

LA TEMPERATURA ELECTRONICA EN LA REGION E DE LA IONOSFERA

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

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

RESUMEN

Las mediciones de la temperatura electrónica en la región E hechas con sonda de Langmuir "in situ" y con radar de dispersión de Thomson son contradictorias. En un trabajo anterior de las autoras se encontró evidencia a favor del primer método el cual indica un fuerte desequilibrio térmico entre los electrones y los componentes neutros de la atmósfera. En el presente trabajo, los dos métodos de medición mencionados se discuten, y se encuentran algunos indicios de las causas de las discrepancias entre sus resultados. Se analizan además, los mecanismos del calentamiento anómalo de los electrones propuestos hasta el presente.

ABSTRACT

The measurements of the electron temperature in the E-region "in situ" by the Langmuir probe method and by Thomson scattering, are contradictory. In an earlier work by the authors evidence was shown in favour of the results obtained by the first method, which indicates a strong thermal non-equilibrium between the electrons and the neutral atmosphere in that region of the ionosphere. In the present work, the two methods of measurement are discussed, and indications of the causes for the discrepancy between them are found. The anomalous electron heating mechanisms proposed so far are also analyzed.

* Miembro de la Carrera del Investigador del CONICET

** Becaria de: CONICET.

1. INTRODUCCION

Es actualmente aceptado que existe equilibrio térmico entre los electrones y los componentes neutros de la atmósfera a alturas de región E y la igualdad entre la temperatura neutra, T_n , y la electrónica, T_e , es supuesta no sólo en los modelos teóricos de dinámica y formación de la región E (ver por ejemplo Richmond, 1973; Gagnepain y otros, 1977; Chakrabarty y otros, 1978), sino también como hipótesis "a priori" en la teoría de algunos métodos de medición (ver por ejemplo Balsley, 1973).

Sin embargo los dos métodos existentes de medición de T_e , sonda de Langmuir "in situ" (SL) y radar de dispersión incoherente (DT) producen observaciones contradictorias. Evidencias a favor del primer método fueron encontradas por Duhau y Azpiazu (1981); con dicho método se han medido T_e muy variables y frecuentemente muy por encima de las T_n , contrario esto a la creencia usual.

Además, un mejor acuerdo entre la teoría y la experiencia se logra cuando en vez de utilizar la hipótesis $T_e = T_n$ para obtener T_e , se utilizan mediciones "in situ" de este parámetro (Azpiazu y Duhau, 1981; Duhau y Azpiazu, 1981). De acuerdo con estas evidencias en el punto 3 del presente trabajo se analizan las fuentes de error en ambos métodos de medición haciendo énfasis en el método DT, el cual parece dar valores de T_e por debajo de lo real.

Por otra parte, la dificultad en aceptar el resultado del método SL se debe a que la teoría de la termodinámica de la región E indicaría la existencia de equilibrio térmico en ese rango de alturas, debido a que la densidad de los componentes neutros es allí suficientemente alta como para que cualquier exceso de energía ganada por los electrones por conducción o convección sea muy rápidamente perdida en las colisiones con los componentes neutros (ver por ejemplo Banks y Kockarts, 1973).

La velocidad de pérdida de calor que los electrones experimentan por colisiones con los componentes neutros para dos valores extremos de actividad solar se calculan en el punto 3 utilizando los resultados del método SL que se resume en el punto 2, y un breve análisis de la factibilidad de los mecanismos propuestos hasta el presente como fuentes de esa energía se hace en el punto 4.

2. EL DESEQUILIBRIO TERMICO ENTRE ELECTRONES Y NEUTROS EN LA REGION E EN DIAS GEOMAGNETICAMENTE QUIETOS

Mientras que las mediciones de la temperatura electrónica T_e en la región E hechas con el método DT muestran equilibrio térmico entre electrones y neutros, las mediciones "in situ" de este parámetro con SL muestran una gran dispersión, llegando a ser T_e más de cinco veces T_n (Wand, 1970; Evans, 1974).

Entre las numerosas mediciones "in situ" de T_e Duhau y Azpiazu (1981) seleccionaron aquéllas hechas en días muy quietos y en horas cercanas al mediodía, y calcularon la frecuencia de colisión entre electrones y neutros que resulta de la misma a los 110 km de altura, comparando luego este resultado con la frecuencia de colisión medida por el método de absorción desviativa. La Fig. 1 muestra el resultado y en la Tabla I se da una lista de los vuelos seleccionados y las condiciones en los días correspondientes.

TABLA I
Mediciones de temperatura electrónica "in situ" (SL)

Vuelo	Lat.	$F_{10,7}$	A_p	Referencia
L-3H-6 b	31°15'N	177	6	Oyama e Hirao (1979a)
6.02 a	58°44'N	166	7	Spencer y otros (1962)
6.04 d	37°50'N	121	5	"
18.06 c	37°50'N	130,2	6	Brace y otros (1971)
18.01 e	37°50'N	76	5	Brace y otros (1969b)
14.532 f	12°30'N	70,6	5	Smith y otros (1978)
K-9M-55 g	31°15'N	73,4	6	Oyama e Hirao (1979b)

La curva de la fig. 1 es una exponencial de la forma:

$$v_e = A \exp (F_{10,7}/D) + B ; \tag{1}$$

en la Tabla II se dan los coeficientes para los dos casos mencionados. La similitud notable entre las curvas que resultan de las dos series de mediciones aporta evidencia en favor del resultado hallado mediante SL.

TABLA II

Ajustes por cuadrados mínimos de la expresión (1) y sus coeficientes de correlación, ρ^2 .

Datos utilizados	A	B	D	ρ^2
Absorción desviativa	$2,507 \times 10^2$	$1,387 \times 10^4$	35	0,89
Sonda de Langmuir	$6,766 \times 10$	$1,785 \times 10^4$	28	0,98

Es también remarcable el hecho de que los siete puntos obtenidos por este método tienen una mejor correlación: ($\rho^2 = 0,98$) que los mucho más numerosos obtenidos por el método AD. ($\rho^2 = 0,89$). Aunque este resultado parecería indicar que el SL es más exacto que el AD, debe tenerse en cuenta que mientras los datos "in situ" han sido seleccionados rigurosamente en cuanto a su actividad mag-

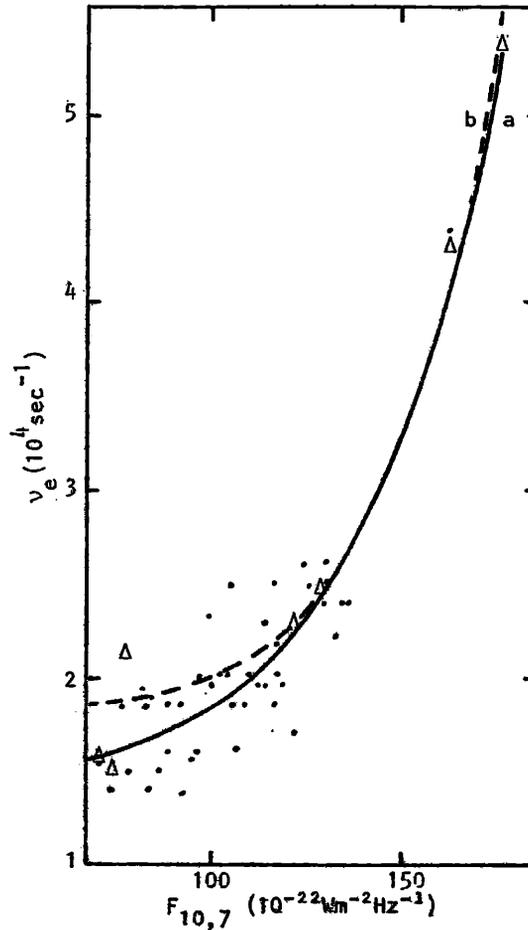


FIGURA 1. Variación de la frecuencia de colisión, ν_e , en función del flujo de radiación de 10,7 cm, $F_{10,7}$. Los puntos indican datos obtenidos por el método de absorción desviativa y los triángulos son los valores calculados con la temperatura electrónica medida a los 110 km de altura durante los vuelos de la tabla I (Duhau y Azpiazu, 1981). Las curvas representan el ajuste por cuadrados mínimos a los datos de absorción desviativa, (a), e "in situ", (b).

nética, el método de absorción desviativa preselecciona días sólo relativamente quietos lo que puede conducir a que la dispersión de los datos en este caso (ver fig. 1), en vez de indicar un error intrínseco al método, esté mostrando la gran sensibilidad del fenómeno a la actividad magnética. Para verificar esto último sería necesario seleccionar adecuadamente estos datos.

En la fig. 2 se muestra el perfil del cociente T_e/T_n para las siete mediciones "in situ" seleccionadas. Las actividades solares están indicadas en la tabla 1 y corresponden a un amplio rango: desde baja actividad ($F_{10,7} = 70$) hasta alta moderada ($F_{10,7} = 177$).

La gran dispersión de los perfiles refleja la variación exponencial con la actividad solar ya mostrada en la fig. 1 a los 110 km de altura. Se observa un comportamiento similar en todos los casos con un máximo aproximadamente a los 105 km, cercano al máximo de concentración electrónica, y un mínimo alrededor de los 140 km; indicando este comportamiento que el fenómeno del calentamiento anómalo está localizado en la región E.

3. ANALISIS COMPARATIVO DEL METODO DE MEDICION CON SONDA DE LANGMUIR "IN SITU" Y EL DE RADAR DE DISPERSION DE THOMSON

Mediciones simultáneas de T_e por el método de SL y el de DT muestran un muy buen acuerdo por encima de los 130 km de altura (Brace y otros, 1969a, Benson y otros 1977). Esto permite descartar muchas de las posibles causas de error del método SL, tales como: el efecto de la geometría de la sonda, de la configuración del cohete, de la traslación del mismo, del material colector, del campo geomagnético, etc. efectos todos ellos que además fueron cuidadosamente revisados empíricamente por Brace y otros (1971) y descontados como fuente de error.

Como las discrepancias ocurren a alturas de región E, deben buscarse efectos vinculados específicamente a esta región. De todas las críticas hechas al método de medición por SL sólo dos dependen fundamentalmente de las condiciones del medio y son:

- a) La distribución de velocidades de las partículas que lo forman debe ser maxwelliana.
- b) El camino libre medio de las mismas debe ser mayor que las dimensiones de la sonda.

La primera de las dos condiciones es común a ambos métodos de medición pues es una de las hipótesis en las que se basa el cálculo del espectro de la onda dispersada por efecto Thomson. Como la curva de respuesta de la SL está vinculada en forma directa con la distribución de velocidades de las partículas, el hecho de que la respuesta obtenida sea de la forma predicha (ver por ejemplo Brace y otros, 1971, figuras 1 y 3) muestra que, por lo menos a efectos de la teoría de la medi-

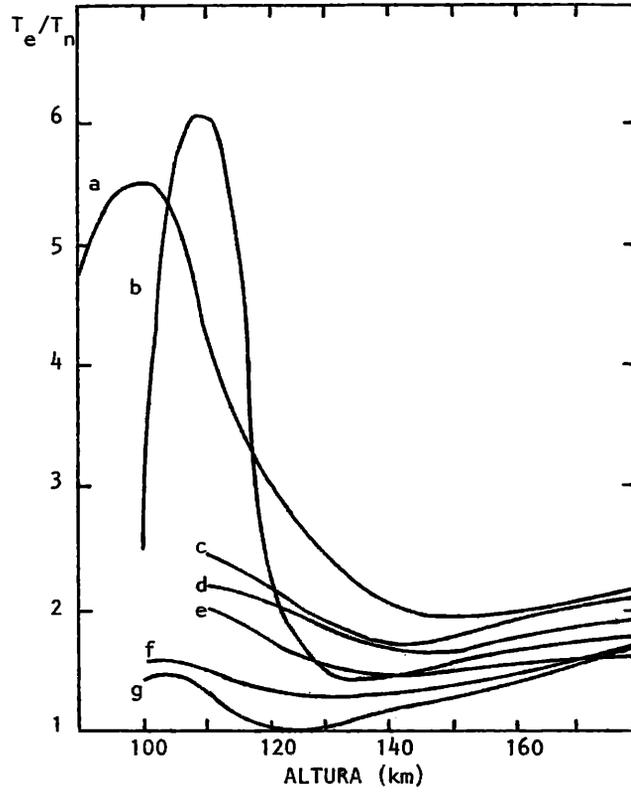


FIGURA 2. Perfil del cociente entre la temperatura electrónica y la neutra obtenido durante los vuelos de la tabla I.

ción mediante SL, la distribución de velocidades de los electrones es maxwelliana. La influencia de la forma de esta distribución en los espectros de DT no es tan directa, pero el resultado obtenido por SL permite descartar, por el momento, este aspecto como fuente de error frente al siguiente que, como mostraremos, parece decisivo.

A medida que la altura decrece, la densidad de la atmósfera crece exponencialmente y, en la misma medida, disminuye el camino libre medio de los electrones y aumenta su frecuencia de colisión. Recién por debajo de los 85 a 90 km las SL utilizadas presentan una dimensión efectiva mayor que el camino libre medio (Willmore, 1970), mientras que tanto la teoría (Dougherty y Farley, 1963) como las observaciones (ver por ejemplo Petit 1968; Evans, 1969) hechas con radar muestran que el aumento de la frecuencia de colisión afecta la forma de los espectros de DT por debajo de 120 km, altura por debajo de la cual se extrapola el resultado obtenido a alturas superiores. Por otra parte, por encima de los 140 km de altura, como mostraremos en lo que sigue, la forma obtenida podría estar afectada de error.

El espectro de DT depende de cuatro parámetros a determinar: la densidad electrónica, las temperaturas electrónica y iónica y la composición iónica, y un parámetro conocido, el campo geomagnético. Mediante la potencia total recibida y su distribución espectral, es posible determinar tres parámetros siempre y cuando la composición iónica sea conocida (ver por ejemplo Petit, 1968). Esto es sencillo en las regiones F y E pues la primera está formada por un solo ión, el O^+ , y la segunda está formada de O_2^+ y NO^+ de masa muy próxima de forma que el espectro de DT puede interpretarse suponiéndola constituida por un solo ión de masa intermedia (31). La zona intermedia, entre los 140 y los 250 km, es una zona de transición en la cual se tiene una mezcla de O^+ , NO^+ y O_2^+ en proporciones muy variables con la actividad solar (ver por ejemplo Mitra y Banerjee, 1972); siendo además las mediciones de las mismas escasas. En la figura 4 se ve que la forma del espectro no se ve sustancialmente afectada por la proporción relativa de estas especies iónicas, mientras que en la figura 3 se observa que esa proporción afecta notoriamente los restantes parámetros (N_e , T_e y T_i) produciendo una variación del 100% en T_e y T_i .

Concluimos que si bien la T_e estará bien determinada a los 140 km, la exactitud de su perfil por encima de esa altura es más incierta en la medida en que no se conozca en forma simultánea las densidades relativas de O^+ , O_2^+ y NO^+ , lo cual invalidaría la extrapolación hecha por debajo de la misma. Téngase en cuenta además que, dado el mínimo que el cociente T_e/T_n tiene a aproximadamente los 140 km de altura, la forma del perfil de T_e por debajo de la misma no es necesariamente uniforme.

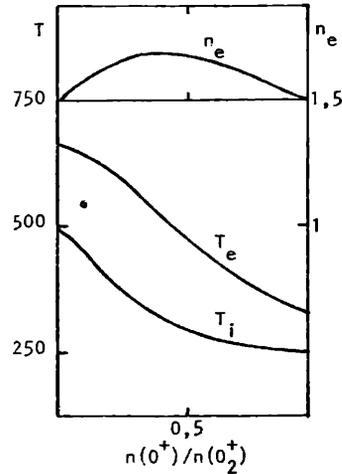


FIGURA 3. Variación de la temperatura electrónica, T_e , la temperatura iónica, T_i , y la densidad numérica de los electrones, n_e , en función de la proporción relativa de iones de oxígeno atómico, O^+ , y los de oxígeno molecular O_2^+ obtenidas para un espectro de DT dado según Petit(1968).

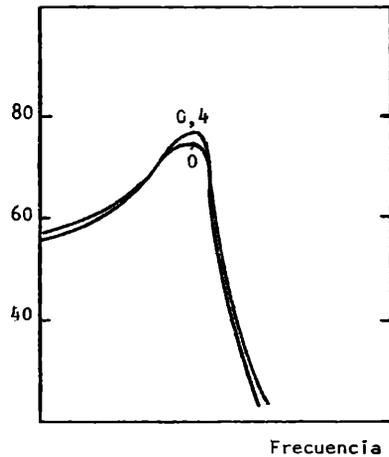


FIGURA 4. Espectros de dispersión de Thomson(DT) correspondientes a los valores de T_e , T_i , y n_e de la figura 3 (Petit, 1968). Se han graficado solo los dos espectros más alejados entre sí y que corresponden a los valores de $n(O^+)/n(O_2^+)$ indicados en la figura

3. LOS MECANISMOS DE ENFRIAMIENTO DE LOS ELECTRONES EN LA REGION E

A alturas de la región E la atmósfera es suficientemente densa como para que si los electrones térmicos se encuentran a una temperatura superior a la de los componentes neutros pierdan su energía rápidamente por colisiones con los mismos, siendo por ello despreciable a esas alturas las pérdidas por conducción, convección, flujo de calor, etc.

Teniendo en cuenta los diversos procesos de enfriamiento de los electrones por choques con los componentes neutros y las concentraciones de los mismos a las alturas consideradas, se encontró, que a temperaturas electrónicas tan altas como las que ocurren a alta actividad solar son importantes las pérdidas de energía producidas por los choques inelásticos que excitan los electrones del átomo de O, que excitan vibracionalmente las moléculas de O₂ y N₂ y rotacionalmente esta última; y los choques elásticos con la molécula de N₂.

La potencia cedida por los electrones al O, excitando el nivel (1D) es (Rees y otros, 1967):

$$W_0 = -1,1 \cdot 10^{-10} n_e n(O) \exp(-22700/T_e) \cdot [(0,406 + 0,357 \cdot 10^{-4} T_e) - (0,333 + 0,183 \cdot 10^{-4} T_e) \exp(-13700/T_e) - (0,456 + 0,174 \cdot 10^{-4} T_e) \exp(-29700/T_e)] \text{ eV cm}^{-3} \text{ seg} \quad (2)$$

n_e y $n(O)$ son las densidades numéricas de los electrones y los átomos de O, respectivamente, en cm^{-3} .

En la excitación de estados vibracionales de O₂, los electrones pierden potencia según la expresión analítica de Prasad y Furman (1973), basada en las mediciones de Linder y Schmidt (1971):

$$W_{O_2}^V = 5,12 \cdot 10^{-13} n_e n(O_2) \exp\left[\frac{T_e}{700} - \frac{1}{T_e}\right] \cdot \{ \exp[-2870(T_e - T_n)/T_e T_n] - 1 \} \text{ eV cm}^{-3} \text{ seg} \quad (3)$$

donde $n(O_2)$ es la densidad numérica del O₂ en cm^{-3} .

Para los choques inelásticos con N₂ se tiene:

$$W_{N_2}^V = -1,3 \cdot 10^{-4} n_e n(N_2) \cdot \{1 - \exp 3200[(1/T_e) - (1/T_n)]\} \cdot A \text{ eV cm}^{-3} \text{ seg} \quad (4)$$

donde $n(N_2)$ es la densidad numérica de N₂ en cm^{-3} y

$$A = \begin{cases} 5,715 \cdot 10^8 \exp(-3353/T_e); & T_e < 1000^\circ \text{K} \\ 2,0 \cdot 10^{-7} \exp(-4605/T_e); & 1000^\circ \text{K} < T_e < 2000^\circ \text{K} \\ 2,53 \cdot 10^{-6} T_e^{1/2} \exp(-17620/T_e); & T_e > 2000^\circ \text{K} \end{cases}$$

cuando los electrones excitan los estados vibracionales de esta molécula (Roble, 1969), y:

$$W_{N_2}^R = -2 \cdot 10^{-4} n_e n(N_2) (T_e - T_n)/T_e^{1/2} \text{ eV cm}^{-3} \text{ seg} \quad (5)$$

cuando excitan estados rotacionales de la misma (Mentzoni y Row, 1963).

Los choques elásticos de los electrones con las moléculas de N_2 dan lugar a una pérdida de potencia dada por Banks, (1966):

$$W_{N_2} = -1,2 \cdot 10^{-19} n_e n(N_2) (1 - 1,2 \cdot 10^{-4} T_e) \cdot T_e (T_e - T_n) \text{ eV cm}^{-3} \text{ seg} \quad (6)$$

Utilizando las expresiones (2) a (6) se calculó la potencia perdida por los electrones a la altura donde ésta es máxima (~ 105 km), y para dos condiciones extremas de actividad solar. El resultado se resume en la Tabla III.

TABLA III

Potencia perdida por los electrones en choques con los componentes neutros de la atmósfera a los 105 km de altura

potencia (eV cm ⁻³ seg)	W_0	$W_{N_2}^r$	$W_{N_2}^v$	$W_{O_2}^v$	W_{N_2}	Total
actividad solar { alta	$8 \cdot 10^5$	$6,5 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^5$	$9 \cdot 10^4$	$2,7 \cdot 10^6$
{ baja	$7 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^2$	$4 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^3$	$2,6 \cdot 10^5$

Como se observa en esta tabla, sólo dos de los cinco procesos de enfriamiento son significativos a baja actividad solar.

4. DISCUSION DE LAS FUENTES DE ENERGIA DE LOS ELECTRONES EN LA REGION E EN CONDICIONES GEOMAGNETICAS QUIETAS

El problema es ahora encontrar un mecanismo capaz de entregar energía a los electrones con la misma velocidad con que se disipa en las colisiones con los componentes neutros.

La principal fuente de energía de los electrones térmicos de la ionósfera es la energía cinética de los fotoelectrones, la cual es despreciable a las alturas consideradas ($< 10^4$ eV). Resulta por lo tanto necesario buscar otra fuente de energía.

Dos son las fuentes propuestas, una de carácter dinámico, es el calentamiento de Joule en latitudes donde el campo eléctrico es grande aún en condiciones quietas, esto es: en el ecuador magnético (Smith y otros, 1978) y sobre los vórtices del sistema de corrientes ionosféricas quietas (S_q) (Oyama e Hiraó, 1979 a y b). El otro, de carácter fisicoquímico no dependiente por lo tanto drásticamente de la latitud, es el calentamiento de los electrones por "quenching" de las moléculas de N_2 vibracionalmente excitadas; la energía necesaria para exci-

tar el N_2 puede ser provista por la reacción de esta molécula con el oxígeno metaestable $O(^1D)$ producido por fotodisociación en el rango de longitudes de onda del continuo de Schumann-Runge (Walker, 1968).

Walker hizo una evaluación de este mecanismo y mostró que con una temperatura vibracional de ~ 3000 °K el N_2 podría entregar energía con una rapidez de 10^5 eV cm^{-3} seg.

En la Figura 2 el vuelo 6.02 (curva a) corresponde a latitudes aurorales; el vuelo 14532 (curva f) corresponde, en cambio, a latitudes cercanas al ecuador magnético y los vuelos L-3H-6 y K-9M-55 (curvas b y g) son medidos sobre los vórtices del sistema de corrientes Sq. Los restantes vuelos corresponden a latitudes medias. Por consiguiente el resultado mostrado en la Figura 1 indica que T_e a los 110 km no depende de la latitud y de la observación de la Figura 2 se concluye que el cociente T_e/T_n máximo alcanzado no depende tampoco sustancialmente de la misma. Sin embargo el calentamiento de Joule depende drásticamente de la latitud, esto indica que este mecanismo podría no ser relevante.

El calentamiento de Joule está dado por Walker (1966):

$$W_J = e n_e \vec{u}_e \cdot \vec{E} \quad (7)$$

donde e es la carga del electrón, \vec{u}_e la velocidad media de éstos y \vec{E} es el campo eléctrico. La velocidad media de los electrones está vinculada, a las alturas consideradas, con el campo eléctrico por la relación (Rishbeth y Garriott, 1969):

$$\vec{u}_e = \overset{\leftrightarrow}{k}_e \cdot \vec{E} \quad (8)$$

donde $\overset{\leftrightarrow}{k}_e$ es el tensor de movilidad de los electrones. De (7) y (8) resulta:

$$W_J = \sigma_1^e E^2 \quad (9)$$

donde σ_1^e es la contribución de los electrones a la conductividad de Pedersen.

En el ecuador y en condiciones geomagnéticamente quietas, la componente del campo eléctrico paralela a las líneas de campo magnético es despreciable, y la componente este-oeste, E_ϕ , está vinculada con la vertical por la relación (Richmond, 1973; Duhau y Azpiazu, 1981):

$$E_n = (H/P) E_\phi \quad (10)$$

donde H/P es un factor que depende de la geometría del campo geomagnético, toma su valor máximo, que es 40 a baja y 20 a alta actividad solar, en el ecuador geomagnético a aproximadamente los 105 km de altura (la altura exacta depende de la actividad solar) y decrece rápidamente fuera de esa altura y esa latitud tendiendo a su valor asintótico, que está levemente por encima de la unidad, a los 4° del ecuador magnético.

Utilizando las expresiones (9) y (10) se calculó la potencia de Joule para las mismas condiciones de actividad solar que las utilizadas en la Tabla III y a la altura donde es máxima. El resultado se resume en la Tabla IV. Del mismo se

TABLA I V

Potencia entregada a los electrones por efecto Joule, W_J

Actividad solar	E (Volt/m)	W_J (eVcm ⁻³ seg)
Alta	1×10^{-2}	$7,4 \times 10^3$
Baja	2×10^{-2}	$5,6 \times 10^3$

concluye que el efecto Joule no contribuye sustancialmente al calentamiento anómalo de los electrones ni aún a latitudes ecuatoriales. Es aconsejable estudiar la viabilidad de un mecanismo fisicoquímico, como el propuesto por Walker (1968).

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

BIBLIOGRAFIA

- Azpiazu, M.C. y Duhau, S., 1981: Variación de las densidades iónicas con la actividad solar; presentado en la XI reunión de la AAGG, a publicarse en GEOACTA, XI, 2.
- Balsley, B.B., 1973: Electric fields in the equatorial ionosphere: a review of techniques and measurements; J. Atmos. Terr. Phys., 35, 1035.
- Banks, P.M., 1966: Collision frequencies and energy transfer - electrons; Planet. Space Sci., 14, 1085.
- Banks, P.M. y Kockarts, G., 1973: Aeronomy; Academic Press, N. York y Londres.
- Benson, R. F., Bauer, P., Brace, L.H., Carlson, H.C., Hagen, J., Hanson, W.B., Heogy, W.R., Torr, M.R., Wand, R.H. y Wickwar, V.B., 1977: Electron and ion temperatures. A comparison of ground-based incoherent scatter and AE-C satellite measurements; J. Geophys. Res., 82, 36.
- Brace, L.H., Carignan, G.R. y Findlay, J.A., 1971: Evaluation of ionospheric electron temperature measurements by cylindrical electrostatic probes; Space Res., XI, 1079.
- Brace, L.H., Carlson, H.C. y Mahajan, K.K., 1969a: Radar backscatter and rocket probe measurements above Arecibo; J. Geophys. Res., 74, 1883.
- Brace, L.H., Mayr, H.G. y Carignan, G.R., 1969b: Measurements of electron cooling rates in the mid-latitude and auroral zone thermosphere; J. Geophys. Res., 74, 257.
- Chakrabarty, P., Chakrabarty, D.K. y Bjorn, L., 1978: Solar activity variation of nitric oxide in the E-region and its implications; J. Atmos. Terr. Phys., 40, 81.
- Dougherty, J.P. y Farley, D.T., 1963: A theory of incoherent scattering of radio

- waves by a plasma. III. Scattering in a partly ionized gas; *J. Geophys. Res.*, 68, 5473.
- Duhau, S. y Azpiazu, M.C., 1981: Non thermal equilibrium between electrons and neutrals at ionospheric E-region heights; *Geophys. Res. Lett.*, 8, 819.
- Duhau, S. y Azpiazu, M.C., 1981: La corriente integrada en la capa E ecuatorial: modelo teórico y su aplicación; *GEOACTA*, XI (este número).
- Evans, J.V., 1969: Theory and practice of ionosphere study by Thomson scatter radar; *Proc. IEEE*, 57, 496.
- Evans, J.V., 1974: Some post-war developments in ground-based radiowave sounding of the ionosphere; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 36, 2183.
- Gagnepain, J., Crochet, M. y Richmond, A.D., 1977: Comparison of equatorial electrojet models; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 39, 1119.
- Linder, F. y Schmidt, H., 1971: Experimental study of low energy $e - O_2$ collision processes; *Z. Naturforsch. A*, 26, 1617.
- Mentzoni, M.H. y Row R.V., 1963: Rotational excitation and electron relaxation in nitrogen; *Phys. Rev.*, 130, 2312.
- Mitra, A.P. y Banerjee, P., 1972: Solar activity variation of $[NO^+]/[O^+]$ in the E- and F-regions; *Space Res.* XII, 1315.
- Oyama, K. e Hirao, K., 1979a: Anomalous heating of the thermal electrons near the focus of the Sq current vortex (Sq focus anomaly); *J. Geomagn. Geoelectr.*, 31, 11.
- Oyama, K. e Hirao, K. 1979b: Distortions of the energy distribution of ionospheric thermal electrons near the focus of the current vortex; *Planet. Space Sci.*, 27, 183.
- Petit, M., 1968: Mesures de températures, de densité électronique et de composition ionique dans l'ionosphere par diffusion de Thomson. Etude du déséquilibre thermodynamique dans l'ionosphere diurne; *Annls. Géophys.*, 24, 1.
- Prasad, S.S. y Furman, D.R., 1973: Electron cooling by molecular oxygen; *J. Geophys. Res.* 78, 6701.
- Rees, M.H., Walker, J.C.G. y Dalgarno, A., 1967: Auroral excitation of the forbidden lines of atomic oxygen; *Planet. Space Sci.*, 15, 1097.
- Richmond, A.D., 1973: Equatorial electrojet - 1. Development of a model including winds and instabilities; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 35, 1083.
- Rishbeth, H. y Garriott, K.G., 1969: Introduction to ionospheric physics; *Academic Press*.
- Roble, R.G., 1969: A theoretical and experimental study of the stable mid-latitude arc; Ph. D. Thesis, Universidad de Washington.
- Smith, L.G., Zimmerman, R.H., Hirao, K., Oyama, K. y Calderón, G., 1978: Electron temperature in the equatorial E-region measured by two rocket experiments and by incoherent scatter; *Space Res.* XVIII, 265.

- Spencer, N.W., Brace, L.H. y Carignan, G.R., 1962: Electron temperature evidence for non thermal equilibrium in the ionosphere; J. Geophys. Res., 67, 157.
- Walker, J.C.G., 1966: Electric field heating of D-region electrons; Planet. Space Sci., 14, 987.
- Walker, J.C.G., 1968: Electron and nitrogen vibrational temperature in the E-region of the ionosphere; Planet. Space Sci., 16, 321.
- Wand, R.H., 1970: Electron-to-ion temperature ratio from radar Thomson scatter observations; J. Geophys. Res., 75, 829.
- Willmore, A.P., 1970: Electron and ion temperatures in the ionosphere; Space Sci. Rev., 11, 607.