

EFECTOS DE LA DERIVA ELECTROMAGNETICA EN LA REGION F  
Y PROTONOSFERA (\*)

Victor Hugo Rios (\*\*)

Laboratorio de Ionósfera, Facultad de Ciencias Exactas y  
Tecnología  
Universidad Nacional de Tucumán  
Tucumán, República Argentina

RESUMEN

El modelo presentado en este trabajo examina el efecto de la deriva electromagnética en la región F. Este estudio inicial del comportamiento de los iones  $H^+$  y  $O^+$  en regiones de medias latitudes se realiza mediante la solución de las ecuaciones de continuidad y momentos dependientes del tiempo. El método numérico es una modificación de la técnica desarrollada por Laasonen.

Los resultados de las observaciones sugieren que el llenado de la capa F resulta de la deriva  $\vec{E} \times \vec{B}$  hacia abajo, la cual comprime el  $H^+$  a grandes alturas.

ABSTRACT

A model is presented to examine the effects of electromagnetic drifts on the F-region. An initial study of the behaviour of  $H^+$  and  $O^+$  ions in mid-latitude regions is carried out by solving the time-dependent equations of continuity and momenta. The numerical method is a modification of the technique developed by Laasonen.

The results suggest that F-layer enhancements result from a downward  $\vec{E} \times \vec{B}$  drift which compresses the  $H^+$  at greater heights.

---

(\*) Trabajo subvencionado parcialmente por el CONICET, a través del Programa Nacional de Radiopropagación.

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

## INTRODUCCION

Con el objeto de explicar los efectos de tormentas geomagnéticas sobre el plasma ionosférico en regiones de medias latitudes, como por ejemplo el crecimiento en el contenido electrónico y el decrecimiento en  $h_m F2$ , ha sido necesario introducir la deriva electromagnética. Esta hipótesis alternativa sugiere que el comportamiento de la capa F puede ser explicado en términos de campos eléctricos asociados con la tormenta magnética. En este trabajo se supone que el campo eléctrico es generado por el decaimiento de la corriente de anillo (Murphy, 1974).

La influencia del campo eléctrico dirigido hacia el oeste en este esquema simple consiste en hacer descender la capa de  $O^+$  e inducir un flujo de iones hidrógeno hacia abajo desde la protonosfera. El comportamiento de la capa de  $H^+$  bajo la presencia de un campo eléctrico hacia el oeste depende de la altura. Arriba de la región crítica (región de separación de los mecanismos difusivos y de control químico de  $H^+$ )  $H^+$  está bajo el control difusivo y la capa protónica bajará debido a la componente vertical de la deriva electromagnética.

Debajo de la región crítica, la densidad de  $H^+$  es aproximadamente igual al valor del equilibrio químico dado por

$$n(H^+) = n(O^+) / 8 n(O)$$

Debido a que la capa de  $O^+$  ha descendido a una altura que se encuentra por debajo de la correspondiente al pico de  $n(O^+)$  en condiciones normales, debe producirse un decrecimiento en el valor de la densidad de  $n(H^+)$  en la región donde los protones están bajo equilibrio fotoquímico. El resultado neto es generar un gradiente en la densidad protónica en la región crítica, lo cuál origina un flujo protónico hacia abajo.

El  $H^+$  se convertirá luego en  $O^+$  a través de la reacción de intercambio de cargas. Debajo de la región crítica,  $H^+$  está en equilibrio químico con  $O^+$  y por lo tanto la producción química neta será nula. Un vaciamiento de electrones arriba de la región crítica solo puede ser producido por recombinación con  $O^+$ . De lo anterior deducimos que el  $O^+$  debe ser producido en la región superior a la crítica, originando como efecto ulterior el descenso de la altura de  $h_m F2$  debido a la neutralización global del  $O^+$  con los electrones

En la primera parte del trabajo se describe la velocidad electro

magnética y sus dos componentes ( $\vec{v}^\perp$ ,  $\vec{v}_\phi$ ). Esta descripción se hace necesaria debido a que ella debe ser introducida en las ecuaciones de continuidad y momento para las especies iónicas  $O^+$ ,  $H^+$  y  $e^-$ .

En la segunda parte se dan las ecuaciones de momento para las tres especies iónicas en las coordenadas  $(p, q, \phi)$  y a continuación se formula la ecuación de continuidad en coordenadas dipolares para cualquier especie, particularizándola luego para el plasma ternario de este trabajo.

En la cuarta sección se describe el procedimiento de solución de las ecuaciones de continuidad y momentos y a continuación se presentan los resultados.

#### VELOCIDAD ELECTROMAGNETICA (deriva)

Si se supone un tubo de plasma situado inicialmente a una dada latitud, el plasma será obligado a fluir paralelo a las líneas de campo magnético. En cambio, si se considera además que el plasma se encuentra bajo la acción de un campo eléctrico, se origina una deriva electromagnética  $\vec{E} \times \vec{B}$ , la cual permite al plasma desplazarse en dirección perpendicular al campo magnético. La velocidad del plasma bajo esta deriva estará dada por

$$\vec{V}_{em} = ( \vec{E} \times \vec{B} ) / B^2 \quad (1)$$

donde  $\vec{E}$  es el campo eléctrico y  $\vec{B}$  el campo dipolar magnético. Llamaremos  $\vec{v}^\perp$  a la componente de la velocidad electromagnética perpendicular al campo  $\vec{B}$ , contenida en el plano meridional magnético, y  $\vec{v}_\phi$  la componente longitudinal. Por lo tanto el movimiento bajo la velocidad electromagnética  $\vec{V}_{em}$  puede ser interpretado gráficamente como el traslado del plasma de una línea de campo a otra. La velocidad  $\vec{v}_\phi$  es la velocidad del plasma relativa a la Tierra, por lo tanto la velocidad total en la dirección longitudinal deberá incluir la rotación terrestre:

$$\vec{V}_\phi = \vec{v}_\phi + (\Omega r \text{sen}\theta) \vec{e}_\phi \quad (2)$$

donde:  $\Omega$  =Velocidad angular de la Tierra

$r$  =Vector posición

$\theta$  =Colatitud

$\vec{e}_\phi$ =Vector unitario en la dirección longitudinal

La existencia de  $\vec{v}_\phi$  significa que el tiempo local y el tiempo

real (sistema de referencia plasma) difieren.

Debido a que la longitud del arco de una dada línea de campo cambiará cuando el plasma se traslade como consecuencia de la deriva electromagnética  $\vec{E} \times \vec{B}$ , es conveniente introducir, para facilitar la solución del problema, coordenadas curvilíneas ortogonales  $(p, q, \phi)$  definidas en términos de las coordenadas esféricas mediante las relaciones

$$p = \frac{r}{r_0 \sin^2 \theta} \quad q = \frac{r_0^2 \cos \theta}{r^2} \quad (3)$$

donde:

$r_0$  : radio de la Tierra

$r$  : vector posición

Los vectores unitarios  $\vec{e}_p$ ,  $\vec{e}_q$  y  $\vec{e}_\phi$  corresponden a las coordenadas curvilíneas  $(p, q, \phi)$  y están definidos por

$$\begin{aligned} \vec{e}_p &= \vec{e}_r \cos I - \vec{e}_\phi \sin I \\ \vec{e}_q &= -\vec{e}_r \sin I - \vec{e}_\phi \cos I \\ \vec{e}_\phi &= \text{Vector unitario longitudinal} \end{aligned} \quad (4)$$

donde:

$\phi$  = longitudinal

$\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\phi$  = Vectores unitarios en coordenadas esféricas.

De esta manera la ecuación  $p = \text{const}$  define "vainas o tubos" magnéticos y la  $q = \text{const}$  definirá líneas perpendiculares a esas "vainas" magnéticas, en un plano meridional. El vector unitario  $\vec{e}_q$  es tangencial a la línea de campo magnético, mientras que  $\vec{e}_p$  es perpendicular a dicha línea, encontrándose ambas en el plano meridional.

El movimiento electromagnético  $\vec{V}_{em}$  se producirá a lo largo de las superficies  $q = \text{const}$ . Debe notarse que la velocidad electromagnética será:

$$\vec{V}_{em} = \vec{v}^\perp + \vec{v}_\phi = v^\perp \vec{e}_p + v_\phi \vec{e}_\phi \quad (5)$$

El valor de  $v_0^\perp$  (valor ecuatorial de  $v^\perp$ ) puede ser determinado a partir de la ecuación

$$\frac{dr_e}{dt} = v_0^\perp$$

Con el objeto de asegurar que  $\partial \vec{B} / \partial t = 0$ , determinaremos primeramente la relación entre la velocidad meridional  $v^\perp$  y su valor ecuatorial  $v_0^\perp$ .

Si se diferencia la ecuación de una línea de campo (supuesta dipolar),  $r = r_e \text{ sen}^2 \theta$ , se obtiene

$$\frac{dr}{dt} = v_0 \text{ sen}^2 \theta + 2 r_e \text{ sen} \theta \cos \theta \frac{d\theta}{dt} \quad (7)$$

donde:

re: Radio ecuatorial

Debido a que la deriva electromagnética hace desplazar el plasma a lo largo de las superficies  $q = \text{const}$ , al diferenciar (3) se obtendrá

$$\frac{2 \cos \theta}{r} \frac{dr}{dt} = - \text{sen} \theta \frac{d\theta}{dt} \quad (8)$$

A partir de las ecuaciones (3), (7), (8) y de la conocida relación:

$$v^\perp = \left\{ \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 + \left( r \frac{d\theta}{dt} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (9)$$

Se puede obtener la velocidad meridional en función de la ecuatorial, así

$$v^\perp = \frac{v_0 \text{ sen}^3 \theta}{(1 + 3 \cos^2 \theta)^{1/2}} \quad (10)$$

Diversos autores Park (1971), Davies et.al. (1979) han observado que la capa F deriva verticalmente hacia abajo a una velocidad aproximada de 10 m/seg a una latitud geomagnética cercana a los 40°. Si se modifica convenientemente (10) en función de la velocidad vertical, una simple estimación de la velocidad ecuatorial perpendicular nos lleva a 100 m/seg aproximadamente. Con el objeto de reproducir observaciones hasta altas latitudes y debido a que la velocidad ecuatorial vertical crece ante el crecimiento de la latitud en el origen del tubo magnético, se tomó para  $v_0^\perp$  la siguiente serie de valores:

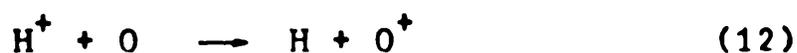
$$v_{\perp 0} = \begin{cases} 0 \text{ m seg}^{-1} & 23.00 < T \leq 24.00 \\ 400 \text{ m seg}^{-1} & 0 < T \leq 01.30 \\ -1000 \text{ m seg}^{-1} & 01.30 < T \leq 03.00 \\ 0 \text{ m seg}^{-1} & 03.00 < T \leq 04.00 \end{cases} ; \quad T: \text{Tiempo Local}$$

Rishbeth y Hanson (1973) mostraron que los aumentos en la densidad electrónica que sufre la capa F no pueden ser explicados en términos de compresiones locales del campo magnético. Sin embargo una deriva electromagnética  $\vec{E} \times \vec{B}$  puede comprimir el plasma sin alterar el campo  $\vec{B}$ , aunque debido al decrecimiento en el valor de L, existirá un crecimiento en la inducción magnética.

Una forma alternativa de considerar el problema es la siguiente: supongamos que tenemos el plasma dentro de un conducto magnético de un dado valor  $L_0$ , al pasar a otro conducto de valor L bajo la suposición de conservación de flujo magnético, existirá una diferencia de volúmenes entre el plasma ubicado en L con respecto al plasma ubicado en  $L_0$ . Esta diferencia de volúmenes hace que el plasma con valores de L menores al inicial se comprima, dependiendo tal compresión de la velocidad de deriva electromagnética. Es posible mostrar bajo condiciones de congelamiento de plasma y campo eléctrico irrotacional que:

$$\text{div}(\vec{V}_{em}) = \frac{6 v_{\perp 0}^2 \sin^2 \theta (1 + \cos^2 \theta)}{r (1 + 3 \cos^2 \theta)^2} \quad (11)$$

Para velocidades de deriva  $\vec{E} \times \vec{B}$  hacia abajo, con  $v_{\perp 0}$  alrededor de  $1000 \text{ m seg}^{-1}$ , esta divergencia causa una considerable compresión del plasma. Esta compresión puede modificar las densidades de la región F mediante dos caminos. Uno directo, que consiste en la compresión de  $O^+$  a alturas de la región F. Rishbeth y Hanson (1973) concluyeron que este efecto es despreciable. Un camino indirecto es la compresión de  $H^+$  a grandes alturas, el cuál fluye dentro de la ionósfera y produce  $O^+$  a través de la reacción de intercambio de cargas:



Por último es necesario calcular la evolución temporal del radio ecuatorial de una línea de campo sobre la cuál se moverá el plasma bajo el efecto de la deriva electromagnética.

Reemplazando la  $\vec{V}_{em}$  por  $\vec{v}_\phi + \vec{v}^\perp$  y tomando componentes en las direcciones  $p, q, \phi$  en la ecuación

$$\text{rotor} (\vec{V}_{em} \times \vec{B}) = \vec{0}$$

es posible obtener

$$r_e = \frac{\Omega + (\Omega^2 + 4 H K')^{1/2}}{2H} \tag{13}$$

donde

$$K' = \frac{G}{2} + \Omega T v_o$$

$$G = v_\phi^o (T_o) - 2 v_o \Omega T_o$$

$$H = \frac{2 \Omega r_e (T_o) + v_\phi^o (T_o)}{2 r_e^2 (T_o)}$$

Siendo  $T_o$  el tiempo local cuando el movimiento de deriva comienza y  $v_\phi^o (T_o)$  es una constante.

La ecuación (13) da la evolución del radio ecuatorial de una línea de campo sobre la cual se moverá el plasma bajo la condición de constancia de  $v_o^\perp$  en función del tiempo local.

#### ECUACION DE MOMENTO

Por conveniencia de escritura los términos de difusión térmica, fuerza centrífuga y de Coriolis no están expresados en forma explícita en la ecuación de momento, pero se encuentran en el término  $\vec{M}_k$ , el cual se describe en el Apéndice. Ellos han sido incluidos en el cálculo.

La ecuación general de momento para la especie  $k$

$$m_k \frac{d\vec{v}_k}{dt} + \frac{1}{n_k} \vec{\nabla} p_k = \vec{F}_k + \vec{A}_k \tag{14}$$

donde

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_k \cdot \vec{\nabla} = \text{Deriva convectiva}$$

$$m_k = \text{Masa de la especie } k$$

$P_k$  = Presión

$F_k$  = Fuerzas externas actuantes sobre las especies k

$A_k$  = Cambio de momento debido a colisiones

$n_k$  = Densidad de la especie k

El subíndice 1 corresponde al  $O^+$  y el 2 al  $H^+$ , por lo tanto la ecuación de momento para el  $O^+$  será,

$$m_1 \frac{d\vec{v}_1}{dt} + \frac{1}{n_1} \vec{\nabla} p_1 = m_1 \vec{g} + q(\vec{E} + \vec{v}_1 \times \vec{B}) + \vec{M}_1 - m_1 \nu_{12}(\vec{v}_1 - \vec{v}_2) - m_1 \nu_{10}(\vec{v}_1 - \vec{U}) \quad (15)$$

donde

$m_1$  = Masa del  $O^+$

$\vec{v}_1$  = Velocidad de los iones  $O^+$

$p_1$  = Presión parcial de  $O^+$

$\nu_{12}$  = Frecuencia de colisión entre  $O^+$  e  $H^+$

$\vec{v}_2$  = Velocidad de iones  $H^+$

$\vec{g}$  = Aceleración de la gravedad

$\nu_{10}$  = Frecuencia de colisión entre  $O^+$  y moléculas neutras

$\vec{U}$  = Velocidad del viento neutro en dirección meridional

Despreciando el término de aceleración y omitiendo  $\vec{M}_1$ , por ahora, el cuál será usado en los cálculos finales, (15) puede ser reescrita en términos de q

$$\frac{1}{n_1} \zeta \frac{\partial p_1}{\partial q} = m_1 g \sin I + e E_q - m_1 \nu_{12}(\vec{v}_1 - \vec{v}_2) - m_1 \nu_{10}(\vec{v}_1 - \vec{U} \cos I) \quad (16)$$

donde

$E_q = \vec{e}_q \cdot \vec{E}$

$I$  = Angulo de Dip.

Con el objeto de eliminar el campo eléctrico en la ecuación (16) utilizamos la ecuación de momento para electrones en función de la coordenada q (despreciando colisiones)

$$\frac{1}{n_e} \zeta \frac{\partial p_e}{\partial q} = - e E_q \quad (17)$$

y las conocidas relaciones

$$\begin{aligned} n_1 m_1 v_{12} &= n_2 m_2 v_{21} \\ p_1 &= n_1 K T_i \\ p_e &= n_e K T_e \\ n_1 + n_2 &= n_e \end{aligned} \quad (18)$$

Reemplazando (17) y (18) en (16) se puede obtener el flujo de  $O^+$  a partir de la ecuación

$$\begin{aligned} \phi_1 (v_{12} + v_{10}) &= - \frac{K\zeta}{m_1} (T_i + \frac{n_1 T_e}{n_e}) \frac{\partial n_1}{\partial q} + n_1 \{ g \text{ sen } I - \frac{K\zeta}{m_1} \frac{\partial}{\partial q} (T_i + \\ &+ T_e) - \frac{K}{m_1} \frac{\zeta T_e}{n_e} \frac{\partial n_2}{\partial q} + v_{10} U \text{ cos } I \} + \phi_2 \frac{m_2}{m_1} v_{21} \end{aligned} \quad (19)$$

Siendo

- $K = \text{Const. de Boltzmann}$
- $\zeta = r_0^2 (1 + 3 \cos^2 \theta)^{1/2} / r^3$
- $\phi_1 = n_1 v_1$ : Flujo de iones  $O^+$
- $\phi_2 = n_2 v_2$ ; Flujo de iones  $H^+$
- $T_i = \text{Temperatura iónica}$
- $T_e = \text{Temperatura electrónica}$

En forma análoga a (16), la ecuación de momento para  $H^+$ , se obtiene intercambiando el subíndice (1) por el (2), así

$$\begin{aligned} \frac{1}{n_2} \zeta \frac{\partial p_2}{\partial q} &= m_2 g \text{ sen } I + e E_q - m_1 v_{21} (v_2 - v_1) - m_2 v_{20} (v_2 - \\ &- U \text{ cos } I) \end{aligned} \quad (20)$$

## ECUACION DE CONTINUIDAD

Debido a que la velocidad electromagnética es la misma para ambas especies, se eliminará el subíndice de ella. La ecuación de continuidad usada aquí es:

$$\frac{dn}{dt} + n \operatorname{div}(\vec{v}_{em}) + B \int \frac{\partial}{\partial q} \left( \frac{nv}{B} \right) = Q - L \quad (21)$$

donde el tercer sumando del 1er. miembro corresponde a  $\operatorname{div}(n\vec{v})$ , con  $\vec{v}$  = componente de la velocidad alineada con el campo.

Ya que es más conveniente trabajar en tiempo local que en tiempo real, deberemos considerar el movimiento longitudinal del plasma en el punto ecuatorial de la línea de campo, donde  $\vec{r}$  y  $\vec{\Omega}$  son perpendiculares

$$r_e \frac{d\phi}{dt} = v_{\phi}^0 + \Omega r_e \quad (22)$$

donde

$v_{\phi}^0$  = Valor ecuatorial de  $v$   
 $\frac{d\phi}{dt}$  = Velocidad angular de la partícula respecto al observador inercial.

$\Omega$  = Velocidad angular de la tierra.

Ya que

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dn}{d\phi} \frac{d\phi}{dt} \quad \text{se obtiene}$$

$$\frac{dn}{dt} = \left( \frac{v_{\phi}^0 + \Omega r_e}{r_e} \right) \frac{dn}{d\phi} \quad (23)$$

Si denotamos por  $T$  al tiempo local para un observador en el sistema tierra, tendremos que  $\phi = \Omega T$  y (23) se transforma en

$$\frac{dn}{dt} = \alpha \frac{dn}{dT} \quad \text{donde } \alpha = 1 + \frac{v_{\phi}^0}{\Omega r_e} \quad (24)$$

Reemplazando (24) en (21) se obtiene

$$\alpha \frac{dn}{dT} + n \operatorname{div} (\vec{V}_{em}) + B \frac{\partial}{\partial q} \left( \frac{nv}{B} \right) = Q - I. \quad (25)$$

La ecuación (25) es aplicable a cada constituyente.

PROCEDIMIENTO DE SOLUCION

Si se reemplaza la ecuación (19) en la ecuación (25) particularizada para iones oxígeno se obtiene:

$$\alpha v_1 \frac{dn_1}{dT} = D_0 \frac{\partial^2 n_1}{\partial q^2} + D_1 \frac{\partial n_1}{\partial q} + D_2 n + D_3 \quad (26)$$

donde

$$D_0 = \zeta^2 A$$

$$D_1 = - \{ \zeta (D - \beta \operatorname{sen} I) + \Sigma (\zeta A) \}$$

$$D_2 = \Sigma (D - \beta \operatorname{sen} I) - v_1 \{ \operatorname{div}(\vec{V}_{em}) + \beta + \frac{9Rn(H)}{8} \}$$

$$D_3 = - \Sigma F + R n_2 n(O) v_1 + v_1 P_0$$

$$A = \frac{K}{m_1} \left( T_i + \frac{n_1}{n_e} T_e \right)$$

$$D = \frac{K}{m_1} \zeta \frac{\partial}{\partial q} (T_i + T_e) + \frac{K \zeta T_e}{m_1 n_e} \frac{\partial n_2}{\partial q} - v_{10} U \cos I$$

$$F = \phi_2 \frac{m_2}{m_1} v_{21}$$

$$v_1 = v_{10} + v_{12}$$

$$\Sigma = \zeta \left\{ \frac{\partial}{\partial q} - \frac{\partial}{\partial q} (\ln B v_1) \right\}$$

R = Factor de producción de iones  $O^+$  por intercambio con H.

n(H)= Densidad del H

n(O)= Densidad del O

$\beta$  = Factor de pérdidas del  $O^+$

$P_0$  = Producción por fotoionización

Por lo tanto la ecuación (26) es la forma final de la combinación de las ecuaciones de momento y continuidad para iones  $O^+$

Si partimos ahora de la ecuación (25) particularizada para  $H^+$  y se la integra respecto a "q", tendremos

$$\phi_2 = \zeta \int_0^q \frac{1}{\zeta^2} \{ Q_2 - L_2 - \alpha \frac{dn_2}{dT} - n_2 \operatorname{div} (\vec{V}_{em}) \} dq \quad (27)$$

En esta ecuación se ha usado la condición de borde ecuatorial, es decir  $\phi_2 = 0$  para  $q = 0$  (ecuador) y la proporcionalidad entre la variable  $\zeta$  y el campo B

Si se intercambian los subíndices 1 por 2 en la ecuación (19) y se define a  $C = \phi_1 + \phi_2$  se obtiene otra forma de la ecuación de momento para  $H^+$

$$\begin{aligned} \frac{K\zeta}{m_2} \left\{ T_i + \frac{n_2 T_e}{n_e} \right\} \frac{\partial}{\partial q} (\ln n_2) = & \left\{ g \operatorname{sen} I - \frac{K\zeta}{m_2} \frac{\partial}{\partial q} (T_i + T_e) - \right. \\ & \left. - \frac{K\zeta T_e}{m_2 n_e} \frac{\partial n_1}{\partial q} + v_{20} U \cos I \right\} - \\ & - \frac{\phi_2}{n_2} \left\{ v_{21} + \frac{m_1}{m_2} v_{12} + v_{20} \right\} + \\ & + \frac{C}{n_2} \frac{m_1}{m_2} v_{12} \end{aligned} \quad (28)$$

El valor de C puede ser calculado a partir de

$$\begin{aligned} C = \zeta \int_0^q \frac{1}{\zeta^2} \{ Q_1 + Q_2 - L_1 - L_2 - \alpha \left( \frac{dn_1}{dT} + \frac{dn_2}{dT} \right) - \\ - (n_1 + n_2) \operatorname{div} (\vec{V}_{em}) \} dq \end{aligned} \quad (29)$$

Por lo tanto las ecuaciones a resolver para el sistema ( $O^+$ ,  $H^+$ ,  $e^-$ ) se reduce a las ecuaciones (27), (28) y (29) para  $H^+$  acoplados con la (26) para  $O^+$ .

A fin de resolver dichas ecuaciones es necesario elegir una dada línea de campo (en nuestro ejemplo latitud inicial  $50^\circ$ ) quedando únicamente determinado el valor de  $r_e$ . Obtenida dicha línea se procede a establecer una secuencia de puntos sobre la misma, depen

diendo de la elección de la longitud de arco entre ellos.

Una elección posible, adoptada en este trabajo es:

$$\begin{aligned}
 \Delta S &= 1000 \text{ Km} & S (3000 \text{ Km}) \leq S \leq S (\text{ecuador}) \\
 \Delta S &= 100 \text{ Km} & S (1500 \text{ Km}) \leq S \leq S (3000 \text{ Km}) \\
 \Delta S &= 20 \text{ Km} & S (1000 \text{ Km}) \leq S \leq S (1500 \text{ Km}) \\
 \Delta S &= 10 \text{ Km} & S (200 \text{ Km}) \leq S \leq S (1000 \text{ Km})
 \end{aligned} \tag{30}$$

Los valores entre paréntesis significan altura. Determinadas las longitudes de los arcos entre el punto ecuatorial y el elegido de la secuencia, se determinan las colatitudes, distancias radiales y la coordenada  $q$  para cada uno de los puntos sobre la línea. Los valores de las colatitudes y distancias radiales para cada nueva línea de campo pueden ser determinados usando los mismos valores de  $q$  que para la línea de campo inicial, debido a que el movimiento se produce a lo largo de las superficies  $q = \text{const}$ .

En la fig. 1a) se dan las curvas  $q = \text{const}$ . y  $p = \text{const}$ . obteniéndose una red bidimensional sobre un plano meridional. Para un dado valor de  $q$ , la distancia radial y la colatitud de los puntos de las distintas líneas de campo pueden ser determinados a partir de la ecuación

$$h^4 - 2h^2 - \delta h + 1 = 0 \tag{31}$$

donde

$$h = \cos \theta \quad \delta = r_0^2 / q r_e^2$$

Para cada línea de campo se debe resolver las ecuaciones para los componentes  $H^+$  y  $O^+$  mediante el procedimiento numérico de Laasonen (1949). El cambio temporal  $dn / dT$  de la densidad entre dos puntos sucesivos sobre la superficie  $q = \text{const}$ , puede ser aproximado por

$$\frac{dn}{dT} = \frac{n(L+1) - n(L)}{\Delta T} \tag{32}$$

donde

$$L \equiv p = \text{Parámetro de capa}$$

Debido a que resolver este sistema requiere información sobre las densidades de neutros fue necesario introducir el modelo de composición termosférica estático de Jacchia (1977). Las soluciones son calculadas desde una altura de 200 Km al punto ecuatorial de la línea de campo. Cuando la deriva  $\vec{E} \times \vec{B}$  está presente es necesario introducir los puntos de las otras líneas de campo, ya que se produce el movimiento a lo largo de  $q = \text{const.}$

#### DISCUSION DE RESULTADOS

El contenido inicial de  $H^+$  a lo largo de la línea es un importante parámetro debido a que la velocidad de producción de  $O^+$  depende de la reacción de intercambio de cargas, y en consecuencia de la densidad  $n(H^+)$ . Para los cálculos en este trabajo se ha elegido una distribución tal que el contenido fuera aproximadamente de  $4.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Esta distribución está dada en la figura 1b) (Evans, 1967).

La distribución inicial de  $O^+$ , dada en la figura 1c), tiene un valor de pico de  $2.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  a 325 Km y el contenido de la distribución es de  $5.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  (Evans, 1967). El viento neutro considerado en este trabajo tiene una magnitud de 50 m/seg hacia el ecuador. Recordamos que el contenido de  $H^+$  está dado para un tubo a  $50^\circ$  de latitud con una sección transversal de  $1 \text{ cm}^2$  a una altura de aproximadamente 200 Km. En la figura 1d) se muestra el flujo de  $H^+$  hacia abajo calculado en el presente trabajo, a una altura de 1000 Km como función del tiempo para dos velocidades ecuatoriales. De ella se deduce que en las primeras horas el crecimiento es grande y luego el gradiente del flujo decrece al crecer el tiempo local.

Los números sobre las curvas de Fig.2 corresponden a  $v_0$  inicial la cual varía en tiempo local tanto en magnitud como en sentido.

En la figura 2b) se observa que la introducción del valor positivo de  $v_0 = 400 \text{ m/seg}$  produce un crecimiento adicional en hmF2 de 25 Km y en la figura 2a) se observa un decaimiento en hmF2 debido a la menor recombinación. Después de aproximadamente 30 minutos en tiempo local hmF2 tiende a un valor constante. Por lo tanto, para un dado valor de  $v_0$  existirá un límite para hmF2, que se encuentra debajo de los 400 Km para los parámetros utilizados en este trabajo.

Al introducirse el valor negativo de  $v_0$  a las 01.30 hs local, se manifiesta un decrecimiento rápido de hmF2. El mínimo valor

de hmF2 se debe principalmente al crecimiento en la frecuencia de colisión ión - neutro, existiendo además dos factores que pueden contribuir a dicho mínimo. Ellos son: el crecimiento de la inducción magnética y el crecimiento en el ángulo de dip.

Cuando el valor de NmF2 es mínimo, el valor del flujo de  $O^+$  a 500 Km fue de  $7 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$  y a las 03.00 hs (tiempo local) este flujo alcanzó el valor de  $2.5 \times 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$  (Fig. 2d). El crecimiento en la velocidad de producción química de  $O^+$  y consecuentemente el gran flujo de oxígeno atómico hacia abajo hacen crecer el flujo protonosférico como se observa en la Fig. 2c).

En la Fig. 2d) se muestra el comportamiento del flujo de  $O^+$ . Para una velocidad de deriva hacia adentro, el flujo de  $O^+$  decrece debido a los valores grandes de la frecuencia de colisión, sin embargo cuando existe suficiente flujo de  $H^+$  en la ionósfera y este es convertido en  $O^+$ , crecerá el flujo de  $O^+$  y eventualmente el valor de NmF2. Este último crecimiento en NmF2 no puede ser explicado en términos de las hipótesis de Park ya que él sugirió que debido a la deriva en la capa F se induce un flujo protónico  $H^+$  desde la protonósfera, en cambio en este modelo el flujo de  $H^+$  desde la protonósfera resulta desde la compresión de  $H^+$  a grandes alturas. Se debe enfatizar que esta compresión no está asociada con los cambios locales en el campo magnético.

Veamos por último de que parámetros depende el decrecimiento temporal del contenido de  $H^+$  bajo deriva electromagnética. El contenido de un tubo de flujo está dado por la ecuación:

$$N_T = K \int_0^{q_{\max}} \frac{n}{B^2} dq \quad (33)$$

donde K es una constante y se toma como  $q_{\max}$  el correspondiente a una altura de aproximadamente 200 Km para un tubo de  $50^\circ$ . La constante K es determinada para el tubo de  $50^\circ$  cuya sección transversal es  $1 \text{ cm}^2$  a 200 Km de altura. Si derivamos la ecuación (33) se obtiene

$$\frac{dN_T}{dt} = K \int_0^{q_{\max}} \left\{ \frac{1}{B^2} \frac{dn}{dt} - \frac{2}{B^3} n \frac{dB}{dt} \right\} dq \quad (34)$$

ya que

$$\frac{dB}{dt} = \frac{\partial B}{\partial t} + \vec{V}_{em} \cdot \nabla B$$

Es posible reducir la ecuación (34) a

$$\frac{dN_T}{dt} = \kappa \int_0^{q_{max}} \frac{1}{B^2} \left\{ \frac{dn}{dt} + n \operatorname{div} (\vec{V}_{em}) \right\} dq \quad (35)$$

Si se usa ahora la ecuación de continuidad (21), podemos reducir la (35) a

$$\frac{dN_T}{dt} = \kappa \int_0^{q_{max}} \frac{1}{B^2} (Q - L) dq \quad (36)$$

donde se ha supuesto que la entrada de flujo perpendicular al tubo es despreciable. Ahora si  $Q - L$  representa la producción neta de  $H^+$ , la variación del contenido será decreciente entre 0 y  $q_{max}$  si la producción neta es negativa.

#### CONCLUSIONES

Los resultados sugieren que el comportamiento de la capa F en las horas nocturnas es consecuencia de la deriva  $\vec{E} \times \vec{B}$  hacia abajo, la cuál comprime el  $H^+$  a grandes alturas. El  $H^+$  luego fluye hacia abajo y es convertido parcialmente en  $O^+$  hasta encontrar el régimen de equilibrio químico. La compresión de  $H^+$  no requiere cambios locales en el campo magnético, por lo tanto el efecto de compresión a alturas de la capa F es así un efecto secundario. Este mecanismo es diferente al propuesto por Park (1974).

Se debe enfatizar que los resultados obtenidos aquí corresponden a un tubo de plasma que se mueve con una velocidad de deriva  $\vec{E} \times \vec{B}$ , lo que está reflejado en el comportamiento de NmF2 de la figura 2a, para cualquier tubo de plasma que experimente deriva electromagnética en gran escala. Sin embargo, la depresión inicial de NmF2 puede ocurrir antes que el tubo de plasma derive, es decir cambiará su latitud y podrá tener un movimiento longitudinal relativo a la Tierra.

## BIBLIOGRAFIA

- Banks, P.M., 1966; Collision frequencies and energy transfer.; Planet. Space Sci., 14, 1105.
- Banks, P.M. and Kockarts, G., 1973; Aeronomy Academic Press, New York.
- Davies, K., Donnelly, R.F., Grubb, R.N., Rama Rao, P.V.S., Rastogi, R.G., Desphande, M.R., Chandra, H., Vats, H.O., and Sethia, G., 1979; ATS 6 - Satellite Radio Beacon Measurements at Ootacamund, India; Published in Proceedings of the Symposium of the Cospar Satellite Beacon Group on Beacon Satellite Measurements of Plasmaspheric and Ionospheric Properties.
- Evans, J.V., 1967; Mid-latitude F-region densities and temperatures at sunspot minimum; Planet. Space Sci., 15, 1387.
- Jacchia, L.G., 1977; Thermospheric temperature, density, and composition: new models; Smithsonian Astrophysical Observatory, Special Report 375.
- Laasonen, P., 1949; Acta Math., 81, 309.
- Mayr, H.G., Fontheim, E.G., Brace, L.H., Britton, H.C., and Taylor, H. A., 1972; A theoretical model of the ionosphere dynamics with inter - hemispheric coupling; J. Atmos. Terr. Phys., 24, 1659.
- Papagiannis, M.D., Mendillo, M. and Klobuchar, J.A., 1971; Simultaneous storm-time increases of the ionospheric total electron content and the geomagnetic field in the dusk sector; Planet. Space Sci., 19, 503.
- Park, C.G., 1974; Some features of plasma distribution in the plasmasphere deduced from Antarctic whistlers; J. Geophys. Res., 79, 169.
- Park, C.G., Carpenter, D.L. and Wiggin, D.B., 1978; Electron density in the plasmasphere: whistler data on solar cycle, annual and diurnal variations; J. Geophys. Res., 83, 3137.
- Risbeth, H. and Hanson, P., 1973; Comunicación Privada.
- Schunk, R.W. and Nagy, A.F., 1978; Electron temperatures in the F region of the ionosphere, theory and observations; Rev. Geophys. Space Phys., 16, 355.
- Schunk, R.W. and Walker, J.C.G., 1969; Thermal diffusion in the top side ionosphere for mixtures which include multiply charged ions. Planet. Space Sci., 81, 1319.

Schunk, R.W. and Walker, J.C.G., 1969; Thermal diffusion in the F-region of the ionosphere; Planet. Space Sci., 81, 1319.

#### APENDICE

##### A) Difusión Térmica

La difusión térmica resulta de la existencia de gradientes de temperatura. Para tomar en cuenta esto, la fuerza externa  $F_k$  en la ecuación de momento (14) debe tener incluido el término

$$K \frac{n_j}{n_j + n_k} \alpha_{jk} \nabla T_i \quad (\text{A.1})$$

donde  $\alpha_{jk}$  es el coeficiente de difusión térmica. Aquí  $j$  y  $k$  toman los valores 1 y 2 y  $k \neq j$ . Se debe notar que  $\alpha_{jk} = -\alpha_{kj}$ .

El coeficiente de difusión térmica,  $\alpha_{12}$ , fue dado por Schunk y Walker (1969).

$$\alpha_{12} = \frac{3 n_{12} + 1}{2 n_{12} + 1} \frac{m_{12} (B_3/n_{12} - B_1) + (B_1/n_{12} - B_2)}{B_1^2 - B_2 B_3} \quad (\text{A.2})$$

donde

$$B_1 = - \frac{1}{10} \frac{m_{12}}{(1 + m_{12})^2}$$

$$B_2 = \frac{13 m_{12}^2 + 16 m_{12} + 30}{10 (1 + m_{12})^2} + \frac{4}{5 \sqrt{2}} \frac{1}{n_{12} Z_{12}^2} \left( \frac{1 + m_{12}}{m_{12}} \right)^{1/2}$$

$$B_3 = \frac{30 m_{12}^2 + 16 m_{12} + 13}{10 (1 + m_{12})^2} + \frac{4}{5 \sqrt{2}} n_{12} Z_{12} (1 + m_{12})^{1/2}$$

$$m_{12} = m_1 / m_2$$

$$Z_{12} = Z_1 / Z_2 \quad ; \quad n_{12} = n_1 / n_2$$

$Z_1$ : Número atómico  $O^+$  ;  $Z_2$ : Número atómico  $H^+$

##### B) Fuerza centrífuga

Para tomar en cuenta la rotación de la tierra se deberá incluir en la fuerza  $F_k$  de la ecuación (14) el término

$$n_1 \Omega^2 r \sin \theta \cos (\theta - I) \quad (\text{B.1})$$

NOTA ADICIONAL: En este trabajo se usó el modelo de perfil de temperatura propuesto por el IRI (1979).

LINEAS DE CAMPO GEOMAGNETICO (Aprox. dipolar)  
 LINEAS DE DERIVA DEL PLASMA (1 a líneas de campo)

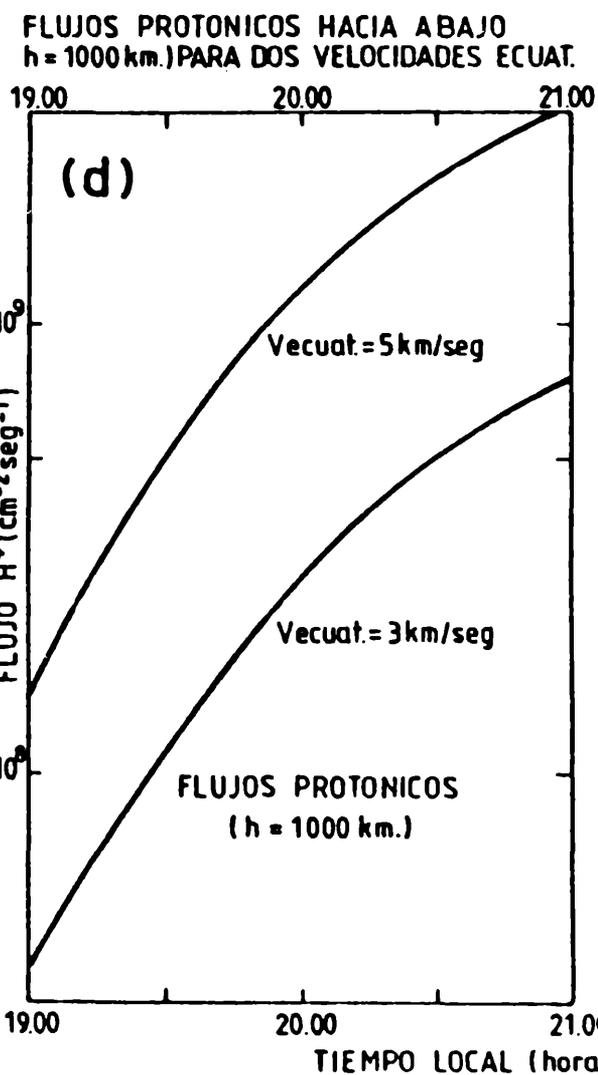
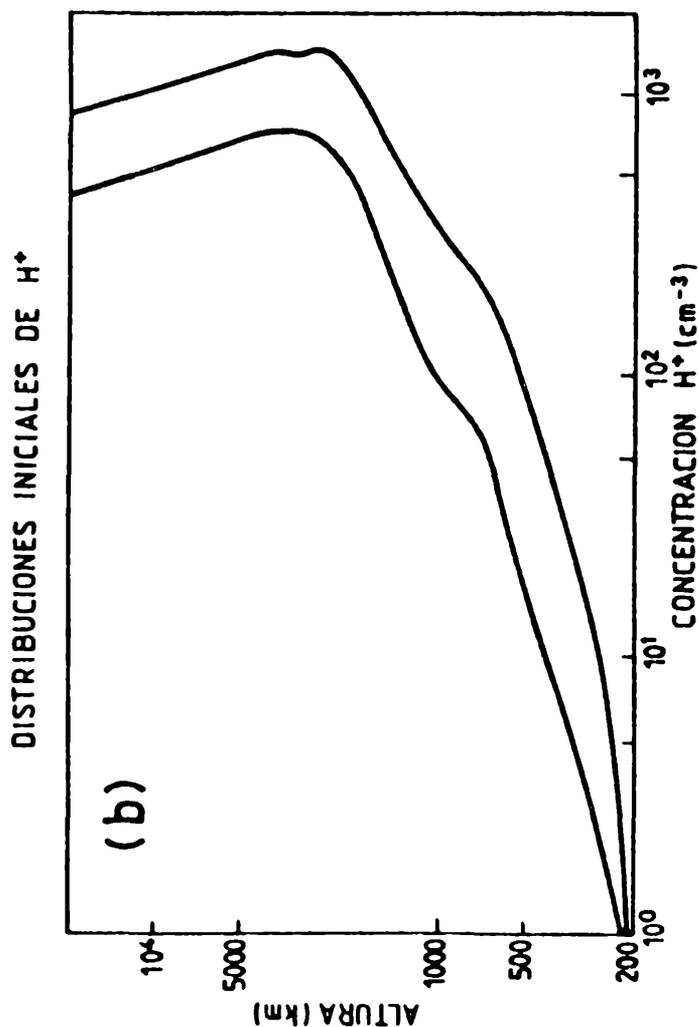
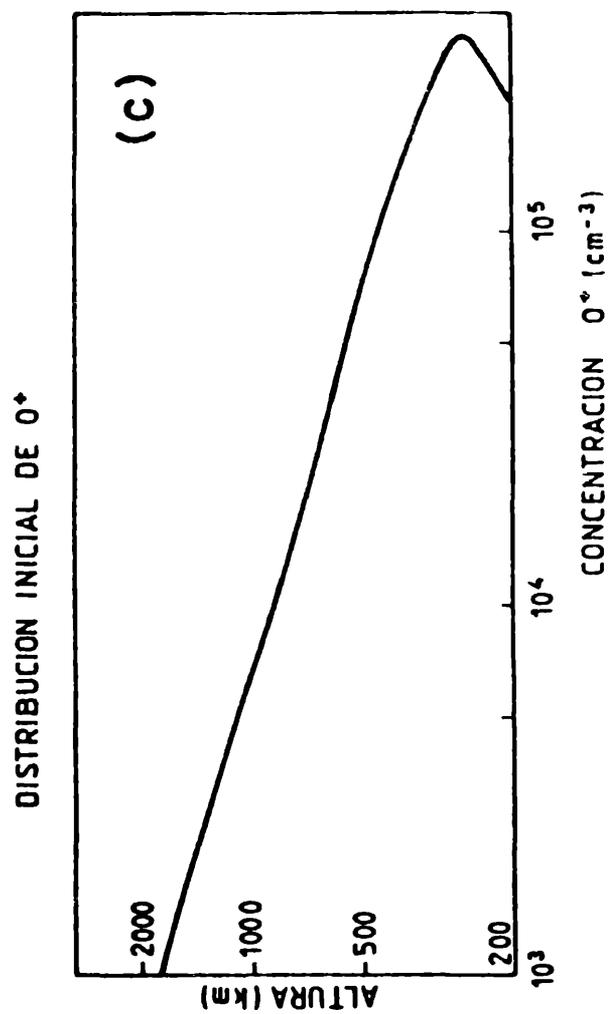
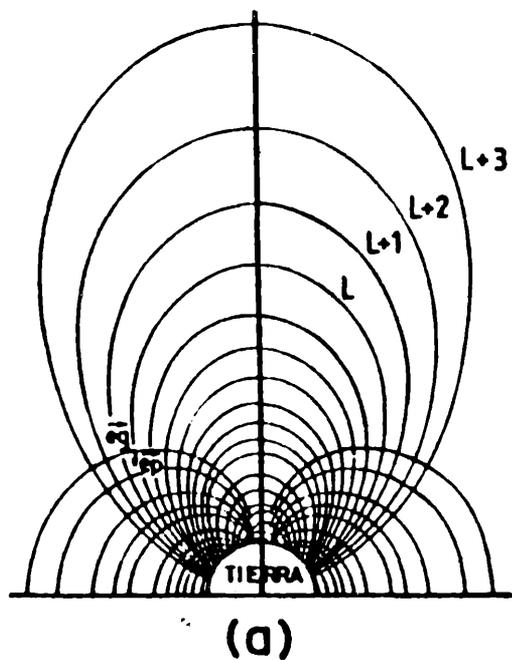


Fig. 1

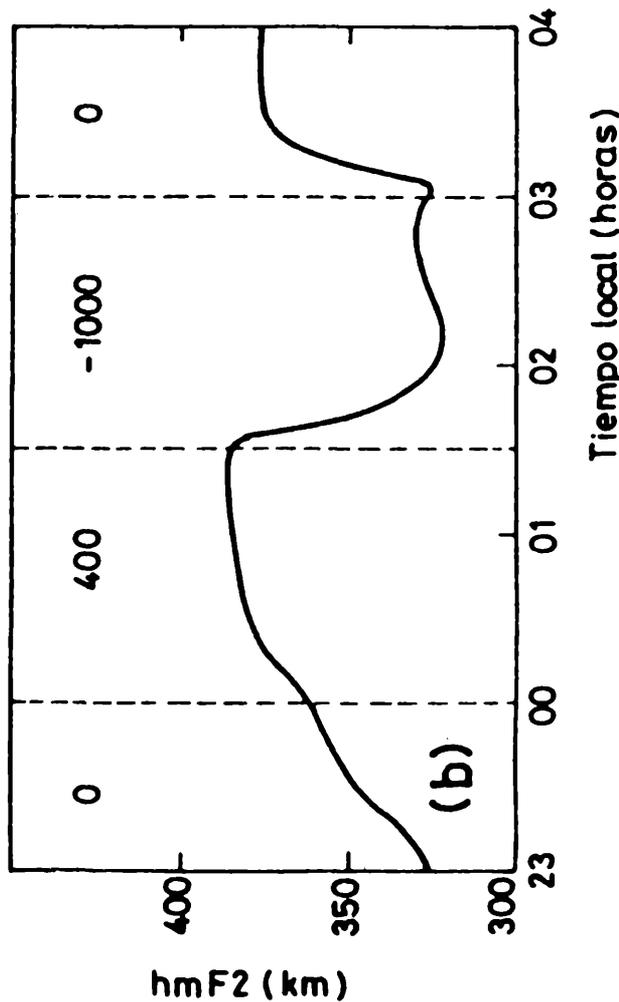
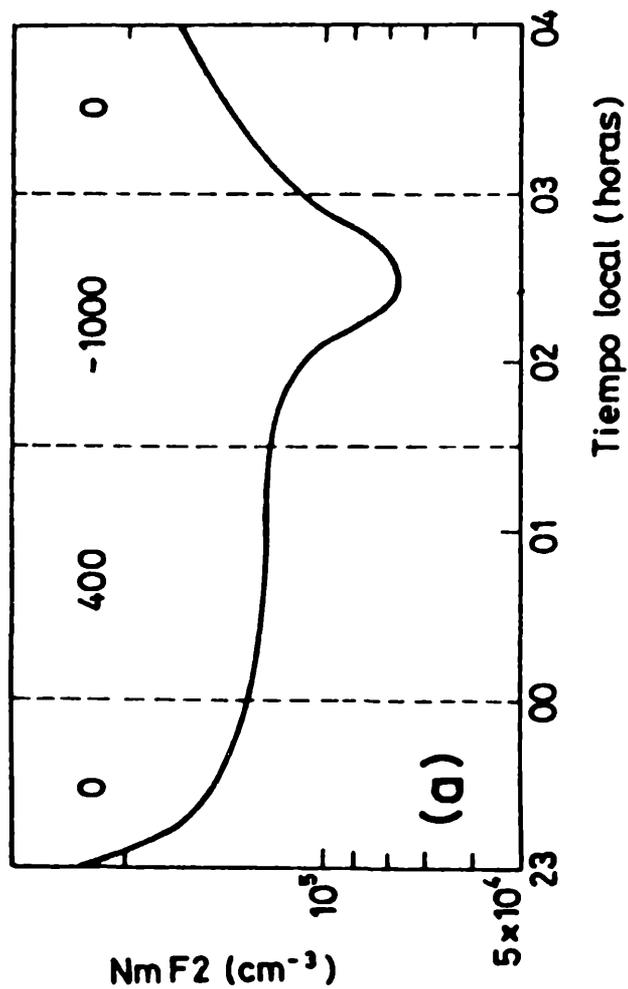
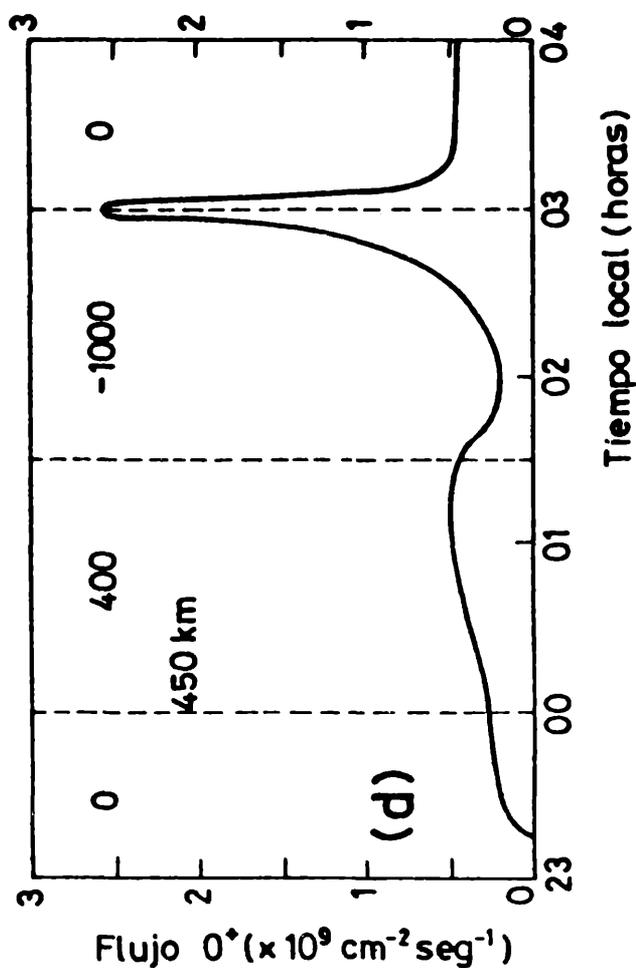
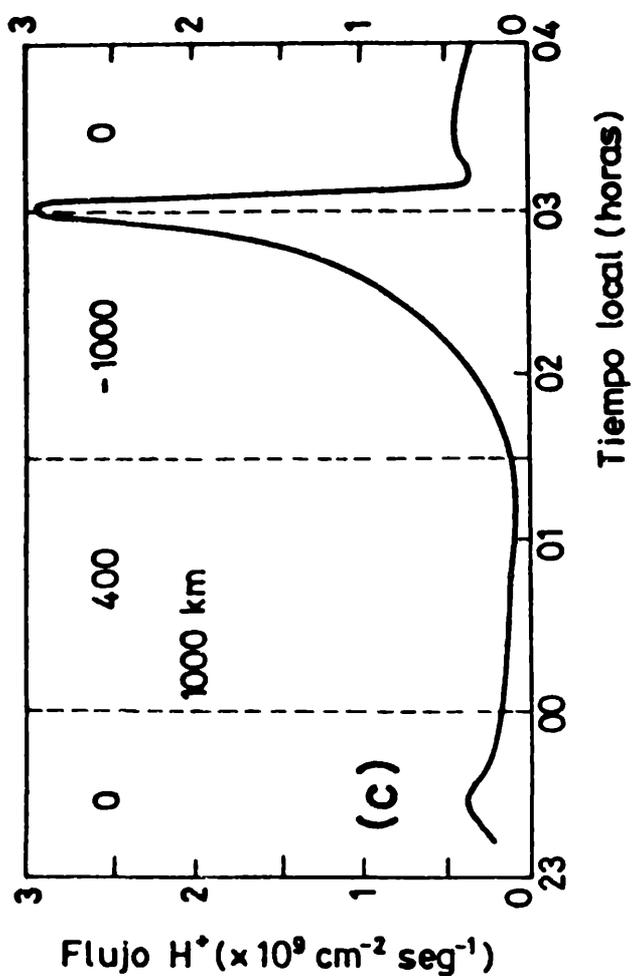


Fig. 2