere Sounding Satellite - b Bol I - II (1983). Radio Research Laboratories. Ministry of Posts and Telecommunications. Japan
- Young, E.R.; Torr, D.G.; Richards P.G. and Nagy A.F., 1980: A computer Simulation of the mid-latitude plasmasphere and ionosphere. *Planet. Space Sci.*, 28, 881.

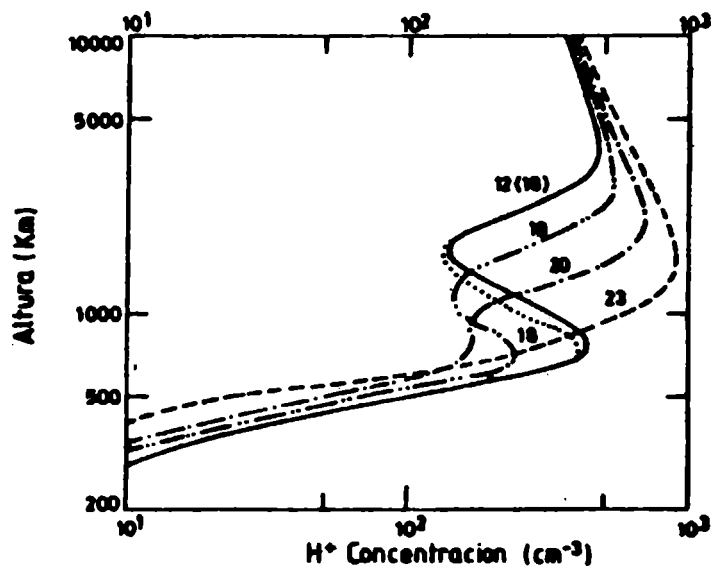
Agradecimientos: Los autores agradecen al Dr. Manzano por las sugerencias brindadas sobre distintos aspectos de este tema y a los Técnicos Julio C. Ríos y Oscar Anibal Lascano por sus asistencia en la elaboración de los datos para el presente trabajo.

EPIGRAFES DE FIGURAS

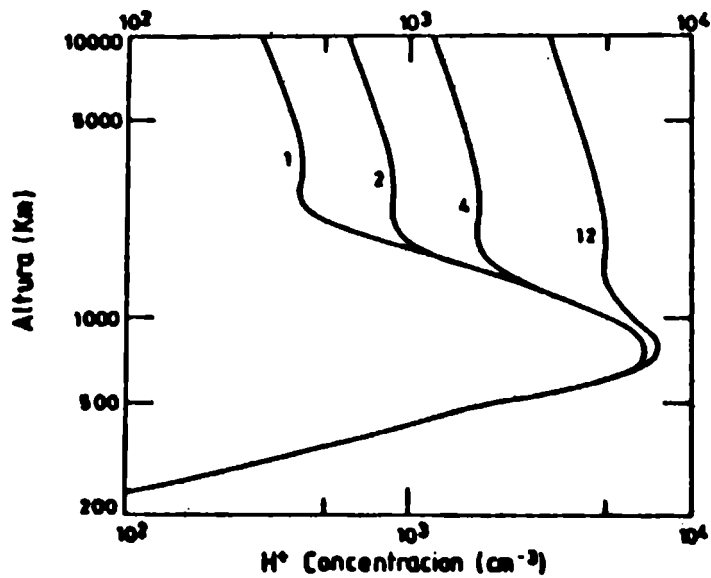
- Figura 1: Perfiles en el mediodía local de H^+ para los primeros 16 días de recuperación subsónica.
- Figura 2: Perfiles de H^+ para el día 18 calculados a las 12, 18, 19, 20 y 23 hs. de TL.
- Figura 3: Perfiles de H^+ en el mediodía local para los días 1, 2, 4 y 12 de recuperación subsónica.
- Figura 4: Variación diurna de la densidad electrónica máxima para los primeros 22 días de recuperación.
- Figura 5: Variación diurna del contenido de O^+ para los primeros 22 días de recuperación.
- Figura 6: Variación diurna del contenido de H^+ para los primeros 22 días de recuperación.
- Figura 7: Variación diurna del Flujo de H^+ a través de 1000 Km para los primeros 22 días de recuperación.
- Figura 8: Crecimiento día por día del contenido de H^+
- Figura 9: Densidades iónicas calculadas y medidas para el 14 de Febrero de 1979.



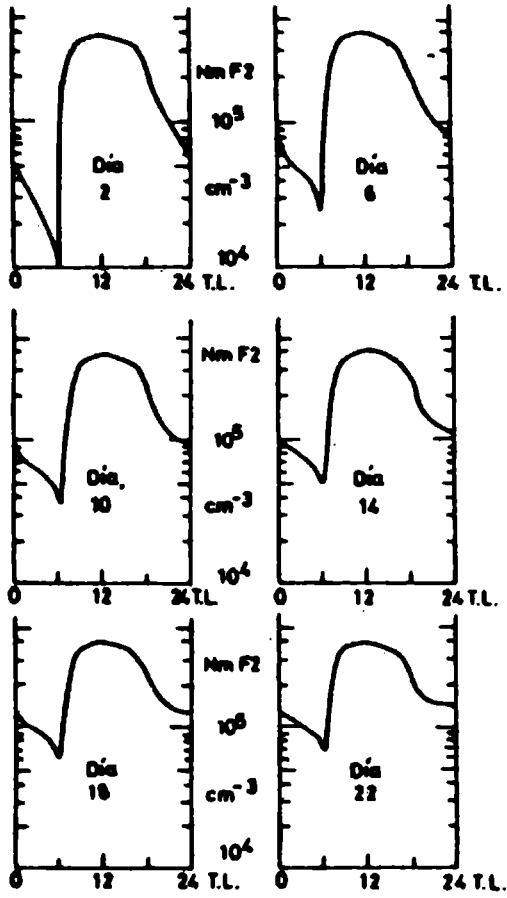
PERFILES EN EL MEDIODIA LOCAL DE H⁺ PARA LOS PRIMEROS 16 DIAS DE RECUPERACION SUBSONICA (Fig.1)



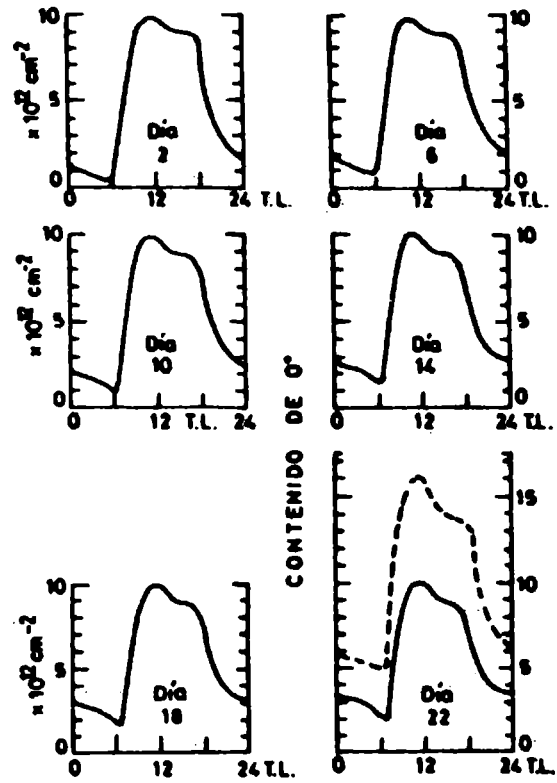
PERFILES DE H⁺ PARA EL DIA 16 (Fig.2)



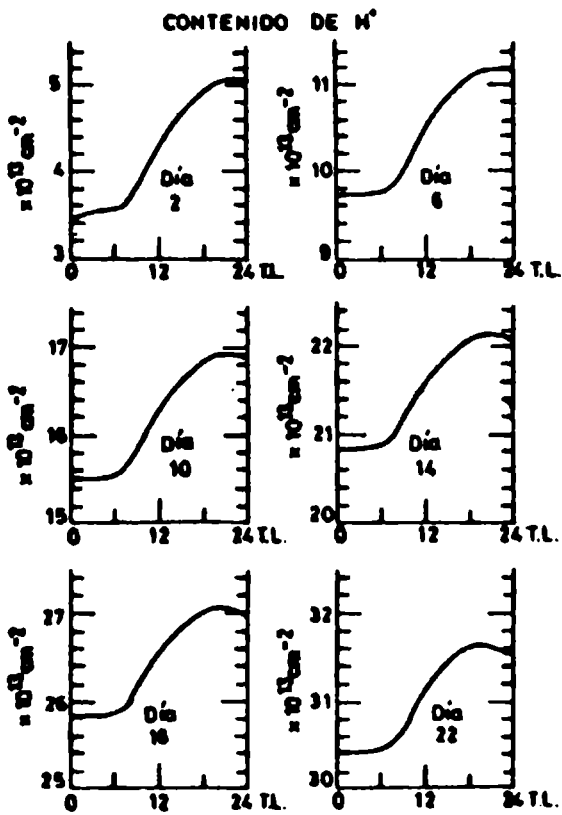
PERFILES EN EL MEDIODIA LOCAL DE H⁺ (Fig.3)



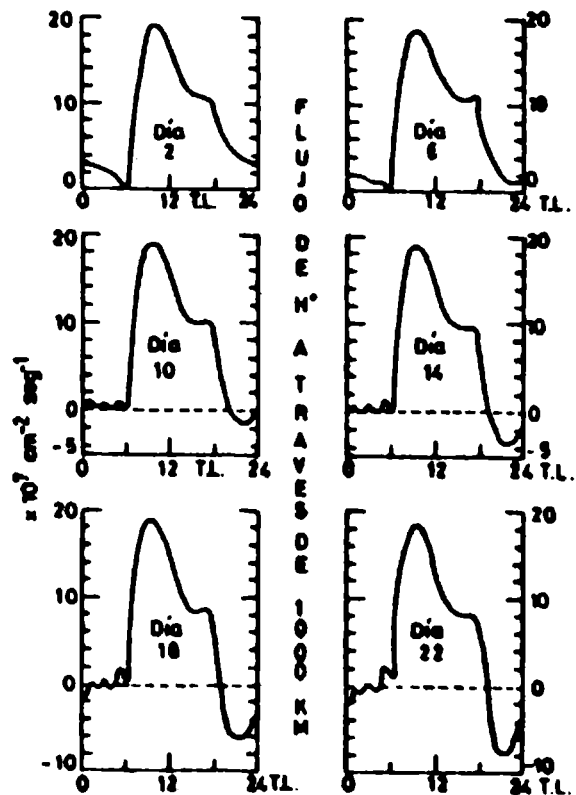
VARIACION DIURNA DE Nm F2 (Fig 4)



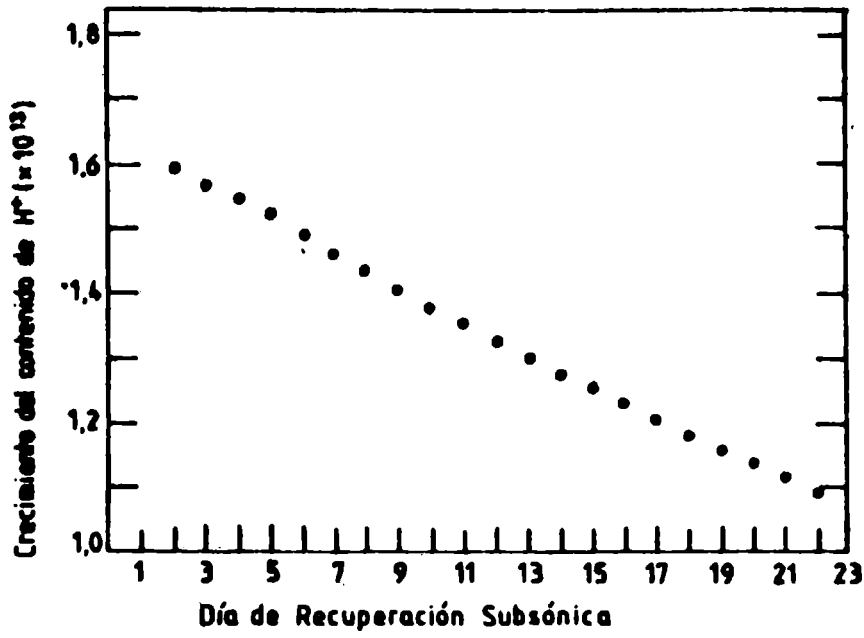
VARIACION DIURNA DE O⁺ (Fig.5)



VARIACION DIURNA DE H⁺ (Fig 6)



VARIACION DIURNA DEL FLUJO H⁺ (Fig.7)



CRECIMIENTO NETO DEL CONTENIDO DE H⁺ (Fig. 8)

DENSIDADES IONICAS

14 de febrero de 1979
 ORBITA 4873
 SATELITE ISS-B

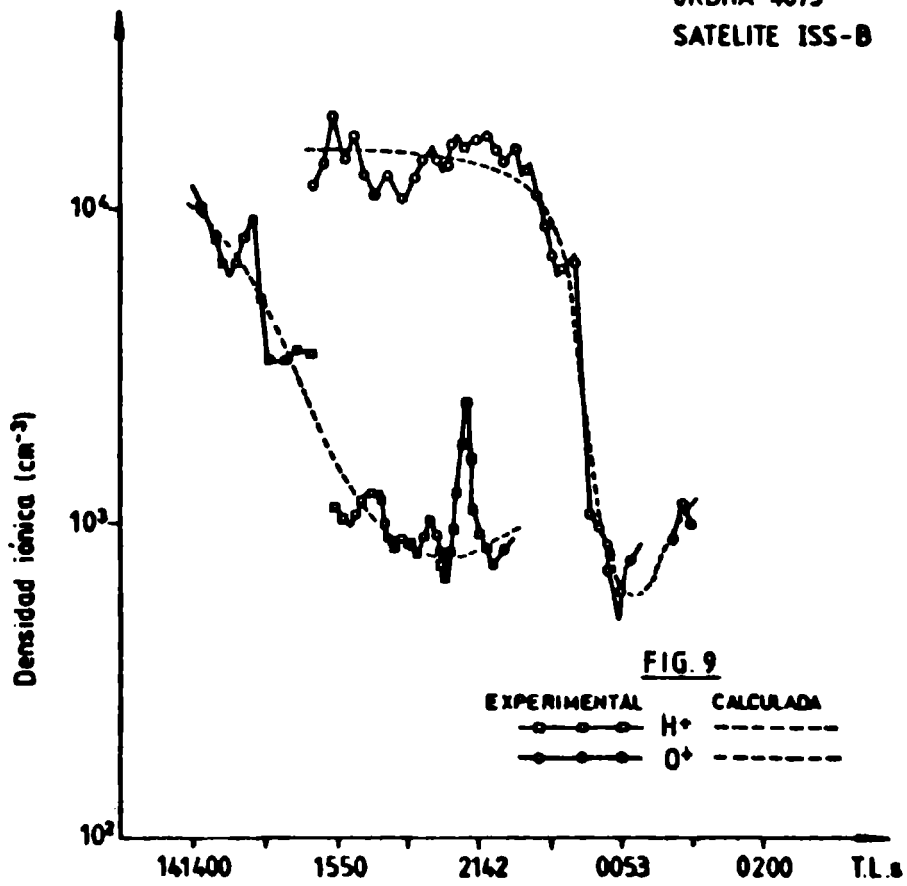


FIG. 9

EXPERIMENTAL CALCULADA
 ○—○—○ H⁺ - - - - -
 ●—●—● O⁺ - - - - -