

## REINTERPRETACION DE ESPECTROS DE DISPERSION DE THOMSON PROVENIENTES DE LA REGION E DE LA IONOSFERA

S. Duhau\* y A.A. Louro

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

### RESUMEN

La temperatura electrónica  $T_e$  obtenida de los espectros de dispersión de Thomson resulta a alturas de región E muy por debajo de la obtenida por otros métodos de medición; asimismo, las magnitudes dependientes de las densidades de los componentes neutros predichas por este método no están en concordancia con los datos por los modelos de atmósfera neutra usuales. En vista de esto, se reinterpretan los espectros provenientes de esa altura, seleccionando para ello un modelo teórico que tiene en cuenta el desequilibrio térmico entre electrones y iones y la importancia de las colisiones a esa altura. Se encuentra que es necesaria una teoría aplicable a la amplia zona de la región E donde el camino libre medio para colisiones entre iones y neutros es del orden de o menor que la longitud de onda de la señal de radar.

### ABSTRACT

The electron temperature  $T_e$  which is obtained from Thomson scatter radar spectra at E-region heights is far lower than that obtained by other methods of measurement. Moreover, the magnitudes which depend on the neutral densities that are obtained by this method do not agree with the values given by the usual atmospheric models. In view of this, the spectra from those heights are reinterpreted, selecting for this purpose a theoretical model that takes into account the non-thermal equilibrium between electrons and ions and the importance of collisions at those heights. It is found that a theory is necessary that may be applied to the broad zone at the E-region where the ion-neutral collision mean free path is of the order of or smaller than the radar signal wavelength.

\* Miembro de la Carrera del Investigador del CONICET.

## 1. INTRODUCCION

En un reciente trabajo, Duhau y Azpiazu (1981) analizaron mediciones de temperatura electrónica realizadas en días geomagnéticamente muy quietos y en condiciones equivalentes, mediante tres técnicas distintas; absorción desviativa, sonda de Langmuir in situ, y radar de dispersión incoherente (que de aquí en más abreviaremos RDI). Esas autoras hallaron que, mientras las primeras dos técnicas mencionadas muestran la existencia de un fuerte desequilibrio térmico entre iones y electrones, la tercera da resultados aparentemente compatibles con la hipótesis de que  $T_e = T_i$ .

Las mediciones de magnitudes ionosféricas por medio del RDI es un proceso indirecto: modelos teóricos del efecto de dispersión de Thomson permiten obtener expresiones analíticas para la sección eficaz en términos de las variables termodinámicas ionosféricas y las frecuencias de colisión, y los valores de estos parámetros que dan el mejor ajuste de las curvas teóricas a los espectros de dispersión experimentales son aceptados como los que rigen a la altura de sondeo. El resultado de la medición depende, pues, del modelo teórico subyacente; en la región E de la ionósfera, la teoría actualmente aplicada a la interpretación de los espectros de RDI presupone, como hipótesis previa, la existencia de equilibrio térmico entre iones y electrones (Evans, 1969). En este trabajo se analizan espectros medidos utilizando para su interpretación modelos teóricos de la sección eficaz de dispersión que no presuponen  $T_e = T_i$ .

## 2. LA SECCION EFICAZ DE DISPERSION INCOHERENTE DE THOMSON

El RDI mide la potencia dispersada en un ángulo de  $190^\circ$  por las fluctuaciones térmicas de la densidad electrónica cuando se hace incidir verticalmente sobre las partículas ionosféricas una señal cuya longitud de onda  $\lambda$  sea comparable con la longitud característica de esas fluctuaciones.

Para el sondeo ionosférico se usan longitudes de onda del orden de 1 m, equivalente a frecuencias del orden de los  $3 \times 10^2$  MHz, muy superiores a la frecuencia de plasma por lo que la onda incidente atraviesa la ionósfera sin sufrir desviación apreciable. La señal dispersada tiene un espectro determinado por los corrimientos Doppler de la frecuencia de la onda incidente debido a propagación de las fluctuaciones de la densidad electrónica en la dirección longitudinal. Dougherty y Farley (1960) utilizaron una generalización del teorema de Nyquist (Callen y Welton, 1951; Callen y Greene, 1952) para calcular el espectro de las fluctuaciones de la densidad electrónica, y de ahí la sección eficaz diferencial para retrodispersión:

$$\sigma_b(\omega_0 + \omega) d\omega = \text{Re} (N_0 r_e^2 y'_{zz} / \pi \omega) d\omega \quad (1)$$

donde  $\sigma_b$  es la potencia dispersada por unidad de potencia incidente, de volumen y de frecuencia,  $r_e$  es el radio clásico del electrón,  $N_0$  es la densidad electrónica media,  $z$  es la dirección longitudinal.  $\omega_0$  es la frecuencia angular de la onda incidente y  $\omega$  es la frecuencia angular;  $\vec{y}'$  es un tensor de admitancia adimensionalizado que representa la respuesta del plasma ionosférico, a una fuerza de perturbación  $\vec{F}_e$ , definida por la relación entre la perturbación y el flujo de electrones resultante:

$$N_0 \vec{U}_e = \vec{y}' \cdot \vec{F}_e$$

donde  $\vec{U}_e$  es la velocidad de los electrones. Considerando el acoplamiento coulombiano entre iones y electrones, la componente  $zz$  del tensor  $\vec{y}'$  se expresa en términos de las correspondientes componentes de las admitancias de los iones y electrones  $\vec{y}'^i$  e  $\vec{y}'^e$ ,

$$y'_{zz} = \frac{(y_{zz}^i + i k^2 \lambda_D^2) y_{zz}^e}{y_{zz}^i + y_{zz}^e + i k^2 \lambda_D^2} \quad (3)$$

donde  $k = 4\pi/\lambda$  es dos veces el número de onda de la radiación incidente y  $\lambda_D$  es la longitud de Debye.

Para poder calcular la sección eficaz  $\sigma_b$  es necesario entonces conocer las admitancias  $y_{zz}^{e,i}$ . Estas han sido calculadas por los siguientes autores con las restricciones que se detallan:

- 1) Dougherty y Farley (1960), para el caso  $T_e = T_i$ , y despreciando las colisiones; estos autores consideran que la fuerza perturbadora causa una pequeña variación respecto del equilibrio, en la función de distribución. Esta se calcula resolviendo la ecuación de Boltzmann sin colisiones linealizada, y de la relación entre el flujo de partículas calculado con esta función de distribución y la perturbación, se deduce la admitancia correspondiente.
- 2) Dougherty y Farley (1963), para el caso  $T_e = T_i$  pero incluyendo las colisiones entre partículas cargadas y neutras; se utiliza el mismo procedimiento que en el caso anterior, pero ahora introduciendo en la ecuación de Boltzmann para los iones y electrones el término de colisiones de Bhatnagar, Gross y Krook (1954).
- 3) Farley (1966), para el caso  $T_e \neq T_i$ , sin colisiones; este autor retiene en las expresiones para  $y_{zz}^{i,e}$  obtenidas en 1) las temperaturas correspondientes a cada especie sin considerarlas necesariamente iguales.
- 4) Seasholtz y Tanenbaum (1969), para el caso  $T_e \neq T_i$ , con colisiones; estos autores generalizan su teoría de dispersión de Thomson en un medio continuo para incluir desequilibrio térmico (Tanenbaum, 1968). Las admitancias se calculan aplicando pequeñas perturbaciones a las ecuaciones hidrodinámicas linealizadas para iones y electrones. La teoría continua es válida si se

cumple que  $\psi_1 > 1$ , donde el parámetro adimensional  $\psi_s$  se define como:

$$\psi_s = \frac{v_{sn}}{k} \left( \frac{m_s}{2kT_s} \right)^{1/2}$$

donde  $s = e$  y el subíndice  $n$  designa las partículas neutras. Nótese que  $\psi_s$  es del orden del cociente entre la longitud característica de dispersión ( $=\lambda$ ) y el camino libre medio para colisiones entre la especie  $s$  y los neutros.

### 3. ANALISIS DE MEDICIONES

Dado que la frecuencia de colisión aumenta con la altura decreciente, afectando los espectros de región E, éstos son usualmente interpretados con el modelo 2) presuponiendo el equilibrio térmico entre iones, electrones y neutros.

Sin embargo, al aceptar que  $T_e \neq T_i$  en general, es necesario utilizar los modelos 3) ó 4), según el grado de importancia del efecto de las colisiones, que se puede medir con el parámetro  $\psi$ . En este trabajo, se han analizado espectros medidos por Wand y Perkins (1968) y Salah y otros (1975), con las especificaciones que se resumen en la Tabla 1.

Tabla 1

Autores	Radar	Longitud de onda	$F_{10.7}$	$A_p$
Wand y Perkins (1968)	Arecibo	0,70 m	139	4
Salah y otros (1973)	Millstone Hill	0,68 m	165,5	10

Las curvas dadas por los modelos teóricos fueron ajustadas a los valores medidos por cuadrados mínimos; dado que las ecuaciones no son lineales, se utilizó el método iterativo DUD (Ralston y Jennrich, 1978).

De la Figura 1 se desprende que sólo se puede asegurar la aplicabilidad del modelo 4) para el espectro medido por Wand y Perkins (1968) a los 97,5 km de altura. Este modelo fue aplicado a las mediciones a 97,5 y 108,75 km de Wand y Perkins con los siguientes resultados:

- No es posible predecir simultáneamente los tres parámetros  $T_e$ ,  $T_i$  y  $v_{in}$  con el método DUD, ya que en este caso el método no da una solución única, sino que converge a distintas soluciones dependiendo de los valores iniciales asignados al comienzo del proceso iterativo. El ajuste converge hacia una solución única si se fija un parámetro y se ajustan los otros dos. Por este motivo, se fijó  $T_e$  asignándole los valores dados por el modelo semiempírico de

Duhau y Azplazu (1985) basado en mediciones in situ.

b) De la Tabla II, que resume los valores de  $T_e$ ,  $T_i$  y  $v_i$  obtenidos por Wand y Perkins, los calculados en el presente trabajo, y los valores predichos por los modelos semiempíricos de Duhau y Azplazu (1985) para  $T_e$  y Jacchia (1977) para  $T_i$  y  $v_i$ , se desprende que sólo el modelo 4) reproduce adecuadamente los valores esperados de  $T_i$  y  $v_i$  a los 97,5 km; en cambio, los valores calculados con el modelo 4) no reproducen los predichos de acuerdo con Jacchia (1977) a los 108,75 km, como cabía esperar dado el bajo valor de  $\psi_i$  a esa altura. También se observa que los resultados obtenidos por Wand y Perkins suponiendo  $T_e = T_i$  dan valores de  $T_e$  muy lejanos de los observados, y valores de  $T_i$  y  $v_i$  que difieren significativamente de los predichos con el modelo de Jacchia (1977) a ambas alturas.

Tabla II

Parámetro	h(km)	Duhau y Azplazu (1983)	Jacchia (1977)	Wand y Perkins (1968)	Modelo 4)
$T_e$ (K)	97,5	507	---	234	507
	108,75	654	---	258	654
$T_i$ (K)	97,5	---	190	234	219
	108,75	---	232	258	183
$v_i$ ( $s^{-1}$ )	97,5	---	$1,641 \times 10^4$	$1,203 \times 10^4$	$1,76 \times 10^4$
	108,75	---	$2,316 \times 10^3$	$1,510 \times 10^3$	$5,6 \times 10^3$

Por otra parte, se observa en la Figura 1 que en la zona superior de la región E  $\psi_i \ll 1$ , y el efecto de las colisiones sería despreciable. Teniendo en cuenta el desequilibrio térmico entre iones y electrones, resultaría aplicable el modelo 3). En la Tabla III se presentan los valores de  $T_e$  y  $T_i$  que resultan del ajuste del modelo 3) a las 4 mediciones realizadas a mayor altura por Salah y otros (1975). A título comparativo, se incluyen los resultados de Salah y otros, aplicando el modelo 2), y nuevamente, los valores de  $T_e$  del modelo semiempírico de Duhau y Azplazu (1985) y los de  $T_i$  y  $v_i$  calculados con el modelo atmosférico de Jacchia (1977).

Se puede observar que a la altura superior, 124 km, las temperaturas calculadas con los dos modelos teóricos coinciden prácticamente entre sí, aunque en particular los valores de  $T_e$  difieren notoriamente de los observados. Esta diferencia se acentúa a las alturas inferiores: las temperaturas electrónicas predichas por ambos modelos son muy inferiores a las observadas, llegando el

modelo 3 a predecir  $T_e < T_i$ , en clara contradicción con las mediciones.

Tabla III

Parámetro	h(km)	Duhau y Azplazu (1993)	Jacchia (1977)	Salah y otros (1975)	Modelo 3)
$T_e$ (K)	115	696	---	272	214
	118	656	---	321	243
	121	606	---	433	317
	124	567	---	442	442
$T_i$ (K)	115	---	292	$272 \pm 20$	323
	118	---	327	$321 \pm 24$	390
	121	---	358	$433 \pm 32$	487
	124	---	395	$442 \pm 26$	448
$\nu_i$ ( $s^{-1}$ )	115	---	$8,61 \times 10^2$	$1,173 \times 10^3 \pm .57 \times 10^3$	0
	118	---	$7,57 \times 10^2$	$1,390 \times 10^3 \pm .6 \times 10^3$	0
	121	---	$3,95 \times 10^2$	$1,819 \times 10^3 \pm 6.18 \times 10^3$	0
	124	---	$2,90 \times 10^2$	$3,76 \times 10^2 \pm .477 \times 10^3$	0

#### 4. CONCLUSIONES

Del análisis de espectros medidos de dispersión incoherente provenientes de la región E, se concluye que, si bien la teoría de medio continuo de Seasholtz y Tanenbaum resulta aplicable en la baja región E, donde el efecto de las colisiones sobre los espectros es muy notorio ( $\psi_i$  significativamente mayor que la unidad), a alturas superiores, donde las colisiones son aún apreciables pero  $\psi_i < 1$ , ninguno de los modelos teóricos existentes da resultados compatibles con los correspondientes valores experimentales o semiempríricos de  $T_e$ ,  $T_i$  y  $\nu_i$  evidenciándose la necesidad de un nuevo modelo teórico del efecto de dispersión incoherente de Thomson aplicable a esa zona.

Agradecimiento: Los autores agradecen al Lic. Roberto Mancini quien les facilitó la Subrutina Fortran DUD.

Este trabajo fue parcialmente subvencionado por la Subsecretaría de Estado de Ciencia y Técnica.

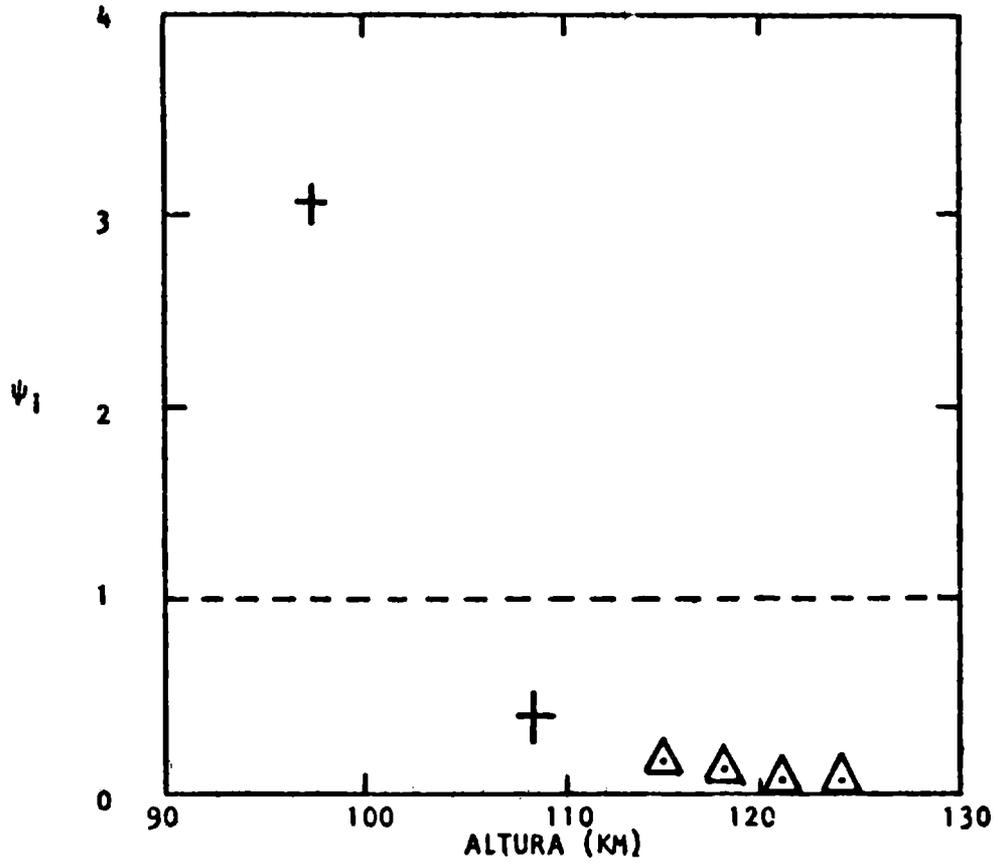


FIGURA 1: Valores de  $\Psi_1$  para las mediciones de Wand y Perkins (1968) (cruces) y Salah y otros (1975) (triangulos).

## BIBLIOGRAFIA

- Bhatnagar, P.L., Gross, E.P. y Krook, M., 1954: A model for collision processes in gases, 1. Small amplitude processes in charged and neutral one - component systems; *Phys. Rev.*, 94, 511.
- Callen, H.B. y Greene, R.F., 1952: On a theorem of irreversible thermodynamics; *Phys. Rev.*, 86, 702.
- Callen, H.B. y Welton, T.A., 1951: Irreversibility and generalized noise; *Phys. Rev.*, 83, 34.
- Dougherty, J.P. y Farley, D.T., 1960: A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma; *Proc. Roy. Soc. London, A*, 263, 238.
- Dougherty, J.P. y Farley, D.T., 1963: A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma, 3. Scattering in a partly ionized gas; *J. Geophys. Res.*, 68, 5473.
- Duhau, S. y Azplazu, M.C., 1981: Non-thermal equilibrium at E-region heights; *Geophys. Res. Lett.*, 8, 819.
- Duhau, S. y Azplazu, M.C., 1985. Empirical model of the E-region temperature around noon and at low magnetic activity. *Planet. Space Sci.* (en prensa).
- Evans, J.V., 1969: Theory and practice of ionosphere study by Thomson scatter radar; *Proc. IEEE*, 57, 496.
- Farley, D.T., 1966: A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma, 4. The effect of unequal ion and electron temperatures; *J. Geophys. Res.*, 71, 4091.
- Ralston, M.L. y Jennrich, R.I., 1978: DUD, a derivative - free algorithm for nonlinear least squares; *Technometrics*, 20, 7.
- Salah, J.E., Evans, J.V. y R.H. Wand, 1975: E-region temperature measurements at Millstone Hill; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 37, 461.
- Seasholtz, R.G. y Tanenbaum, B.S., 1969: Effect of collisions on Thomson scattering with unequal electron and ion temperatures; *J. Geophys. Res.*, 74, 2271.
- Tanenbaum, B.S., 1968: Continuum theory of Thomson scattering; *Phys. Rev.*, 171, 215.
- Wand, R.H. y Perkins, F.W., 1969: Radar Thomson scatter observations of temperature and ion-neutral collision frequency in the E region; *J. Geophys. Res.* 73, 6370.