



12ej. 03091  
**UNIVERSIDAD NACIONAL  
AUTONOMA DE MEXICO**

UNIDAD ACADEMICA DE LOS CICLOS PROFESIONAL Y POSGRADO.  
COLEGIO DE CIENCIAS Y HUMANIDADES.  
INSTITUTO DE GEOFISICA.

**IONOSFERA PERTURBADA:  
MODELO Y VALIDACION**

Tesis que para obtener el grado de  
**DOCTOR EN CIENCIAS**

(*orient*) (Física Espacial)

presenta:

**EDUARDO ATABEX / ARAUJO PRADERE**

MEXICO, D.F.

265725  
AGOSTO, 1998

**TESIS CON  
FALLA DE CRISTAL**



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

## ABSTRACT

While the ionospheric behavior during quiet conditions is well known and efficiently modeled, the knowledge about ionospheric response during geomagnetic storms, and related processes, still remains unclear. Because there is currently no empirical storm-time correction algorithm in use that shows improvement over climatological reference models such as International Reference Ionosphere (Bilitza, 1990), to obtain a model to predict the ionospheric response during storms is a priority ionospheric task.

This work presents an empirical model that starts from the integral of the auroral power predicted  $\Phi (= f_oF2_{obs}/f_oF2_{mm})$  changes during perturbed conditions.

The theory developed by Prölss (1993) and extended by Fuller-Rowell et al. (1996) suggested that negative storm effects are due to regions in which the neutral composition is changed. The neutral "composition bulge", is produced through heating and upwelling of air by the magnetospheric energy input at auroral latitudes and then can be moved to middle latitudes by nighttime equatorward winds and brought into the dayside as Earth rotates. The seasonal dependence is explained by the prevailing summer-to-winter circulation at solstice which transports the molecular rich gas to mid and low latitudes in the summer hemisphere over the day or two following the storm. In the winter hemisphere poleward winds restrict the equatorward movement of the bulge. Consequently, the altered environment in summer depletes the F-region mid-latitude ionosphere to produce a negative phase, while in winter mid-latitude a decrease in molecular species, associated with downwelling, persists and produces the characteristic positive storm. The seasonal migration of the bulge is superimposed on the diurnal oscillation.

Ionospheric data was divided into six mid-latitude sectors, including Europe, N.E. Asia and North America in the north, and, in similar respective longitude sectors, Africa, Australia, and South America in the south. Ionosonde observations from each sector were averaged, and the time series of the ratio of the storm time NmF2 to the monthly median was assembled. Based on the theory we proposed an empirical algorithm to capture the summer ionospheric response, including the regional variation. The main point is that summer F-region ion densities are controlled by the magnitude and location of the thermospheric composition bulge:

$$\Phi = a + b_1 \int P(0.6 + 0.4 \sin(UT + \phi_1)) dt + b_2 \int P(0.6 + 0.4 \sin(UT + \phi_1)) dt \sin(LT + \phi_2)$$

where P is the TIROS/NOAA power index,  $\phi_1$  is adjusted for each longitude sector for the first sin function to maximize at midnight, and  $\phi_2$  is adjusted for each longitude sector for the second sin function to peak at dawn. The integral of P is over the previous 18 hours and is modulated by the sin function such that maximum weight is given for a longitude sector passing through the midnight sector. "a", "b<sub>1</sub>" and "b<sub>2</sub>" are constants obtained from multilinear regression.

The first term "a" is a quiet reference level. The second term is designed to reflect the development of the composition bulge as seen from a particular longitude sector. The third term is designed to capture the local time movement of the bulge. The phasing is chosen so that more weight is given as a sector moves through the nightside when the wind flow will tend to migrate the composition bulge to lower latitudes; the weight is decreased on the dayside when the bulge is expected to recede poleward.

The prediction accuracy of the empirical algorithm was measured using the regional average of the root-mean-square-error (RMSE). We obtain that some storms show an improvement over climatology, but the advantage is not consistent: averaged over the eighteen storm interval the first attempt at an empirical algorithm fared slightly worse than IRI.

The reasons for the inconsistent results are that the algorithm assumes a linear relationship between the integral of the power and the regional ionospheric response. The second is the assumption that the maximum in the energy inputs always occurs in the midnight sector. If both are these are specified accurately and are captured in the algorithm, then the regional ionospheric response can be produced. If, however, the forcing is predicted in the wrong sector the RMSE is worse than no specifying a regional dependence at all. The combination of the non-linearity and the complex spatial distribution of the sources result in the poor performance of the first attempt.

The second attempt does not include the weighting of the auroral power by the local time sector during the driven phase of the storm, but does retain the regional dependence in the migration of the composition bulge by the diurnal wind field. Two other features are new: an optimum shape of the auroral power filter is determined, and a non-linear dependence of the integral of the aurora power and the ionospheric response is introduced. The new algorithm is given by:

$$\Phi = a + b_1[X(t_0)] + b_2[X(t_0)]^2 + \dots + c[X(t_0)]\sin(LT + \phi_1)$$

where  $X(t_0) = \int F(\tau)P(t_0 - \tau)d\tau$ , and  $F(\tau)$  is the filter weighting function of auroral power, P, over the 30 previous hours. “a”, “b<sub>1</sub>” y “b<sub>2</sub>” are coefficients for the polynomial fit to the non-linear relationship between the ionospheric response and the integral of the power.  $\phi_1$  is selected to peak at down.

The optimum of the filter was obtained by a multi linear regression technique, minimizing the mean square error between the filter input (aurora power) and filter output (ionospheric ratios). The power values have equal weight for the first 24 hours prior to the time of interest, and reduce to zero linearly between 24 and 30 hours. The absolute magnitudes are not important. This implies that, at mid-latitudes, the ionosphere is dependent on geomagnetic or auroral activity up to 30 hours in the past.

The RMSEs for the eighteen storms intervals using the new algorithm show a significant improvement over the first attempt and climatology. The new algorithm reduces the variance to values between 0.13 and 0.15, close to the quiet-time reference level (0.12756).

To make the empirical ionospheric correction model more widely available, the model is extended by substituting the integral of the power by an integral of the three hourly magnetic index “ap” as the input driver. The new filter (weighting function) is obtained by singular value decomposition method and its shape is similar to those obtained for auroral power.

## CONCLUSION:

An empirical formula has been developed to capture the summer hemisphere mid-latitude ionospheric response. The expression requires the time history of the previous 30 hours of the TIROS/NOAA power index (or ap index) weighted by a filter. The model can be used to predict the departure of the ionospheric F2 peak density from the appropriate quiet-time reference, during a geomagnetic storm.

## RESUMEN

Mientras que la morfología de la ionosfera en condiciones magneto-tranquilas es bien conocida, la información disponible sobre las respuestas ionosféricas a perturbaciones del campo geomagnético es muy pobre, destacándose en este sentido la carencia de modelos que permitan una mejor comprensión de los procesos involucrados. Actualmente no existe ningún algoritmo en uso cuyos resultados sean mejores que los modelos de referencia tales como el IRI (International Reference Ionosphere; Bilitza, 1990). Es por esto que se ha convertido en un objetivo prioritario la obtención de un modelo que prediga la respuesta ionosférica durante tormentas magnéticas.

En esta trabajo se presenta un modelo semi-empírico que partiendo de la integral de la potencia disipada en el óvalo auroral, predice las variaciones de la relación  $\Phi = f_oF2_{obs}/f_oF2_{mm}$  en condiciones magneto perturbadas.

El modelo teórico desarrollado por Prölss (1993) y extendido por Fuller-Rowell (1996) propone, en esencia, que la fase negativa de la tormenta se debe a regiones con cambios en la composición neutral. Estas zonas, conocidas como bolsas o bultos de composición, surgen como resultado del calentamiento y consiguiente ascensión del aire producto de la entrada de energía en latitudes aurorales, y son trasladadas posteriormente por los vientos nocturnos dirigidos hacia la zona ecuatorial, y llevadas a las zonas diurnas por la rotación terrestre. La dependencia estacional, claramente observada en los datos, se debe a la prevalente circulación verano - invierno de los vientos durante los solsticios (en los equinoccios no está muy bien definida la circulación). Esta circulación transporta el gas rico en moléculas a latitudes medias y bajas del hemisferio de verano, en los primeros dos días de la tormenta. En el hemisferio de invierno, los vientos dirigidos hacia el ecuador obstaculizan el movimiento de la bolsa de composición. Consecuentemente, la alteración de la composición en el verano provoca una disminución de la concentración en la región F de latitudes medias, que produce una fase negativa de la tormenta, mientras que en las zonas de latitudes medias invernales se observa una fase positiva debido a la disminución de las especies moleculares. De esta manera, el desplazamiento estacional de la bolsa de composición se impone sobre la oscilación diurna.

Los datos ionosféricos utilizados fueron divididos en 6 zonas, incluyendo Europa, NE Asia y Norte América en el norte y los sectores correspondientes en el sur: África, Australia y América del Sur. Para cada sector se promediaron las observaciones ( $f_oF2_{obs}$ ) y se obtuvo la serie temporal de su

relación con la media mensual para cada hora particular (foF2mm). Partiendo de la concepción de que las densidades iónicas de la región F son controladas en gran medida por la magnitud y localización de la bolsa de composición, se obtuvo una primera aproximación empírica para predecir la razón de variación de la frecuencia crítica de la capa F2 dada por:

$$\Phi = a + b_1 \int P(0.6 + 0.4 \text{sen}(UT + \phi_1)) dt + b_2 \int P(0.6 + 0.4 \text{sen}(UT + \phi_1)) dt \text{sen}(LT + \phi_2)$$

donde P es el índice de potencia obtenido del satélite TIROS/NOAA.  $\phi_1$  se ajusta en cada sector de longitud para obtener el máximo de la función seno a la medianoche y  $\phi_2$  para obtener el máximo al amanecer. La integral de P es sobre las 18 horas previas y es modulada por el seno para tener el mayor peso en el sector de longitud correspondiente a la medianoche. Las constantes “a”, “b<sub>1</sub>” y “b<sub>2</sub>” se obtienen por regresión multilinear.

El primer término “a” es un nivel tranquilo de referencia, mientras que el segundo está diseñado para reflejar el desarrollo de la zona de composición perturbada vista desde un sector específico. El tercer término representa el desplazamiento en tiempo local de la bolsa, una vez que es creada. Las fases son seleccionadas para dar un mayor peso a los sectores pasando por la medianoche, cuando el desplazamiento de la bolsa, debido al flujo de los vientos, es hacia menores latitudes, y un menor peso al lado diurno cuando es hacia los polos.

Esta primera aproximación empírica fue validada utilizando como medida de la calidad de la predicción la raíz cuadrada del error medio cuadrático (RMSE) y comparando con los resultados del modelo internacional para condiciones tranquilas IRI (International Reference Ionosphere), obteniéndose que esta aproximación no mejora substancialmente los resultados del modelo tradicional.

Las razones de esta inconsistencia son que el algoritmo asume una relación lineal entre la integral de la potencia auroral y la respuesta ionosférica regional, lo cual es inapropiado, y que el máximo de energía siempre ocurre en el sector de medianoche. Este segundo factor es de gran importancia en los resultados, pues de obtenerse un valor determinado en el sector erróneo, el valor del RMSE es significativamente mayor que el obtenido durante condiciones tranquilas.

Para evitar ambos factores se realizó un segundo intento que no incluye el peso en función del tiempo local del sector, pero retiene la dependencia regional. Como características nuevas tiene que se

obtuvo la forma óptima del filtro de la potencia auroral y se introduce una dependencia no-lineal entre la potencia auroral y la respuesta ionosférica. Esta nueva aproximación empírica esta dada por:

$$\Phi = a + b_1[X(t_0)] + b_2[X(t_0)]^2 + \dots + c[X(t_0)]\text{sen}(LT + \phi_1)$$

donde:  $X(t_0) = \int F(\tau)P(t_0 - \tau)d\tau$ , y  $F(\tau)$  es la función de peso de la potencia auroral sobre las 30 horas previas al evento. "a", "b<sub>1</sub>" y "b<sub>2</sub>" son coeficientes del ajuste polinomial para la relación no lineal entre la respuesta ionosférica y la potencia auroral.  $\phi_1$  es seleccionado para obtener el máximo al amanecer.

La forma óptima del filtro fue seleccionada por una técnica de regresión lineal, minimizando el error cuadrático medio entre la entrada (potencia auroral) y la salida del filtro (respuesta ionosférica). Los valores de potencia tienen igual peso para las 30 horas previas al evento y se reducen a cero linealmente entre la hora 24 y la 30, lo que implica que, a latitudes medias, el comportamiento ionosférico depende de la actividad auroral o geomagnética de las 30 horas anteriores.

El valor de RMSE para las predicciones del IRI se incrementan significativamente con el incremento de la integral de la potencia, alcanzando valores cercanos a 0.4. Este nuevo algoritmo reduce la variancia a valores entre 0.13 y 0.15, muy cercanos al nivel de tranquilo de referencia (0.12756).

Como complemento se obtuvieron, a partir de una amplia base de datos, las dependencias estacionales, temporales y latitudinales.

Para hacer el modelo empírico más accesible, se substituyo a la entrada del mismo la integral de la potencia auroral por la integral del índice magnético tri horario "ap". El nuevo filtro se obtuvo por el método de descomposición en valores simples y su forma es similar a la obtenida anteriormente.

## CONCLUSION:

Se ha desarrollado un modelo semiempírico que predice eficazmente la respuesta ionosférica a latitudes medias. La expresión requiere de la información de las 30 horas previas del índice de potencia del satélite TIROS/NOAA modulada por un filtro. El modelo puede ser usado para predecir, durante una tormenta geomagnética, la divergencia que sufre la frecuencia crítica (máximo de densidad) de la capa F2, foF2 (NmlF2), de una referencia apropiada en condiciones tranquilas.



*A mi Padre: Impulso*

*A mi Esposa: Resistencia*

*A mis Hijos: 3<sup>ra</sup> Ley de Newton*

*A mi Madre y Hermanos: Condiciones Iniciales*

## AGRADECIMIENTOS

Como usualmente ocurre, alguien puede quedarse fuera de la lista y esto se debe a una de dos razones muy diferentes: o se me olvidó o se excluyó a propósito.

¡POR FAVOR, SIEMPRE ES LA PRIMERA!

**Mi esposa, Alma Vida:** ¡qué paciencia, cuánto apoyo!. Su ayuda, comprensión y su capacidad de resolver sola los problemas familiares cuando me encontraba lejos, fueron factores determinantes en la terminación de esta etapa.

**Dr. Timothy J. Fuller-Rowell,** Tim: a really good advisor, a gentleman, a friend. Without his help and support I could not have finished this work. Thanks a lot for everything!

**Dr. Héctor Pérez de Tejada Jaime:** por su confianza y entusiasmo. Por las conexiones y perseverancia. Porque hemos compartido muchas cosas.

**Los SINODALES** (Fuller-Rowell, T.; Leyva Contreras, A.; Martinell Benito, J.; Muhtia Velázquez, A.; Pérez de Tejada, H.; Pérez Enriquez, R. y Valdés Galicia, J.), por lo útil de sus señalamientos, porque les pedí un poco más de lo que se acostumbra, porque hasta me aceptaron la tesis "virtual".

**H. Durand y R. Meléndez.** Tuvimos menos tiempo de conversar esta vez, pero igual me aclararon un montón de cosas y confundieron otro tanto. Finalmente reírse no es tan malo. ¿no?

**D. Maravilla,** que me ha ayudado a ver un poco más objetivamente el futuro profesional.

**Pépe y Blanca,** que siempre tienen tiempo para responder una pregunta o para escuchar una "descarga".

**Norma y Aracelys,** por su ayuda y disposición. Sin ellas no concibo el posgrado (muy personal opinión).

**Posgrado en Ciencias de la Tierra e Instituto de Geofísica:** gracias por todo el apoyo durante estos años.

**DGAPA-UNAM:** Buena parte del trabajo fue realizado con una beca otorgada por esta institución. Lo realmente curioso es que no fue extendida cuando me faltaban 6 meses para terminar.

**CIRES-Univ. of Colorado at Boulder and Space Environment Center-NOAA.** Because the big support received and the resources that I could access. Because a lot of wonderful and helpful people.

**Magu y Félix, Ale y Vivi, Víctor y Esthercita,** en fin, toda la gente que tanto estimo y que mucho ayudan a mantener el ánimo y la mente fresca.

**Alice C. Keffer:** because she has been like a mother to me.

**Mis PADRES:** sin su ejemplo e inspiración difícilmente hubiera dedicado todo este tiempo y esfuerzo a la superación académica.

**Mis HIJOS:** porque buena parte de la motivación que me ha guiado es la posibilidad de convertirme en un ejemplo para ellos (¿lo lograré?).

**Mis HERMANOS:** que sin ellos, otro hubiera sido. Sus queridos **HIJOS,** especialmente mis preferidas, María Karla y Heian, que mucho contribuyen a lo luminoso de la vida.

**Mi FAMILIA POLITICA:** que ciertamente me ha acogido como uno más de su tribu.

**MEXICO:** que por darme, hasta una familia me dio.

**CUBA:** porque soy un producto de esa tierra.

# INDICE

INTRODUCCION.....	iii
<b>PARTE I. TORMENTAS MAGNETO-IONOSFÉRICAS.</b>	
<b>I.1. PERTURBACIONES DE LA ATMÓSFERA SUPERIOR</b>	
<b>RELACIONADAS CON TORMENTAS MAGNÉTICAS.....</b>	<b>1</b>
I.1.1. Introducción.....	1
I.1.2. Acoplamiento energético entre el viento solar y la magnetosfera.....	1
I.1.2.1. Razón total de consumo de energía de la magnetosfera $U_T(t)$ .....	2
I.1.3. Efectos en latitudes polares.....	6
I.1.4. Tormentas termosféricas a bajas latitudes.....	13
I.1.4.1. Alteraciones termosféricas viajeras.....	13
I.1.4.2. Circulación de gran escala.....	15
I.1.4.3. Variaciones regulares de la composición.....	15
<b>I.2. TORMENTAS IONOSFÉRICAS.....</b>	<b>20</b>
I.2.1. Introducción.....	20
I.2.2. Mecanismos de perturbación.....	22
I.2.3. Tormentas ionosféricas negativas debidas a cambios en la composición neutral.....	22
I.2.4. Tormentas ionosféricas positivas debidas a vientos meridionales.....	26
I.2.4.1. Tormentas ionosféricas positivas de corta duración.....	27
I.2.4.2. Tormentas ionosféricas positivas de larga duración.....	29
I.2.5. Simulación de tormentas ionosféricas.....	31
<b>PARTE II. MODELOS DE LA IONOSFERA PERTURBADA.</b>	
<b>II.1. MODELO TEÓRICO DE ACOPLAMIENTO TERMOSFERA</b>	
<b>-IONOSFERA (CTIM).....</b>	<b>32</b>
II.1.1. Introducción.....	32
II.1.2. Modelo Termosférico.....	35
II.1.2.1. Ecuación de Movimiento.....	36
II.1.2.2. Ecuación de Energía.....	37
II.1.2.3. Ecuación de Estado.....	38
II.1.2.4. Ecuación de Continuidad.....	39

II.1.2.5. Ecuación de Velocidad Vertical.....	39
II.1.2.6. Ecuación de Densidad de Corriente.....	39
II.1.2.7. Ecuación de Composición.....	39
II.1.3. Modelo Ionosférico.....	41
II.1.3.1. Ecuación de Continuidad Iónica.....	41
II.1.3.2. Ecuación de Difusión Iónica.....	42
II.1.3.3. Ecuación de Temperatura Iónica.....	43
II.1.3.4. Iones Moleculares.....	43
II.1.3.5. Parámetros.....	44
II.1.4. Entradas Comunes.....	44
II.1.5. Simulaciones. Análisis.....	44
II.1.5.1. Respuesta de los Vientos Termosféricos.....	45
II.1.5.2. Respuesta de la Composición Termosférica.....	47
II.1.5.3. Respuesta Ionosférica.....	50
II.2. MODELO EMPÍRICO DE LA RESPUESTA IONOSFÉRICA.....	53
II.2.1. Introducción.....	53
II.2.2. Selección de los Datos.....	53
II.2.3. Modelo Empírico: 1 <sup>er</sup> Aproximación.....	56
II.2.4. Medida de la Calidad de la Predicción.....	60
II.2.5. Modelo Empírico: 2 <sup>da</sup> Aproximación.....	62
II.2.6. Determinación de los Factores de Dependencia.....	69
II.2.6.1. Dependencia del Tiempo Local.....	69
II.2.6.2. Dependencia Estacional y Latitudinal.....	70
II.2.7. Filtro Obtenido Utilizando el Índice ap.....	74
II.2.7.1. Análisis Comparativo.....	76
II.2.8. Ajuste a una Tormenta no Incluida en la Base de Datos.....	78
II.2.8.1. Discusión de los Resultados del Ajuste a la Tormenta de Enero de 1997.....	81
CONCLUSIONES.....	83
BIBLIOGRAFÍA Y REFERENCIAS.....	85

## INTRODUCCION

Una de las primeras observaciones de las perturbaciones magnéticas, reportada en *Annales der Physik* (29, 425, 1808), fue realizada por el Barón Alexander Von Humboldt, quien, en un encomiable esfuerzo de precisión científica, realizó observaciones de la declinación magnética cada media hora, desde la medianoche a la mañana, durante poco más de un año (Mayo 1806 a Junio 1807). De esta manera, el 21 de diciembre de 1806, observó durante seis horas consecutivas fuertes variaciones magnéticas asociadas a auroras boreales, desapareciendo ambos fenómenos al mismo tiempo. Así descubrió las *Magnetisches Ungewitter* o tormentas magnéticas.

Desde entonces, un importante número de investigadores ha centrado su atención en los fenómenos relacionados con las alteraciones del campo geomagnético, pero no fue hasta 1929 que Hasfstad y Tuve reportaron alteraciones de la componente ionizada relacionadas con tormentas magnéticas, identificando y nombrando por primera vez las tormentas ionosféricas.

A pesar del tiempo transcurrido, de los numerosos trabajos publicados en relación con la ionosfera y de que la morfología de la ionosfera en condiciones magneto-tranquilas es bien conocida; la información disponible sobre las respuestas ionosféricas a perturbaciones del campo geomagnético es muy pobre y los mecanismos relacionados muy poco conocidos.

El nivel actual del desarrollo tecnológico hace a la sociedad más dependiente de complejos sistemas y de sus fallos. La razón de decaimiento de satélites y los errores en su funcionamiento, las interrupciones de las comunicaciones, las imprecisiones temporales de los costosos sistemas de navegación (ejemplo destacado son los GPS), los fallos de las grandes redes de suministro de energía eléctrica, etc., han sido asociados a fuertes perturbaciones del campo magnético, y a las consiguientes tormentas ionosféricas. De ahí la importancia práctica de la obtención de un modelo que corrija las predicciones ionosféricas para condiciones magneto perturbadas, suministrando así una base para una acción más adecuada en la prevención de estas dificultades.

Recientemente han sido publicados varios modelos teóricos que han arrojado luz sobre los procesos involucrados, especialmente sobre la compleja interacción entre la componente ionizada y la neutral. Esto ha dado lugar a la aparición de diversos modelos de acoplamiento que han impulsado significativamente la comprensión de este sistema.

Específicamente el modelo teórico de acoplamiento termosfera-ionosfera, desarrollado por Prölss (1993) y extendido por Fuller-Rowell (1996), propone en esencia que la fase negativa de la tormenta se debe a regiones con cambios en la composición neutral. Estas zonas, conocidas como bolsas de composición, surgen en latitudes aurorales y a una altura aproximada de 100 Km, como resultado del calentamiento del aire neutral debido a la transferencia, fundamentalmente por calentamiento Joule, de energía magnetosférica. En respuesta a este proceso el aire neutro asciende hasta regiones ionosféricas, alterando la composición, y por consiguiente los procesos de producción y pérdida. Posteriormente estas bolsas son trasladadas por los vientos nocturnos dirigidos hacia la zona ecuatorial, y llevadas a las zonas diurnas por la rotación terrestre.

La dependencia estacional, claramente observada en los datos, se debe a la circulación verano - invierno prevalente en los vientos durante los solsticios (en los equinoccios no esta muy bien definida la circulación). Esta circulación transporta el gas rico en moléculas a latitudes medias y bajas del hemisferio de verano, en los primeros dos días de la tormenta. En el hemisferio de invierno, los vientos dirigidos hacia el ecuador obstaculizan el movimiento de la bolsa de composición. Consecuentemente, la alteración de la composición en el verano provoca una disminución de la concentración en la región F de latitudes medias, que produce una fase negativa de la tormenta, mientras que en las zonas de latitudes medias invernales se observa una fase positiva debido a la disminución de las especies moleculares. De esta manera, el desplazamiento estacional de la bolsa de composición se impone sobre la oscilación diurna.

En este trabajo se presenta un modelo semi-empírico, desarrollado a partir del modelo teórico previamente descrito, que partiendo de la integral de la potencia disipada en el óvalo auroral, predice las variaciones, en condiciones magneto perturbadas, de la relación  $\Phi = f_oF2_{obs}/f_oF2_{mm}$  (razón de cambio de la frecuencia critica de la capa F2 con respecto a los valores medios mensuales).

Los objetivos generales del trabajo se centraron en la obtención del modelo y la validación de sus resultados utilizando diferentes técnicas estadísticas y mediante la comparación con el modelo global IRI (International Reference Ionosphere, Bilitza, 1990). Como parte de este esquema nos planteamos identificar la relación de la respuesta ionosférica con la entrada de potencia a la zona auroral, diseñar la forma óptima del filtro (que afectará los valores de potencia) para ser utilizado en la integral de la potencia, y obtener las dependencias ionosféricas del tiempo local, latitudinal y estacional.

La introducción de las diversas dependencias, y de la forma óptima del filtro de potencia, en la ecuación empírica basada en el análisis de los resultados del modelo teórico, fue exitosa, por lo que los resultados obtenidos confirman la validez del uso del modelo para obtener predicciones de mayor calidad bajo condiciones magneto-perturbadas, superando por amplio margen las predicciones del IRI.

El trabajo ha sido estructurado de la siguiente manera: una primera parte dedicada a la descripción del entorno teórico, compuesta por la descripción de las perturbaciones de la atmósfera superior relacionadas con tormentas magnéticas, y los fundamentos de las tormentas ionosféricas. Una segunda parte que abarca los modelos ionosféricos, dividida en la descripción del modelo teórico y la discusión de algunos de sus resultados y, finalmente, la descripción, análisis y validación del modelo semi-empírico.

Específicamente el capítulo dedicado al modelo semi-empírico se estructuró siguiendo la lógica de la investigación desarrollada. A partir de un primer intento de modelaje surgió la necesidad de seleccionar una medida estadística que permitiera evaluar la calidad de la predicción. Entonces se obtuvo la segunda aproximación y se trabajó con las dependencias, analizando estadísticamente la respuesta del modelo y comparando con la equivalente del IRI. En todos los casos se presenta información suficiente sobre el resultado que se analiza, pero no es toda la obtenida durante el proceso. Razones de espacio nos obligaron a tomar esa decisión.

Para hacer el modelo empírico más accesible, se substituyo a la entrada del mismo la integral de la potencia auroral por la integral del índice magnético tri horario "ap" El nuevo

filtro se obtuvo por el método de descomposición en valores simples y su forma es similar a la obtenida anteriormente.

En conclusión, se desarrolló un modelo semi-empírico que predice eficazmente la respuesta ionosférica a perturbaciones magnéticas, fundamentalmente en latitudes medias. La expresión obtenida requiere de la información de las 30 horas previas del índice de potencia del satélite TIROS/NOAA, o del índice  $ap$ , moduladas por un filtro diseñado para cada caso. El modelo puede ser usado para predecir, durante una tormenta geomagnética, la divergencia que sufre la frecuencia crítica (máximo de densidad) de la capa F2,  $foF2$  ( $NmF2$ ), de una referencia apropiada para condiciones tranquilas.



**TORMENTAS MAGNETO - IONOSFERICAS**

## **I.1. PERTURBACIONES DE LA ATMÓSFERA SUPERIOR RELACIONADAS CON TORMENTAS MAGNÉTICAS.**

### **I.1.1. Introducción.**

Una tormenta geomagnética, al menos en lo que a la alta atmósfera concierne, es un período de incremento sustancial de la transferencia de energía magnetosférica a la atmósfera, cubriendo un período desde varias horas hasta un día, y dando lugar a un incremento del campo eléctrico convectivo en intensidad y extensión. La cantidad de energía disipada en la región polar durante estos intervalos es del orden de  $10^{12}$  W. Esta enorme cantidad de energía, suministrada por el Sol, provoca profundos cambios en la morfología global de la atmósfera superior y tales transformaciones son un importante eslabón en la compleja cadena de las relaciones Sol - Tierra.

Las primeras investigaciones sobre este tópico son acreditadas a Appleton, Kirby y Berkner y sus respectivos colaboradores (e.g. Appleton et al., 1937; Kirby et al., 1937; Berkner and Seaton, 1940), pero ya desde los años 20 se habían observado perturbaciones del componente ionizado de la atmósfera superior asociadas a tormentas magnéticas (Hafstad and Tuve, 1929).

Los primeros estudios de los fenómenos aurorales y de las perturbaciones ionosféricas indicaron que la atmósfera neutral debía calentarse durante las tormentas magnéticas (e.g. Birkeland, 1913; Petersen, 1927; Appleton and Ingram, 1935); sin embargo, las primeras evidencias se obtuvieron años después, cuando se detectaron cambios en la razón de decaimiento de satélites artificiales relacionados con tormentas magnéticas (Jacchia, 1959). A partir de este descubrimiento, los efectos de la actividad geomagnética en la atmósfera neutral han sido estudiados extensamente usando diferentes tipos de técnicas.

### **I.1.2. Acoplamiento energético entre el viento solar y la magnetosfera.**

El acoplamiento energético de dos sistemas cualesquiera A y B puede ser descrito en términos de la entrada de flujo de energía  $\epsilon$  de A a B y la salida de flujo de energía  $U_T$  de B,

expresados en  $[\text{erg s}^{-1}]$ . Como primer paso debe obtenerse la razón total de consumo de energía de la magnetosfera  $U_T(t)$  durante tormentas y subtormentas magnetosféricas y entonces intentar encontrar  $\epsilon(t)$  que correlacione con  $U_T(t)$ , aunque esto no es necesariamente obvio ni fácil de hacer. Por ejemplo, si se asume que la magnetosfera acumula inicialmente la energía del viento solar en alguna forma y de súbito la libera en forma de energía de una tormenta o subtormenta magnética, la relación esperada no será simple.

#### **I.1.2.1. Razón total de consumo de energía de la magnetosfera $U_T(t)$ .**

Algunos procesos "perturbados" de la magnetosfera pueden ser identificados como manifestaciones de procesos disipativos de la energía producida por la interacción viento solar-magnetosfera. La energía disipada se deposita parcialmente en la magnetosfera interior, creándose un cinturón de corrientes. Otra parte es depositada en la ionosfera auroral en forma de energía calorífica obtenida por calentamiento Joule y por el impacto de partículas aurorales.

Estas energías pueden ser monitoreadas, bajo ciertas suposiciones, por observatorios magnéticos en bajas latitudes y a lo largo de la zona auroral (respectivamente, las energías del anillo de corrientes y de la ionosfera auroral). Además de los anteriores, existen otros procesos disipativos que no depositan energía en la magnetosfera interior o en la ionosfera auroral; por ejemplo, una parte de la energía disipada en la cola magnética puede ser dispersada directamente en el viento solar. Desafortunadamente, no hay forma de medir la cantidad de energía disipada en este proceso.

De esta forma la razón total de consumo de energía  $U_T$  puede ser obtenida aproximadamente como la suma de la razón de inyección de energía en el anillo de corrientes  $U_R(t)$ , la razón de producción de calor Joule en la ionosfera  $U_J(t)$  y el flujo de energía de las partículas aurorales  $U_A(t)$ .

Entre los variados índices geomagnéticos, sólo los índices Dst y AE pueden ser usados para estimar  $U_T$ . El índice Dst nos da la intensidad promedio del campo magnético del anillo de

corrientes en la superficie de la Tierra y puede ser considerado, bajo ciertas suposiciones, como una medida de la energía cinética total del anillo. El índice AE da la suma de la máxima intensidad del campo magnético de los electrochorros aurales (dirigidos respectivamente al este y al oeste) y puede ser considerado, también bajo diversas suposiciones, como la medida de la corriente total de los electrochorros aurales. Ambos índices se expresan en  $\gamma$  ( $10^9$  T).

#### A. Determinación de $U_R$ .

La energía cinética total  $K_R$  en el anillo de corrientes simétrico, está aproximadamente relacionada con la intensidad del campo magnético en el centro de la Tierra  $B_R$  por:

$$K_R = \frac{3}{2} U_m \frac{B_R}{B_0}, \quad (I.1)$$

donde  $U_m$  y  $B_0$  representan respectivamente, la energía magnética de la Tierra fuera de ésta y la intensidad del campo magnético en el ecuador (Dessler and Parker, 1959; Sckopke, 1966; Akasofu and Chapman, 1972). Notése que el efecto de inducción de la Tierra se toma en cuenta. En (I.1)  $B_R$  puede ser estimado aproximadamente por el valor absoluto del índice Dst bajo las siguientes suposiciones:

- i. El anillo de corrientes es simétrico con respecto al eje dipolar.
- ii. Se ignora la distorsión no lineal del campo geomagnético por el anillo de corrientes.
- iii. El índice Dst da el campo del anillo de corrientes simétrico si este tiene un valor negativo.

En realidad, ninguna de las suposiciones anteriores pueden ser rigurosamente justificada, pero una sugerencia para mejorar el índice Dst (para este uso específico) puede encontrarse en el trabajo de Akasofu, 1981. Sin embargo, es relativamente simple sustraer el efecto de los cambios de la presión del viento solar del índice Dst. Un incremento de la presión del viento solar provoca una compresión de la magnetosfera, causando a su vez un incremento del valor del índice. Este efecto de la presión del viento solar  $\Delta H$ , expresado en  $\gamma$ , puede ser eliminado por (Siscoe, et al., 1968):  $\Delta H = 13.1 \times 10^4 [(p_2)^{1.5} - (p_1)^{1.5}]$

donde  $p_1$  y  $p_2$  son las presiones del viento solar antes y después del incremento de presión. El valor de Dst corregido en esta forma se denota por  $\bar{D}st$  y, bajo las anteriores suposiciones, se relaciona con  $K_R$  por medio de:

$$K_R = 4 \times 10^{20} \bar{D}st, [\gamma] \quad (1.2)$$

$K_R$  está relacionada con  $U_R$  y con la razón de pérdida  $\mathfrak{I}$  por medio de:

$$\frac{\partial K_R}{\partial t} = U_R - \mathfrak{I} \quad (1.3)$$

La razón de pérdida puede ser expresada como:

$$\mathfrak{I} = \frac{K_R}{\tau_R} \quad (1.4)$$

donde  $\tau_R$  denota el tiempo de vida de las partículas en el anillo de corrientes. De (1.2), (1.3) y (1.4) se obtiene:

$$U_R = 4 \times 10^{20} \left( \frac{\partial \bar{D}st}{\partial t} + \frac{\bar{D}st}{\tau_R} \right) \quad (1.5)$$

Evidentemente, el resultado expresado en (1.5) debe ser un valor positivo. Este problema fue discutido en detalle por Davis y Parthasarathy (1967). Actualmente se ha reconocido que  $\tau_R$  varía considerablemente durante una tormenta magnética, desde un valor de 1 hora cuando el anillo está creciendo, hasta 20-25 horas cuando está en la lenta fase de recuperación. La razón fundamental de tal diferencia es que, aún durante tormentas débiles, el anillo está mucho más cerca de la Tierra (aproximadamente tres radios terrestres) y a tales distancias los protones tienen un tiempo de vida muy corto como resultado de los procesos de intercambio de carga.

### B. Razón de producción de calentamiento Joule en la ionosfera.

La razón de producción de calentamiento Joule en toda la ionosfera auroral  $U_1$  se define:

$$U_1 = \iint J_r \cdot E_r d\lambda d\phi \quad (1.6)$$

donde  $J_P$  y  $E_P$  son, respectivamente, la integral en altura de la intensidad de corriente de Pedersen y el campo eléctrico asociado y ambas son función de la latitud  $\phi$  y de la longitud  $\lambda$ . Actualmente no hay forma de monitorear estas cantidades y el índice AE es, en primera aproximación, una medida de la intensidad de la corriente de Hall  $J_H$  integrada sobre la latitud  $\phi$ :  $\int J_H d\phi$ .

Para encontrar como está  $U_J$  relacionada con el índice AE, se puede asumir que  $J_P$  es proporcional a  $J_H$  y ya que el electrochorro auroral está fundamentalmente dirigido en la dirección este-oeste, la cantidad  $(J_P \cdot E)$  es proporcional a  $(J_H \cdot E_y)$ , siendo  $E_y$  la componente este-oeste del campo eléctrico.

Utilizando el hecho de que  $U_J$  es una fracción de  $U_R$ , (Axford, 1967; Akasofu, 1977), comúnmente se adopta la constante de proporcionalidad  $2 \times 10^{15}$  ( $\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}(\gamma)$ ), por lo que la razón de producción para  $\text{AE}=10^3$   $\gamma$  es equivalente a  $2 \times 10^{18}$   $\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ .

### C. Razón de inyección de energía cinética de partículas aurorales.

El flujo de energía cinética debido a las partículas aurorales  $U_A$  ha sido estimado por diferentes autores (Cole, 1971; Hays et al., 1973; Rees, 1975) y se acepta generalmente que es considerablemente menor que  $U_J$  (o cuando más comparable con él). No existen medios para medir esta cantidad como función del tiempo, pero se espera que varíe con el índice AE según la siguiente relación:  $U_A = \text{AE}(\gamma) \times 10^{15}$   $\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ .

### D. Razón total de producción de energía $U_T$ de la magnetosfera.

Basándonos en las consideraciones anteriores, la cantidad  $U_T$  puede ser obtenida por la suma de las tasas energéticas ya discutidas:

$$U_T = U_R + U_J + U_A$$

$$U_T = 4 \times 10^{20} \left( \frac{\partial DSI}{\partial t} + \frac{DSI}{\tau_R} \right) + 3AE \times 10^{15} \quad (1.7)$$

## E. Determinación del flujo de energía.

Con la información anteriormente discutida, Perreault (1974) y Perreault y Akasofu (1978) obtuvieron una aproximación empírica de la forma funcional del flujo de entrada de energía  $\epsilon(t)$ . Esta aproximación se simplifica por el hecho de que sólo hay dos formas obvias de flujo de energía del viento solar:  $\rho V^3$  y  $VB^2$  (respectivamente, flujo de energía cinética y flujo de energía magnética) expresadas en  $[\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}]$ . Sin embargo, Akasofu y Chapman (1963) y Arnoldy (1971) mostraron que no hay una correlación directa entre la actividad geomagnética y  $\rho V^3$ , a la vez que es bien conocida la importancia de la dirección norte-sur de la componente  $z$  del campo magnético interplanetario (IMF) para las tormentas magnéticas. Perreault y Akasofu (1978), considerando además que  $\rho V^3 \ll VB^2$ , obtuvieron que el flujo de energía del viento solar responsable de las tormentas magnéticas es:

$$\epsilon = VB^2 F(\theta) l_0^2 \text{ (erg}\cdot\text{s}^{-1}\text{)} \quad (1.8)$$

donde  $l_0^2$  es la sección transversal efectiva de la magnetosfera y  $l_0$  denota su dimensión lineal.  $F(\theta)$  representa una función del ángulo polar del vector IMF,  $\theta$ , proyectado en el plano Y-Z. Una buena discusión de la forma funcional de  $F(\theta)$  aparece en Akasofu (1981).

## F. Sección transversal efectiva.

Para igualar  $\epsilon(t)$  y  $U_T$  se debe primero encontrar  $l_0^2$ . Como un primer paso, Perreault y Akasofu (1978) asumieron que  $l_0$  es constante y encontraron que  $\epsilon$  y  $U_T$  pueden ser igualadas aproximadamente tomando  $l_0 = 7 R_T$ .

### 1.1.3. Efectos en latitudes polares.

Desde el inicio de los estudios de la atmósfera superior se sospechaba que la precipitación de partículas aurorales constituía una fuente importante de energía para la atmósfera polar superior (e.g. Birkeland, 1913). Posteriormente se reconoció que el calentamiento electrodinámico (Joule) también afectaba significativamente el balance de energía de esta región (Cole, 1962), las mediciones confirmaron el papel dominante de este mecanismo de

disipación (e.g. Banks, 1977), a la vez que indicaban que, globalmente, el calentamiento electrodinámico debía ser la fuente de energía más importante.

La figura 1.1 muestra esquemáticamente la forma en que se disipa la energía eléctrica en la atmósfera superior.

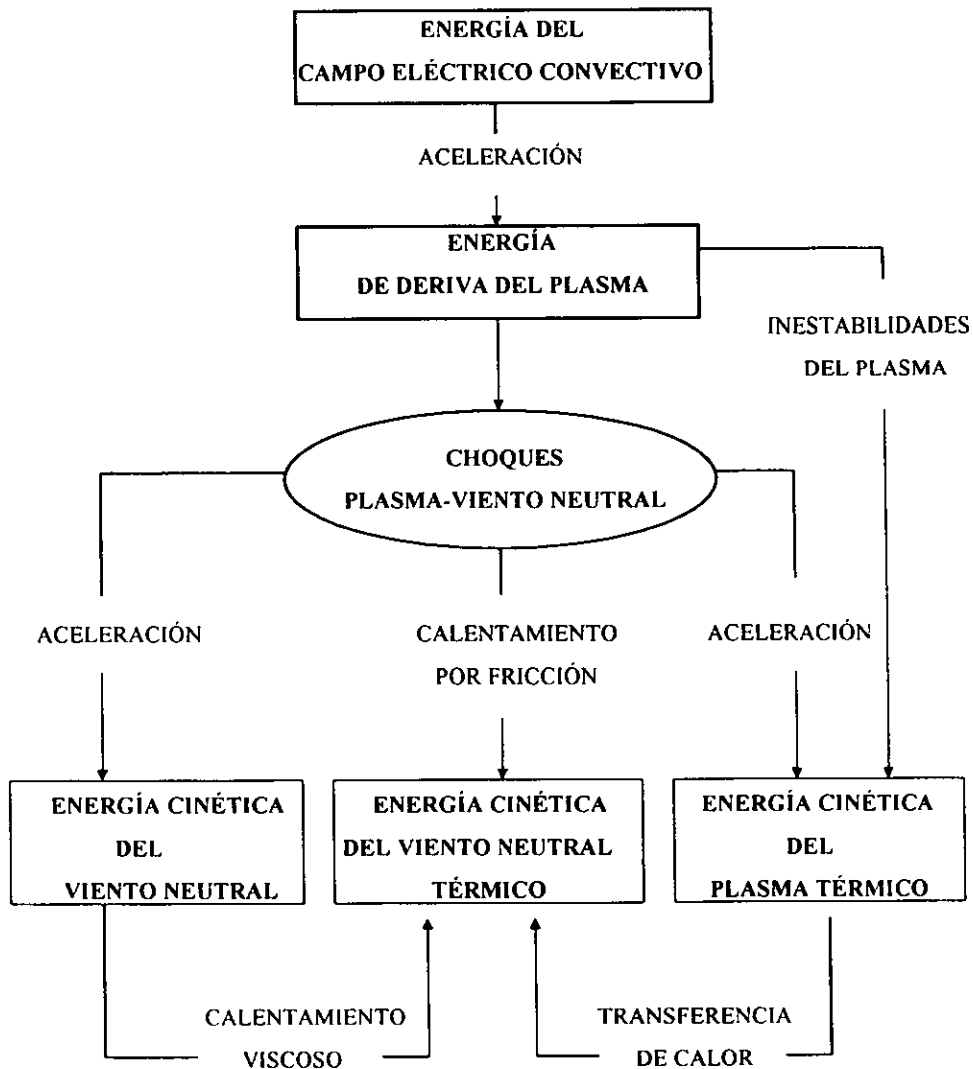


Figura 1.1: Disipación de la energía eléctrica en la atmósfera superior (Prölss et al., 1988).



En una primera fase el plasma ionosférico es puesto en movimiento por el campo eléctrico, el cual debería establecer, en ausencia de la atmósfera neutral, una deriva ionosférica  $E \times B$  por el campo magnético polar. Sin embargo, en presencia de la atmósfera neutral una parte importante de la energía de deriva es transferida al gas neutral a través de choques, acelerando de esta forma al gas neutral en la dirección de la deriva del plasma y dando lugar al surgimiento de fuertes vientos neutrales (e.g. Killeen et al., 1984). Debido a que la cantidad de partículas de plasma es mucho menor que la del gas neutral ( $\leq 1\%$ ), el incremento de la temperatura del plasma es comparativamente mucho mayor, lo que lleva a un intercambio de calor entre ambos componentes del gas que provoca el decrecimiento de la temperatura del plasma y el incremento de la temperatura del gas neutral. Es este proceso combinado de intercambio de calor y calentamiento directo por fricción el que es generalmente conocido como calentamiento electrodinámico o Joule.

En el diagrama de la figura I.1 también se observa que existe calentamiento debido a gradientes en los vientos generados por la deriva (calentamiento viscoso) y por inestabilidades en el plasma acelerado. Mientras el primero es probablemente poco importante (e.g. St.-Maurice and Schunk, 1981), las inestabilidades del plasma pueden llegar a afectar el balance de calor en la termosfera baja (e.g. Schlegel and St.-Maurice, 1981).

De acuerdo con la figura I.1, un satélite en órbita polar (figura I.2) debe observar importantes cambios en la atmósfera superior cuando pase a través de una región donde se haya incrementado la disipación de energía eléctrica. La figura I.3 muestra las perturbaciones de la atmósfera superior en el sector nocturno del óvalo polar obtenidas por el satélite DE - 2 en el hemisferio norte a las 1600 UT (tiempo universal) del 7 de diciembre de 1982 (1800 LT, tiempo local). En ella se muestran las variaciones latitudinales (en función de la latitud magnética) del índice AE (actividad magnética durante las observaciones), de las velocidades de deriva iónica ( $v_i$ ) y del viento neutral ( $v_n$ ), de las temperaturas iónicas ( $T_i$ ) y del gas neutral ( $T_n$ ), de las densidades del argón (Ar), nitrógeno molecular ( $N_2$ ), oxígeno atómico (O) y helio (He) y la razón de densidades  $N_2/O$ . Las mediciones de velocidad y temperatura están referidas a un rango de alturas de 260 a 350

Km y son muy débilmente dependientes de la altitud, mientras que las mediciones de densidad, extremadamente dependientes de la altitud, han sido normalizadas a un nivel común de 300 Km

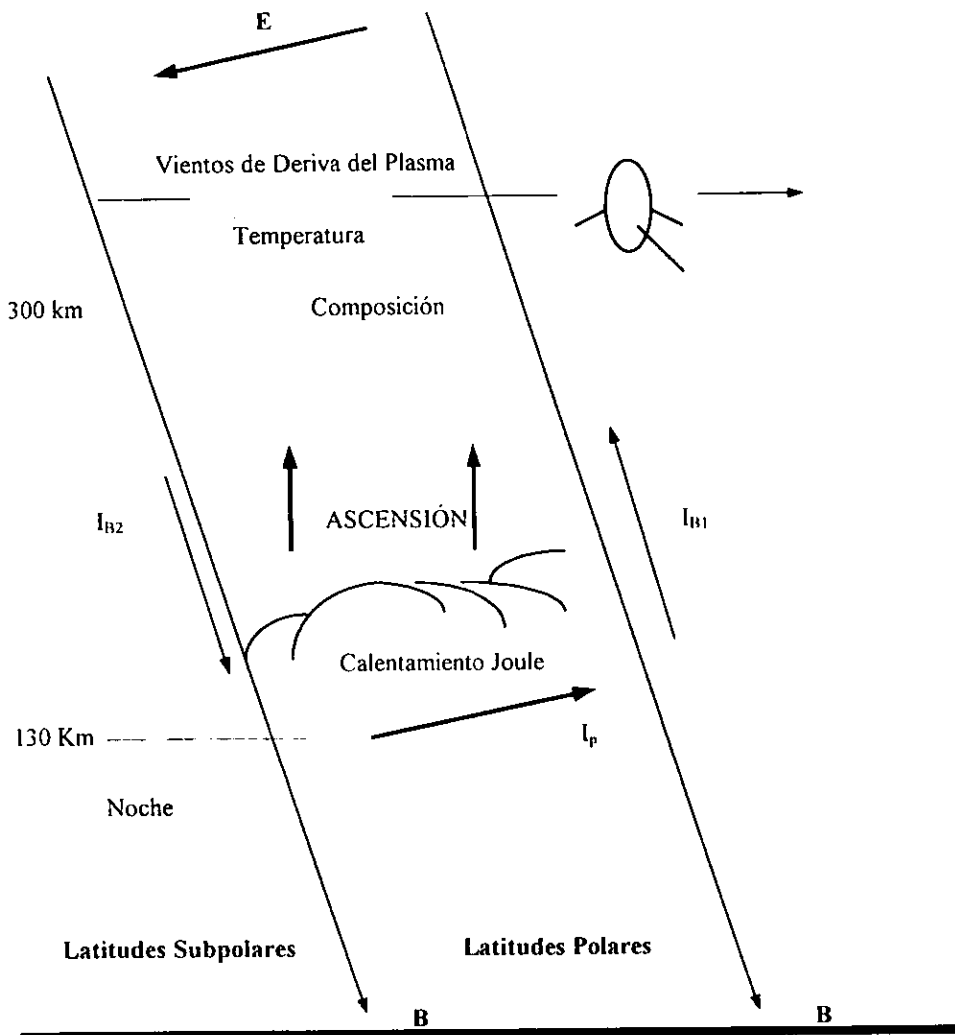


Figura 1.2: Representación de la situación de medición de un satélite en una región de incremento de la disipación de la energía eléctrica.

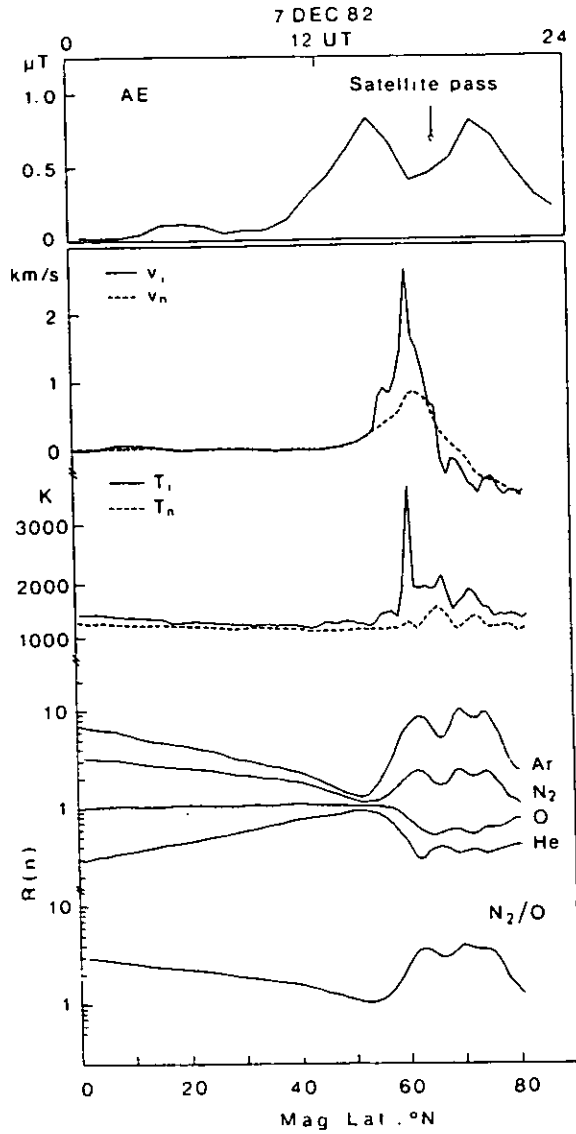


Figura 1.3: Perturbaciones de la atmósfera superior en el sector nocturno del óvalo polar (Prölss, 1997).

Una característica destacada de la figura 1.3 es la abrupta transición cerca de los 53° de latitud magnética, de un estado tranquilo a una atmósfera polar perturbada. Este salto es fácilmente observable en el gran incremento de la velocidad de deriva iónica que alcanza 2 km.s<sup>-1</sup> a los 60° y, que a su vez, acelera el gas neutral a velocidades pico de poco más de 800 m.s<sup>-1</sup>. Debido al calentamiento por fricción se puede observar también un significativo incremento de la temperatura iónica y uno, más moderado, en la temperatura del gas neutral. Y ya que la temperatura iónica depende del cuadrado de la diferencia entre las velocidades iónicas y neutral, cerca de los 60° se observa un estrecho pico en este parámetro.

Otro cambio importante aparece en las densidades. Observamos, en sentido opuesto al comportamiento general, que hay un incremento en los gases más pesados (Ar y N) y un decremento en los más ligeros (O y He). Este sorprendente comportamiento fue explicado por Burns et al. (1991) con base en que dentro de la región de calentamiento, sobre los 130 km de altitud, el incremento de la temperatura provoca una expansión y consiguiente elevación de los gases (figura 1.2), lo que da lugar a una celda convectiva tipo Hadley (figura 1.4). La continuidad dentro de esta celda requiere que en la región de elevación (donde se asume una divergencia horizontal mínima), el flujo de partículas del gas principal N<sub>2</sub> sea aproximadamente constante con la altura. Por lo tanto, la velocidad hacia arriba se incrementará en proporción al decremento de la densidad del gas principal y este incremento (en la velocidad vertical) es mucho mayor que lo requerido para la preservación del flujo de un gas ligero como el helio con una mucho mayor escala de altura y mucho menor que lo requerido para un gas pesado como el argón

Así, si se establece la circulación del gas principal y este movimiento es transmitido a constituyentes secundarios, esto provocará un incremento o decremento del gas secundario. Por ejemplo, se transporta mayor cantidad de helio por las grandes velocidades a mayores alturas que el suministrado por las pequeñas velocidades a menores alturas. De esta forma, si los gases estuvieran estrechamente acoplados a través de interacciones por choques, continuaría la disminución del gas más ligero y el incremento del más pesado hasta que ambos tuvieran la misma escala de altura, lo que es contrarrestado por los procesos de

difusión separativa, que tratan de mantener el equilibrio original, pero que en la baja termosfera son demasiado lentos para compensar los efectos de los vientos. En resumen, la concentración de los gases más ligeros disminuye y la de los más pesados aumenta, mientras que ocurre el efecto contrario en los lugares donde la dirección de los vientos es hacia abajo cerrando las celdas de circulación.

La parte baja de la figura 1.3 demuestra que la razón de densidad  $N_2/O$  es una excelente medición para estudiar la estructura latitudinal de las perturbaciones de composición. Mientras que dentro de la zona de perturbación esta razón aumenta claramente, indicando tanto la magnitud como la extensión de la perturbación, las latitudes menores se caracterizan por la ausencia de cambios significativos en este parámetro.

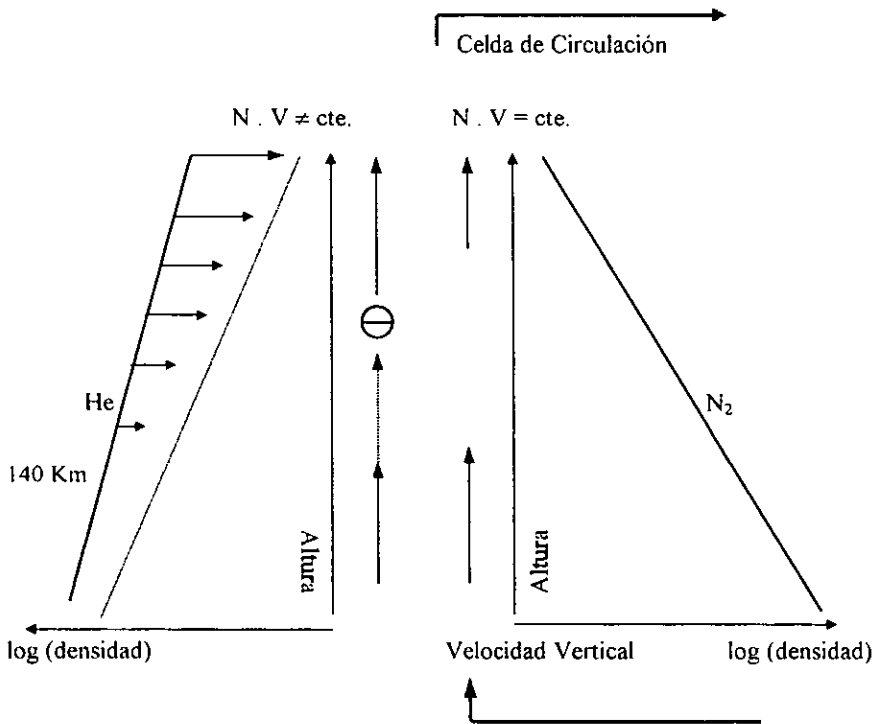


Figura 1.4: Representación de la perturbación de densidad de un gas ligero (He) debido a la desviación del equilibrio difusivo causada por los vientos (Prölss et al., 1988).

#### **1.1.4. Tormentas termosféricas a bajas latitudes.**

Las perturbaciones de la atmósfera superior pueden ser observadas hasta latitudes ecuatoriales. Actualmente se considera que las perturbaciones son transportadas de altas a bajas latitudes y este transporte es afectado por la circulación de gran escala de los vientos y por alteraciones atmosféricas viajeras (TAD, por sus siglas en inglés).

##### **1.1.4.1. Alteraciones atmosféricas viajeras.**

Las características de los cambios de densidad durante tormentas magnéticas a bajas latitudes son diferentes a las observadas en las regiones polares. En la figura 1.5 aparecen los cambios de las densidades del argón, nitrógeno molecular, oxígeno atómico y del helio observados en bajas latitudes, asociados a una tormenta magnética.

A diferencia de lo discutido para las altas latitudes, en la región ecuatorial todos los constituyentes sufren un incremento de la densidad, siendo mayor para el argón y menor para el helio. Esto sugiere que parte de la alteración es debida a la expansión térmica de la atmósfera que provoca que aire más denso sea trasladado a mayores alturas. (Burrage et al., 1992). Por otra parte, el incremento de la densidad del helio es un efecto no térmico y para explicarlo es necesario recurrir a otros mecanismos tales como descenso o compresión del gas (Skoblin and Mikhailov, 1995).

También puede ser observado en la figura 1.5 que la diferencia temporal entre la tormenta a altas latitudes y las perturbaciones de densidad a bajas latitudes es relativamente pequeña. Si se supone que las perturbaciones se originan a altas latitudes (donde se mide el índice AE), entonces se requiere de velocidades de propagación de la perturbación del orden de varios cientos de metros por segundo y tales velocidades de propagación son características de las TADs. De acuerdo a la teoría, las TADs se originan durante la actividad de la subtormenta y se propagan a altas velocidades de latitudes polares a ecuatoriales (Fuller-Rowell and Rees, 1981, Fuller-Rowell et al., 1994), por lo que es lógico atribuir la perturbación de densidad inicial en latitudes ecuatoriales a la interacción de los TADs provenientes de ambas regiones polares, que causan un transiente compresivo y calentamiento de la atmósfera de bajas latitudes

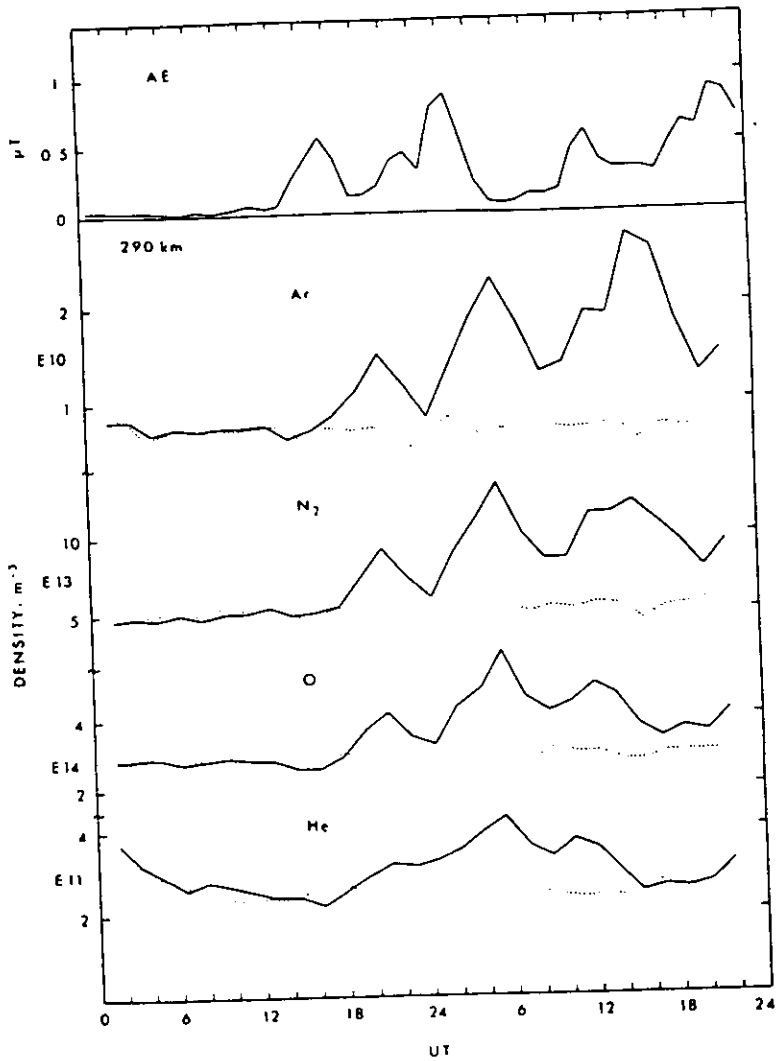


Figura 1.5: Efectos termosféricos a bajas latitudes de la tormenta de Enero 20 de 1973. Los niveles de referencia en condiciones tranquilas corresponden a Enero 18. (Prölss, 1997).

#### **1.1.4.2. Circulación de gran escala.**

Después del arranque inicial de la subtormenta, la actividad puede continuar, como ocurre durante tormentas magnéticas. Esta prolongada inyección de energía implica cambios en los vientos de gran escala. Por ejemplo, en horas diurnas, el área de alta presión desarrollándose en los polos frenará los vientos dirigidos hacia esta región, lo que a su vez disminuirá la transferencia de energía hacia este sector, provocando un incremento de temperatura en latitudes medias y bajas (Burns et al., 1992). En condiciones nocturnas, la misma zona de altas presiones reforzará los vientos regulares dirigidos al ecuador, y estos vientos de altas velocidades arrastrarán masas de aire de composición alterada desde los polos hacia latitudes medias (como se representa en la figura 1.6, en la que el área de puntos representa la distribución de la perturbación de la composición y los círculos indican la región de las corrientes de Birkeland fluyendo desde y hacia la ionosfera), generándose en esta forma una zona extendida de perturbación de la composición como la que aparece en las mediciones del satélite DE 2 en el hemisferio sur el 21 de diciembre de 1982, representadas en la figura 1.7, donde el panel superior muestra la actividad magnética durante el período de observación y los inferiores la distribución latitudinal del calentamiento Joule y de los cambios de composición (representados por la razón  $N_2/O$ ).

Ya generada, la perturbación de la densidad en latitudes medias comienza a ser desplazada por los vientos a la vez que corrota con la Tierra (Fuller-Rowell et al., 1994). De esta forma estas perturbaciones también aparecerán en el sector diurno (Prölss, 1991).

#### **1.1.4.3. Variaciones regulares de la composición.**

A diferencia de los resultados mostrados en las figuras 1.3 e 1.7, de gran irregularidad, también se observan variaciones sistemáticas de la composición. Estas incluyen cambios en función del tiempo local, la época y la intensidad de la actividad magnética (Prölss et al., 1988). Este tipo de variaciones se muestran en la figura 1.8, en la que se representan las variaciones de la razón de densidad  $N_2/O$  en función de la latitud magnética y donde se usa como referencia  $N_2/O = 1$  (sin cambios con respecto a las condiciones tranquilas), y las curvas representan perfiles medios latitudinales obtenidos por la superposición de los perfiles individuales teniendo como referencia el borde ecuatorial de la zona perturbada.



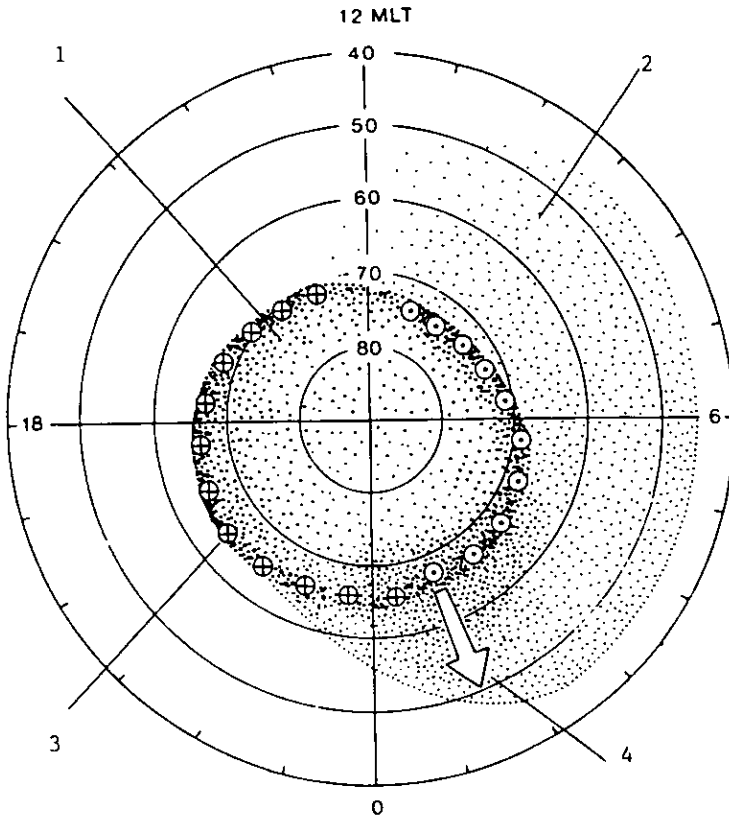


Figura I.6: Extensión de la zona de perturbación de la composición en condiciones moderadamente perturbadas. La zona 1 representa el área de perturbación de la composición, la 2 corresponde a los residuos de la perturbación nocturna, 3 indica las corrientes a lo largo de las líneas de fuerza y 4 la dirección de la expansión de la zona de perturbación hacia latitudes medias. (Prölss, 1981).

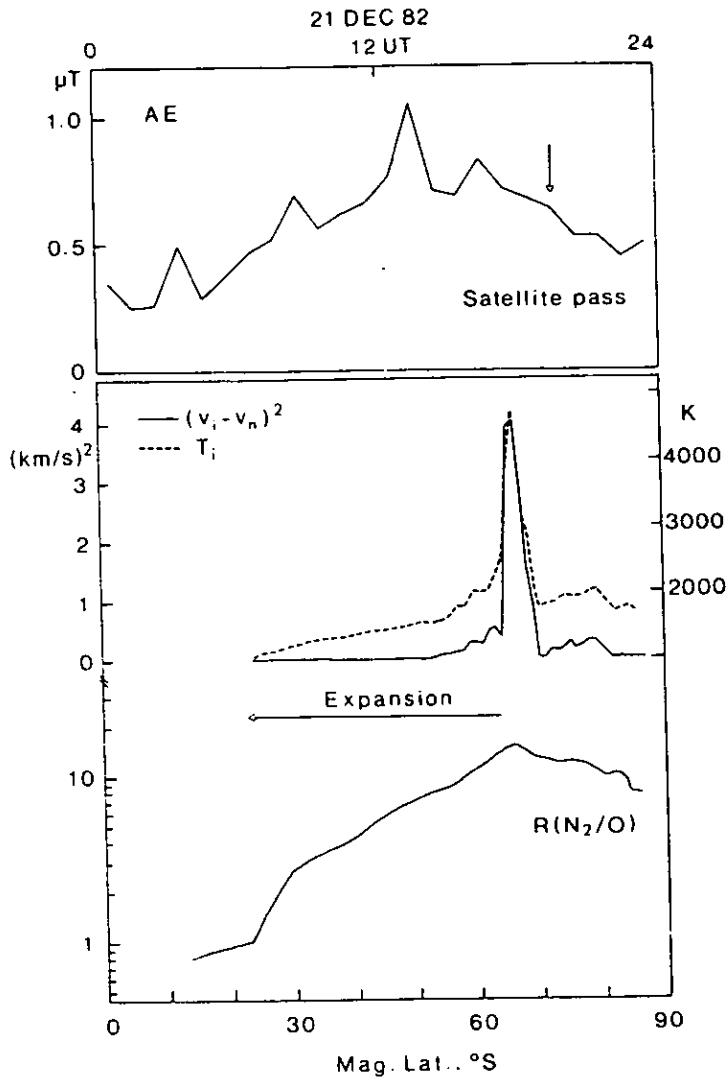


Figura I.7: Extensión de la zona de perturbación en el sector matutino. (Pröls, 1997).

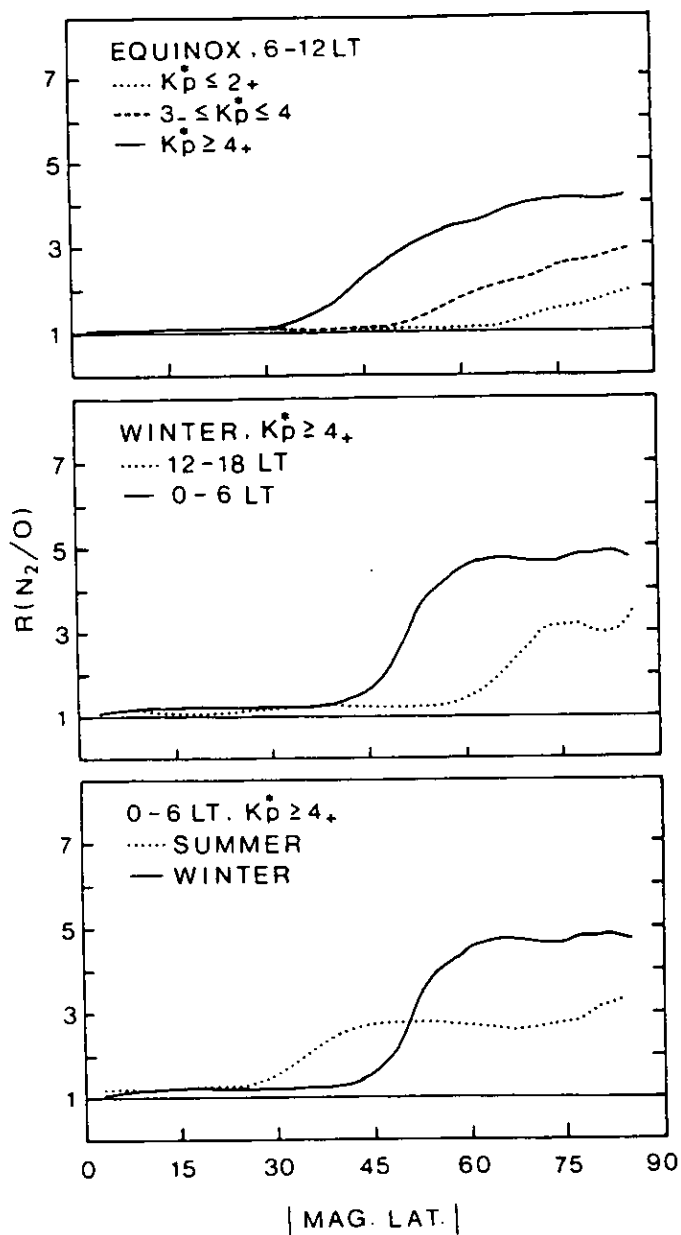


Figura I.8: Dependencia de la perturbación de composición neutral con la actividad magnética, el tiempo local y las variaciones estacionales. (Pröls, 1997).

Este procedimiento permite conservar la estructura latitudinal de la perturbación. El índice  $k_p^*$  es una modificación del índice  $k_p$  que tiene en cuenta el desarrollo de la perturbación.

Como se esperaría, la extensión y la amplitud de la perturbación aumentan con el incremento de la actividad magnética (panel superior de la figura 1.8). También se observa que las perturbaciones llegan a latitudes mucho menores en el sector matutino que, por ejemplo, en el sector nocturno (panel medio), lo que ha sido explicado por la acción combinada de vientos regulares e inducidos por tormentas. Finalmente, ya que los vientos estacionales fluyen del hemisferio de verano al de invierno, inhibirán la expansión de la perturbación de composición en invierno y la reforzarán en verano, por lo que se observa en el panel inferior de la figura 1.8 que los efectos perturbadores son mayores en invierno pero se extienden a latitudes menores en verano.

Ya que los efectos de la radiación solar están mejor "ordenados" en coordenadas geográficas y los efectos magnetosféricos en coordenadas geomagnéticas (Fuller-Rowell et al., 1994), sería lógico esperar dependencias de las variaciones de composición con el Tiempo Universal (UT) y con la longitud. Sin embargo, estas variaciones han sido documentadas sólo para condiciones poco perturbadas y por esta misma razón no son concluyentes (Hedin and Carignan, 1985).

## 1.2. TORMENTAS IONOSFÉRICAS.

### 1.2.1. Introducción.

Las partículas cargadas son sólo constituyentes secundarios de la atmósfera superior y están sumergidas en un ambiente de gas neutro. Sin embargo, cualquier perturbación de la atmósfera neutra se transmitirá inmediatamente a la ionosfera, observándose en ésta una variada gama de efectos que abarcan a todos los parámetros y regiones ionosféricas, aunque sólo las variaciones de concentración cerca del máximo de la capa F2 han sido estudiadas con gran detalle, por la facilidad y fiabilidad con que se obtiene esta información y por su disponibilidad en cualquier latitud.

En condiciones perturbadas, la densidad de ionización puede aumentar o disminuir, lo que es conocido respectivamente como tormentas ionosféricas positivas o negativas. Ambos efectos aparecen en la figura I.9, donde se puede observar que, asociadas a una tormenta magnética (repentino y gran incremento del índice  $a_p$ ), la densidad máxima ionosférica sobre Port Arguello (35.6, -120.6) se incrementa (tormenta positiva), mientras que en Brisbane (-27.5, 152.9) se decremента (tormenta negativa). Como el contenido total electrónico exhibe variaciones similares (Mendillo and Klobuchar, 1975) estos cambios no pueden ser atribuidos simplemente a variaciones en la distribución de altura.

Las muy diferentes respuestas de la ionosfera en dos localidades magnéticamente comparables (figura I.9) indica que la morfología global de las tormentas ionosféricas es sumamente compleja. Así, fuertes asimetrías latitudinales y longitudinales son frecuentes, mientras que la distribución de los efectos de las tormentas varía considerablemente de una tormenta a otra (Kane, 1975). A pesar de estas irregularidades, es posible observar algunas tendencias sistemáticas, por ejemplo, la asimetría norte-sur que aparece en la figura I.9 puede ser atribuida a variaciones estacionales de los efectos de las tormentas.

La clasificación de las tormentas en negativas y positivas es la más simple. Una clasificación más sofisticada, aunque no la única ni la más compleja, se basa en las diferentes formas y origen de los efectos. Para una discusión detallada ver Pröls, 1995.

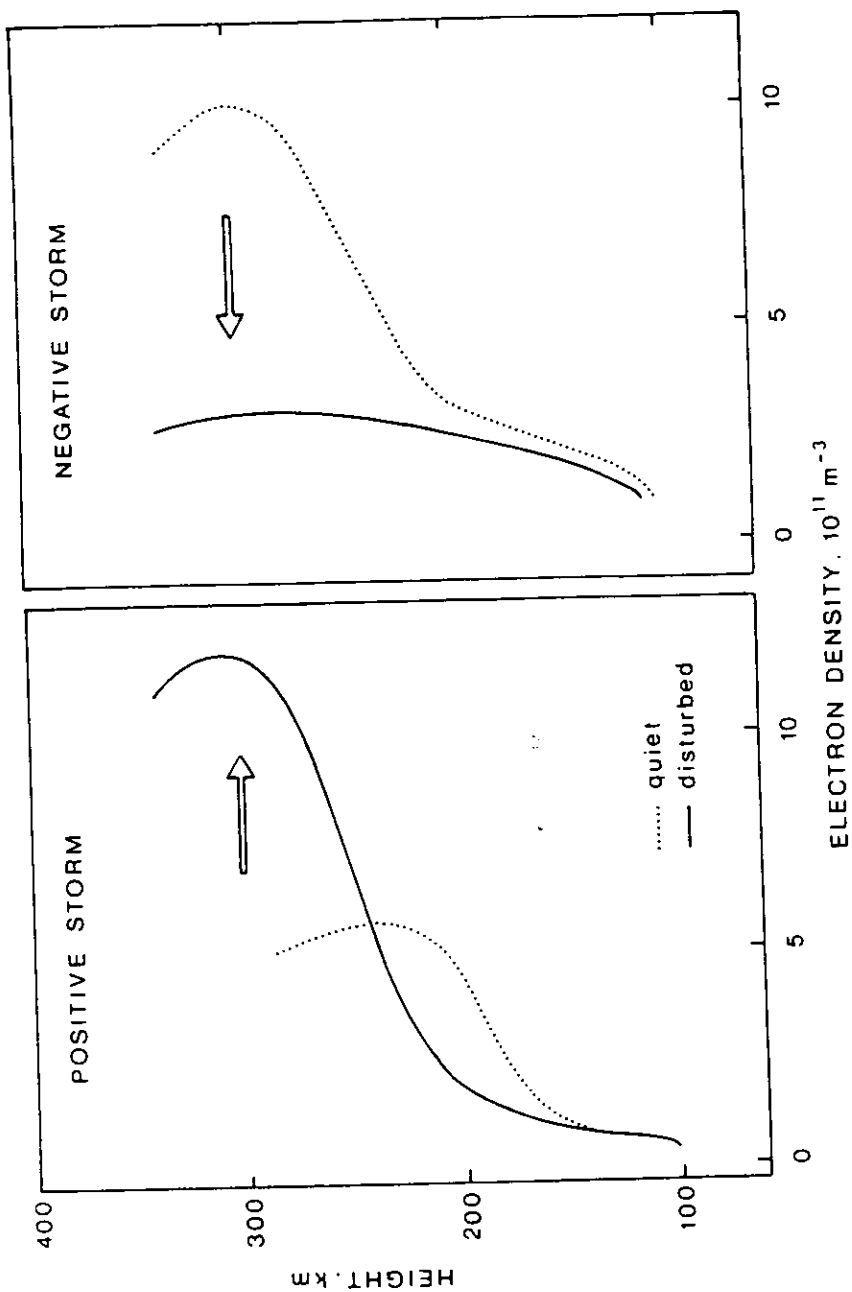


Figura I.9: Variaciones de la densidad electrónica ionosférica provocadas por tormentas magnéticas. (Prölss, 1995).

### 1.2.2. Mecanismos de perturbación.

Cualquier intento de explicar los cambios debidos a las tormentas debe partir de la ecuación de continuidad (Rishbeth, 1986):

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q - I(N) - \text{div}(N\bar{u}) \quad (1.9)$$

donde  $N$  representa la densidad de ionización (en nuestro caso, densidad electrónica o del ion de oxígeno atómico),  $q$  es la razón de producción,  $I(N)$  la razón de pérdida y  $\bar{u}$  la velocidad de transporte. En principio, la perturbación de cualquiera de los tres términos del lado derecho de la ecuación puede ser la responsable de los efectos de la tormenta y por esta razón, todos los términos y las combinaciones de ellos han sido considerados en las posibles explicaciones. Para una compilación de estas explicaciones ver Prölss, 1995.

A continuación se describirá un cuadro perturbado de la ionosfera, basado fundamentalmente en una estrecha vinculación entre los efectos termosféricos y los debidos a las tormentas ionosféricas. En este modelo, los efectos positivos en horas diurnas son atribuidos a TADs y a cambios en la circulación de gran escala de los vientos, mientras que los efectos negativos son causados por alteraciones de la composición del gas neutral.

### 1.2.3. Tormentas ionosféricas negativas debidas a cambios en la composición neutral.

Incluso durante condiciones magneto-tranquilas, la energía suministrada por el viento solar es suficientemente grande como para generar una zona permanentemente perturbada que se caracteriza por un incremento en la concentración de los gases pesados y una disminución en la de los ligeros (ver § 1.1.3. y figura 1.3). Bajo condiciones perturbadas estas alteraciones se extienden hasta latitudes medias.

La figura 1.10 muestra los cambios en la composición neutral asociados a los efectos de una tormenta magnética. En la parte superior de la figura aparece el índice  $K_p$ , que describe el comportamiento de la actividad magnética durante cuatro días de Octubre de 1973. Los paneles centrales muestran los cambios relativos en O y N2, considerando  $N_2/O = 1$  como referencia tranquila y los paneles inferiores las variaciones de la densidad electrónica

máxima de la capa F2 (la línea discontinua corresponde a condiciones tranquilas y la continua a la tormenta) observadas en dos estaciones de ionosondeo: Boulder, Colorado (BC) y Pt. Arguello (PA). Los datos de densidades fueron referenciados a un nivel de presión de  $8 \times 10^{-6}$  Pa (correspondientes en condiciones tranquilas a unos 290 km) porque los efectos ionosféricos son mejor descritos en este sistema de referencia (Rishbeth and Edwards, 1989).

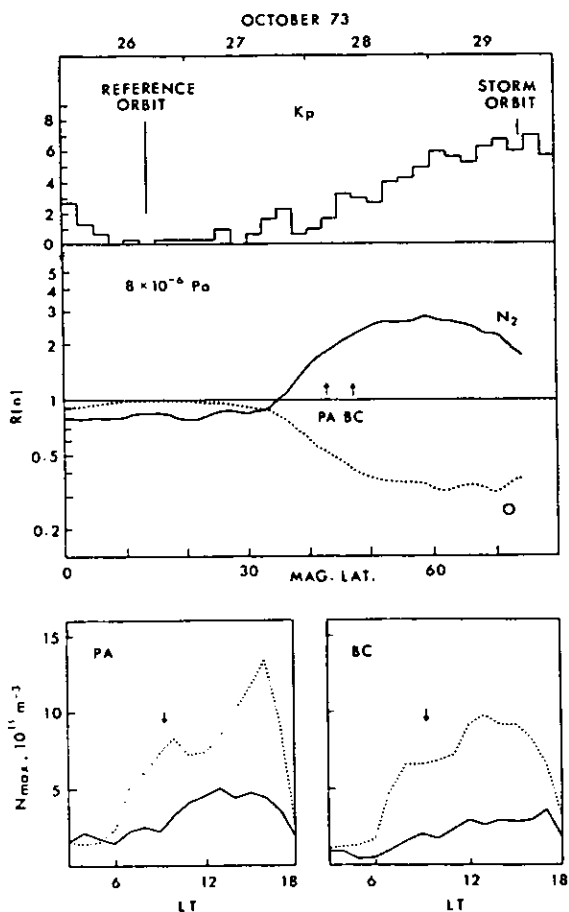
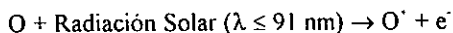


Figura I.10: Cambios en la composición del gas neutral asociados a una tormenta magnética y efectos de una tormenta ionosférica negativa (Prölss, 1991).



La característica más destacada de esta figura es la extensión de altas a medias latitudes de una zona de perturbación de la composición bien desarrollada, que es señalada por un incremento significativo de la densidad del nitrógeno molecular y una disminución del oxígeno atómico. Ambas densidades son de gran importancia para la ionosfera. Consideremos, por ejemplo, la producción de ionización que en la región F2 se basa en la fotoionización del O:

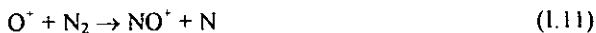


En esta región se puede suponer, con muy buena aproximación, que la atmósfera es ópticamente delgada, por lo que la razón de producción es directamente proporcional a la densidad del oxígeno atómico [O]:

$$q = J_0 [\text{O}] \quad (1.10)$$

donde  $J_0$  es la frecuencia de ionización de este constituyente. Esto significa que una disminución de la densidad del oxígeno atómico implicará directamente una disminución en la razón de producción de ionización.

Consideremos ahora la pérdida de ionización. En la región F este proceso se debe fundamentalmente a las reacciones de transferencia de cargas del tipo:



que respectivamente tienen asociadas  $k_1$  y  $k_2$  constantes de razón de reacción. Los iones moleculares resultantes  $\text{NO}^+$  y  $\text{O}_2^+$  son rápidamente destruidos por recombinación disociativa. Sin embargo, la razón de pérdida se reduce a la forma:

$$I(N) = \beta[\text{O}^+] \quad (1.13)$$

donde  $\beta = k_1 [N_2]$  y  $k_2 [O_2]$ , representa la densidad de los gases moleculares  $N_2$  y  $O_2$  respectivamente. Esto indica que un aumento de la densidad de estos gases implicara un incremento de la razón de pérdida de la ionización.

De lo anterior se desprende que la combinación de la disminución de la densidad del oxígeno atómico y del incremento de la densidad del nitrógeno molecular, como los representados en la figura 1.10, reducirán la densidad de ionización a las alturas correspondientes a la región F y cualquier estación de ionosondeo radicada dentro de la zona de perturbación deberá observar los efectos de una tormenta ionosférica negativa.

Correlaciones entre cambios en la composición neutral y tormentas ionosféricas negativas, similares a las mostradas en el panel inferior de la figura 1.10 correspondientes a Pt. Arguello y Boulder, han sido observadas en diversas ocasiones y localidades (Prölss, 1980; Miller et al., 1984; Deng Wei and Föster, 1989; Mikhailov et al., 1992 y Föster, 1993).

Es posible confirmar a través de un simple estimado que los cambios de composición medidos son suficientes para explicar los efectos de tormentas observados. Suponiendo, en primera aproximación, que la región del pico de la capa F2 esta en equilibrio fotoquímico, el máximo de densidad de ionización está dado por:

$$N_{\max} = q/\beta \quad (1.14)$$

Sin embargo, la relación entre los valores tranquilos y perturbados de esta cantidad ( $R$ ) se reduce a:

$$R(N_{\max}) \cong R(O) / R(N_2) = R(O/N_2) \quad (1.15)$$

donde se supone que la densidad del oxígeno molecular se incrementa en la misma medida que la densidad del nitrógeno molecular (ambos tienen aproximadamente el mismo peso molecular).

Para el caso específico de la figura 1.10 se tiene  $R(O) \cong 0.5$  y  $R(N_2) \cong 2$ , y de acuerdo con (1.15),  $R(N_{\max})$  debe ser aproximadamente 0.25, que corresponde con el valor medido. La

validación de la expresión (1.15) se ha realizado utilizando un gran número de tormentas y ha sido bien confirmado. Se debe destacar que en termosfera superior la relación  $R(O/N_2)$  es aproximadamente independiente de la altura y es casi la misma para los sistemas de coordenadas geodésico y de presión constante (Prölss, 1992, 1995).

Se pueden obtener resultados más precisos si usamos los cambios de composición como entrada de un modelo numérico de la ionosfera. Los resultados obtenidos en la simulación son de magnitud comparable (Jung and Prölss, 1978) y confirma que, al menos durante baja actividad solar, los cambios de composición son suficientes para explicar la reducción de la densidad iónica.

Independientemente de lo anterior se debe tener presente que el incremento de gases moleculares y la disminución del oxígeno atómico contribuyen al decrecimiento de la ionización. Las propuesta de Seaton (1956), de que los efectos negativos de las tormentas son causados por el incremento del  $O_2$ , y de Chandra y Herman (1969), de que estos efectos se deben a la reducción del O, son incompletas.

Podemos derivar pruebas adicionales de la estrecha vinculación entre los cambios de composición de la atmósfera neutral y las tormentas ionosféricas negativas a partir del hecho de que ambos tipos de fenómenos presentan el mismo tipo de variaciones regulares que incluyen: cambios con la intensidad de la perturbación, con el tiempo local y con la estación del año (Prölss, 1980).

#### **1.2.4. Tormentas ionosféricas positivas debidas a vientos meridionales.**

Varios investigadores han propuesto repetidamente que este tipo de tormentas también se deben a cambios en la composición neutral (e.g. Rodger et al., 1989; Rishbeth, 1991). No obstante, estas sugerencias no justifican, ni han sido presentadas pruebas al respecto, las condiciones más severamente perturbadas. Por ejemplo, el incremento en la razón de densidad  $O/N_2$ , frecuentemente observada hacia el ecuador en la zona principal de perturbación, no es suficiente para explicar los efectos comparativamente mucho mayores de tormentas observados en esa región.

### I.2.4.1. Tormentas ionosféricas positivas de corta duración.

La idea alternativa de que los efectos de las tormentas positivas puedan deberse al transporte de ionización cuenta con el apoyo de múltiples observaciones. Por ejemplo, los datos presentados en la figura I.11, que corresponden a mediciones del 23 de Enero de 1973 en Slough (51.5, -0.6), demuestran que en respuesta a un incremento súbito de inyección de energía en las latitudes polares (representado por el índice AE), se desarrolla una muy bien definida tormenta ionosférica positiva en latitudes medias. Para comparación se muestran con una línea discontinua los valores tranquilos del día anterior.

En el panel medio de la figura se observa que la respuesta inmediata al incremento de la entrada de energía es una elevación repentina del máximo de concentración de la capa F2 ( $\Delta h(N_{\text{máx}})$ ) y posteriormente un incremento en la densidad de ionización ( $\Delta N_{\text{máx}}$  en el panel medio y  $N_{\text{máx}}$  en el panel inferior). Obsérvese que el incremento de  $N_{\text{máx}}$  ocurre sólo después que se alcanza el máximo de altura de la capa, mientras que en el proceso de elevación ocurre un decremento de este parámetro (Spurling and Jones, 1976).

Que un incremento en la altura de la capa conlleve una tormenta positiva es fácilmente comprensible si se tiene en cuenta la dependencia de la producción de ionización y de la razón de pérdida con la altura. De acuerdo a la ecuación (I.13), la razón de pérdida de la ionización cerca del máximo de concentración de la ionosfera es controlada por las densidades de nitrógeno y oxígeno moleculares (e.g. Rishbeth and Garriot, 1969). Las que decrecen mucho más rápido con el incremento de altura que la razón de producción, que es proporcional a la densidad del oxígeno atómico (ecuación I.10). Un desplazamiento hacia arriba de la capa F, por tanto, provocará un incremento final de la densidad de ionización.

Para evaluar la eficiencia de este mecanismo partiremos de nuevo de la ecuación (I.9) y supondremos que a las alturas del máximo la ionosfera es casi isotérmica y que  $N_2$  y  $O_2$  tienen aproximadamente la misma escala de altura. Bajo estas condiciones, la razón entre valores tranquilos y los perturbados está dada por:

$$R(N_{\text{máx}}) \cong e^{\frac{\Delta h}{H} \left( \frac{Y_{N_2, O_2}}{Y_{N, O}} \right)} \quad (I.16)$$

donde  $\Delta h$  es el desplazamiento en altura y  $H_{N_1, O_2}$  y  $H_O$  son respectivamente las escalas de alturas de  $N_2$ ,  $O_2$  y  $O$ . Para el caso de la figura I.11, el aumento de la altura de la capa es del orden de 50 km; si asumimos una temperatura exosférica del orden de 900 K (invierno, baja actividad solar), la ecuación (I.16) nos da un factor de incremento de 2.3 en la densidad de ionización, lo que es muy cercano al valor observado. Dada la dinámica de estos procesos, sólo se obtienen valores confiables cuando se utilizan modelos numéricos dependientes del tiempo en la simulación de la ionosfera.

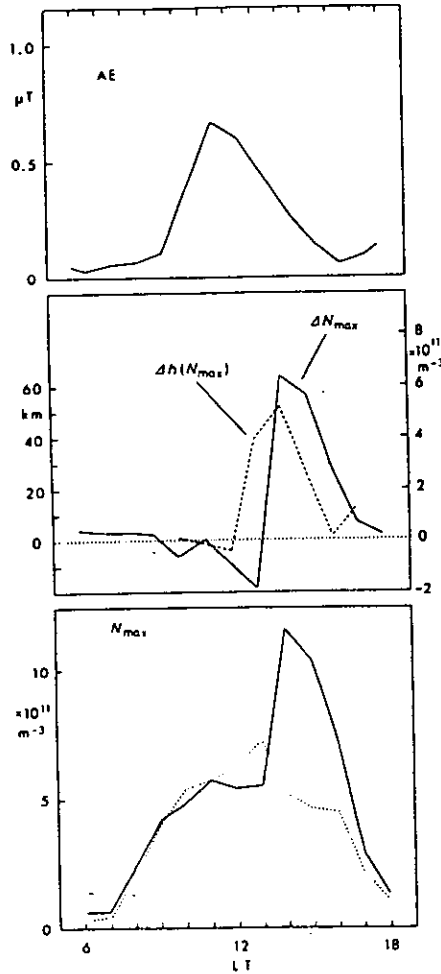


Figura I.11: Tormenta ionosférica positiva de corta duración (Prolss, 1993a).

El movimiento de la región F hacia arriba puede ser causado tanto por los campos eléctricos como por los vientos termosféricos. El primer mecanismo (campo eléctrico) ha sido largamente discutido (e.g. Mendillo et al., 1992; Pi et al., 1993). El argumento fundamental esgrimido por estos autores es que las perturbaciones ionosféricas están estrechamente asociadas con el aumento o disminución de la actividad de las subtormentas y que los cambios observados ocurren casi simultáneamente en todas las latitudes, pero la validez de estas suposiciones ha sido rebatida recientemente (e.g. Prölss, 1993b) a partir del planteamiento de que las perturbaciones ionosféricas frecuentemente están desfasadas con respecto a la actividad de las subtormentas y que este desfase se incrementa con el decrecimiento de la latitud. Para una revisión detallada del estado actual de estas teorías ver Prölss, 1995.

Por su parte, el mecanismo de los vientos termosféricos es descrito como sigue. Durante una subtormenta magnética (crecimiento del índice AE) una cantidad importante de energía es inyectada en la alta atmósfera polar, lo que da lugar al surgimiento de las TADs, es decir, perturbaciones atmosféricas tipo pulso conformadas por la superposición de ondas gravitatorias que se propagan a altas velocidades ( $\approx 600 \text{ m.s}^{-1}$ ) hacia el ecuador arrastrando vientos de magnitud moderada ( $\approx 150 \text{ m.s}^{-1}$ ). En latitudes medias estos vientos provocan una elevación de la capa F2 y el consiguiente incremento de la densidad de ionización (Millward, et al., 1993).

Este mecanismo es sólo aplicable a la ionosfera diurna. Durante la noche la ausencia de producción de ionización impedirá la formación de grandes efectos de tormentas positivas.

#### **1.2.4.2. Tormentas ionosféricas positivas de larga duración.**

Además de las tormentas positivas de corta duración discutidas hasta ahora, se observan casos en los que el incremento de la densidad de ionización se mantiene por varias horas. Como se observa en la figura I.12, datos de Pt. Arguello correspondiente al 21 de Febrero de 1973, estos eventos de larga duración también están precedidos por una elevación de la capa, que en este caso es de más de 6 horas. Para fines de comparación, las líneas de puntos representan valores tranquilos del 18 y 19 de febrero.

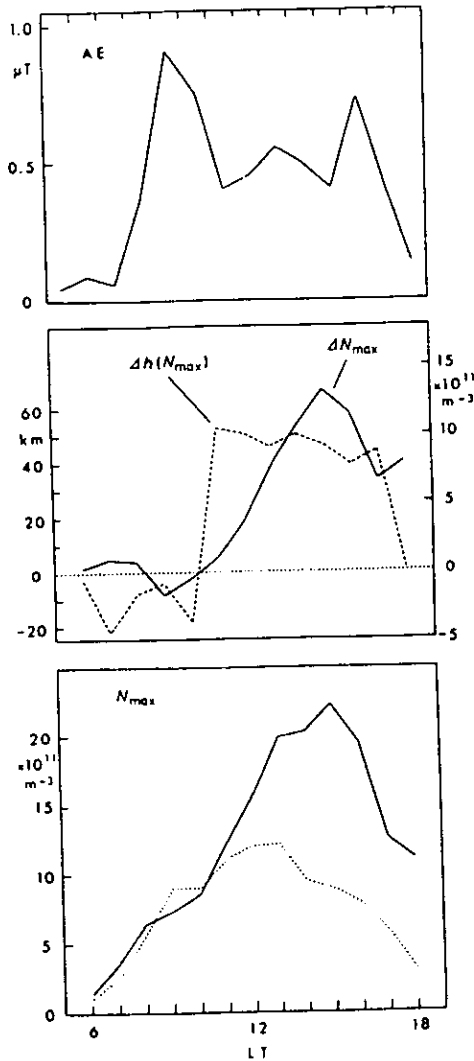


Figura I.12: Tormenta ionosférica positiva de larga duración (Pröls, 1993a).

Estos desplazamientos hacia arriba son también atribuidos a vientos meridionales. Así, mientras es poco probable que la magnetosfera pueda mantener un campo eléctrico de gran escala que se extienda a bajas latitudes y con una duración de varias horas, es fácil de visualizar que una inyección continua de energía a altas latitudes provoque cambios en el

patrón global de circulación. Para eso es suficiente que la zona de alta presión polar reduzca la intensidad de los vientos diurnos dirigidos hacia los polos, permitiendo un crecimiento más regular de la densidad de ionización. Este cuadro perturbado es confirmado por diversas observaciones y cálculos (e.g. Codrescu et al., 1992; Miller et al., 1993).

### **1.2.5. Simulación de tormentas ionosféricas.**

La simulación de tormentas ionosféricas es una de las tareas más actuales y apremiantes de la física ionosférica. Hasta la fecha se ha desarrollado un número considerable de publicaciones, la mayoría de las cuales está relacionada con modelos locales y unidimensionales. Una extensa compilación puede consultarse en Prölss, 1995.

Para desarrollar un código de simulación de tormentas ionosféricas se debe contar con uno o varios de los siguientes parámetros como entrada: intensidad de la radiación solar, densidad y composición termosférica, vientos termosféricos, distribución del campo eléctrico, patrón de precipitación de partículas, calentamiento protonosférico y flujo de partículas. Desafortunadamente, ninguno de esos parámetros está disponible a gran escala, por lo que la mayoría de las simulaciones se apoyan en diversas suposiciones.

Los modelos son inherentemente complejos y con frecuencia es difícil de extraer la física del problema. Recientemente se han desarrollado modelos del sistema acoplado ionosfera-termosfera que parten de atribuir las tormentas positivas a las TADs y las negativas a cambios en la composición neutral de los gases, mientras que añaden las características dependientes de la longitud y las peculiaridades de la respuesta al tiempo local en los equinoccios (Fuller-Rowell, 1994).

En los capítulos siguientes se describirán y discutirán las principales características de este modelo y el subsecuente modelo empírico desarrollado, así como la validación estadística del mismo y su comparación con modelos globales.



**MODELOS DE LA IONOSFERA PERTURBADA**

## **II.1. MODELO TEORICO DE ACOPLAMIENTO TERMOSFERA - IONOSFERA (CTIM)**

Este modelo teórico, y específicamente algunos de sus resultados, son la base directa para el desarrollo del modelo (semi) empírico de la ionosfera perturbada. Por esta razón lo tratamos *in extenso* en este capítulo. Cualquier información adicional, incluyendo tablas y otras figuras, puede encontrarse en Fuller-Rowell, et al. (1996, 1998).

### **II.1.1. Introducción.**

Como ya es bien reconocido, buena parte de la comprensión de los procesos físicos de la alta atmósfera parte del análisis conjunto de la atmósfera neutral y el plasma. Este hecho impulsó el posterior acoplamiento de modelos teóricos independientes. Precisamente este modelo surge del acoplamiento de dos modelos físicos desarrollados por separado. El primero, de Fuller-Rowell y Rees (1980, 1983), es un modelo global de la termosfera neutral, no lineal y dependiente del tiempo. El segundo es un modelo ionosférico convectivo para latitudes medias y altas desarrollado por Quegan, et al. (1982).

El sistema ionosfera-termosfera es de gran variabilidad, y responde de manera muy diferente a los principales factores incidentes desde la magnetosfera (precipitación auroral y campo eléctrico convectivo), el Sol (radiación) y la baja atmósfera (mareas, ondas gravitatorias y planetarias). Lo variable de estos factores, la combinación de la respuesta no lineal de la termosfera y la retroalimentación entre la termosfera y la ionosfera, dan lugar a las complejas variaciones del sistema y complican su modelación.

El primer modelo teórico de la dinámica termosférica fue desarrollado por Kohl y King (1967). Este modelo, suponiendo simplificaciones considerables de las ecuaciones de Navier-Stokes, calcula los gradientes de presión a partir de modelos empíricos de densidad termosférica y, considerando una ionosfera globalmente uniforme, determina el término del arrastre iónico. El modelo fue parcialmente exitoso para la determinación de los vientos termosféricos altos (300 Km) controlados por la radiación solar del extremo ultravioleta

(EUV), aunque no incluía ninguno de los procesos fundamentales de calentamiento solar, infrarrojo, transporte térmico y conducción.

Este, y los siguientes modelos iniciales, obviaron o simplificaron algunos de los principales términos de las ecuaciones de energía y momento (tales como los no lineales y los advectivos) en función de obtener soluciones numéricas estables. Por otro lado, estos estudios no tuvieron el beneficio de las recientes descripciones de los principales procesos físicos que afectan la termosfera, por ejemplo, eficiencia de calentamiento de la radiación correspondiente al EUV, precipitación de partículas magnetosféricas y convección del plasma.

En la termosfera real se propagan ondas gravitatorias y de mareas a partir de fuentes en la troposfera, estratosfera y mesosfera (Parish, et al. 1990). Este fenómeno da lugar a importantes perturbaciones en la temperatura y los vientos de la baja termosfera y sus efectos pueden ser seguidos en la alta termosfera donde, por ejemplo, se ha atribuido el incremento de la temperatura ecuatorial después de la media noche y de la densidad de la zona de perturbación de la composición a la propagación ondas de mareas originadas en la baja atmósfera.

Para lograr una modelación adecuada de los principales cambios de composición, tales como los asociados a flujos interhemisféricos durante solsticios, se requiere de un manejo autoconsistente de la interacción entre la advección/convección de los vientos y la composición termosférica (Mayr, et al., 1978). Es decir, si se supone una composición constante para determinado nivel de presión, se obtendrán importantes errores en la determinación del gradiente de temperatura polo-a-polo y de los vientos meridionales medios.

Otro problema importante es el manejo de la rápida dependencia temporal de la respuesta de los vientos termosféricos a la actividad geomagnética (Rees and Fuller-Rowell, 1992). Incluso en periodos de baja actividad solar y condiciones geomagnéticas estables, aparece una dependencia temporal debida a la migración diurna de la ubicación de las fuentes magnetosféricas en el sistema de referencia geográfico. Más evidente aun resulta esto

durante perturbaciones geomagnéticas severas. En estos periodos, la magnitud de la entrada de energía magnetosférica es máxima y puede cambiar rápidamente dentro de periodos de minutos a horas. Bajo estas condiciones aparece una fuerte actividad de ondas y es más destacable la importancia de los términos asociados al transporte de energía, momento y cambios de composición.

Bajo la influencia de las variantes condiciones del viento solar, los diámetros de la región polar y del óvalo auroral se expanden y contraen, con una modulación asociada del potencial eléctrico a través de la región polar y, por consiguiente, de la velocidad de deriva iónica, del arrastre iónico y del calentamiento Joule. Diversos investigadores (por ejemplo, Rees, et al., 1985a, b) han hecho referencia al control geomagnético de la ionosfera y la termosfera en la regiones polares a partir de observaciones obtenidas por el Dynamics Explorer (DE-2).

Los primeros modelos tridimensionales desarrollados en la década del 80 (por ejemplo, Fuller-Rowell and Rees, 1980, 1981; Roble, et al., 1982) demostraron que es posible simular la respuesta dinámica de la termosfera a las fuentes de energía y momento asociadas con el campo geomagnético, en primer orden, incluyendo modelos simplificados del campo eléctrico convectivo polar. Un análisis detallado de los resultados del Modelo de Circulación General (GCM, por sus siglas en inglés) de Fuller-Rowell y Rees (1980, 1981), mostraron, sin embargo, que la entrada de momento en la termosfera polar y el balance global de energía no se incrementaban suficientemente durante perturbaciones geomagnéticas de magnitudes moderadas.

Para resolver esta dificultad se requiere la incorporación de modelos ionosféricos más realistas, que incluyan las interacciones entre luz solar-ionización, precipitación auroral, convección del plasma y química y dinámica termosférica. El incremento del plasma ionosférico polar da lugar a un incremento de la conductividad y del acoplamiento de momento entre los iones y las partículas neutras, lo que a su vez provoca un aumento del calentamiento Joule que se suma al calentamiento directo de las partículas.

Los primeros intentos para desarrollar un modelo ionosférico y termosférico autoconsistente (Quegan, et al., 1982; Fuller-Rowell, et al., 1984) se basaron en la iteración entre un código termosférico (Fuller-Rowell and Rees, 1980) y un código ionosférico independiente (Quegan, et al., 1982). Estas primeras simulaciones no incluyeron la dependencia del Tiempo Universal (UT) y fue obtenido exclusivamente para invierno del polo norte. Sus resultados fueron validados por comparaciones extensivas con observaciones por diversos instrumentos y se concluye que las principales variaciones diurnas latitudinales y estacionales de la velocidad del viento, temperatura y densidad de los principales componentes pueden ser exitosamente representadas por estos modelos teóricos, para diferentes niveles de actividad solar (Rees and Fuller-Rowell, 1987, 1988).

A continuación se describen ambos códigos y el estado actual de este Modelo teórico de Acoplamiento Ionosfera-Termosfera.

### **II.1.2. Modelo Termosférico.**

El código termosférico simula la estructura temporal del vector viento y la temperatura y densidad de la termosfera neutral resolviendo las ecuaciones primitivas no lineales de momento, energía y continuidad. Para esto se divide la atmósfera global en una serie de elementos de longitud y latitud geográfica y presión; y cada punto de la malla rota con la Tierra definiendo un sistema de referencia no inercial en un sistema de coordenadas polares esféricas.

La ecuación de momento es no lineal y sus soluciones describen la advección vertical y horizontal, es decir, el transporte de momento. El modelo transforma completamente una atmósfera esférica rotando a un sistema de referencia no inercial, con la excepción de la componente radial centrífuga que es introducida dentro de la aceleración gravitatoria. Esta transformación conlleva el efecto de Coriolis, el que es fundamental en una simulación realística de la dinámica atmosférica. La ecuación de momento también incluye los gradientes de presión horizontal, viscosidad y arrastre iónico. Similarmente, la ecuación no lineal de energía es resuelta conjuntamente con la de momento y describe la advección de energía y la transferencia de energía entre interna, cinética y potencial. Las soluciones

describen igualmente la transferencia de calor, el calentamiento por radiaciones UV y EUV solares, calentamiento por radiación infrarroja y calentamiento Joule (que corresponde a la disipación óhmica de las corrientes ionosféricas).

La solución de la ecuación de masa supone que la atmósfera superior puede ser aproximada por tres especies: O, O<sub>2</sub> y N<sub>2</sub>, incluyendo química, transporte y difusión mutua entre las especies.

### II.1.2.1. Ecuación de Movimiento.

La termosfera es un gas isotrópico dominado por choques. La consecuencia directa es que se pueden aplicar al sistema las ecuaciones básicas de la dinámica de fluidos (i.e., las expresiones de Navier-Stokes). La ecuación de movimiento que describe el balance de las fuerzas actuando sobre una parcela de gas neutral, esta dada por:

$$\frac{D}{Dt}V = -\frac{1}{\rho}\nabla p - 2\Omega \wedge V - \nu_m(V-U) + \frac{1}{\rho}\nabla(\mu\nabla V) \quad (II.1)$$

gradiente  
de presión

Coriolis

arrastre  
iónico

viscosidad

donde  $V$  es la velocidad del viento neutral,  $p$  la presión del gas,  $\Omega$  la razón de rotación angular de la Tierra,  $U$  velocidad de deriva iónica,  $\nu_m$  frecuencia de choques,  $\rho$  densidad del gas y  $\mu$  el coeficiente de viscosidad total (= turbulenta + molecular). Las cuatro fuerzas fundamentales actuando sobre una parcela de gas son la presión, Coriolis, arrastre iónico y viscosidad. Los gradientes de presión se deben al calentamiento por radiación solar o disipación Joule o son generados por sistemas de mareas propagándose desde la baja atmósfera. La fuerza de Coriolis actúa a medida que la atmósfera es forzada a moverse, provocando que el gas se mueva en sentido horario en el hemisferio norte y en sentido antihorario en el hemisferio sur. El término de arrastre iónico representa la interacción (por choques) entre la componente neutra y el plasma, y puede tanto frenar el movimiento del gas neutral o acelerarlo en presencia de un campo eléctrico. El término de viscosidad suaviza los gradientes en los vientos, fundamentalmente los correspondientes a distancias verticales cortas.

Para transformar la ecuación 11.1, correspondiente a las fuerzas actuando sobre una parcela de gas que se mueve con respecto a la Tierra (sistema Lagrangiano), a un sistema de referencia donde la longitud y la latitud son las variables independientes (sistema Euleriano), se necesita utilizar la siguiente transformación:

$$\frac{D}{Dt} X = \frac{\partial}{\partial t} X + (V \cdot \nabla) X \quad (11.2)$$

donde X es cualquier propiedad del fluido. La derivada parcial representa la razón de cambio de X respecto a un punto fijo a la Tierra y se relaciona con la derivada total por el término advectivo. El proceso de advección representa el cambio de una propiedad del fluido como resultado del transporte por el campo de vientos cuando pasa un punto fijo.

Se puede expresar ahora la variación de la velocidad en dos componentes del viento,  $V_\theta$  hacia el sur y  $V_\phi$  hacia el este, transformada a un sistema de coordenadas de presión:

$$\frac{\partial}{\partial t} V_\theta = -\frac{V_\theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} V_\theta - \frac{V_\phi}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} V_\theta - \omega \frac{\partial}{\partial p} V_\theta - \frac{g}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} h + \quad (11.3)$$

$$\left( 2\Omega + \frac{V_\phi}{r \sin \theta} \right) V_\theta \cos \theta + g \frac{\partial}{\partial p} \left[ (\mu_m + \mu_T) \frac{p}{H} \frac{\partial}{\partial p} V_\theta \right] - v_m (V_\theta - U_\theta)$$

y

$$\frac{\partial}{\partial t} V_\phi = -\frac{V_\theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} V_\phi - \frac{V_\phi}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} V_\phi - \omega \frac{\partial}{\partial p} V_\phi - \frac{g}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} h - \quad (11.4)$$

$$\left( 2\Omega + \frac{V_\phi}{r \sin \theta} \right) V_\phi \cos \theta + g \frac{\partial}{\partial p} \left[ (\mu_m + \mu_T) \frac{p}{H} \frac{\partial}{\partial p} V_\phi \right] - v_m (V_\phi - U_\phi)$$

donde r es el radio terrestre,  $\theta$  es la latitud,  $\phi$  la longitud, g la aceleración de la gravedad,  $\mu_m, \mu_T$  son respectivamente los coeficientes de viscosidad molecular y turbulenta, h es la altura de la superficie de presión, H es la escala de altura y  $\omega = \frac{dp}{dt}$  es el viento vertical en el sistema de coordenadas de presión.

### II.1.2.2. Ecuación de Energía.

De manera parecida puede obtenerse una ecuación representando la conservación de la energía del sistema. La razón temporal de cambio de la densidad de energía  $\varepsilon$  (la suma de la energía interna  $C_p T$  y la densidad de energía cinética  $V^2/2$ ) por unidad de masa del gas esta dada por:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -V \cdot \nabla p (\varepsilon + gh) - \omega \frac{\partial}{\partial p} (\varepsilon + gh) + g \frac{\partial}{\partial p} \left[ (K_m + K_T) \frac{p}{H} \frac{\partial T}{\partial p} \right] - g \frac{\partial}{\partial p} \frac{K_{Tg}}{C_p} + \quad (11.5)$$

$$(K_m + K_T) \frac{1}{\rho} \left( \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} + \frac{\cot \theta}{r^2} \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + V_\theta F_\theta + V_\phi F_\phi + (J_\theta E_\theta + J_\phi E_\phi) / \rho$$

+ disipación viscosa + calentamiento solar + enfriamiento radiativo

donde  $F_{\theta, \phi}$  corresponden respectivamente a los términos en dichas direcciones de la ecuación de momento,  $K_{m, T}$  son los coeficientes molecular y turbulento de conducción del calor,  $C_p$  es el calor específico a presión constante,  $J_{\theta, \phi}$  son las densidades de corriente en ambas direcciones y  $E_{\theta, \phi}$  los campos eléctricos.

Los términos del lado derecho de la ecuación son, en el orden en que aparecen, advección horizontal de energía, advección vertical de energía, conducción de calor vertical molecular y turbulenta, trabajo que realizan las fuerzas viscosas en las direcciones  $\theta$  y  $\phi$ , la suma del calentamiento Joule  $[(J \cdot (E + V \wedge B)) / \rho]$  y el cambio en la energía cinética debido al arrastre iónico  $[V \cdot (J \wedge B) / \rho]$ .

Después de evaluar la densidad de energía total y el vector de los vientos horizontales, la temperatura del gas neutral se obtiene a partir de  $\varepsilon = c_p T + V^2 / 2$ .

### II.1.2.3. Ecuación de Estado.

La ley general de los gases establece la relación entre temperatura, presión y densidad:

$$p = nkT = \frac{\rho RT}{m} = H \rho g \quad (11.6)$$



donde  $n$  es la densidad total,  $k$  es la constante de Boltzmann,  $R$  es la constante universal de los gases,  $H$  es la escala de altura y  $m$  es la masa media molecular.

#### II.1.2.4. Ecuación de Continuidad.

La ecuación de continuidad se expresa, en el sistema de coordenadas de presión, por la expresión:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla_p \rho V \quad (\text{II.7})$$

de donde se obtiene la interesante observación de que el fluido es incompresible en este sistema de coordenadas.

#### II.1.2.5. Ecuación de Velocidad Vertical.

La velocidad real esta dada por:

$$V_z = \left( \frac{\partial h}{\partial t} \right)_p - \frac{\omega}{\rho g} \quad (\text{II.8})$$

donde  $\left( \frac{\partial h}{\partial t} \right)_p$  es la razón de cambio de la altura del nivel de presión.

#### II.1.2.6. Ecuación de Densidad de Corriente.

La densidad de corriente esta definida por:

$$J = \sigma \cdot (E + V' \wedge B) \quad (\text{II.9})$$

donde  $\sigma$  es el tensor de conductividad de la capa (Rishbeth and Garriot, 1969), y  $B$  es el vector campo magnético de la Tierra.

#### II.1.2.7. Ecuación de Composición.

Los cambios de composición del gas (formado por O, O<sub>2</sub> y N<sub>2</sub>) pueden ser evaluados autoconsistentemente con los campos de temperatura y vientos si se usa una combinación

de la ecuación de difusión generalizada (Chapman and Cowling, 1970) y las ecuaciones de continuidad. En esta ecuación se permiten la difusión molecular de las tres especies, advección vertical y horizontal, mezcla turbulenta vertical y horizontal y mecanismos de producción y pérdida.

La ecuación de continuidad para una razón de mezcla de la masa  $\Psi_i = \frac{m_i}{m}$  de la especie  $i$ , esta dada por:

$$\frac{\partial \Psi_i}{\partial t} = \frac{1}{\rho} m_i S_i - V \cdot \nabla \rho \Psi_i - \omega \frac{\partial}{\partial p} \Psi_i - \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (n_i m_i C_i) + \frac{1}{\rho} \nabla (K_T n \nabla m \Psi_i) \quad (\text{II.10})$$

donde  $m_i$  es la masa molecular,  $S_i$  representa las fuentes y sumideros de las especies,  $n_i$  es la densidad y  $C_i$  la velocidad de difusión.

El lado derecho de la ecuación está compuesto por los siguientes términos, de izquierda a derecha: (1) fuentes y sumideros, (2) advección horizontal, (3) advección vertical, (4) difusión molecular y (5) difusión turbulenta.

Las velocidades de difusión se evalúan a partir de la ecuación general de difusión para un gas formado por múltiples especies:

$$\frac{1}{n} \sum_{j=1}^3 \left( \frac{\Psi_j}{m_j D_{ij}} n_j m_j C_j - \frac{\Psi_i}{m_j D_{ij}} n_j m_i C_i \right) = \nabla \Psi_i + \frac{\Psi_i}{m} \nabla m + \left( 1 - \frac{m_i}{m} \right) \frac{\Psi_i}{\rho} \nabla p \quad (\text{II.11})$$

donde  $D_{ij}$  son los coeficientes de difusión mutua entre las especies  $i$  y  $j$ ,  $m$  es la masa media molecular del gas y  $n$  es la concentración del gas. La ecuación (II.11) es un sistema de tres ecuaciones acopladas para tres constituyentes  $i = 1, 2$  y  $3$ .

Los mecanismos de producción y pérdida para las principales especies incluyen la disociación del oxígeno molecular por radiación UV y EUV, recombinación de tres cuerpos del oxígeno atómico y la reacción del oxígeno atómico con OH y HO<sub>2</sub> (Fuller-Rowell, 1984).

### II.1.3. Modelo Ionosférico.

Las ecuaciones para la termosfera neutral se resuelven autoconsistentemente con un modelo convectivo para latitudes altas y medias descrito por Quegan, et al. (1982). Por su parte la ionosfera se calcula autoconsistentemente con la termosfera hasta los 23° de latitud en ambos hemisferios en un sistema de referencia semi Lagrangiano (Fuller-Rowell, et al., 1987, 1988). La adopción de un sistema de referencia rotante para la ionosfera elimina la necesidad de un potencial de co-rotación.

El transporte debido al campo eléctrico magnetosférico se trata de manera explícita con la inclusión de el arrastre  $E \wedge B$  y los choques con partículas neutrales. Los iones atómicos  $H^+$  y  $O^+$  y la temperatura iónica se evalúan para rangos de alturas de 100 a 10 000 km, incluyendo transporte horizontal, difusión vertical y los procesos químicos ion-ion e ión-partícula neutral. Por debajo de los 400 km se agrega la contribución de las especies iónicas moleculares  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $NO^+$  y del ion atómico  $N^+$ .

Los efectos del Tiempo Universal se introducen en el cálculo de la fotoionización, para lo cual se usan las transformadas definidas en Quegan, et al. (1986).

#### II.1.3.1. Ecuación de Continuidad Iónica.

La razón de cambio de concentración de las especies  $i$  se expresa como:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = P_i - L_i - \nabla \cdot (n_i v_i) \quad (II.12)$$

donde  $P_i$  y  $L_i$  son respectivamente las razones de producción y pérdida y  $v_i$  es la velocidad de la bolsa de concentración.  $v_i$  puede ser representada en la región F, con muy buena aproximación (Schunk, 1975), por:

$$v_i = v_e + v_i^i \quad (II.13)$$

donde 
$$v_i^{\perp} = \frac{E \wedge B}{B^2}; \quad (II.14)$$

$E$  es el campo eléctrico y  $v_i^{\perp}$  surge debido a la difusión de los iones a lo largo de las líneas de fuerza bajo la influencia de la gravedad, gradientes parciales de presión, difusión térmica y arrastre debido a choques con otras especies iónicas o partículas neutras. De esta manera (II.12) puede escribirse como:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = P_i - L_i - n_i \nabla \cdot v_i^{\perp} - \nabla \cdot (n_i v_i^{\parallel}) \quad (II.15)$$

donde

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_i^{\parallel} \cdot \nabla \quad (II.16)$$

La razón de pérdida puede escribirse como  $\beta_i n_i$ , y para un campo magnético dipolar tenemos que:

$$\nabla \cdot v_i^{\perp} = \frac{6v_i^{\perp} (eq) \text{sen}^2 \theta (1 + \cos^2 \theta)}{r_{eq} (1 + 3 \cos^2 \theta)^2} \quad (II.17)$$

donde  $v_i^{\perp} (eq)$  es igual a  $|v_i^{\perp}|$  en el ecuador magnético. Se puede obtener directamente que:

$$\nabla \cdot (n_i v_i^{\parallel}) = B \frac{\partial}{\partial s} \frac{n_i v_i^{\parallel}}{B} \quad (II.18)$$

donde  $s$  representa longitudes de arco a lo largo de las líneas de campo.

### II.1.3.2. Ecuación de Difusión Iónica.

La componente de la velocidad iónica a lo largo del campo  $v_i^{\parallel}$  se determina usando la ecuación de momento en esta dirección que para una mezcla de iones, electrones y partículas neutras toma la siguiente forma (Conrad and Schunk, 1979):

$$v_i^l = h_y v_j^l + h_m v_n^l - D_i \left[ \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial s} - \frac{m_i G^l}{k T_i} + \frac{1}{T_i} \frac{\partial}{\partial s} (T_i + T_e) + \frac{T_e}{T_i} \frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial s} + \frac{1}{T_i} \left( \beta_y \frac{\partial T_i}{\partial s} - \beta_y^* \frac{\partial T_i}{\partial s} \right) \right] \quad (II.19)$$

donde  $h_y$  y  $h_m$  son respectivamente los coeficientes de arrastre entre las especies iónicas  $i$  y las especies iónicas  $j$ , y entre las especies  $i$  y las partículas neutrales.  $v_n^l$  es la componente de la velocidad del aire neutral a lo largo de las líneas del campo,  $D_i$  es el coeficiente de difusión,  $m_i$  es la masa iónica,  $G^l$  es la componente de la gravedad en la dirección del campo,  $T_i$  es la temperatura de la especie  $i$ ,  $T_e$  es la temperatura electrónica y  $\beta_y$ ,  $\beta_y^*$  son los coeficientes de difusión térmica.  $v_i^l$  puede ser expresada como:

$$n_i v_i^l = X_i n_i - Y_i \frac{\partial n_i}{\partial s} \quad (II.20)$$

Las ecuaciones (II.15) y (II.20) pueden ser resueltas como un par de ecuaciones acopladas de 1<sup>er</sup> orden usando un esquema de diferencias finitas, para obtener las componentes de las velocidades en la dirección del campo para los iones  $O^+$  y  $H^+$ .

### II.1.3.3. Ecuación de Temperatura Iónica.

La temperatura iónica se determina asumiendo un balance térmico entre el calor obtenido del gas electrónico y de la fricción entre los iones y las partículas neutrales, y la pérdida en el gas neutral:

$$3k v_{ie} (T_e - T_i) + \sum_n \frac{m_i m_n v_m}{m_i + m_n} |v_i - v_n|^2 = \sum_n \frac{m_i v_{in}}{m_i + m_n} 3k (T_i - T_n) \quad (II.21)$$

### II.1.3.4. Iones Moleculares.

En cada ciclo de cálculo se determinan las concentraciones de los iones moleculares  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $NO^+$  y del ion atómico  $N^+$ , asumiendo la existencia de equilibrio químico. Las

ecuaciones de reacciones ion-partícula neutral y partícula neutral-partícula neutral, usadas para el cálculo de las concentraciones iónicas, aparecen respectivamente en las tablas 1 y 2 de Fuller-Rowell, et al. (1996). Estas ecuaciones tienen en cuenta la química de las especies más raras del nitrógeno.

#### **II.1.3.5. Parámetros.**

Los parámetros termosféricos de la difusión turbulenta, de la viscosidad turbulenta y molecular y de la conducción calorífica se describen en Fuller-Rowell y Rees (1980). Los coeficientes de difusión mutua se asumen simétricos y se obtienen de las expresiones de Colgrove, et al. (1966). Las frecuencias de choques entre iones y partículas neutras se obtienen de las expresiones de Schunk y Walker (1973), con la excepción de los choques  $O - O^+$  que se obtienen de Salah (1993). La eficiencia de calentamiento del gas neutral por absorción de radiación EUV se da en Roble, et al. (1987), mientras que el enfriamiento por radiación infrarroja (IR) se describe en Fuller-Rowell (1984). La parametrización de las entradas empíricas de la temperatura electrónica a altas latitudes se describe en Quegan, et al. (1982).

#### **II.1.4. Entradas Comunes.**

La entrada magnetosférica al modelo se basa en los modelos estadísticos de la precipitación auroral y campos eléctricos descritos respectivamente por Fuller-Rowell y Evans (1987) y Foster, et al. (1986). Ambas entradas están referidas al índice de potencia hemisférico (PI), basado en las mediciones de las partículas aurales por el satélite TIROS/NOAA. Este índice va de 1 a 10 para cubrir desde niveles geomagnéticos muy tranquilos hasta tormentas. La relación entre los índices PI y  $k_p$  aparece en Foster, et al. (1986).

#### **II.1.5. Simulaciones. Análisis.**

La salida de los modelos incluye, para la atmósfera neutral, la especificación global de los tres componentes del vector de vientos, la temperatura, las densidades de las tres principales especies ( $O$ ,  $O_2$ ,  $N_2$ ), la densidad total y la densidad de algunas de las especies secundarias. Para la ionosfera la cobertura es total, excepto una franja de  $23^\circ$  a ambos lados del ecuador

geográfico, e incluye las densidades y temperaturas iónicas a 10 000 km de altitud de  $H^+$  y  $O^+$ , con la adición de los iones moleculares  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $NO^+$  y del ion atómico  $N^+$  para altitudes de  $\approx 400$  km.

De todos los resultados obtenidos hasta el momento de la aplicación de este modelo nos referiremos sólo a unos pocos, dada su importancia para la construcción del modelo empírico.

### **II.1.5.1. Respuesta de los Vientos Termosféricos.**

La respuesta dinámica de la termosfera nos puede dar algunos claros indicios de los cambios ionosféricos. En la figura II.1 se representa la respuesta a una tormenta en el sector de longitud  $0^\circ$  y abarcando  $70^\circ$  a ambos lados del ecuador. La escala va de  $-100$  m/s a  $+100$  m/s. La escala del lado derecho corresponde a los cambios en el potencial del casco polar. La fuente de la tormenta en este caso es una simple función pulso del campo eléctrico y de la precipitación auroral durante un periodo de 12 horas.

Una clara señal del fenómeno de penetración interhemisférica de los vientos es la propagación de una onda desde el Norte, al inicio de la tormenta, hacia el hemisferio sur cuatro horas más tarde. La onda equivalente desde el hemisferio sur es más débil. Ambas ondas interactúan a bajas latitudes a medida que se cruzan, interrumpiéndose las fuentes originales en ese momento. Un segundo desarrollo de los vientos meridionales aparece mientras se mantiene el estímulo de la tormenta.

Antes del final del estímulo se observa un decaimiento de la circulación que aparentemente no se debe, en este caso, a la interferencia desde el otro hemisferio. Si el estímulo de la tormenta permaneciera indefinidamente, la circulación global llegaría un nuevo equilibrio.

El segundo incremento de los vientos meridionales es una respuesta temporal al estímulo de la tormenta mientras su consiguiente decaimiento se debe a la dependencia del tiempo local de la aproximación de un nuevo equilibrio global.

CTIM-DIFF MERIDIONAL WIND (m/s)

gs1 - s55

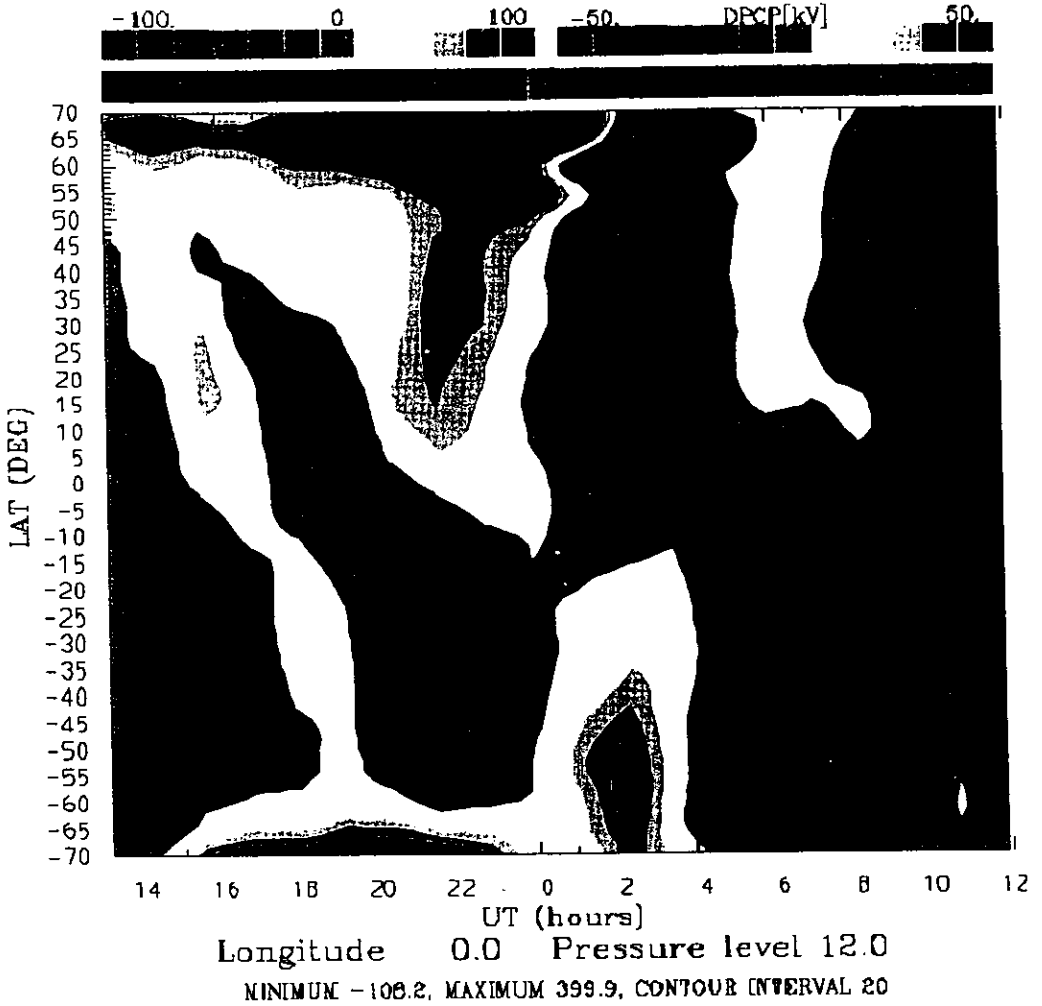


Figura II.1: Respuesta dinámica vista desde el sector de longitud 0°. Se observan los cambios de los vientos meridionales para las 24 horas del periodo de observación. (Fuller-Rowell, et al., 1998)



Los vientos meridionales no solamente se recuperan después que la tormenta termina, aparentemente oscilan al menos un ciclo más. A medida que la atmósfera comienza a enfriarse, los gradientes de presión latitudinales disminuyen, los vientos zonales ya no están balanceados y se crea un flujo hacia los polos. Este fenómeno se puede observar claramente en la figura II.1 a las 2:00 UT, y en sentido opuesto a las 6:00 UT.

Las características descritas anteriormente han sido confirmadas por las observaciones. Buosanto, et al. (1990) observó vientos dirigidos al ecuador (particularmente en el lado nocturno) en respuesta a perturbaciones geomagnéticas. Codrescu, et al. (1992) mostró la penetración de vientos y fases ionosféricas positivas y negativas durante una tormenta. Burns y Killeen (1992), usando datos del Dynamic Explorer, mostraron secuencias de ondas propagándose desde ambas zonas polares.

#### **II.1.5.2. Respuesta de la Composición Termosférica.**

Los flujos divergentes de los vientos dirigidos hacia el ecuador provocan una elevación de las superficies de presión y un incremento de la masa media molecular (Burns, et al., 1991). Recientemente se ha mostrado que la región de masa media molecular enriquecida, la zona o bolsa de composición, puede ser transportada por los campos de vientos que la rodean. La figura II.2 muestra la evolución de una zona de este tipo para una tormenta de 12 horas en condiciones solsticiales (Junio), en el hemisferio de verano. Las seis imágenes muestran los cambios en la masa media a un nivel de presión constante, cerca de los 300 km de altura, abarcando un área desde los  $10^{\circ}$  hasta el polo norte y corresponden consecutivamente a 6, 12, 18, 24, 36 y 48 horas. Todas mantienen la misma escala para ilustrar mejor los incrementos y decrementos del parámetro. Los colores más altos corresponden a incrementos de más de 2.4 unidad de masa atómica (uma), y los más bajos a decrementos de 0.6 uma. Las primeras dos imágenes corresponden a la formación del bulto (durante la entrada de potencia o fase de impulsión de la tormenta), y las siguientes a la fase de recuperación, cuando es más claro el transporte de la zona de perturbación por los vientos.

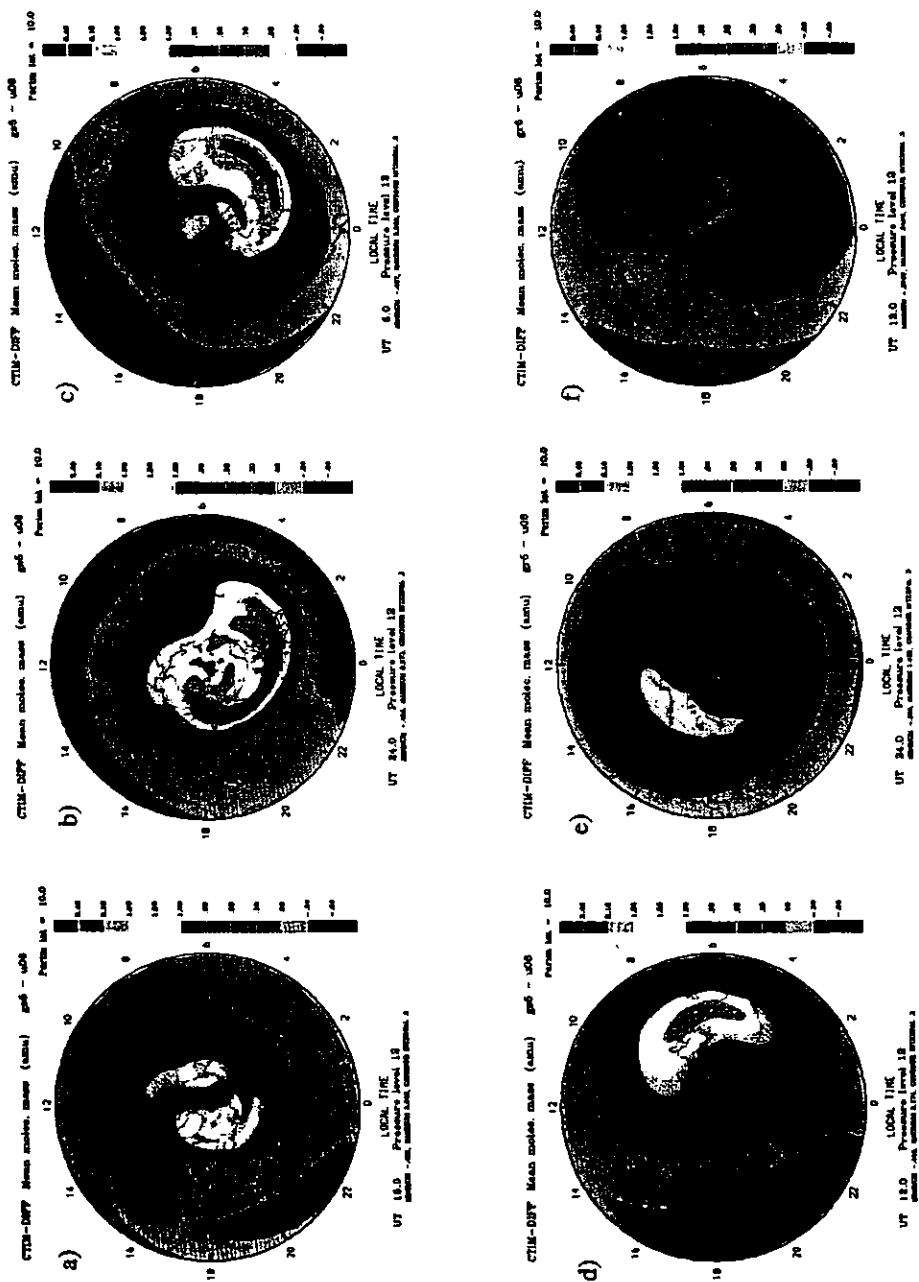


Figura II.2: Evolución de la zona de composición durante una tormenta (Fuller-Rowell, 1998).

La máxima respuesta ocurre al final de la fase de impulsión, con áreas que llegan a exceder 2.4 uma. Inmediatamente después de esta fase cesan los campos divergentes de vientos y el ascenso de las superficies de presión. En este momento la bolsa comienza a disminuir a medida que la difusión restaura la atmósfera a las condiciones previas a la tormenta. Este proceso, sin embargo, es muy lento y continúa por un día o dos después de la entrada de energía magnetosférica y es la causa de la lenta recuperación de las fases negativas de las tormentas.

Una vez que la bolsa se crea y termina la fase de impulsión, se esperaría que esta simplemente rote con la Tierra (Prölss, 1993a). El análisis de los resultados de la simulación nos dan una nueva perspectiva: el tamaño de la bolsa decrece, como se espera, a medida que la difusión continua restaurando el equilibrio, pero la bolsa, sin embargo, no rota simplemente con la Tierra. A medida que la bolsa se mueve hacia el lado diurno comienza a migrar en dirección a los polos, mientras que cuando entra al lado nocturno su movimiento es en dirección al ecuador. Una vez que se completa un ciclo la bolsa no retorna a su punto de origen, se ha desplazado en dirección al ecuador algo más que  $10^{\circ}$  de latitud.

Unas horas después de la formación de la bolsa, ésta se encuentra en los sectores de medianoche y de primeras horas de la mañana, sobre la parte noreste de Canadá, el norte del Atlántico y el oeste de Europa (imagen II.2 c a las 0600 UT). En las siguientes 6 horas la bolsa se encuentra en el lado nocturno y es afectada por los vientos dirigidos al ecuador.

A las 1200 UT (esto es, 24 horas del tiempo de tormenta y 12 horas después que cesó la fase de impulsión) el pico de concentración se ha desplazado hacia el oeste y en dirección al ecuador, encontrándose ahora sobre el este de los Estados Unidos y aproximándose a la Florida (imagen II.2. d). En este momento la bolsa se esta moviendo hacia el lado diurno y cae bajo la influencia de los vientos dirigidos hacia el polo, que se oponen a la circulación estacional prevaleciente verano-invierno. Durante las siguientes 12 horas la bolsa continua su movimiento hacia el oeste y en dirección al polo norte. De las 2400 UT a las 1200 UT (imágenes II.2 e y f) hay un rápido movimiento hacia el ecuador. En este intervalo la bolsa se desplaza a través del lado nocturno y los vientos dirigidos al ecuador refuerzan la

circulación estacional, de esta forma el desplazamiento es del norte de Canadá a México, mientras que la magnitud de la bolsa ha decrecido más de un 50 %.

### II.1.5.3. Respuesta Ionosférica.

Muchos de los cambios ionosféricos durante una tormenta geomagnética surgen del acoplamiento con la atmósfera neutral. El efecto más coherente, con mayor duración y que abarca la mayor área geográfica es la fase negativa de la tormenta ionosférica.

La figura II.3, basándose en la simulación de la tormenta del 7 de Diciembre de 1982, ilustra la alta correlación entre las regiones neutrales de especies moleculares enriquecidas (lado izquierdo) y la fase negativa de la tormenta (lado derecho), expresada por la disminución de la razón  $\Phi$  ( $= NmF2_{tormenta} / NmF2_{tranquitos}$ ) para el hemisferio sur desde los  $-10^{\circ}$  de latitud hasta el polo.

La región de disminución de  $\Phi$ , al oeste de la costa de Australia, alcanza valores de 0.5 y se correlaciona perfectamente con la bolsa de composición correspondiente. La comparación con los datos de esta tormenta (que se verán en la próxima sección) indica que el modelo subestima la magnitud de la fase negativa por un 30% aproximadamente. Esta discrepancia surge por diferentes causas: la imprecisa información sobre la distribución espacial de las fuentes de la tormenta, no considerar en la simulación los estados excitados de algunas moléculas, etc.

Por otra parte, los vientos también pueden dar lugar a una fase negativa. Como se discutió en el epígrafe II.1.5.1., los vientos y la propagación de ondas pueden penetrar en el hemisferio opuesto con facilidad (fig. II.1), de esta forma el plasma en la región de incremento de especies moleculares decaerá más rápido, causando una fase negativa. Esto puede aparecer como un efecto temporal debido a que la naturaleza de los campos de vientos es más dinámica que la de los cambios de composición.

La fase positiva de una tormenta ionosférica está comúnmente asociada con la elevación, debida a los vientos meridionales, de la capa F2 a zonas de disminución de las especies moleculares. Sin embargo, existen otros mecanismos que pueden dar lugar a una fase

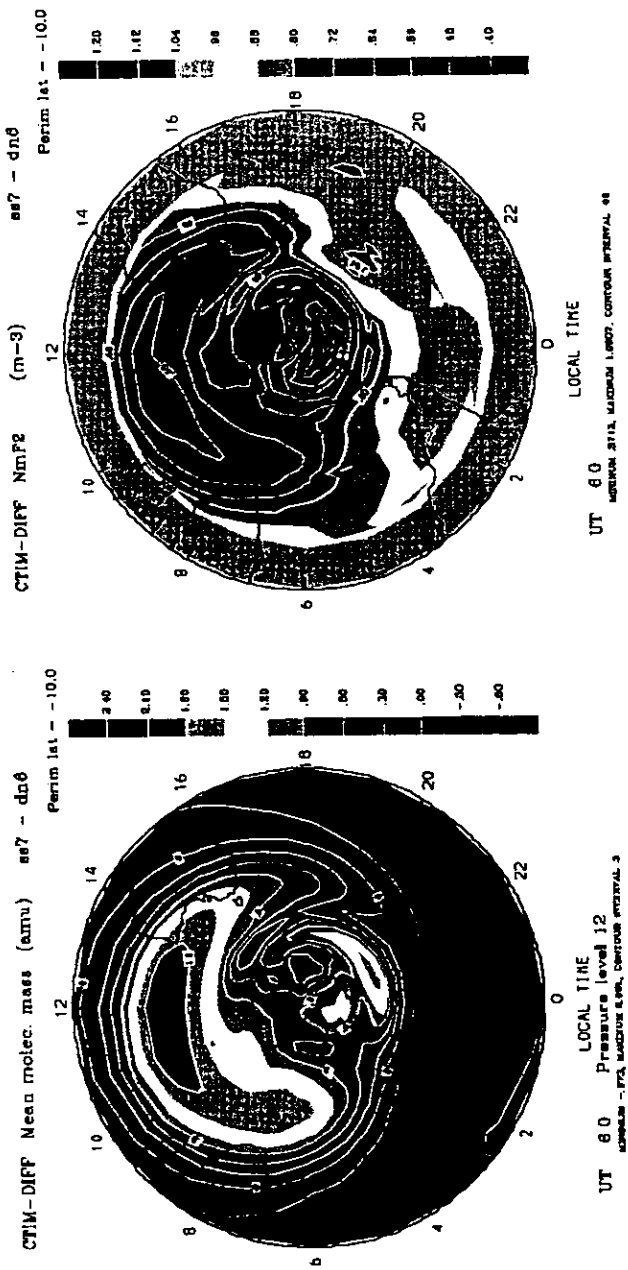


Figura II.3: Correlación entre la zona de perturbación de la composición y los efectos de la tormenta ionosférica. (Fuller-Rowell, 1998)

positiva. El más importante se puede observar en la figura II.3, que muestra regiones ajenas a las fuentes magnetosféricas, en el hemisferio de verano, que pueden ser asociadas a regiones de disminución de  $\Phi$ . En latitudes medias del hemisferio de invierno predominan zonas de enrarecimiento de las especies moleculares que pueden contribuir de manera significativa a las fases positivas de las tormentas magnetosféricas. Los otros mecanismos relacionados con las fases positivas están sujetos a gran debate y aún no han podido ser simulados por modelos numéricos. Una discusión de los mismos puede verse en Foster (1993) y Buosanto (1995).

## **II.2. MODELO EMPIRICO DE LA RESPUESTA IONOSFERICA.**

### **II.2.1. Introducción.**

La simulación de la respuesta ionosférica durante condiciones perturbadas se encuentra en un estado muy rudimentario. Actualmente no se dispone de modelos empíricos que arrojen resultados cualitativamente superiores a los obtenidos por modelos para condiciones magneto-tranquilas, tales como el IRI (International Reference Ionosphere; Bilitza, 1990).

El reciente desarrollo de modelos teóricos, y el análisis cuidadoso de sus resultados, ha permitido una mejor comprensión de los complejos procesos relacionados con la respuesta ionosférica a perturbaciones, específicamente las relacionadas con la deposición de energía desde la magnetosfera.

En los siguientes epígrafes se propondrán diversas variantes de un modelo empírico desarrollado a partir del modelo teórico de acoplamiento termosfera-ionosfera (CTIM) de Fuller-Rowell, et al. (1996, 1998), y se evaluarán los resultados obtenidos con diferentes métodos estadísticos y mediante la comparación con los del IRI.

### **II.2.2. Selección de los Datos.**

La intensidad de una tormenta magnética es comúnmente medida por el índice Dst (disturbance storm time), introducido por Sugiura (1964). McPherron (1998) discute detalladamente la medición de la intensidad de una tormenta magnética usando este índice y los errores implícitos. Curiosamente, no existe un límite bien definido a partir del cual se considera la existencia de una tormenta. Sin embargo, como definición operacional para trabajos de predicción se ha estado utilizando como límite un valor de aproximadamente -50 nT (Rostoker et al., 1998; Joselyn y Tsurutani, 1990).

Para la obtención de los resultados preliminares y de los diferentes filtros (posteriormente descritos) se conformó una base de datos de tormentas magnéticas, mostrada en la tabla II.1., con valores del Dst rebasando los -50 nT, y muchas superando los -100nT. Estas tormentas se seleccionaron teniendo en cuenta otros factores tales como época del año,

disponibilidad de datos en las estaciones y sectores y nivel de la entrada de potencia en el óvalo auroral. En un principio se evitaron tormentas invernales por la gran dispersión de los datos debida a los poco regulares cambios de composición en esta época del año (como se discutirá posteriormente), y se utilizaron estaciones comprendidas en latitudes medias por ser las que mejor calidad de datos y mejor respuesta presentan. En etapas posteriores del trabajo se incluyeron tormentas invernales y equinocciales (estas últimas fueron tratadas como un único grupo por sus características similares), para un total de 44 tormentas.

#	Dst	SOLSTICIOS
1.	-119	<b>Junio 5, 1981</b>
2.	-226	<b>Julio 23, 1981</b>
3.	-137	<b>Junio 10, 1982</b>
4.	-325	<b>Julio 11, 1982</b>
5.	-155	<b>Julio 22, 1982</b>
6.	-197	<b>Nov. 22, 1982</b>
7.	-106	<b>Dic. 07, 1982</b>
8.	-106	<b>Dic. 15, 1982</b>
9.	-213	<b>Ene. 07, 1983</b>
10.	-86	<b>Mayo 02, 1983</b>
11.	-127	<b>Junio 10, 1983</b>
12.	-82	<b>Nov. 09, 1983</b>
13.	-86	<b>Ene. 02, 1984</b>
14.	-62	<b>Mayo 03, 1984</b>
15.	-141	<b>Nov. 13, 1984</b>
16.	-60	<b>Julio 26, 1987</b>
17.	-102	<b>Dic. 08, 1987</b>
18.	-147	<b>Ene. 12, 1988</b>

#	Dst	EQUINOCCIOS
1.	-113	<b>Oct. 11, 1981</b>
2.	-192	<b>Oct. 20, 1981</b>
3.	-211	<b>Marzo 1, 1982</b>
4.	-137	<b>Abril 10, 1982</b>
5.	-289	<b>Sept. 6, 1982</b>
6.	-210	<b>Sept. 22, 1982</b>
7.	-183	<b>Feb. 4, 1983</b>
8.	-167	<b>Marzo 2, 1983</b>

Tormentas de Verano: 18  
 Tormentas de Invierno: 18  
 Tormentas de Equinoccios: 8  
**TOTAL: 44**

Tabla II. 1: Tormentas seleccionadas.



**SECTOR 1: AMERICA DEL NORTE**

ESTACIONES	COD.	LAT.	LON.
BERMUDA	BIJ32	32.2	-64.5
BOULDER	BC840	40.0	-105.3
CAPE KENNEDY	CC929	28.4	-80.7
FORT MONMOUTH	FMJ40	40.4	-74.1
GRAND BAHAMA	GB926	26.6	-78.2
PORT ARGUELLO	PA836	35.6	-120.6
PUERTO RICO	PRJ18	18.5	-67.2
SAN SALVADOR	SSJ25	24.1	-74.5
STANFORD	ST837	37.4	-122.2
WALLOPS IS	WP937	37.9	-75.5
WASHINGTON	WS832	32.3	-106.5

**SECTOR 3: EUROPA**

BECECSABA	BH147	46.7	21.2
DOURBES	DB049	50.1	4.6
GIBILMANNA	GM037	37.6	14.0
JULIUSRU	JR055	54.6	13.4
KALININGRAD	KL154	54.7	20.6
KIEV	KV151	50.5	30.5
LANNION	LN047	48.7	-3.4
LENINGRAD	LD160	60.0	30.7
LISBONNE	LE038	39.0	-9.0
MIEDZESZIN	MZ152	52.2	21.2
POITIERS	PT046	46.6	0.4
PRUHONICE	PQ052	50.0	14.6
ROME	RO041	41.9	12.5
SLOUGH	SL051	51.5	-0.6
SOFIA	SQ143	42.7	23.4
ST PETER ORDING	PE054	36.0	9.3
UPPSALA	UP158	59.8	17.6

**SECTOR 5: ASIA NORDESTE**

AKITA	AK539	39.7	140.1
BEIJING	BP440	40.0	116.3
CHITA	CX452	52.0	113.5
KHABAROVSK	KB548	48.5	135.1
KOKUBUNJI	25535	35.7	139.5
PETROPAVLOSK	PK553	53.0	158.6
SEOUL	SU437	37.2	126.6
WAKKANAI	WK545	45.4	141.7
YAMAGAWA	YG431	31.2	130.6

**SECTOR 2: AMERICA DEL SUR**

ESTACIONES	COD.	LAT.	LON.
ARGENTINA IS	AIJ6N	-65.2	-64.3
CONCEPCION	CPJ30	-36.8	-73.1
PORT STANLEY	PSJ5J	-51.7	-57.8
SOUTH GEORGIA	SGA5	-57.3	-36.5
TRELEW	TWJ4L	-43.2	-65.3

**SECTOR 4: SUD AFRICA**

CAPETOWN	CTI3M	-34.1	18.3
JOHANESBURG	JOI20	-26.1	28.1
LA REUNION	LR22J	-21.1	55.8

**SECTOR 6: AUSTRALIA**

AUCKLAND	AU63P	-37.0	175.0
BRISBANE	BR52P	-27.5	152.9
CAMDEN	CN53L	-34.0	150.7
CANBERRA	CB53N	-35.3	149.0
CHRISTCHURCH	GH64L	-43.4	172.3
DARWIN	DW42K	-12.4	130.9
HOBART	HO54K	-42.9	147.3
MUNDARING	MU43K	-32.0	116.2
NORFOLK	NI63I	-29.0	168.0
SALISBURY	SR53M	-34.7	138.6
TOWNSVILLE	TV51R	-19.6	146.8
WATHEROO	WT43I	-30.3	115.9

**DIFERENCIA DE HORAS CON UT:**

SECTOR 1: - (5 - 8)

SECTOR 2: - 4

SECTOR 3: + 1

SECTOR 4: + (1 - 4)

SECTOR 5: + (8 - 10)

SECTOR 6: + (8 - 12)

Tabla II.2: Sectores en los que se dividieron los datos ionosféricos e información general sobre las estaciones seleccionadas.

Los datos ionosféricos utilizados fueron divididos en 6 zonas, incluyendo Europa, NE Asia y Norte América en el norte y los sectores correspondientes en el sur: Africa, Australia y América del Sur (Codrescu, et al. 1997). Posteriormente se incorporaron datos de estaciones en todas las latitudes para hacer el modelo más amplio. Las estaciones seleccionadas, su distribución por sectores y su código internacional y ubicación geográfica aparecen en la tabla II.2.

Tratando de obtener una mejor visualización de los cambios y dependencias que surgen durante condiciones perturbadas, los datos ionosféricos fueron utilizados como la razón de cambio entre el valor perturbado del parámetro y el valor de la media mensual, *i.e.*  $\Phi = foF2_{obs}/foF2_{mm} = NmF2_{obs}/NmF2_{mm}$ , donde foF2 y NmF2 corresponden respectivamente a la frecuencia crítica y al máximo de concentración de la capa F2.

La información ionosférica fue obtenida del IONO-CD y de la página web del National Geophysical Data Center (NGDC), mientras que los datos del índice de potencia, equivalentes a la precipitación de partículas en el óvalo auroral medida por el satélite TIROS-NOAA, y los del índice trihorario Kp, fueron obtenidos del Space Environment Center (SEC).

### II.2.3. Modelo Empírico: 1<sup>era</sup> Aproximación.

Partiendo de la teoría y de la comprensión de los procesos magneto-ionosféricos obtenida de las simulaciones numéricas realizadas por Fuller-Rowell et al. (1996, 1998), se propone un algoritmo empírico diseñado para capturar la respuesta ionosférica durante condiciones perturbadas. La esencia del método estriba en que las densidades del pico de concentración de la región F2 ionosférica son sensiblemente controladas por la magnitud y la ubicación de la zona de alteración de la composición (bolsa de composición) termosférica. Fuller-Rowell et al. (1997) propusieron la siguiente relación para predecir la razón de cambio de los valores perturbados de foF2 con respecto a los valores medios mensuales:

$$\Phi = \alpha + b_1 \left[ \int P(0.6 + 0.4 \text{sen}(UT + \phi_1)) dt \right] + b_2 \left[ \int P(0.6 + 0.4 \text{sen}(UT + \phi_1)) dt \right] \text{sen}(LT + \phi_2) \quad (II.22)$$

donde  $P$  es el índice de potencia obtenido del satélite TIROS/NOAA,  $\phi_1$  se ajusta en cada sector de longitud para obtener el máximo de la función seno a la medianoche y  $\phi_2$  para obtener el máximo al amanecer. La integral de  $P$  es sobre las 18 horas previas y es modulada por el seno para tener el mayor peso en el sector de longitud correspondiente a la medianoche. Las constantes "a", "b1" y "b2" se obtienen por regresión multilínea.

El primer término "a" es un nivel tranquilo de referencia, mientras que el segundo está diseñado para reflejar el desarrollo de la zona de composición perturbada vista desde un sector específico. El tercer término representa el desplazamiento en tiempo local de la bolsa, una vez que es creada. Las fases son seleccionadas para dar un mayor peso a los sectores pasando por la medianoche, cuando el desplazamiento de la bolsa, debido al flujo de los vientos, es hacia menores latitudes, y un menor peso al lado diurno cuando es hacia los polos.

El ajuste por regresión multilínea de la expresión (II.22) a la razón de densidad iónica muestra, en el hemisferio de verano, una buena aproximación en algunos de los casos, pero análisis más cuidadosos con mayor cantidad de tormentas revela que este algoritmo no representa en realidad una gran mejoría sobre los valores medios mensuales dados por el IRI.

Las figuras II.4 y II.5 muestran un ejemplo del ajuste obtenido utilizando la expresión (II.22). En cada caso el cuadro superior representa las variaciones de los valores observados de foF2 con respecto a la media mensual durante las tormentas, junto con las variaciones predichas por la 1<sup>ra</sup> aproximación del modelo. En el cuadro inferior aparece la integral de la potencia para cada evento. Los códigos de las estaciones cuyos datos se utilizaron se muestran en la parte superior de cada figura. Cada intervalo cubre 5 días de datos incluyendo el día antes de la tormenta, la fase impulsiva y la de recuperación.

Por motivos de espacio sólo mostraremos algunos ejemplos de cada caso, seleccionados de forma estrictamente aleatoria. Sin embargo, para cada una de las variantes se obtuvieron los resultados correspondientes a todas las tormentas, y estos están incluidos en los análisis estadísticos. Sólo en contados casos, por no disponer de toda la información necesaria, se excluyó alguna tormenta.

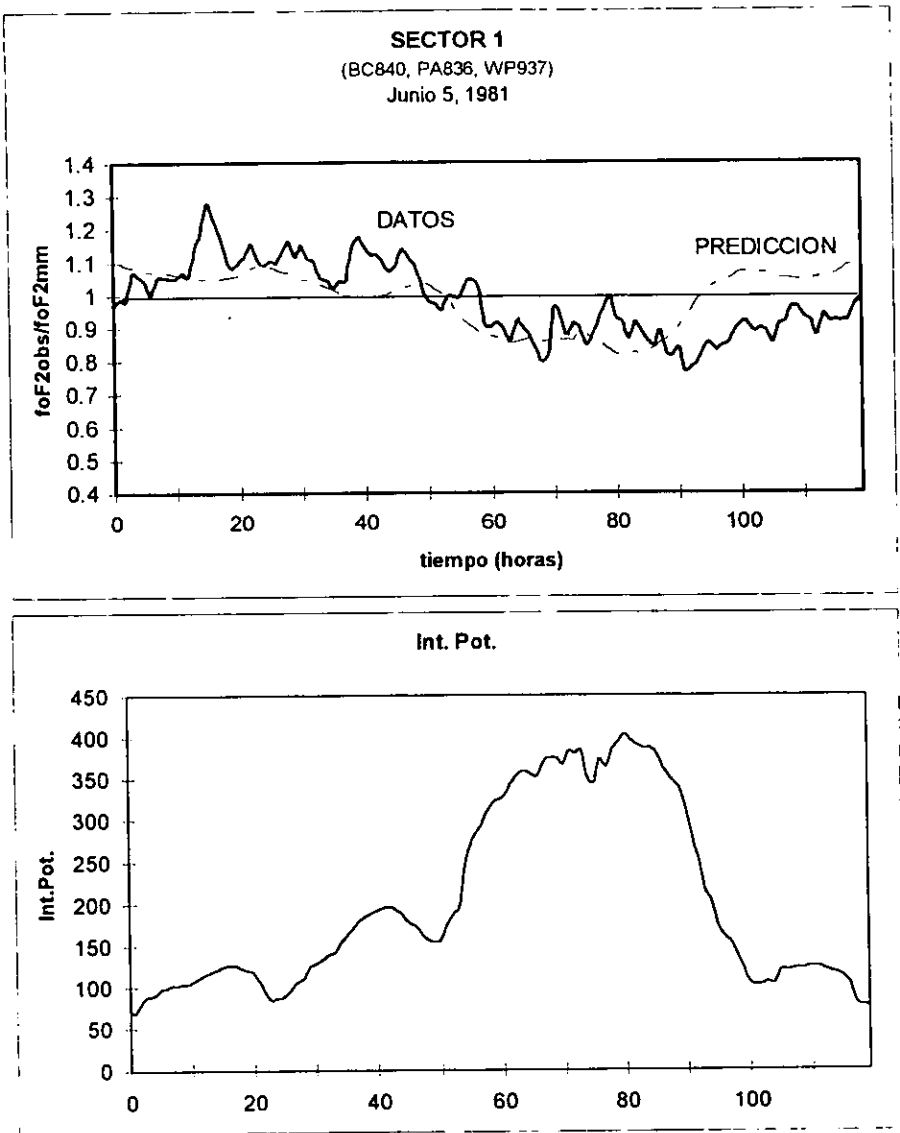


Figura II.4: Ajuste de la 1<sup>ra</sup> aproximación del modelo a la tormenta de Junio 5, 1981.

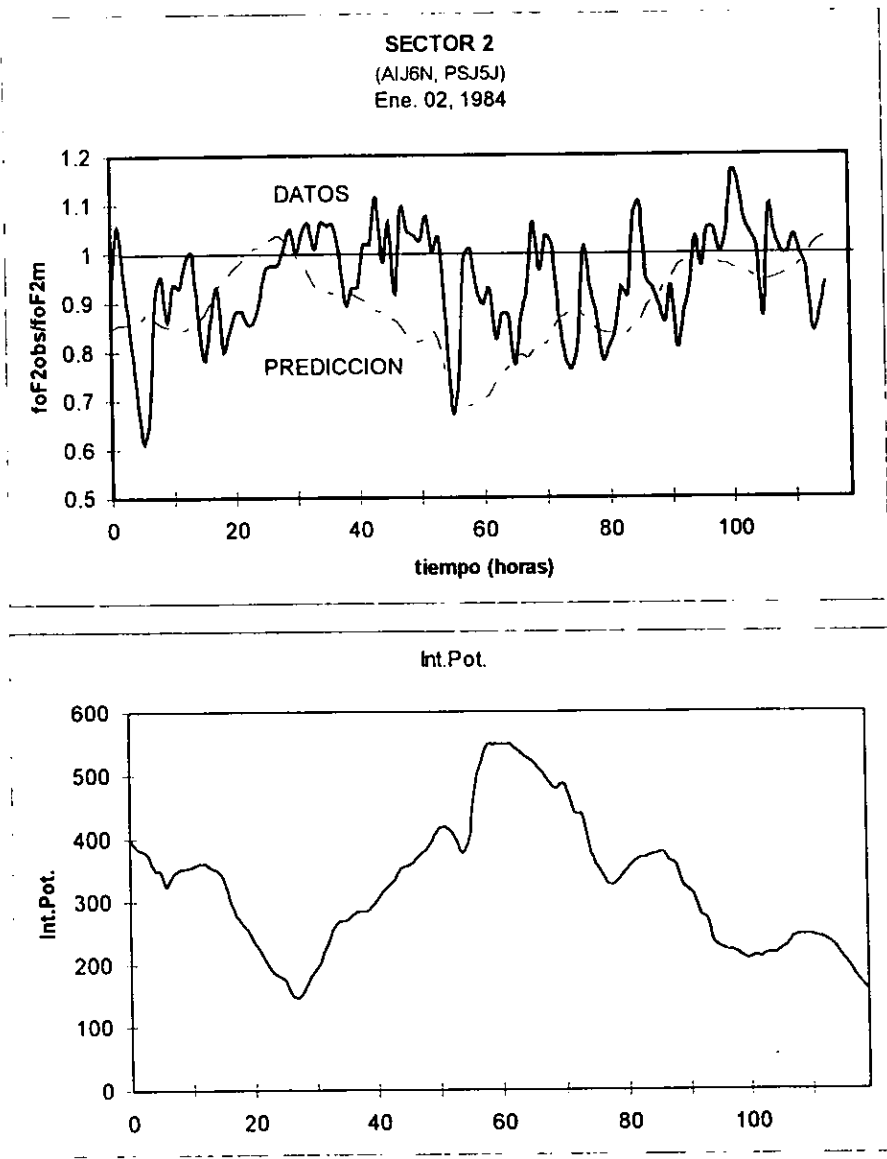


Figura II.5: Ajuste de la 1ª aproximación del modelo a la tormenta de Enero 2, 1984.

Las figuras II.4 y II.5 permiten observar que el modelo sigue en un caso con bastante cercanía el comportamiento de  $\Phi$ , mientras que en el otro los comportamientos son disímiles. Cuando se realiza el estudio general de todas las tormentas se observa muy poca o ninguna mejora respecto al modelo global IRI.

#### II.2.4. Medida de la Calidad de la Predicción.

Cualquier predicción carece de significado si no existe la posibilidad de medir la calidad del proceso. Sorprendentemente, no existe una medida uniforme de la calidad de la predicción ionosférica. Existen diferentes métodos estadísticos para cuantificar la predicción de una serie de valores, entre otros: error, error cuadrático, error medio, error cuadrático medio, raíz cuadrada del error medio cuadrático, covarianza, correlación lineal, etc. Para la validación de los algoritmos empíricos aquí descritos utilizaremos el promedio sectorial de la raíz cuadrada del error medio cuadrático (RMSE).

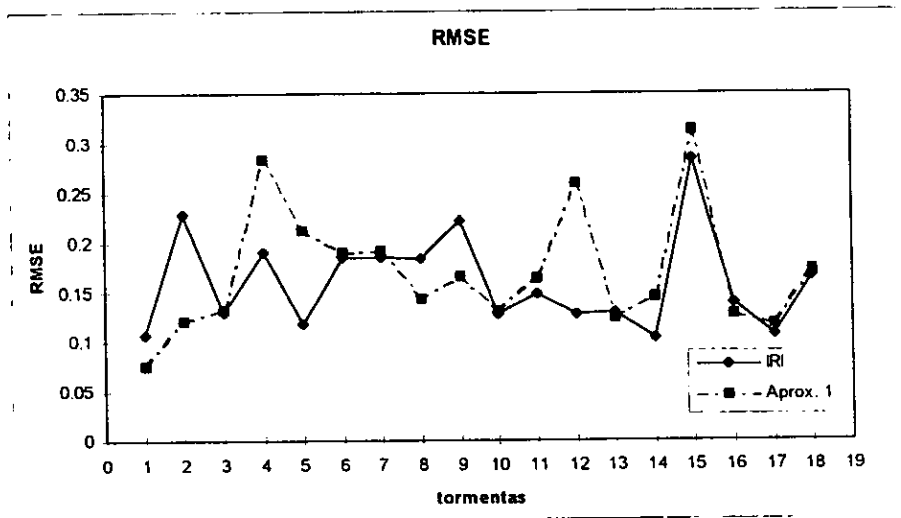


Figura II.6: Comparación de los resultados del IRI y del modelo empírico para todas las tormentas.

La figura II.6 muestra la calidad de la predicción del modelo global IRI y de la 1<sup>ra</sup> aproximación del modelo empírico para todas las tormentas seleccionadas. Claramente se observa que el modelo no mejora sustancialmente la predicción durante condiciones perturbadas.

El primer método, el IRI, utiliza las medianas mensuales como predicción de los valores horarios, es decir, las condiciones normales (o climatológicas) del sistema. El algoritmo empírico, por su parte, intenta recuperar las dependencias del parámetro ionosférico de la entrada de potencia por el óvalo auroral.

Para interpretar la figura II.6 debe tenerse en cuenta que un valor de 0.2 de RMSE implica una incertidumbre del 20% en la predicción, por lo que mientras menor sea el valor de RMSE, mejor será la predicción. El uso de la ecuación (II.22) muestra cierta mejora sobre el IRI para algunas tormentas, pero para algunas otras es mucho peor. Tomando el conjunto de todas las tormentas se puede concluir que este algoritmo no mejora la predicción.

Las razones de esta inconsistencia son de dos tipos. El algoritmo supone una relación lineal entre el índice de la tormenta (integral de la potencia auroral) y la respuesta regional de la ionosfera. Veremos que esto no es adecuado. La segunda razón es que se supone que el máximo de entrada de energía siempre ocurre en el sector de medianoche. De las simulaciones numéricas se obtiene que la respuesta ionosférica regional puede ser reproducida fielmente si se especifica con exactitud la dependencia de la tormenta de la entrada de energía, y la distribución espacial de las fuentes. Si, al contrario, la especificación ocurre en un sector erróneo, los resultados obtenidos son peores que si no se incluyera la dependencia regional. Es peor la predicción no sólo para una región donde ocurre una fase negativa y no se predice, si no también para donde se predice y no ocurre. Ambos factores implican una degradación de la calidad de la predicción expresada en muy altos valores de RMSE.

La complejidad de la distribución espacial de las tormentas hace por el momento difícil la inclusión de la dependencia regional, en función de predecir el sector que está experimentando la máxima respuesta. La combinación de no-linealidad y complejidad de la

distribución espacial de las fuentes provocó la pobre calidad de la predicción del algoritmo dado por la ecuación (II.22).

### II.2.5. Modelo Empírico: 2<sup>da</sup> Aproximación.

De la discusión anterior queda clara la imposibilidad de incluir completamente la dependencia regional de la respuesta ionosférica en una simple expresión. Por esto, la segunda aproximación no incluye la modulación de la potencia auroral por el sector (tiempo local) durante la fase impulsiva de la tormenta, pero sí retiene la dependencia regional de la migración de la bolsa de composición por los campos de vientos diurnos.

Otros dos cambios hechos son la introducción de una dependencia no-lineal entre la integral de la potencia auroral y la respuesta ionosférica, y la optimización de la forma del filtro de la potencia.

El nuevo algoritmo para la determinación de la razón entre los valores tranquilos y los perturbados de foF2,  $\Phi$ , en un tiempo  $t_0$ , está dado por:

$$\Phi = a + b_1[X(t_0)] + b_2[X(t_0)]^2 + \dots + c[X(t_0)]\text{sen}(LT + \phi_1) \quad (\text{II.23})$$

donde:  $X(t_0) = \int F(\tau)P(t_0 - \tau)d\tau$ , y  $F(\tau)$  es la función de peso de la potencia auroral sobre las horas previas al evento, especificadas por la longitud del filtro,  $\tau$ . “a”, “b<sub>1</sub>”, “b<sub>2</sub>”... son coeficientes del ajuste polinomial para la relación no lineal entre la respuesta ionosférica y la potencia.  $\phi_1$  es seleccionado para obtener el máximo al amanecer.

La forma óptima del filtro fue obtenida por una técnica de regresión lineal (Detman y Vassiliadis, 1997), minimizando el error cuadrático medio entre la entrada (potencia auroral) y la salida del filtro (respuesta ionosférica). Con este objetivo se utilizaron todos los datos disponibles, incluyendo los correspondientes a las bajas potencias (condiciones no perturbadas).

En la figura II.7 se muestra la forma del filtro obtenido y el ajuste utilizado. Los valores de potencia tienen igual peso para las 30 horas previas al evento que se calcula y tiende linealmente a cero entre la hora 20 y la 30, lo que significa que, a latitudes medias, el



comportamiento ionosférico depende de la actividad auroral o geomagnética de las 30 horas previas al punto que se analiza.

La forma del filtro fue comprobada utilizando paralelamente el método de descomposición en valores singulares (Detman y Vassiliadis, 1997) y el resultado obtenido fue muy semejante, por lo cual se decidió continuar con el presente ya que ningún cambio ameritaba tomarse en consideración.

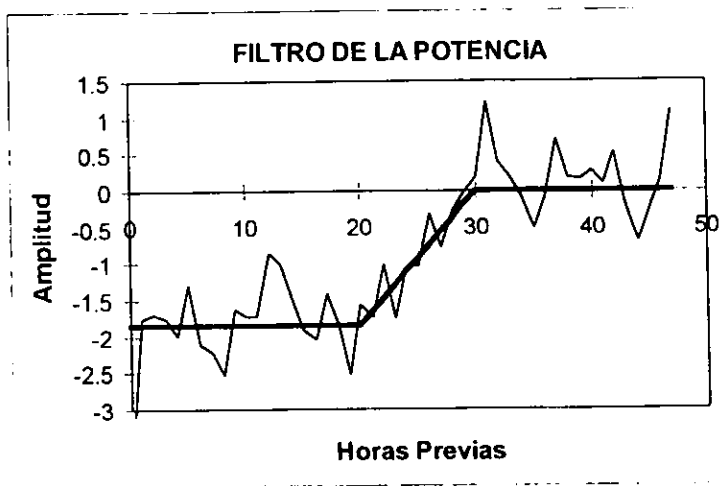


Figura II.7: Forma del filtro de la potencia obtenida por regresión lineal.

La relación no lineal entre la integral de la potencia, usando la nueva forma del filtro, y las razones ionosféricas aparece en la figura II.8. La figura muestra todos los datos horarios para las 18 tormentas para todos los sectores correspondientes al hemisferio de verano. La no-linealidad de la dependencia es obvia y es una de las razones del fracaso del 1<sup>er</sup> intento.

El mejor ajuste de esos datos nos proporciona los coeficientes "a", "b<sub>1</sub>", "b<sub>2</sub>", etc. Los residuales entre el ajuste y los datos en la figura II.8 son utilizados para determinar la amplitud de la dependencia del tiempo local, "c" en la ecuación (II.23).

Como se observa, a bajos valores de la integral de potencia (condiciones no perturbadas) la dispersión es mucho mayor, pero a medida que aumentan estos valores el ajuste mejora significativamente, lo cual se refleja en la calidad de la predicción (como veremos más adelante). Otro hecho a destacar es la bien definida fase negativa de las tormentas de verano, característica conocida y muy bien descrita en la literatura (e.g., Pröls, 1997).

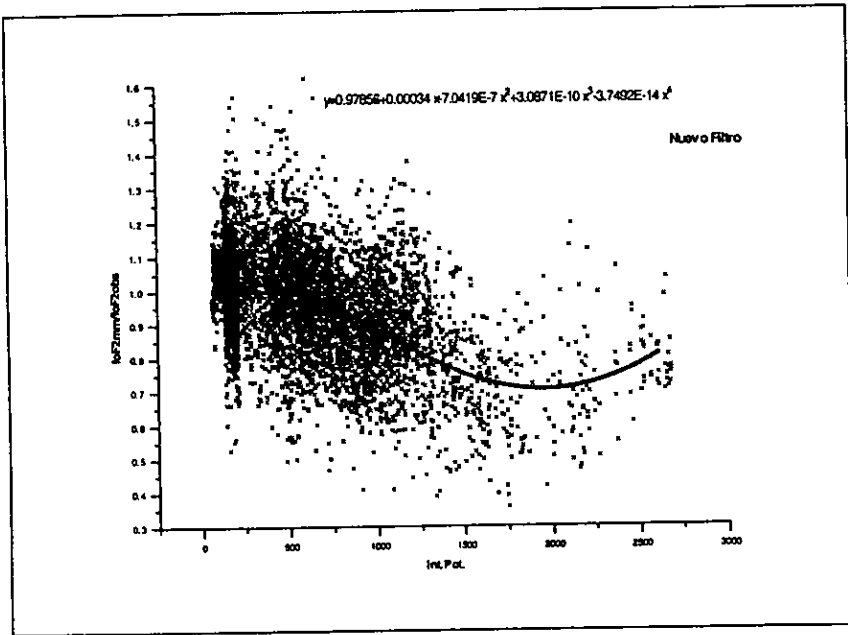


Figura II.8: Relación no lineal entre la integral de la potencia y la respuesta ionosférica.

Utilizando estos resultados se hicieron nuevas simulaciones y cálculos estadísticos, para comprobar su eficiencia. Las figuras II.9 y II.10 muestran ejemplos de los ajustes a tormentas particulares. Como en el caso de la 1ª aproximación, se seleccionaron sólo dos ejemplos de ajustes. En ambos casos destaca la tendencia del modelo a reflejar el comportamiento, aunque la resolución dista mucho de ser la misma.

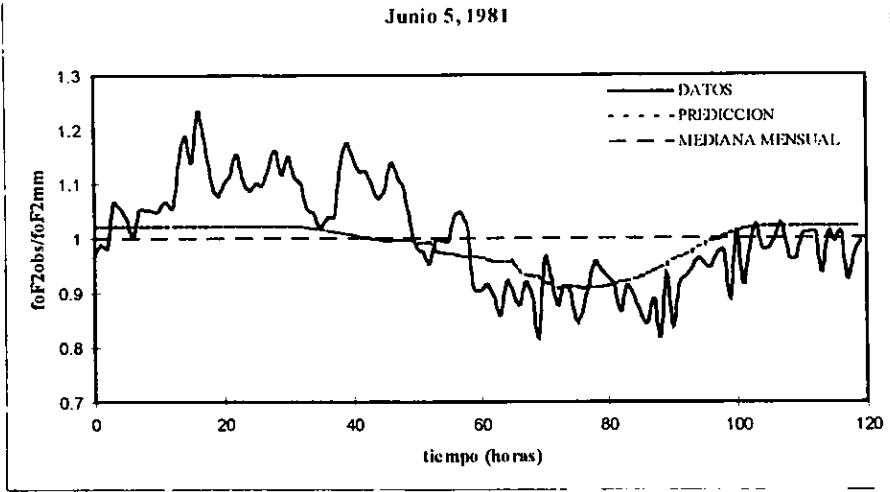


Figura II.9: Ajuste de la 2<sup>da</sup> aproximación del modelo a la tormenta de Junio 5, 1981.

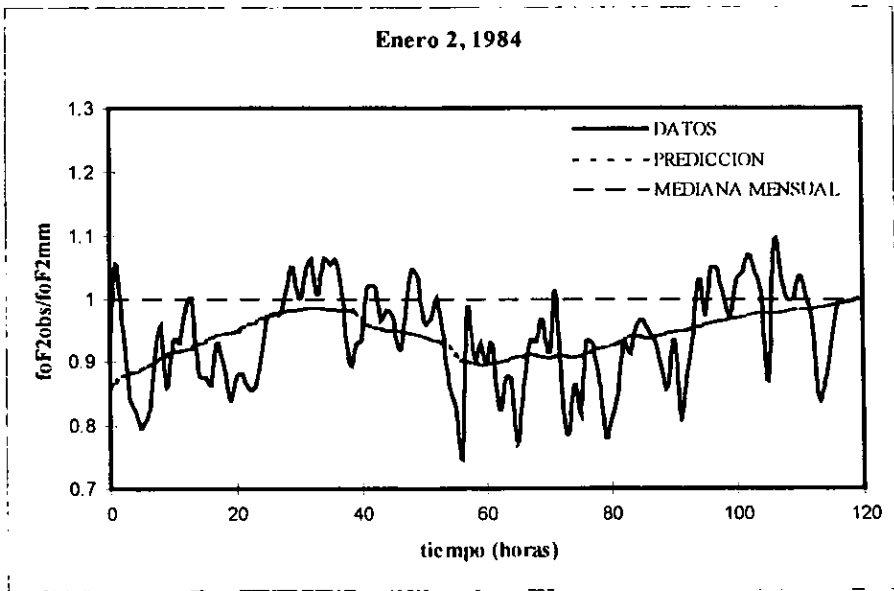


Figura II.10: Ajuste de la 2<sup>da</sup> aproximación del modelo a la tormenta de Enero 2, 1984.

La figura II.11 muestra la comparación entre la calidad de la predicción ofrecida por el IRI y por las dos versiones del modelo empírico para las 18 tormentas de la tabla II.1. En ella podemos observar que, aunque los mejores ejemplos no resultan tan buenos como con la 1<sup>ra</sup> aproximación, el promedio general muestra gran mejoría de la predicción usando la ecuación (II.23) con respecto a la predicción del modelo global IRI y de la ecuación (II.22).

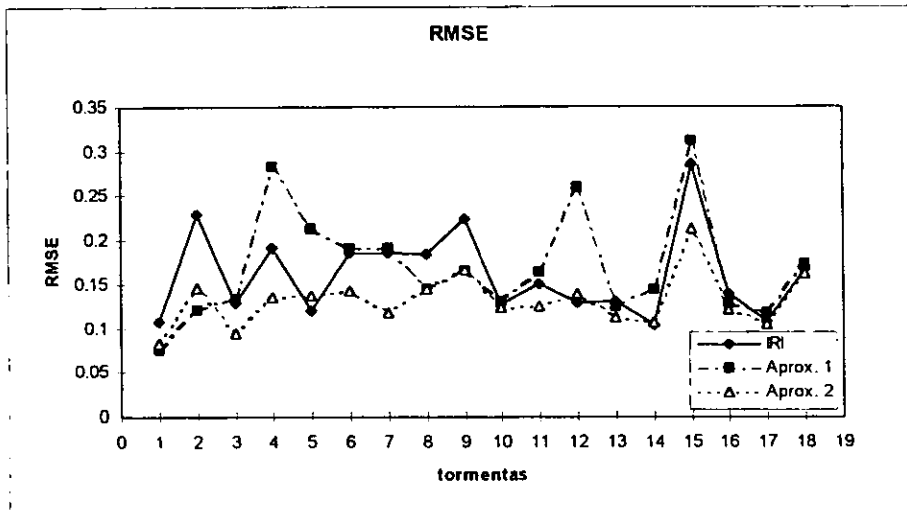


Figura II.11: Igual que la figura II.6, con los resultados de ambas aproximaciones.

Como ya fue señalado, las causas de la mejor calidad de la predicción para la 2<sup>da</sup> aproximación corresponden a la eliminación de la dependencia regional, a la optimización de la forma del filtro de potencia y a la consideración de una relación no lineal entre la integral de la potencia y los parámetros ionosféricos. Se debe insistir en que se eliminó para la segunda variante sólo la dependencia regional en función del sector con máxima respuesta, manteniendo la dependencia regional de la migración del área de perturbación de la composición.

Las variaciones de la calidad de la predicción en función de la integral de la potencia se ilustran en la figura II.12. Las predicciones climatológicas (media mensual, IRI) muestran un decremento significativo de la calidad a mayores niveles de entrada de potencia, mientras que las predicciones del nuevo algoritmo mejoran de forma substancial con respecto a éstas, a mayores valores de la integral de potencia. La segunda versión del modelo empírico reduce los valores de RMSE a valores cercanos a los correspondientes al nivel de referencia tranquilo (desviación de los datos respecto a la media mensual para condiciones tranquilas), mostrado como una línea horizontal a 0.12756.

Tal comportamiento es lógico, la media mensual se ajusta muy bien durante condiciones magneto-tranquilas (baja entrada de potencia), mientras que el modelo responde adecuadamente bajo condiciones perturbadas de la magnetosfera. La distribución real de los datos en función de la entrada de potencia aparece en la figura II.8.

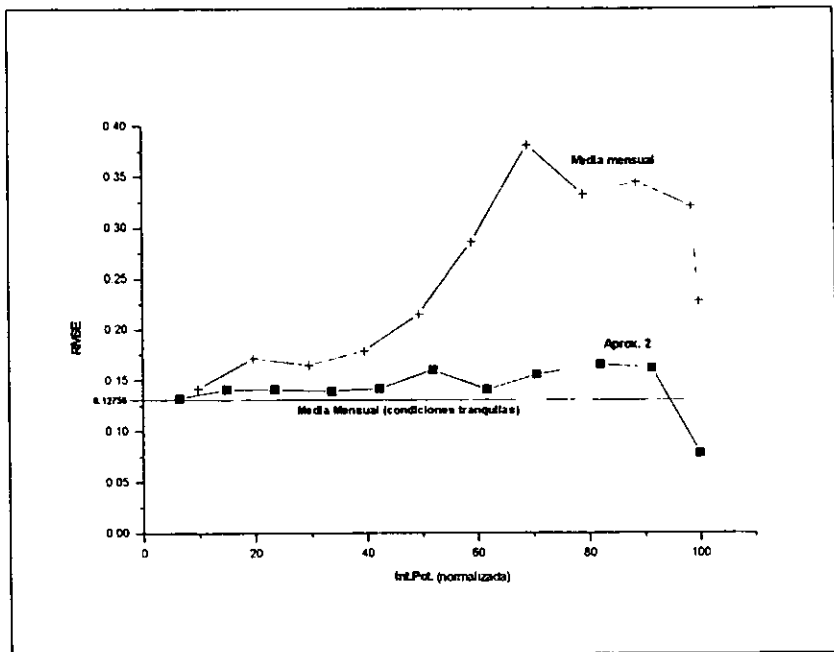


Figura II.12: Dependencia de RMSE en función de la integral de la potencia auroral.

A manera de ejemplo se presentan en la figura II.13 la variabilidad de los datos alrededor del ajuste para los casos correspondientes a los mayores niveles de entrada de potencia y a los tres grupos de tormentas. En la figura se puede observar que la mejor calidad del ajuste corresponde a las tormentas del hemisferio de verano, fundamentalmente si este coincide con el hemisferio norte.

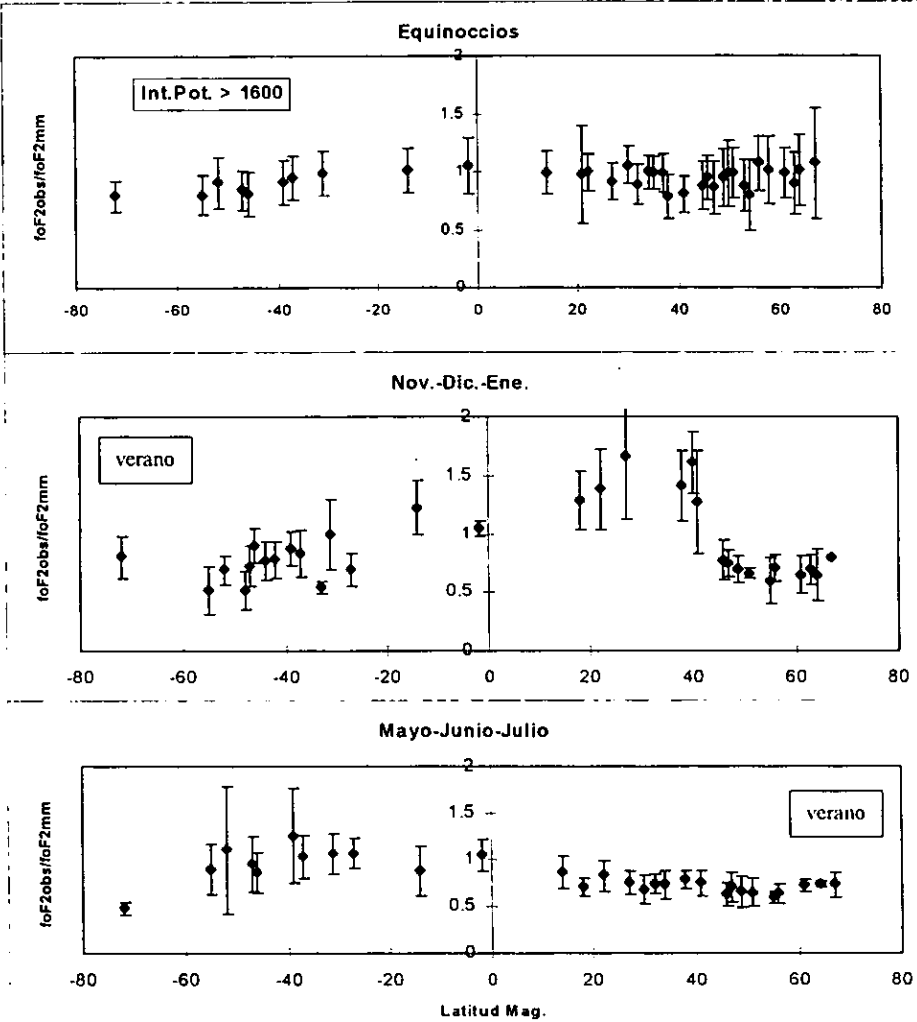


Figura II.13: Variabilidad de los datos alrededor del ajuste.

## II.2.6. Determinación de los Factores de Dependencia.

En aras de ganar en exactitud en la predicción del modelo se determinaron las dependencias de la respuesta ionosférica respecto a diferentes factores. Para esta parte del trabajo se utilizaron todos los datos disponibles, agrupándolos según las necesidades por estación del año, bandas de latitud, intervalos de la integral de potencia, etc. Como única restricción se impuso la existencia de al menos 10 horas de datos en un sólo intervalo de potencia, para que fuera tomado en cuenta.

### II.2.6.1. Dependencia del Tiempo Local.

La dependencia de la respuesta ionosférica del tiempo local, mostrada en la figura II.14, se obtuvo a través de los residuales entre el ajuste no lineal y cada uno de los puntos de la base de datos (figura II.8) correspondientes a los valores ionosféricos perturbados. Posteriormente, teniendo en cuenta la diferencia de tiempo local para cada sector, se promediaron estos resultados y se graficaron en función del tiempo.

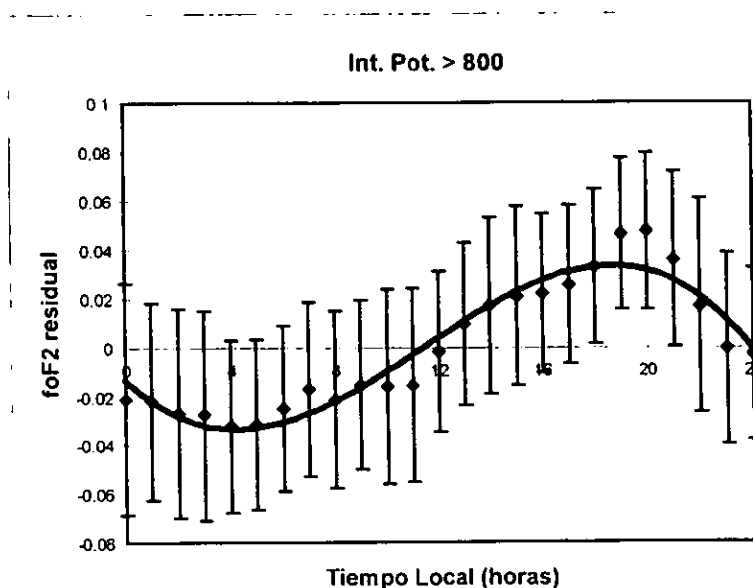


Figura II.14: Dependencia del tiempo local.

Este resultado coincide plenamente con las predicciones del modelo teórico, que atribuye esta dependencia a una oscilación latitudinal de la bolsa de composición en respuesta a la influencia de los campos de vientos, lo que provoca un mínimo cerca de las 0600 y un máximo a las 1800, tiempo local (Fuller-Rowell et al., 1998). De esta manera se garantiza que el uso de la función seno para la introducción del factor tiempo local en el algoritmo es correcto.

Para la determinación de este factor de dependencia se seleccionaron los datos correspondientes a los valores perturbados de la integral de potencia (Int. Pot. > 800), en aras de obtener la relación de forma más clara. Así nos evitamos el enorme peso, debido fundamentalmente a la muy superior cantidad de los datos en condiciones tranquilas.

#### **II.2.6.2. Dependencia Estacional y Latitudinal.**

Para obtener esta dependencia se agruparon los datos en bandas de frecuencias definidas por los siguientes límites: datos de la razón de foF2 correspondientes a valores de la integral de potencia menores que 800, entre 800 y 1200, entre 1200 y 1600 y mayores que 1600. Posteriormente se utilizaron límites equivalentes (obtenidos mediante regresión lineal) para filtros de mayor o menor amplitud.

Los resultados obtenidos aparecen en la gráfica II.15. En la parte superior aparecen las tormentas equinocciales, en la central todas las tormentas correspondientes a los meses de Mayo a Julio y en la inferior las correspondientes al intervalo Noviembre a Enero. En todos los casos se puede observar un comportamiento consistente alrededor del ecuador, aproximadamente entre los  $\pm 15^\circ$ , relacionado con el electrojet ecuatorial. Este fenómeno complica la interpretación de las gráficas por su superposición con los cambios debidos a las variaciones de la composición durante tormentas magnéticas.

Las tormentas equinocciales presentan el comportamiento típico de esta estación, sin grandes cambios para diferentes latitudes y con cierta tendencia a mostrar la fase negativa de la tormenta a mayores valores de la integral de potencia. La claridad de la respuesta aparece afectada por oscilaciones de la componente más perturbada.



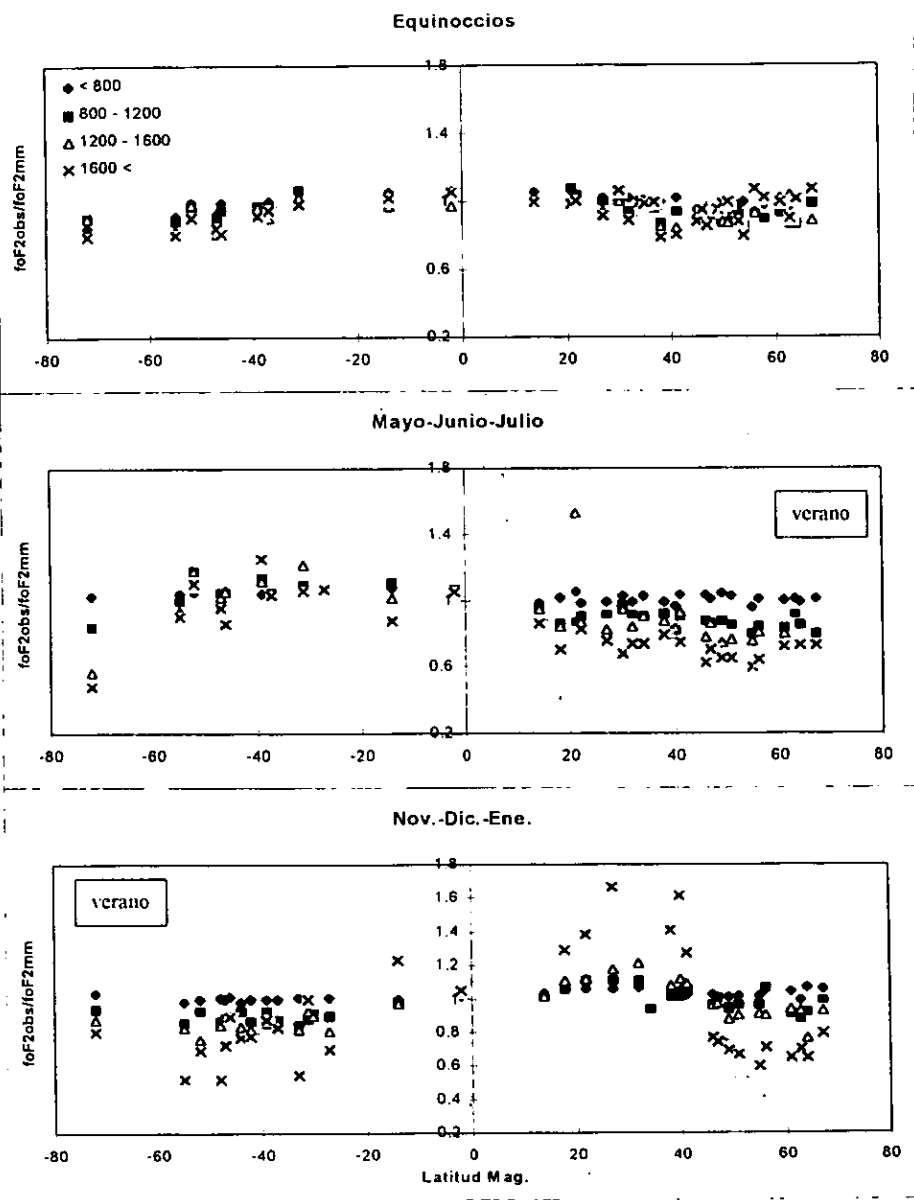


Figura II.15: Dependencia de la latitud magnética.

El análisis de los otros dos intervalos, Mayo a Julio y Noviembre a Enero, es más interesante. Tal como predice la teoría, en el hemisferio de verano se obtiene un comportamiento muy claro, con una mayor fase negativa a mayores potencias. Esto se debe a un regular decremento de la concentración iónica debida al incremento de  $N_2$  provocado por la bolsa de composición. Dado que el desplazamiento de la bolsa coincide con la tendencia general del campo de vientos, en este hemisferio no aparece ninguna manifestación opuesta.

En el caso del hemisferio de invierno el comportamiento ionosférico es más complejo. Bajo estas condiciones el movimiento de la bolsa se opone a la tendencia general de los vientos (del hemisferio de verano al de invierno), creándose una "frontera" aproximadamente a los  $45^\circ$ , dependiendo de las condiciones específicas de cada caso. Entre el ecuador y el límite entre ambas zonas ocurre, durante la fase impulsiva de la tormenta, un incremento de  $O$ , lo que da lugar a una fase positiva (*i.e.*, un incremento de las especies iónicas sobre los valores no perturbados). En las altas latitudes de invierno del hemisferio norte ocurre el fenómeno contrario, el incremento de la temperatura y la consiguiente formación de la bolsa de composición, provocan un incremento de  $N_2$ , lo que da lugar a una fase negativa. Se debe destacar el abrupto salto que ocurre bajo estas condiciones, manteniendo la misma tendencia general, para los mayores valores de la integral de potencia. Esto pudiera indicar la existencia de un proceso de acumulamiento del efecto que se "dispara" para las tormentas más intensas. Este cuadro tan complejo es el causante del comportamiento poco regular de las tormentas invernales. Se ha reportado en la literatura que bajo condiciones perturbadas el límite entre ambas zonas invernales y los bordes del electrojet ecuatorial pueden ser afectados, incluso durante el desarrollo de una misma tormenta (*e.g.*, Fejer and Scherliess, 1995), por los cambios en la circulación de gran escala de los vientos.

La gran diferencia entre las amplitudes para las diferentes estaciones y grupos de tormentas debe ser tomada con cuidado. Puede deberse al peso de una sola tormenta intensa o a la calidad de los datos. De igual manera debe ser evitada cualquier interpretación errónea de los datos de invierno de las tormentas de Mayo, Junio y Julio. Es posible observar la misma tendencia general, pero la carencia de datos de alguna estación, o la calidad de los mismos, provocan que el cuadro sea algo diferente.

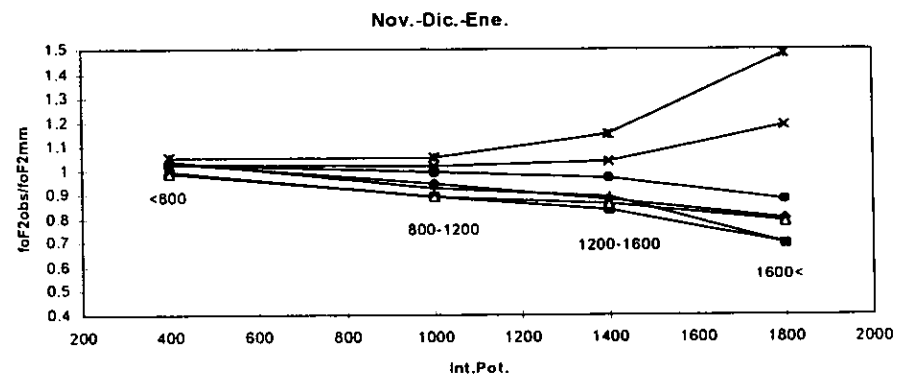
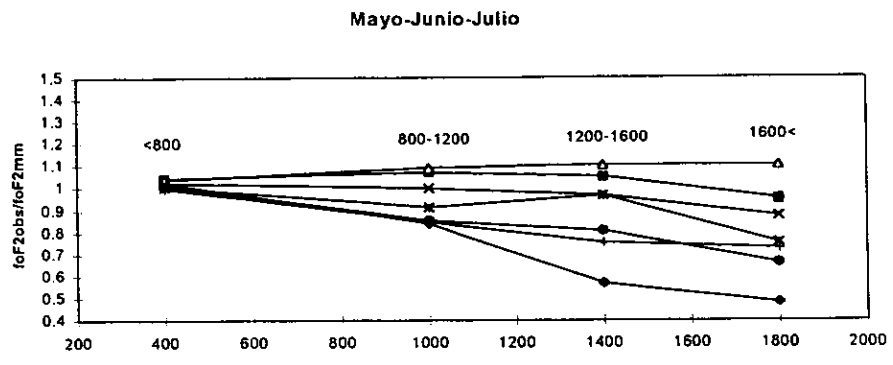
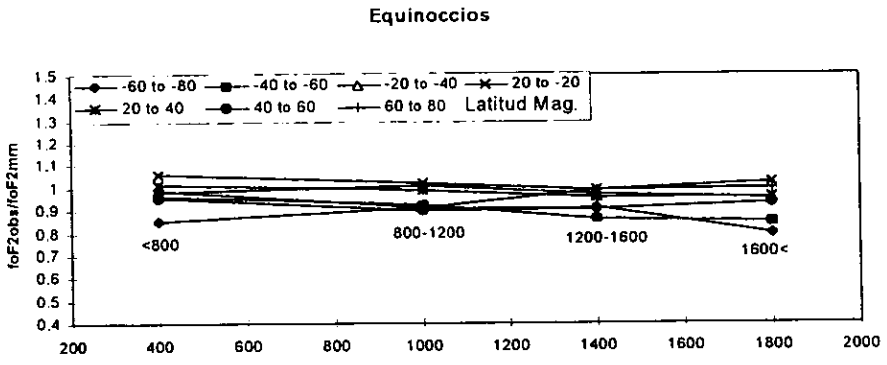


Figura II.16: Dependencia de los intervalos de potencia.

La figura II.16 es un complemento de la II.15. En este caso los datos se dividieron en función de la latitud magnética correspondientes a las bandas  $-60^{\circ}$  a  $-80^{\circ}$ ,  $-40^{\circ}$  a  $-60^{\circ}$  y  $-20^{\circ}$  a  $-40^{\circ}$  para el hemisferio sur. Intervalos equivalentes fueron utilizados para el hemisferio norte y de  $-20^{\circ}$  a  $20^{\circ}$  para la zona ecuatorial.

En esta gráfica podemos observar el mismo comportamiento ionosférico y las mismas tendencias generales. Específicamente en el panel inferior se puede observar claramente el doble comportamiento para el hemisferio invernal. Mientras la curva correspondiente a la banda de latitud magnética de  $20^{\circ}$  a  $40^{\circ}$  N presenta una fase positiva para los mayores valores de la integral de potencia, la respuesta ionosférica entre los  $40^{\circ}$  y  $60^{\circ}$ , y de los  $60^{\circ}$  a los  $80^{\circ}$  N muestra una fase negativa. El hemisferio de verano, por su parte, presenta una fase negativa consistente para todas las bandas de latitud. La misma tendencia descrita se manifiesta de forma general en el panel central.

### II.2.7. Filtro Obtenido Utilizando el Índice ap.

Debido a que por su relativa novedad se tiene, en general, un pobre conocimiento de los datos de potencia del satélite TIROS-NOOA, se decidió buscar alguna otra entrada para el modelo que fuera más conocida y asequible a la mayoría de los interesados, y que a su vez permitiera integrar de manera sencilla el modelo, como una corrección, al IRI.

La naturaleza cuasi-logarítmica del índice planetario trihorario  $K_p$  obstaculiza su tratamiento matemático, por lo que nos decidimos por su equivalente, el índice  $ap$  (cuyo promedio sobre 8 horas corresponde al índice de Amplitud Diaria Equivalente,  $Ap$ ). La relación entre ambos aparece en la tabla II.3.

<b>Kp</b>	0o	0+	1-	1o	1+	2-	2o	2+	3-	3o	3+	4-	4o	4+
<b>ap</b>	0	2	3	4	5	6	7	9	12	15	18	22	27	32
<b>Kp</b>	5-	5o	5+	6-	6o	6+	7-	7o	7+	8-	8o	8+	9-	9o
<b>ap</b>	39	48	56	67	80	94	111	132	154	179	207	236	300	400

Tabla II.3: Correspondencia entre los índices planetarios  $K_p$  y  $ap$ .

Con este objetivo se utilizaron todos los datos ionosféricos, y los correspondientes valores de  $ap$ , para obtener un nuevo filtro por el método de descomposición en valores simples (Detman y Vassiliadis, 1997). Durante el proceso de obtención del filtro se buscaron

diversas combinaciones de datos. Estos se dividieron por intervalos de potencia, por latitud y longitud, estación del año, etc. Finalmente se seleccionó el filtro más general (que incluye todos los datos ionosféricos y sus correspondientes ap), por ser el que mejor respuesta ofrece.

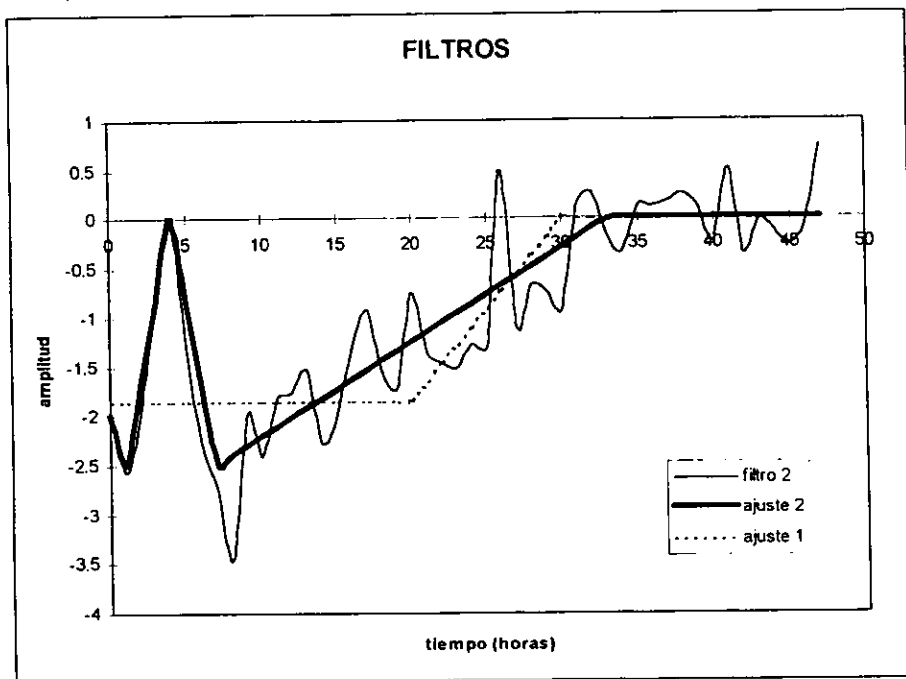


Figura II.17: Filtro 2 obtenido con el índice ap.

En la figura II.17 se muestran los datos originales de la corrida del programa, junto con el ajuste utilizado para el modelo y, como comparación, el filtro 1 con una línea discontinua. No sorpresivamente, la forma del filtro obtenido no se desvía de manera importante del filtro previo. Sólo se destaca un pico tendiente a cero en las horas más cercanas al evento (correspondientes al extremo del filtro de la integral de potencia) y cierta diferencia en la pendiente que tiende a la estabilidad.

La explicación más lógica a estas características es que el pico inicial negativo indica la presencia de cambios en el campo eléctrico, los únicos capaces de actuar a tal velocidad, mientras que el siguiente (positivo) se relaciona con el desplazamiento de ondas como las descritas en el § II.1.5. y que aparecen claramente en la figura II.1. (observar que las escalas de tiempo son equivalentes). La pendiente subsiguiente corresponde al proceso de elevación de la bolsa de composición y su desplazamiento a medida que actúan los campos de vientos, proceso que ocurre a escalas de tiempo mucho mayores.

El cuadro descrito se corresponde, en buena medida, con los supuestos teóricos, por lo que se procedió a utilizar este nuevo filtro, junto con las dependencias obtenidas, en las simulaciones posteriores. En este proceso de validación también seguimos el criterio de sólo excluir puntos que correspondieran a menos de 10 valores horarios por tormenta para cada intervalo de potencia, eliminando de esta manera la posibilidad de incluir alguna característica particular en el análisis, que pueda distorsionar los resultados generales.

#### **II.2.7.1. Análisis Comparativo.**

La figura II.18 muestra los resultados comparativos de las corridas de las diferentes variantes del modelo, incluyendo el nuevo filtro y el IRI. Estos aparecen expresados en función del RMSE (vs. latitud magnética) y, para mayor claridad, sólo se presentan los resultados correspondientes a los estados más perturbados (Int. Pot. > 1600) para cada grupo de tormentas. En los recuadros respectivos se muestran los valores del RMSE para cada modelo, tomando en consideración toda la base de datos.

La primera característica de los resultados es la mejor respuesta del modelo, independientemente de qué filtro se utilice, con respecto al IRI (media mensual). Aunque hay diferencias substanciales entre los tres grupos de tormentas, en todos los paneles se puede observar que el modelo ofrece mejor seguimiento de los datos ya sea que se analicen en función de la latitud magnética o para toda la base de datos. Una característica interesante es la similitud de los resultados obtenidos por todos los métodos para la región cercana al ecuador.

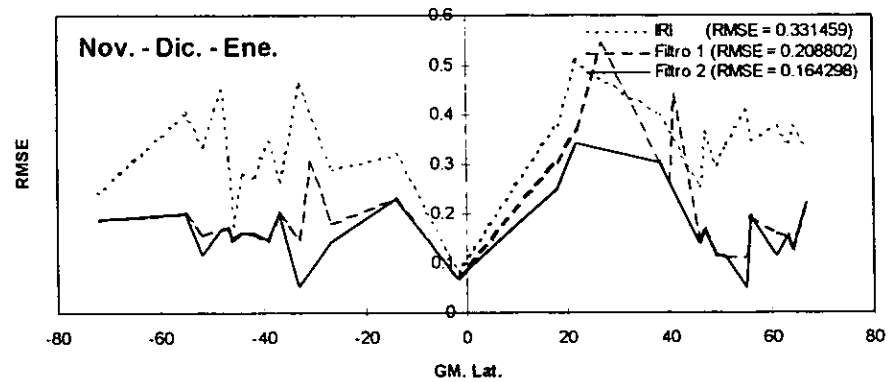
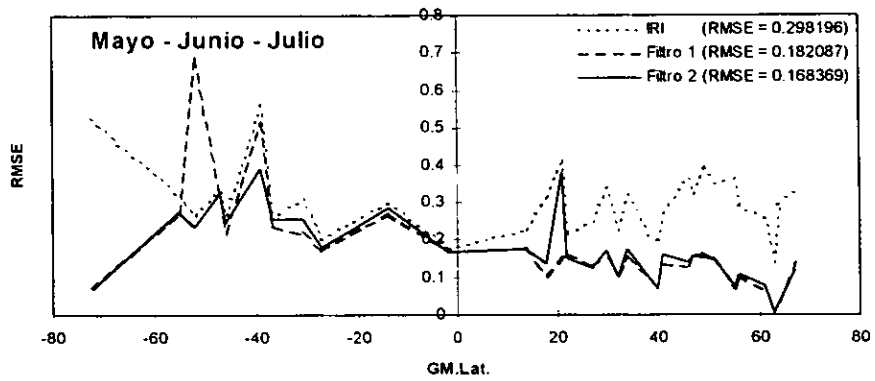
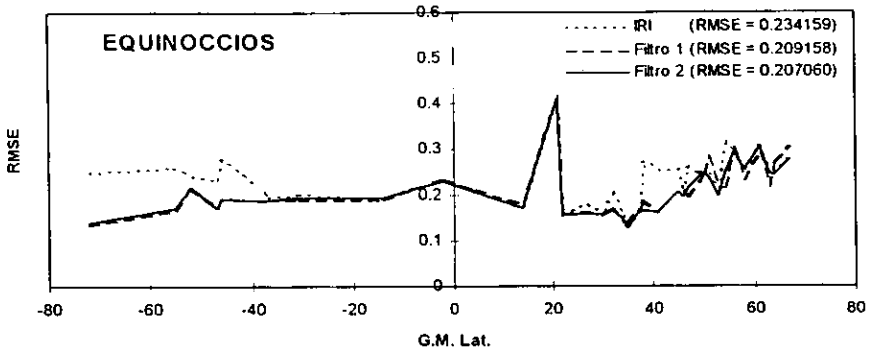


Figura II.18: Ajuste de los modelos para las diferentes épocas del año.

Por otra parte, mientras que en las condiciones equinocciales la respuesta del modelo muestra una mejoría, muy similar, de sólo el 10.7 % y 11.6 % para el filtro 1 y 2, respectivamente, en los solsticios llega a alcanzar mejoras hasta del 38.9 % para el primer filtro (M-J-J) y del 50.4 % para el segundo (N-D-E). La diferencia se debe, fundamentalmente, a la poca definición que alcanzan los procesos involucrados durante los equinoccios.

En los dos paneles inferiores (M-J-J y N-D-E) podemos observar la evidente corrección que realiza el modelo empírico, fundamentalmente en el hemisferio de verano. Como complemento a la figura II.18, la tabla II.4 muestra los valores del RMSE para cada grupo de tormentas en función de la estación del año.

MAYO - JUNIO - JULIO				NOV. - DIC. - ENE.		
RMSE	IRI	FILTRO 1	FILTRO 2	IRI	FILTRO 1	FILTRO 2
INVIERNO	0.317676	0.282367	0.242952	0.362444	0.22086	0.176108
VERANO	0.287992	0.120804	0.129302	0.302688	0.163386	0.153331

Tabla II.4: Valores comparativos del RMSE para los diferentes métodos en función de la estación del año.

La tabla anterior permite obtener una conclusión importante: excepto para tormentas del grupo M-J-J en el hemisferio de verano (valores resaltados), donde se observa que el filtro 1 tiene una ligeramente mejor respuesta (de cerca del 3 % mejor) que el filtro 2, todos los demás valores muestran que con la nueva forma del filtro y los factores introducidos, la calidad de la predicción del modelo mejora considerablemente.

#### II.2.8. Ajuste a una Tormenta no Incluida en la Base de Datos.

Siguiendo la práctica actual en la validación de modelos (Pitcock, 1978), el nuestro fue aplicado al conjunto de los datos, y a partes de este por separado. Como etapa final de este proceso de validación, el modelo se aplicó a la tormenta magneto-ionosférica de Enero 9 de 1997 (Dst = -78), que no está incluida en la base de datos. Los resultados correspondientes se muestran en la figura II.19.



Enero 9, 1997

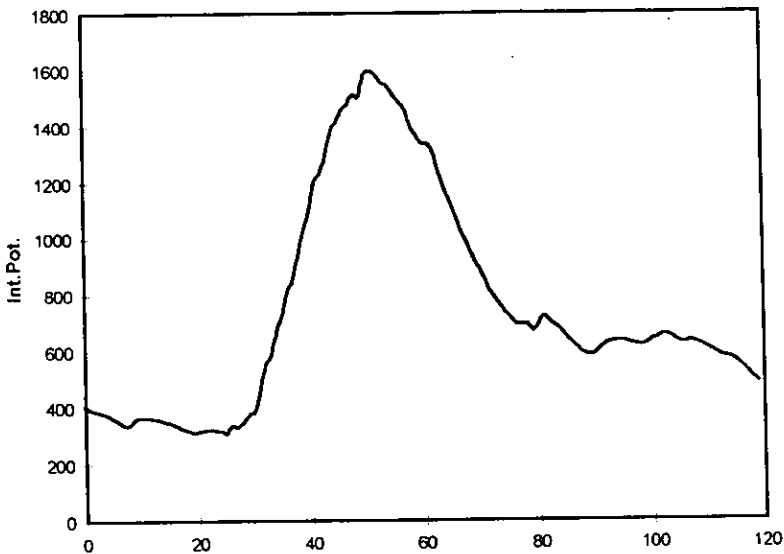
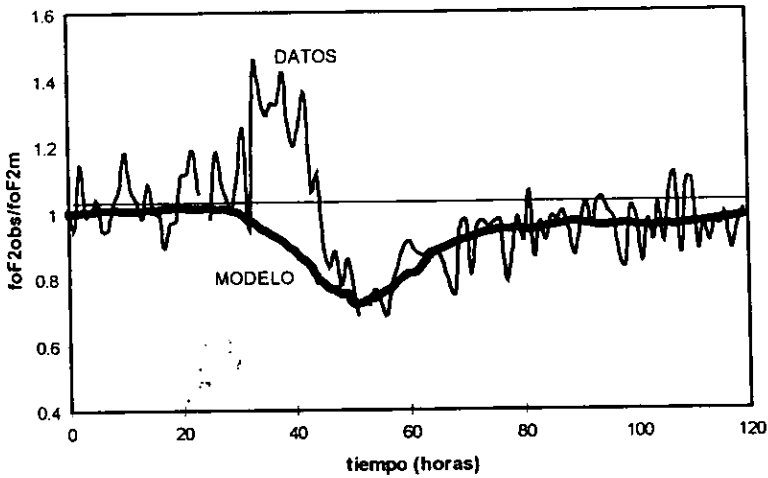


Figura II.19: Ajuste del modelo a la tormenta de Enero 9, 1997; no incluida en la base de datos.

Como se observa en la figura, el modelo responde con buena calidad a la fase negativa de la tormenta, siguiendo la tendencia general de los datos con una lógica menor resolución. Por el contrario, el modelo no es capaz de predecir el comportamiento ionosférico durante la fase positiva de la tormenta. En el acápite siguiente discutiremos las razones de este comportamiento.

La figura II.20 muestra el análisis estadístico-comparativo del ajuste del IRI y del modelo a la tormenta. Una vez más utilizamos como medida de la calidad de la predicción el RMSE, utilizando intervalos de 24 horas (los puntos en la gráfica se ubicaron cerca del valor intermedio del periodo). En el recuadro se muestran los valores del RMSE para toda la tormenta.

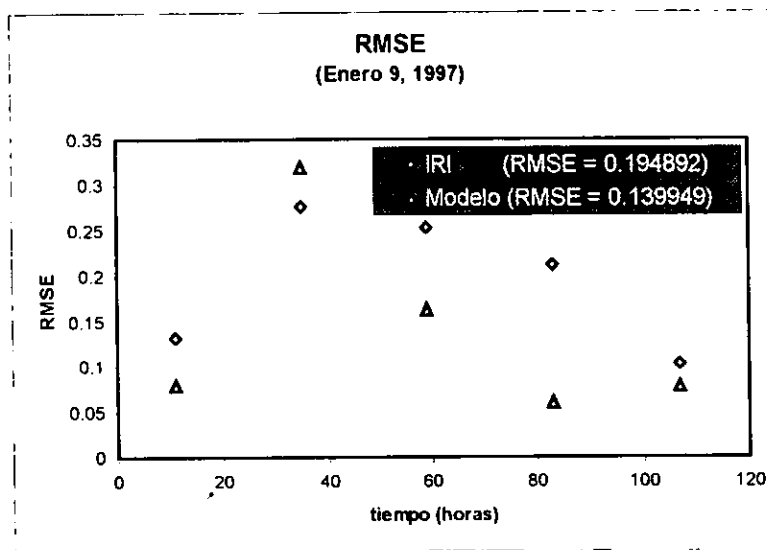


Figura II.20: Comparación estadística del ajuste del IRI y del modelo a la tormenta de Enero 9, 1997.

A pesar del fracaso del modelo para predecir la fase positiva, la calidad del ajuste obtenido para toda la tormenta (el intervalo de 5 días) es superior en cerca del 28.2 % con el modelo que con los resultados del IRI. La diferencia durante la fase positiva corresponde a un

deterioro en la predicción del modelo de algo más que el 16 % con respecto a la del IRI. El resto de los valores muestra una mejoría de la predicción con el uso del modelo empírico que abarca desde aproximadamente el 23.7 % para el último intervalo, hasta el 71.6 % para el inmediato anterior.

#### **II.2.8.1. Discusión de los Resultados del Ajuste a la Tormenta de Enero de 1997.**

El modelo empírico fue diseñado a partir de la teoría desarrollada por Fuller-Rowell, et al. (1996, 1998), que describe los cambios de composición de la atmósfera neutral y los consiguientes cambios a nivel ionosférico, incluyendo factores tales como los campos de vientos globales. Estos cambios tienen escalas de tiempo mucho mayores que los debidos, por ejemplo, a cambios en el campo eléctrico o a los vientos meridionales que surgen a consecuencia de la entrada de potencia por los óvalos aurales. Por esta razón las longitudes de los filtros obtenidos abarcan aproximadamente las 30 horas previas, lo que implica que cualquier cambio debido a factores diferentes a los cambios de composición, y con escalas mucho menores de tiempo, no serán capturados ni posteriormente reproducidos por el modelo.

La fase positiva es una característica de las tormentas que depende de diversos factores y no siempre es observada. Su origen es debido a los vientos neutrales que sólo aparecen y se mantienen durante el proceso de entrada de potencia por los óvalos aurales, y el consiguiente calentamiento. Por eso su corta duración, de algo menos de una decena de horas (equivalente al periodo real de calentamiento a altas latitudes). Existe una gran variabilidad en este factor, como se puede observar, a manera de ejemplo, en la tormenta de Enero 1997, en la que la fase positiva es un poco más de 10 horas.

Estos vientos meridionales dirigidos al ecuador, surgidos por el calentamiento relacionado con la entrada de potencia, impulsan el plasma a lo largo de las líneas de fuerza, lo que implica una elevación del material a zonas donde abunda el oxígeno atómico y decrecen las especies moleculares. De esta manera los procesos de producción se intensifican a la vez que se debilitan los de pérdida, lo que da lugar a la fase positiva de las tormentas. En el lado diurno es muy difícil de observar esta característica debido a que los campos de vientos zonales se oponen a un incremento en la producción.

Una vez que estos vientos meridionales han cesado, desaparece la fase positiva y predominan entonces los procesos de cambios de composición relacionados con el desplazamiento de la bolsa por los campos de vientos tranquilos, con escalas de tiempo y magnitudes considerablemente mayores, lo que da lugar a la fase negativa, mucho más extensa y regular, que sobrepasa por amplio margen los procesos descritos anteriormente.

La complejidad y poca constancia de los procesos relacionados con la fase positiva, más la esencia del método empírico (relacionado con el desplazamiento de la zona de composición alterada por los campos tranquilos de vientos) dan lugar a la gran divergencia que muestra el modelo con la parte positiva de la tormenta de Enero 9 de 1997. Una manera de resolver esta diferencia sería la introducción de una nueva relación, y el consiguiente filtro de menor longitud, sólo válida para las primeras horas de la tormenta y en el lado nocturno, pero esto escapa al alcance de este modelo empírico y deberá ser objeto de un estudio posterior.

## CONCLUSIONES

El modelo teórico de acoplamiento termosfera-ionosfera, CTIM, desarrollado por Pröls (1993) y extendido por Fuller-Rowell (1996), propone que la fase negativa de las tormentas ionosféricas se debe a regiones con cambios en la composición neutral. Estas zonas, conocidas como bolsas de composición, surgen en latitudes aurorales como resultado del calentamiento del aire neutral debido a la transferencia de energía magnetosférica y en respuesta a este proceso ascienden hasta regiones ionosféricas, alterando la composición, y por consiguiente los procesos de producción y pérdida de ionización. Posteriormente estas bolsas son trasladadas hacia la zona ecuatorial por los vientos nocturnos, y llevadas a las zonas diurnas por la rotación terrestre.

Basándonos en este modelo teórico se diseñó una expresión empírica que capturara, bajo diferentes condiciones, la respuesta ionosférica a perturbaciones magnéticas. El análisis estadístico de todo el conjunto de las tormentas incluidas en la base de datos indica que la primera aproximación del modelo empírico no mejora substancialmente las predicciones del modelo global IRI, establecido para condiciones no perturbadas. Las razones fundamentales de esta inconsistencia son de dos tipos: la suposición de una relación lineal entre el índice de la tormenta y la respuesta ionosférica, así como la suposición de que el máximo de entrada de energía siempre ocurre en el sector de medianoche.

Tomando en cuenta el resultado anterior, la segunda aproximación del modelo empírico no incluye la modulación de la potencia auroral e introduce una dependencia no lineal entre la integral de la potencia auroral y la respuesta ionosférica. El análisis estadístico comparativo, que ofrece resultados favorables a esta nueva aproximación, comprueba la posibilidad de obtener y usar un método empírico de corrección de la predicción ionosférica basado en los modelos teóricos de acoplamiento.

La segunda aproximación del modelo predice con alta eficacia la respuesta ionosférica durante condiciones perturbadas, fundamentalmente en latitudes medias. La expresión

obtenida requiere de la información de las 30 horas previas del índice de potencia del satélite TIROS/NOAA, o del índice  $ap$ , moduladas por un filtro diseñado para cada caso.

Se obtuvieron, a partir de la base datos creada, las correspondientes dependencias de la respuesta ionosférica del tiempo local, la estación del año y la latitud magnética, validándose todo el proceso de ajuste a través del uso de la raíz cuadrada del error medio cuadrático (RMSE), que resultó ser el método más adecuado en la evaluación de la calidad de una predicción ionosférica. Las dependencias obtenidas se corresponden en buena medida con los postulados del modelo teórico.

El modelo puede ser usado para predecir, durante una tormenta geomagnética, la divergencia que sufre la frecuencia crítica (máximo de densidad) de la capa F2,  $foF2$  ( $NmF2$ ), de una referencia apropiada en condiciones tranquilas. La calidad de los resultados obtenidos rebasa ampliamente la correspondiente a la del modelo global International Reference Ionosphere (IRI), obteniéndose, para las condiciones perturbadas, una dispersión de los datos alrededor del ajuste muy cercana a la obtenida para condiciones tranquilas alrededor de la mediana mensual.

El modelo descrito puede ser incorporado, como una corrección para condiciones magneto-perturbadas, a cualquier modelo global de referencia ionosférica (*e.g.* IRI), garantizándose de esta forma una mejor predicción de los parámetros ionosféricos fundamentales (frecuencia crítica y máximo de concentración de la capa F2) para cualquier rango de perturbación magnetosférica.

## BIBLIOGRAFIA Y REFERENCIAS

- Akasofu, S.-I., and S. Chapman. 1963. The development of the main phase of magnetic storm. *J. Geophys. Res.*, **68**, 125-129.
- Akasofu, S.-I., and S. Chapman. 1972. *Solar Terrestrial Physics*. Oxford Univ. Press, Oxford.
- Akasofu, S.-I. 1977. *Physics of Magnetospheric Substorms*. D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland.
- Akasofu, S.-I. 1981. Energy coupling between the solar wind and the magnetosphere. *Space Science Reviews*, **28**, 121-190.
- Appleton, E.V., and L.J. Ingram. 1935. Magnetic storms and upper-atmospheric ionization. *Nature*, **136**, 548-549.
- Appleton, E.V., R. Naismith, and L.J. Ingram. 1937. British radio observations during the second international polar year 1932-1933. *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A236**, 191-259.
- Arnoldy, R.L. 1971. Signature in the interplanetary medium for substorms. *J. Geophys. Res.*, **76**, 5189-5201.
- Axford, W.I. 1967. Magnetic storm effects associated with the tail of the magnetosphere. *Space Science Rev.*, **7**, 149-157.
- Banks, P.M. 1977. Observations of joule and particle heating in the auroral zone. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **39**, 179-193.
- Berkner, L.V., and S.L. Seaton. 1940. Systematic ionospheric changes associated with geomagnetic activity. *Terr. Magn. Atmos. Elec.*, **45**, 419-423.
- Bilitza, D., 1990. *International Reference Ionosphere 1990*. National Space Science Data Center, WDC A for Rockets and Satellites, Greenbelt, MD.
- Birkeland, K. 1913. *The Norwegian aurora polaris expedition 1902 - 03*, 1, H. Aschehoug, Christiania.
- Buosanto, M.J. 1995. A case study of the ionospheric storm dusk effect. *J. Geophys. Res.*, **100**, 23857-23869.
- Buosanto, M.J., J.C. Foster, A.D. Galasso, D.P. Sipler, and J.M. Holt. 1990. Neutral winds and thermosphere/ionosphere coupling and energetics during the geomagnetic disturbances of March 6-10, 1989. *J. Geophys. Res.*, **95**, 21033-21050.
- Burns, A.G., and T.L. Killeen. 1992. The equatorial neutral wind response to geomagnetic force. *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 977-980.
- Burns, A.G., T.L. Killeen, and R.G. Roble. 1991. A theoretical study of thermospheric composition perturbations during an impulsive geomagnetic storm. *J. Geophys. Res.*, **96**, 14153-14167.
- Burns, A.G., T.L. Killen, and R.G. Roble. 1992. Thermospheric heating away from the auroral oval during geomagnetic storm. *Can. J. Phys.*, **70**, 544-552.
- Burrage, M.D., V.J. Abreu, N. Orsini, C.G. Fesen, and R.G. Roble. 1992. Geomagnetic activity effects on the equatorial neutral atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **97**, 4177-4187.
- Chapman, S.C., and T.G. Cowling. 1970. *The mathematical theory of non-uniform gases*. Cambridge Univ. Press.

- Codrescu, M.V., R.G. Roble, and J.M. Forbes. 1992. Interactive ionospheric modeling: A comparison between TIGCM and ionosonde data. *J. Geophys. Res.*, **97**, 8591-8600.
- Codrescu, M.V., T.J. Fuller-Rowell, and I.S. Kutiev. 1997. Modeling the F-layer during specific geomagnetic storms. *J. Geophys. Res.*, **102**, 14315-14329.
- Cole, K.D. 1962. Joule heating of the upper atmosphere. *Aust. J. Phys.*, **15**, 223 - 235.
- Cole, K.D. 1971. Electrodynamic heating and movement of the thermosphere. *Planet. Space Sci.*, **19**, 1, 59-75.
- Colgrove, F.D., F.S. Johnson and W.B. Hanson. 1966. Atmospheric composition in the lower thermosphere. *J. Geophys. Res.*, **71**, 2227-2236.
- Conrad, J.R., and R.W. Schunk. 1979. Diffusion and heat flow equations with allowance for large temperature differences between interacting species. *J. Geophys. Res.*, **84**, 811-822.
- Davis, T.N., and R. Parthasarathy. 1967. The relationship between polar magnetic activity DP and growth of the geomagnetic ring current. *J. Geophys. Res.* **72**, 5825-5836.
- Deng Wei, and M. Föster. 1989. Changes of thermospheric composition and the response of the ionosphere during the magnetic storm of January 1974. *Gerlands Beitr. Geophys.*, **98**, 240-250.
- Dessler, A.J., and E.N. Parker. 1959. Hydromagnetic theory of geomagnetic storms. *J. Geophys. Res.*, **64**, 2239-2252.
- Detman, T.R. and D. Vassiliadis. 1997. Review of techniques for magnetic storm forecasting. *Magnetic Storm, Geophysical Monograph*, **98**. AGU. 253-266.
- Fejer, B.G., and L. Scheliess. 1995. Time dependent response of equatorial ionospheric electric fields to magnetospheric disturbances. *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 851-854.
- Foster, J.C. 1993. Storm time plasma transport at middle and high latitudes. *J. Geophys. Res.*, **98**, 1675-1689.
- Fuller-Rowell, T.J. 1984. A two-dimensional, high-resolution, nested-grid model of the thermosphere. 1. Neutral response to an electric field "spike". *J. Geophys. Res.* **89**, 2971-2990.
- Fuller-Rowell, T.J. and D.S. Evans. 1987. Height-integrated Pedersen and Hall conductivity patterns inferred from the TIROS-NOAA satellite data. *J. Geophys. Res.*, **92**, 7606-7618.
- Fuller-Rowell, T.J., and D. Rees. 1981. A three-dimensional, time-dependent simulation of the global dynamical response of the thermosphere to a geomagnetic storm. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **43**, 701-721.
- Fuller-Rowell, T.J., D. Rees, S. Quegan, R.J. Moffett, M.V. Codrescu, and G.H. Millward. 1996. A coupled thermosphere-ionosphere model (CTIM). *STEP: Handbook of Ionospheric Models*. Edited by R.W. Schunk.
- Fuller-Rowell, T.J., M.V. Codrescu, R.G. Roble, and A.D. Richmond. 1998. How does the thermosphere and ionosphere react to a geomagnetic storm?. *Magnetic Storm, Geophysical Monograph*, **98**. AGU. 203-225.
- Fuller-Rowell, T.J., M.V. Codrescu, R.J. Moffet, and S. Quegan. 1994. Response of the thermosphere and ionosphere to geomagnetic storms. *J. Geophys. Res.*, **99**, 3893-3914.



- Fuller-Rowell, T.J., S. Quegan, D. Rees, G.J. Bailey, and R.J. Moffet. 1984. The effect of realistic conductivities on the high-latitude neutral thermospheric circulation. *Planet. Space Sci.*, **32**, 469-480.
- Fuller-Rowell, T.J., S. Quegan, D. Rees, R.J. Moffet, and G.J. Bailey. 1987. Interaction between neutral thermospheric composition and the polar ionosphere using a coupled ionosphere-thermosphere model. *J. Geophys. Res.* **92**, 7744-7748.
- Fuller-Rowell, T.J., S. Quegan, D. Rees, R.J. Moffet, and G.J. Bailey. 1988. Simulations of seasonal and universal time variations of the high-latitude thermosphere and ionosphere using a coupled, three-dimensional model. *Pure and Applied Geophys.*, **127**, 189-217.
- Hafstad, L.R., and M.A. Tuve. 1929. Note on Kennelly-Heaviside layer observations during magnetic storm. *Terr. Magn. Atmos. Elec.*, **34**, 39-43.
- Hays, P.B., R.A. Jones, and M.H. Rees. 1973. Auroral heating and the composition of the neutral atmosphere. *Planet. Space Sci.*, **21**, 1, 559-573.
- Hedin, A.E., and G.R. Carignan, 1985. Morphology of thermospheric composition variations in the quiet polar thermosphere from Dynamics Explorer measurements. *J. Geophys. Res.*, **90**, 5267-5277.
- Hedin, A.E., et al. 1991. Revised global model of thermosphere winds using satellite and ground-based observations. *J. Geophys. Res.*, **96**, 7657-7688.
- Jacchia, L.G. 1959. Corpuscular radiation and the acceleration of artificial satellites. *Nature*, **183**, 1662 - 1663.
- Joselyn, J.A. and B.T. Tsurutani. 1990. Geomagnetic sudden impulses and storm sudden commencements. *EOS, Transactions*, **71**, 47. 1808-9. AGU.
- Jung, M.J., and G.W. Pröls. 1978. Numerical simulation of negative ionospheric storm using observed neutral composition data. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **40**, 1347-1350.
- Kane, R.P. 1975. Global evolution of the ionospheric electron content during some geomagnetic storms. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **37**, 601-611.
- Khol, M., and J.W. King. 1967. Atmospheric winds between 100 and 700 km and their effects on the ionosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.* **29**, 1045-1062.
- Killeen, T.L., P.B. Hays, G.R. Carignan, R.A. Heelis, W.B. Hanson, N.W. Spencer, and L.H. Brace. 1984. Ion-neutral coupling in the high-latitude F region: Evaluation of ion heating terms from Dinamics Explorer 2. *J. Geophys. Res.*, **89**, 7495-7508.
- Kirby, S.S., N. Smith, T.R. Gilliland, and S.E. Reymer. 1937. The ionosphere and magnetic storm. *Phys. Rev.*, **51**, 992-993.
- Mayr, H.G., I. Harris, and N.W. Spencer. 1978. Some properties of upper atmospheric dynamics. *Rev. Geophys. And space Phys.* **16**, 539-565.
- McPherron, R.L. 1998. The role of substorm in the generation of magnetic storm *Magnetic Storm, Geophysical Monograph*, **98**. AGU. 131-147.
- Mendillo, M., and J.A. Klobuchar. 1975. Investigations of the ionospheric F region using multistation total electron content observations. *J. Geophys. Res.*, **80**, 643-650.
- Mendillo, M., X.-Q. He, and H. Rishbeth. 1992. How the effects of winds and electric field in F2-layer storms vary with latitude and longitude: a theoretical study. *Plan. Space Sci.*, **40**, 595-606.

- Mikhailov, A.V., M.V. Skoblin, and M. Föster. 1995. Daytime F2-layer positive storm effect at middle and lower latitudes. *Ann. Geophys.*, **13**, 532-540.
- Mikhailov, A.V., Yu.L. Terenkhin, M.G. Skoblin, and V.V. Mikhailov. 1992. On the physical mechanism of the ionospheric storms in the F2 layer. *Adv. Space res.*, **12**, 10, 269-272.
- Miller, K.L., P.G. Richards, and H.Y. Wu. 1993. A global-scale study of meridional winds and electron densities in the F-region during the SUNDIAL 1987 campaign. *Ann. Geophys.*, **11**, 572-584.
- Miller, N.J., H.G. Mayr, L.H. Brace, and G.R. Carignan. 1984. Observations relating changes in thermospheric composition to depletion in topside ionization during the geomagnetic storm of September 1982. *J. Geophys. Res.*, **89**, 2389-2394.
- Millward, G.H., R.J. Moffet, S. Quegan, and T.J. Fuller-Rowell. 1993. Effects of an atmospheric gravity wave on the midlatitude ionospheric F layer. *J. Geophys. Res.*, **98**, 19173-19179.
- Perreault, P. 1974. On the relationship between Interplanetary Magnetic Field and Magnetospheric Storm and substorm. Ph.D. thesis, Univ. of Alaska.
- Perreault, P., and S.-I. Akasofu. 1978. A study of geomagnetic storms. *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, **54**, 547.
- Petersen, H. 1927. Über die temperatur in den höheren schichten der atmosphäre. *Phys. Zeitschr.*, **28**, 510-513.
- Pi, X., M. Mendillo, M.W. Fox, and D.N. Anderson. 1993. Diurnal double maxima patterns in the F-region ionosphere: substorm-related aspects. *J. Geophys. Res.*, **98**, 13677-13691.
- Pitcock, A.B. 1978. A critical look at long-term sun-weather relationship. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **16**, 3, 400-420.
- Prölss, G.W. 1980. Magnetic storm associated perturbations of the upper atmosphere: recent results obtained by satellite-borne gas analyzer. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **18**, 183-202.
- Prölss, G.W. 1981. Latitudinal structure and extension of the polar atmospheric disturbance. *J. Geophys. Res.*, **86**, 2385-2396.
- Prölss, G.W. 1991. Thermosphere-ionosphere coupling during disturbed conditions. *J. Geomag. Geoelectr.*, **43**, 537-549.
- Prölss, G.W. 1992. Satellite mass spectrometer measurements of composition changes. *Adv. Space Res.*, **12**, 10, 241-251.
- Prölss, G.W. 1993a. On explaining the local time variation of ionospheric storm effects. *Ann. Geophys.*, **11**, 1-9.
- Prölss, G.W. 1993b. Common origin of positive ionospheric storms at middle latitudes and the geomagnetic activity effect at low latitudes. *J. Geophys. Res.*, **98**, 5981-5991.
- Prölss, G.W. 1995. Handbook of Atmospheric Electrodynamics. **2**, 195-248. Ed. Volland, CRC Press/Boca Raton.
- Prölss, G.W. 1997. Magnetic storm associated perturbations of the upper atmosphere. Magnetic Storm. Geophysical Monograph, **98**, AGU. 227-241.

- Prölss, G.W., M. Roemer, and J.W. Slowley. 1988. Dissipation of solar wind energy in the earth's upper atmosphere: The geomagnetic activity effect, CIRA 1986. *Adv. Space Res.* 8, 5, 215-261.
- Quegan, S., G.J. Bailey, R.J. Moffet, and L.C. Wilkinson. 1986. Universal time effects on plasma convection in the geomagnetic frame. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 48, 25-40.
- Quegan, S., G.J. Bailey, R.J. Moffet, R.A. Heelis T.J. Fuller-Rowell, D. Rees, and R.W. Spiro. 1982. A theoretical study of the distribution of ionization in the high-latitude ionosphere and the plasmaphere: first results on the mid-latitude trough and the light-ion trough. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 44, 7, 619-640.
- Rees, D., and T.J. Fuller-Rowell. 1987. Comparisons of theoretical models and observations of the thermosphere and ionosphere during extremely disturbed geomagnetic conditions during the last solar cycle. *Adv. Space Res.* 7, 8, 27-39.
- Rees, D., and T.J. Fuller-Rowell. 1988. The CIRA theoretical thermospheric model. *Adv. Space Res.* 8, 5, 27-106.
- Rees, D., and T.J. Fuller-Rowell. 1992. Modelling the response of the thermosphere/ionosphere system to time dependent forcing. *Adv. Space Res.* 12, 6, 69-87.
- Rees, D., R. Gordon, T.J. Fuller-Rowell, M.F. Smith, G.L. Carignan, T.L. Killeen, P.B. Hays, and N.W. Spencer. 1985b. The composition, structure, temperature and dynamics of the upper atmosphere in the polar regions during October to December 1981. *Planet. Space Sci.*, 33, 1, 617-666.
- Rees, D., T.J. Fuller-Rowell, M.F. Smith, R. Gordon, T.L. Killeen, P.B. Hays, N.W. Spencer, L.E. Wharton, and N.C. Maynard. 1985a. The westward thermospheric jet-stream of the evening auroral oval. *Planet. Space Sci.*, 33, 1, 425-456.
- Rees, M.H. 1975. Magnetospheric substorm energy dissipation in the atmosphere. *Planet. Space Sci.*, 23, 2, 1589-1596.
- Rishbeth, H. 1986. On the F2-layer continuity equation. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 48, 511-519.
- Rishbeth, H. 1991. F-region storms and thermospheric dynamics. *J. Geomagn. Geoelectr.*, 43, Suppl., 513-524.
- Rishbeth, H., and O.K. Garriot. 1969. Introduction to the ionospheric physics. Academic Press, New York and London.
- Rishbeth, H., and R. Edwards. 1989. The isobaric F2-layer. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 51, 321-338.
- Roble, R.G., E.C. Ridley, and R.E. Dickinson. On the global mean structure of the thermosphere. 1987. *J. Geophys. Res.*, 92, 8745-8758.
- Roble, R.G., R.E. Dickinson, and E.C. Ridley. Global circulation and temperature structure of thermosphere with high-latitude plasma convection. 1982. *J. Geophys. Res.*, 87, 1599-1614.
- Rodger, A.S., G.L. Wreen, and H. Rishbeth. 1989. Geomagnetic storms in the Antarctic F-region. II. Physical interpretation. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 51, 851-866.
- Rostoker, G., E. Fredrich and M. Dobbs. 1998. Physics of magnetic storms. Magnetic Storm. Geophysical Monograph, 98, AGU. 149-160.

- Salah, J.E. 1993. Interim standart for the ion-neutral atomic oxygen collision frequency. *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 15, 1543-1546.
- Schlegel, K., and J.P. St.-Maurice. 1981. Anomalous heating of the polar E region by unstable plasma waves 1. Observations. *J. Geophys. Res.*, **86**, 1447-1452.
- Schunk, R.W. 1975. Transport equation for aeronomy. *Planet. Space Sci.*, **23**, 1, 437.
- Schunk, R.W., and J.C.G. Walker. 1973. Theoretical ion densities in the lower ionosphere. *Planet. Space Sci.*, **21**, 2, 1875-1896.
- Sckopke, N. 1966. A general relation between the energy of trapped particles and the disturbance field near the Earth. *J. Geophys. Res.*, **71**, 3125.
- Siscoe, G.L., V. Formisano, and A.J. Lazarus. 1968. Relation between geomagnetic sudden impulses and solar wind pressure changes- An experimental investigation. *J. Geophys. Res.*, **73**, 15, 4869-4874.
- Spurling, P.H., and K.L. Jones. 1976. The observation of the related F-region height and electron content changes at middle-latitudes during magnetic storms and their comparison with a numerical model. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **38**, 1237-1244.
- St.-Maurice, J.P., and R.W. Schunk. 1981. Ion-neutral momentum coupling near discrete high-latitude ionospheric features. *J. Geophys. Res.*, **86**, 11299-11321.
- Sugiura, M. 1964. Hourly values of the equatorial Dst for IGY. *Ann. Int. Geophys. Year*, **35**, 945.