

LA CORRIENTE INTEGRADA EN LA CAPA E ECUATORIAL: MODELO TEORICO Y SU APLICACION

S. Duhau* y M.C. Azpiazu**

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires

RESUMEN

Recientes cálculos teóricos han predicho una amplificación de la corriente integrada en el ecuador mucho mayor que la observada. En el presente trabajo se calcula dicha corriente y se muestra que un mejor acuerdo entre la observación y la teoría resulta de utilizar para el cálculo de la conductividad eléctrica perfiles de temperatura electrónica medidos in situ, en vez de la hipótesis usual de equilibrio térmico entre electrones y componentes neutros de la atmósfera. Se muestra también la dependencia de esa corriente con la actividad solar.

ABSTRACT

Recent theoretical calculations have predicted an amplification of the integrated current at the equator much greater than the observed value. This current is calculated in the present work, and it is shown that a better agreement between observation and theory is achieved when electron temperature profiles measured in situ are used for calculating the electrical conductivity, instead of the usual assumption of thermal equilibrium between the electrons and neutral components. The dependence of this current on solar activity is also shown.

* Miembro de la Carrera del Investigador del CONICET.

** Becaria del CONICET.

1. INTRODUCCION

Los modelos teóricos del electrochorro ecuatorial han sido ampliamente desarrollados desde el primero hecho por Sugiura y Cain (1966). Las hipótesis básicas en las cuales éstos modelos se basan han sido cuidadosamente revisadas por Richmond (1973a,b) quien en base a su análisis consiguió reducir la complejidad del sistema de ecuaciones que lo describen.

Sin embargo, recientemente Gagnepain y otros (1977) mostraron la existencia de una discrepancia notable entre los parámetros predichos por el modelo teórico de Richmond (1973b) y los obtenidos experimentalmente. Mostraron además, que esa discrepancia podría eliminarse si la frecuencia de colisión de los electrones con las especies neutras fuera mayor en unas 3 ó 4 veces a la utilizada en los cálculos teóricos.

La frecuencia de colisión de los electrones con las especies neutras varía, en esencia, linealmente con la temperatura de los mismos. Duhau y Azpiazu (1981) encontraron que la temperatura electrónica en la región E varía fuertemente con la actividad solar y es bastante mayor que la neutra, siendo desde dos veces ésta a baja actividad solar, hasta más de cinco veces a alta actividad solar.

Por el contrario, para el cálculo de la frecuencia de colisión es lo usual suponer que la temperatura electrónica es igual a la de las especies neutras, por lo tanto, podría ser ésta la causa de la discrepancia obtenida entre la teoría y los datos empíricos.

En el presente trabajo se describe un modelo teórico de chorro ecuatorial y se detallan las hipótesis básicas implícitas en cada una de sus ecuaciones a fin de puntualizar el rango de validez del mismo. Se lo aplica luego a la predicción de la densidad de corriente y el campo eléctrico en la región E poniendo especial énfasis en la selección adecuada de los parámetros que intervienen, en particular en la densidad y temperatura electrónicas.

2. MODELO TEORICO DE ELECTROCHORRO ECUATORIAL

2.1. Ecuaciones del modelo

Se parte de la expresión de la ley de Ohm para la región E (ver p.e. Maeda y Katò, 1966):

$$\vec{J} = \overline{\sigma} \cdot (\vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}), \quad (1)$$

donde $\overline{\sigma}$ es el tensor de conductividad, \vec{U} la velocidad media de las especies neutras y \vec{E} y \vec{B} son el campo eléctrico y el magnético respectivamente.

En un sistema de referencia con uno de los ejes paralelo al campo geomagnético la ecuación (1) puede ponerse como

$$\vec{J} = \sigma_0 \vec{E} \cdot \hat{e} + \sigma_1 \vec{E} + \sigma_2 (\hat{e} \times \vec{E}) \tag{2}$$

donde $\hat{e} = \vec{B}/B$. A σ_1 y σ_2 se las denomina conductividad de Pedersen y de Hall respectivamente. Para el cálculo de σ_0 , σ_1 y σ_2 se utilizan las siguientes expresiones;

$$\sigma_0 = e^2 \sum_j \frac{n_j}{m_j \nu_j} \tag{3a}$$

$$\sigma_1 = e^2 \sum_j \frac{1}{\nu_j} \frac{n_j}{m_j (1 + R_j^2)} \tag{3b}$$

$$\sigma_2 = e^2 \sum_j \frac{1}{\omega_j} \frac{n_j R_j}{m_j (1 + R_j^2)} \tag{3c}$$

donde: e, es la carga del electrón, el subíndice j indica a uno de los iones o a los electrones, m_j es la masa, $\omega_j = eB/m_j$ es la girofrecuencia, ν_j es la frecuencia de colisión de cada especie ionizada con el gas neutro, n_j es la densidad numérica o concentración de la misma y finalmente $R_j = \nu_j^2/\omega_j^2$.

Las expresiones dadas por las ecuaciones 3a, b y c para los términos del tensor de conductividad fueron inicialmente obtenidas por Chapman (1956) y se basan en la hipótesis de que, a efectos del cálculo de las corrientes y campos eléctricos, la ionósfera es un plasma frío y la fuerza de arrastre debida a las colisiones entre partículas ionizadas y neutras es proporcional a la velocidad relativa entre las mismas, lo cual a su vez presupone que la función de distribución de las mismas es maxwelliana.

En el ecuador la inclusión del viento neutro en (2) no cambia sustancialmente la corriente predicha y es válida la hipótesis de que $\vec{E} \cdot \hat{e} = 0$ (Richmond 1973a), con lo que esa ecuación se reduce a

$$\vec{J} = \sigma_1 \vec{E} + \sigma_2 (\hat{e} \times \vec{E}). \tag{4}$$

Puesto que la derivada temporal del campo magnético local en la ionósfera es despreciable en la ley de Faraday, ésta se reduce a:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0 \tag{5}$$

que, si el campo eléctrico paralelo a las líneas de campo geomagnético es nulo, implica que

$$h_\phi E_\phi = cte, \tag{6}$$

en toda la ionósfera y:

$$h_n E_n = f(n); \tag{7}$$

donde ϕ y n son las coordenadas en la dirección este-oeste, y en el plano vertical y normal a las líneas de campo geomagnético respectivamente; h_ϕ y h_n son los

factores de escala asociados al sistema de coordenadas geomagnéticas. La validez de (6) y (7) ha sido mostrada empíricamente (ver por ejemplo Woodman, 1970 fig. 1 v Balsley, 1973 fig. 10).

Teniendo en cuenta la ecuación de conservación de la carga eléctrica:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0, \quad (8)$$

lo cual limita la aplicabilidad del modelo a fenómenos cuya frecuencia característica está dentro del rango hidromagnético, y la ecuación (4), se obtiene

$$\frac{E_n}{E_\phi} = \frac{H}{P}, \quad (9)$$

donde H y P valen:

$$H = h_\phi \int_{\ell_1}^{\ell_2} \sigma_2 h_\ell d\ell, \quad (10a)$$

$$P = h_n \int_{\ell_1}^{\ell_2} \sigma_1 \frac{h_\phi}{h_n} h_\ell d\ell, \quad (10b)$$

donde ℓ es la coordenada en la dirección paralela al campo geomagnético, positiva en la dirección norte-sur, y la integral se extiende entre dos puntos conjugados de la línea de campo, situados en la base de la ionósfera.

De (4) y (9) resulta:

$$j_\phi = \sigma_2^* E_\phi, \quad (11a)$$

$$j_n = \sigma_1^* E_\phi, \quad (11b)$$

con

$$\sigma_2^* = \sigma_1 + \sigma_2 \frac{H}{P}, \quad (12a)$$

$$\sigma_1^* = \sigma_1 \frac{H}{P} - \sigma_2, \quad (12b)$$

el cociente H/P tiende al valor asintótico σ_2/σ_1 el cual se alcanza prácticamente a los 500 km del centro del electrochorro. Por lo tanto σ_2^* se acerca asintóticamente a la conductividad de Cowling y σ_1^* tiende asintóticamente a cero. En el ecuador magnético y a la altura de la capa E, $H/P \gg 1$, por lo tanto J_ϕ y J_n están amplificadas en esa zona.

Integrando (11a) sobre el espesor de la región E ($90^\circ \leq h \leq 140^\circ$) se encuentra la corriente integrada:

$$J_\phi = \int_{-h}^{+h} E_\phi. \quad (13)$$

La amplificación de esta corriente, A, se define (Duhau y Romanelli, 1979) como el cociente entre su valor en el ecuador, $J_\phi(0)$, y su valor asintótico J_ϕ^a . De (13) resulta:

$$A = \frac{\sum_a^* (0) + \sum_a^*}{\sum_a^*} \quad (14)$$

por otra parte la componente horizontal de las variaciones geomagnéticas diarias, $H(\theta)$, en función de la latitud, θ , para la zona del ecuador geomagnético peruano está dada por (Duhau y Romanelli, 1979):

$$H(\theta) = \frac{H_0}{2} (1,7 J_\phi^a + 1,3 K(\theta) J_\phi(0)) \quad (15)$$

donde $K(\theta)$ es un factor de forma, menor que la unidad.

De las ecuaciones (13) a (15) resulta:

$$E_\phi = \frac{2}{H_0} \frac{H(\theta)}{\left(\frac{1,7}{A-1} + K(\theta) 1,3\right) \sum_a^* (0)}, \quad (16)$$

conocida la conductividad de la ionósfera, la ecuación (16) permite predecir el campo eléctrico que produce la corriente que origina la variación geomagnética $H(\theta)$.

2.2. Parámetros del modelo

En la región E las especies iónicas predominantes son el ión de oxígeno molecular, O_2^+ , y el de monóxido de nitrógeno, NO^+ . Debido a que estas especies tienen un número atómico muy próximo resulta que sus girofrecuencias, sus frecuencias de colisión con la atmósfera y su masa son muy próximas. Por lo tanto para calcular σ_1 (ecuación 3b) y σ_2 (ecuación 3c) se puede suponer con muy buena aproximación la región E formada por un solo ión de masa intermedia y con su frecuencia de colisión igual a:

$$\nu_i = [8,3 n(O_2) + 9,0 n(N_2) + 7,6 n(O)] \cdot 10^{-8} \text{ seg}^{-1}, \quad (17)$$

donde los factores numéricos son los dados por Banks (1966b) para el NO^+ y $n(O_2)$, $n(N_2)$ y $n(O)$ son las densidades numéricas de oxígeno, nitrógeno molecular y oxígeno atómico respectivamente, expresados en cm^{-3} .

Por encima de los 130 km de altura (Región F_1) empieza a ser importante el ión de oxígeno atómico O^+ , que predomina por encima de los 200 km, su frecuencia de colisión está dada por (Banks, 1966b):

$$\nu_{O^+} = [1,0 n(O_2) + 1,1 n(N_2) + 1,9 n(O) \left(\frac{T_n}{1000}\right)^{0,37}] \cdot 10^{-9} \text{ seg}^{-1}, \quad (18)$$

donde T_n es la temperatura del gas neutro.

La frecuencia de colisión de los electrones es, a toda altura (Banks, 1966a):

$$\nu_e = [0,2 n(N_2) (1 - 0,00012 T_e) T_e + 1,8 n(O_2) (1 + 0,036 T_e^{1/2}) T_e^{1/2} + 2,8 n(O) T_e^{1/2}] 10^{-10} \text{ seg}^{-1}, \quad (19)$$

donde T_e es la temperatura electrónica.

Para calcular la girofrecuencia se utilizó un valor medio de 0,293 Gauss para el campo geomagnético.

Observando las expresiones (3b) y (3c) y las (17) a (19) se concluye que los parámetros necesarios para computar las conductividades son: $n(O_2)$, $n(N_2)$, $n(O)$, T_e , T_n , y la densidad electrónica n_e , a las que debe agregarse la densidad numérica del ión O^+ , $n(O^+)$, en la región F. No es necesario conocer las densidades numéricas de los otros dos iones debido a que para frecuencias hidromagnéticas vale la condición de cuasineutralidad.

Para determinar los parámetros atmosféricos se utilizó el modelo de Jacchia (1977). Para los parámetros ionosféricos se han tomado mediciones simultáneas en días quietos o mediciones en las mismas condiciones de actividad solar y magnética. Las únicas mediciones de la corriente fueron hechas al mediodía in situ en el ecuador magnético peruano (Maynard, 1967; Davis y otros, 1967; Shuman, 1970) y corresponden a actividad solar muy baja y ($F_{10,7} = 73$) por lo que, aunque también se hizo un cálculo a actividad solar alta, a efectos de comparar la corriente predicha con la medida, se tomó especial cuidado en seleccionar los parámetros ionosféricos correspondientes al otro caso tratado, actividad solar muy baja, según se detalla en la tabla I.

TABLA I
Parámetros del modelo a baja actividad solar

parámetro	n_e	n_e	T_e	$n(O^+)$
altura (km)	90 a 160	160 a 300	100 a 300	90 a 240
hora	12.04 HL	12.00 HL	15.26 HL	10.00 HL
latitud	12.95°S	11.95°S	12°30	32.3°N
longitud	Perú	Perú	Perú	EE.UU
actividad magnética (A_p)	5	4	5	8
$F_{10,7}$	73	70	70,6	76
autor	Smiddy y Sagalyn (1967)	Mc Clure, Farley y Cohen (1970)	Smith y otros (1978)	Johnson (1966)
fecha	20/3/65	16/4/65	28/5/75	15/2/63
método	in situ vuelo 14.179	radar	in situ vuelo 14.532	in situ vuelo Aerobee 150

En la fig. 1 se han graficado las conductividades de Pedersen y de Hall. Nótese que el pico de σ_2 en región E para baja actividad solar, se da también a alta actividad solar para el modelo de Richmond (1973b), pero no para el nuestro, para el cual σ_2 es notoriamente constante en toda la región E y que por encima de

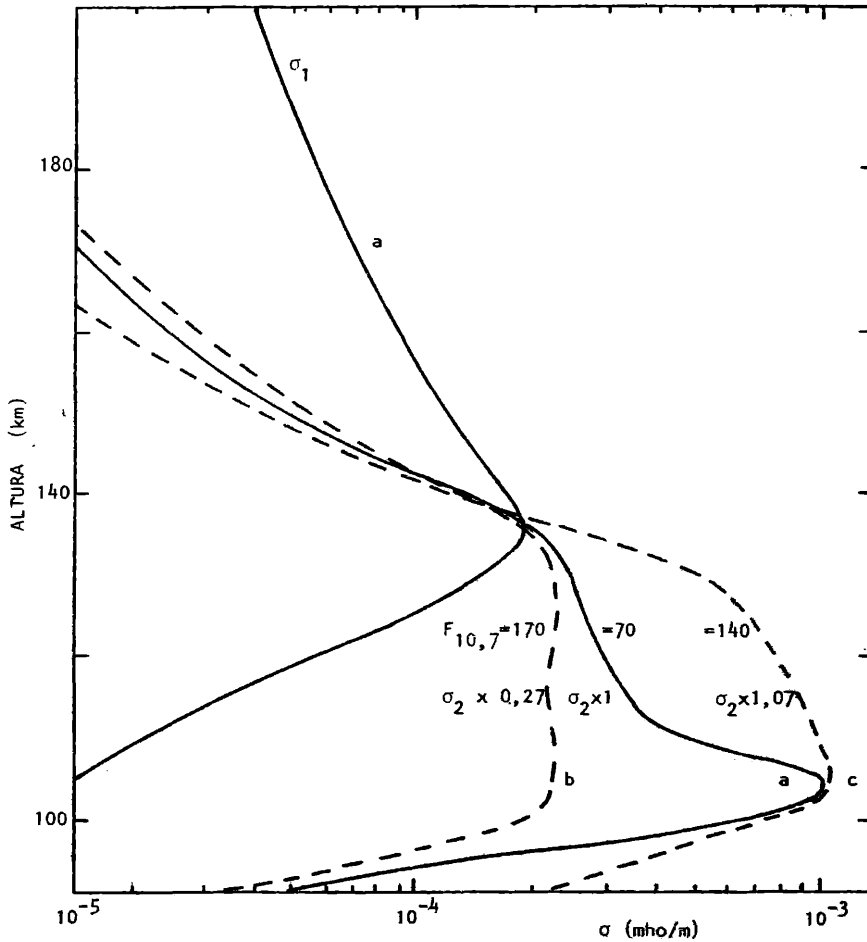


FIGURA 1. La conductividad de la ionósfera al mediodía sobre el ecuador magnético peruano. Las componentes del tensor de conductividad de Pedersen, σ_1 , y de Hall σ_2 , calculadas en el presente trabajo, para baja actividad solar, (a) y para alta, (b) junto con el resultado de Richmod (1973b) para $T_e = T_n$, (c).

la misma no difieren entre sí las formas de las curvas que dan la variación con la altura de n_2 . Esto se debe a que en nuestro modelo el valor asumido por T_e en el cálculo de v_e es sustancialmente diferente del supuesto por Richmond (1973a) sólo en región E, dependiendo en nuestro caso drásticamente de la actividad solar a esa alturas.

3. RESULTADOS

En la Tabla II se han resumido algunos de los parámetros predichos en el presente trabajo, junto con los observados y los predichos por Richmond (1973b) ($T_e = T_n$).

TABLA II
Resultados

	T_e medida		$T_e = T_n$	Observaciones
	Baja	Alta	Baja	Baja
Actividad solar	Baja	Alta	Baja	Baja
Altura del máximo de $J(\phi)$ (km)	106	108	102,3	107
Amplificación de la corriente	7,5	3,4	11,0	4
Ancho del electrochorro	400	400	369	400
E_n/E_ϕ valor	38	16	31	-
altura (km)	106	120	99,7	-
$\sum_a^*(0)$ (Mho)	32,5	30,5	-	-
\sum_a^*	5,0	13,0	-	-
E_ϕ (V/m) (100γ en Huancayo)	$4,3 \times 10^{-4}$	$3,3 \times 10^{-4}$	$3,0 \times 10^{-4}$	-
$J_\phi(0)$ (Amp/m)	0,140	0,095	0,150	0,127
J_ϕ^a (Amp/m)	0,020	0,039	0,015	0,034

De la comparación entre los resultados teóricos y las observaciones se concluye que nuestro modelo mejora notablemente la predicción de la altura a la cual la densidad de corriente del electrochorro es máxima, el ancho del mismo y el valor de la corriente integrada en el ecuador magnético. No sucede lo mismo con la corriente asintótica. El motivo de esta discrepancia no puede analizarse dentro de las limitaciones del presente modelo, puesto que hemos despreciado el viento neutro que empieza a ser importante fuera de un pequeño entorno del ecuador magnéti-

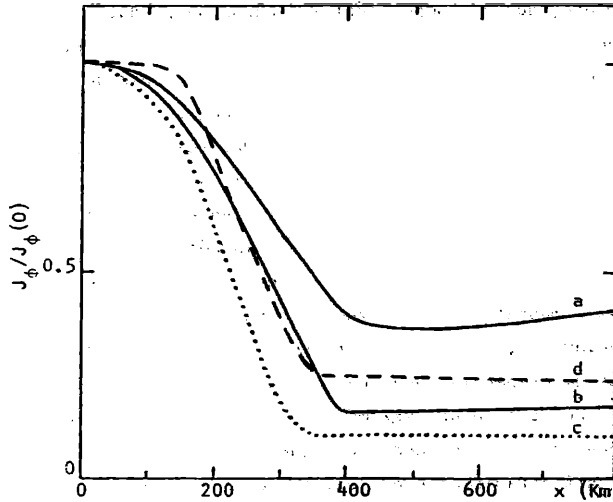


FIGURA 2. Variación de la densidad de corriente integrada J_ϕ , normalizada con su valor en el origen, $J_\phi(0)$, en función de la distancia al ecuador magnético, x . Nuestro resultado para alta (a) y para baja (b) actividad solar junto con el de Richmond (1973b) (c) y el obtenido de las observaciones (Maynard, 1967; Davis y otros, 1967; Shuman, 1970) (d) ambos a baja actividad solar.

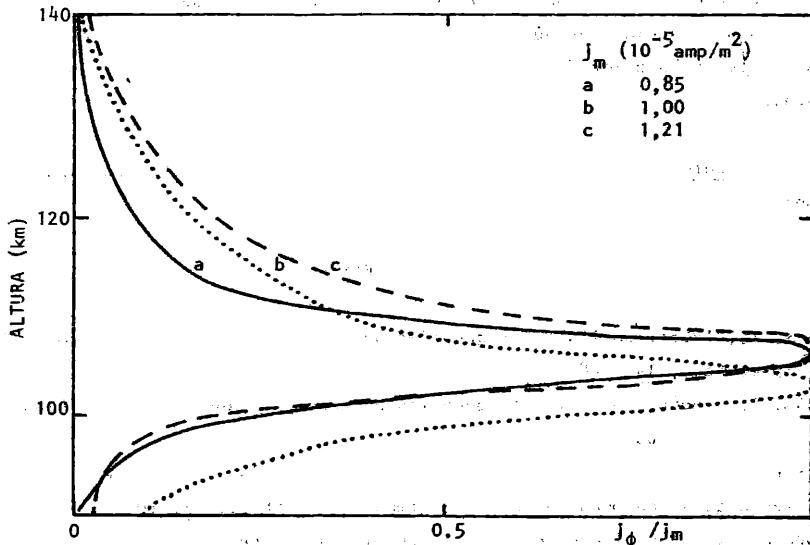


FIGURA 3. Perfil de la densidad de corriente en el ecuador magnético peruano a baja actividad solar. Observado (idem (d) en figura 3) (a), calculado (c) y hallado por Richmond (1973b) (b). La densidad de corriente j_ϕ ha sido normalizada con su valor en el máximo, j_m .

co; pero en principio su exclusión podría explicar, al menos en parte, esta discrepancia.

Nótese finalmente, que el campo eléctrico capaz de producir un campo magnético de 100γ en Huancayo depende escasamente de la actividad solar.

En la fig. 2 se ha graficado la variación de la densidad de corriente integrada con la distancia al ecuador magnético normalizada con su valor en el mismo. Nótese que si bien nuestro resultado a baja actividad solar (curva b) es el que más se aproxima al observado que corresponde a la misma actividad solar, (curva d) ninguna de las curvas teóricas reproduce correctamente la forma observada que es notablemente achatada en un entorno del ecuador magnético.

En la fig. 3 se ha graficado la variación de la densidad de corriente con la altura en el ecuador magnético normalizada con su valor máximo J_m , para baja actividad solar. Nuevamente, si bien nuestro resultado se aproxima más al experimental, subsisten dos discrepancias que quedan sin resolver: el valor de J_m es mayor que el observado y por encima del máximo las formas difieren notablemente.

Se concluye que, si bien no queda duda que la consideración de que la temperatura electrónica está notablemente por encima de la neutra y la utilización, por lo tanto, de valores de este parámetro medidos "in situ" en vez de los que resultan de suponer $T_e = T_n$, mejora notablemente la predicción de varios de los parámetros que definen la distribución de corrientes en el electrochorro; aún subsiste alguna deficiencia en el modelo teórico.

El cuidado con que han sido elegidos los parámetros del modelo y la índole de las discrepancias que aún subsisten lleva a sugerir la necesidad de revisar las hipótesis "a priori" en las que éste se basa. Esto será objeto de un futuro trabajo.

Agradecimientos: Este trabajo fue subvencionado por el CONICET como parte del Programa Nacional de Radiopropagación.

BIBLIOGRAFIA

- Banks, P., 1966a: Collision frequencies and energy transfer - electrons; Planet. Space Sci., 14, 1085.
- Banks, P., 1966b: Collision frequencies and energy transfer - ions; Planet. Space Sci., 14, 1105.
- Balsley, B.B., 1973: Electric fields in the equatorial ionosphere: A review of techniques and measurements; J. Atmos. Terr. Phys., 35, 1035.
- Chapman, S., 1956: The electrical conductivity of the ionosphere: a review; Buovo Cimento, Suplemento al vol. 4, serie X, 1385.
- Davis, T.N., Burrows, K. y Stolarik, S.D., 1967: A latitude survey of the equa-

- torial electrojet with rocket-borne magnetometers; *J. Geophys. Res.*, 73, 1845.
- Duhau, S. y Romanelli, L., 1979: Electromagnetic induction at the South American geomagnetic equator as determined from measured ionospheric currents; *J. Geophys. Res.*, 84, 1849.
- Duhau, S. y Azpiazu, M.C., 1981: Non-thermal equilibrium at ionospheric E-region heights; *Geophys. Res. Lett.* (en prensa).
- Gagnepain, J., Crochet, M. y Richmond, A.D., 1977: Comparison of equatorial electrojet models; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 39, 1119.
- Jacchia, L.G., 1977: Thermospheric temperature, density and composition: new models; *Smithsonian Astrophys. Obs. Sp. Rep.* 375.
- Johnson, C.Y., 1966: Ionospheric composition and density from 90 to 1200 km at solar minimum; *J. Geophys. Res.*, 71, 330.
- Maeda, K. y Kato, S., 1966: Electrodynamics of the ionosphere; *Sp. Sci. Rev.*, 5, 57.
- Maynard, N.C., 1967: Measurements of ionospheric currents off the coast of Peru; *J. Geophys. Res.*, 72, 1863.
- McClure, J.P., Farley, D.T. y Cohen, P., 1970: Ionospheric electron concentration measurements at the magnetic equator; ESSA Techn. Rep. ERL 186-AL4.
- Richmond, A.D., 1973a: Equatorial electrojet - I. Development of a model including winds and instabilities; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 35, 1083.
- Richmond, A.D., 1973b: Equatorial electrojet - II. Use of the model to study the equatorial ionosphere; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 35, 1105.
- Shuman, B.M., 1970: Rocket measurements of the equatorial electrojet; *J. Geophys. Res.*, 75, 3889.
- Smith, L.G., Zimmerman, R.K., Hiraio, K., Oyama, K. y Calderón, C., 1978: Electron temperature in the equatorial E-region measured by two rocket experiments and by incoherent scatter; *Sp. Res. XVIII*, 265.
- Smiddy, M. y Sagalyn, R.C., 1967: Magnetosphere plasma properties during a period of rising solar activity - OGO III; *Sp. Res. VIII*, 139.
- Sugiura, M. y Cain, J.C., 1966: A model equatorial electrojet; *J. Geophys. Res.*, 71, 1869.
- Woodman, R.F., 1970: Vertical drift velocities and east-west electric fields at the magnetic equator; *J. Geophys. Res.*, 75, 6249.

