

OCTUBRE 1981-

G E O A C T A

VOLUMEN 11

NUMERO 1



publicado por:

ASOCIACION ARGENTINA DE GEOFISICOS Y GEODESTAS

RIVADAVIA 1917

OCTUBRE 1981

G E O A C T A

VOLUMEN 11

NUMERO 1



publicado por:

ASOCIACION ARGENTINA DE GEOFISICOS Y GEODESTAS

RIVADAVIA 1917

1033 – BUENOS AIRES

PRECIO DEL EJEMPLAR \$ 35.000.-

COMISION DIRECTIVA

Presidente

Cap Frag Dr Luis M. De La Canal

Vicepresidente

Cnl Ing Carlos A. Quinteros

Secretario

Agrim Rubén C. Rodríguez

Tesorero

Lic María L. A. de Schwarzkopf

Vocales Titulares

Ing Víctor H. Padula Pintos

Dr Erich R. Lichtenstein

Dr José R. Manzano

Ing Federico Mayer

Vocales Suplentes

Ing Pastor J. Sierra

Ing Francisco Saraniti

Agrim Raúl O. Malberti

Lic Marcelo Perés

SUBCOMISION DE PUBLICACIONES

Ing Esteban Horvat

Ing Oscar Parachá

Ing Daniel A. Valencio

Dr Otto Schneider

Ing Rodolfo Martín

Ing Carlos Novogradsky

Lic Horacio Ghielmetti

Dr José Manzano

Dr José H. Hoffmann

Dr Erich R. Lichtenstein

Ing Fernando Vila

Ing Simón Gershanik

Ing Juan Castano

Editores

Ing Juvenal Llordén Ramírez

Agrim Mario Orustein

La publicación del primer número del Volumen 11 de GEOACTA ha sido financiado con subsidios del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, de la Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales de la Universidad de Buenos Aires, de la Secretaría de Estado de Minería, de la Comisión Nacional de Energía Atómica y del Instituto Nacional de Ciencia y Técnica Hídricas, que no se hacen responsables de su contenido.

En GEOACTA se incluyen las contribuciones científicas inéditas, que a juicio de la Subcomisión de Publicaciones, reúnen los requisitos necesarios para su publicación. Previa revisión en su aspecto formal, por parte de los editores, cada contribución es analizada por el miembro de la Subcomisión de Publicaciones correspondiente a la especialidad del tema. Los artículos con objeciones se devuelven a los autores para su corrección o adecuación a las Normas de Redacción y Presentación establecidas, a los efectos de su aprobación definitiva.

En este primer número del Volumen II de GEOACTA se publican trabajos presentados en la I Reunión Científica realizada en Tucumán en octubre de 1980.

Está en preparación el segundo número del Volumen II, que contendrá los demás trabajos recibidos correspondientes también a la I Reunión Científica.

ASPECTOS ACTUALES EN LOS ESTUDIOS DE LA FISICA DE NUBES

Emilio A. Caimi

Departamento de Meteorología, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

Buenos Aires, República Argentina

R E S U M E N

1° Diversas reacciones químicas entre gases de la atmósfera dan por resultado partículas sólidas solubles. Son de especial interés las que originan partículas de nitrato a partir del NO y el O₂ y las que dan lugar a partículas de sulfatos solubles. Estas últimas difieren según que las reacciones sucedan en la tropósfera, en el interior de gotas de nubes o en la estratósfera.

El origen común para todas las reacciones que conducen a la formación de partículas de sulfatos es la oxidación del SO₂ a SO₃ sea por la acción del O (oxígeno atómico), del O₃, y en el interior de las gotas de nubes por la presencia de iones de metales pesados y NH₃ que catalizan la transformación de SO₂ en SO₄.

2° La concentración de partículas de hielo en algunas nubes cuyo tope está por encima del nivel de 0°C es varios órdenes superior a la que podría esperarse considerando la de los núcleos de congelación a la temperatura del tope. Para explicar este hecho se sugiere varios mecanismos productores de partículas secundarias de hielo; a) fractura mecánica de los cristales frágiles; b) desprendimiento de astillas durante el crecimiento escarchado de las partículas; c) ruptura y fragmentación de gotas sobrenfriadas que congelan.

2 ASPECTOS ACTUALES EN ...

3° Algunas especies de bacterias que se desarrollan en lechos de hojas en descomposición o en el plánkton marino, son capaces de actuar como núcleos de congelación a temperaturas tan altas como $-1,5^{\circ}\text{C}$. Probablemente esas bacterias reducen la resistencia de las plantas a las heladas. Son alentadoras las experiencias de protección de algunas cosechas realizadas empleando bactericidas.

4° El crecimiento de gotas por coalescencia puede tratarse a través de tres modelos: continuo, estocástico y cuasiestocástico.

En todos se hace uso de la función " núcleo de colección ":

$K(a_1, a_2) = \Pi (a_1 + a_2)^2 E_c(u_1 - u_2)$. Se plantea la conveniencia de utilizar otros núcleos para el caso de que las gotas que coalescen sean del mismo tamaño.

S U M M A R Y

1st Several chemical reactions concerning atmospheric gases produce soluble solid particles. Of particular interest are the reactions conducent to the formation of nitrates starting from the gases NO and O₂.

Also important are the reactions forming particles of soluble sulfates; these reactions differ if they occur in the troposphere inside the cloud droplets or in the stratosphere. The common starting point of all of them is the oxidation of SO₂ to SO₃ by the action of O or O₃, or by the presence of heavy metallic ions in the cloud droplets which operate as catalizers in the transformation of SO₃ to SO₄.

2nd The concentration of ice particles found in some clouds whose top lies above 0°C level is several orders larger than that of ice nuclei measured at the top temperature.

Several mechanisms are proposed to explain this peculiarity: a) mechanical fracture of fragile crystals; b) ice multiplication by rime break-up; c) breaking and fragmentation of freezing supercooled drops.

3rd Several species of bacteria which grow in plant litters or in the marine plankton are good ice nucleants at $-1,3^{\circ}\text{C}$ and some of them are probably intimately involved in reducing plant resistance to freezing. There are promising trials using bactericides in order to protect crops from frost.

4th The growth of cloud droplets by coalescence is studied through three models which are : the continuous model, the stochastic model and the quasistochastic model. All of them use the kernel function: $K(a_1, a_2) = \pi (a_1 + a_2)^2 E_c(u_1 - u_2)$

It is convenient to have a non-zero kernel function which could be of environmental dependence to explain the coalescence between equally sized droplets.

INTRODUCCION

Según Soulage (1980), la Física de las Nubes nace con el descubrimiento de los núcleos de condensación atmosféricos realizada por Coulié en 1875 y por Aitken en 1880. Comienza a tomar cuerpo con los trabajos de Bergeron (1935) y Findeisen (1938) acerca del papel desempeñado por las partículas de hielo en la formación de las lluvias de las zonas templadas.

Como disciplina independiente de la Meteorología adquiere un notable incremento a partir de la finalización de la Segunda Guerra Mundial con el descubrimiento realizado por Schaefer (1946), Vonnegut (1947) y Langmuir (1948) de la posibilidad potencial de modificar artificialmente el comportamiento de las nubes precipitantes. Se contó para ello con una poderosa arma de investigación: el radar meteorológico, que permite la observación directa de fenómenos en el interior de las nubes sin provocar perturbaciones grandes o medibles.

Los temas predominantes en las distintas conferencias internacionales celebradas a partir de 1954 van señalando los hitos que jalonaron el desarrollo de la especialidad e indicaron los caminos a seguir en su avance hacia nuevas metas. La primera conferencia tuvo lugar en Zúrich convocada por Raymond Sängler, estudioso de métodos y fórmulas para combatir el granizo. Fue seguida por la conferencia de Verona en 1959 que presidió Ottavio Vittori en la que se trató exclusivamente el problema del granizo.

En 1961 se celebró la tercera conferencia en Sydney y Canberra siendo su organizador y presidente Eugene Bowen. Bowen se destacó por sus estudios sobre la naturaleza y el origen de los núcleos de congelación y las posibilidades de provocar artificialmente la lluvia. Esos fueron los temas predominantes de la reu-

nión.

Kenji Isono y Coji Magono presidieron la cuarta que se realizó en Tokyo en 1964, reunión en la que preponderaron los trabajos sobre crecimiento de cristales de hielo y los mecanismos de precipitación de meteoros.

La quinta conferencia se celebró en Toronto en 1968. Fueron sus organizadores Roland List y Walter Hitschfield. Se expuso un considerable número de trabajos sobre modificación artificial de las precipitaciones y se concluyó en la necesidad de retomar las investigaciones fundamentales y postergar momentáneamente las aplicaciones inmediatas de modificación artificial hasta tanto sus resultados pudiesen ser interpretados correctamente.

La conferencia de Londres de 1972, presidida por sir John Mason, sólo abordó temas de investigación básica y se hizo expresa exclusión de la modificación de las precipitaciones que pasó a ser motivo de tratamiento separado y es así que en Boulder, en 1976, se realizaron sucesivamente dos conferencias: una de Física de Nubes presidida por Helmuth Weickmann y a continuación otra para tratar la Modificación Artificial del Tiempo. En ambas se reveló un considerable progreso de las técnicas observacionales y en el empleo de modelos matemáticos de experimentación.

Ultimamente tuvo lugar la octava conferencia en Clermont-Ferrand y la presidió Guy Soulage. Siguiendo la tónica de Boulder tuvo lugar a continuación la tercera de Modificación Artificial. Se dió especial énfasis a la dinámica y termodinámica de las nubes, a los procesos radiantes y sus interacciones con los procesos microfísicos.

Siendo que las nubes son el resultado visible de complicados procesos de micro y macroescala, es fácil deducir que la cantidad de fenómenos que deben estudiarse configuran un campo muy

amplio y variado. Uno fundamental es el estudio de la nucleación heterogénea del agua líquida y del hielo en el seno de la atmósfera.

Con el nombre de nucleación heterogénea se designa la formación de un germen de una nueva fase, provocada por una partícula de naturaleza extraña al sistema que condensa o congela. Es un hecho conocido que la formación de las gotitas de las nubes sólo puede ocurrir por la presencia en el aerosol de la atmósfera, de partículas higroscópicas capaces de nuclear la fase líquida aún con relaciones de saturación inferiores a uno. El primer tópico a considerarse ha de referirse a los avances realizados en la interpretación de la génesis de estas partículas, a partir de reacciones entre los gases de la atmósfera.

A continuación se expone otro problema cuya explicación es buscada por los físicos de nubes: la relación entre la concentración de núcleos glaciógenos y la de partículas de hielo en las nubes. Un tercer tema lo constituye el descubrimiento reciente que comprobó que ciertas bacterias que se desarrollan entre las hojas desprendidas de los árboles y que están en descomposición en el suelo y otras que se desarrollan en el plankton marino, resultan ser muy eficientes en la nucleación del hielo a temperaturas relativamente altas.

Finalmente se hará una breve referencia a los modelos de crecimiento de gotas de nube por colisión y coalescencia, que tratan de interpretar la transformación de las gotitas en gotas de lluvia, especialmente en las denominadas nubes calientes.

FORMACION DE PARTICULAS SOLIDAS HIGROSCOPICAS A PARTIR DE REACCIONES QUIMICAS DE LOS GASES DE LA ATMOSFERA

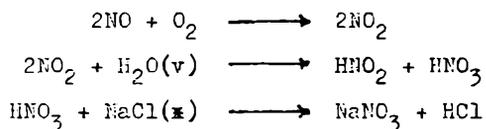
Ciertas propiedades físicas del aerosol atmosférico, como por ejemplo la constancia de su composición relativa, exigen la

presencia de fuentes y sumideros de partículas. Una de las fuentes la constituyen los gases de la propia atmósfera.

Se ha comprobado experimentalmente que en la atmósfera tienen lugar reacciones químicas denominadas "conversión gas-partícula" cuyo resultado final es la formación de un núcleo sólido de tamaño submicrónico, capaz de actuar como germen condensante del agua. Esas reacciones pueden agruparse de la siguiente manera:

Reacciones que conducen a la formación de partículas de nitratos solubles (Vohra y otros, 1970; Mohnen, 1970): Se detallan en el Cuadro N° 1.

Cuadro N°1: Reacciones de formación de nitratos solubles



(v): vapor

(x): partícula de sal marina

Reacciones que conducen a la formación de partículas de sulfatos solubles: las mismas difieren según que las partículas se originen en la tropósfera libre, en el interior de gotitas de nube o en la estratósfera.

1) En la tropósfera libre puede originarse sulfato a través de mecanismos diversos siendo los más estudiados hasta el presente:

a): por colisión entre tres cuerpos (Cadle, Powers, 1966). Los tres cuerpos en este caso son, una molécula de SO_2 , un átomo libre de oxígeno y una molécula inerte M. El SO_2 reside en la atmósfera como producto de ciertas combustiones y de erupciones volcánicas; el oxígeno atómico es el resultado de una disociación fotoquímica (incidencia de fotones) del NO_2 que da por resultado la

formación de $\text{NO} + \text{O}$. E puede ser una molécula de N_2 que debe estar necesariamente presente para que la reacción se produzca aunque esa molécula no forme parte de los productos finales.

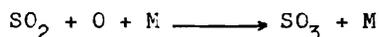
b): por generación de SO_3 en aire contaminado por el ozono (Junge, 1963).

c): como resultado de una cadena de reacciones catalizadas por la energía solar (Gerhard, Johnstone, 1955).

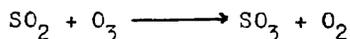
Las reacciones químicas correspondientes a los tres modos de formación del SO_3 se consignan en el Cuadro N° 2.

Cuadro N° 2 : Formación de partículas de sulfatos solubles en la tropósfera

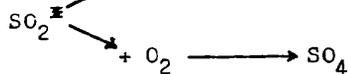
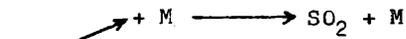
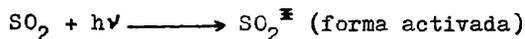
a): por colisión entre tres cuerpos



b): presencia de ozono en aire contaminado



c): por reacciones catalizadas por la energía solar



Una vez formado, el SO_3 se hidrata fácilmente en presencia de vapor de agua originando una partícula de H_2SO_4 que en presencia de vestigios de sal marina da lugar a la formación de una partícula de sulfato de sodio.

2) En el interior de gotas de nubes. Estudios realizados a bordo de aviones demostraron que la concentración de partículas de sulfatos del aerosol atmosférico aumenta considerablemente en la vecindad inmediata de las nubes en proceso de disipación. Este fenómeno puede explicarse si se considera que en el interior de las gotas de nube se producen reacciones químicas que conducen a la formación de sulfatos, los que quedan como residuos sólidos al evaporarse el agua (Hobbs, 1971).

Ha podido establecerse que la concentración de SO_2 al nivel de las nubes es algo mayor que la que debería esperarse de las determinaciones hechas a 3000 metros sobre el nivel del mar. Las medidas de los espectros de tamaños de partículas a barlovento y a sotavento de las nubes sugiere que, en algunas ocasiones, las partículas de aerosol se crean en el interior de las gotas de las nubes presumiblemente por la conversión de SO_2 en SO_4^- en la fase acuosa.

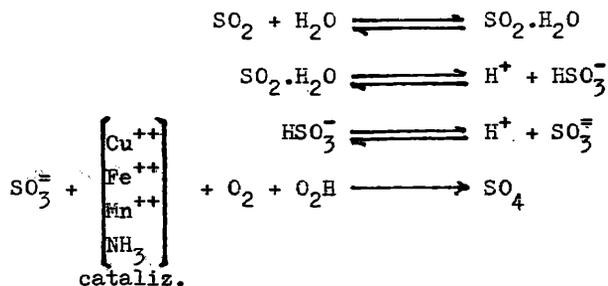
Las medidas de contenido de sulfatos en el agua de las nubes muestran ocasionalmente un significativo incremento en las muestras recogidas en el borde a sotavento con respecto a las del borde a barlovento; incluso se ha podido determinar que el grado de conversión de SO_2 a SO_4^- en el interior de una nube puede llegar a ser de 30 % por hora (Hegg, y otros, 1980).

Experiencias de laboratorio (Barrie, 1975; Barrie, Georgii, 1976) han probado que si el SO_2 y el agua destilada forman un sistema en equilibrio se producen las reacciones que se detallan en el Cuadro N° 3.

El $\text{SO}_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$ se forma en la fase líquida. La concentración del ión SO_3^- está controlada por la acidez de la solución.

La presencia simultánea de algún ión metálico pesado como el Cu^{++} , Fe^{++} ó Mn^{++} , hace que la velocidad de oxidación del SO_3^-

Cuadro N° 3 : Formación de partículas de sulfatos solubles por disolución de gases en gotas de nube



y su transformación en SO_4^- esté determinada por:

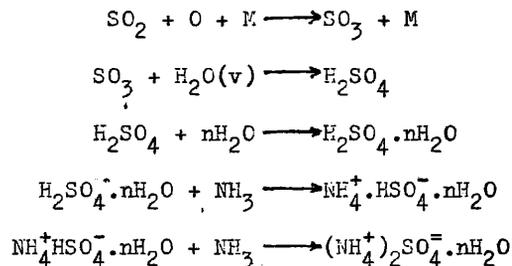
- la concentración de SO_3^- en la solución
- el tipo de ión metálico presente
- la presencia de oxígeno molecular disuelto

La formación de sulfato tiene lugar por una serie de reacciones que involucran al O_2 , al ión metálico y al radical O_2H . El NH_3 puede actuar también como catalizador positivo en la transformación de SO_3^- en SO_4^- dentro del agua. (Easter, Hobbs, 1974).

3) En la estratósfera, el proceso de conversión gas-partícula es el principal responsable de la formación de partículas de sulfatos. Sin embargo, las reacciones químicas consideradas anteriormente son demasiado lentas pese a las cantidades relativamente grandes de ozono y a la intensidad de la radiación ultravioleta que existen en la región.

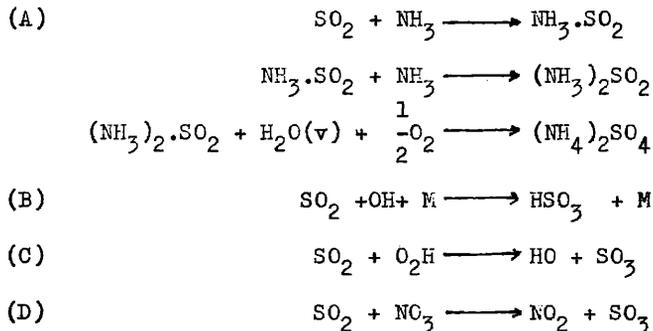
Se ha sugerido la reacción inicial entre los tres cuerpos ya mencionada, pero los átomos de oxígeno son provistos ahora por la fotodisociación de las moléculas de oxígeno. El SO_3 que resulta, en presencia de vapor de agua da lugar a un núcleo embrionario de H_2SO_4 que crece y se transforma según las ecuaciones que se indican en el Cuadro N°4.

Cuadro N° 4: Formación de partículas de sulfatos en la estratósfera



Experiencias realizadas en laboratorio (Vance, Peters, 1976) demostraron que es factible la formación de partículas de sulfatos en la estratósfera a través de compuestos intermedios como los que se indican en el Cuadro N° 5.

Cuadro N° 5: Reacciones que podrían originar partículas de sulfatos en la estratósfera



Las reacciones (B), (C) y (D) fueron propuestas por Davis (1973). En la última reacción se supone que el SO_3 resultante se hidrata rápidamente formando gotitas de H_2SO_4 algunas de las cuales se neutralizan con trazas de NH_3 ya existentes.

PROCESOS DE MULTIPLICACION DE PARTICULAS DE HIELO

Si se compara la concentración de núcleos glaciógenos con la del total de partículas del aerosol atmosférico, se concluye que la aparición de la fase hielo en las nubes deberá ser un proceso muy selectivo. Por ejemplo: a temperaturas tan bajas como -20°C en la que la concentración de núcleos glaciógenos activos (NG) es alrededor de uno por litro, la relación entre núcleos glaciógenos y partículas totales del aerosol (PA) resulta ser:

$$\frac{\text{NG}}{\text{PA}} = 10^{-6}$$

Considerando que la concentración de PA decrece con la altura, se podría esperar el mismo decrecimiento para la concentración de NG. Sin embargo no siempre es así; se han observado anomalías como:

a): sobre el continente australiano la concentración de NG es significativamente mayor entre los 13 y los 27 km de altura si se la compara con la registrada al nivel del suelo.

b): una situación análoga se observó en Colorado-USA, donde en algunas ocasiones la concentración de NG resultó muy alta en las cercanías de la corriente de chorro.

c): en el hemisferio Sur se han encontrado concentraciones altas de NG en franjas de gran longitud, con un ancho de 100 a 300 km y en capas extendidas a una altura entre 4 y 11 km.

En contraposición, se ha comprobado la existencia de algunas franjas anchas con contenido de NG marcadamente deficitario en las vecindades del Ecuador entre 10 y 12 km de altura.

De la comparación entre la concentración de NG con la de partículas de hielo que contiene una nube en dos lugares muy próximos surge algo inesperado: en muchas nubes de temperatura rela-

tivamente alta, la concentración de partículas de hielo excede en varios órdenes a la concentración de NG determinada a la temperatura del tope de la nube, esto es, a la temperatura más baja que podría esperarse en el interior de la misma. Esto equivale a decir que las teorías actuales que pretenden explicar la glaciación de las nubes están lejos de ser satisfactorias.

Una explicación podría surgir si se consideran los procesos de multiplicación del número de cristales de hielo que pueden tener lugar a partir de las partículas primitivas. Para justificarlos se han propuesto diversos mecanismos (Mossop y otros, 1972):

a)- fractura mecánica de los cristales frágiles como son las dendritas, las agujas, las láminas y las columnas capiteladas. La fractura es causada por la colisión de cualquiera de ellas con partículas de granizo blando, con cristales de hielo más grandes y por consiguiente da mayor velocidad de caída, o con gotas grandes sobrenfriadas;

b)- desprendimiento de astillas durante el crecimiento escachado de los cristales, entendiéndose por tal crecimiento el que resulta de la captura y congelación instantánea de gotas sobrenfriadas sobre la superficie del cristal;

c)- ruptura y fragmentación de las gotas sobrenfriadas en proceso de congelación.

Estudios realizados en la Cordillera de las Cascadas, USA, (Hobbs, Farber, 1972) permitieron establecer que el mecanismo de fractura puede incrementar de manera significativa la concentración de partículas de hielo en el interior de las nubes. Esta conclusión queda avalada por el gran número de fragmentos de cristales de hielo recogidos dentro de las nubes y por la observación de que más del 50% de los cristales estrellados recogidos al nivel del suelo carecían de alguna rama o de una porción de ellas,

esto es que aparecían como cristales con amputaciones. Una situación similar se constató con los cristales planos que aparecieron privados de sectores completos y también las agujas con sus extremos fracturados. Incluso cristales agrupados en conjuntos radiales de varios tipos mostraron ausencia de partes enteras.

Algunas observaciones experimentales demostraron que la fractura y fraccionamiento de gotas sobrenfriadas en procesos de congelamiento, podría ser un mecanismo multiplicador de hielo muy eficiente. Pero ha podido constatararse (Ono, 1972) que el diámetro requerido para que la gota emita una espiga y se rompa, tiene que ser igual o mayor a 250 micrómetros.

Otras experiencias indicaron que el resquebrajamiento y subsiguiente estallido de la gota puede producirse con diámetros de gotas entre 50 y 100 micrómetros si la temperatura queda comprendida entre -20°C y -32°C (Hobbs, Alkezweeney, 1968). Al parecer, la ruptura de las gotas depende de la rotación sobre sí mismas durante la congelación, si su estado permite o no una dispersión radial uniforme del calor latente de congelación. Este descubrimiento abre algunos interrogantes acerca de la validez de ciertas experiencias con gotas que congelan en túneles de viento manteniéndolas suspendidas mediante una fibra y en posición fija. En tales condiciones, la parte inferior de la gota estará más fría que la superior por estar más ventilada.

Se ha observado en túneles de baja temperatura que si una gota cae con su velocidad terminal, inmediatamente a su nucleación, lo hace rotando sobre sí misma mientras recorre un camino helicoidal (Pitter, Pruppacher, 1973), provocando de esa manera una pérdida de calor en sentido radial y aproximadamente simétrica al menos en los estados iniciales de su congelamiento.

Ultimamente se han aportado evidencias experimentales en fa-

vor de la hipótesis de la ruptura de las gotas que congelan, sin necesidad de la emisión de una espiga o astilla. Se comprobó en efecto, que agregando deliberadamente a las gotas ciertas impurezas como podría ser el $\text{NH}_3 \cdot \text{HCl}$, la estructura del hielo se debilita y el caparazón externo se deforma y se rompe antes de alcanzar tamaños más grandes (Mossop, 1980).

Resultan curiosos los resultados obtenidos con gotas de agua sobrenfriadas que hacen impacto sobre una superficie de hielo en proceso de escarchamiento. En algunas ocasiones se observó una copiosa producción de astillas y en otras un resultado totalmente negativo. Esto parece depender de varios factores:

- a)- la distribución de tamaños de las gotas
- b)- el contenido de agua líquida
- c)- la velocidad con que las gotas chocan sobre el hielo escarchado.

Observaciones realizadas en cámaras de nubes con un contenido de agua líquida de 1 gramo por metro cúbico, constituido por gotitas cuyo diámetro quedaba comprendido entre 5 y 45 micrómetros y concentración de 500 por centímetro cúbico, se obtuvo una producción significativa de astillas de hielo únicamente cuando la temperatura estuvo comprendida entre -3°C y -8°C ; con diámetros de gotas mayores que 24 micrómetros y velocidades de impacto entre 1,4 y 3,0 metros por segundo (Hallet, Mossop, 1974; Mossop, 1976).

Un factor importante en la producción de partículas secundarias de hielo sería la estructura de las corrientes ascendentes, que regularían el momento de su producción. En efecto, el flujo de partículas de granizo blando que atraviesa el espesor de una nube comprendido entre -3°C y -8°C depende de dicha estructura. Medidas directas efectuadas en el interior de un cúmulus en pro-

ceso de disipación constataron una concentración de partículas de granizo blando igual a 50 por litro en el nivel de -13°C . Una concentración de ese valor debe considerarse como muy alta; sin embargo, al originarse una nueva torre nubosa a través de las celdas decadentes ya existentes, se alcanzó a medir en su interior, una concentración de 1000 cristales pequeños de hábito columnar por litro (Keller, Sax, 1980).

Otro factor que debe considerarse es el hábito cristalino de las partículas de hielo el cuál es propio de las temperaturas en las que el crecimiento escarchado va acompañado por una abundante producción de astillas. La interacción entre esas formas cristalinas extremas y las gotas podría ser causa de producción de otras partículas de hielo más pequeñas. Esta explicación tiene su justificación en estudios de la estructura de la escarcha que forman las gotas sobrenfriadas de 140 micrómetros de diámetro que chocan sobre una superficie de hielo a -3°C , con una velocidad de choque de 2,5 metros por segundo y siendo la temperatura del aire circundante de -11°C . En estas condiciones de temperatura alta del depósito de hielo y de baja velocidad de las gotas que chocan, la escarcha que se deposita es de poca densidad y está constituida fundamentalmente por espigas columnares frágiles que se rompen y se esparcen fácilmente con el choque de las gotas. Al respecto se observó que ciertas nubes contienen concentraciones altas de partículas de hielo irregulares, que observadas al microscopio revelaron ser pequeñas agrupaciones de escarcha. Sobre la base de las condiciones de ocurrencia, distribución de tamaños y morfología, su origen puede explicarse muy bien por el proceso de ruptura por el choque de las gotas contra el hielo escarchado. Este proceso conduce a una rápida glaciación de la nube que a su vez puede incrementar o disminuir la producción de precipitación según sean

las condiciones (Vali, 1980).

Se ha sugerido también, que la iniciación de la fase hielo en las nubes cuya glaciación tiene lugar a temperaturas relativamente altas, puede ser el resultado de la nucleación por contacto de las gotas sobrefriadas ubicadas en los bordes de las nubes (Young, 1974). En efecto, las partículas de arcilla muy secas cuyos diámetros oscilan entre 0,1 y 30 micrómetros tienen capacidad de nuclear gotas de agua sobrefriada a temperaturas de -3°C a -4°C .

HOJAS DE ARBOLES EN DESCOMPOSICION, PLANKTON Y BACTERIAS;
FUENTES DE NUCLEOS DE CONGELACION

Hace muy pocos años pudo comprobarse experimentalmente que ciertos suelos con alto contenido de materia orgánica son capaces de aportar a la atmósfera una cantidad mayor de núcleos de congelación que otros de menor contenido de esas sustancias. Puesto que los compuestos orgánicos de los suelos derivan principalmente de la vegetación, comenzó a estudiarse cualitativa y cuantitativamente la contribución de los vegetales y sus detritus a la población total de núcleos formadores de hielo. Se llegó a demostrar que las hojas en descomposición producen abundantes núcleos de congelación activos a temperaturas relativamente altas: -4°C .

Mucho más recientemente se ha observado que una gran cantidad de esos núcleos se encuentran asociados naturalmente con algunas especies de bacterias (Maki, Garvey, 1975) y con el plankton marino además de los lechos de hojas en descomposición; de allí la clasificación de estos núcleos biogénéticos en tres grupos (Schnell, 1976):

- Núcleos derivados de bacterias (NBD)
- Núcleos derivados del océano (NDO)
- Núcleos derivados de las hojas (HDH)

Algunos NDB son capaces de iniciar la congelación en el interior de gotas de agua a temperaturas tan altas como $-1,3^{\circ}\text{C}$ y cada centímetro cúbico de cultivo puede dar origen a 10^8 núcleos activos a -5°C (Fresh, 1973). Hasta el presente son muy pocas las especies de bacterias que han demostrado poseer esta propiedad.

Un componente de los NDB deriva de los cuerpos de una o más especies de bacterias marinas. Estas bacterias han sido aisladas en el aire marino, en las nieblas oceánicas y en los cultivos de plankton. Casi todas ellas cuando crecen en cultivo pueden inducir la congelación de gotas sobrenfriadas a -2°C .

Un aspecto curioso pero de innegables repercusiones biológicas y económicas es la observación de que la presencia de bacterias nucleantes de hielo en vegetales como cereales, lechuga y poroto hace incrementar la sensibilidad de los mismos a las heladas (Lindow y otros, 1975). Se han realizado experiencias haciendo decrecer la población natural de bacterias en un campo sembrado de maíz, mediante la pulverización de estreptomicina. Dichas experiencias demostraron que la susceptibilidad de las mieses a la helada se reduce considerablemente.

MODELOS DE CRECIMIENTO DE GOTAS DE NUBE POR EL PROCESO DE COALESCENCIA

Uno de los procesos por los que las gotas de nubes se transforman en gotas de precipitación es el crecimiento por colisión y ulterior coalescencia con gotas más pequeñas. En el caso de nubes calientes (temperatura mayor que 0°C) es tal vez el único proceso que justifica la producción de la precipitación.

El estudio teórico parte de considerar el modelo siguiente: la gota colectora de radio a_1 y velocidad terminal de caída u_1 , barre un cilindro en cuyo interior hay gotitas de radio a_2 y ve-

locidad terminal u_2 . No todas las gotitas que yacen en el cilindro son colectadas por la gota grande, habrá una eficiencia de colección que depende de los radios de las dos gotas.

La variación temporal de la masa de la gota que crece por captura de gotitas queda expresada por:

$$\frac{dm_1}{dt} = \pi (a_1 + a_2)^2 E_c (u_1 - u_2) w$$

donde,

E_c es la eficiencia de colisión,

w el contenido de agua líquida en forma de gotitas de radio

a_2

Se denomina núcleo de colección $K(a_1, a_2)$ a la expresión:

$$K(a_1, a_2) = \pi (a_1 + a_2)^2 E_c (u_1 - u_2)$$

Para simplificar se considera que la nube está constituida inicialmente por N gotas de masa m_1 y N' gotitas de masa m_2 . Se establece además que $m_1 \gg m_2$ y $N' \gg N$ y que la coalescencia es sólo posible entre gotas y gotitas. Con estas suposiciones, la masa de las gotas aumenta pero el número N permanece constante.

Se pretende describir como crecen las N gotas para lo cual el núcleo de colección resulta solamente función de m_1 , o sea:

$$K(a_1, a_2) = K(m)$$

De acuerdo a la interpretación física que se le otorgue a la expresión

$$\frac{K(m)}{V} N' dt \quad (\#)$$

siendo V el volumen de la nube, se tienen modelos para el tratamiento teórico de la coalescencia a saber (Gillespie, 1975):

- a)- (#) es el número de gotitas que colecta cualquier gota de masa m en el intervalo de tiempo dt . Corresponde al modelo denominado continuo
- b)- (#) es la probabilidad de que cualquier gota de masa m

colecte una gotita en el lapso dt . Corresponde al modelo estocástico puro. En este modelo el espectro de gotas varía con el tiempo. El primitivo espectro monomodal se transforma en otro bimodal correspondiendo la nueva moda a los tamaños de las gotas de lluvia.

- c)- (\times) es la fracción de gotas de masa m que recolecta una gotita en el lapso dt . Se lo denomina modelo cuasi estocástico

Al observar la expresión del núcleo de colección $K(a_1, a_2)$ se plantea la cuestión siguiente: cuando la gota colectora y la colectada son de igual tamaño el núcleo resulta igual a cero. Estudios recientes (de Almeyda, 1980) introdujeron diferentes condiciones de entorno que demostraron que gotas de igual tamaño pueden también chocar y coalescer y que esas colisiones dependen de las condiciones impuestas. Corresponde por lo tanto modificar la definición dada para el núcleo de colección o introducir otros que contemplen todos los casos.

BIBLIOGRAFIA

- Barrie L.A.; 1975: An experimental investigation of the absorption of sulphur dioxide by cloud and raindrops; Berichte des Institut für Meteorologie und Geophysique, Univ. Frankfurt.
- Barrie L.A., Georgii H.W., 1976: An experimental investigation of the absorption of sulphur dioxide by water drops containing heavy metals; Atmosph. Environm., 10, 743.
- Bergeron T., 1935: On the physics of cloud and precipitation; Proc. 5th. Assembly UGGI, Lisboa. vol. 12, 156.
- Cadle R.D., Powers J.W., 1966: Some aspects of atmospheric chemical reactions of atomic oxygen; Tellus, 18, 176
- de Almeyda F.C., 1980: The non-zero cloud droplet kernel function and its environmental dependence; Communications a la VIII Conference International sur la Physique des Nuages, Clermont-Ferrand; p. 59
- Easter R.C., Hobbs P.V., 1974: The formation of sulphates and the

- enhancement of cloud condensation nuclei in clouds; *Jr. atmos. sci.*, 31, 1586.
- Reindeisen W., 1938: Die kolloidmeteorologischen Vorgänge bei der Niederschlagsbildung; *Met. Zeits.*, 55, 121.
- Ressh R.W., 1973: Microbial production of freezing nuclei from decomposing tree leaves; Report AR 106, Dep. of Atmos. Resour., Univ. of Wyoming.
- Friend J.P., Meifer R., Trichon M., 1973: On the formation of stratospheric aerosols; *Jr. atmos. sci.*, 30, 465.
- Bernhard E.R., Johnstone H.F., 1955: Photochemical oxidation of sulphur dioxide in air; *Ind. Eng. Chem.*, 47, 972.
- Gillespie D.T., 1975: Three models for the coalescence growth of cloud droplets; *Jr. atmos. sci.*, 32, 600.
- Ballet J., Mossop S.C., 1974: Production of secondary ice particles during the riming process; *Nature*, 249, 26.
- Hegg D.A., Hobbs P.V., Radke L.F., 1980: A preliminary study of cloud chemistry; *Communications a la VIII Conference Internationale sur la Physique des Nuages, Clermont-Ferrand*, p. 7.
- Hobbs P.V., 1971: Simultaneous airborne measurements of cloud condensation nuclei and sodium-containing particles over the ocean; *Quart. jr. roy. meteor. soc.*, 97, 263.
- Hobbs P.V., Alkezweeny A.J., 1968: The fragmentation of freezing water droplets in free fall; *Jr. atmos. sci.*, 25, 881.
- Hobbs P.V., Farber J., 1972: Fragmentation of ice particles in clouds; *Jr. rech. atmos.*, 6, 245.
- Junge C. E., 1963; *Air chemistry and radioactivity*; Academic Press, Nueva York.
- Heller V.W., Sax R.I., 1960: Observational evidence for secondary ice generation in a deep convective cloud; *Communications a la VIII Conference Internationale sur la Physique des Nuages Clermont-Ferrand*; p. 209.
- Langmuir I., 1944: The production of rain by a chain-reaction in cumulus clouds at temperatures above freezing; *Jr. meteor.*, 5, 175.
- Window S., Barchet R.W., Upper C.d., 1975: The relationship between populations of bacteria active in ice nucleation and frost sensitivity in herbaceous plants; *EOS Trans. Agu.*, 56, 994.
- Yaki L.R., Garrey D.M., 1975: Bacterially induced ice nucleation; *EOS Trans. Agu.*, 56, 994.

- Mohren V.F., 1970: Preliminary results on the formation of negative small ions in the troposphere; *Jr. geophys. resear.*, 75, 1717.
- Mossop S.C., 1976: Production of secondary ice particles during the growth of graupel by riming; *Quart. jr. roy. meteor. soc.*; 102, 45.
- Mossop S.C., 1980: The mechanism of secondary ice particle production during the growth of rime; *Communications a la VIII Conference International sur la Physique des Nuages, Clermont-Ferrand*, p. 117
- Mossop S.C., Cottis R.E., Bartelett E.M., 1972: Ice crystals concentration in cumulus and stratocumulus clouds; *Quart. jr. roy. meteor. soc.*, 98, 105
- Ono A., 1972: Evidence on the nature of ice crystal multiplication processes in natural clouds; *Jr. recherc. atmos.*, 6, 399.
- Pitter R.L., Eruppacher H.R., 1973: Numerical study of viscous flow past a thin oblate spheroid at low and intermediate Reynolds number; *Quart. jr. roy. meteor. soc.*, 99, 540.
- Schaeffer V.J., 1946: The production of ice crystals in a cloud of supercooled droplets; *Science*, 104, 457.
- Schnell R.C., 1976: Bacteria acting as natural ice nucleants at temperatures approaching -1°C ; *Bull. amer. meteor. soc.*, 57, 1356.
- Soullage G., 1980: Preface; *Communcations a la VIII Conference International sur la Physique des Nuages, Clermont-Ferrand*, p. V.
- Vance J.L., Peters L.K., 1976: Comments on the direct aerosol formation of ammonia and sulphur dioxide; *Jr. atmos. sci.*, 33, 1824.
- Vali G., 1980: Ice multiplication by rime breakup; *Communications a la VIII Conference International sur la Physique des Nuages, Clermont-Ferrand*, p. 227
- Vohra K.G., Vasudevan K.N., Nair P.V., 1970: Mechanisms of nucleus forming reactions in the atmosphere; *Jr. geophys. reser.*, 75, 2951.
- Vonnegut E., 1947: The nucleation of ice formation by silver iodide; *Jr. appl. phys.*, 18, 593.
- Young K.C., 1974: The role of contact nucleation in ice phase initiation in clouds; *Jr. atmos. sci.*, 31, 768.

ACOPLAMIENTO DE LA ALTA Y BAJA IONOSFERA DURANTE LA TORMENTA
GEOMAGNETICA DEL 26 DE MARZO DE 1976. (*)

José R. Manzano^{**}, Olga I. Pintado^{***}, Rodolfo G. Ezquer^{***}
y Ana C. Martínez de Garat.^{***}

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

RESUMEN

Se realiza el análisis comparativo del comportamiento de diferentes parámetros de las regiones D, E y F para Tucumán durante la tormenta del 26 de marzo de 1976. Para el estudio de las capas E y F se trabajó con registros del sondador vertical. Para la región D se infiere el comportamiento de la misma a través de registros de fase y amplitud en señales de muy baja frecuencia emitidas por la estación NAA. El rasgo más saliente del presente estudio indica que la perturbación ionosférica que, iniciada en la zona auroral de la región F y propagada hacia bajas latitudes en camino horizontal, también mostraría una componente vertical que llega a afectar la región D. En la comparación de parámetros indicadores de concentración electrónica se observa comportamiento tanto en fase como en contrafase.

ABSTRACT

A comparative analysis of the behaviour of the D, E and F regions physical parameters over Tucumán for the 26 of march, 1976 storm, has been realized. Tucumán vertical sounder records were used for the E and F regions data. The behaviour of D region has been inferred through phase and amplitude records of VLF signals emitted by the NAA station. One important feature of the present study indicates that the ionospheric perturbation, with origin in the auroral zone and propagating equatorward in a horizontal way, would also show a vertical component reaching the D-region. After comparing parameters indicating electron concentration changes a behaviour in phase as well as in counterphase has been observed.

* Trabajo subvencionado parcialmente por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) a través del Programa Nacional de Radiopropagación.

** Miembro de la Carrera del Investigador del CONICET.

*** Becarios del CONICET.

INTRODUCCION

El problema de entender los mecanismos que operan en la atmósfera superior tanto neutra como ionizada a niveles correspondientes a región F y como respuesta a tormentas geomagnéticas, permanece aún como uno de los más desafiantes para los científicos. Si a ese aspecto se suma la consideración de la incidencia del proceso en las capas bajas de la ionósfera y atmósfera neutra, llegamos a la conclusión que la tarea por realizar es ímproba.

Sin embargo, la historia de las tormentas y sus efectos en la atmósfera ionizada desde el punto de vista experimental se remonta a los años 1928 con C.N. Anderson (1928) y 1929 con Hafstad y Tuve (1929), quienes reportaron perturbaciones directas en la ionósfera y en circuitos de comunicaciones respectivamente. El mayor peso de la información recayó por muchos años en los registros de sondadores verticales, numerosos a nivel global pero mal distribuidos en el sentido hemisférico: saturación en el norte con lagunas muy grandes en el hemisferio sur. A pesar de ello, América del Sur goza del privilegio de poseer una significativa red que puede permitir el análisis de procesos ionosféricos y su comportamiento latitudinal, que podría incluir propagación longitudinal si se complementa con otras redes (por ejemplo la australiana). Desgraciadamente, la falta desde hace muchos años de una red longitudinal norte homogéneamente distribuida que parta desde Huancayo y corra entre los meridianos -60° y -75° impide completar de polo a polo el estudio de fenómenos como las perturbaciones ionosféricas viajeras (TID's) en la ionósfera de base.

De la red sudamericana, Tucumán es la única estación que realiza en un mismo lugar mediciones de sondaje vertical, de señales satélites baliza y de propagación de señales de muy baja frecuencia (MBF). La información proporcionada por los correspondientes instrumentos para un período de fuertes tormentas magnéticas, constituye la base del presente trabajo. En el mismo se procura, en un propósito que puede pecar de demasiado pretencioso, sugerir ideas físicas que permitan unir los mecanismos que afectan a toda la ionósfera de base sobre Tucumán.

La frondosa información proporcionada por instrumentos montados sobre satélites en los últimos tiempos, ha permitido concretar ideas básicas sobre aspectos generales en la morfología de las tormentas ionosféricas de la región F y sus causas. Una interesante puesta al día sobre el problema se puede encontrar en Prölss (1980). Se consi

dera que la fase negativa de las tormentas ionosféricas se debe casi exclusivamente a cambios en la composición de la atmósfera neutra y en especial a variaciones en la relación de densidades de O/N_2 . Aunque esta idea ya fue sugerida en 1956 por Seaton, solo mediciones recientes han confirmado completamente la misma (Prölss, 1980). En cuanto a la fase positiva, se cree ahora en forma general que la misma está asociada a transporte de ionización, el cual estaría afectado por vientos y/o campos eléctricos.

Fueron realizados pocos intentos para correlacionar parámetros de región E y D durante tormentas; Muraoka (1979) demuestra que incrementos en f_{min} (aumento de absorción) sólo se corresponden con variaciones de fase en MBF durante el invierno (anomalía de invierno) y en pocos casos de tormentas fuertes en otras épocas del año. Peres (1980) discute los incrementos anormales en la ionización de la región D, observados con riómetros, y atribuidos a "efectos posteriores" de la tormenta, conectándolos con la respuesta de la región F.

OBSERVACIONES Y DISCUSION

Los parámetros usados para comparación son f_oF_2 , $h'F$, f_oE y f_{min} , extraídos de los ionogramas de Tucumán, y fase (ψ) y amplitud (A) de los registros de la señal de MBF (17,8 MHz) emitidos por NAA y recibidos en Tucumán. Se hace referencia también al comportamiento de f_oF_2 y $h'F$ para la red sudamericana de sondadores, que incluyen las estaciones: Islas Argentinas, Ushuaia, Puerto Stanley, Buenos Aires y Tucumán. Así mismo fueron usados datos de Contenido Electrónico Total (CET) proporcionados por el satélite I.N.T.A.S.A.T.

El análisis involucra la tormenta del 26 de marzo de 1976, ocurrida dentro del primer período de ASHAY.

La figura 1 muestra las diferencias entre los valores instantáneos de los parámetros mencionados arriba y los de la curva de control calculados con promedios horarios de días tranquilos. Se incluyen también en la figura los índices magnéticos Dst ecuatorial y AE auroral.

Analizando por partes la figura 1, se ve que en las horas finales del día 25 que rodean al SC de la tormenta magnética, la fase de la tormenta en región F es negativa iniciándose la elevación de capa prácticamente en el momento del SC. Por su lado, la amplitud en MBF (representada en escala invertida) presenta una excursión negativa significando una transición más suave de la densidad electró

nica hasta llegar al valor de la superficie reflectora de la onda. Esto implica también mayor ionización remanente debajo del nivel de reflexión y en consecuencia mayor absorción. La fase negativa continúa el día 26 en foF2 hasta las 06 hs. (T.L.), con evidentes oscilaciones en la base de la región F. Según los modelos actuales aceptados, el vaciamiento de electrones indicaría un decrecimiento en la relación O/N_2 con respecto a días tranquilos. Aparentemente este efecto se manifiesta a lo largo de la red americana de sondadores como muestra la figura 2. Prölss (1980) muestra que la distribución global de la fase negativa puede alcanzar latitudes invariantes cercanas al Ecuador en el hemisferio de verano. Para la tormenta en consideración, el hemisferio sur acaba de recorrer el verano encontrándose en los comienzos del equinoccio de otoño, por lo que el mecanismo actuante podría estar aún afectando el mencionado hemisferio con una posible expansión hacia otras longitudes. El mecanismo híbrido sugerido por Miller y otros (1979), establece que, casi inmediatamente después del comienzo de una tormenta, del calentamiento Joule y del depósito de energía por partículas penetrantes, se generan vientos meridionales que transportan ionización hacia arriba a lo largo de las líneas de campo a alturas donde la velocidad de pérdida es menor y la densidad electrónica crece (tormenta ionosférica positiva). Al avanzar el tiempo se hace más efectiva la difusión hacia el ecuador (mecanismo relativamente lento) de átomos de oxígeno transportados por el viento mientras continúa la convección de N_2 y O_2 desde bajas alturas a la región F. Este proceso acelera la pérdida de ionización que eventualmente supera a la fase positiva generada por el primer mecanismo, estableciendo una tormenta ionosférica negativa que se propaga hacia el ecuador. En el caso que interesa, la tormenta es nocturna, y aparentemente la primera parte del mecanismo híbrido estaría inhibida en alguna magnitud, o sea que el transporte del oxígeno neutro hacia el ecuador es más rápido que el proceso de elevación de ionización. Pero evidentemente, para que la relación O/N_2 disminuya, incluso a la latitud de Tucumán, se debería pensar que el transporte de oxígeno es transhemisférico y que la convección de N_2 y O_2 hacia arriba ocurre a lo largo de la región F sudamericana, al menos. Se necesita más evidencia experimental para comprobar esto. Esta evidencia debería indicar que para la tormenta analizada, la fase en el hemisferio norte es positiva a lo largo del continente americano. Este resultado sustentaría lo propuesto por Prölss en la figura 5 del trabajo ya citado.

En cuanto a la fase de MBF, y volviendo al mismo período que se extiende hasta las 06 hs. del día 26, la misma no muestra variaciones significativas respecto a la curva de control. La amplitud cambia a excursiones positivas (representadas en forma invertida en la figura 1) desde las 23 hs. del día 25. Según los modelos existentes esto significaría gradiente más fuerte de ionización debajo de la altura efectiva de la guía de onda, o sea menor ionización (menor absorción) remanente en el camino de la onda hacia la reflexión. Con respecto a $f_{mín}$ no se observan efectos significativos que indiquen mayor o menor absorción de la onda de HF emitida por el sondador.

Desde la 06 hs. y prácticamente durante el resto del día 26 la tormenta en región F de Tucumán muestra una fase positiva, hecho que se manifiesta en toda la red (excepto Islas Argentinas). Esto indicaría efectivamente un transporte de ionización latitudinal desde zonas aurorales (Miller y otros, 1979). Este mecanismo sería confirmado por el proceso de aumento en el contenido electrónico total según lo indican los dos pasos del satélite INTASAT, señalados por rectángulos negros en figura 2. El paso nocturno registró también un fuerte centelleo.

El proceso de perturbación parece ser más complejo en sentido vertical, ya que f_oE está por debajo de lo normal alrededor del mediodía, la altura de la guía de onda disminuye según muestra la figura 1, el valor de ΔA indica un vaciamiento de la guía de onda. Es posible entonces que, además del transporte meridional, la región E contribuya en algo a la fase positiva en región F como mecanismo secundario, y que el incremento en región D (descenso de capa) sea contribución en parte de los electrones internos de la guía de onda. Se debe recordar que la onda de MBF recorre un camino trans equatorial de aproximadamente 8000 Km y que la fase y la amplitud de la misma muestran el comportamiento integrado a lo largo de todo el camino. Por otra parte los datos del sondador reflejan el comportamiento de la ionósfera local. Por este motivo no puede hacerse una correlación directa entre los fenómenos observados a distintas alturas, pero puede intentarse una explicación del posible acoplamiento de las diferentes regiones de la ionósfera. En resumen: aparentemente existe un desplazamiento vertical rápido de ionización hacia alturas mayores. Esta suposición sería confirmada por el significativo pico en ΔA indicando menor absorción, y la mayor excursión positiva en f_oF_2 , aunque el comportamiento normal de $f_{mín}$ en esa zona conduciría a suponer que la ionización de región D sólo se

reacomoda arriba de la guía de onda. El incremento de $f_{mín}$ entre 11 y 15 hs. indicaría que en ese lapso ha incrementado la ionización debajo de la región E, lo que es confirmado por el descenso de la capa.

El día 27 está indicando un comportamiento que se acerca a lo normal en la ionósfera superior, hasta las 14 hs. coincidiendo con una transitoria normalización de la actividad magnética en las zonas auroral (índice AE) y ecuatorial (Dst). No podemos decir lo mismo de la ionósfera inferior donde aún persiste la perturbación con fase negativa en región E y descenso de capa debajo de lo normal en región D ($\Delta \Psi$). A pesar de que un descenso de la capa D tendería a estar asociado con un incremento de ionización en la región, esto no sería confirmado por el comportamiento de $f_{mín}$ pues está indicando disminución de ionización después de las 08 hs. Si este vaciamiento de la ionósfera inferior no alimenta la región F, como lo indica el comportamiento de f_oF_2 , debería existir un transporte de electrones hacia otras latitudes por deriva electromagnética o activación de los procesos de recombinación por cambios en los componentes neutros de la atmósfera baja.

El incremento de la actividad magnética después de las 12 hs., tanto auroral como ecuatorial, coincide para el caso de Tucumán con una fase negativa en región F, una fase negativa en región E que tiende a normalizarse hacia las 18 hs. y un incremento de ionización entre los 80 y 100 Km, indicado por los aumentos en ΔA y $f_{mín}$ y disminución en $\Delta \Psi$.

Es posible que parte de la pérdida en región F se deba a una deriva vertical hacia menores alturas por la presencia de campos eléctricos apuntando al oeste. La figura 2 nos muestra que existen mayores complicaciones, dado que la fase negativa de la tormenta aparece hacia bajas latitudes, siendo la fase positiva predominante en latitudes medias. Es evidente que el mecanismo de circulación que pudiera existir para explicar el comportamiento observado es más complejo que cualquiera de los pensados hasta el presente. Estaríamos tentados de proponer la superposición de dos mecanismos, uno remanente de la actividad del día 26 que según Miller y otros (1979) ya estaría en la etapa de fase negativa, y otro nuevo de carácter también híbrido que empezaría a gestar la fase positiva en latitudes medias y altas. Esta idea estaría reforzada por la fase negativa del día 28 a altas latitudes como lo muestra la figura 2.

Con respecto al día 28, las estaciones de latitudes medias y al-

tas muestran una fase negativa no tan significativa, presentándose un comportamiento alternado a latitudes bajas. Este proceso debe estar relacionado con la 2° fase del mecanismo híbrido de Miller. La baja ionósfera de Tucumán muestra mayores perturbaciones con fuerte descenso de la capa límite en la región D indicado por $\Delta \Psi$ y un incremento de ionización arriba de los 70 o menos Km de altura deducido a través del incremento en ΔA . Esta aseveración estaría reforzada por el agudo pico en $\Delta f_{mín}$ caracterizando un aumento fuerte de ionización debajo de la región E. La fase en la región E es negativa, llevando a pensar que esta región es la que alimenta con electrones los otros niveles inferiores.

Los agudos picos que aparecen en $\Delta \Psi$ indicando retraso de fase, no fueron considerados confiables dado que se producen en el momento de la transición sombra-luz del amanecer. Un leve desplazamiento en el tiempo de la brusca variación de fase que siempre se presenta al amanecer (y al atardecer) con respecto a la curva normal, podría conducir a un $\Delta \Psi$ que no es real.

CONCLUSIONES

Evidentemente la complejidad en el comportamiento dinámico de la ionósfera se hace decididamente mayor cuando se pretende unir mecánicamente lo que ocurre en región F con procesos en la baja ionósfera.

Algunas conclusiones particulares se pueden obtener del análisis de los diferentes períodos en que se dividió la tormenta:

1) Deben necesariamente existir mecanismos de transporte de gases neutros e ionizados y en especial sistemas de circulación de vientos meridionales generados a altas latitudes posteriormente al depósito de energía por precipitación de partículas y/o por calentamiento Joule. Un mecanismo adicional de transporte, aunque no tan significativo, es la deriva electromagnética introducida por la inducción de campos eléctricos en la baja ionósfera.

Los vientos neutros transhemisféricos parecerían ser los agentes principales de la fase negativa multilatitudinal de fines del día 25 y comienzos del 26. A este proceso se suma la convección de moléculas más pesadas hacia mayores alturas y actuando aparentemente a lo largo de la mitad sud del continente sudamericano. Parece que durante este proceso no hay campos eléctricos significativos en la baja ionósfera, que puedan introducir una componente vertical de deriva de ionización.

2) Vientos combinados con deriva electromagnética justificarían la amplia fase positiva de prácticamente el resto del día 26, que afecta toda la red, excepto Islas Argentinas, correlacionada con un nuevo incremento de la actividad magnética auroral. El proceso de deriva $\vec{E} \times \vec{B}$, parece ser confirmado por el comportamiento de las capas bajas de la ionósfera.

3) El día 27 parece nuevamente manifestarse una tormenta que se interpone a la fase de recuperación de los procesos anteriores. Coincide con fases negativas en región F a bajas latitudes y positivas a altas latitudes, lo que solamente podría ser explicado por la superposición de dos mecanismos. Uno, remanente del día 25 con fases negativas, y el comienzo de un nuevo mecanismo híbrido a altas latitudes, pero en su fase positiva. El comportamiento de las regiones bajas de la ionósfera indicaría una deriva vertical hacia menores alturas desde la región F.

4) El día 28 indica que la 2ª parte del mecanismo híbrido está actuando a latitudes altas, mientras que en latitudes bajas todavía observamos el efecto de transporte de ionización desde altas latitudes.

Agradecimientos

Los autores agradecen a los Sres. O. Lascano y S. de Lascano por su apoyo en la elaboración y representación de datos.

BIBLIOGRAFIA

- Anderson C.N., 1928: Correction of long wave transatlantic radio transmission with others factors affected by solar activity, Proc.Inst.Radio.Eng 16 297-347.-
- Hafstad L.R., 1929: Y.M.A. Tuve, Note of Kennelly-Heaviside layer observations during a magnetic storm, Terr Magn.Atoms. Elec; 34, 39-43.-
- Miller N.J., Grebowsky J.M., Mayr H.G., Harris I., 1979: F-Layer positive response to a geomagnetic storm-june 1972; J.Geophys Res.; 84, 6493-6500.-
- Muraoka Y., 1979: Lower ionospheric disturbances observed in long distances VLF transmission at middle latitude; J.Atmos. Terr. Phys.; 41, 1031-1042.-
- Peres M., 1980: Observación de efectos posteriores en Ushuaia; presentado en la XIa. Reunión Científica de la Asociación Argentina de Geofísicos y Geodestas, Tucumán, Argentina (a publi-

car).-

- Prölss G.W., 1980: Magnetic storm associated perturbations of the upper atmosphere: recent results obtained by satellite-borne gas analyzers, Rev. Geophys. Space. Phys.; 18, 183-202.-
- Seaton M.J., 1956: A possible explanation of the drops in F region critical densities accompanying major ionospheric storms, J. Atmos. Terr. Phys.; 8, 122-124.-

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

Fig. 1: Diferencia entre los valores instantáneos de los parámetros foF2, h'F, foE, Ψ , A y fmín, y sus curvas de control para la tormenta ionosférica y magnética del 26 de marzo de 1976. También se incluyen los índices AE y Dst magnéticos. Las flechas indican el comienzo súbito (SC) de la tormenta geomagnética. La hora corresponde a tiempo estandar local.

Fig. 2: Comportamiento de foF2 y h'F para la red sudamericana durante la tormenta del 26 de marzo de 1976. Las líneas llenas indican los valores instantáneos y las líneas cortadas las curvas de control promediadas sobre cinco días tranquilos de marzo de 1976. Las flechas indican el comienzo súbito de la tormenta geomagnética. Los bloques negros están referidos a datos de contenido electrónico total (CET) y centelleo (S), obtenidos con registros del satélite INTASAT. Abreviaturas para CET: N = normal; AN = arriba de lo normal. Abreviaturas para centelleo: W = centelleo débil; M = moderado y No = ningún centelleo. La hora corresponde a tiempo estandar local.-

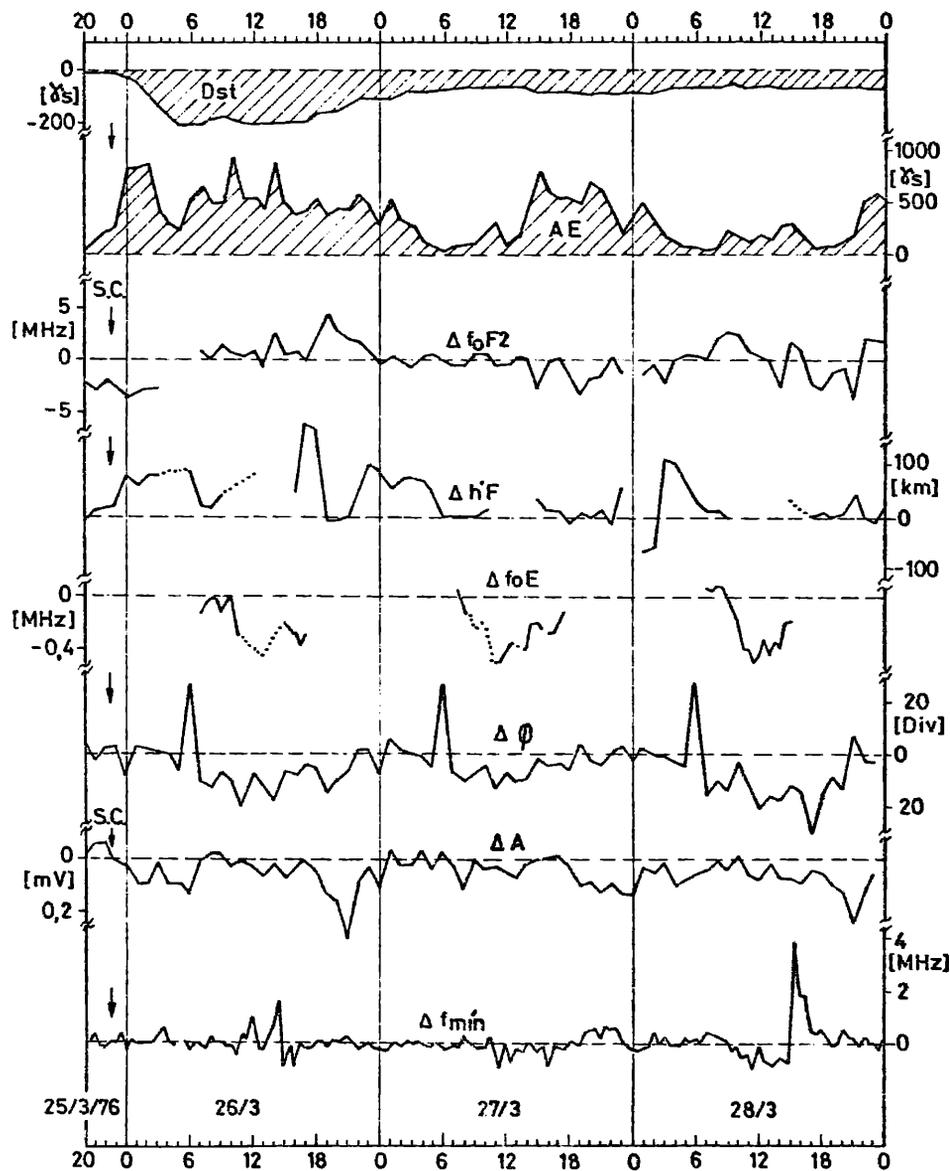


Fig. 1

S.L.T.

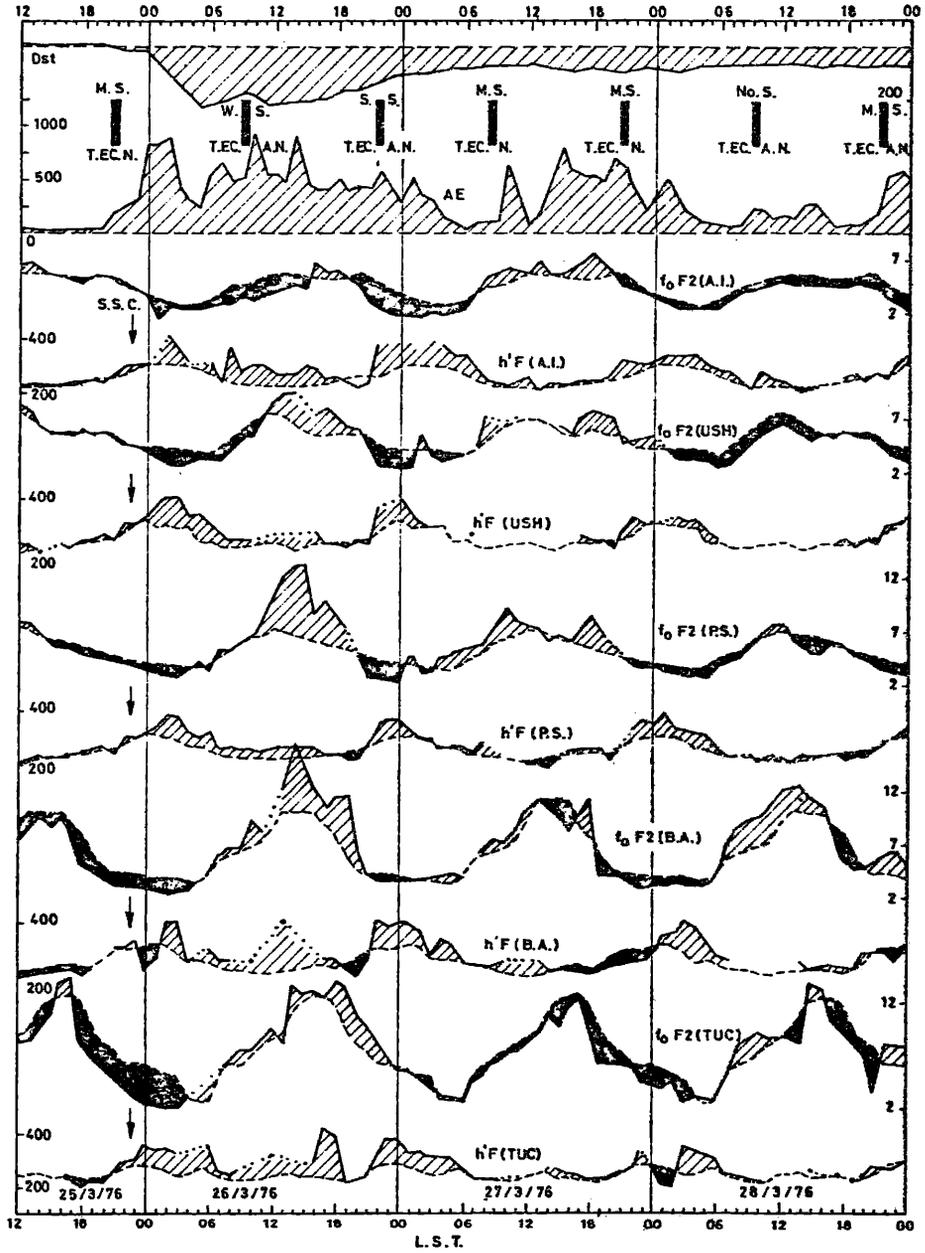


Fig. 2

MODELOS PARA EL ESTUDIO DE CUENCAS SEDIMENTARIAS SUBSIDENTES QUE EXHIBEN
RESPUESTAS GRAVIMETRICAS POSITIVAS. (*)

Antonio Introcaso

Observatorio Astronómico de Rosario y CONICET

RESUMEN

Se prepararon distintos modelos para el estudio de cuencas sedimentarias subsidentes, con respuestas gravimétricas positivas. De acuerdo a estos modelos la génesis de las cuencas se atribuye en gran medida a importantes incrementos de densidad intracortical, mientras mecanismos isostáticos en respuesta a carga serían significativos luego de la primera parte de la evolución. Las marcadas alteraciones en la distribución de masas intracorticales, variando ciclo por ciclo, se trasladan a los resultados gravimétricos exhibiendo significativas anomalías de gravedad. Estas que siempre son muy positivas al comienzo, pueden o no invertir el signo al avanzar los ciclos, dependiendo de la posición y magnitud de las masas anómalas en juego. Se destaca además que si el modelo actual de cuenca sedimentaria es suficientemente confiable una adecuada ley de evolución permite realizar predicciones tanto hacia el pasado como hacia el futuro.

ABSTRACT

Different models with positive gravimetric responses were prepared for the study of subsident sedimentary basins. According to these models the genesis of the basins is largely attributed to important increases of intracortical density, while isostatic mechanisms which arise as a response to charge, would be significant after the first part of evolution. The pronounced alterations in the distribution of intracortical masses which vary cycle by cycle are transferred to the gravimetric results so exhibiting significant anomalies in gravity. The latter which are always highly positive at the beginning, may or may not change sign as cycles advance, depending on the position and magnitude of the anomalous masses considered. Furthermore, it is to be pointed out, that were the actual model of sedimentary basin reliable enough, a proper law of evolution would permit extrapolations toward the past as well as toward the future.

(*) Será publicado extensamente por el Observatorio Astronómico Municipal de Rosario.

UN METODO AUTOMATICO PARA EL CALCULO DE EFECTOS GRAVIMETRICOS
VERTICALES DE CILINDROS DE EJE VERTICAL Y SECCION CIRCULAR,
EN PUNTOS EXTERIORES A SU EJE

Antonio Introcaso y Eduardo Huerta
Facultad de Ciencias Exactas e
Ingeniería - Universidad Nacional
de Rosario

RESUMEN

Se propone un método automático para el cálculo de efectos gravimétricos verticales de cilindros de eje vertical y sección circular, en puntos exteriores a su eje, utilizando una microcomputadora Texas TI-59 y su base impresora PC-100 A.

Resolviendo analíticamente dos de las tres integrales de la expresión g_z dada en coordenadas rectangulares y la restante numéricamente, es posible, acotando el error, obtener una precisión prefijada. Se destacan tanto el automatismo del método como la rápida acotación del error de integración numérica.

ABSTRACT

An automatic method of calculating vertical gravimetric effects of cylinders with vertical axis and circular section at points external to their axis is herein proposed using a Texas TI-59 microcomputer and a PC-100 A printer.

If we solve two of the three integrals of the given expression g_z in rectangular coordinates analytically, and the remaining third numerically, a prefixed precision will be obtained setting the error tolerance boundaries. Both the automatism of the method as well as the rapid setting of error tolerance boundaries in the numerical integration are evident.

INTRODUCCION

Las dificultades que plantea el cálculo de efectos gravimétricos verticales de un cilindro recto en puntos exteriores a él, han originado distintas contribuciones para la solución de este problema. Así Parasnis D.S. (1961) ha dado g_z en términos de un desarrollo en serie de polinomios de Legendre. La solución de Parasnis no es adecuada para $h=0$ (h : profundidad del tope del cilindro) y para pequeños valores de h . Nabighian M.N. (1962) dedujo una expresión exacta y general a partir de integrales elípticas completas de primera y segunda clase y de la función Lambda de Neumann. Nagy D. (1965) preparó un esquema de computación para generar la función Lambda usando la expresión derivada por Nabighian. Singh S.K. (1977) obtuvo, para un disco circular de pequeño espesor Δz una solución exacta tomando integrales transformadas de la ecuación de Poisson, luego tomando derivadas respecto a z y finalmente utilizando tablas.

En 1975, Introcaso A.- Huerta E. propusieron, dentro de un trabajo más general, resolver este problema utilizando una expresión en coordenadas rectangulares, a partir de:

$$g_z = G \delta \int_{y_1}^{y_2} \int_{x_1}^{x_2} \int_{z_1}^{z_2} \frac{z \, dy \, dx \, dz}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \quad (1)$$

Con G : constante de gravitación universal: $\frac{20}{3} \cdot 10^{-8}$ c.g.s.

δ : densidad

Resolviendo analíticamente las dos primeras integrales en z y x entre límites finitos x_1, x_2, z_1, z_2 , se tiene:

$$g_z = 2 G \delta \int_0^R V(y) \, dy \quad (2)$$

Con:

$$V(y) = \ln \frac{x_2 + \sqrt{x_2^2 + y^2 + h_1^2} \left(x_1 + \sqrt{x_1^2 + y^2 + h_2^2} \right)}{x_1 + \sqrt{x_1^2 + y^2 + h_1^2} \left(x_2 + \sqrt{x_2^2 + y^2 + h_2^2} \right)} \quad (3)$$

Expresión correspondiente a una placa vertical rectangular paralela al plano (x, z) . Fig. 1.

Siendo:

$$x_1 = \overline{OP} - \sqrt{R^2 - y^2} \quad ; \quad x_2 = \overline{OP} + \sqrt{R^2 - y^2}$$

Donde : \overline{OP} : Distancia horizontal del punto P al eje del cilindro
 R : Radio del cilindro
 h_1 : Profundidad del techo del cilindro
 h_2 : Profundidad del fondo del cilindro
 δ : Densidad

El valor g_z se obtiene finalmente a partir de la integración numérica de (2). En el mencionado trabajo se calcularon los errores provocados por las integraciones numéricas en función del número de placas utilizadas. La aparición relativamente reciente de microcomputadoras de adecuada potencia de cálculo, determinó que retomáramos el estudio, automatizando el cálculo para el caso de un perfil que pasa por la vertical del eje del cilindro, y logrando las precisiones requeridas en base a la elección de una adecuada tolerancia para el error de integración.

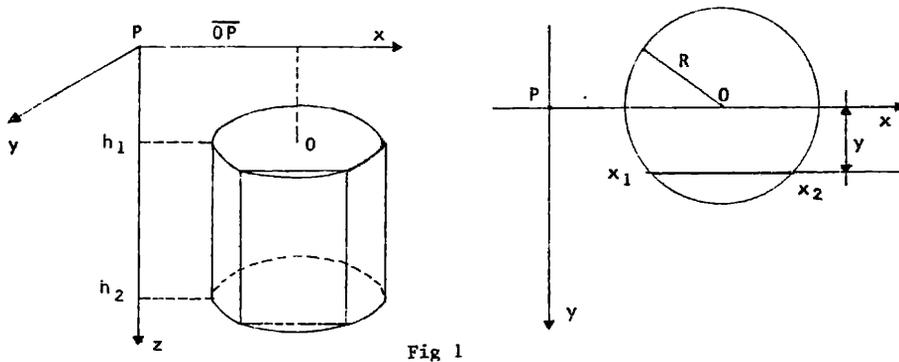


Fig 1

PROCEDIMIENTO SEGUIDO

El cálculo de la integral (2) se realiza aplicando el método de Poncelet (Ver, por ejemplo Rey Pastor et all., 1952, pág. 766).

Tenemos así: $g_z = 2G \delta H \left(2I - \frac{E' - E}{4} \right)$

Donde: $C_p = 2G \delta \frac{H}{4} |E' - E|$ (4), es la cota de error de integración del método.

$H = \frac{R}{n}$; n: números de subintervalos de integración (par)

$E = V(0) + V(R)$

$E = V(H) + V(R-H)$

$I = V(H) + V(3H) + V(5H) + \dots + V(n-1)H$

Se preparó un programa para la calculadora Texas TI-59 y su base

impresora PC-100 A.

Con ello se logra la automatización total de la secuencia de cálculo que a continuación se describe:

Se fija un número de subintervalos de integración (n), se calcula la cota de error correspondiente y se la compara con una tolerancia prefijada (T). Si la cota de error es mayor que la tolerancia se define un nuevo número de subintervalos n' tal que $n' > n$ y se vuelve a calcular la cota de error. El proceso se repite hasta que la cota de error sea inferior o igual a la tolerancia, entonces se calcula la integral y se imprime el resultado, junto al número de subintervalos de integración y al valor de \overline{OP} correspondiente al punto considerado.

La expresión (3) presenta una discontinuidad para $y = 0$; cuando $\overline{OP} \leq R$ y $h_1 = 0$ se presenta este caso, g_z se calcula como suma de un número finito de términos obtenidos cada uno de ellos por integración numérica de acuerdo a:

$$g_z = \int_H^R V(y) dy + \int_{H'}^H V(y) dy + \int_{H''}^{H'} V(y) dy + \dots \quad (5)$$

Donde: $H = \frac{R}{n+1}$, $H' = \frac{H}{n'+1}$, $H'' = \frac{H'}{n''+1}$...

Dada la rápida convergencia de la serie (5), g_z se obtiene como suma de un número pequeño de términos de la misma.

Una vez calculada la integral para un punto se disminuye \overline{OP} en un escalón $\Delta \overline{OP}$ prefijado y se repite el procedimiento.

Se debe destacar que la utilización de la cota de error (4) presenta una significativa ventaja en el control de precisión de la integración numérica, dado que se necesitan calcular solo cuatro valores de la función a integrar.

La Tabla 1 permite comparar los resultados obtenidos con el método propuesto para una tolerancia $T = 0.005$ mlg., con los publicados por Nagy D. (1965, pág. 11).

El cálculo se realizó para un cilindro de radio $R = 0.1$ km., $h = 0$, $h_2 = 0.1$ km. y densidad 1 gr/cm^3 .

N°	OP	g_z (MGal) (1)	g_z (MGal) (2)	n
1	0	2.45496	2.455	116
2	0.025	2.41164	2.411	116
3	0.050	2.26854	2.268	116
4	0.075	1.97229	1.973	112
5	0.100	1.24811	1.248	56
6	0.125	0.57363	0.574	8
7	0.150	0.33152	0.331	8
8	0.175	0.20817	0.208	8
9	0.200	0.13867	0.138	4
10	0.225	0.09676	0.096	4
11	0.250	0.07010	0.069	4
12	0.275	0.05238	0.052	4
13	0.300	0.04015	0.040	4
14	0.325	0.03145	0.031	4
15	0.350	0.02509	0.025	4
16	0.375	0.02034	0.020	4
17	0.400	0.01672	0.017	4
18	0.425	0.01391	0.014	4
19	0.450	0.01170	0.012	4
20	0.475	0.00993	0.010	4
21	0.500	0.00850	0.008	4

TABLA I (1) Valores de Nagy D. 1965

(2) Valores obtenidos por el método aquí propuesto.

El número de placas requerido por el método para el cálculo del efecto gravimétrico g_z en el mismo punto, aumenta al disminuir la tolerancia. Asimismo, el número de placas necesarias, para una tolerancia fija, disminuye al alejarnos del eje del cilindro. Las figuras 2 y 3 muestran estas variaciones para los casos particulares en ellas indicados.

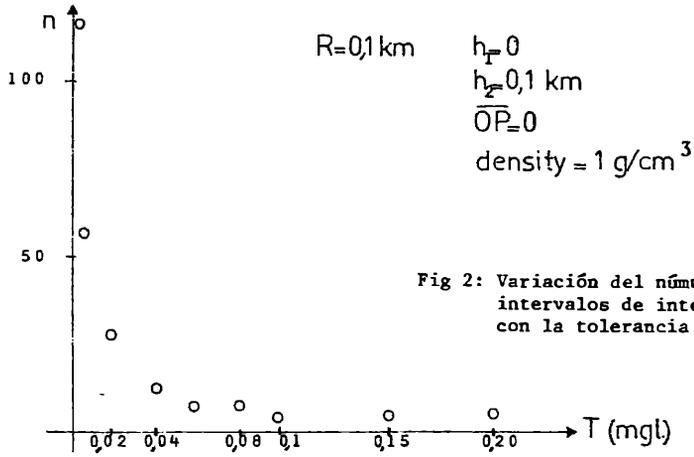


Fig 2: Variación del número de sub-intervalos de integración con la tolerancia T

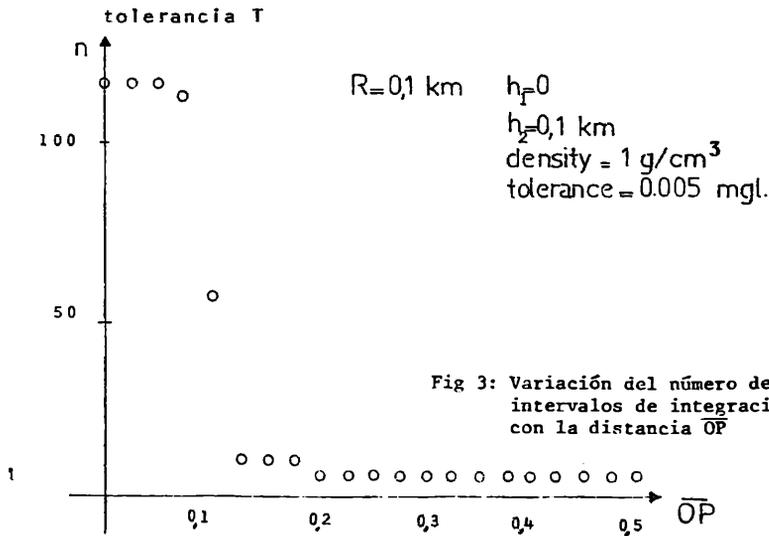


Fig 3: Variación del número de sub-intervalos de integración con la distancia \overline{OP}

La tabla II permite comparar los resultados obtenidos con el método propuesto, para una tolerancia $T=0.005$ mg., con los calculados a partir de las relaciones $\Delta g / \Delta g_{\text{max}}$ publicadas por Nabighian M.N. (1962, pág.51) redondeados al milésimo de miligal. El cálculo se realizó para un cilindro de radio $R=0.1$ Km., $h_1=0$, $h_2=y$ y densidad: 1 gr/cm^3

OP (Km)	g_z (mgl) (1)	g_z (mgl) (2)	n
0	4.188	4.190	96
1/190	4.186	4.186	96
1/90	4.176	4.176	96
3/170	4.156	4.156	96
1/40	4.123	4.123	96
1/30	4.070	4.070	96
3/70	3.989	3.990	96
7/130	3.866	3.867	96
2/30	3.675	3.676	96
9/110	3.359	3.359	96
1/10	2.667	2.667	28
11/90	1.915	1.914	24
3/20	1.491	1.490	24
13/70	1.174	1.172	20
7/30	0.920	0.919	20
3/10	0.708	0.707	16
4/10	0.528	0.527	16
17/30	0.371	0.370	12
9/10	0.233	0.232	8
19/10	0.110	0.110	8

TABLA II

(1) Valores de Nabighian M.N. 1962

(2) Valores obtenidos por el método aquí propuesto.

VENTAJAS DE ESTE PROCEDIMIENTO

Es posible realizar un cálculo del efecto gravimétrico correspondiente a un cilindro vertical, aproximándolo mediante paralelepípedos de sección rectangular incluidos en la sección circular o exteriores a ella, como se ilustra en las figuras 4a y 4b.

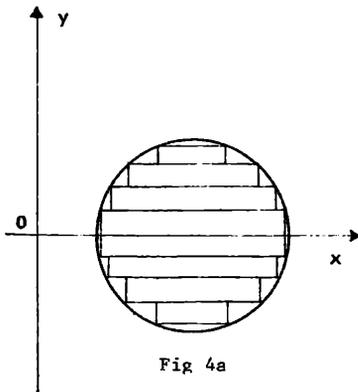


Fig 4a

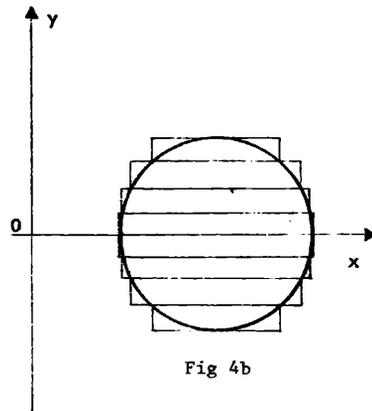


Fig 4b

En el primer caso (Fig. 4a) el efecto gravimétrico g_z obtenido como sumatoria de efectos de paralelepípedos rectangulares contenidos dentro del cilindro, y que llamaremos g_{zi} , contendrá un error por defecto, mientras que en el segundo caso, (Fig. 4b), el efecto gravimétrico que llamaremos g_{ze} , contendrá un error por exceso. Tomando la semisuma $\frac{g_{zi}+g_{ze}}{2}$ para aproximar el verdadero g_z ; la semidiferencia $\frac{g_{ze}-g_{zi}}{2}$ proporciona una acotación del error cometido.

Sin embargo este procedimiento necesita el cálculo del efecto total de los paralelepípedos rectangulares para recién decidir si es o no compatible con el grado de precisión exigido.

Esto naturalmente incrementa considerablemente el tiempo de cálculo respecto al método propuesto.

CONCLUSIONES

El procedimiento propuesto para el cálculo de g_z originado por un cilindro circular recto en puntos exteriores a su eje, permite

obtener resultados con un grado de precisión prefijado por acotación del error de integración. Asimismo el uso de las cómodas y accesibles calculadoras programables, de gran utilidad para el geofísico, permiten automatizar el cálculo de un perfil que pasa por la vertical del eje del cilindro a partir de un conjunto de datos iniciales.

Cabe señalar que a pesar de que existen métodos de integración numérica más potentes que el de Poncelet, éste presenta la gran ventaja de su notable sencillez operativa.

Además, la rapidez que esto supone relega, por el considerable mayor tiempo de cálculo, al método basado en la utilización de paralelepípedos rectangulares para obtener el efecto gravimétrico vertical g_z , siempre que se quiera acotar el error.

BIBLIOGRAFIA

- Introcaso A. - Huerta E. 1975 - Cálculo rápido de efectos gravimétricos por medio de placas y varillas verticales. II Congreso Ibero Americano de Geología Económica. Tomo VI. pp. 147-155 - Buenos Aires.
- Nabighian M.N. 1962 - The gravitational attraction of a right vertical circular cylinder at points external to it. Geophys. Pura and Appl. v. 53 pp. 45-51.
- Nagy D. 1965 - The evaluation of Heuman's Lambda Function and its application to calculate the gravitational effect of a Right circular cylinder. Pura and Applied Geophysics. Vol. 62 pp. 5-12.
- Parasnis D.S. 1961 - Exact expressions for the gravitational attraction of a circular lamina at all points of space and a right circular vertical cylinder at points external to it. Geoph. Prosp. Vol. 9 pp. 382-398.
- Rey Pastor J. Pi Calleja P. Trejo C. 1952 - Análisis Matemático. Vol. I - Ed. Kapelusz - Buenos Aires - 817 p.
- Shri Krishna Singh - 1977 - Gravitational attraction of a circular disc. Geophysics Vol. 42 - pp. 111-113.

PROPAGACION DE ONDAS GRAVITATORIAS EN LA REGION E DE LA IONOSFERA

Alberto E. Giraldez

Laboratorio Ionosférico de la Armada
Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

Del análisis de parámetros ionosféricos de la Región E para una red de estaciones alineadas en latitud, se observa que existe un espectro discreto de frecuencias asociado con cada perturbación auroral generadora de ondas gravitatorias.

Los resultados muestran que al alejarse de la fuente de perturbación, el espectro de ondas gravitatorias encontrado, sufre modificaciones tanto en la ubicación de sus líneas como en la energía asociada en cada modo. Este método permite identificar asimismo, la velocidad de propagación de la perturbación en latitud.

Los resultados muestran claramente el crecimiento lineal de período asociado a cada modo con la distancia respecto a la fuente, de acuerdo con la predicción teórica del fenómeno.

ABSTRACT

The analysis of ionospheric E Region parameters for a chain of stations aligned in latitude, indicates the existence of a discrete frequencies spectrum associated with each auroral disturbance generating gravity waves.

Results show that moving away from the disturbance source region, the observed spectrum changes the relative position of lines as well as the energy associated with each mode.

This method also allows to identify the disturbance associated propagation speed in latitude.

The results clearly show the linear growth of the period, associated to each mode, with the distance from the source, agreeing with the theoretical prediction of the phenomenon.

INTRODUCCION

El análisis de la generación, propagación y disipación de ondas gravitatorias en la ionósfera, (Francis 1975), (Midgley, Liemohn 1966), (Richmond 1978), indica que una fuente auroral de perturbación energética localizada, genera perturbaciones dinámicas en la ionósfera, que se propagan en diferentes direcciones.

Estas perturbaciones son detectables aún a grandes distancias de la fuente, por el efecto que producen en diversos parámetros ionosféricos medibles. Como ejemplo, son detectables oscilaciones en la temperatura electrónica, la densidad neutra e ionizada y la altura de capa afectada. Otros parámetros utilizados como evidencia del paso de perturbaciones son la velocidad del viento neutro y variaciones en la composición química.

Las primeras evidencias de la existencia de perturbaciones ionosféricas de este tipo provienen del análisis de la variación de la densidad iónica de la región F, comunmente denominadas Perturbaciones Ionosféricas Viajeras (TID's), que datan de 1948. La explicación teórica de estos efectos fue propuesta a grandes rasgos por Hines (1960) y algunos de los trabajos más completos sobre el tema son los que se mencionan al comienzo de esta sección.

El análisis de PIV (Perturbaciones Ionosféricas Viajeras) ha sido en gran medida restringido al análisis tanto teórico como experimental de alturas superiores a los 200 Km. Las observaciones del fenómeno a alturas inferiores a los 200 Km se reducen en general a registros del perfil vertical instantáneo del viento neutro o de la temperatura, donde se observa la existencia del mismo efecto de ondas gravitatorias, pero resultando imposible obtener sus características de propagación y evolución temporal.

Mediante la utilización de datos experimentales de región E (Giraldez, 1980 a,b) para una red de estaciones ionosféricas adecuada es posible inferir algunas de las características de la propagación de ondas gravitatorias en la región, en particular la velocidad de fase de la perturbación, y mediante el análisis espectral, los modos de oscilación más importantes, su evolución con la distancia y tiempo y la energía asociada.

BASES TEORICAS DEL METODO

El método de análisis de datos y sus conclusiones están basados en dos teorías ampliamente aceptadas, que se complementan adecuadamente en esta situación para proveer un sólido basamento teórico al análisis de resultados y su interpretación física.

Las teorías utilizadas en este caso son, la de vientos cizallantes como trampa de iones (Whitehead 1970), (Radio Science 1975) y la de generación de ondas acústico-gravitatorias en la atmósfera, (Hines 1960), (Francis 1975), etc.

Básicamente los argumentos que permiten inferir información del comportamiento de la ionósfera media, utilizando elementos teóricos, son los siguientes: a) la teoría de vientos cizallantes ha demostrado ser muy útil y precisa en determinar la densidad iónica de las irregularidades en la región E (90-140 Km), llamadas E-Esporádicas, en base a la distribución horizontal y vertical de vientos neutros actuantes simultáneamente. Esto implica que la observación de la variación de la densidad iónica de las capas E-Esporádicas en latitudes medias puede utilizarse como información directa de la magnitud y variabilidad de los vientos neutros de la región; b) la propagación de ondas acústico-gravitatorias significa fundamentalmente, la propagación de perturbaciones de presión (vientos neutros), densidad y temperatura.

Por lo tanto, el análisis de la variación temporal de la densidad iónica de la capa Es puede ser traducido a variación temporal del viento neutro. En el caso de existir una perturbación viajera del tipo acústico-gravitatoria, su frecuencia, períodos característicos y evolución temporal pueden ser inferidos del análisis de datos de la capa Es.

RESULTADOS EXPERIMENTALES

El análisis de las características de propagación de las ondas gravitatorias en la región E se ha dividido en dos partes: 1) el análisis de la variación temporal y análisis espectral de la perturbación en sitios fijos, procesando la información de fbEs como series temporales de datos, y 2) la correlación de la información anterior obtenida en diferentes sitios de observación, con el fin de observar la evolución espacial de la perturbación a medida que se aleja de la fuente.

Dado que el conjunto de puntos de observación utilizado está prácticamente alineado en longitud, desde el óvalo auroral hasta la región subecuatorial, Tabla 1, fig. 1, el análisis de coherencia espectral para los diferentes puntos geográficos permite estimar, en el caso de perturbaciones en la región antártica que se propagan hacia latitudes ecuatoriales, la evolución y modificación de la perturbación en una línea sur-norte y a altura fija.

Tabla 1

<u>Estación</u>	<u>Latitud Geográfica</u> (grados sur)	<u>Longitud Geográfica</u> (grados este)
Tucumán	26.9 S.	294.6
Buenos Aires	34.55 S.	301.3
Trelew	43.2 S.	294.7
Port Stanley	51.7 S.	302.2
Ushuaia	54.8 S.	291.7
Base General Belgrano	77.99 S.	321.4

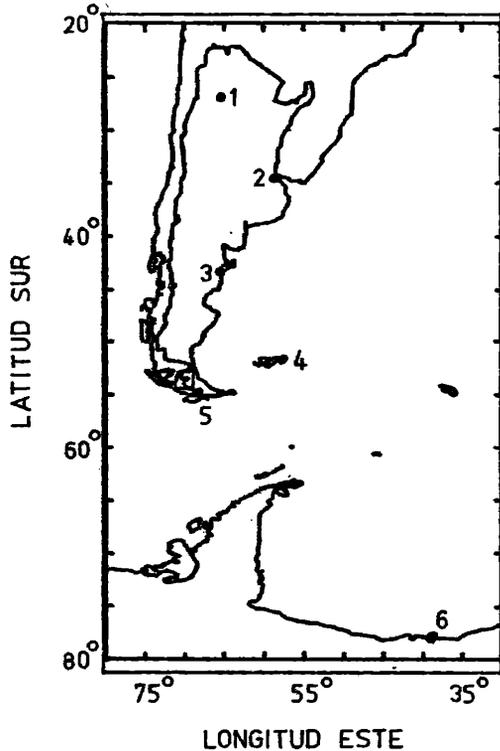


FIGURA 1

Ubicación geográfica de las estaciones de observación utilizadas, numeradas en el mismo orden en el que figuran en la Tabla 1.

Se muestra en la figura 2 el desarrollo de una perturbación auroral que avanza hacia el ecuador con velocidad aproximada de 300 m/seg., y cuya duración aproximada es de cuatro horas.

Un detalle ampliado de la evolución de la perturbación para un corto período de tiempo se muestra en la figura 3.

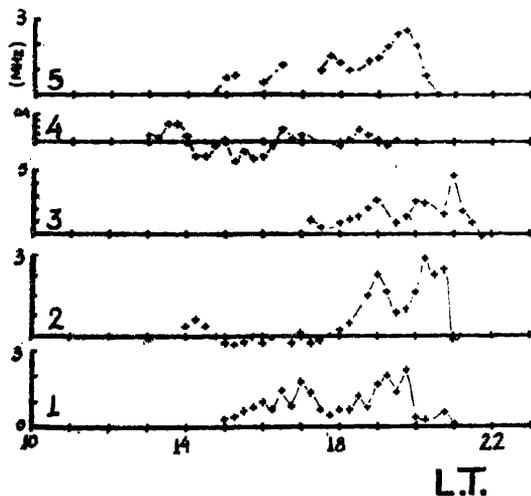
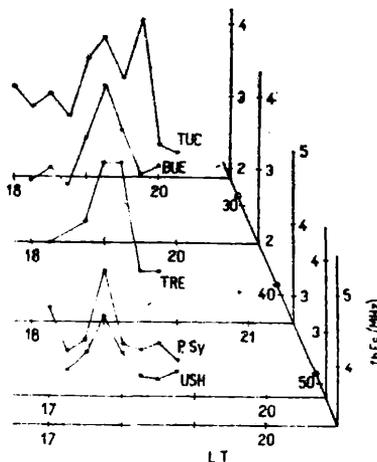


FIGURA 3
Detalle ampliado de un sector de la Fig. 2 indicando la evolución del fenómeno en hora local de ocurrencia. El parámetro es fbEs.

FIGURA 2

Magnitud de la perturbación observada en la ionización de la región E ($\Delta fbEs$) respecto del valor de predicción. Los sitios de observación están numerados del mismo modo que en la Figura 1.



El Espectro de Fourier de la perturbación correspondiente a cada estación, muestra la existencia de líneas espectrales muy definidas en el rango 30 minutos a 300 minutos, como se observa en la figura 4. Esto indica que los mecanismos de generación de ondas gravitatorias son capaces de actuar en un amplio rango de frecuencias, y no en forma monocromática, como se supone generalmente en teoría.

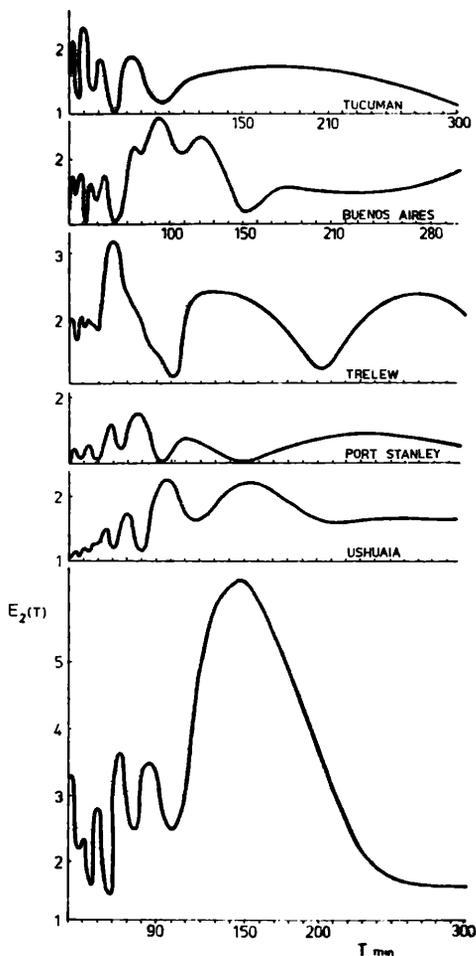


FIGURA 4

Espectros de potencia obtenidos de la perturbación en los diferentes puntos de observación en el rango 30 a 300 minutos.

La amplitud está en unidades arbitrarias, pero conservando la misma escala para todos los casos,

El cálculo de correlación de líneas para las diferentes estaciones indica la existencia de cuatro grupos definidos de líneas que muestran, en tres de ellos un crecimiento lineal del período con el aumento de la distancia a la fuente, en buen acuerdo con la teoría. Esta predice ese crecimiento lineal del período de la onda gravitatoria con la distancia a la fuente, para altura constan

te, como se muestra en la figura 5.

En la misma figura se ven otras líneas observadas que no pertenecen a los grupos ya definidos. Estas líneas (marcadas con círculos en la figura 5) son alias de líneas espectrales de 20 y 24 minutos, observadas experimentalmente por otros autores, (Hearn, Yeh 1978), (Yeh et al 1979) y que debido al espacio entre datos utilizados en este caso (1 dato cada 15 minutos), caen fuera del rango permitido de armónicos observados en la rama principal del espectro, y se deben a la superposición de la rama secundaria del espectro en estudio.

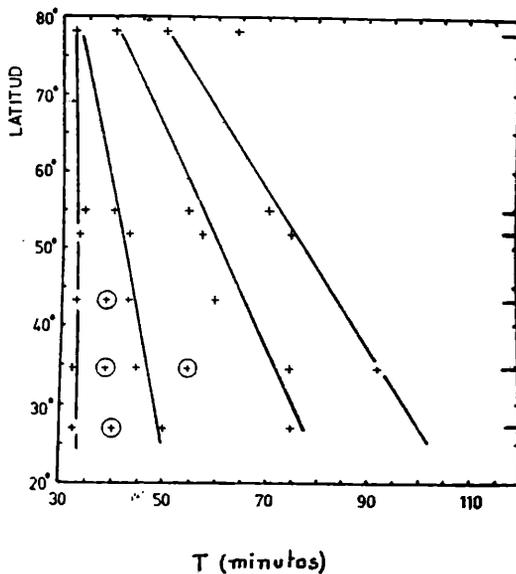


FIGURA 5

Ubicación de las líneas espectrales encontradas en función de la latitud (cruces).

Las líneas corresponden a la correlación lineal encontrada.

Las cruces encerradas en círculos corresponden a líneas espectrales que no pertenecen a las ramas principales halladas.

El otro tren de líneas que debe ser explicado es el correspondiente a la rama de 33-34 minutos, que se observa casi sin variación de período con la latitud.

La razón de existencia de estas líneas con una alta correlación, pero evidentemente sin la característica de corrimiento de período esencial para ser considerada un modo de perturbación viajero normal, puede estar dada por dos causas.

La primera de ellas reside en que puede ser una línea fantasma del espectro, por estar muy cerca del límite superior de armónicos permitidos, generada por el efecto de borde de la ventana de muestreo. Esta causa es probable, pero debe tenerse en cuenta que la ventana de muestreo es muy grande comparada con el número de datos, y que no existe un borde abrupto de terminación capaz de generar este tipo de armónicas. Además, si bien todos los espectros fueron calculados utilizando exáctamente el mismo tamaño de ventana, las líneas espectrales en cuestión no corresponden al mismo armónico en todas las estaciones, sino que varían dentro del espacio de frecuencias (3 lugares diferentes).

La segunda causa probable es que las líneas observadas entre 33 y 34 minutos en todas las estaciones de observación, sean alias del tercer orden del espectro, que corresponde a líneas espectrales de períodos entre 10 min. 10 seg. y 10 min. 20 seg.. Dado que el período de 10 minutos corresponde al período de Brunt-Vaisala de oscilación libre ionosférica en la región E, este grupo de líneas podría indicar que se inducen oscilaciones estacionarias de resonancia en la atmósfera por acoplamiento no lineal con oscilaciones gravitatorias de mayor período. Esta posibilidad ha sido planteada recientemente en conexión con observación de registros de luminiscencia por Tuan et al (1979) donde parece observarse la generación progresiva de oscilaciones resonantes.

El procesamiento de los datos de fbEs en forma similar al anterior, pero utilizando ventana móvil, indica que la línea 33-34 min. de período crece en amplitud con el tiempo, de acuerdo con la predicción teórica de evolución del fenómeno de resonancia producida. El estudio de éste efecto particular aún no ha sido concluído, por lo cual no puede afirmarse categóricamente a cual de las causas previamente expuestas se debe la línea de más bajo período.

CONCLUSION

Del análisis y procesamiento de datos de frecuencia de apantallamiento de la capa E-Esporádica; (fbEs) para una red de estaciones ionosféricas, se concluye que es posible observar la propagación de ondas gravitatorias a grandes distancias (más de 5000 Km. en el caso presentado), generadas por perturbaciones aurorales y que se desplazan hacia el ecuador.

La identificación positiva de la perturbación es también reforzada por la identificación de líneas espectrales en todas las estaciones, que presentan u-

na alta correlación lineal de desplazamiento de periodo al alejarse de la fuente, de acuerdo con la predicción teórica.

BIBLIOGRAFIA

- Francis, S.H., 1975: Global propagation of atmospheric gravity waves: A review, J.A.T.P., 37, 1011-1054.
- Giraldez, A.E., 1980a: Evidence of gravity waves at E-Region heights; G. Res. Letters, 7, 170-172.
- Giraldez, A.E., 1980b: Perturbaciones ionosféricas viajeras (PIV) debidas a tormentas solares; Geoacta 10, 195-207.
- Hearn, A.L.; Yeh, K.C., 1978: A study of electron density spectra of travelling ionospheric disturbances; J.G.R., 83, 1442-1446.
- Hines, C.O., 1960: Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights; Can. J. of Phys., 38, 1441-1481.
- Midgley, J.E.; Liemohn, H.B., 1966: Gravity waves in a realistic atmosphere; J.G.R., 71, 3729-3748.
- Radio Science, 1975: Recent advances in the Physics and Chemistry of the E Region Volúmen especial; Radio Science, 10, nº3.
- Richmond, A.D., 1978: Gravity wave generation, propagation and dissipation in the thermosphere; JGR., 83, 4131-4145.
- Tuan, T.F.; Hedinger, R.; Silverman, S.M.; Okuda, M., 1979: On gravity wave introduced Brunt-Vaisala oscillations; J.G.R., 84, 393-398.
- Whitehead, J.D., 1970: Production and prediction of sporadic-E; Rey. Geophy. and Space Phys., 65-144.
- Yeh, K.C.; Liu C.H.; Hearn, A.L., 1979: Propagation of gravity wave spectra in the thermosphere; J.G.R., 84, 393-398.

VARIABILIDAD DE LA IONIZACION E-ESPORADICA ECUATORIAL

Alberto E. Giraldez, Liliana Puig e Inés Lama

Laboratorio Ionosférico de la Armada

Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

Una clara variación de la turbulencia de la Región E Ecuatorial es observada con la estación del año, indicando cambios de forma y posición del electrochorro ecuatorial.

La variación estacional es muy marcada en estaciones ubicadas entre 5 y 15 grados del ecuador Dip, demostrando esta característica que las fluctuaciones estacionales afectan en mayor proporción a los bordes del electrochorro ecuatorial que el centro mismo.

Asimismo se observa una marcada predominancia del electrochorro ecuatorial en el hemisferio de verano, que comienza a ser importante durante el equinoccio de primavera.

Superpuesta con la oscilación norte-sur del electrochorro, se observa una modulación del ancho, de período anual, en el sector sudamericano,

ABSTRACT

A clear variation of the equatorial E-Region turbulence is observed as function of season indicating changes of shape and position of the equatorial electrojet.

The seasonal variation is stronger for stations located between 5 and 15 degrees of the Dip equator, indicating this characteristic that seasonal fluctuations affect more strongly the sides than the center of the equatorial electrojet

It is also observed a marked predominancy of the equatorial electrojet in the summer hemisphere, which starts to be important during the spring equinox,

Superimposed to the North-South oscillation of the equatorial electrojet there is an one year period width modulation at the American equatorial sector.

INTRODUCCION

Las irregularidades de ionización en la región E Ecuatorial son debidas a fenómenos de inestabilidad de plasma, (Giraldez, 1980a) que tienen lugar en una banda de latitud para la cual el campo geomagnético es prácticamente horizontal.

Teniendo en cuenta que las inestabilidades del Tipo II (D.E. Klaus, L.G. Smith, 1978) son las causantes de la aparición de capa Esq (E-Esporádicas Ecuatoriales), el monitoreo de las estaciones ionosféricas en regiones de baja latitud permite estimar la extensión latitudinal del electrochorro ecuatorial, que es la zona de inestabilidades tipo II, mediante la identificación del tipo de esporádica observable.

Este tipo de análisis resulta muy dificultoso ya que la variabilidad diaria de la Esq es muy grande, obteniéndose entonces una muy baja probabilidad de efectuar algún análisis exacto de su evolución espacial y temporal diario.

También se ha determinado, (Giraldez 1980a) que un parámetro más confiable para determinar en valores mensuales la diferencia entre estaciones de latitudes medias y estaciones ecuatoriales, es la correlación de porcentaje de tiempo con presencia de capas Es versus frecuencia crítica acumulativa.

Los resultados indican que dicha correlación es fuertemente logarítmica en latitudes medias, y lineal en el anillo ecuatorial, (Giraldez 1980b).

Debido a esta característica particular, el análisis de los índices de correlación para las diferentes estaciones provee información apropiada para su clasificación como de latitudes medias o de baja latitud.

RESULTADOS EXPERIMENTALES

El cálculo simultáneo de los índices de correlación lineal y logarítmica para estaciones cuyo ángulo de Dip sea inferior a 20° , permite estimar el grado de cercanía al anillo ecuatorial. La Fig. 1 muestra la diferencia entre los cuadrados de los coef. log.-lineal para un conjunto de estaciones Asiáticas. Como se observa en la figura, la variación de dicha diferencia (cada punto corresponde a un trimestre) es mayor a medida que la ubicación se acerca a la banda $4-8^\circ$ Dip. Se observa asimismo una fuerte variación en los resultados de estaciones con dips entre 8° y 6° , donde se invierte el resultado de la diferencia.

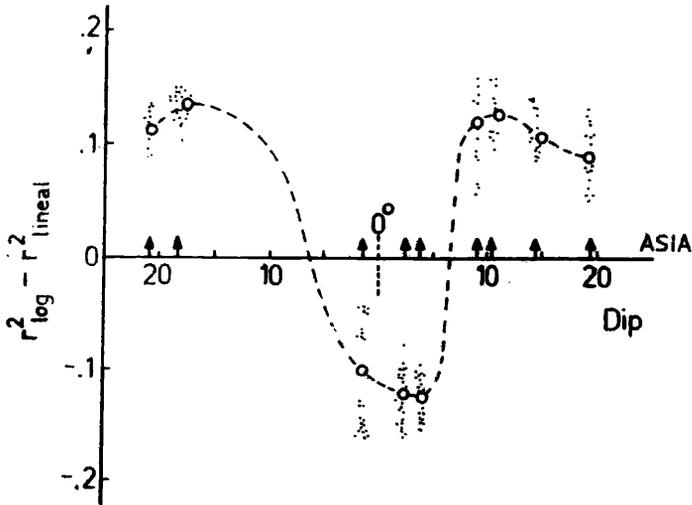


FIGURA 1

Diferencias observadas entre las estaciones analizadas (flechas verticales) en el tipo de comportamiento estadístico.

Los puntos corresponden a valores trimestrales y los círculos al valor medio de los mismos.

Para estaciones a ambos lados del eje y cercanas al punto de intersección del eje, el análisis separado de los valores estacionales, indica que el punto de cruce del eje varía con la estación del año. Este punto, si bien no puede afirmarse que corresponda al límite del anillo ecuatorial (no existe límite fijo), es el valor medio estacional estimado del mismo.

El cálculo del punto de cruce entre ambas correlaciones (latitud aproximada de comienzo del electrochorro ecuatorial) para las diferentes épocas del año indica que existe fuerte variación del mismo, como se observa en la figura 2 para el sector Asiático. Como se observa en la figura, el anillo ecuatorial es más ancho en el hemisferio norte en el III trimestre (verano) y más angosto en invierno, I trimestre. Además se observa que los equinoccios no son equivalentes entre sí; el equinoccio de primavera (II trimestre) es más intenso que el de otoño (IV trimestre).

El mismo tipo de análisis para el sector ecuatorial americano muestra un comportamiento general similar, Fig. 3, en cuanto a la diferencia de los índices de correlación, con una rápida inversión entre 4 y 8 grados Dip.

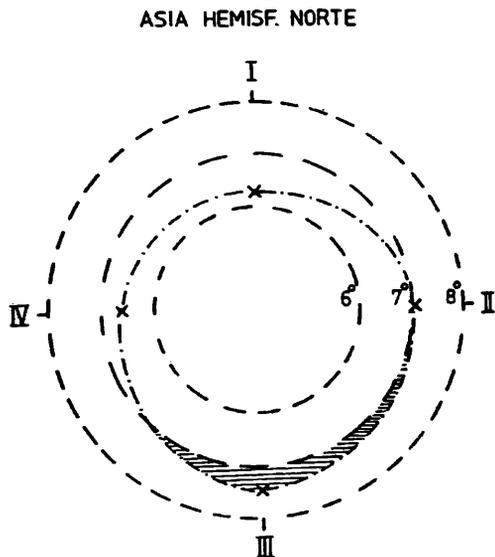


FIGURA 2

Variación observada del borde del anillo ecuatorial (-.-.) a lo largo de un año promedio. (I, II, III, IV indican el trimestre considerado. I= enero, febrero, marzo; II= abril, mayo, junio etc.) Los círculos de trazos indican la latitud Dip correspondiente.

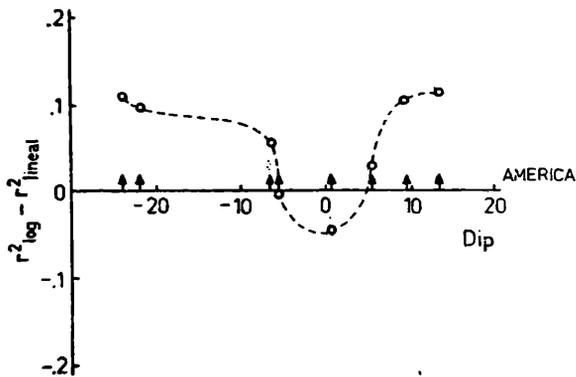


FIGURA 3

Similar a la Fig. 1, para el sector Americano. Se observa que la distribución de estaciones (flechas verticales) permite analizar ambos lados del anillo ecuatorial.

El análisis estacional para ambas ramas del borde ecuatorial americano indica (Fig. 4) que el comportamiento es similar al asiático, con máxima excursión del anillo ecuatorial en el verano local y con equinoccios de primavera más importantes que el de otoño. Sin embargo el hemisferio Norte mostraría una casi-simetría para equinoccios.

La Fig. 4 muestra ambos bordes del anillo ecuatorial, tanto los del borde norte como los del sur, debido a que la distribución de estaciones de observación fue mejor realizada.

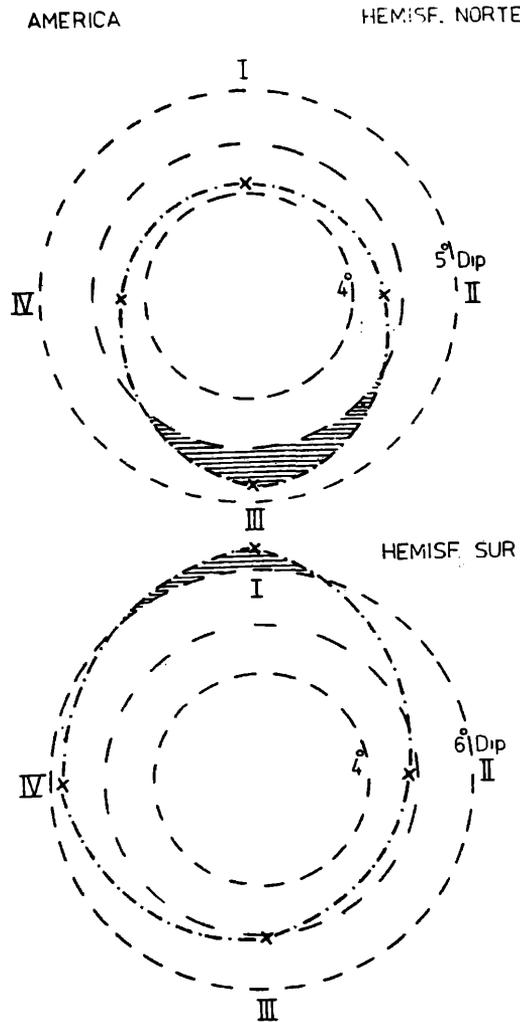


FIGURA 4

Variación observada del borde del anillo ecuatorial en el sector Americano.

La figura superior corresponde al borde superior (hemisferio norte Dip) y la inferior al borde sur (hemisferio sur Dip).

La variación estacional (-.-.-) para los cuatro trimestres se observa que no es simétrica. Los círculos de trazos corresponden a latitud Dip.

Debido a que se cuenta con ambos lados del ecuador, se efectuó un cálculo del ancho total del anillo ecuatorial, (Fig. 5), donde se observa que existe una apreciable diferencia entre el verano y el invierno del ancho total estimado con este método.

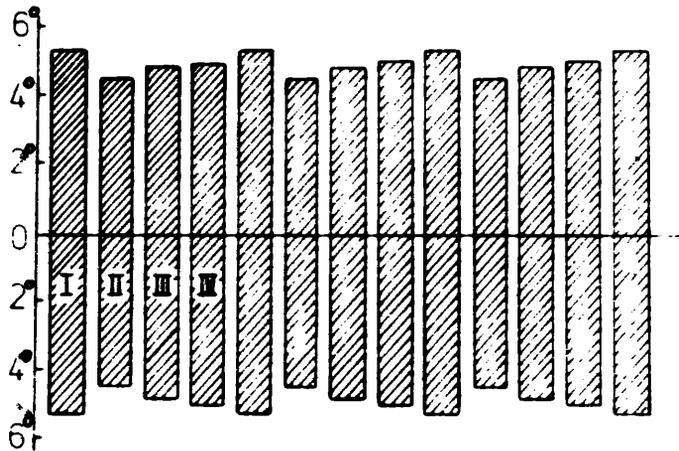


FIGURA 5

Ancho estimado del anillo ecuatorial en grados Dip del sector Americano, para los cuatro trimestres del año.

I= enero, febrero, marzo; II= abril, mayo, junio; III= julio, agosto, septiembre; IV= octubre, noviembre, diciembre.

DISCUSION

Si bien este método de análisis del anillo ecuatorial no toma en cuenta la intensidad magnética en tierra inducida por el electrochorro ecuatorial, por lo cual no está rigurosamente midiendo las características de la corriente ecuatorial, que es el parámetro utilizado generalmente para determinar la extensión e intensidad del electrochorro ecuatorial, el método permite estimar el ancho latitudinal para el cual el mecanismo de inestabilidad de plasma del tipo II, debido al corrimiento de gradiente de densidad iónica vertical, es importante.

La inestabilidad de gradiente básicamente puede describirse como una interacción entre las fuerzas provocadas por el campo magnético (horizontal), el campo eléctrico vertical generado por la acción de dínamo ecuatorial y la diferencia de la relación girofrecuencia-frecuencia de colisiones de los electrones, que a esta altura provocan la aparición de un campo eléctrico de polarización (horizontal), que dá lugar a movimientos verticales de ionización provocando la aparición de inhomogeneidades (nubes) de plasma que se desplazan verticalmente en forma oscilatoria.

La densidad de estas inhomogeneidades (mayor que la del medio) es la responsable de las reflexiones parciales observadas desde tierra como Esporádicas ecuatoriales.

De lo expuesto se desprende que la variación geográfica de la distribución de Es ecuatoriales con la época del año es debida a variaciones en el campo eléctrico vertical y a los parámetros velocidad de desplazamiento y frecuencia de colisiones electrónica e iónica.

El empleo de esta técnica no permite separar la influencia de los diferentes factores involucrados en forma clara, pero sí permite inferir que las diferencias de velocidad de deriva de plasma y temperatura cinética de las especies ionizadas sufre un apreciable cambio a lo largo del año, como se muestra en los efectos encontrados.

CONCLUSIONES

De los resultados obtenidos se concluye que;

- 1) El electrochorro ecuatorial sufre un corrimiento sistemático norte-sur a lo largo del año, teniendo su máxima extensión en el hemisferio correspondiente al solsticio de verano;
- 2) La extensión del electrochorro ecuatorial no es simétrica en los equinoccios. El equinoccio de primavera es más importante que el de otoño;
- 3) Además de la excursión norte-sur, el anillo ecuatorial sufre una modulación de amplitud que no es simétrica en los solsticios (semianual), sino que al menos en el sector americano esta modulación es anual, con su máximo en el 1° trimestre del año.

BIBLIOGRAFIA

- Giraldez, A.E., 1980a: Características de las capas E-esporádicas ecuatoriales; *Geoacta*, 10, n°2, 157-164.
- Giraldez, A.E., 1980b: Equatorial Belt Sporadic-E statistics; *LIARA*, C-30.
- Klaus, D.E. y Smith, L.G., 1978: Rocket Observation of Electron-Density Irregularities in the Equatorial Ionosphere Below 200 Km.; *Aeronomy Report* n° 80, Univ. of Illinois.

VELOCIDAD DE DESPLAZAMIENTO DE SISTEMAS CONVECTIVOS EN MENDOZA

Matilde Nicolini

Comisión Nacional de Investigaciones Espaciales

Programa Nacional de Lucha Antigranizo

San Miguel, Provincia de Buenos Aires

República Argentina

RESUMEN

En este trabajo se aplica un modelo no lineal, estacionario y bidimensional de convección en cumulonimbus, desarrollado por Moncrieff y Green (1972), a las condiciones no perturbadas previas a tormentas convectivas en el norte de Mendoza. Se comparan las velocidades de propagación pronostivadas (V_p) mediante el modelo con los valores obtenidos a partir de la información de ecos de tormentas observados con un radar EPS-18. Se obtiene que el modelo sobreestima las velocidades de propagación de las tormentas y que la ecuación de regresión lineal está dada por V (m/seg) = $0.5 V_p$ (m/seg) + 2.0

ABSTRACT

A non-linear, steady and two-dimensional model of cumulonimbus convection, developed by Moncrieff and Green (1972), is applied to undisturbed prestorm conditions in northern Mendoza.

The predicted propagation speeds of severe convective storms estimated by the theory are compared with the values obtained from the PPI FPS-18 radar observations. The cases analysed lead to speeds that overestimate the real values and the linear regression equation is given by V (m/seg) = $0.5V_p$ (m/seg) + 2.0.

INTRODUCCION

Una acción de siembra de nubes potencialmente graniceras requiere el conocimiento del desplazamiento de las celdas convectivas que se generan o se aproximan al área experimental. Por ello se ha visto la necesidad de estudiar el movimiento de las celdas convectivas en la zona norte de Mendoza en relación con los vientos en el entorno. Se han analizado con ese fin las tormentas filmadas en el período octubre 1976-marzo 1977 con un radar FPS-18 y la información aerológica de la estación Plumerillo. Por otra parte se aplica una teoría de convección a las condiciones no perturbadas, previas a las mismas tormentas

convectivas analizadas , que proporciona una expresión para sus velocidades de desplazamiento. La comparación de los datos observacionales con los teóricos permite obtener un método de pronóstico útil de velocidades medias para las celdas individuales conocida su dirección de desplazamiento, la magnitud de la cortante vertical media del viento en la nube, la altura de la escala convectiva y la energía potencial disponible del flujo.

2. ANTECEDENTES

Al consultar los antecedentes sobre el tema se encuentra una variedad de trabajos que se inician en el año 1942 (Byers) . En los primeros, (como el de Brooks, 1946), los ecos estudiados eran más bien aislados, sin propagación discreta organizada y de pequeña extensión. Su movimiento estaba fuertemente correlacionado con los vientos medios en espesores determinados o con los vientos en niveles llamados "conducentes". Un análisis en una mayor escala temporal y espacial reveló la complejidad y los rápidos cambios en morfología de las configuraciones encontradas desalentando la búsqueda de las respectivas correlaciones con el entorno. Cuando se logra filtrar los detalles, tal como hicieron Newton y Katz, (1958), en tormentas de gran extensión, utilizando registros pluviométricos horarios se encontró una desviación sistemática de los sistemas en dirección respecto del viento medio (en, por ejemplo, el espesor 700-500 mb) hacia la dirección del vector cortante vertical del viento. El giro direccional del viento en el entorno de estas grandes nubes estaría acompañado por un efecto de propagación de la tormenta hacia la dirección del flujo relativo que ingresa a la misma en capas bajas.

Posteriormente, se elaboraron teorías y modelos observacionales que intentan explicar, a través de distintos argumentos, al menos cualitativamente, esta desviación en el desplazamiento de los sistemas convectivos respecto del entorno (Newton y Newton, 1959), (Fujita y Grandoso, 1968) y (Raymond, 1975).

Moncrieff (1978), identificó dos regímenes distintos de desplazamiento y de la estructura del flujo relativo en un sistema convectivo que ejemplifican dos extremos de convección severa y persistente. El primero sería el de una tormenta que se desplaza con la velocidad del flujo en un nivel dado o "régimen conducente" que podría ejemplificarse con el modelo observacional bidimensional presentado en Browning y Ludlam (1962) . El segundo sería el descrito por Browning (1968), en el cual la tormenta se mueve relativamente al flujo en gran escala en todos los niveles, llamado por Moncrieff "régimen propagante" presentando el flujo características tridimensionales. En ambos casos se busca un mecanismo que explique la persistencia de una circulación con una rama ascendente y otra des

cedente durante períodos de más de una hora. Ambas configuraciones permiten que la precipitación afecte primordialmente a la descendente. Son por lo tanto similares en cuanto a las características estacionarias, por lo menos durante el tiempo que puede permanecer una parcela en el sistema y recorrerlo. Difieren, sin embargo, tanto en la estructura del flujo relativo como en la velocidad de desplazamiento de la tormenta resultante. Se encuentra (Moncrieff y Miller, 1976) que en latitudes medias las velocidades de desplazamiento se acercan más a los valores obtenidos con un modelo bidimensional. Esto es así, preferentemente cuando el giro direccional del viento es débil aunque la cortante en velocidad es intensa y la tormenta resultante es severa y de regular o gran extensión. En latitudes tropicales, donde la cortante vertical del viento es débil, el régimen convectivo responde más al de tipo "propagante" con características tridimensionales.

Estos antecedentes y la ubicación de la zona norte de Mendoza conducen a considerar al "régimen conducente" como más representativo de las características de la convección severa en dicha región.

3. METODOLOGIA EMPLEADA

El análisis de la información de radar, que abarca 51 celdas, consistió en determinar las trayectorias de los baricentros de las mismas en su contorno externo de reflectividad en los sucesivos cortes cuasi-horizontales (PPI) realizados durante la historia filmada de cada celda. Todos los días incluidos en la muestra presentaron convección severa aun cuando no todas las celdas precipitaron granizo de diámetro mayor que 2.0 cm, de acuerdo a los tamaños obtenidos a partir de la mesora de medidores de impacto instalada en el área. Algunas celdas alcanzaron un grado muy fuerte de severidad, como la celda C del 22-12-1976 que dió lugar a una traza de granizo en superficie extensa e intensa con diámetros de granizo superiores a 5.0 cm (Nicolini y Norte, 1979).

Con mayor frecuencia la tormenta correspondió al tipo multicelular, integrado por celdas individuales que se desarrollan y disipan aún cuando el conjunto puede ser interpretado como estacionario cuando presenta una gran organización. Con menor frecuencia se presentaron tormentas con características supercelulares. El comportamiento de ambos tipos celulares y las condiciones ambientales previas a las tormentas han sido analizadas en otros trabajos (Nicolini y Norte, 1979; Nicolini, 1979; Nicolini y Norte, 1980).

Como primer paso en la determinación de un método de pronóstico de movimiento de celdas se ha intentado estimar el error que se comete al utilizar la dirección del vector viento medio en determinados espesores en la troposfera que han sido evaluados en otras zonas convectivas por distintos autores.

Met. Pron. θ_p Error	\hat{v}_{500} mb	Método Colquhoun	\hat{v}_{sup} tope	\hat{v}_{sup} 450 mb	\hat{v}_{base} tope	$\hat{v}_{700-500}$ mb	$\hat{v}_{M. y G.}$ $\theta_p \equiv \hat{v}_{base-tope}$	$\hat{v}_{M. y G.}$ $\theta_p \equiv \hat{\Delta v}$	$\hat{v}_{M. y G.}$ $\theta_p \equiv \theta_{REAL}$
RMSEO (grado)	44.5	53.75	34.1	44.3	35.4	59.5	31.8		
\bar{e}_θ (grado)	36.4	39.6	27.8	33.6	28.8	42.9	25.6		
Met. Pron. v_p Error	$\frac{v_{500}}{2}$	$\frac{ \hat{v} }{\text{Método Colquhoun}}$	$\frac{ \hat{v}_{sup} }{\text{tope}}$	$\frac{ \hat{v}_{700-500} }{500 \text{ mb}}$	$\frac{ \hat{v}_{base} }{\text{tope}}$	$\frac{ \hat{v}_{700-500} }{500 \text{ mb}}$	$\frac{ \hat{v}_{sup} }{450 \text{ mb}}$	$\frac{ \hat{v}_{sup} }{\text{tope}}$	$\frac{ \hat{v} }{\text{Método Colquhoun}}$
RMSE _v (m seg ⁻¹)	3.0	6.2	4.5	5.7	6.5	7.5	7.5	7.5	5.8
\bar{e}_v (m seg ⁻¹)	2.35	5.5	3.8	5.0	5.9	6.95	6.9	6.9	5.0

$$RMSE_x = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_{oi} - x_{pi})^2} / N$$

$$\bar{e}_x = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |x_{oi} - x_{pi}| / N$$

$$N = 51 \text{ celdas} \quad \sigma_{v_0} = 3.0 \text{ m seg}^{-1} \quad \sigma_{\theta_0} = 37^\circ$$

\hat{v} = versor en la dirección del vector \hat{v}

Tabla 1: Errores obtenidos en los valores de dirección y velocidad utilizando distintos métodos.

En la Tabla 1 se presentan los errores cuadráticos medios (RMSE) y los absolutos medios (\bar{e}) de las direcciones. Se incluye el error al aplicar el método propuesto por Colquhoun (1975), quien en rigor determina la dirección y velocidad de la tormenta que aseguren una máxima velocidad de transporte de masa en el sistema ascendente-descendente para el caso particular de tormentas estacionarias en su etapa de máxima intensidad. Se obtiene que la dirección del vector cortante vertical del viento en la capa de nube ($\Delta \vec{v}$) minimiza el error, siendo RMSE en este caso menor que la desviación estandar (σ_{θ_0}) de las direcciones observadas. Asimismo se intentó correlacionar las direcciones reales con las obtenidas por los métodos mencionados, obteniéndose resultados desalentadores. El coeficiente de correlación lineal más elevado correspondió a $\Delta \vec{v}$ con un valor de 0.62. Todo lo anterior se detalla en Nicolini, 1981 (a publicar en la C.N.I.E.).

El análisis anterior y la variabilidad en la dirección en un mismo día de tormenta, motivó, en un primer paso, encontrar un método de pronóstico de velocidades que permita determinar una velocidad media dada una dirección inicial de desplazamiento.

Los $RMSE_v$ resultantes de aplicar directamente los distintos métodos, que figuran en la Tabla 1, son mayores o comparables con el valor de v_0 . El objetivo entonces es utilizar un método que si bien puede conducir a errores grandes al ser aplicado directamente permita obtener por un lado una buena correlación entre los valores observados y los pronosticados y por otro una curva de regresión útil a los fines de pronóstico del desplazamiento de las celdas convectivas en el área. Su elección resulta de una comparación de la correlación existente entre los valores de velocidad pronosticados y observados por los distintos métodos. En la Tabla 1 se muestra en las últimas tres columnas los errores en la velocidad resultantes de aplicar directamente el método propuesto por Moncrieff y Green (1972), que ha dado buenos resultados en latitudes medias, considerando la dirección del viento medio en el espesor base a tope de nube, del vector $\Delta \vec{v}$ y la dirección real de desplazamiento de la celda respectivamente.

Este método provee una expresión para determinar la velocidad de una tormenta bidimensional estacionaria en presencia de una cortante unidireccional y constante con la altura que responde al régimen denominado de "nivel conducente"

En la Fig.1 se ha esquematizado el flujo relativo a la tormenta propuesto en ese modelo. Se han trazado líneas de corriente que, dada la suposición de flujo estacionario, coinciden con trayectorias. El aire en la rama ascendente ingresa a la tormenta en una capa próxima a superficie desde una distancia en la cual el flujo horizontal no perturbado presenta una cortante vertical constante en intensidad. Después de precipitar en parte, abandona la tormenta horizontalmente en un nivel superior donde alcanza equilibrio hidrostático con el entorno.

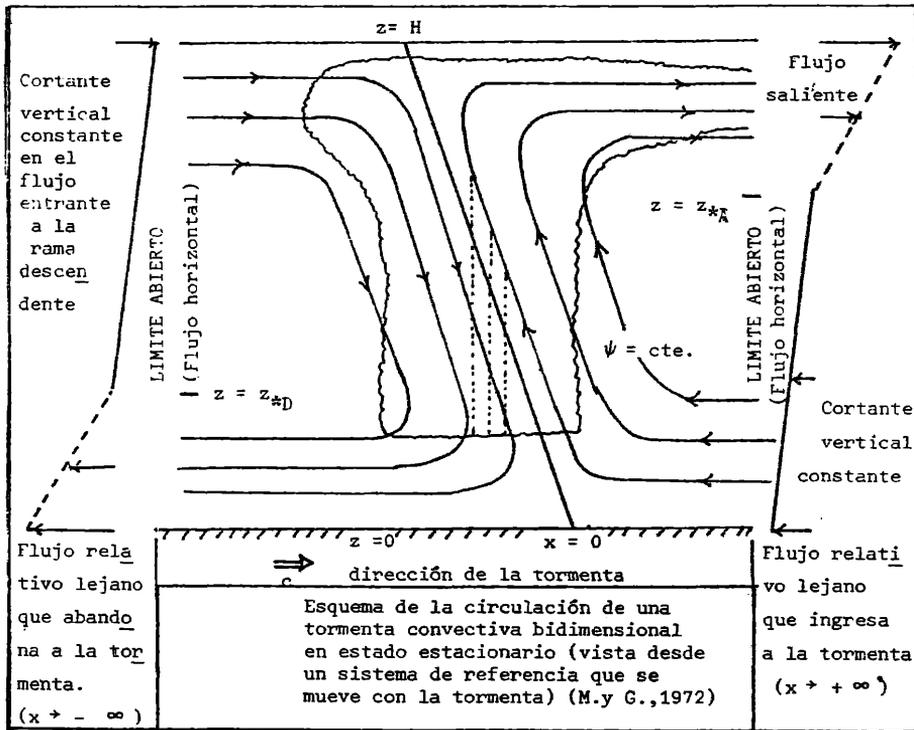


Figura 1

Cuadro 1: Formulación del modelo de nube de Moncrieff y Green (1972)	
SUPOSICIONES	ECUACIONES BASICAS
<p>1. El flujo depende de dos dimensiones espaciales ($\partial/\partial y=0$)</p> <p>2. Estado estacionario respecto de un sistema de referencia que se desplaza con la velocidad del flujo no perturbado u_0 en el nivel conducente z_* que coincide con la velocidad de la tormenta c.</p> <p>3. Son válidas las aproximaciones de Boussinesq.</p> <p>4. Términos viscosos e términos inerciales.</p> <p>5. Término de Coriolis se desprecia (escala tiempo $\ll 3$hs)</p> <p>6. Estabilidad estática del estado básico $d\psi/dz = B = cte.$</p> <p>7. $(\partial\psi/\partial z)$ parcela = $(\partial F/\partial z)\psi = \Gamma_g = cte.$ con z</p> <p>8. $\eta_0 = du_0/dz = 2A = cte.$ con z en el flujo no perturbado</p> <p>9. $\rho(z) = \rho_B \exp(-z/H_0)$ donde $\rho_B = cte.$ y H_0 (altura de la escala de $\rho) = -(\partial \rho_0/\partial z)/\rho_0 ^{-1}$</p> <p>10. El aire que ingresa en $z_0 = z_0' = \Delta z$ (capa de mezcla) / 2 es el mismo que emerge en el tope $z_1 = H$</p> <p>11. Existe z_* tal que $c = u_0(z_*)$</p> <p>de 8. $c - u_0(z_0') = 2A(z_* - z_0')$</p> <p>12. Para $\beta \gg 1$ y $z_0' = 500$ mgp, se cumple $\beta / (\beta + 1) > z_0'/H > z_0'/H(1 + \beta)$</p>	<p>FC. Termodinámica: $d\phi/dt = w\Gamma_g$ (1)</p> <p>Ec. de vort. $d\eta/dt + \eta \nabla \cdot \vec{v} + g \partial\phi/\partial x = 0$ (2)</p> <p>donde $\eta = \partial u/\partial z - \partial w/\partial x$; $\phi(x, z) = \ln \Theta = F(\psi, z)$</p> <p>$\partial\psi/\partial z = \rho u$; $-\partial\psi/\partial x = \rho w$</p> <p>Transformando las coord. $\phi_p - \int \Gamma_g dz = G_2(\psi)$ (3)</p> <p>denadas (x, z) a (ψ, z) $\eta / \rho = g \int_{z_0}^z (\partial F/\partial \psi)_z dz = G_1(\psi)$ (4)</p> <p>se encuentran las siguientes</p> <p>tes cantidades conservativas en una línea de corriente ψ.</p> <p>De (3) y (4) y de las suposiciones 6, 7, 8 y 9 resulta:</p> <p>$1/H_0 \partial\psi/\partial z + \eta^2 = 2A [1 + R(z - z_0)/(z_* - z_0)] \rho_B \exp[1/H_0(z - 2z_0)]$ (5)</p> <p>Para fluido incompresible $\psi(\infty, z_0) \sim 2A c_g (z_* - z_0)^2$</p> <p>Las soluciones analíticas $\psi(\infty, z_1) \sim 2A \beta^2 \rho_B (z_1 - z_*)^2$</p> <p>para $x \rightarrow \infty$ son:</p> <p>para $0 \leq z_0 \leq z_*$ y $z_* \leq z_1 \leq H$</p> <p>De 10. resulta $z_* = (H\beta + z_0') / (1 + \beta)$ con $\beta(\beta - 1) = R = g(\Gamma_g - B) / 4A^2$</p> <p>Para fluido compr.</p> <p>empíricamente se obtiene $z_{*comp} = z_* + \text{incomp} = 0.11H^2/H_0$</p> <p>$z_{*comp} \approx (H\beta + z_0') / (1 + \beta) - 0.11H^2/H_0$ y de 11 y 12. resulta:</p> <p>$c \approx u_0(z_0') + \Delta U [(1 + (1 + 4R)^{1/2}) / (3 + (1 + 4R)^{1/2}) - 0.11H/H_0 - z_0'/H]$ (6)</p>

La rama descendente se origina en niveles medios y altos y al alcanzar la capa próxima a superficie abandona la tormenta horizontalmente. Este modelo permite obtener la altura del llamado "nivel conducente" z_* en la ascendente, donde el flujo relativo a la tormenta se anula, mediante la resolución de la ecuación de vorticidad.

En el Cuadro 1 se han sintetizado las suposiciones y las ecuaciones básicas más importantes del modelo donde θ es la temperatura potencial, Γ_s es el gradiente vertical de temperatura de una parcela que sigue un proceso de enfriamiento pseudo-adiabático y w es la componente vertical del movimiento. La ecuación (5) ha sido expresada en función del número adimensional R que se relaciona con la energía potencial disponible ΔE definida por la expresión:

$$\Delta E(z_0) = \int_{z_0}^{z_1} g \{ F(\psi, z-z_0) - \phi_0(z) \} dz$$

donde el subíndice 0 en ϕ_0 indica estado no perturbado, y con la variación de la componente del viento en la dirección de la tormenta entre el nivel de flujo entrante en la ascendente y el nivel de empuje nulo (denominada ΔU). Se puede demostrar que $R = \Delta E / (1/2 \Delta U^2)$. La semejanza de R con el número de Richardson para este tipo de convección es aparente dado que $1/2 \Delta U^2$ no se halla necesariamente disponible como energía cinética para el movimiento. Una vez obtenida la ecuación (6) para la velocidad de desplazamiento de la tormenta (c) se aplicó a los 51 casos de celdas filmadas en el área.

En la Fig. 2 se ha detallado el cálculo de la velocidad con un ejemplo (caracterizado por una cortante severa del viento de 6.0×10^{-3} a las 18 TMG), utilizando los datos aerológicos de la estación Plumerillo.

Para el cálculo de R en la ascendente $\Delta E(z_0 = z'_0)$ es la energía liberada por una parcela que se origina cerca de superficie y que asciende hasta abandonar la tormenta en el flujo saliente en capas altas y puede ser calculada a partir del área neta positiva en un diagrama termodinámico. En condiciones previas a una tormenta la capa de aproximadamente 1 Km de espesor próxima a superficie presenta valores elevados de θ_{ae} (temperatura potencial equivalente) disminuyendo este parámetro significativamente con la altura. Lo anterior indica que un elevado porcentaje de la energía potencial disponible en el núcleo de la ascendente está asociada con esta capa. Por lo tanto, para el cálculo de $\Delta E(z'_0)$, realizado con un programa computacional que reproduce el proceso pseudoadiabático saturado tal como se simula en el emagrama, se ha calculado el θ_{ae} en los primeros 100 mb o lo que es equivalente se ha supuesto una capa de mezcla en el primer Km y un ascenso adiabático seco a partir del máximo calentamiento alcanzado previamente a la hora en que comienzan a observarse Cb o indicios de convección profunda en el área. Se asigna a z'_0 la altura del nivel me

dio de la capa de mezcla, es decir 500 m.g.p.y a H la altura de la intersección de la adiabática pseudo saturada con el perfil de temperatura no perturbado.

Es importante destacar que el valor de ΔE obtenido difiere del real en la atmósfera en cuanto no se considera ni la liberación de calor latente de fusión ni la retención de vapor condensado, efectos que si bien se oponen no necesariamente se compensan. Tampoco se ha tenido en cuenta el efecto de mezcla con el entorno más seco que será menor al considerar en particular el núcleo de la ascendente. De lo anterior resulta una tendencia a sobreestimar tanto el nivel de empuje nulo H como el valor de ΔE .

Para el cálculo de ΔU dado que el modelo es bidimensional mientras que el movimiento en la atmósfera es tridimensional, se calcularon las componentes del viento u_i paralelas a la dirección de desplazamiento de la tormenta (\odot).

4.RESULTADOS

En la Fig. 3 se muestra el diagrama de dispersión de los valores teóricos obtenidos a partir del modelo respecto de los valores observados. Se resumen a continuación los resultados más significativos.

- Se observa que el valor de la pendiente de la recta de regresión es menor que 1 indicando que los valores pronosticados sobreestiman los valores reales y que este efecto no es constante en el rango de velocidades observado.
- El valor del coeficiente de correlación ($\rho = 0.76$) es aceptable y la dispersión de los valores observados respecto de las ordenadas de la recta ($\sigma = 1.9 \text{ m seg}^{-1}$) indica una reducción de 36.7 % respecto de $\sigma_{\text{observ.}} = 3.0 \text{ m seg}^{-1}$.
- Los valores que más se alejan de la recta de regresión en el rango de movimientos lentos, coinciden ya sea con celdas que resultan de la fusión de otras o bien con celdas pequeñas próximas a celdas dominantes que terminan por fusionarse con éstas últimas o bien celdas de poca intensidad.
- Se observa que en un caso de bifurcación de celdas la teoría reproduce bastante bien el movimiento de la más intensa y duradera. Sin embargo este método debería aplicarse a más casos de bifurcación de celdas antes de arribar a conclusiones definitivas.
- Cuando se consideran sólo los casos de cortante vertical intensa, situaciones en las cuales las condiciones reales son más semejantes a las suposiciones del modelo, representados por los puntos inferiores en el diagrama de dispersión, la pendiente de la recta se aproxima más a 1.
- Se observa un acuerdo entre valores teóricos y observacionales en el sentido de un aumento en los mismos al aumentar la cortante vertical en el entorno.
- Si se tiene en cuenta que el nivel H de empuje nulo en la ascendente a menudo coincide con un nivel de fuerte cortante del viento, errores en la determina

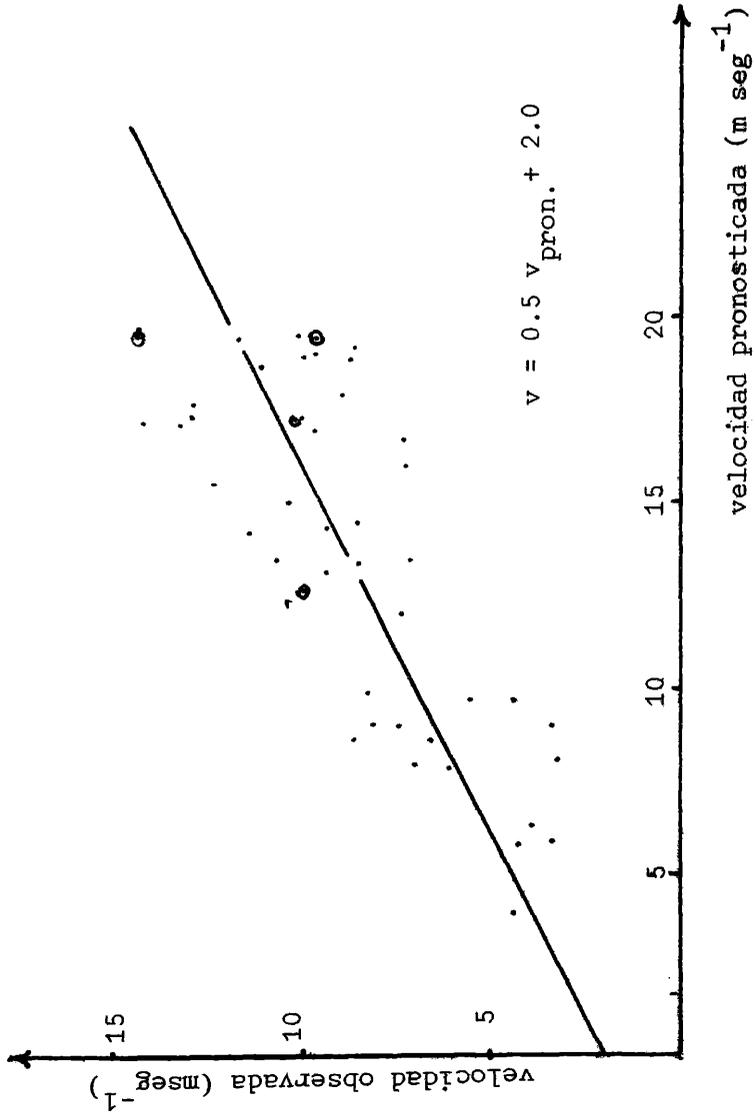


Figura 3 : Diagrama de dispersión de las velocidades observadas respecto de las pronosticadas y recta de regresión (cuadrados mínimos)

Met. Pron. Param.	$\bar{v}_{\frac{500}{2}}$	Método Colquhoun	$\bar{v}_{\text{sup-tope 450 mb}}$	$\bar{v}_{\text{base-tope}}$	$\bar{v}_{\text{700-500 mb}}$	V M.G. $\Theta \equiv \hat{A}_{\text{base-tope}}$	V M.G. $\Theta \equiv \Delta \hat{v}$	V M.G. $\Theta \equiv \Theta_{\text{REAL}}$
ρ	0.54	0.20	0.57	0.43	0.11	0.58	0.58	0.76
a	0.56	0.54	0.55	0.56	0.14	0.51	0.51	0.50
b	4.64	7.07	2.1	6.8	8.2	0.75	0.82	2.0
σ	2.5	2.9	2.43	2.88	2.94	2.41	2.41	1.9
$\bar{v}_{\text{pron.}}$	7.7	3.4	12.4	4.	5.5	15.8	15.8	13.95

$$v = a v_{\text{pron.}} + b$$

Nº casos = 51

$$\bar{v}_{\text{observada}} = 8.9 \text{ m seg}^{-1}$$

$$\sigma_{\text{observada}} = 3.0 \text{ m seg}^{-1}$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum (v_i - v_{oi})^2}{N}}$$

$$\rho^2 = \frac{\sigma_{\text{vob}}^2 - \sigma^2}{\sigma_{\text{vob}}^2}$$

Tabla 2. Verificación de los distintos métodos de pronóstico utilizados, coeficientes de regresión lineal.

ción de este nivel pueden resultar en errores considerables en la determinación de ΔU . En particular, si existe una tendencia a sobreestimar el valor de H , lo cual se explicó anteriormente en el texto, resulta una tendencia a sobreestimar ΔU y por lo tanto el valor de velocidad pronosticada. Dado que las velocidades pronosticadas son mayores en estos casos de fuerte cortante del viento el error en el valor de v_{pron} debido al error en ΔU será mayor en este rango de velocidades. Es posible que este efecto provoque una sobreestimación de la velocidad pronosticada por este método, visible en la recta de regresión ajustada por cuadrados mínimos (Fig. 3).

-Se ha confeccionado la Tabla 2 con el fin de comparar los resultados obtenidos al efectuarse un análisis de regresión lineal con las velocidades pronosticadas por los distintos métodos utilizados. Se encuentra que el método teórico de Moncrieff y Green proporciona el valor más elevado del coeficiente de correlación ρ y el más reducido de σ . A partir de los valores de estos parámetros se ha considerado que dicho método permite obtener mejores resultados. Esto último no se verifica cuando en lugar de considerar la dirección de desplazamiento de las celdas se recurre a la del $\vec{v}_{\text{base-tope}}$ o la del $\Delta \vec{v}$. Interesa señalar que, dado que la evaluación de la velocidad por este método es más laboriosa que la correspondiente a otros métodos más simples, se sugiere de acuerdo a los valores de la Tabla 2, el uso de $\vec{v}_{\text{sup-tope}}$ o bien $\vec{v}_{500/2}$ cuando sólo se requiere una primera aproximación al problema.

5. CONCLUSIONES

El movimiento de las tormentas convectivas es un fenómeno complejo y aún no totalmente comprendido. La teoría de convección propuesta por Moncrieff y Green (1972), aplicada a los datos observacionales obtenidos en la zona norte de Mendoza, permite obtener una expresión útil para el cálculo de velocidades medias de celdas cuando éstas son de mediana o larga duración.

No es posible aplicar este método cuando las celdas resultan de la fusión de otras o cuando existe una marcada interacción entre celdas que integran sistemas multicelulares.

Se considera necesario ampliar la muestra utilizada incluyendo distintas situaciones sinópticas y un rango mayor de valores de cortante vertical del viento con el fin de determinar en qué casos es más representativo este método y en cuáles eventualmente resulte necesario la búsqueda de otro método.

Agradecimientos: La autora agradece a la Lic. Marta G. de Hurtis y a la Lic. Etel Falcoff por la ayuda brindada, merced a la cual fue posible la realización del programa computacional de cálculo de ΔE .

BIBLIOGRAFIA

- Brooks, H.B., 1946: A summary of some radar thunderstorm observations; Bull. Amer. Meteorological Society, 27, 557-563.
- Browning, K.A. y Ludlam, F.H., 1962: Airflow in convective storms; Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 88, 117-135.
- Browning, K.A., 1968: The organization of severe local storms; Weather, 23, 429-434.
- Byers, H.R., 1942: Nonfrontal thunderstorms; Univ. Chicago, Dept. Meteor., Misc. Rep. N°3.
- Colquhoun, J.R., 1975: A method of estimating velocity of severe thunderstorms; Australian Meteorological Magazine, 23, 99-107.
- Fujita, T. y Grandoso, H., 1968: Split of a thunderstorm into anticyclonic and cyclonic storms and their motion as determined by numerical model experiments; Journal of Atmospheric Sciences, 25, 416-439.
- Moncrieff, M.W. y Green, J.S.A., 1972: The propagation and transfer properties of steady convective overturning in shear; Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 98, 336-352.
- Moncrieff, M.W. y Miller, M.J., 1976: The dynamics and simulation of tropical cumulonimbus and squall lines; Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 102, 373-394.
- Moncrieff, M.W., 1978: The dynamical structure of two-dimensional steady convection in constant vertical shear; Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 104, 543-567.
- Newton, C.W. y Katz, S., 1958: Movement of large convective rainstorms in relation to winds aloft; Bulletin of the American Meteorological Society, 39, 129-136.
- Newton, C.W. y Newton, H.R., 1959: Dynamical interactions between large convective clouds and environment with vertical shear; Journal of Meteorology, 16, 483-496.
- Nicolini, M. y Norte, F., 1979: Estudio del comportamiento natural de algunas tormentas convectivas (Mendoza); GEOACTA, 10, 205-220.
- Nicolini, M., 1979: Criterio de clasificación celular de tormentas. Resultados preliminares, guía para su aplicación posterior y de utilidad en tareas operativas de investigación y de acción; Informe de las 1^{eras} experiencias de ajuste de defensa, Temporada granicera 1978-1979, Tomo II, Capítulo II, CNIE.
- Nicolini, M. y Norte, F., 1980: Characteristics of Mendoza hailstorms and their environment; Proceedings of 3rd WMO Scientific Weather Modification Conference, Clermont-Ferrand, Francia, 641-648.
- Raymond, D.J., 1975: A model for predicting the movement of continuously propagating convective storms; Journal of the Atmospheric Sciences, 32, 1308-1317.

ALGUNAS TENTATIVAS DE OPTIMIZACION DE DATOS PARA EL ESTUDIO
DE MAREAS GEOMAGNETICAS

María A. Van Zele y Otto Schneider

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, U.N.B.A., y Consejo
Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas.
Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

En el estudio de mareas geomagnéticas lunares es necesario separar la componente solar S de la lunar L, registradas conjuntamente en el magnetograma. Aquí se trata el error que se comete en el método estadístico para la determinación de L, analizando la dispersión y la influencia del número de datos disponibles, así como distintos criterios para la selección de los días; el tratamiento se realiza con días de baja actividad magnética. Los datos utilizados fueron los de la declinación registrados en el Observatorio de Isla Año Nuevo entre 1902 y 1917.

ABSTRACT

For studying lunar geomagnetic tides it is necessary to separate the solar part S from the lunar part L appearing jointly in the records. In this paper an attempt is made at optimizing the criteria for selecting the days suitable for such a statistical determination of L, considering the level of solar and magnetic activity as well as the size of the resulting sample. Quiet-day record of magnetic declination between 1902 and 1917 were used from Isla Año Nuevo (New Year's Island).

JUSTIFICACION DEL PROCEDIMIENTO

El estudio de mareas geomagnéticas lunares a partir de la variación diaria del campo magnético terrestre involucra separar por métodos estadísticos la componente solar S y la componente lunar L, registradas conjuntamente (S+L) en un magnetograma, en forma nítida en días tranquilos, pudiendo quedar tal información encubierta por campos adicionales causados por perturbaciones de origen solar.

La variación lunar L tiene su origen en el movimiento de mareas de partículas cargadas presentes en la alta atmósfera, producidas por ionización por la radiación electromagnética solar. El fenómeno mecánico, es decir, de mareas, depende entre otros parámetros de la edad lunar (ángulo determinado por las posiciones sol-tierra-luna) y de la distancia lunar, ya que la distancia tierra-luna es variable por ser la órbita del satélite elíptica.

Tanto la consideración de los respectivos términos en el potencial generador de mareas (Doodson, 1922), como los hallazgos empíricos en las mareas geomagnéticas observadas (Bartels y Johnston, 1940) demuestran que la variación en cualquiera de las componentes del campo magnético terrestre debida a la marea por edad lunar, cuya principal componente es la semidiaria M_2 , tiene mayor amplitud que la componente N_2 , originada por el cambio de la distancia lunar. Es especialmente importante entonces, en el estudio de esta última marea parcial (N_2) seleccionar días tranquilos de modo que las fluctuaciones estadísticas propias del fenómeno no la dejen encubierta.

La ionización que da origen a las partículas atmosféricas cargadas responsables de las corrientes ionosféricas, y cuya intensidad depende fundamentalmente de la distancia zenital del sol (Chapman y Bartels, 1940a), es mayor durante el verano correspondiente al hemisferio del observatorio que otorga los datos, por lo que la amplitud de S+L es mayor en esa época.

Para que la curva de la variación diaria registrada represente un fenómeno afectado lo menos posible por la incidencia de radiación particulada, es decir, el día en cuestión pueda considerarse tranquilo, se imponen ciertas condiciones al nivel de actividad magnética del día, y al nivel de actividad solar, medida esta última convencionalmente por el número relativo de manchas solares (R).

PROCEDIMIENTO

Con los cuatro primeros pares de coeficientes armónicos determinados diariamente a partir de valores horarios instantáneos de la declinación registrados en el Observatorio de Isla Año Nuevo (lat. $54^{\circ}39'S$, long. $64^{\circ}09'W$) entre los años 1902-1917, interesa determinar la marea geomagnética parcial N_2 .

Dado que el término N_2 es semidiario (sin perjuicio de que genere mareas parciales secundarias menores en otras frecuencias (Chapman y Bartels, 1940b)), sólo se toman en cuenta aquí los coeficientes A_2 y B_2 (componentes semidiarias del desarrollo de Fourier).

Metodología

i) Dado que la componente solar S debe ser eliminada para hallar la lunar L , y la primera se ve fuertemente afectada por la distancia zenital del sol, se determina la variación anual de S :
 a) en el presente trabajo se divide el año calendario en 12 períodos de igual número de días aproximadamente; cada uno de tales períodos es la mitad de un intervalo conocido como número estacional de Bartels. Se agrupan los coeficientes diarios A_2 y B_2 de días seleccionados (ver sección Optimización de datos) correspondientes a cada uno de ellos, y se calcula el promedio (\bar{A} o \bar{B}), adjudicándolo al día central de cada período. Tal promedio representa la armónica solar S correspondiente al período, ya que el aporte lunar ha quedado prácticamente eliminado en virtud del corrimiento progresivo de su edad lunar, y por ende, de su fase. Esto presupone disponer de una muestra suficientemente numerosa y uniformemente distribuida en tiempo.

b) con los 12 valores de \bar{A} y \bar{B} se calcula el desarrollo de Fourier hasta la cuarta armónica de la variación anual de S , y se determinan los valores A' y B' correspondientes a cada día central del intervalo integrando dicho desarrollo en cada período y dividiendo por la longitud del mismo. Si bien los 12 valores de \bar{A} y \bar{B} permiten obtener seis pares de coeficientes del desarrollo, lo que se busca no es reproducirlos en la síntesis, sino determinar una función con características generales análogas a su variación, sin crear modulaciones artificiales.

ii) Así definida la variación anual de S se obtienen los coeficientes correspondientes a la variación lunar $A(L)$, $B(L)$:

$$\text{dado que } A_2 = A_2(S+L) \quad \text{y} \quad A' = A'(S)$$

resulta $A(L) = A_2 - A'$ interpretándosela como el valor diario del coeficiente A_2 debido a la marca lunar.

Análogamente se procede para $B(L)$.

Indeterminación en el valor de $A(L)$ o $B(L)$.

Si bien el procesamiento de los datos es causa de indeterminación en L , el mayor aporte está dado por la dispersión estadística intrínseca.

La dispersión de los datos por procesado es debida a :

- i) el uso de un nivel de referencia único en un período prolongado (ver sección Expresión de los coeficientes armónicos).
- ii) el cálculo de los coeficientes armónicos diarios por el método de las diferencias bihorarias (método aquí utilizado para el cálculo de los coeficientes del período 1-5-1907, 30-4-1913).
- iii) el agrupamiento de coeficientes correspondientes a distintos días, adjudicándoselos al día central de un intervalo.
- iv) el agrupamiento de coeficientes correspondientes a días de similar (pero no idéntica) distancia lunar cuando se trata de la marea M_2 , o de similar edad lunar cuando se estudia la M_2 .

La dispersión de los datos debida a fluctuaciones naturales no susceptibles de ser tabuladas es causada por:

- i) la variabilidad de la temperatura de las capas ionosféricas, y por ende de la estructura vertical de la atmósfera.
- ii) la variación de su conductividad eléctrica por pequeñas alteraciones en la composición química atmosférica, turbulencia en el aire o distinto grado de absorción y transferencia de la radiación solar, como así también por las fluctuaciones en la intensidad de la radiación ionizante, aún en períodos supuestamente tranquilos.

Puede considerarse entonces que :

- a) la dispersión de $A(L)$ es esencialmente la de $A_2(S+L)$.
- b) dado que A' es un valor promedio sujeto a fluctuaciones estadísticas, el valor de $A(L)$ se ve afectado por la indeterminación del primero :

$$\sigma_{A(L)} = \sigma_{A_2} + \sigma_{A'} \quad \text{donde} \quad \sigma_{A'} = \sigma_{\bar{A}}$$

$$\text{y} \quad A' \approx \bar{A}$$

EXPRESIÓN DE LOS COEFICIENTES ARMÓNICOS

Los valores horarios considerados en el cálculo de los coeficientes armónicos A_n y B_n son en este caso los de la variación de la declinación (ΔD) expresada en décimos de minuto de grado sexagesimal y medida a partir de un cero arbitrario.

$$\text{Entonces} \quad \Delta D = A_0 + \sum (A_n \cos nt + B_n \operatorname{sen} nt).$$

$$\text{Cuando} \quad \Delta D = \sum (A_n \cos nt + B_n \operatorname{sen} nt)$$

la variación es medida a partir del vector horizontal medio diario \vec{H}_m . Es usual expresar ΔD (observada en medida angular) como la componente del campo normal a \vec{H}_m :

$$\begin{aligned} (\Delta \vec{H})_D &= H_m \cdot \Delta D = H_m \cdot \sum (A_n \cos nt + B_n \operatorname{sen} nt) \\ &= \sum (A_n H_m) \cos nt + \sum (B_n H_m) \operatorname{sen} nt. \end{aligned}$$

En lugar de tal valor H_m , promedio típico de cada día, es lícito usar, para mayor conveniencia de las operaciones numéricas, un valor de referencia $H = 27050$ nT, único en el período estudiado; la pequeñez de la variación secular en el intervalo contemplado asegura que el error en $(A_n H)$ o $(B_n H)$ debido a esta aproximación no excede el 1%.

INTERPRETACION GEOMAGNETICA Y PROBABILISTICA DE LOS DATOS

1) Dado que la onda semidiaria se expresa como

$$A_2 \cos 2t + B_2 \operatorname{sen} 2t = (A_2^2 + B_2^2)^{\frac{1}{2}} \operatorname{sen}(2t + \operatorname{arc} \operatorname{tg} A_2/B_2)$$

su máximo se obtiene cuando

$$2t + \operatorname{arc} \operatorname{tg} A_2/B_2 = \pi/2$$

siendo entonces la razón entre sus componentes la que define el instante de culminación de la onda, y su amplitud máxima

$$(A_2^2 + B_2^2)^{\frac{1}{2}}$$

Representando en un reloj armónico (Chapman y Bartels, 1940c) las componentes (B_2, A_2) , $\operatorname{arc} \operatorname{tg} A_2/B_2$ indica el instante de máxima amplitud (con la equivalencia $30^\circ \approx 1h$).

Es un dato empírico que el máximo en la declinación se produce a las 13, hora local, aproximadamente ($\operatorname{arc} \operatorname{tg} A_2/B_2 = 60^\circ$), en el hemisferio sur, durante el verano; a él contribuye tanto la onda diaria como la semidiaria (ver tablas 1, 2 y 3).

II) La función densidad de probabilidad conjunta de A_2 y B_2 corresponde con buena aproximación a la de una distribución normal bidimensional. La condición

$$P(|A_2 - \bar{A}| \leq \alpha ; |B_2 - \bar{B}| \leq \beta) = C ; \quad C \leq 1 ; \quad \alpha, \beta \geq 0 \quad (1)$$

corresponde a elipses centradas en los valores medios \bar{A} y \bar{B} . Admitiendo que dichas variables aleatorias son independientes los semiejes resultan proporcionales a σ_{A_2} y σ_{B_2} y tiene sentido entonces definir por simplicidad una familia de círculos a los que se adjudica idéntica probabilidad C (Bartels, 1932), y cuyo radio está definido por r , siendo

$$r^2 + r^2 = \ln(1-C)^{-2} \cdot \sigma_2^2 \quad (2)$$

$$y \quad \sigma_2^2 = \sigma_{A_2}^2 + \sigma_{B_2}^2$$

resultando entonces

$$\sigma_{\bar{A}} = \sigma_{\bar{B}} = \sigma_2 / \sqrt{N} \quad , \text{ siendo } N \text{ el número de datos}$$

OPTIMIZACION DE LOS DATOS

De datos diarios registrados entre el 1-5-1907 y el 30-4-1913, se calculan por el método de las diferencia bihorarias, los coeficientes armónicos en tiempo universal y se comparan los semidiarios A_2 y B_2 obtenidos con diferentes criterios de admisión en lo referente a la actividad solar y al grado de perturbación geomagnética, comparándose la dispersión σ_2 resultante en cada caso. A modo de ejemplo se elige el intervalo comprendido entre el 22-12 y el 20-1 de cada uno de los años analizados. Los resultados se hallan compilados en la tabla 1.

En cada caso se indica el criterio de selección, siendo:

C_9 : índice planetario de actividad magnética diaria (Bartels, 1951) que resulta de condensar en escala de 1 a 10 el índice clásico C .

R : número relativo de manchas solares, diario

K : índice trihorario de actividad magnética del Observatorio de Postdam (Bartels, 1949).

Se lo introduce a fin de disponer de un índice de actividad magnética de mayor resolución temporal. Si bien no corresponde al hemisferio sur, es el único de estas características existente en el período indicado.

S : Índice diario de actividad magnética para el hemisferio sur, de Mayaud (Mayaud, 1973).

Se lo considera por ser el único existente para el hemisferio austral, si bien ha sido determinado teniendo en cuenta los datos de un único observatorio.

N : número de datos

Nota: En todos los casos considerados con $R \leq 40$ han sido excluidos aquellos días adyacentes a otros con $R > 40$ como una forma de tener en cuenta la tendencia de la actividad solar.

Al realizar los cálculos indicados en la sección Procedimiento y los conducentes a la determinación de los valores medios típicos de \bar{A}_L y \bar{B}_L para distintas distancias lunares, se infiere que la gran variabilidad, día a día, de las corrientes ionosféricas asociadas con los movimientos de mareas subsiste también en condiciones tranquilas, por lo que se requerirían muestras de gran volumen para extraer la señal de marea. Al introducir criterios de selección cada vez más rigurosos, este volumen queda reducido en forma prohibitiva, de manera que la marea continúa estando encubierta por el ruido.

Se decide entonces (criterio I):

- a) ampliar el tamaño de la muestra agregando del período de funcionamiento del observatorio todos los datos aptos en cuanto a actividad solar y grado de perturbación magnética.
- b) cambiar el criterio de selección, considerando aquellos días
 - i) con $C_0 \leq 3$, disminuyendo así la influencia de posibles efectos residuales de tormentas magnéticas;
 - ii) con $\bar{R} \leq 40$, siendo \bar{R} el promedio de los R de 27 días consecutivos, adjudicado al día central del intervalo. Se procede de tal modo dado que \bar{R} es una medida de la tendencia a mediano plazo de la actividad solar, la que resulta más significativa para la selección de los días que el valor diario R (Wilkes, 1962)
 - iii) con $K' \leq 3$.

Dado que puede establecerse una curva media que relaciona la suma diaria de los K' con el índice diario S, se considera poco determinante para la elección de los días tener en consideración, además, a este último.

Los resultados se exponen en la tabla 2.

Se decide además eliminar (criterio II) aquellos días tales que:

$$(A_2 - \bar{A})^2 + (B_2 - \bar{B})^2 \geq r \quad (r \text{ definido por (2)})$$

asignándole al parámetro C de (2) el valor 0,95, como una manera de eliminar datos considerados no representativos de la muestra.

Los resultados de esta última selección se describen en la tabla 3.

BIBLIOGRAFIA

- Bartels, J., 1932; Statistical methods for research on diurnal variations; *Terrestrial magnetism and atmospheric electricity*, 37, 291-302.
- Bartels, J., 1949; Three-hour-range indices, K, for Potsdam-Seddin-Niemegk, 1900-36; en Howe, H.H. y Weisman, E.K., 1949; *Geomagnetic indices K and C*, 1948; IAGA, bulletin 12b, 82-95.
- Bartels, J., 1951; Tägliche erdmagnetische Charakterzahlen 1884-1950 und planetarische dreistündliche erdmagnetische Kennziffern Kp 1932-33 und 1940-1950; *Abhandlungen der Akademie der Wissenschaften in Göttingen, Mathematisch-physikalische Klasse; Sonderheft*.
- Bartels, J. and Johnston, H.F., 1940; Geomagnetic tides in horizontal intensity at Huancayo; *Terrestrial magnetism and atmospheric electricity*; 45, 269-308 y 485-512.
- Chapman, S. and Bartels, J., 1940a; *Geomagnetism*; Oxford at the Clarendon Press; 504-512.
- Chapman, S. and Bartels, J., 1940b; 756-757.
- Chapman, S. and Bartels, J., 1940c; 563-566.
- Doodson, A.T., 1922; The harmonic development of the tide generating potential. *Proceedings of the Royal Society of London*; A100, 305.
- Mayaud, P.N., 1973; A hundred years series of geomagnetic data, 1868-1967; IAGA, bulletin 33, 1-4 y 11.
- Wilkes, M.V., 1962; The solar and luni-solar harmonic components of geomagnetic variations at San Fernando; *Journal of atmospheric and terrestrial physics*, 24, 73-92.

Tabla 1 : comparativa de los coeficientes armónicos semidiarios medios y de su dispersión, obtenidos en base a distintos criterios de selección de días comprendidos entre el 22-12 y el 20-1 de los años 1908 a 1913, corregidos a tiempo local.

$$[\bar{A}], [\bar{B}], [\sigma_2] = nT$$

$$[\text{arc tg } \bar{A}/\bar{B}] = \theta$$

Criterio	N	\bar{A}	\bar{B}	σ_2	σ_2/\sqrt{N}	arc tg \bar{A}/\bar{B}	$(\bar{A}^2 + \bar{B}^2)^{\frac{1}{2}}$
$C_g \leq 5$ $R \leq 30$	103	8,67	4,48	5,94	0,59	62,67	9,76
$C_g \leq 4$ $R \leq 40$ $K' \leq 3$	82	8,52	4,84	5,46	0,60	60,40	9,80
$C_g \leq 4$ $R \leq 40$ $K' \leq 3$ $S \leq 15$	77	8,60	4,98	5,50	0,63	59,93	9,94
$C_g \leq 4$ $R \leq 40$ $K' \leq 3$ $S \leq 12$	63	8,65	5,03	5,71	0,72	59,82	10,00
$C_g \leq 4$ $R \leq 40$ $K' \leq 3$ $S \leq 10$	55	8,60	5,38	5,68	0,77	57,97	10,14
$C_g \leq 4$ $R \leq 40$ $K' \leq 3$ $S \leq 8$	43	7,96	5,49	5,21	0,80	55,41	9,67

Tabla 2 : coeficientes armónicos semidiarios y su dispersión obtenidos en base al criterio I , para días comprendidos entre el 22-12 y el 20-1 de los años de funcionamiento del Observatorio de Isla Año Nuevo, expresados en tiempo local (valores promedios).

$$[\bar{A}] \cdot [\bar{B}] = [\sigma_2] \cdot nT$$

$$[\text{arc tg } \bar{A}/\bar{B}] \cdot v$$

Criterio	N	\bar{A}	\bar{B}	σ_2	σ_2/\sqrt{N}	arc tg \bar{A}/\bar{B}	$(\bar{A}^2 + \bar{B}^2)^{\frac{1}{2}}$
$C_g \leq 3$ $\bar{R} \leq 40$ $K' \leq 3$	144	9,11	5,17	5,52	0,46	60,42	10,47

Tabla 3 : coeficientes armónicos semidiarios medios y su dispersión obtenidos de los datos resultantes de la eliminación de días no representativos (criterio II), en condiciones análogas a la Tabla 2.

Criterio	N	\bar{A}	\bar{B}	σ_2	σ_2/\sqrt{N}	arc tg \bar{A}/\bar{B}	$(\bar{A}^2 + \bar{B}^2)^{\frac{1}{2}}$
$C_g \leq 3$ $\bar{R} \leq 40$ $K' \leq 3$ $4A^2 + 4B^2 < r^2$	133	9,10	5,23	4,90	0,42	60,11	10,49

COMPORTAMIENTO DE LA GARGANTA DE DENSIDAD ELECTRONICA
DE LA REGION F DURANTE LA TORMENTA GEOMAGNETICA
DEL 26 DE MARZO DE 1976 (*)

Nieves Ortiz de Adler, José R. Manzano (**)
Laboratorio de Ionósfera, Facultad de Ciencias Exactas y
Tecnología
Universidad Nacional de Tucumán
Tucumán, Republica Argentina.

RESUMEN

El análisis de los datos suministrados por la red de sondadores de superficie, que incluye estaciones desde los -54° (Islas Argentinas) a 01° (Huancayo), ambos de latitud geomagnética, durante la tormenta geomagnética del 26 de marzo de 1976 ocurrida en el primer período de ASHAY, permite establecer la existencia de una garganta en la concentración ionosférica de la región F, que alcanza latitudes correspondientes a un parámetro de capa $L=1,20$, menor que los encontrados para gargantas detectadas desde satélites en otras regiones de la Tierra. Asimismo es clara la presencia de una doble garganta en ciertas horas del día.

Del análisis del período mencionado surgen dos hechos significativos: 1) la aparición de la garganta de latitudes medias ocurre simultáneamente con el desplazamiento del pico de la anomalía ecuatorial hacia latitudes menores que las de Tucumán, y con la presencia de un pedestal o pico en las vecindades de la mencionada garganta. 2) la presencia de un pico con foF_2 , en latitudes correspondientes a Puerto Stanley, muestra un desplazamiento hacia latitudes bajas, con un pronunciado decrecimiento latitudinal en la velocidad de avance (450mseg^{-1} de -48° a -25° ; 65mseg^{-1} de -35° a -23° de latitud magnética).

ABSTRACT

The presence of a F-region ionization trough was apparent from the analysis of the records of the ground based ionosondes network, stretching from -54° (Argentine Is.) to $+01^\circ$ (Huancayo), geomagnetic latitudes. This ionization trough reached latitudes corresponding to L values of 1,20, clearly below those currently found for

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

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

troughs detected from satellite survey data in other regions of the earth globe. The presence of a double trough is also apparent at certain hours of the day.

Two significant features come up from the period analyzed: 1) the appearance of the middle latitude trough occurs simultaneously with the shift of the equatorial anomaly peak to latitudes lower than Tucumán, and with the presence of a pedestal or peak close to the south-side of the trough; 2) the presence of a peak in foF2, at latitudes near Pt. Stanley, which shows a equatorward displacement, with a pronounced latitudinal decrease in the velocity of advance (450mseg^{-1} at -25° ; 65mseg^{-1} from -35° to -23° geomagnetic latitude)

INTRODUCCION

Un hecho característico de la ionósfera nocturna en latitudes medias, es la presencia de una zona de depresión en la densidad de electrones e iones, conocida como "garganta de latitudes medias" o "garganta principal".

La existencia de la garganta ionosférica fue establecida por primera vez por Muldrew (1965) con la información proporcionada por los sondadores de tope del satélite Alouette I.

La confirmación de la existencia de la misma, se dió a través del análisis de la gran cantidad de datos suministrados por los satélites artificiales; observándose su presencia principalmente durante la noche y con parámetros de capa L no menores de 2,5 (Tulunay y Sayers, 1971; Tulunay y Grebowsky, 1978).

Se han realizado gran cantidad de trabajos sobre las características morfológicas de las gargantas, sus variaciones temporales, relación con la actividad magnética, etc. (Miller y Brace, 1969; Rycroft y Thomas, 1970; Tulunay y Sayers, 1971; Taylor y otros, 1975; Grebowsky y otros, 1976; Mendillo y Chacko, 1977; Kohnlein y Raitt, 1977; Spiro y otros, 1978), siendo uno de los aspectos más interesantes de la garganta, su posible conexión con la plasmapausa magnetosférica.

Los trabajos de Rycroft y Thomas (1970) y Rycroft y Burnell (1970) mostraron que el centro del mínimo de la garganta, y la plasmapausa, medida en el plano ecuatorial, estaban alineados a lo largo de la misma capa L. También mostraron que la posición de la garganta varía con K_p en forma similar a la variación de la plasmapausa con la actividad magnética.

Kohnlein y Raitt (1977) han confirmado que la latitud invarian-

te de la plasmapausa y de la garganta, decrece cuando aumente K_p . Observaron además la aparición de gargantas solo durante la noche: 19 a 05 hs T.L.

Sin embargo, observaciones realizadas por otros investigadores (Grebowsky y otros, 1976) han creado dudas sobre la relación entre la plasmapausa y la garganta.

En cuanto al origen de la garganta, los primeros trabajos (Thomas y Dufour's, 1965), sugerían que la disminución de la densidad electrónica en la región F era resultado de la combinación de un proceso de declinación en la densidad hacia altas latitudes (por aumento del ángulo cenital solar), interrumpido por un aumento debido a la ionización producida por precipitación auroral. Actualmente el origen de la garganta se relaciona con la convección magnetosférica en la ionósfera de altas latitudes.

Banks y otros (1974) y Shunck y otros (1975), sugieren que la garganta se forma por la conversión de iones O^+ en iones NO^+ , con la posterior recombinación disociativa ($NO^+ + e \rightarrow N + O$).

La gran velocidad de deriva de los iones (causada por el campo eléctrico en las vecindades de la garganta) sería la causa de que la disminución de densidad electrónica fuera más eficiente en esta zona.

Según Banks y otros (1974), la formación de la garganta de latitud medias y altas, tendría el mismo proceso químico, pero serían originadas por distintos mecanismos: en latitudes medias sería de mayor influencia la co-rotación ionosférica con la Tierra; en cambio para latitudes altas habría que tener en cuenta la presencia de un campo eléctrico ionosférico de gran escala (asociado con la convección magnetosférica), así como la presencia de fuertes vientos termosféricos.

Spiro y otros (1978) sostienen también que la disminución de la densidad electrónica se debe al intercambio átomo-ión y a la posterior recombinación disociativa, pero este proceso se favorecería por la permanencia del plasma durante mayor tiempo, en las vecindades de la garganta, como consecuencia de un mecanismo de avance, estancamiento y retroceso del mencionado plasma. Este movimiento sería el resultado de la acción combinada de los campos eléctricos de co-rotación y magnetosféricos. El lugar de estancamiento del plasma (lugar donde el flujo se invierte de este a oeste) se encuentra entre las 18 y 24 hs T.L.

ANÁLISIS DE MEDICIONES

Este trabajo está basado en datos proporcionados por la red sudamericana de sondadores de superficie. La poca información disponible impide encarar el mismo desde un punto de vista cuantitativo, sin embargo ésta sería suficiente como para insinuar los procesos que tienen lugar en la formación de la garganta de densidad electrónica en latitudes medias.

La figura 1 muestra una imagen "tridimensional" de los datos de f_{oF2} para la red de sondadores sudamericana y antártica, correspondientes al día 25 de marzo de 1976.

De la observación de la misma, se puede confirmar la existencia de una garganta extendida, que va aplanándose, desde las 00 a las 03 horas T.L., situada a la altura de Buenos Aires ($L=1,20$ Dip= $-32,2^\circ$). A las 04 y 05 horas de T.L. el mínimo se presenta en Tucumán ($L=1,11$ Dip= $-22,1^\circ$). Es clara la presencia de un pedestal bien conformado por las estaciones Puerto Stanley ($L=1,58$; Dip= $-47,5^\circ$), Ushuaia ($L=1,69$; Dip= $-50,6^\circ$) e Islas Argentinas ($L=2,36$, Dip= $-58,1^\circ$), desde las 00 a las 06 horas T.L.

Desde las 06 a las 17 hs se observa un comportamiento irregular. Parece no haber garganta en las horas de luz diurna (por lo menos en las latitudes alcanzadas por los sondadores disponibles), pero sí la existencia de una giba en Puerto Stanley a las 06 hs, la que se traslada a Buenos Aires a las 07 hs; se presenta nuevamente en Puerto Stanley a las 09 hs y en Ushuaia a las 11 y 12 hs.

La desaparición de la giba a las 08 y 10 hs puede deberse a la falta de una estación entre Huancayo ($L=1,04$; Dip= $1,3^\circ$) y Tucumán, y a la falta de datos de la estación Ushuaia a las 10 hs.

A las 13 hs, el pico de Ushuaia de horas anteriores se ha aplanado, y se forma un pico suave a la altura de Concepción ($L=1,21$, Dip= $-35,5^\circ$), el que se encuentra allí Buenos Aires a las 14 hs.

A las 18 hs el pico de la anomalía ecuatorial parece haber desaparecido (debido quizás a un desplazamiento hacia latitudes menores que las de Tucumán) y el pedestal presente en horas anteriores en Ushuaia, está perfectamente perfilado, con la adición de otro pico en Concepción. Es clara la presencia de dos gargantas en la densidad electrónica.

Desde las 19 a las 23 hs, son nítidamente observables, una garganta a la altura de Buenos Aires, y un pedestal bien conformado en Ushuaia, así como la desaparición del pico de la anomalía ecuatorial.

Exceptuando las horas de luz diurna, donde el comportamiento es irregular, se podría aventurar que la garganta de latitudes medias se presenta sólo cuando el pico de la anomalía ecuatorial está en latitudes menores que las de Tucumán, y se mantienen, en tanto la posición del mencionado pico se mantenga. Es de destacar que en todos los casos, la garganta tiene en sus vecindades un pedestal. Se debe notar también, el traslado del pico de Ushuaia (12 hs) a Concepción (13 hs), Buenos Aires (15 hs) y a Tucumán (15 hs).

La figura 2 representa foF2 para la misma red de sondadores, para el 26 de marzo de 1976, día posterior a la tormenta geomagnética cuyo S.C. tuvo lugar a las 22,33 T.L. del 25 de marzo.

La falta de datos de algunas estaciones durante las primeras horas del día, impiden hacer observaciones en las curvas correspondientes.

Desde las 08 a las 15 hs se observa un pico que oscila entre Buenos Aires y Concepción. No hay garganta, y la desaparición del pedestal de altas latitudes es un hecho notable en este día (hay una brusca caída en la densidad electrónica para altas latitudes). Recién a las 20 hs, cuando el pico que se observaba en horas anteriores se ha desplazado a latitudes menores que las de Tucumán, aparece una garganta en Puerto Stanley y un pedestal de alta latitud.

Igual que en el caso del día 25, se puede destacar la presencia de una doble garganta (21 hs) y el hecho de que la aparición de la garganta se da simultáneamente con el desplazamiento del pico de la anomalía ecuatorial hacia latitudes menores que las de Tucumán.

La figura 3 corresponde a los datos de foF2 del día 27 de marzo de 1976. En ella se nota la presencia de una doble garganta (Puerto Stanley y Buenos Aires) a las 02 hs. Así como una garganta en Buenos Aires desde las 00 a las 03 hs, y en Tucumán desde las 04 a las 07 hs. A las 08 hs se observa dos gibas (ya insinuadas a las 07) en Buenos Aires y Ushuaia, las que definen dos gargantas. Estas dos gibas están presentes a las 09 hs, pero parecen haberse "fusionado", según se nota en la curva de las 10 hs.

Se nota el avance de un pico hacia latitudes bajas. Este se encuentra en Puerto Stanley a las 10 hs, en Concepción a las 11 hs y en Buenos Aires a las 12 y 13 hs. Las velocidades de propagación son de 450mseg^{-1} y de 65mseg^{-1} .

Los datos de h'F (no incluidos en este trabajo) muestran que el proceso de elevación de capa, se propagaría hacia bajas latitudes

con velocidades acorde a las estimadas.

Igual que en días anteriores, la garganta aparecerá cuando el pico de latitudes medias no se observa. Las curvas de las 15, 16 y 17 hs muestran un pico de latitudes medias que marcan una garganta en latitudes menores que la de Concepción. La curva de las 19 hs muestra una brusca caída de f_oF_2 desde Huancayo a Concepción y un pedestal bien conformado entre Puerto Stanley y Ushuaia (el que subsiste nítido hasta las 24 hs).

La figura 4 muestra las variaciones porcentuales de los días post tormenta, 26, 27 y 28, en relación al día tranquilo: 25/3.

Todas las estaciones presentan fase negativa en horas siguientes a la iniciación de tormenta. Para estaciones de latitud menor que la de Puerto Stanley, la fase negativa se extiende hasta las 07 hs aproximadamente, en cambio Puerto Stanley tiene fase negativa hasta las 10 hs, Ushuaia hasta las 12 hs e Islas Argentinas (salvo de 16 a 20 hs) es totalmente negativa. Es notable el aumento de f_oF_2 del día 26 en relación al 25 (140% en Puerto Stanley).

Las estaciones de latitudes medias y altas permanecen mas tiempo perturbadas. Tucumán, Buenos Aires y Puerto Stanley tienen aumentos del 70, 75 y 75% respectivamente, aun el día 28. En cambio Ushuaia e Islas Argentinas siguen teniendo fase negativa aun el día 28. En cambio Huancayo ya ha vuelto a la normalidad este día.

DISCUSION

Es innegable la presencia de un mínimo en la densidad electrónica, que conforma un efecto de garganta. La posición de ésta en latitudes inesperadas (no coincidentes con las observadas en otras regiones de la Tierra) se corresponden a las observaciones realizadas por Gledhill y otros (1979), quienes detectan (con datos del satélite AE-C) una garganta en la densidad de electrones a 300 km de altura cuyo borde está situado en $40^{\circ}\text{S}-25^{\circ}\text{W}$ ($L=1,7$) a las 21 hs T.L. del día 26 de marzo de 1976. Para este día la red de sondadores sudamericana, detecta una garganta en la densidad electrónica a las 20 hs T.L. en Puerto Stanley.

El mínimo del flujo de electrones precipitados (Haggard y otros, 1979) que se extiende desde 25°S , 35°W a 45°S , 50°W , configura una garganta de latitudes medias, pero la inexistencia de una máxima en la temperatura electrónica, y la no alineación de ésta con las líneas de $L=\text{cte}$, como sucede con otras gargantas, indicaría que su origen es distinto, y estaría asociado con el máximo de precipita-

ción de electrones que se observa a pocos grados al oeste de esta zona. En cuanto al "pedestal" mencionado anteriormente, éste podría ser aparente, originado en realidad por una depresión en la ionización a menores latitudes. Sin datos directos de precipitación de partículas es difícil confirmar cuál de las posibilidades es la correcta. Es significativo que en las horas en que no hay pedestal, no hay vestigios de garganta.

La clara propagación de una perturbación, con componente ecuatorial, tiene características coincidentes con las encontradas por otros autores. El incremento de temperatura exosférica (Rüster y King, 1975) durante disturbios magnéticos, es mayor en la zona polar, lo que originaría un sistema de vientos, con componente ecuatorial, que se oponen al movimiento de ionización hacia el polo, durante la formación de la anomalía ecuatorial. El decrecimiento latitudinal de la velocidad del viento que se dirige hacia el ecuador, produce un apilamiento de ionización en latitudes alrededor de los 24°. Las curvas analizadas, muestran un segundo pico con características diferentes al "pedestal", que avanza hacia el ecuador, con velocidades decrecientes hasta llegar a detenerse (como puede verse claramente a mediodía del día 27), produciendo una homogeneización en la densidad electrónica en un rango amplio de latitudes (Huancayo a Concepción; según la curva de las 14 hs).

Quando se produce este "apilamiento" en bajas latitudes, comienzan a definirse garganta y pedestal en altas latitudes. Este último mecanismo es válido para días tranquilos (25/3) y días perturbados (26 y 27/3), siendo más claro en días perturbados. La persistencia del fenómeno en las dos situaciones, sugiere que el mismo estaría relacionado con la precipitación de electrones en la anomalía americana.

Los gradientes de velocidades calculados coinciden con las velocidades estimadas por Pröhlss y Jung (1978), para las perturbaciones responsables de las tormentas positivas (500 mseg⁻¹).

BIBLIOGRAFIA

- Banks P.M., Schunk R., y Raitt W.J., 1974 : NO⁺ and O⁺ in the high latitude F region; Geophys. Res. Lett., 1, 239.
- Gledhill J.A., Torr D.G. y Hoffman R.A., 1979: The mid-latitude trough during the event of 26/27 march 1976; presentado en el Primer Simposio Internacional sobre resultados del IMS (International Magnetospheric Study), parte de la 17a Asamblea General de la IUGG Melbourne, Australia (a publicar).

- Grebowsky J.M., Chen A.J. y Taylor H.A. (Jr.), 1976: High-latitude trough and the polar cap boundary; *J. Geophys. Res.*, 81, 690.
- Haggard R., Gledhill J.A., Torr D.G. y Hoffman R.A., 1979: Low energy particles at 300 km in the South Atlantic Anomaly Region; presentado a la 17a Asamblea General de la IUGG, Canberra, Australia (a publicarse).
- Kohnlein W. y Raitt W.J., 1977: Position of the mid-latitude trough in the topside ionosphere as deduced from ESRO 4 observations; *Planet. Space. Sci.*, 25, 600.
- Mendillo M. y Chacko C.C., 1977: The base level ionosphere trough; *J. Geophys. Res.*, 82, 5129.
- Miller N.J. y Brace L.H., 1969: Some winter characteristics of northern high-latitude ionosphere; *J. Geophys. Res.*, 74, 5752.
- Muldrew D.B., 1965: F-layer ionization trough deduced from Alouette data; *J. Geophys. Res.*, 70, 2635.
- Prölss G.W. y Jung M.J., 1978: Atmospheric disturbances as a possible explanation for daytime positive storm effects of moderate duration at middle latitudes; *J. of Atmospheric and Terrestrial Physics*, vol. 40, 1351.
- Ruster R., King J.W., 1975: Negative ionospheric Storms caused by Thermospheric winds; *J. of Atmos. and Terrestrial Physics*, 38, 593.
- Rycroft M.J., Burnell S.J., 1970: Statistical Analysis of movements of the ionospheric trough and the plasmapausa; *J. Geophys. Res.*, 75, 5600.
- Rycroft M.J., Thomas J.O., 1970: The magnetospheric plasmapausa and the electron density trough at the Allouette I orbit; *Planet. Space Sci.*, 18, 65.
- Shunk R.M., Raitt M.J. y Banks P.M., 1975: Effects of electric fields on the daytime high-latitude E and F regions; *J. of Geophysical Research*, 80, 3121.
- Spiro R.W., Heelis R.A. y Hanson M.B., 1978: Ion Convection and the formation of the mid-latitude F region ionization trough; *J. Geophys. Res.*, 83, 4255.
- Taylor H.A., 1972: The high ion trough; *Planet. Space Sci.*, 20, 593.
- Taylor H.A., Grebowsky J.M. y Chen A.J., 1975: Ion composition irregularities and ionospheric-plasmapheric coupling; Observations of a high latitude ion trough; *Q. Atmos. Terr. Phys.*, 37, 613.
- Thomas J.O. y Dufour's S.W., 1965: Electron density in the whistler medium; *Nature, London* 206, 567.
- Tulunay Y.K. y Grebowsky J.M., 1978: The noon and midnight mid-lat-

itude trough as seen by Ariel 4 ; J.Atmos. Terr. Phys. ,40, 845.

Tulunay Y.K. y Savers J.,1971: Characteristics of the mid-latitude trough as determined by the electron density experiment on Ariel 3; Atmos. Terr. Phys., 33, 1737.

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

- Fig. 1 : Imagen tridimensional del comportamiento de f_oF2 para el día 25 de marzo de 1976.
a) despliegue sobre 24 horas.
b) detalle de las últimas horas.
- Fig. 2 : Idem anterior, para el día 26 de marzo de 1976.
- Fig. 3 : Idem anterior, para el día 27 de marzo de 1976.
- Fig. 4 : Variaciones porcentuales de f_oF2 de los días 26,27 y 28 de marzo de 1976, en relación al día 25 de marzo de 1976.

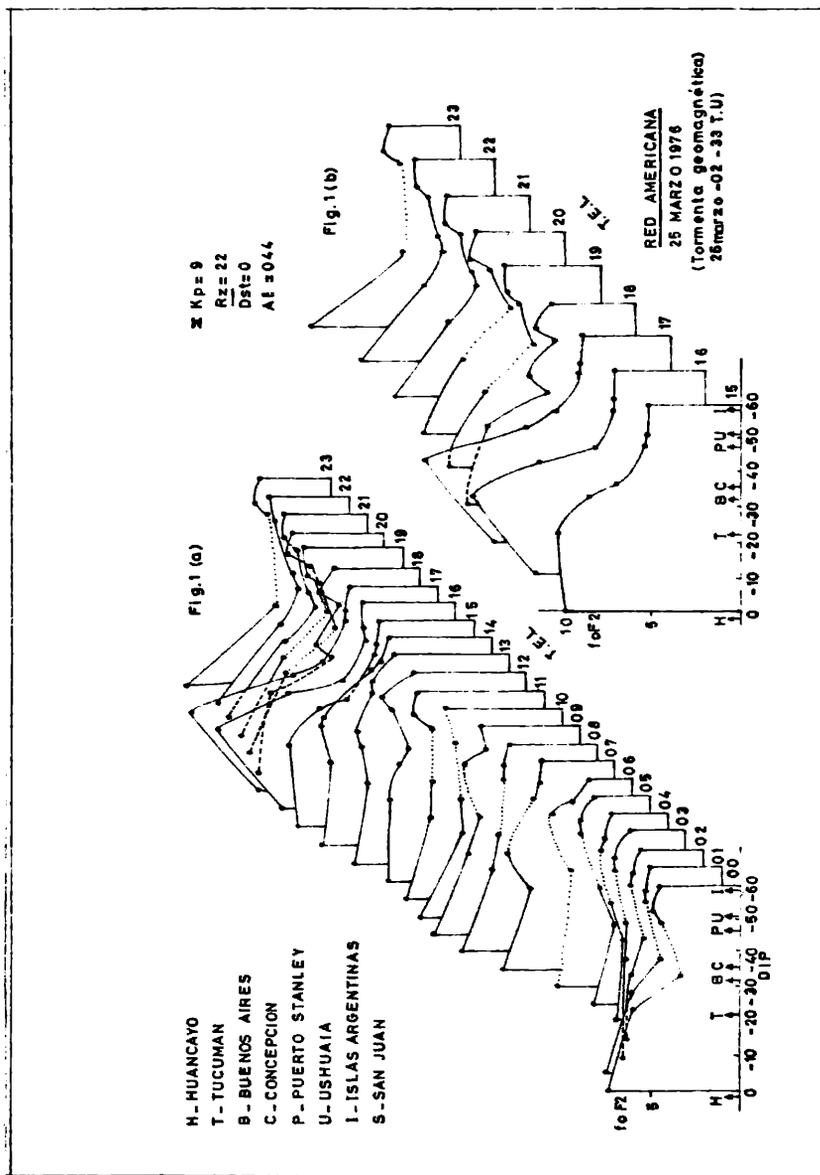


Fig. 1

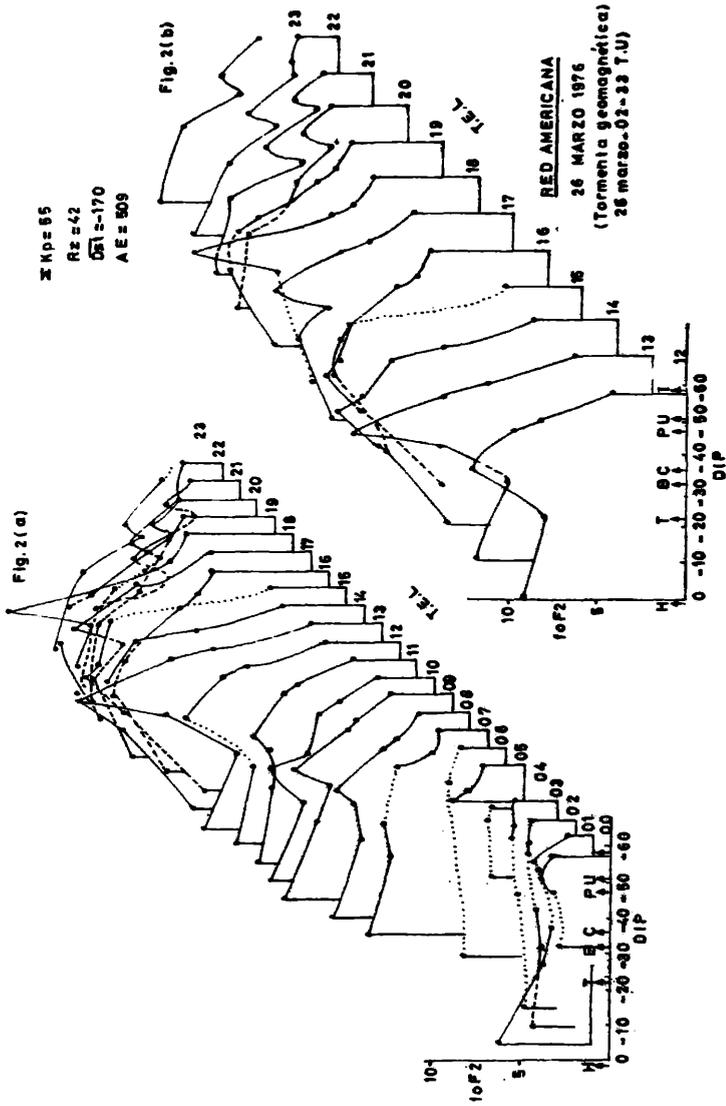


Fig. 2

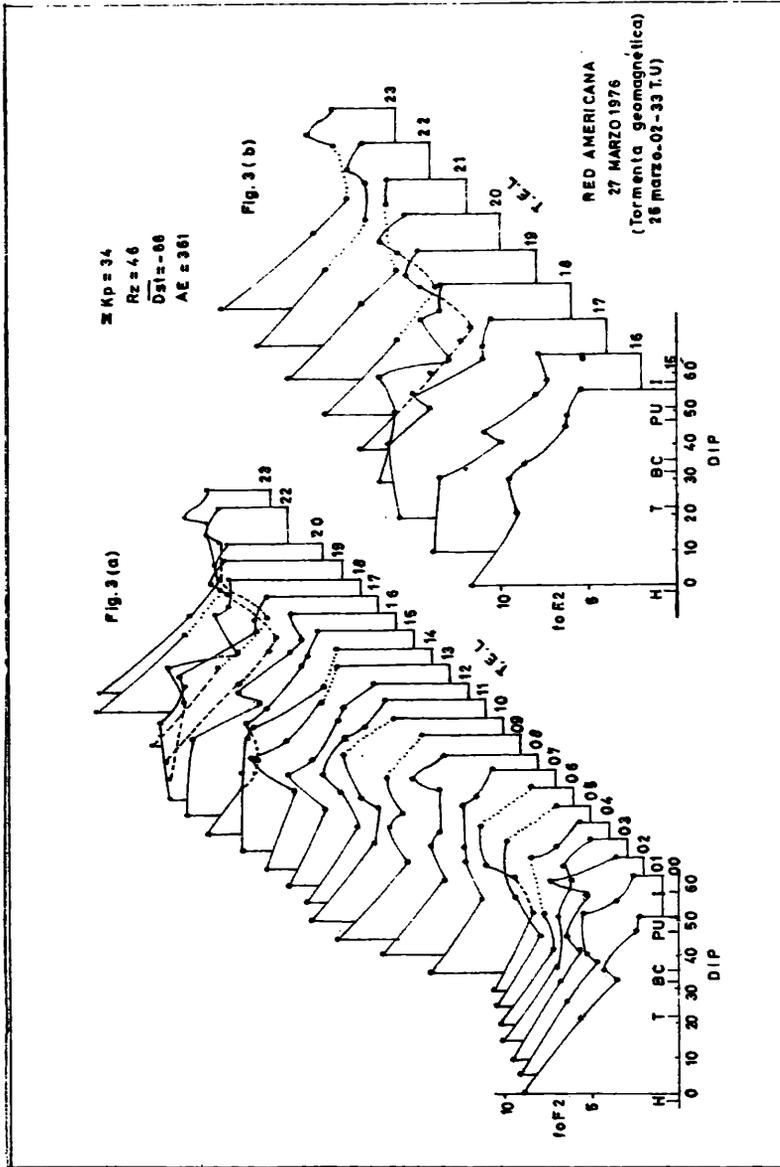
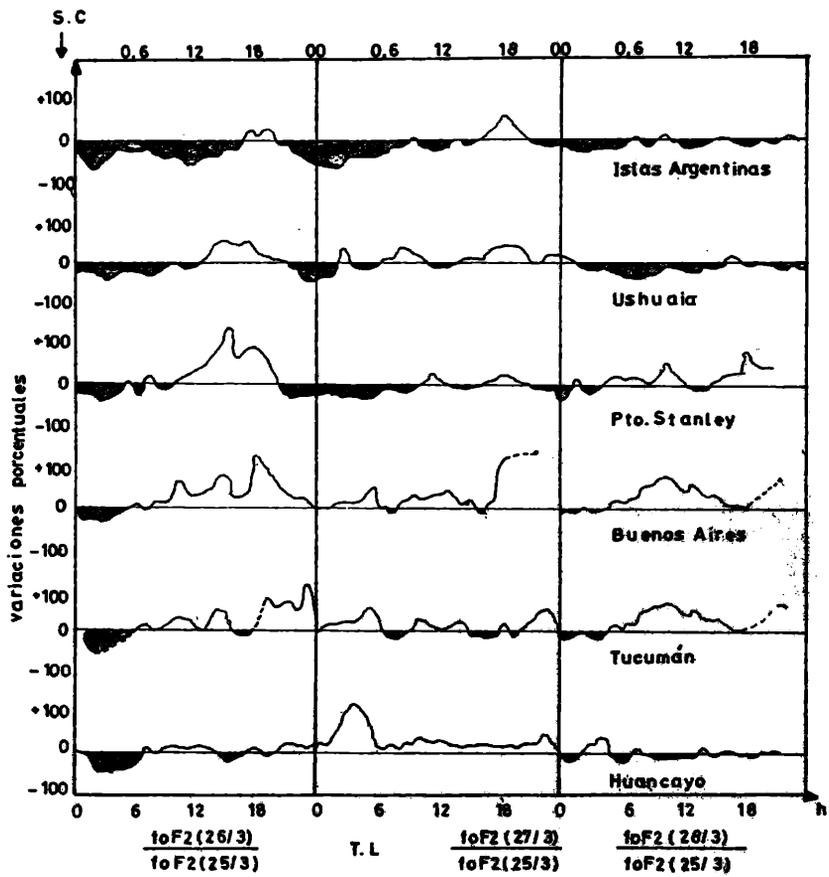


Fig. 3

Fig. 4



DESARROLLO DE UNA TORMENTA IONOSFERICA
ESENCIALMENTE POSITIVA A LO LARGO DE
LA RED SUDAMERICANA DE SONDADORES

Leila Kurbán, Marta Mosert de González y Rogelio Cejas
Centro de Investigaciones Regionales de San Juan (CONICET)
Ana Martínez de Garat y José R. Manzano
Laboratorio de Ionósfera-Facultad de Ciencias Exactas y Tecnología
Universidad Nacional de Tucumán

RESUMEN

Un mecanismo híbrido ha sido sugerido por diferentes autores para la dinámica de la región F ionosférica por el cual, posteriormente al depósito de energía durante la iniciación de una tormenta magnética, predomina un proceso de transporte meridional de ionización (fase positiva) sobre un mecanismo de cambio de la relación (O/N_2) (fase negativa), generalmente durante el primer día perturbado.

Sin embargo, la tormenta del 4 de abril de 1967 que se comenta en el presente trabajo muestra dos aspectos interesantes: -1) una fase positiva significativa que se extiende por más de dos días a lo largo de la red americana de sondadores; y -2) una posible reversión del mecanismo híbrido, debido al hecho de que excursiones negativas, que aunque menos significativas son aún importantes, siguen a cambios en la actividad magnética.

Las excursiones negativas correlacionan bastante bien con ascensos de la capa F, hecho aparentemente en conflicto con las ideas acerca de la generación de la fase positiva, indicando una predominancia de los cambios en (O/N_2) al menos durante las pocas horas que siguen a cada incremento de la actividad magnética.

ABSTRACT

Different authors have suggested a hybrid mechanism for the dynamics of the F region by which, following the deposit of energy during the initiation of a magnetic storm, a meridional ionization transport process (positive phase) predominates generally over the mechanism of change of the (O/N_2) ratio (negative phase), during the first perturbed day.

Nevertheless, the storm of the 4 of April 1967, commented in this paper, shows two interesting features: -1) a significant positive phase extending for more than two days along the american sounders network; and -2) a possible reversion of the hybrid mechanism, because of the fact that less significant but still important negative excursions follow changes in magnetic activity.

The negative excursions correlate quite well with ascents of the F-layer, this fact being apparently in conflict with the ideas about the generation of the positive phase, indicating a predominance of the (O/N_2) changes at least

during a few hours following each increase in magnetic activity.

INTRODUCCION

La evidencia experimental actual parece conducir a considerar prácticamente como único mecanismo causante de las fases negativas en tormentas ionosféricas, a los cambios en la relación de concentraciones O/N_2 inducidos por tormentas magnéticas. Una importante puesta al día que da especial énfasis a este aspecto de las tormentas ionosféricas, fue realizada por Prolss (1980) con abundantes citas bibliográficas sobre el tema. Se considera que, el calentamiento colisional directo de iones y la ionización por impacto de neutros producidos ambos por precipitación de partículas energéticas neutras, la elevación de la capa F por vientos neutros intensificados, y la deriva $E \times B$ de plasma, pueden ser considerados como los procesos que contribuyen a la fase positiva de las tormentas ionosféricas (Evans, 1973; Tanaka y Hirao, 1973; Park, 1974; Anderson, 1976; Prolss y Jung, 1978; Miller y otros, 1979).

Spurling y Jones (1973) sugieren que los efectos positivos y negativos compiten frecuentemente en las primeras 24 horas de la tormenta por lo menos, lo que explicaría el "efecto negativo retardado" en foF2. Ambos mecanismos estarían equilibrándose el primer día, siendo indeciso el resultado. Según estos mismos autores y evidencias adicionales dadas por Bergh (1962), el mecanismo negativo debe predominar a partir del segundo día a latitudes medias.

La tormenta que se analiza en este trabajo, sin embargo, no respeta este esquema por dos razones: -1) es predominantemente positiva a lo largo de tres días; -2) existen excursiones negativas inmediatamente después de cada cambio en la actividad magnética.

Los resultados experimentales nos dicen realmente que el proceso perturbativo es generado, por lo menos, por dos tormentas magnéticas donde la segunda no presenta S.C.

PRESENTACION DE DATOS

La tormenta magnética analizada tuvo su comienzo súbito el día 4 de abril de 1967 a las 03.04 hs. de TU (día 3/4/67 a las 23.04 hs. de TEL). Los datos analizados corresponden a las estaciones que se detallan a continuación

ESTACION	LAT.GEOMAG.	DIP.GEOMAG.	L	LAT. INV.
HUANCAYO	- 0,59	0,05	1,05	12,69
TUCUMAN	- 15,45	-23,40	1,13	19,60
BUENOS AIRES	- 23,21	-33,17	1,22	25,22
CONCEPCION	- 25,15	-35,72	1,23	25,64
Pt. STANLEY	- 40,42	-47,33	1,61	38,04
USHUALA	- 43,33	-50,12	1,71	40,16
ARGENTINE IS.	- 53,76	-57,82	2,38	49,56

La Figura 1 presenta la diferencia entre los valores horarios de foF2 y una curva de control, tomada como promedio de los valores horarios para los días tranquilos 3,11,12,13,14 y 15 de abril de 1967, en función del tiempo estandar local. Todavía existe discrepancia en cuanto a qué debe considerarse como "curva de control", si corresponde a los valores "normales" en los días que rodean al período de tormenta incluyendo los perturbados, por ejemplo: mediana mensual de los valores horarios o si corresponde a promedios de días considerados "tranquilos" elegidos de acuerdo a normas que se sugirieron en el año 1943 y basadas en los valores de la suma Kp. Consideramos razonable emplear promedios de días tranquilos, dado que los mismos son característicos del "estado fundamental" de la magnetósfera, estado que por cierto va modificándose según el momento del ciclo solar. Este es un punto digno de discusiones adicionales.

Conjuntamente con foF2 se representan en Figura 1 los valores del índice Kp trihorario para el mismo período.

La Figura 2 muestra la variación con el tiempo estandar local de las diferencias entre h'F y las correspondientes curvas de control. Aquí también se realiza la comparación con el índice magnético Kp.

En ambas figuras, la flecha indica la hora local del comienzo súbito de la tormenta geomagnética, el rayado señala las excursiones positivas y el sombreado las negativas de los parámetros ionosféricos con respecto a los valores tomados como referencia.

Al compararse los datos de Huancayo y Concepción con los de Kp, debe tenerse la precaución de correr estos últimos una hora hacia la izquierda dado que las estaciones corresponden al huso horario de 75°W.

Dado que h'F puede no ser representativa de la altura real de base de la región F, especialmente de día al formarse F1, se representa en la Figura 3 la variación de la altura del pico de concentración, hpF2, con respecto a la correspondiente curva de control tomada en esta circunstancia como la mediana de abril de 1967.

Infortunadamente, los datos de luminiscencia tomados con un fotómetro todo cielo desde San Juan (Argentina) dentro del período perturbado, son escasos y corresponden a la noche local de los días 5 y 6 de abril. Los mismos se muestran en la Figura 4, para los cielos de El Leoncito (San Juan) y Tucumán. En el primer caso se pudo utilizar una curva de control correspondiente a un promedio de la línea 6300 Å para los meses de marzo y abril de 1967, extraída del trabajo de Perello y otros (1970). En el segundo caso la curva de control surge del promedio de cinco noches tranquilas de marzo y abril de 1967. En la misma Figura 4 se presentan los valores horarios de foF2 y de la curva de control para las estaciones: Concepción, Buenos Aires y Tucumán, todas situadas bajo el cielo rastreado por el fotómetro.

ANALISIS DE LOS RESULTADOS

En la Figura 1 se observa que a pesar de ser el día 3 de abril magnéticamente tranquilo, la ionósfera está perturbada, lo que puede ser consecuencia de la tormenta magnética del día 1 de abril con S.C. a las 04.07 (TEL). Se ve que este efecto remanente no se manifiesta en forma significativa en la altura de la base de la región F (Figura 2), con excepción de Huancayo que presenta un ascenso de capa previo al comienzo de la tormenta de las últimas horas del día 3 (TEL).

Volviendo a Figura 1 se puede apreciar que en todas las estaciones, salvo Huancayo, empieza a manifestarse una fase negativa 2 a 3 horas después del S.C. Aunque Buenos Aires no presenta una definida excursión negativa referida al nivel cero, se puede considerar que la tormenta es análoga a las de las otras estaciones dado que se observa una brusca bajada desde niveles más altos de perturbación.

Se observa en la misma figura que el "respiro" de la fase negativa no es muy prolongado, pues empieza a predominar entre las 04 y 06 hs en todas las estaciones, una fase positiva que se extenderá prácticamente durante todo el día, hasta la medianoche del día 4 donde empieza a reproducirse un comportamiento análogo al de la noche anterior, con excepción de Tucumán y Huancayo. La fase negativa es algo más extensa en Islas Argentinas y Ushuaia.

En general, se observa que la fase positiva del día 4 se manifiesta como una doble "giba" que reproduce, aunque desplazada en el tiempo la estructura del comportamiento del índice Kp.

La fase positiva del día 5 es reducida en Is. Argentinas y Ushuaia, donde empieza hacia el mediodía. En las otras estaciones es evidente su importancia, especialmente en Tucumán y Huancayo donde no aparece la excursión negativa de la madrugada del día 5. Quizás, usando el mismo criterio intentado para Buenos Aires en el día 4, se insinúa la tendencia negativa en Tucumán entre las 01 y 03 hs. El comportamiento de esta fase positiva del día 5 es algo más complejo que el que sugeriría el índice Kp. dado que se manifiesta hacia la medianoche del día 4 un nuevo incremento en la actividad magnética.

La Figura 2 nos muestra un comportamiento menos complicado en h'F, con coherencia en el ascenso de capa en todas las estaciones salvo Huancayo, que presenta un ascenso pre-S.C. La diferencia en tiempo entre el S.C. y la iniciación de la elevación de la base de la región F, indicaría la propagación de una perturbación ionosférica viajera (TID) pero a muy alta velocidad (aproximadamente 420 m/s). Esta perturbación muestra una periodicidad de unas 24 hs. nuevamente con la excepción de Huancayo.

El segundo incremento rápido en la actividad magnética, indicado por K_p , no ejerce aparente influencia en la altura de la base de la capa F. Se nota, de la magnitud de la variación de altura, que el proceso se amortigua rápidamente en Tucumán. Huancayo no conserva memoria de este evento. El ascenso que ocurre a las 19 hs. del día 3 podría ser un remanente de las perturbaciones magnéticas iniciadas el día 1 de abril.

Tomándose el trabajo de superponer en tiempo las Figuras 1 y 2, se puede observar la perfecta coincidencia del proceso de elevación de capa con la fase negativa, tanto para la madrugada del día 4 (excepto Huancayo) como para la madrugada del día 5 (excepto Huancayo e insinuándose en Tucumán).

En cuanto a la Figura 3, la escasez de información en algunas estaciones no impide, sin embargo, concluir que el comportamiento de $h'F_2$ es similar al de $h'F$ y en consecuencia al de la región F debajo de la altura de pico, al menos.

La Figura 4, si bien está caracterizada por la poca información de la línea de 6300 Å producida por desexcitación de oxígeno atómico a alturas de región F, nos muestra la correcta correlación entre los datos del fotómetro todo cielo de San Juan y los sondadores que se encontraban bajo el cielo barrido por el mismo. En especial se puede destacar el acuerdo entre fases positivas y negativas para El Leoncito (6300 Å) y Concepción (foF₂), cuyo sondador es el más cercano al fotómetro citado.

DISCUSION

Del análisis del comportamiento de la frecuencia crítica de la región F (Figura 1) se haría evidente que el mecanismo que predomina en las primeras horas posteriores al rápido incremento de la actividad magnética sería el que conduce a una fase negativa en la concentración electrónica de la región F, lo que estaría en contradicción con el modelo híbrido sugerido por Miller y otros (1979), basado en los modelos: atmosférico de Harris y Mayr (1977) y el de la circulación termosférica Mayr-Volland. Esto se puede apreciar, a) inmediatamente después del S.C. b) después del rápido incremento en K_p entre las 08 y 11 hs de TEL (aunque en algunas estaciones la fase no llegue a ser negativa en lo que atañe al nivel de referencia elegido, se manifiesta el descenso brusco de la concentración electrónica); c) después del incremento que empieza entre las 20 y 23 hs del día 4; y d) quizás después del incremento de K_p que se inicia entre las 20 y 23 hs del día 5 de abril.

Las fases positivas posteriores indicarían que los mecanismos que las generan muestran una evidente inercia en el comienzo de su acción. También se hace evidente que el mecanismo positivo supera con el transcurso del tiem-

po en intensidad al negativo, dado que no hay dudas de que al menos en algún momento ambos se superponen.

La inercia posible en la aparición del mecanismo positivo daría cuenta del hecho de que, a pesar de existir elevación de capa, se manifiesta coincidentemente en el tiempo una fase negativa y no la positiva que correspondería a la elevación de plasma a zonas de menor recombinación. Sin embargo, esa coincidencia conflictiva también podría ser explicada, al menos cualitativamente, suponiendo que la elevación brusca de temperatura en el momento del máximo calentamiento (incremento brusco de la actividad magnética) eleva el valor del coeficiente de la reacción de formación $N_2^+ + O^{kl} \rightarrow NO^+ + N$, donde NO^+ es una de las fuentes principales de pérdida de electrones. Trabajos recientes de Torr (1979) demuestran que en oposición de resultados de laboratorio. (Mc Farland y otros, 1974), una determinación aeronómica de kl indicó un incremento del valor de este coeficiente con la temperatura. Con todo, ese incremento no es significativo como para justificar la fase negativa de la tormenta que nos preocupa, por lo cual tenderíamos a descartar este mecanismo.

Spurling y Jones (1976) empleando datos de Brisbane para tormentas positivas y comparando con el modelo numérico de Jones (1973), demuestran que la elevación de ionización por vientos neutros constituye el mecanismo más importante involucrado en la formación de la fase positiva diurna observada en Brisbane. Consideran que este mecanismo es más probable que el de entrada de ionización desde la plasmasfera. Esta conclusión es obtenida en base a la diferencia de fase entre la elevación de hmF2 y el incremento en el contenido electrónico total. Para el mecanismo de acción de vientos el desfase debería ser de unos 40 minutos. En cuanto al proceso de difusión de plasma desde la plasmasfera hacia la inoósfera, involucraría un adelanto de algo menos de 2 horas de hmF2 respecto a Nt. Sin embargo en nuestro caso, el desfase entre la elevación de h'F y h_pF2 y el incremento en foF2 es superior en la casi totalidad de los casos a los tiempos mencionados anteriormente.

Es evidente entonces que durante las pocas horas que siguen a la variación fuerte del campo magnético, la "lucha" entre mecanismos negativos y positivos es aún más compleja que la sugerida por Miller y otros (1979) Spurling y Jones (1973) y Bergh (1962).

No es mucho lo que se puede mencionar respecto a la Figura 4. Solo concluir que para el breve lapso analizado se correlaciona el comportamiento de foF2 para las estaciones bajo el cielo del fotómetro, con los datos de luminiscencia en 630 nm indicativos de la presencia del oxígeno atómico excitado. Su disminución, indicada por la fase negativa en I, contribuiría a la disminución de la relación O/N_2 (está claro que desconocemos el comportamiento del N_2) y en consecuencia a la fase negativa en foF2.

Agradecimientos: Los autores agradecen al World Data Center de Boulder (EE.UU.) y a Radio and Space Research Station de Slough (Inglaterra), por facilitarnos parte de la información usada en el presente trabajo.

BIBLIOGRAFIA

- Anderson, D.N., 1976; Modeling the mid-latitude F-region ionospheric storm using east-west drift and meridional wind; Planet. Space Sci. 24, 69.
- Bergh, H.W., 1962: The time-lag between magnetic and ionospheric changes; J.Atmos.Terr.Phys. 24, 949.
- Evans, J.V., 1973: The causes of storm time increases of the F-layer at mid-latitudes; J.Atmos.Terr.Phys. 35, 593.
- Harris, I and Mayr, H.G., 1977: Magnetic storm dynamics of the ionosphere; FDS Trans. AGU. 58, 458.
- Jones, K.L.- 1973: Wind, electric field and composition perturbations of the mid-latitude F-region during magnetic storm; J.Atmos.Terr.Phys. 35, 1515.
- Mc Farland, M., Albritton, D.L., Fehsenfeld, F.C., Ferguson, E.E. y Schemelkopf, A.L., 1974: Energy dependence and branching ratio of the $N_2^+ + O$ reaction; J.Geophys.Res. 79, 2925.
- Miller, N.J., Grebowky, J.M., Mayr, H.G. y Harris, I., 1979: F-larger positive response to a geomagnetic storm-June 1972; J.Geophys.Res. 84, 6493.
- Park, C.G., 1974: A morphological study of substorm-associated disturbances in the ionosphere; J.Geophys.Res. 79, 2821.
- Perello, R.A., Polimeni, R., 1970: Luminiscencia de la atmósfera (OI) 5577 Å - NA I 5890-96 Å - (OI) 6300 Å. Comisión Nacional de Estudios Geoheliosfísicos- Centro Nacional de Luminiscencia (San Juan).
- Prolss, G.W., 1980: Magnetic storm associated perturbations of the upper atmosphere: recent results obtained by satellite-borne gas analyzers; Rev.Geophys.Space Phys. 18, 183.
- Prolss, G.W. y Jung, M.I., 1978: Travelling atmospheric disturbances as a possible explanation for daytime positive storm effects of moderate duration at middle latitudes; J.Atmos.Terr.Phys. 40, 1351.
- Spurling, P.H. y Jones, K.L., 1973: The nature of seasonal changes in the effects of magnetic storms on mid-latitude F-layer electron concentration; J.Atmos.Terr.Phys. 35, 921.

- Spurling, P.H. y Jones, K.L., 1976: The observation of related F-region height and electron content changes at mid-latitudes during magnetic storm and their comparison with a numerical model; J.Atmos.Terr.Phys. 38, 1237.
- Tanaka, T. y Hirao, K., 1973: Effects of an electric field on the dynamical behaviour of the ionosphere and its application to the storm time disturbance of the F-layer; J.Atmos.Terr.Phys. 35, 1443.
- Torr, D.G., 1979: Refinement of the aeronomically determined rate coefficient for the reaction of N_2^+ with O; J.Geophys.Res. 84, 1939.

EPIGRAFE DE LAS FIGURAS

- Figura 1: Representación de Δf_oF_2 (desviación del valor instantáneo de la frecuencia crítica, desde la curva de control) para la red sudamericana de sondadores verticales ionosféricos y correspondientes al período que rodea a la tormenta magnética del día 4 de abril de 1967 (S.C.: 03.04 hs de TU). El histrograma del tope corresponde al índice magnético trihorario planetario Kp. El eje horizontal corresponde a tiempo estandar local.
- Figura 2: Idem Figura 1, pero para $\Delta h'F$ (desviación de la altura virtual de base de la capa F).
- Figura 3: Idem Figuras 1 y 2, pero para $\Delta h_p F_2$ (desviación de la altura de pico de concentración de la capa F).
- Figura 4: Breve período de tiempo en el cual existen datos de luminiscencia, corresponde al fotómetro todo cielo de El Leoncito (San Juan). La curva de control de El Leoncito fue tomada de un promedio de la línea de 6300 Å para los meses de marzo y abril de 1967. Para Tucumán se tomó un promedio de 5 noches tranquilas de marzo y abril de 1967.

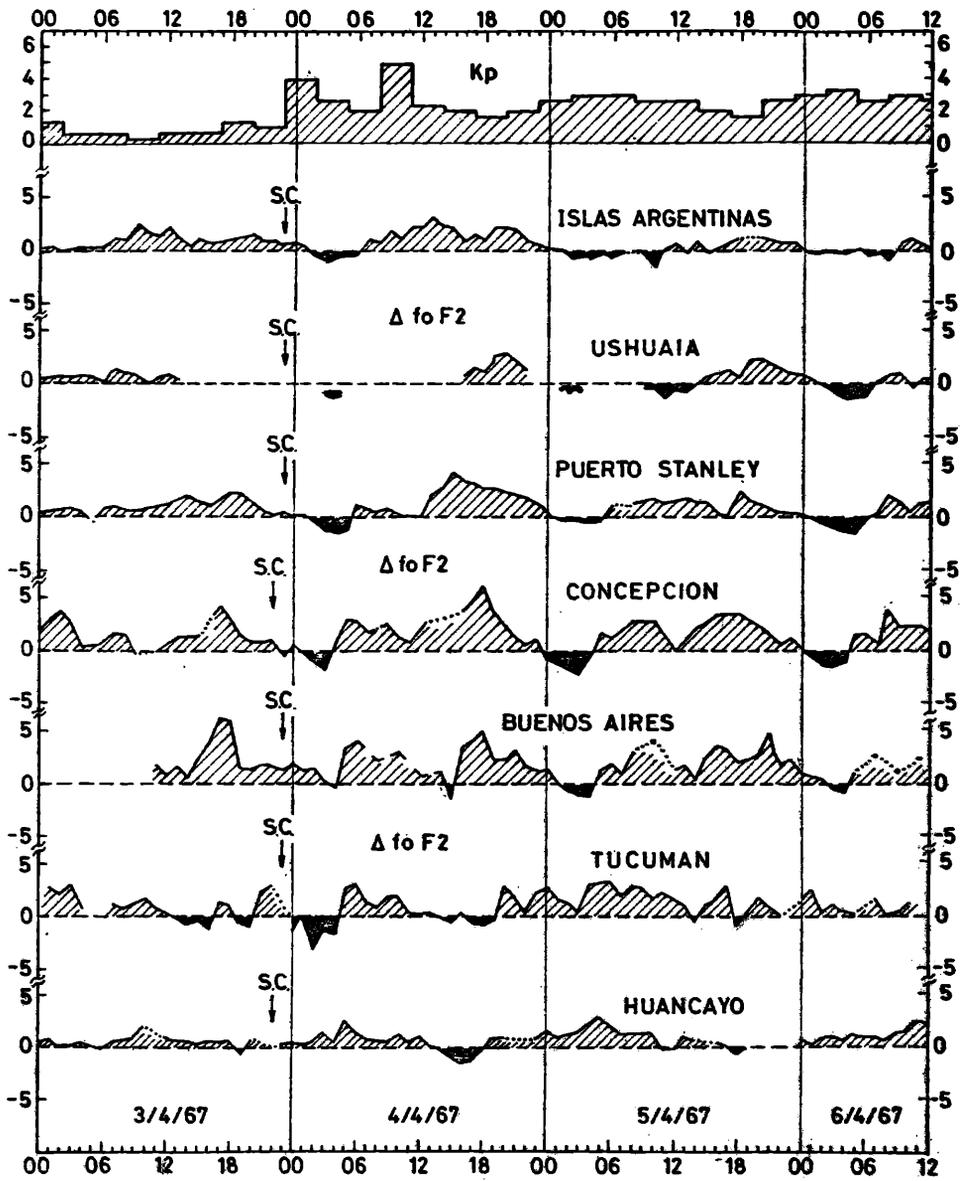


Figura 1

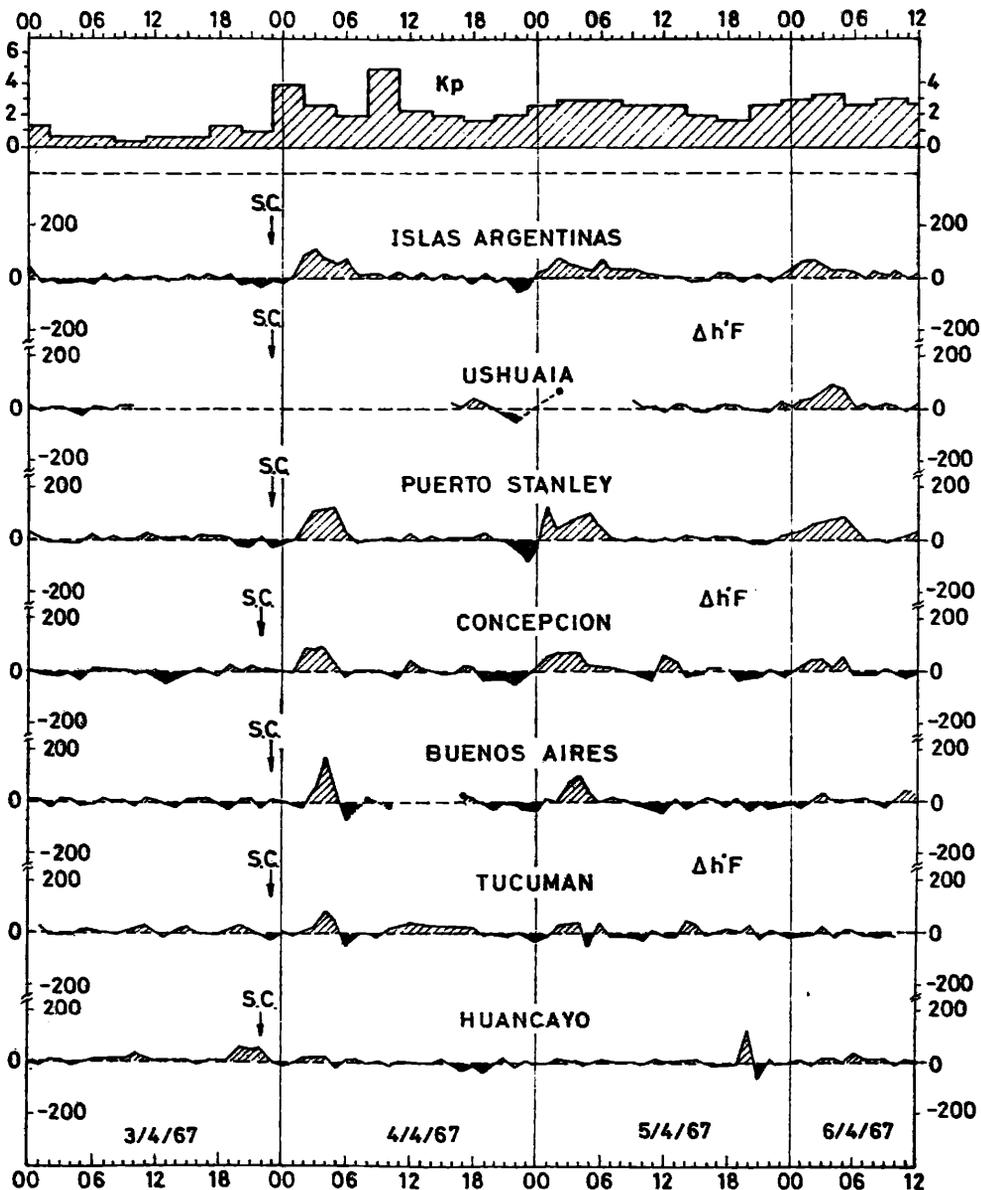


Figura 2

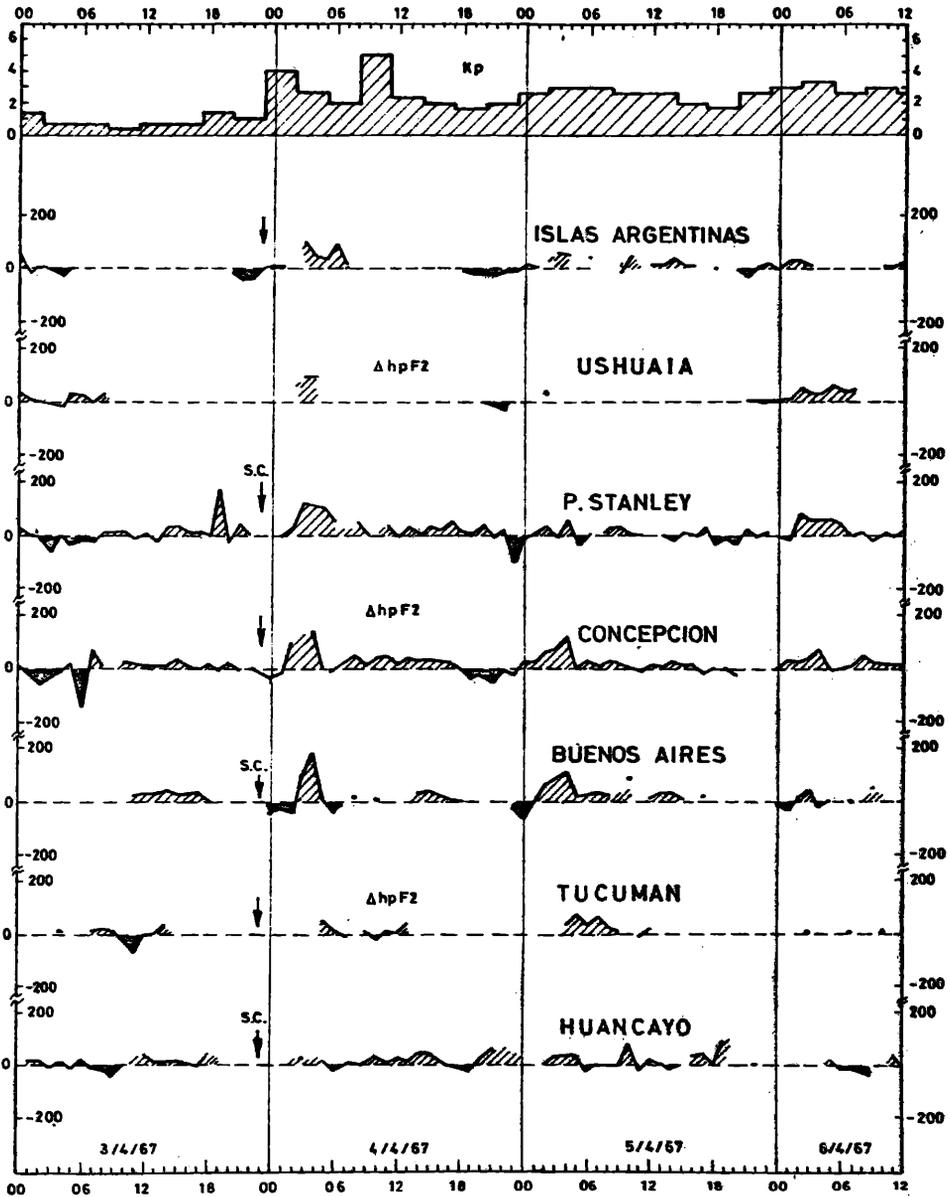


Figura 3

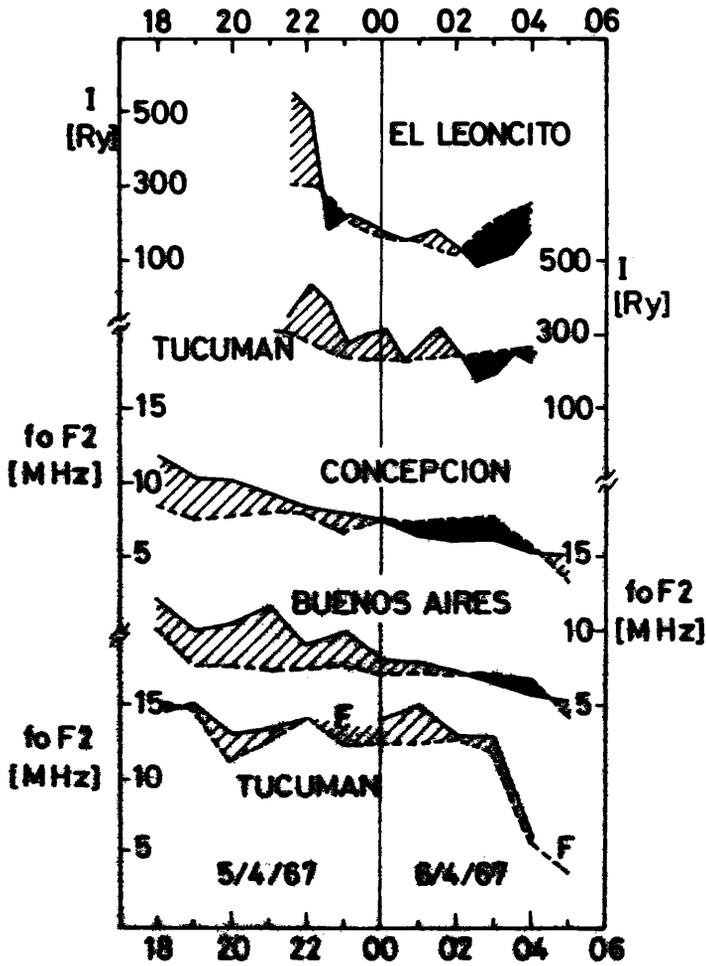


Figura 4

EXPERIMENTOS NUMERICOS CON UN MODELO DE NUBE CONVECTIVA
UNIDIMENSIONAL DEPENDIENTE DEL TIEMPO

Marta Ghidella de Hurtis
Comisión Nacional de Investigaciones Espaciales (CNIE)
Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

Se estudia un modelo numérico de nube cumulus. Es unidimensional y dependiente del tiempo e incluye una parametrización de los procesos microfísicos suficientemente extensa como para tratar la formación, crecimiento y precipitación de granizo y lluvia.

Se muestran experimentos numéricos que se han hecho para analizar las respuestas del modelo a sus diferentes opciones de funcionamiento y también para tratar de adecuar sus resultados a las tormentas convectivas severas producidas en la zona norte de la provincia de Mendoza, para lo cual se trabaja con un caso típico.

Se comparan los resultados con los obtenidos por un modelo estacionario que se usa operativamente en el Programa Nacional de Lucha Antigranizo, llegándose a las siguientes conclusiones:

- 1) Debido a su mejor representación del desarrollo de la nube, el modelo dependiente del tiempo tiene considerables ventajas cuando se usa como herramienta para la investigación en física de nubes.
- 2) En lo que concierne al uso operativo con propósitos de pronóstico, aunque indudablemente constituye un avance respecto al modelo estacionario, éste no es tan importante.

ABSTRACT

A numerical model of cumulus cloud is studied. It is one-dimensional and time-dependent and includes a parameterization of microphysical processes which is enough extensive as to deal with rain and hail formation, growth, and subsequent precipitation.

Some numerical experiments are shown. They have been done in order to analyse the model's response to its different working options and also to try to adequate its results to the severe convective storms produced in the North zone of the province of Mendoza. One typical case is used for this purpose.

The results are compared with those obtained by a stationary state mo-

del which is currently used in the field work of the National Hail Suppression Programme, arriving at the following conclusions:

- 1) Owing to its better representativeness of the cloud development, the time-dependent model has considerable advantages when used as a tool for cloud Physics research.
- 2) Although it is an improvement over the steady-state model, this is not so important for purposes of forecasting.

1. INTRODUCCION

En el Programa Nacional de Lucha Antigranizo (PNLAG) se encuentra en uso operativo un modelo de nubes unidimensional estacionario que se utiliza como ayuda para el pronóstico de la convección severa en la zona Norte de la provincia de Mendoza. Este modelo posee la gran ventaja de su corto tiempo de procesamiento pero tiene severas limitaciones en lo que concierne a la simulación de los fenómenos que ocurren en nubes tan complejas como las que producen granizo. Su descripción y los resultados de su uso operativo se encuentran en Ghidella y Saluzzi (1980).

Teniendo en cuenta que la modelación numérica es una herramienta muy útil, sobre todo para ganar conocimiento sobre el fenómeno que se intenta reproducir, se ha continuado el trabajo en este tema, realizando algunos "experimentos numéricos" con un modelo unidimensional pero dependiente del tiempo. Este modelo fue desarrollado en el 'Institute of Atmospheric Sciences', South Dakota School of Mines and Technology, y se ha solicitado el correspondiente programa en FORTRAN al Dr. H. D. Orville, jefe del Departamento de Meteorología de dicho Instituto, quien lo ha cedido gentilmente. Se le han realizado algunas adaptaciones y se ha analizado su comportamiento, según se verá en los párrafos que siguen, principalmente con la idea de disponer de una herramienta útil para la experimentación numérica en el estudio de los procesos que contribuyen a la formación del granizo.

2. EL MODELO

2.1 Generalidades.

La descripción del modelo original se encuentra en Wisner y otros (1972) y una extensión y estudio ulterior en Orville y otros (1975).

El modelo considera a la atmósfera dividida en dos regiones, el entorno y un núcleo central con simetría cilíndrica, que interactúan a través de intercambio turbulento. Las presiones son iguales en ambas zonas, pero no las demás variables: en el entorno éstas cambian sólo con la altura, y en el núcleo central también con el tiempo.

El agua se clasifica en 5 categorías: 1) vapor; 2) agua de nube (gotas pequeñas, con velocidad de caída despreciable); 3) lluvia (gotas suficientemente grandes como para tener velocidad de caída apreciable); 4) granizo (partículas formadas por cristales, con tamaño suficiente como para tener velocidad de caída apreciable); 5) hielo de nube (cristales con velocidad terminal despreciable). Las variables asociadas son las concentraciones (masa por unidad de masa de aire) de cada una de estas componentes, y sus símbolos son, respectivamente: x , Q_c , Q_h , Q_g , Q_i .

La mezcla con el entorno se parametriza suponiendo que la variación de masa de una porción del núcleo central al deslizarse en la dirección vertical con velocidad w es:

$$\frac{dM}{dt} = \alpha S \rho_e |w| \quad (1)$$

donde α es una constante de proporcionalidad, S la superficie lateral de la parcela y ρ_e la densidad del aire del entorno. Una parcela de poca altura podrá considerarse como un cono truncado recto, y utilizando esta expresión y la definición del parámetro μ_t , $\mu_t = \frac{1}{M} \frac{dM}{dt}$ se obtiene:

$$\mu_t = \frac{2\alpha |w| \rho_e}{R \rho} \left[1 + \left(\frac{\partial R}{\partial z} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2)$$

donde R es el radio del núcleo central, ρ la densidad del aire en la nube y z la coordenada vertical.

2.2 Ecuaciones de continuidad.

Siendo el movimiento de una parcela y planteando la conservación de la masa de aire se obtendrá, según puede verse en Ghidella y Saluzzi (1980):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) = \rho \mu_t - \frac{2}{R} \rho \frac{dR}{dt} \quad (3)$$

A través de razonamientos similares se obtienen ecuaciones de continuidad para las categorías de agua. Las ecuaciones correspondientes a precipitación líquida y sólida son formalmente semejantes:

$$\frac{\partial Q_h}{\partial t} + \mu_t Q_h - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_h Q_h) = P_h \quad (4)$$

$$\frac{\partial Q_g}{\partial t} + \mu_t Q_g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_g Q_g) = P_g \quad (5)$$

En estas ecuaciones, los términos con v_h reflejan la influencia de la entrada de aire del entorno y los términos con v_g representan el desliamiento de la precipitación a través del núcleo. v_h y v_g son las velocidades promediadas en masa de gotas y granizo respectivamente. P_h y P_g son los términos de producción, que son los que tienen en cuenta la ganancia en las categorías de lluvia o granizo, según los distintos procesos microfísicos.

x , Q_c y Q_i , o sea las concentraciones de agua que no precipita, son tratadas en una sola ecuación de continuidad:

$$\frac{dQ}{dt} = \mu_t (x_e - Q) - P_h - P_g \quad (6)$$

donde $Q = x + Q_c + Q_i$, y x_e es la relación de mezcla del entorno, que aparece aquí debido a que con el aire del exterior también entra vapor.

Para completar el balance de humedad se necesita separar Q en sus integrantes, lo cual se hace suponiendo que no puede haber sobresaturación: calculando el valor de Q y conocida la temperatura se calcula x_s , la relación de mezcla de saturación. Si resulta $Q < x_s$ se toma $x = Q$, $Q_c = 0$, $Q_i = 0$. Si resulta $Q > x_s$ se toma $x = x_s$, $Q_c + Q_i = Q - x_s$. La separación entre Q_c y Q_i se hace conociendo la cantidad ΔQ_c de agua de nube que congela: si $Q > x_s$ y $\Delta Q_c = Q_c$, entonces los valores se acomodan poniendo: $x' = x_s$, $Q_c' = 0$, $Q_i' = Q - x_s$. Pero si $Q > x_s$ y $\Delta Q_c < Q_c$ se acomodan así: $Q_c' = Q_c - \Delta Q_c$, $Q_i' = Q - x_s - Q_c'$, donde las primas indican los valores que quedan para las variables después de la determinación del ΔQ_c .

2.3 Dinámica.

Se utiliza la ecuación de movimiento en la dirección vertical desarrollada en detalle en Ghidella y Saluzzi (1980), con la dependencia temporal incluida. Adolece del defecto citado por List y Lozowski (1970) que se debe principalmente a la suposición de igualdad de presiones con el entorno, que no es válida para nubes convectivas grandes con mucha precipitación. Queda para un desarrollo futuro el mejoramiento de esta ecuación.

2.4 Termodinámica.

En una ecuación que por falta de espacio no puede deducirse y desarrollarse detalladamente, se incluyen las siguientes contribuciones a la variación temporal local de la temperatura:

- Advección.

- Enfriamiento adiabático no saturado.
- Influencia del calor de condensación y de la entrada de aire del entorno.
- Influencia del calor liberado por las gotas cuando congelan sobre el granizo o del calor absorbido cuando el hielo funde, y para este caso, influencia del calor absorbido por el agua resultante hasta alcanzar la temperatura de la nube.
- Variación de la temperatura ocasionada por el deslizamiento de la precipitación a través del núcleo.

Puede observarse que no está tenido en cuenta el calor liberado por el agua de nube que congela para dar hielo de nube. Este congelamiento es tratado aparte y de una manera artificial: como se considera que a temperaturas inferiores a cierto valor T_B (-40°C) no puede haber agua líquida en la nube, cuando ésta asciende y alcanza una temperatura inferior a un valor T_A (en este caso -30°C) se supone que parte del agua de nube congela instantáneamente, y la parte correspondiente a cada nivel es proporcional a la diferencia entre la temperatura en ese nivel y la temperatura T_B , de manera que la glaciación se complete a esta temperatura. Resulta entonces:

$$\Delta Q_c = \frac{(T_A - T)}{(T_A - T_B)} (Q_c - Q_i) - Q_i \quad (7)$$

El cálculo de la variación de temperatura correspondiente al congelamiento del agua de nube está deducido en Orville y otros (1975). Es similar al de Ghidella y Saluzzi (1980), aunque en este último trabajo se considera que la presión de vapor de saturación es un promedio entre la correspondiente a agua y la correspondiente a hielo, pesado según las fracciones existentes de cada componente. En el presente trabajo, en cambio, se usa la presión de vapor respecto al agua hasta que toda ésta congela. La fórmula de variación de temperatura es entonces:

$$\Delta T = \frac{\Delta Q_c L_f + \epsilon L (e_{sw} - e_s) / (p - e_{sw})}{C_{pd} + X_s C_{pv} + Q_c C_w + Q_i C_i + \frac{\epsilon L^2 e_s}{(p - e_{sw}) R_v T^2}} \quad (8)$$

donde e_s es la presión de vapor que puede ser con respecto a hielo o a agua como se dijo, e_{sw} es presión de saturación de vapor respecto a agua, C_{pd} , C_{pv} , C_w y C_i son los calores específicos del aire seco y del vapor (a presión constante), y del agua y del hielo, respectivamente. R_v es la constante del vapor considerado como gas ideal, L_f es el calor latente de fusión y L es calor de sublimación o vaporización, según si toda el agua congela o no. $\epsilon = 0,622$.

2.5 Procesos microfísicos.

2.5.1 Producción de lluvia. Para la formación de lluvia a partir del agua de nube se utiliza la parametrización de Berry(1968), pero además con el uso a la manera de Kessler(1969) de un umbral para que comience el proceso. El valor de este umbral es bastante crítico para el desarrollo numérico de la nube. También son críticos los parámetros N_c y D_0 (número de gotas por unidad de volumen y dispersión en el espectro de tamaños en el momento de la iniciación del proceso). La lluvia formada crece por el mecanismo de acreción. Este proceso y el anterior (conversión) están explicados en Ghidella y Saluzzi (1980). Otra fuente de producción de lluvia es la fusión de los granizos, como se verá luego.

También está simulada la evaporación del agua de lluvia. La cantidad que evapora se calcula a partir de la fórmula de Byers(1965) para una gota, integrando luego sobre todo el espectro de tamaños, que se supone que sigue la ley de Marshall y Palmer.

2.5.2 Producción de granizo. El granizo comienza a producirse a los -5°C a partir del congelamiento de gotas de lluvia (ver Ghidella y Saluzzi, 1980). Luego crece por acreción de agua de nube y lluvia. La distribución en tamaños también se supone exponencial, tipo Marshall y Palmer.

En la zona de la nube de temperatura no muy baja (superior a los -15°C aproximadamente) y de alto contenido de agua líquida la acreción es muy grande y no toda el agua disponible cinemáticamente para este proceso puede congelar. Se supone entonces que los granizos se encuentran en condiciones de crecimiento húmedo, es decir, que la temperatura de los mismos es de 0°C y que no adquieren toda esa agua. Para calcular la cantidad de agua que puede adquirir un granizo de 0°C hay que estudiar la ecuación de balance de calor en su superficie:

$$2\pi D v_e \left[\psi L (\rho_{vs} - \rho_v) + K(T_0 - T) \right] + \frac{dm_0}{dt} (T_0 - T) C_w - L_f + \frac{dm_i}{dt} C_i (T_0 - T) = 0$$

donde, aparte de los símbolos ya aclarados, aparecen: D , diámetro del granizo; ψ , coeficiente de difusión del vapor en el aire; ρ_{vs} y ρ_v , densidades del vapor en la superficie del granizo y en el seno de la nube, respectivamente; K , coeficiente de conducción de calor en el aire; T_0 , temperatura en la superficie del granizo ($= 0^{\circ}\text{C}$); $\frac{dm_0}{dt}$, cantidad de agua líquida por unidad de tiempo que congelará sobre el granizo; $\frac{dm_i}{dt}$, cantidad de hielo de nube que se adherirá al granizo, y v_e , coeficiente de ventilación, necesario debido a que el grani-

zo se encuentra en caída respecto a la corriente ascendente del aire.

El primer término representa el calor absorbido en la superficie húmeda del granizo al evaporar el agua de la misma como consecuencia de la difusión del vapor hacia afuera. El segundo tiene en cuenta el calor que se va por conducción. El tercero el calor que absorbe el agua al pasar a la temperatura T_0 . El cuarto el calor liberado por congelamiento de esa agua. El quinto el calor absorbido por los cristallitos que se adhieren a la superficie del granizo.

La cantidad que interesa es dm_p/dt , que puede despejarse de esta ecuación. Representa el crecimiento de un granizo solo. Para hallar la variación de Q_g , que agrupa a todos los granizos, hay que calcular:

$$\left(\frac{dQ_g}{dt}\right)_{ch} = \int_0^{\infty} \frac{dm_p}{dt} \frac{m(D)}{\rho} dD \quad (10)$$

donde $n(D)$ es el número de granizos por unidad de volumen con diámetros entre D y $D + dD$. Omitimos la fórmula final por falta de espacio.

En el modelo se calcula primero $\left(\frac{dQ_g}{dt}\right)_{ac}$, la variación de Q_g debida a la acreción, y luego $\left(\frac{dQ_g}{dt}\right)_{ch}$, y se comparan. De los dos valores se utiliza el menor, considerándose crecimiento húmedo o seco, según el caso.

Cuando la temperatura de nube es mayor que cero los granizos funden. Este proceso también está contemplado y de manera análoga al del crecimiento húmedo, o sea: analizando el balance de calor sobre un granizo de diámetro D primero, calculando su pérdida de masa por unidad de tiempo y luego integrando sobre los diámetros hallando $\frac{dQ_g}{dt}$ para el proceso de fusión.

3. EXPERIMENTACION REALIZADA

El modelo fue ejecutado con los datos del radiosondeo de Mendoza de las 18.00 Z del 18/01/77. En ese día hubo una tormenta que dio granizos de hasta 3 cm de diámetro y un registro máximo de lluvia de 19 mm. Más detalles sobre la tormenta se encuentran en Saluzzi y otros(1978). La experimentación del presente trabajo consistió en el estudio de las respuestas del modelo ante variaciones en su modo de funcionamiento.

3.1 Condiciones iniciales.

Los valores de presión, temperatura y relación de mezcla del entorno son los del radiosondeo, salvo en la parte baja de la atmósfera en que se modifican según las condiciones observadas para la convección vespertina: la temperatura es en superficie la máxima del día y disminuye con la altura siguiendo una adiabática húmeda hasta que alcanza la saturación con un contenido de vapor igual al promedio de los valores dados

por el radiosondeo en los primeros 1000 m de altura. Por encima del punto de saturación, $z = z_g$, se recuperan los valores del radiosondeo original.

En el núcleo los valores iniciales son iguales a los del entorno para humedad y presión. Para la temperatura puede imponerse o no una perturbación que sigue la ley $\Delta T = \Delta T_0 \cos(\pi z / 2z_g)$. La velocidad de ascenso es nula inicialmente salvo entre $z = 0$ y $z = z_g$ en que vale: $w = w_0 \sin(\pi z / z_g)$. Para el radio inicial del núcleo central se han usado dos formas: una con un radio R_0 constante entre $z = 0$ y $z = z_g$ y otra con $R = R_0 \cos(\pi z / 2z_g)$.

3.2 Análisis de los resultados.

A la salida del programa se obtienen perfiles de las variables más importantes cada 3 minutos de nube, con gráficos de los mismos cada 6 min. Al finalizar la secuencia se obtiene una tabla de la marcha de los valores máximos en función del tiempo. Se muestran a continuación los resultados obtenidos para 12 condiciones distintas de funcionamiento del modelo. Se hace referencia solamente a gráficos de evolución temporal de los máximos ya que éstos muestran los aspectos más importantes para cada caso. Para los primeros 10 casos se muestran los resultados para 30 min. de nube, porque en todos ellos en ese tiempo se alcanzó un estado estacionario (figuras 1a - 1d). En estos casos además se trabajó siempre con crecimiento seco para la producción de granizo. El caso 11 aparece en estas mismas figuras para efectos de comparación, y vuelve a aparecer en 2a - 2d junto con el 12, con distinta escala en el tiempo, para poder abarcar 90 min. de nube y apreciar el decaimiento de la misma. En estos casos se hizo funcionar la opción de crecimiento húmedo. Para todos los casos la perturbación en velocidad ascensional en el núcleo fue la misma, con $w_0 = 7,5$ m/seg (ver 3.1). Los casos 1 - 10 poseen en cambio una perturbación muy grande en el campo de temperaturas: $\Delta T_0 = 3^\circ\text{C}$. El radio del núcleo en superficie fue para todos los casos de 10 km.

Caso 1 : El modelo trabajó en la opción de no formar precipitación ni hielo de nube y sin entrada del aire del entorno ("entrainment"). Se llegó a un estado estacionario a los 15 minutos aproximadamente, con velocidades de ascenso muy elevadas y un gran contenido de agua líquida. La perturbación llegó al tope de la grilla (15,1 km). Los valores finales de temperatura en nube coincidieron con los pseudoadiabáticos.

Caso 2 : También sin precipitación ni hielo de nube, pero con "entrainment", aunque manteniendo constante el radio en el cálculo de μ_{\pm} (fla. (2)). Se observa en las figuras 1a y 1b que la velocidad de ascenso y

el contenido de agua son menores, reflejando la influencia de la entrada de aire más frío y seco.

Caso 3 : Sin precipitación ni hielo de nube, con "entrainment", considerando la variación de R en μ_t pero con un tope inferior para R : $R_1 = 1$ km. Se observa mayor influencia del "entrainment". Sucede que por condiciones de continuidad de la masa de aire se hace R menor que R_0 con lo cual μ_t es mayor. Este resultado (sin precipitación) es fuertemente dependiente de R_1 .

Caso 4 : Es el caso 3 pero permitiendo la formación de lluvia. Se observa en la figura que la velocidad máxima de ascenso no difiere mucho de la del caso anterior. El agua de nube disminuye mucho debido a la conversión a lluvia.

Caso 5 : Es el anterior pero permitiendo la formación de granizo. La energía que se agrega debido al congelamiento no se aprecia en la velocidad de ascenso dado que este efecto se compensa con el de mayor peso de los hidrometeoros. Se observa en cambio en el hecho de que de todos modos aumenta el agua de nube a partir del momento en que crece el granizo.

Caso 6 : Se incluye en este caso la formación de hielo de nube. En los valores máximos de w , Q_c , y Q_h no se nota su influencia dado que se forma en las partes altas de la nube. Llega a notarse en cambio en Q_0 , cuyo valor máximo disminuye, ya que la acreción de hielo de nube está recida por una eficiencia de colección mucho menor que la de agua de nube.

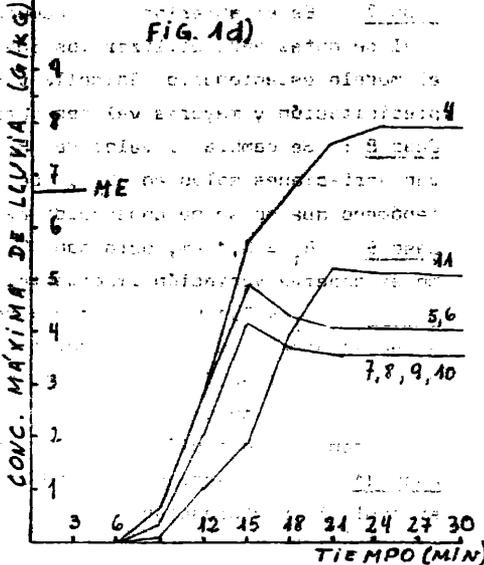
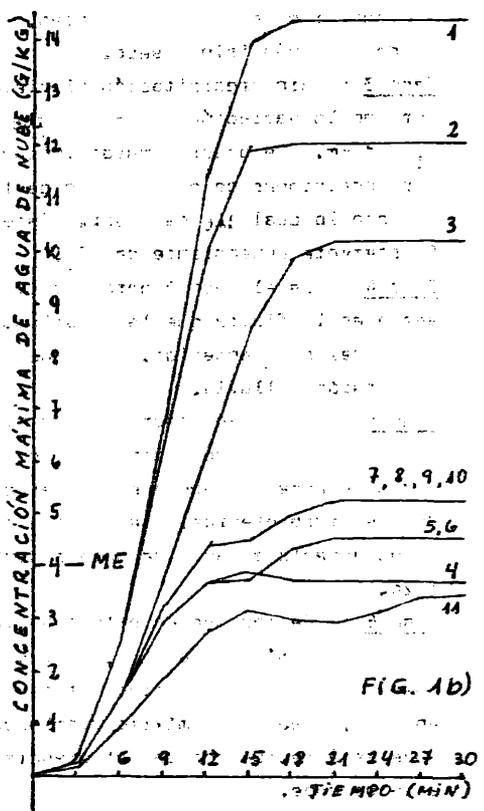
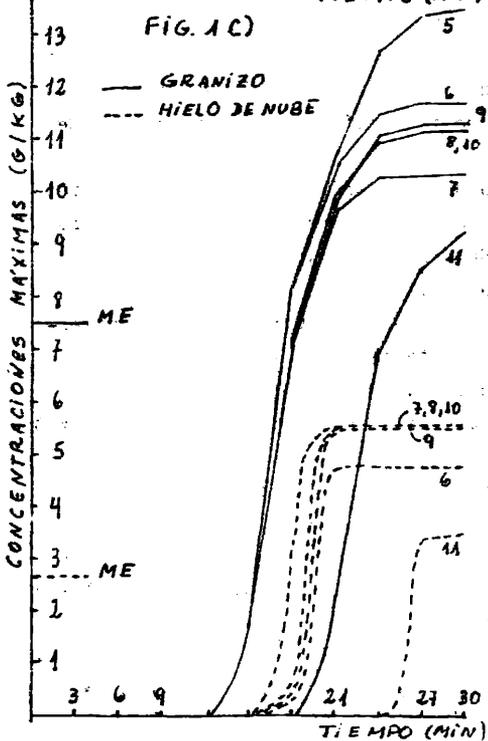
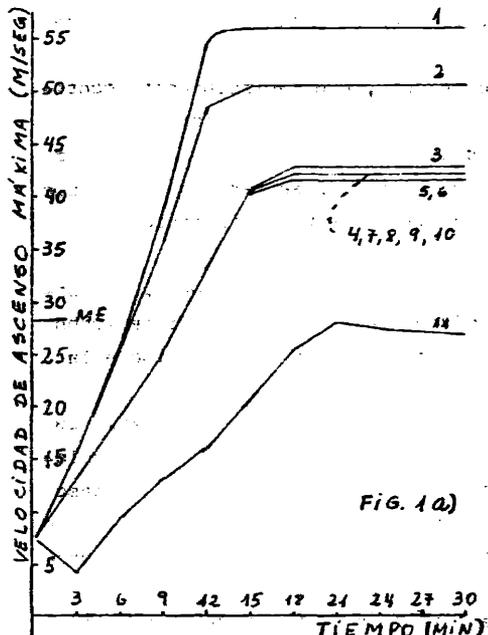
Caso 7 : Es el anterior pero cambiando los parámetros del espectro inicial de gotas para utilizar los que se consideraron más adecuados para el modelo estacionario (Ghidella y Saluzzi, 1980). Se observa menor precipitación y mayores valores para Q_c y Q_1 .

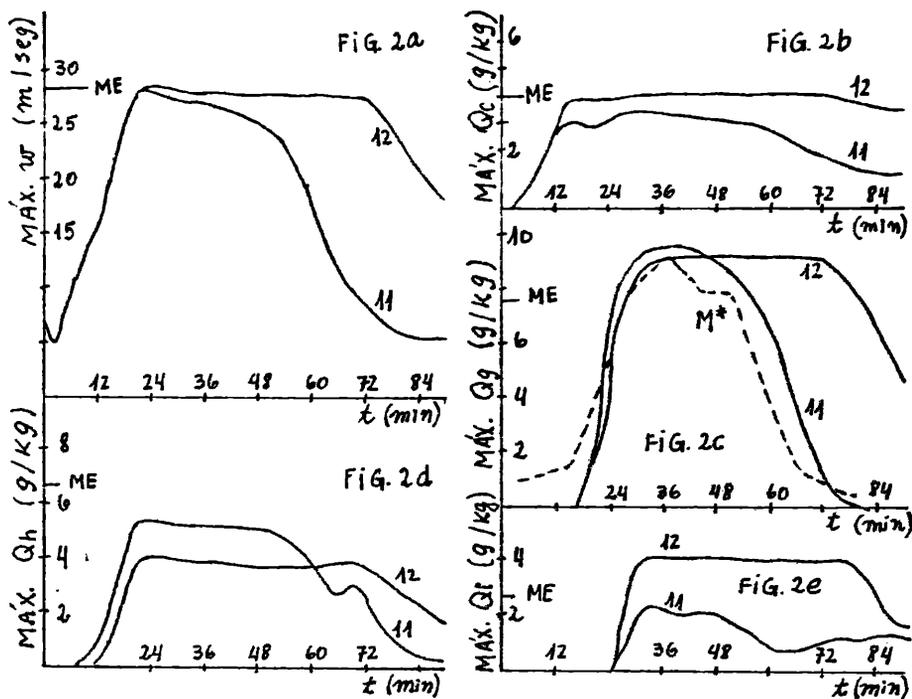
Caso 8 : Se cambia el valor de R_1 . Pasa a ser 0,5 km. No se observan variaciones salvo en Q_g , que aumenta el valor final en 1 g/kg, fenómeno que no se ha conseguido explicar.

Caso 9 : $R_1 = 0,1$ km, pero con R variable en $t=0$: $R = R_0 \cos(\pi z/2z_B)$. No se observa variación importante.

Caso 10 : $R_1 = 0,1$ km, pero con R constante hasta z_B en $t=0$. Puede verse entonces que este parámetro influye poco cuando funcionan los campos de precipitación, cosa que no ocurría en los casos 1, 2 y 3. Cabe aclarar que de todos modos en el seno de la nube el radio en todos los casos con precipitación nunca fue inferior a los 2 km.

Caso 11 : Se conservan las condiciones del caso 10 salvo en 2 cosas: se anula la perturbación en temperatura ($\Delta T_0 = 0$) y se incorpora la





opción de crecimiento húmedo. El resultado más importante es que para este caso se llega al decaimiento de la nube (figs. 2a - 2d). Comparando con los casos anteriores pueden verse en las figs. 1a - 1d algunos aspectos que eran de esperar, como la disminución en los valores máximos de w , Q_c , Q_g y Q_i y el crecimiento más lento de la nube. Q_h , sin embarco, alcanza valores mayores. Se atribuye esta aparente contradicción a la menor transferencia de lluvia a granizo, sobre todo en las alturas en que Q_h es máxima, debido al crecimiento húmedo. Además, siendo la nube más fría, hay una menor evaporación. Se observa también en las figuras 2a - 2d la presencia de un periodo casi estacionario entre los 30 y 48 min. aproximadamente.

Es interesante en cuanto a la evolución temporal de la nube la comparación con M^* , parámetro definido por Greene y Clark (1972), que da información global sobre la masa precipitante líquida y sólida en una columna de nube de sección unitaria pero que aumenta más con el contenido de granizo que con el de lluvia. Se calcula a partir de los datos de observación con radar, y para la tormenta que estamos considerando se usaron los cortes verticales (RHI) que siguieron los centros de mayor reflectividad de uno de los ecos, el 'C' (Saluzzi y otros, 1978).

Pese a no poder compararse cuantitativamente con u_g ha sido incorporado al gráfico de esta variable con la misma escala de tiempo y escala vertical arbitraria. Haciendo coincidir los 36 min de nube con la observación de las 16.48 HL se observa una concordancia cualitativa aceptable: el máximo crecimiento de M^* se da entre los 18 y 30 min. de nube, y el decaimiento tiene la misma tendencia que el de Q_g . No ocurre lo mismo en cambio con el caso 12, que se verá a continuación.

Caso 12 : El umbral para el comienzo de la formación de lluvia (ver 2.5.1) fue nulo en los casos anteriores. Ahora toma el valor de 1,5 g/kg, con lo cual el proceso se retarda y la cantidad de lluvia y granizo son menores, obteniéndose un estado estacionario de mayor duración, dado que el deslamiento de los hidrometeoros a través de la corriente ascendente es más lento.

3.3 Discusión de los resultados y comparación con el modelo estacionario.

De los casos expuestos, es el 11 el más aceptable ya que presenta un decaimiento similar al de la nube observada con radar. Además es el único caso en que la precipitación llegó hasta el suelo, obteniéndose una altura de 4 mm de lluvia acumulada. Aunque la lluvia fue poca y no se obtuvo nada de granizo, esto puede explicarse considerando que en su caída a través de la corriente ascendente los granizos funden y la lluvia evapora. Este resultado debe indudablemente mejorarse, y se intentará hacerlo mediante el ajuste de los parámetros cuyo comportamiento no ha sido analizado en la presente experimentación.

En las escalas verticales de las figuras se señalan con las letras M E los valores correspondientes obtenidos para la misma tormenta con el modelo estacionario. Se observa que para el caso 11 el valor estacionario de w máxima para el modelo dependiente del tiempo (MDT) es casi igual al del modelo estacionario (ME). Este último da mayores valores de agua de nube y lluvia y menor valor de granizo. De todos modos, los resultados no son directamente comparables. El estado estacionario del MDT no tiene por qué coincidir con el resultado del ME porque la diferencia entre los dos no es sólo matemática: hay diferencias en el tratamiento de los procesos físicos considerados. Por ejemplo, son distintos los tratamientos del "entrainment", del mecanismo del congelamiento y de la termodinámica del mismo. Además, en el ME no se pueden simular los procesos de fusión de granizos y evaporación de gotas y en el MDT sí, lográndose por consiguiente una representación más realista de la nube. Otra diferencia que es necesario hacer notar está en el tratamiento de la precipitación: en el ME se eliminan de la parcela

los hidrometeoros que tienen velocidad mayor que la de la corriente ascendente, suponiendo que caen fuera de ésta, y en el MDT se considera el deslizamiento de la precipitación a través de la misma. Este tratamiento, aunque más natural, no es representativo para la mayoría de las nubes reales y constituye una importante falencia de la nube unidimensional.

4. CONCLUSIONES

Con el tratamiento de la evolución temporal se consigue una simulación más acabada de la nube. Por consiguiente, y como puso observarse en el presente trabajo, el MDT permite una buena valoración de la representatividad de los mecanismos utilizados para la modelación. Resulta entonces una herramienta más adecuada que el ME para la investigación de los procesos que rigen la producción de granizo.

Sin embargo, en lo que respecta al uso del MDT con fines de pronóstico, la experiencia que se tiene con el ME permite apreciar que estas ventajas no son decisivas. El MDT todavía tiene limitaciones que hacen que también su resultado sea fuertemente dependiente de la representatividad del radiosondeo utilizado para inicializarlo.

Agradecimientos: Al Dr. H.D. Orville, quien ha cedido el programa original del modelo y además importante bibliografía.

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

- Fig. 1: Para 11 condiciones de funcionamiento del modelo (ver texto) evolución temporal de los valores máximos de las variables: 1a): velocidad de la corriente ascendente; 1b): concentración de agua de nube; 1c) concentración de granizo (líneas llenas) y de hielo de nube (línea de puntos); 1d): concentración de lluvia.
- Fig. 2: Evolución temporal de los valores máximos de las variables: 2a): velocidad de la corriente ascendente; 2b): concentración de agua de nube; 2c): concentración de granizo (líneas llenas) y parámetro M (línea de puntos, unidades arbitrarias); 2d): agua de lluvia; 2e): hielo de nube. Se encuentran representados dos casos que difieren en el umbral de conversión de agua de nube a lluvia: para el caso 11 es nulo y para el 12 vale 1,5 g/kg .

BIBLIOGRAFIA

- Berry, E.X., 1968: A parameterization of the collection of cloud droplets; volumen de la 'First Conference on Weather Modification', Albany, E.U.A.
- Byers, H.R., 1965: Elements of Cloud Physics; The University of Chicago Press.
- Ghidella de Hurtis, M.E. y Saluzzi, M.E., 1980: Estudio de un modelo parametrizado de nube convectiva a través de su aplicación a casos reales de convección severa; publicaciones CNIE.
- Greene, D.R. y Clark, A., 1972: Vertically Integrated Liquid Water. A new analysis tool; Monthly Weather Review, 100, No. 7.
- Kessler, E., 1969: On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations; Meteor. Monogr., 10, No. 32.
- List, R. y Lozowski, E.P., 1970: Pressure perturbations and buoyancy in convective clouds; J. Atmos. Sciences; 27, 168-170.
- Orville, H.D., Kopp, F.J. y Myers, C.G., 1975: The dynamics and thermodynamics of precipitation loading; Pageoph, 113, Birkhäuser Verlag, Basel.
- Saluzzi, M.E., Núñez, J.M., Lubart, L., Ghidella, M.E. y Levi, L., 1978: Historia objetiva de un proceso granicero; Meteorológica, 8, 359-368.
- Wisner, C., Orville, H.D. y Myers, C., 1972: A numerical model of a hail bearing cloud; J. Atmos. Sciences, 29, 1160-1181.

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

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

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

RESUMEN

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

ABSTRACT

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

* Miembro de la Carrera del Investigador del CONICET.

** Becaria del CONICET.

1. INTRODUCCION

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

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

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

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

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

2. MODELO TEORICO DE ELECTROCHORRO ECUATORIAL

2.1. Ecuaciones del modelo

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

en toda la ionósfera y:

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

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

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

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

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

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

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

donde H y P valen:

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

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

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

De (4) y (9) resulta:

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

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

con

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

2.2. Parámetros del modelo

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

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

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

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

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

donde T_n es la temperatura del gas neutro.

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

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

donde T_e es la temperatura electrónica.

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

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

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

TABLA I
Parámetros del modelo a baja actividad solar

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

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

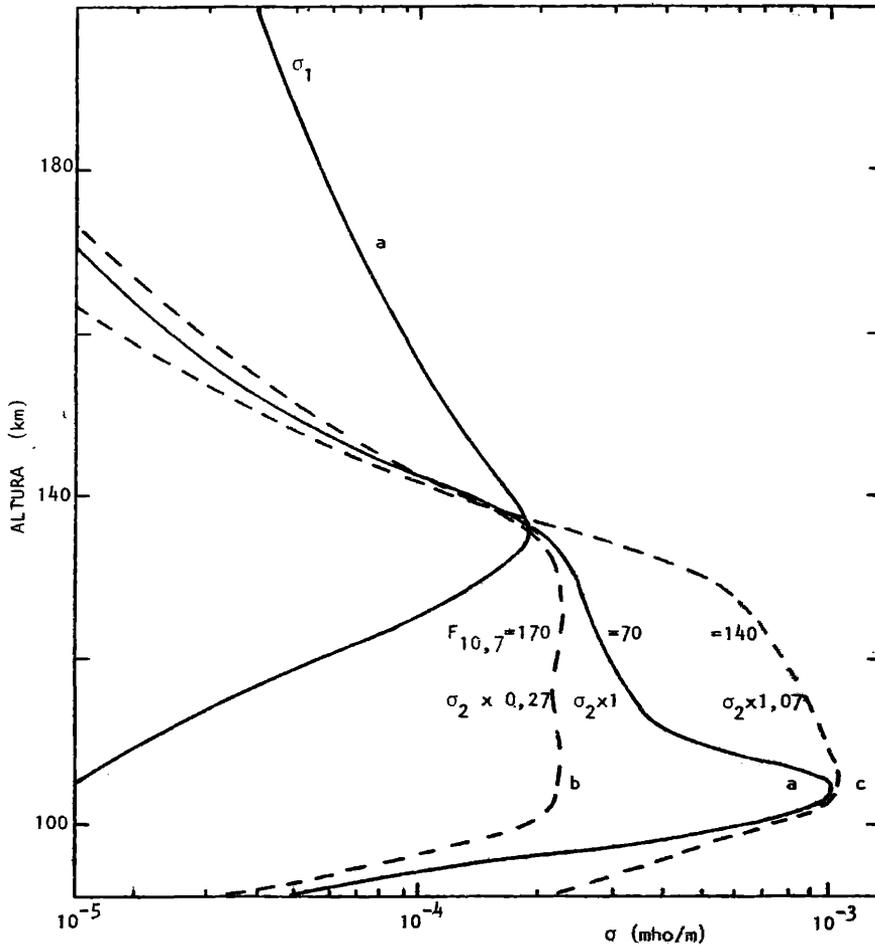


FIGURA 1. La conductividad de la ionósfera al mediodía sobre el ecuador magnético peruano. Las componentes del tensor de conductividad de Pedersen, σ_1 , y de Hall σ_2 , calculadas en el presente trabajo, para baja actividad solar, (a) y para alta, (b) junto con el resultado de Richmod (1973b) para $T_e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

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

3. RESULTADOS

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

TABLA II
Resultados

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

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

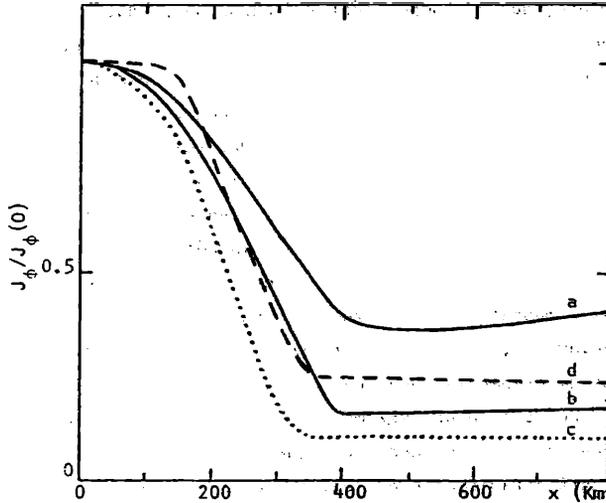


FIGURA 2. Variación de la densidad de corriente integrada J_ϕ , normalizada con su valor en el origen, $J_\phi(0)$, en función de la distancia al ecuador magnético, x . Nuestro resultado para alta (a) y para baja (b) actividad solar junto con el de Richmond (1973b) (c) y el obtenido de las observaciones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

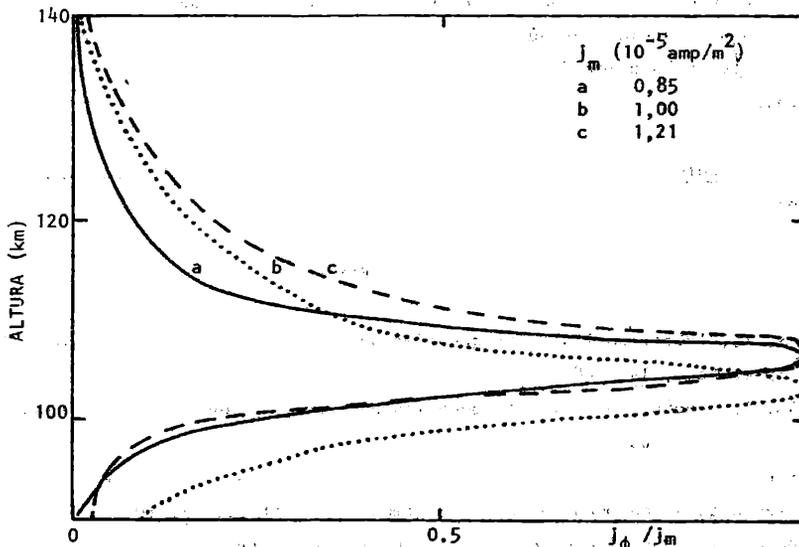


FIGURA 3. Perfil de la densidad de corriente en el ecuador magnético peruano a baja actividad solar. Observado (idem (d) en figura 3) (a), calculado (c) y hallado por Richmond (1973b) (b). La densidad de corriente j_ϕ ha sido normalizada con su valor en el máximo, j_m .

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

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

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

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

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

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

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

BIBLIOGRAFIA

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

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

DINAMICA DE LA TERMOSEFERA ECUATORIAL: I, MODELO TEORICO

A.A.Louro y S. Duhau^{*}

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

RESUMEN

Se analiza un modelo teórico de la dinámica de la capa F ecuatorial basado en el acoplamiento eléctrico de esta capa con la capa E considerada como una lámina delgada de corriente. Dentro del modelo se resuelve simultáneamente la ecuación de movimiento de la atmósfera neutra. Se analizan exhaustivamente las hipótesis del modelo, haciendo énfasis en la condición de contorno sobre la corriente en el límite entre las capas E y F.

ABSTRACT

A theoretical model of the dynamics of the equatorial F-region based on the electrical coupling between this layer and the E-region, considered as a thin current layer, is analyzed. In the model, the equation of motion of the neutral atmosphere is solved simultaneously. The hypotheses of the model are exhaustively analyzed, with particular emphasis on the boundary condition for the current at the limit between the E- and F-layers.

* Miembro de la Carrera del Investigador del CONICET

1. INTRODUCCION

En un trabajo anterior (Duhau y Louro, 1980) se estudió la dinámica de la termósfera ecuatorial utilizando las ecuaciones de Rishbeth (1971), las cuales describen un circuito formado por la capa E considerada como una lámina delgada de corriente y las líneas de campo geomagnético que la conectan con la capa F, y un modelo semiempírico de la densidad electrónica más acorde con las observaciones que el de Chapman de usual aplicación.

Entre los resultados de ese cálculo, se destaca la importancia del flujo de corriente normal a las líneas de campo magnético a través de la interfase entre las regiones E y F en un entorno alrededor del ecuador magnético. En el presente trabajo se muestra que de hecho la contribución de la corriente paralela a la corriente vertical total es despreciable frente a la de la corriente normal en esa zona, lo que conduce a modificar la condición de contorno para la corriente en la base de la región F.

Este resultado, junto con la eliminación de la suposición de que la velocidad relativa entre iones y neutros fuese constante con la altura, hipótesis introducida anteriormente por conveniencia matemática, permite formular un nuevo modelo de la dinámica de la termósfera ecuatorial.

2. DISCUSION DEL ACOPLAMIENTO ELECTRICO ENTRE LAS REGIONES E Y F

2.1. Geometría del modelo y coordenadas

Se considera la tierra plana, y la atmósfera neutra y ionósfera horizontalmente estratificadas; esta simplificación de la geometría del problema resulta adecuada, pues se estudia un pequeño intervalo de latitudes alrededor del ecuador. Adicionalmente, se desprecian los gradientes longitudinales de las magnitudes ionosféricas involucradas. En particular, suponer que las velocidades iónica y electrónica son constantes en la dirección este-oeste implica suponer que es nulo el campo eléctrico en esa dirección. También se supone que no fluye corriente a través del ecuador en condiciones equinocciales, ni a través de la base de la capa E.

Las direcciones paralela y normal a las líneas de campo geomagnético son designadas l y n respectivamente, mientras que las coordenadas x, y, z representan las direcciones este, norte y vertical respectivamente.

2.2. Ecuaciones de la ionósfera y atmósfera neutra

2.2.1. La región F

La región F se considera compuesta por dos flúidos cargados, de iones O^+ y

electrones respectivamente, que obedecen a la siguiente ecuación de movimiento:

$$n_j m_j \partial \vec{V}_j / \partial t + (\vec{V}_j \cdot \nabla) \vec{V}_j + \nabla \cdot \vec{p}_j - n_j q_j (\vec{E} + \vec{V}_j \times \vec{B}) - n_j m_j \vec{g} = \Delta M_{1j} \quad (1)$$

donde el subíndice j denota iones o electrones; n es la densidad numérica, m es la masa, \vec{V} la velocidad, \vec{p} el tensor intrínseco de presión y q la carga eléctrica de las partículas pertinentes, \vec{E} es el campo eléctrico y \vec{B} el campo geomagnético. El miembro derecho de (1) representa la variación del impulso de las partículas de la especie j debida a las colisiones con partículas de la otra especie. Este término suele aproximarse (ver por ejemplo Rishbeth y Garriott, 1969):

$$\sum_k n_j m_j v_{jk} (\vec{V}_j - \vec{V}_k), \quad (2)$$

donde k designa las especies neutras o cargadas que chocan con partículas de la especie j , y v_{jk} es la frecuencia de colisión de partículas de la especie j con partículas de la especie k . Esta aproximación del término de colisiones ha sido fundamentada para estados de cuasiequilibrio (Morse, 1966). Si bien se desconocen las funciones de distribución ionosféricas la hipótesis de cuasiequilibrio es razonable, dado que los tiempos característicos de los procesos hidromagnéticos son mucho mayores que v_{in}^{-1} (ver Tabla I), en la práctica la única frecuencia de colisión de interés para la dinámica de la termósfera, como se verá (ec. (6)).

Si se definen la densidad media y velocidad media de los iones y electrones,

$$\rho \equiv \rho_i + \rho_e, \quad (3)$$

donde $\rho_j \equiv n_j m_j$, ($j = i, e$), y

$$\vec{V} \equiv (\rho_i \vec{V}_i + \rho_e \vec{V}_e) / \rho, \quad (4)$$

la suma y de la diferencia de las ecuaciones de movimiento de los iones y electrones dan un sistema de ecuaciones para un único fluido: la ecuación de movimiento y la ley de Ohm. Con los valores típicos de los parámetros termosféricos involucrados que se detallan en las Tablas I y II

TABLA I

h (km)	$v_i (s^{-1})$	$v_e (s^{-1})$	$v_{ei} (s^{-1})$
150	3×10^1	2×10^3	5×10^2
200	10^1	2×10^3	4×10^2
300	5×10^{-1}	2×10^1	4×10^2

Valores típicos de las frecuencias de colisión ión-neutros, electrón-neutros y electrón-ión en función de la altura.

TABLA II

Masa del ión O^+	$m_i = 2.68 \times 10^{-26} \text{ kg}$
Masa del electrón	$m_e = 9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}$
Girofrecuencia iónica	$\Omega_i = 160 \text{ s}^{-1}$
Girofrecuencia electrónica	$\Omega_e = 4.71 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$
Campo geomagnético	$B_0 = 2.7 \times 10^{-5} \text{ T}$
Campo magnético debido a corrientes locales	$b \sim 10^{-9} \text{ T}$
Temperatura	$T \sim 1000 \text{ K}$
Escala de altura	$H \sim 50 \text{ km}$
Densidad electrónica	$n_e \sim 10^{11} \text{ m}^{-3}$
Frecuencia de plasma	$\omega_p \sim 1.8 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$

Valores típicos de magnitudes características de la capa F de la ionósfera.

y teniendo en cuenta que a frecuencias hidromagnéticas, vale que:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0, \quad (5)$$

la ecuación de movimiento y la ley de Ohm se reducen respectivamente a:

$$\vec{j} \times \vec{B} - \rho v_i (\vec{V} - \vec{U}) = 0, \quad (6)$$

donde v_i es la frecuencia de colisión entre iones y neutros, y

$$\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B} = 0. \quad (7)$$

Puesto que $n_i = n_e$ y $m_i \gg m_e$, entonces $\rho = \rho_i$, y de (6) se obtiene que:

$$\vec{j}_n = n_e e (v_i / \Omega_i) (\vec{V}_x - \vec{U}_x). \quad (8)$$

Nótese también que $\vec{V} \approx \vec{V}_i$ con excelente aproximación.

2.2.2. La región E

La región E es considerada como una lámina delgada de corriente horizontal, de modo que $j_z = 0$, y no se incluye el efecto del viento neutro. Entonces, la corriente meridional integrada en altura en la capa E es:

$$J_E = \Sigma_1 E_\theta = \Sigma_1 E_n \sin i, \quad (9)$$

donde

$$\Sigma_1 = 1/\sin^2 i \int_{90}^{140} \sigma_1 dh, \quad (10)$$

i es la inclinación magnética, h la altura, y σ_1 es la conductividad de Pedersen.

Un sencillo modelo de la conductividad de la región E (Rishbeth, 1971) conduce a la siguiente ecuación para J_E :

$$J_E = (\pi/2) e N_E H_E (E_n/B) \operatorname{cosec} I, \quad (11)$$

donde N_E es la densidad electrónica máxima de la capa E, H_E es la altura de esca la, y B es el campo geomagnético.

2.2.3. La atmósfera neutra

A alturas de la región F la atmósfera neutra actúa como un único fluido (Rishbeth, 1972) que obedece la ecuación de movimiento de Navier-Stokes (Conrad y Schunk, 1979) que en un sistema de coordenadas que rota junto con la tierra con velocidad angular $\vec{\Omega}$, es:

$$\begin{aligned} \partial \vec{U} / \partial t + (\vec{U} \cdot \nabla) \vec{U} + 2\vec{\Omega} \times \vec{U} + (1/\delta) \vec{\nabla} p - \vec{g} - (\mu/\delta) \Delta \vec{U} + \\ + n_i m_i v_{in} (\vec{U} - \vec{V}_i) + n_e m_e v_{en} (\vec{U} - \vec{V}_e) = 0, \end{aligned} \quad (12)$$

donde δ y p son la densidad y presión de la atmósfera neutra respectivamente, y μ es el coeficiente de viscosidad. Se ha omitido la aceleración centrípeta, considerándola como una pequeña corrección a la aceleración de la gravedad (Rishbeth, 1972).

Esta ecuación, cuya componente zonal interesa aquí, puede simplificarse con siderando que:

- 1) $m_i v_{in} \gg m_e v_{en}$ (ver Tablas I y II), y $\vec{V}_i \approx \vec{V}$, de donde los términos de colisiones se reducen a:

$$n_e m_i v_{in} (\vec{U} - \vec{V}), \quad (13)$$

si se considera además que $n_i \approx n_e$.

- 2) La componente zonal del término de Coriolis se anula en el ecuador.
- 3) Es posible desprestigiar el efecto de la viscosidad a alturas termosféricas (Kohl y King, 1967; Rishbeth, 1971; Rishbeth, 1972; III y otros, 1975).

Luego, la componente este-oeste de la ecuación (12) se reduce a (Rishbeth, 1971):

$$\partial U_x / \partial t (1 - U_x/v_t) = (-1/v_t) \partial p / \partial t - N_e m_i v_{in} (U_x - V_x), \quad (14)$$

donde además se ha tenido en cuenta la equivalencia entre las variaciones longitudinales y las variaciones temporales:

$$\partial / \partial x = (1/v_t) \partial / \partial t, \quad (15)$$

siendo v_t la velocidad tangencial de rotación terrestre a la altura pertinente.

2.3. Condición de contorno en la interfase entre las capas E y F.

La condición

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0, \quad (16)$$

aplicada a un segmento de la capa E comprendido entre el ecuador y una latitud no nula, implica que:

$$j_z^* = (1/R_E) \partial J_E / \partial \theta \quad (17)$$

a esa latitud, donde se designan con un asterisco los valores de las magnitudes en la base de la capa F. R_E es la distancia geocéntrica de la capa E, y θ es la latitud.

Es usual suponer que $j_z^* = j_1^* \sin I$ (Maeda y Murata, 1965; Rishbeth, 1971; Schieldge y otros, 1973; Heelis y otros, 1974). Sin embargo, la condición de contorno exacta para una corriente que circula en una lámina delgada es:

$$j_z^* = j_1^* \sin I + j_n^* \cos I. \quad (18)$$

Duhau (1978) y Duhau y Louro (1980) han encontrado que la contribución de la corriente normal a las líneas de campo a la corriente vertical total a través de la base de la capa F, es significativa. En lo que sigue, por lo tanto, se ha utilizado la condición de contorno completa (18).

Por su parte, j_1^* puede expresarse en términos de j_n^* , integrando (16) a lo largo de una línea de campo:

$$j_1^* = - \int_{h=150}^{h=\zeta} \partial j_n^* / \partial l \, dl, \quad (19)$$

donde ζ es la altura de la línea de campo en el ecuador.

Suponiendo que $U' \equiv U_x - V_x$ no depende de la altura ni de la latitud a efectos de la integral en (19), de las ecuaciones (7), (8), (11), (17), (18) y (19) se obtiene el denominado factor de polarización (Rishbeth, 1971), definido como:

$$\Pi \equiv V_x / U_x, \quad (20)$$

expresado en términos de los parámetros ionosféricos. La inclusión de este factor en la ecuación (12) permite calcular U_x , y luego V_x por definición de Π .

2.4. La corriente vertical en la base de la capa F

Las proyecciones verticales de las corrientes normal y paralela a las líneas de campo, y la suma de ambas, calculadas según el modelo descrito arriba, están ilustradas en las Figuras 1, 2 y 3 respectivamente; también se han graficado las últimas dos calculadas representando la densidad electrónica en la región F por el modelo de Chapman. Los cálculos se realizaron para dos latitudes diferentes, a las cuales cruzan la base de la capa F las líneas de campo de 250 km y 300 km de altura sobre el ecuador. Como se puede ver, resulta en general:

$$j_n^* \cos I \gg j_1^* \sin I \quad (21)$$

al representar la densidad electrónica por el modelo semiempírico antes mencionado. Por lo tanto, la expresión (18) debe ser reemplazada por:

$$j_z^* \approx j_n \cos I . \quad (22)$$

Asimismo, la Figura 3 muestra que al representar la densidad electrónica de acuerdo a las mediciones, en vez de mediante el modelo de Chapman, resulta una significativa corriente vertical en la base de la capa F.

2.5. La hipótesis $U' = \text{constante}$.

Para calcular el factor de polarización sin conocer previamente U' se supone que esta magnitud podía considerarse independiente de la altura y la latitud a efectos del cálculo de la integral de la ecuación (19) (Rishbeth, 1971). Interesa, por lo tanto, saber si esta hipótesis es consistente con los valores calculados de U' .

Dada la expresión (8) de j_n , U' puede considerarse independiente de la altura h , si vale que:

$$|(1/n_e v_i) \partial (n_e v_i) / \partial h| / |(1/U') \partial U' / \partial h| \gg 1 . \quad (23)$$

Este cociente se ha graficado en la Figura 4 en función de la altura, estimando el denominador en (23) mediante la diferencia entre los valores de U' a los 250 km y 300 km, lo que da un valor de $5 \times 10^{-3} \text{ km}^{-1}$.

3. EL NUEVO MODELO

Teniendo en cuenta la nueva condición de contorno (22) para la corriente vertical en la base de la región F, la ecuación (17) puede escribirse:

$$(1/R_E) \partial J_E / \partial \theta = j_n^* \cos I . \quad (24)$$

La ecuación (24), junto con (7), (8) y (11), permiten formular la siguiente ecuación diferencial para $V_x^*(\theta)$:

$$\partial / \partial \theta (V_x^* \operatorname{cosec} I^*) = a \cos I^* - b V_x^* \cos I^* , \quad (25)$$

donde $a = (2/\pi) n_e^* R_E v_i^* U_x^* / N_E H_E$; y $b = a/U_x^*$. La condición inicial para resolver (25) es que $V_x^*(\theta=0) = 0$, lo que según (11) equivale a que $J_E = 0$ en el ecuador.

U_x^* es calculado de su ecuación de movimiento independientemente de V_x^* , pues a los 150 km la fuerza de arrastre iónico es despreciable frente al gradiente de presión, en (14). Por otra parte, conocer $V(\theta)$ a una altura fija implica conocer su variación con la altura en el ecuador, puesto que las líneas de campo son equipotenciales eléctricos, y por lo tanto, según (7), V_x también se conserva sobre una línea de campo. V_x puede entonces reemplazarse en (14), cuya resolución a distintas alturas da como resultado $U_x(h)$. Finalmente, los valores obtenidos de U' permiten calcular j_n .

4. CONCLUSIONES

Se ha hallado que la contribución a la corriente vertical total en la base de la región F de la corriente paralela a las líneas de campo es despreciable frente a la de la corriente normal, lo que ha conducido a formular un nuevo modelo de la dinámica de la termósfera ecuatorial. El sistema de ecuaciones resultante es además sencillo, al encontrarse desacopladas las ecuaciones que rigen las velocidades iónica y neutra.

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

BIBLIOGRAFIA

- Conrad, J.R. y Schunk, R.W., 1979: On the validity of the Navier-Stokes equation for thermosphere dynamics calculations; *J. Geophys. Res.*, 84, 5355.
- Duhau, S., 1978: La corriente vertical en la base de la capa F ecuatorial; *Rev. Geoffs. IPGH* (en prensa).
- Duhau, S. y Louro, A.A., 1980: La superrotación de la atmósfera en las proximidades del ecuador magnético; *GEOACTA*, 10, 79.
- Heelis, R.A., Kendall, P.C., Moffett, R.J., Windle, D.W. y Rishbeth, H., 1974: Electrical coupling of the E- and F-regions and its effect on F-region drifts and winds; *Planet. Space Sci.*, 22, 743.
- Ill, M., Clairemidi, J. y Falin, J.L., 1975: Neutral winds in the F-region; *Planet. Space Sci.*, 23, 401.
- Kohl, H. y King, J.W., 1967: Atmospheric winds between 100 and 700 km and their effects on the ionosphere; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 29, 1045.
- Maeda, K.I. y Murata, H., 1965: Ionospheric dynamo theory with consideration for magnetospheric current along the geomagnetic lines of force; *Rep. Ionos. Space Res. Japan*, 19, 272.
- Morse, T.F., 1966: Energy and momentum exchange between non-equipartition gases; *Phys. Fl.* 6, 1420.
- Rishbeth, H., 1971: Polarization fields produced by winds in the equatorial F-region; *Planet. Space Sci.*, 19, 357.
- Rishbeth, H., 1972: Thermospheric winds and the F-region: a review; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 34, 1.
- Rishbeth, H. y Garriott, K.G., 1969: *Introduction to ionospheric physics*, Academic Press, New York.
- Schildge, J.P. y Venkateswaran, S.V., 1973: The ionospheric dynamo and equatorial magnetic variations; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 35, 1045.

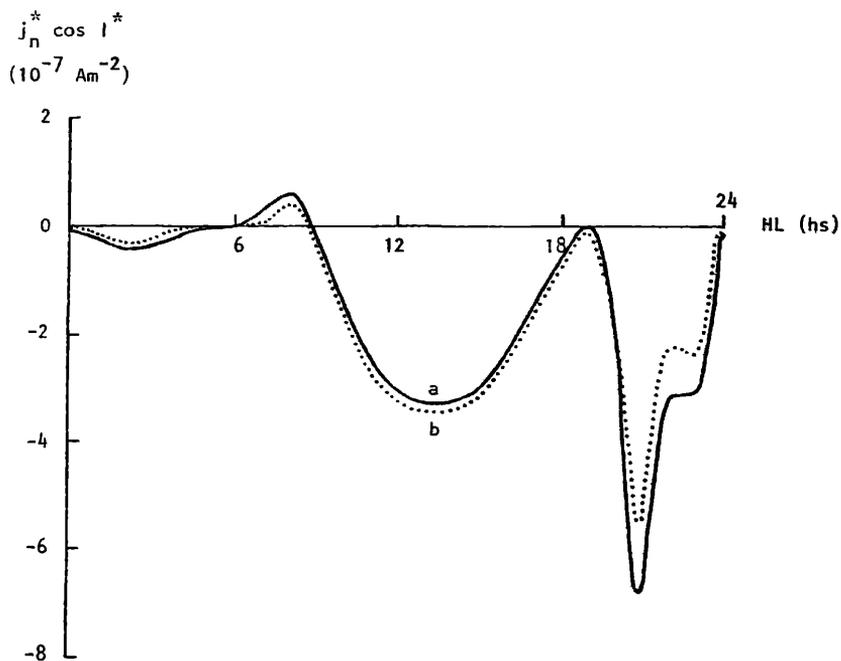


FIGURA 1

Variación con la hora local de $j_n^* \cos l^*$ en la base de la capa F a las latitudes de $7,1^\circ$ (curva (a)) y $8,6^\circ$ (curva (b)).

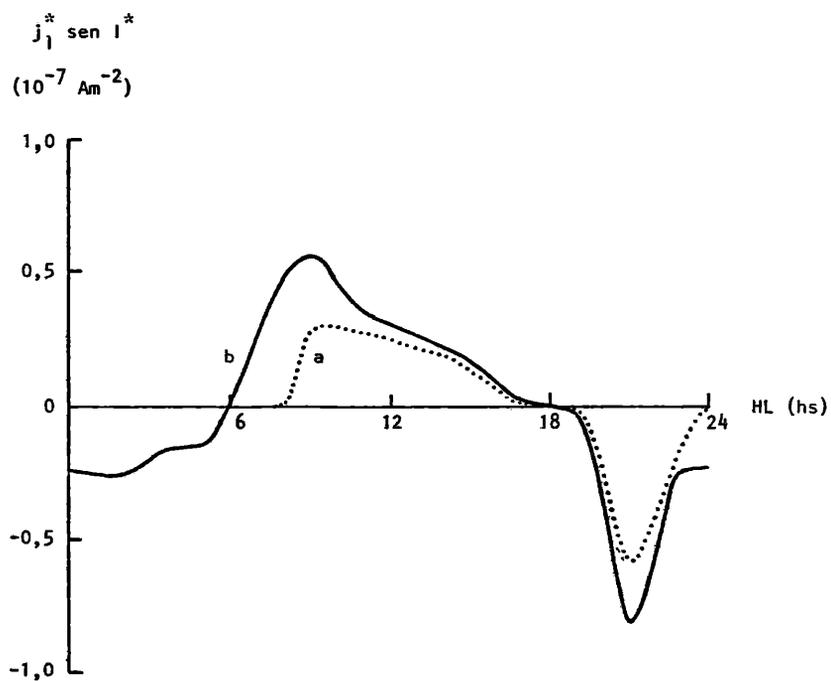


FIGURA 2

Variación con la hora local de $j_1^* \sin l^*$ en la base de la capa F a las latitudes de $7,1^\circ$ (curva (a)) y $8,6^\circ$ (curva (b)).

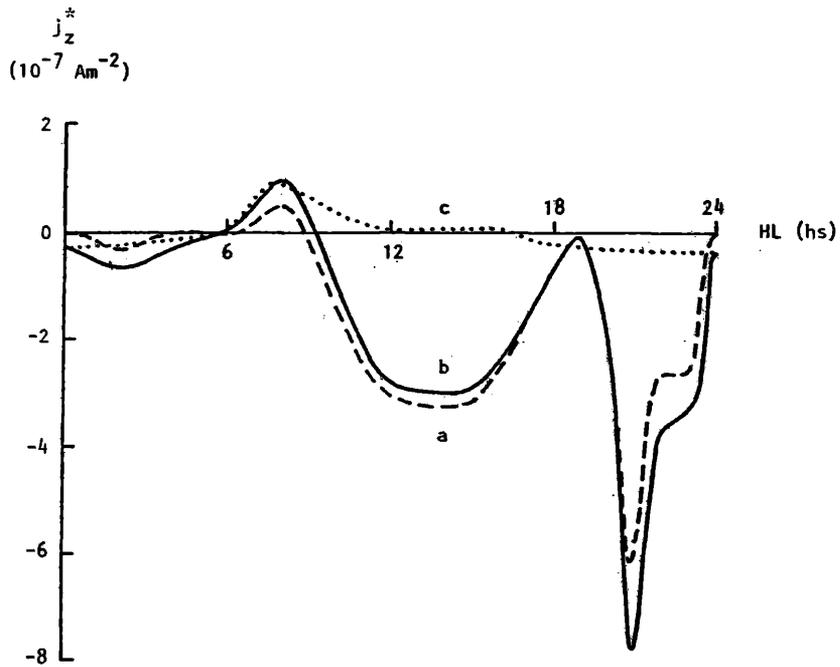


FIGURA 3

Variación con la hora local de la corriente vertical $j_z = j_1 \sin I + j_2 \cos I$ en la base de la capa F a las latitudes de $7,1^\circ$ (curva (a)) y $8,6^\circ$ (curva (b)), y $j_z = j_1 \sin I$ de acuerdo con Rishbeth (1971) (curva (c)).

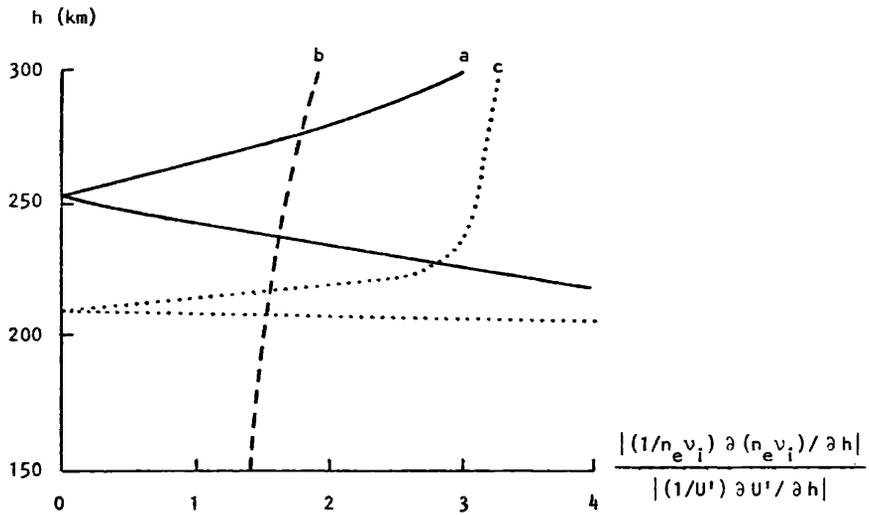


FIGURA 4

Variación con la altura de $\frac{|(1/n_e v_i) \partial(n_e v_i) / \partial h|}{|(1/U') \partial U' / \partial h|}$ para el modelo de densidad electrónica utilizado por Rishbeth (1971) (curva (a)) y para el modelo de este trabajo a las 12 HL (curva (b)) y 0 HL (curva (c)).

DINAMICA DE LA TERMOSEFERA ECUATORIAL:
II. CALCULOS Y COMPARACION CON RESULTADOS EXPERIMENTALES

S. Duhau^{*} y A.A. Louro

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

RESUMEN

El modelo teórico previamente introducido se utiliza para la descripción de la variación con la latitud y con la altura (entre los 150 y 600 km) de los siguientes parámetros de la termosfera ecuatorial: la corriente en la base de la capa F, el campo eléctrico (velocidad iónica) y la velocidad del viento neutro. Se comparan los resultados con valores experimentales seleccionados para las mismas condiciones en que se realizaron los cálculos.

ABSTRACT

The theoretical model previously introduced is applied to the description of the variation with latitude and height (between 150 and 600 km) of the following parameters of the equatorial thermosphere: the current at the base of the F-layer, the electric field (ion velocity) and the neutral wind velocity. The results are compared with experimental values selected for the same conditions for which the calculations were performed.

* Miembro de la Carrera del Investigador del CONICET

1. INTRODUCCION

El modelo introducido en la parte I es aplicado en este trabajo al cálculo del viento neutro y el campo eléctrico en la capa F ecuatorial, así como la corriente en la base de la región F. En la sección 2 se resumen las ecuaciones del modelo, mientras que en la sección 3 se presentan los parámetros utilizados en los cálculos, y finalmente en la sección 4 se presentan los resultados de los cálculos.

2. ECUACIONES UTILIZADAS.

De acuerdo al modelo presentado en la parte I, la velocidad iónica zonal V en función de la latitud θ a los 150 km satisface la ecuación:

$$\partial / \partial \theta (V^* \operatorname{cosec} I^*) = a \cos I^* - b V \cos I^* , \quad (1)$$

donde $a = (2/\pi) n_e^* R_i^* U^* / N_E H_E v_i$ y $b = a/U^*$, y se han designado con un asterisco los valores a los 150 km de las magnitudes correspondientes; I es la inclinación magnética a la latitud θ , n_e es la densidad electrónica, v_i y Ω_i son la frecuencia de colisión entre iones y neutros y la girofrecuencia iónica respectivamente, N_E y H_E son la densidad electrónica máxima y la altura de escala de la capa E respectivamente, R es la distancia geocéntrica de la base de la capa F, y U es la velocidad neutra zonal. La condición inicial es que $V^*(\theta=0) = 0$, lo que equivale a que la corriente meridional en la capa E se anule en el ecuador.

La solución $V^*(\theta)$ de (1) es constante a lo largo de la línea de campo geomagnético que cruza la base de la región F a la latitud θ , por lo que conocer $V^*(\theta)$ implica conocer V en función de la altura, h .

Por otra parte, la velocidad neutra zonal U satisface la ecuación de movimiento:

$$\delta \partial U / \partial t (1 - U/v_t) = (-1/v_t) \partial p / \partial t - n_e m_i v_i (U - V) , \quad (2)$$

donde δ y p son la densidad y presión de la atmósfera neutra respectivamente, v_t es la velocidad de rotación terrestre a la altura pertinente y m_i es la masa de los iones; los valores de V se obtienen resolviendo (1).

Finalmente, la corriente normal a las líneas de campo j_n está dada por:

$$j_n = n_e e (v_i / \Omega_i) (U - V) , \quad (3)$$

y en la base de la región F, la corriente vertical

$$j_z^* = j_n \cos I^* . \quad (4)$$

3. PARAMETROS

La densidad electrónica por debajo del pico de la capa F ha sido representada por un modelo semiempírico previamente introducido por los autores (Duhau y Louro, 1980), de acuerdo al cual este parámetro tiene uno de los siguientes perfiles con la altura según la hora:

$$7-16 \text{ hs.: } n_e = N_m \exp (AZ^2 + BZ^3),$$

$$Z = h - h_m, \quad 150 \leq h \leq h_m, \quad (5)$$

$$17-6 \text{ hs.: } n_e = N_m \exp (Z^1/D_1)^{n_1} / \{1 + (Z^1/D_2)^{n_2}\},$$

$$Z^1 = h_m - h, \quad 150 \leq h \leq h_m, \quad (6)$$

donde N_m y h_m son la densidad electrónica máxima y altura del pico de la capa F respectivamente, y A , B , n_1 , n_2 , D_1 , y D_2 son parámetros calculados ajustando los perfiles (5) y (6) a perfiles medidos sobre Jícamarca (septiembre 1957) (Thomas, 1962). Por encima del pico de la capa F, los perfiles se completaron con un perfil tipo Chapman:

$$n_e = N_m \exp \{1 - Z'' - \exp(-Z'')\},$$

$$Z'' = (h - h_m)/H, \quad h \leq h_m, \quad (7)$$

donde H es la altura de escala.

A fines de comparación, se ha utilizado el mismo modelo de composición y temperatura neutras que Rishbeth (1971) y Heelis y otros (1974): la atmósfera neutra a alturas termosféricas se ha supuesto compuesta únicamente por O , y su densidad descrita por el modelo de Jacchia (1965), mientras que la temperatura exosférica corresponde al promedio de las curvas de invierno y verano de septiembre 1967 medidas por Waldteufel y McLure (1969).

Para calcular el viento neutro a los 150 km, el término de gradiente de presión se basó en el modelo de Jacchia (1971).

4. RESULTADOS

4.1. La velocidad iónica

Resolviendo la ecuación (1) a cada hora en función de la latitud θ a los 150 km y luego trasladando los valores a lo largo de las líneas de campo magnético, se han obtenido los perfiles de la velocidad iónica con la altura en el ecuador, tal como el ilustrado en la Figura 1, correspondiente al mediodía. Este exhibe la forma típica de los perfiles calculados con la velocidad iónica creciendo con la altura hacia un valor estable.

A fin de comparar con observaciones de esta magnitud, en la Figura 2 se ha

graficados los valores obtenidos con el modelo anterior. Se desprende que el nuevo modelo representa una notable mejoría con respecto al anterior, particularmente en las horas diurnas difiriendo sus predicciones de los valores medidos fundamentalmente tan sólo en la fase.

4.2. El viento neutro

Reemplazando los valores calculados de V en el término de arrastre de (2), se resolvió esta última, obteniéndose U en función de la altura y de la hora local. La Figura 3 muestra la evolución de U con la hora del día según el presente trabajo, superpuesta a las predicciones de Rishbeth (1971) y Duhau y Louro (1980).

Las Figuras 4 y 5 permiten comparar las predicciones del presente modelo con los valores medidos del coeficiente de superrotación (King-Hele y Walker, 1977). La Figura 4 muestra los valores medidos y calculados de este coeficiente promediado sobre las 24 horas del día, mientras que en la Figura 5 se muestran por separado los valores correspondientes a la mañana (4 - 12 HL) y al anochecer (18 - 24 HL). En el primer caso, la curva teórica reproduce bien los valores medidos dentro de los errores experimentales, si bien el pico predicho alrededor de los 350 km es bastante menor al observado. La Figura 5 por su parte muestra un acuerdo cualitativo entre lo observado y lo predicho por el presente modelo, al predecirse en general mayor superrotación durante el anochecer que durante la mañana.

4.3. La corriente en la base de la región F.

Una vez conocidos U y V , se computó j_n^* con la expresión (3), en función de la latitud y la hora local. La Figura 6 muestra la variación de j_n^* con la latitud a las 12 HL. Se observa que la corriente normal alcanza valores del orden de 10^{-7} Am^{-2} , fluyendo hacia abajo alrededor del ecuador, y retornando hacia arriba a latitudes más lejanas, cambiando de signo alrededor de los 9° . Cabe mencionar que los valores calculados de la corriente a las mayores latitudes pueden ser exageradamente altos, pues al corresponder la geometría del problema, los parámetros y la omisión de la fuerza de Coriolis en (2) a condiciones ecuatoriales, disminuye la precisión de los resultados al alejarse del ecuador.

En la Figura 7 se muestra la evolución de j_n^* con la hora local, calculada a dos latitudes diferentes: sobre el ecuador, y a 10° . La inversión de los signos es reflejo del comportamiento ilustrado en la Figura 6. Nótese que la corriente alcanza sus mayores valores absolutos durante el período diurno; no obstante, cabe destacar la relativa importancia de la corriente normal nocturna, dada la gran disminución de la concentración electrónica. Esto se halla ilustrado en la Figura 8, donde se ha graficado una corriente normal adimensional, normalizada con respecto a una corriente normal correspondiente a un valor constante de U , tomando

para éste un valor típico de 50 ms^{-1} . La corriente normal adimensional así definida no depende ya de la densidad electrónica, sino que es estrictamente proporcional a la velocidad relativa entre iones y neutros, y se observa que es de igual magnitud durante el día que durante la noche.

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

BIBLIOGRAFIA

- Duhau, S. y Louro, A.A., 1980: La superrotación de la atmósfera en las proximidades del ecuador magnético; *GEOACTA*, 10, 79.
- Heelis, R.A., Kendall, P.C., Moffett, R.J., Windle, D.W. y Rishbeth, H., 1974: Electrical coupling of the E- and F-regions and its effect on F-region drifts and winds; *Planet. Space Sci.*, 22, 743.
- Jacchia, L.G., 1965: Static diffusion models of the upper atmosphere with empirical temperature profiles; *Smithsonian Contr. Astrophys.*, 8, 215.
- Jacchia, L.G., 1971: Revised static models of the thermosphere and exosphere with empirical temperature profiles; *Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep.* 332.
- King-Hele, D.G. y Walker, D.M.C., 1977: Upper-atmosphere zonal winds: variation with height and local time; *Planet. Space Sci.*, 25, 313.
- Rishbeth, H., 1971: Polarization fields produced by winds in the equatorial F-region; *Planet. Space Sci.*, 19, 357.
- Thomas, J.O., 1962: The electron density distribution in the F-region of the ionosphere, en "Electron density profiles in the ionosphere and exosphere", Pergamon Press, New York.
- Waldteufel, P. y McLure, J.P., 1969: Preliminary comparisons of middle and low latitude Thomson scatter data; *Annls. Géophys.*, 25, 785.
- Woodman, R.F., 1972: East-west ionospheric drifts at the magnetic equator; *Sp. Res.* XII, 969.

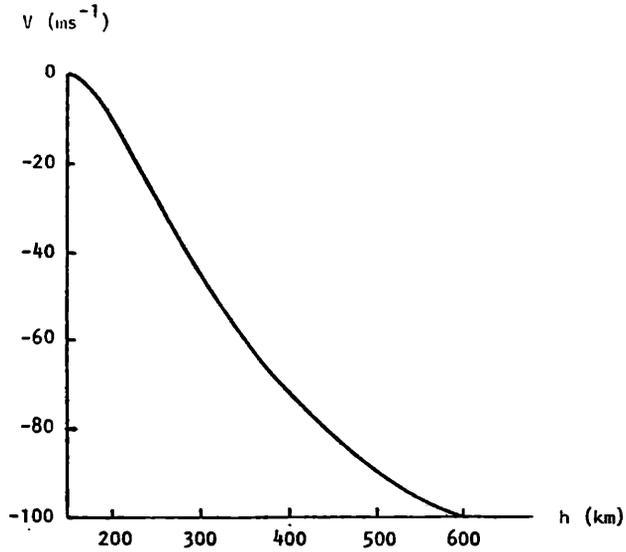


FIGURA 1

Variación con la altura de la velocidad iónica zonal al mediodía en el ecuador.

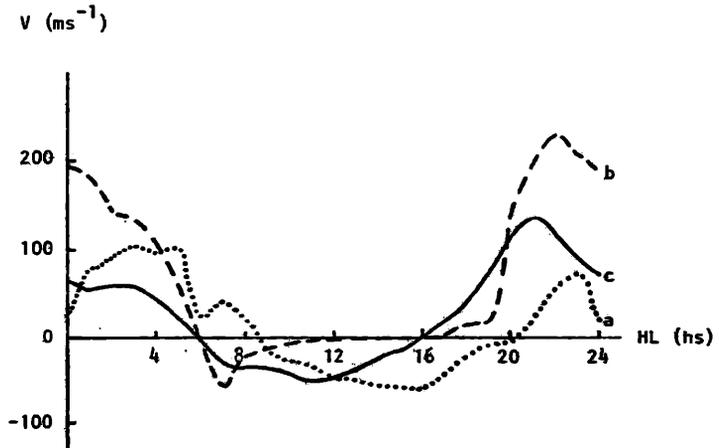


FIGURA 2

Variación con la hora local de la velocidad iónica zonal a los 300 km de altura calculada con el presente modelo (curva (a)), con el modelo anterior (Duhau y Louro, 1980) (curva (b)) y medida por Woodman (1972) (curva (c)).

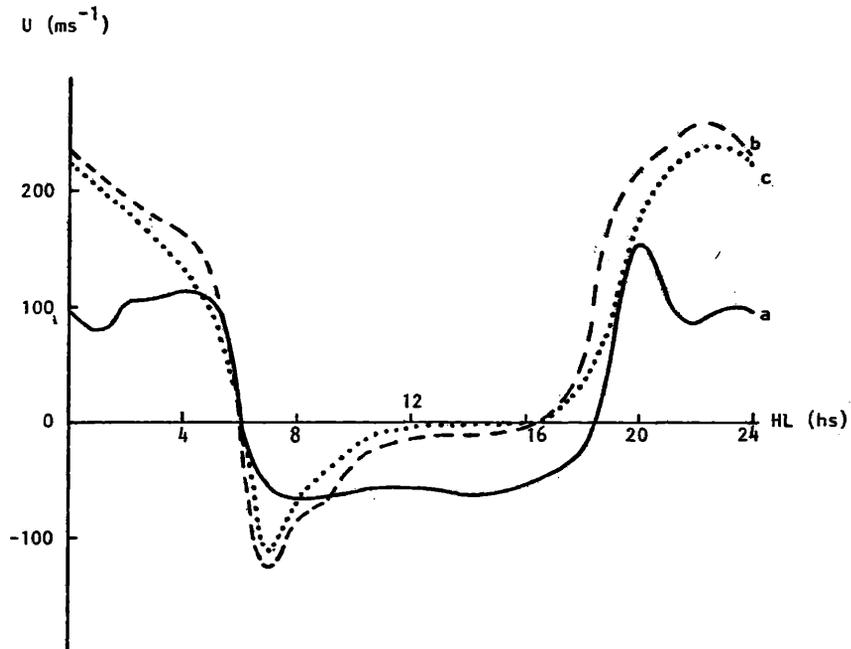


FIGURA 3

Variación con la hora local de la velocidad neutra zonal U a los 300 km calculada con el presente modelo (curva (a)), con el modelo anterior (Duhaou y Louro, 1980) (curva (b)) y por Rishbeth (1971) (curva (c)).

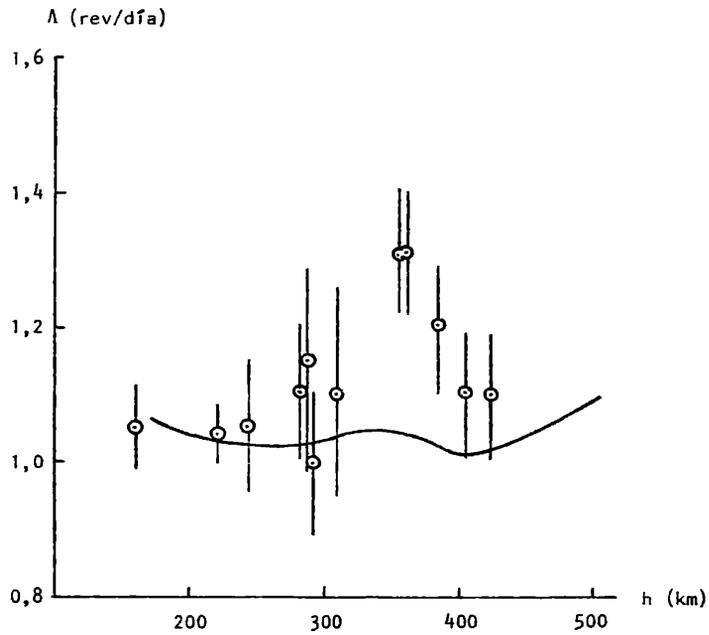


FIGURA 4

Variación con la altura del coeficiente de superrotación Λ (promedio de 0 a 24 HL) según King-Hele y Walker (1977) (círculos) y calculada en el presente trabajo (curva llena).

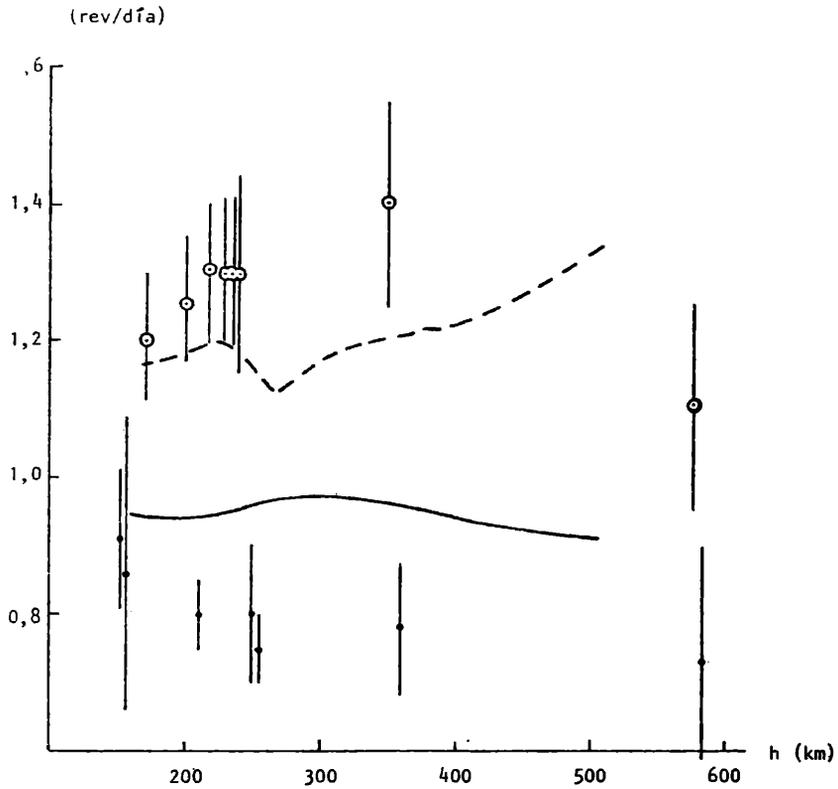


FIGURA 5

Variación con la altura del coeficiente de superrotación Λ para los períodos de 4 a 12 hs (puntos y curva llena) y 18 a 24 hs (círculos y curva de trazos). Los puntos y círculos representan los valores experimentales (King-Hele y Walker, 1977) y las curvas los resultados del presente cálculo.

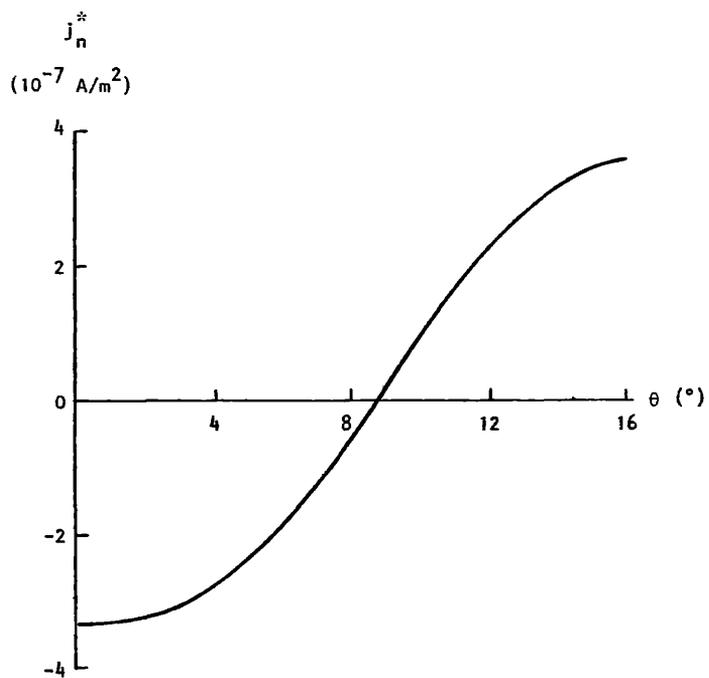


FIGURA 6

Variación con la latitud de la corriente normal j_n en la base de la capa F al mediodía.

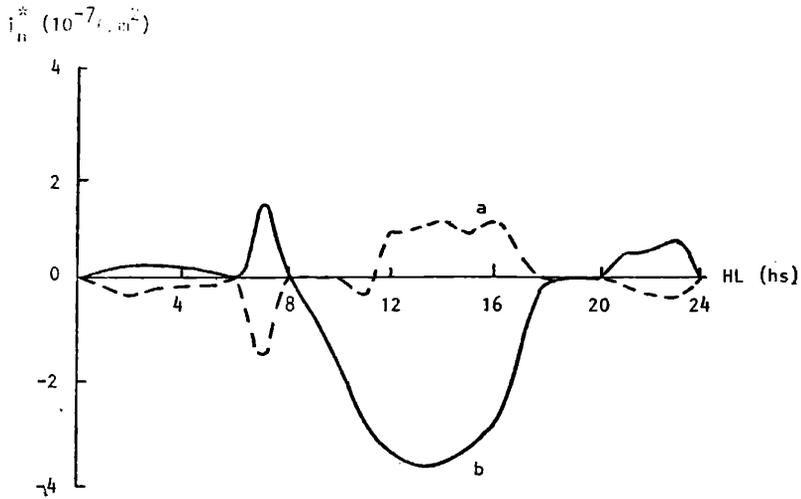


FIGURA 7

Variación con la hora local de la corriente normal j_n en la base de la capa F a las latitudes de 0° (curva (a)) y 10° (curva (b)).

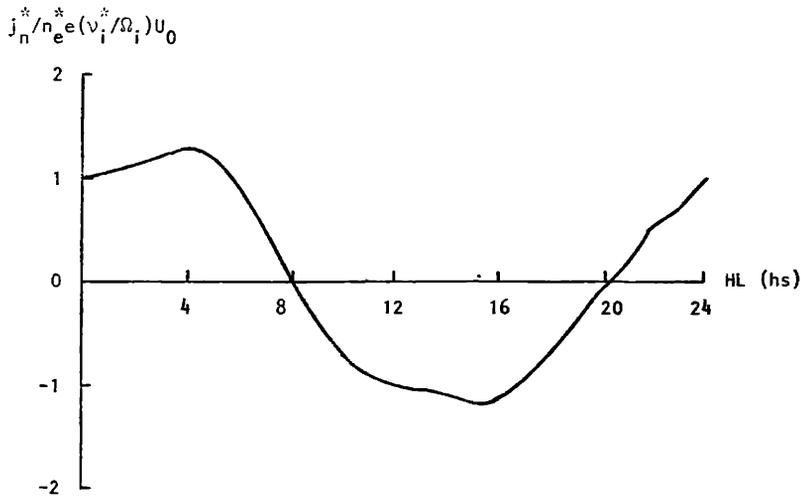


FIGURA 8

Variación con la hora local de $j_n/n_e(v_i/\Omega_i)U_0 = (U - V)/U_0$ en la base de la capa F ($U_0 = 50$ m/s).

LA TEMPERATURA ELECTRONICA EN LA REGION E DE LA IONOSFERA

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

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

RESUMEN

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

ABSTRACT

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

* Miembro de la Carrera del Investigador del CONICET

** Becaria de: CONICET.

1. INTRODUCCION

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

TABLA II

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

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

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

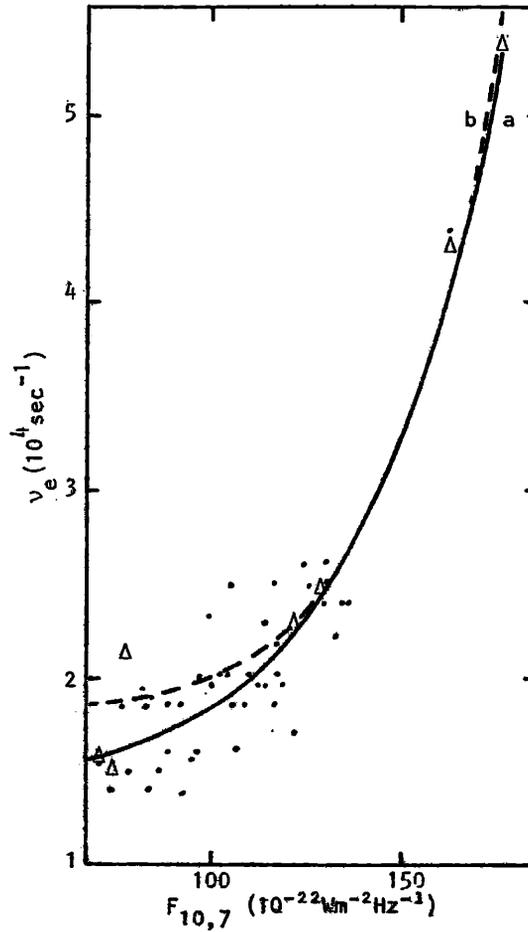


FIGURA 1. Variación de la frecuencia de colisión, ν_e , en función del flujo de radiación de 10,7 cm, $F_{10,7}$. Los puntos indican datos obtenidos por el método de absorción desviativa y los triángulos son los valores calculados con la temperatura electrónica medida a los 110 km de altura durante los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

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

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

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

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

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

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

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

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

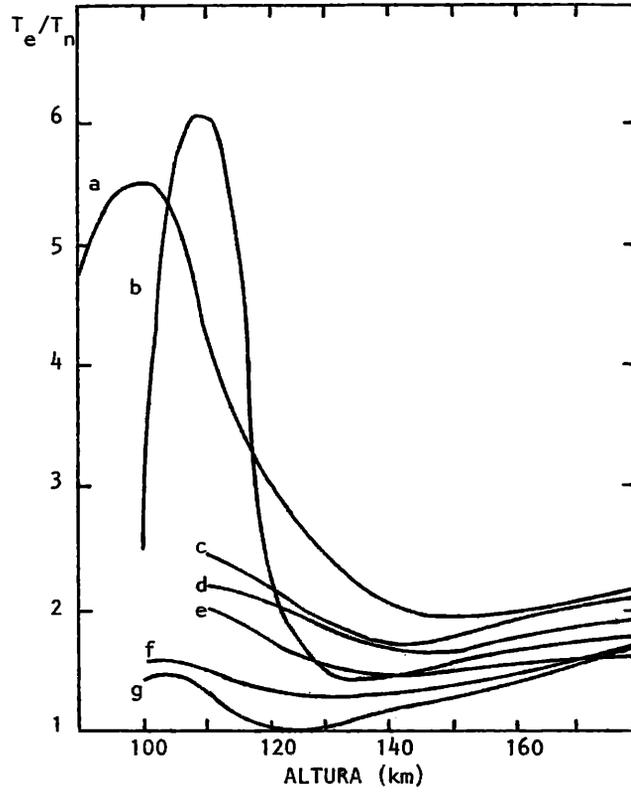


FIGURA 2. Perfil del cociente entre la temperatura electrónica y la neutra obtenido durante los vuelos de la tabla I.

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

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

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

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

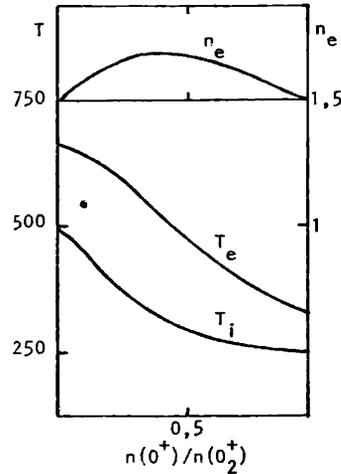


FIGURA 3. Variación de la temperatura electrónica, T_e , la temperatura iónica, T_i , y la densidad numérica de los electrones, n_e , en función de la proporción relativa de iones de oxígeno atómico, O^+ , y los de oxígeno molecular O_2^+ obtenidas para un espectro de DT dado según Petit(1968).

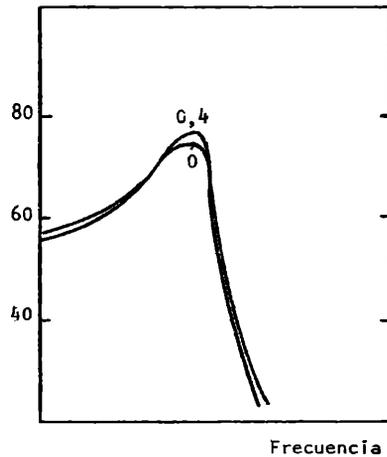


FIGURA 4. Espectros de dispersión de Thomson(DT) correspondientes a los valores de T_e , T_i , y n_e de la figura 3 (Petit, 1968). Se han graficado solo los dos espectros más alejados entre sí y que corresponden a los valores de $n(O^+)/n(O_2^+)$ indicados en la figura

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Para los choques inelásticos con N₂ se tiene:

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

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

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

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

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

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

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

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

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

TABLA III

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

TABLA I V

Potencia entregada a los electrones por efecto Joule, W_J

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

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

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

BIBLIOGRAFIA

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

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

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

ESTIMACION DEL RUIDO EN ARCHIVOS DE DATOS AEROLOGICOS
UTILIZANDO FUNCIONES ORTOGONALES EMPIRICAS

María Luz D. de Lloret y Gustavo V. Necco*

Departamento de Meteorología, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales,
Universidad de Buenos Aires.
Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

Uno de los principales problemas que se enfrentan al utilizar una base de datos es la estimación del ruido. Una metodología posible consiste en el estudio del comportamiento de las Funciones Ortogonales Empíricas (FOE) de la muestra, particularmente a través del valor de diagnóstico que se evidencia en las variaciones del logaritmo de los autovalores asociados en función del número de los mismos. Este método, originado por Craddock (1965), fue aplicado al campo de temperaturas del archivo de datos aerológicos de la República Argentina que posee el Departamento de Meteorología de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales (FCEYN), facilitado por el Servicio Meteorológico Nacional (SMN).

Se determinó que dicho ruido, en el estado actual del archivo, afecta en algunos casos hasta el 30% de la varianza de la información (referida al estado medio), aunque dicho porcentaje varía según la estación aerológica y el mes del año.

ABSTRACT

One of the major problems faced for in the use of data bases es noise estimation.

A possible methodology involves the analysis of the sample Empirical Orthogonal Functions behaviour, in particular through the diagnostic value evidenced by the variations of the logarithm of eigenvalues as functions of its characteristic numbers. This methods, proposed by Craddock (1965), was applied to temperature series taken from Argentine aerological files supplied to the Department of Meteorology of the Natural and Exact Sciences Faculty (FCEYN) by the National Weather Service (S.M.N.).

It was found that in the present state of the files such noise affects, in some cases, up to 30% of the information variance (referred to the mean state) although this value varies with site and season.

*Miembro de la Carrera de Investigador Científico del CONICET.
Jefe del Instituto de Investigaciones Sinópticas del Servicio Meteorológico Nacional.

1. INTRODUCCION

Si se desean utilizar funciones ortogonales empíricas con el objeto de compactar la información contenida en grandes volúmenes de datos meteorológicos para su posterior aplicación en pronósticos objetivos, surge el interrogante de la determinación de la cantidad de autovectores que es posible desechar sin perder información del campo meteorológico real.

Muy pocos autores se han dedicado a analizar este problema en el campo de las aplicaciones meteorológicas: Juahni Rinne y Simo Järvenoja (1979) han realizado una extensa discusión sobre el tema, utilizando distintos métodos de truncado que aplicaron a funciones obtenidas de los análisis de 500mb del Hemisferio Norte. De la literatura consultada, el único método originado de consideraciones meteorológicas es el planteado por Craddock y Flood (1969) y analizado posteriormente por Farmer (1971).

Este último método, basado en el comportamiento de los autovalores de campos aleatorios y que se explica en el siguiente apartado, es aplicado en este trabajo al campo térmico de los sondeos aerológicos de estaciones argentinas.

El Departamento de Meteorología de la Facultad de Ciencias Exáctas y Naturales de la Universidad de Buenos Aires posee archivados en cintas magnéticas la información aerológica de los niveles estándar, correspondiente al período 1958-1971, de trece estaciones argentinas, facilitada por el Servicio Meteorológico Nacional.

Uno de los objetivos del proyecto de investigación "Tratamiento estadístico de datos aerológicos de la República Argentina", de dicho Departamento, consiste en lograr una descripción compacta de la información, a través de distintas herramientas estadísticas y a su vez obtener un mejor conocimiento del comportamiento de las distintas variables atmosféricas a ser utilizadas en pronósticos objetivos.

Ello se ha encarado, por una parte, a través de la determinación de funciones ortogonales empíricas de dichas variables, las cuales también pueden ser utilizadas, en algunos casos, como interpoladores.

En primer término se decidió analizar el comportamiento del campo térmico, determinándose los autovalores y autovectores de los desvíos de las temperaturas de los sondeos diarios respecto del sondeo medio muestral de la estación considerada, ya que en un estudio piloto realizado previamente (Lloret y Necco, 1979) se vió la necesidad de eliminar de la información inicial la estratificación normal atmosférica pues en la misma está contenida aproximadamente el 90% de la varianza del campo de temperaturas.

Se determinaron conjuntos de autovalores y autovectores para cada uno de los doce meses del año en forma independiente con muestras correspondientes a las estaciones aerológicas Ezeiza, Espora y Resistencia separadamente debido a que la memoria total de la computadora utilizada es insuficiente para trabajar con matrices de mayor dimensión. Cada muestra consistió en las temperaturas de todos los sondeos de la estación y mes considerados que tienen información en todos los niveles estándar comprendidos entre 1000 y 100 mb incluidos ambos. Una vez determinados los conjuntos de autovalores y autovectores surgió la necesidad de establecer cuántos de estos últimos se debían utilizar para conservar un porcentaje óptimo de la varianza del campo real de desvíos de la temperatura, desechando la varianza del campo inicial debida a procesos aleatorios (ruido). Para ello se utilizó un criterio debido a Farmer (1971).

2. METODOLOGIA DE LA ESTIMACION

Sea una matriz P tal que cada elemento p_{ij} corresponda al desvío de la temperatura en el nivel i el día j . La misma se puede expresar en forma de un producto matricial:

$$P = MV \quad (1)$$

donde V es una matriz tal que satisface las siguientes condiciones:

$$VV' = I \quad (2)$$

$$VAV' = D \quad (3)$$

aquí A es la matriz de covarianzas definida por:

$$A = P^*{}' P^*$$

($'$) indica matriz traspuesta y ($*$) son desvíos respecto de la media muestral), I es la matriz identidad y D es una matriz cuyos elementos no diagonales son nulos.

Dé acuerdo con (2) y (3), es posible determinar M tal que cumpla con (1) y tal que:

$$M = PV' \quad (4)$$

$$M^*{}' M^* = (VP^*{}') (P^*{}' V') = D \quad (5)$$

Por lo anterior la matriz V contiene los autovectores de la matriz de covarianzas A y los elementos de la diagonal de D son sus autovalores, denominados generalmente λ . Dado que A es una matriz simétrica y los autovectores V_i normales, los autovalores λ serán reales. De tal forma cualquier sondeo se puede expresar como:

$$\bar{P}_j = \sum_{i=1}^N m_{ij} V$$

donde los N autovectores constituyen una base ortogonal del espacio muestral y por lo tanto tienen la propiedad de no estar correlacionados entre sí. Por otra parte el porcentaje de varianza explicado por el k -ésimo autovector es:

$$S_k = \lambda_k / \sum_{i=1}^N \lambda_i$$

En este caso el número de orden k se encuentra relacionado a la escala característica del fenómeno representado por el término correspondiente.

Farmér (1971) ha mostrado que si se tiene un conjunto de k autovalores (λ_k) ordenados en forma decreciente y se grafica el logaritmo de los autovalores en función de su número de orden (llamado en la literatura inglesa, diagrama LEV) se encuentra que dicho gráfico tiene un comportamiento característico tal como se indica en la figura 1.

La curva tiene para los autovalores de orden menor una forma de tipo exponencial, mientras que los de mayor orden se acercan a una recta. La parte lineal del diagrama LEV correspondió a los autovalores asociados a autovectores

ligados a la parte azarosa de la información original, mientras que la porción relacionada a los autovalores de menor orden corresponde a los autovectores a asociados a patrones de escala mayor, que representan un mayor porcentaje de la varianza original y pueden estar ligados a procesos físicos.

De esta manera es posible cuantificar el porcentaje de varianza correspondiente a los errores aleatorios en la muestra.

3. RESULTADOS

En primer término, mediante un programa computacional fueron generados números al azar con una distribución uniforme, que fueron dispuestos en matrices de dimensión 600×13 , con el objeto de simular las temperaturas en los trece niveles estándar entre 1000 y 100 mb, correspondientes a 600 radiosondeos (ésta era la dimensión de las diversas muestras utilizadas con información de las distintas estaciones aerológicas). Se hallaron los autovalores y autovectores de dicha matriz y se graficó el diagrama LEV de los primeros (Figura 2, con puntos). El primer autovector explica el 75.9% de la varianza total del campo generado al azar y los doce restantes explican entre el 2.7% y el 1.4%.

Estos últimos se encuentran sobre una recta mientras que el primero se aleja considerablemente de la misma indicando que si bien los doce últimos autovectores muestran que los datos generados corresponden a información al azar, el primer autovector no. En la Figura 3 se ha graficado el primer autovector, que toma un valor constante en la vertical, lo cual coincide con el valor medio del campo al azar, trazado en la misma figura.

Se hallaron entonces los autovalores y autovectores de los desvíos de los datos generados al azar respecto del valor medio correspondiente a cada nivel. El diagrama LEV de los autovalores obtenidos en este caso se ve en la Figura 2 (con cruces). El efecto dominante del primer autovector ha desaparecido y los nuevos trece autovectores explican un porcentaje de varianza que va desde el 10.7% para el primero hasta el 5.2% para el último. En este caso todos los puntos se acercan mucho a la recta de regresión obtenida anteriormente indicando la total azarosidad de la información analizada.

Se obtuvieron resultados totalmente coincidentes con lo antes expuesto con aproximadamente diez muestras diferentes obtenidas al azar, verificandose, de esta manera, lo establecido por Farmer.

De estos resultados es evidente que si se toma una muestra de información meteorológica trazando el diagrama LEV de los autovalores determinados a partir de la misma se podrán considerar como debidos a procesos aleatorios los autovectores asociados a los autovalores de la parte de la curva que se ajusten a una recta.

En la figura 4, se puede ver el diagrama LEV de los autovalores de los desvíos de las temperaturas diarias de Ezeiza, donde se han ploteado los valores obtenidos para cada uno de los doce meses del año en un mismo gráfico.

Cuando los mismos se observan en forma individual, en algunos meses el punto de truncado no está bien definido y parecen no estar de acuerdo con los resultados obtenidos para el resto del año.

Al analizar los valores que toman en dichos casos los coeficientes multiplicadores m_{ij} de la ecuación (4) se nota un salto en el valor absoluto de uno o más de los de orden intermedio con respecto a su rango normal de variación. Recurriendo a la información de entrada y analizando el sondeo correspondiente se encuentra que en él hay capas con gradientes superadiabáticos o superinversiones lo cual aumenta el porcentaje de varianza explicado por los autova-

lores antes mencionados. Cabe destacar que la información básica utilizada so- lo había sido consistida parcialmente por rangos (Velasco y Necco, 1980). Es- tos resultados nos indican que las FOE son también una herramienta muy útil para detectar información dudosa en una base de datos, identificando los posi- bles errores.

En las figuras 5 y 6 se han trazado los diagramas LEV correspondientes a Resistencia y Espora respectivamente. Tanto en Ezeiza (Figura 4) como en Es- pora y Resistencia, a partir del cuarto autovector, según el criterio de Farmer, la varianza explicada correspondería al ruido (comportamiento aleatorio) exis- tente en la base de datos.

En la tabla I se presentan los porcentajes de varianza acumulada explicada por los diez últimos autovectores para cada una de las treinta y seis muestras analizadas. Estas varianzas son indicativas del ruido blanco existente en la ba- se de datos analizada que varía según sea la estación y el mes considerados. Los valores obtenidos alcanzan al 31% para la muestra correspondiente al mes de enero de la estación aerológica Resistencia, que de las tres analizadas es la que más ruido presenta. La estación Espora presenta el ruido más parejo en todas las muestras analizadas.

4. CONCLUSIONES

Mediante una metodología basada en el comportamiento de los autovalores de la matriz de covarianzas se ha mostrado la utilidad de las funciones ortogo- nales empíricas como identificadores de la parte aleatoria en un muestreo de datos meteorológicos, así como de los errores presentes.

La aplicación del método a algunas estaciones de la base de datos aerológi- cos de la República Argentina que posee el Departamento de Meteorología indi- ca que aproximadamente un 90% de la varianza de la información está dada por la estratificación atmosférica, y que del 10% restante alrededor de un 2 a 3% corresponde a procesos aleatorios.

Agradecimientos: Los autores agradecen a las autoridades del Servicio Meteoro- lógico Nacional por la información facilitada; al personal del Instituto de Cál- culo de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales (UBA) por el desarrollo de programas computacionales y por posibilitar el procesamiento de los mismos y a la Srta. Gilda Mercado por su colaboración técnica y el mecanografiado del trabajo.

Este trabajo contó con el apoyo económico de la Secretaría de Estado de Ciencia y Tecnología a través de los subsidios 429875/77 y 15466/79 y del Con- sejo de Investigaciones Científicas y Técnicas a través del subsidio 8773/79.

BIBLIOGRAFIA

- Craddock, J. M., 1965: A meteorological application of principal component analysis. *The Statistician*, Vol. 15, No. 2.
- Craddock y Flood, 1969: Eigenvectors for representing the 500 mb geopotential surface over the Northern Hemisphere. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Vol. 95.
- Farmer, S. A., 1971: An investigation into the results of Principal Component Analysis of data derived from random numbers. *The Statistician*, Vol. 20, No. 4.
- Juhani Rinne y Sino Jarvenoja, 1979: Truncation of the EOF series representing 500 mb heights. *Quarterly Journal of the Royal Met. Soc.*, Vol. 105.
- Lloret y Necco, 1979: Resultados preliminares de la aplicación de funciones ortogonales empíricas a radiosondeos de la República Argentina. *Meteorológica*, Vol. X, No. 2.
- Velasco y Necco, 1980: Valores medios extremos y desviaciones estándar de datos aerológicos de la República Argentina. Publicación del Departamento de Meteorología. FCEyN. UBA. Buenos Aires.

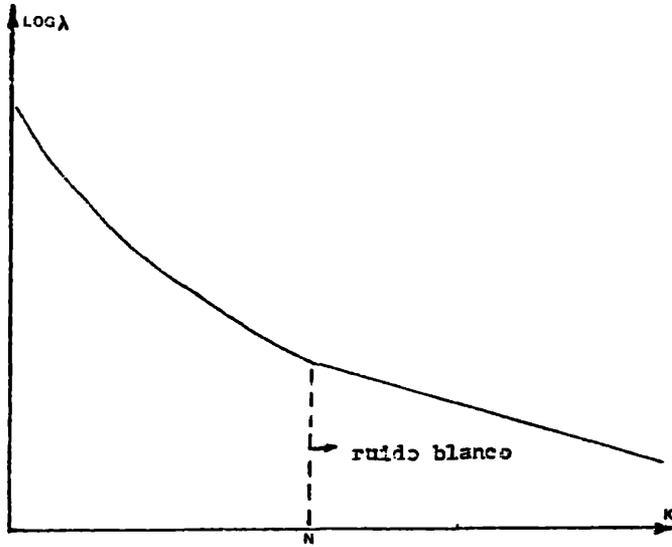


Fig.1 :Diagrama LEV caracterfstico ($\log \lambda_k = f(k)$)

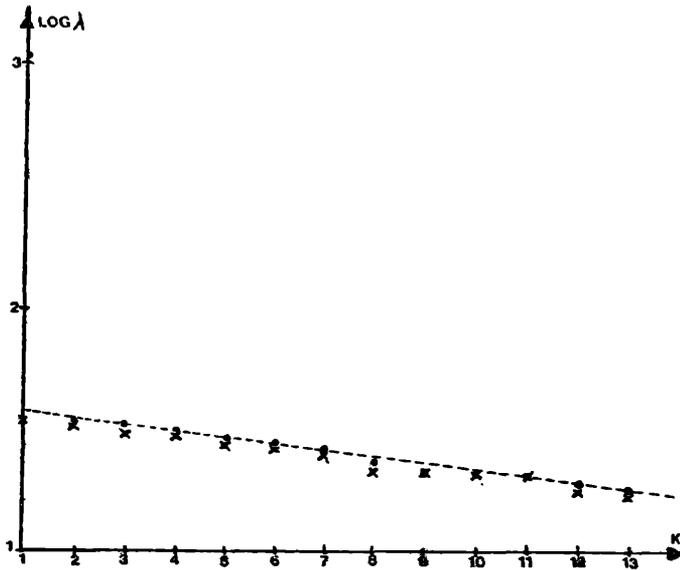


Fig.2 :Diagrama LEV de autovalores de números al azar.

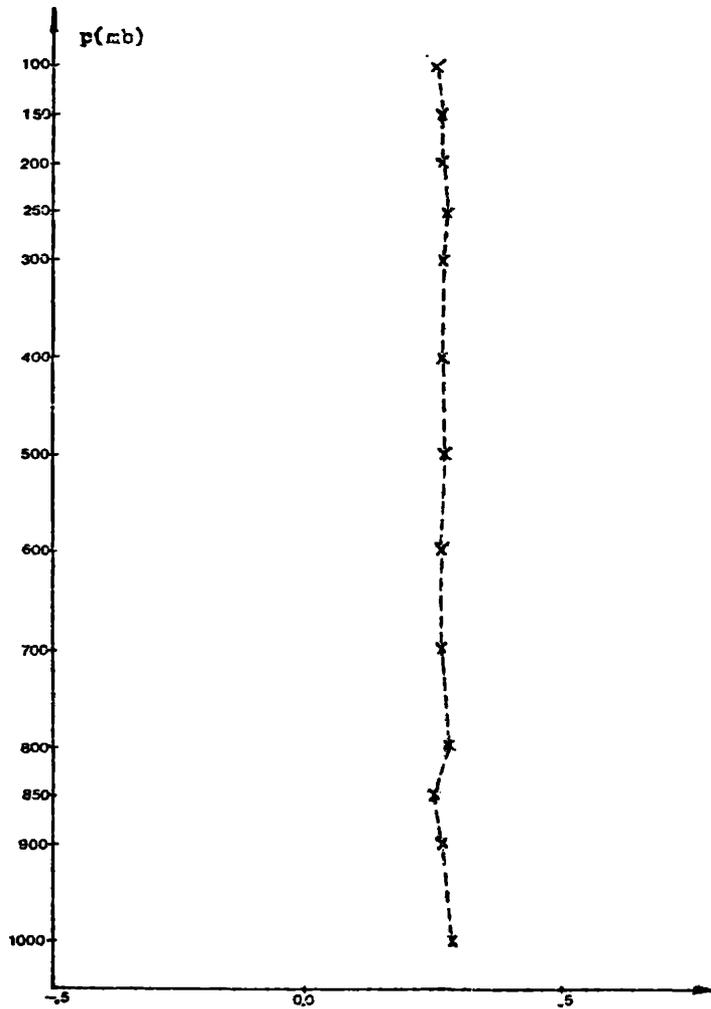


Fig.3 :Primer autovector de un campo de números obtenidos al azar.

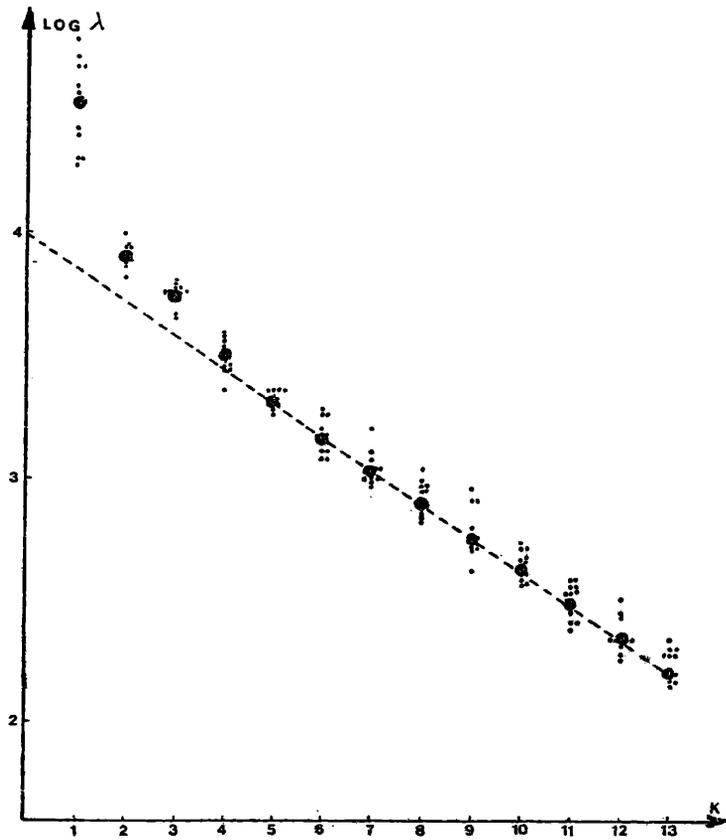


Fig.4 :Diagrama LEV de los sondeos térmicos de la estación aerológica Ezeiza.

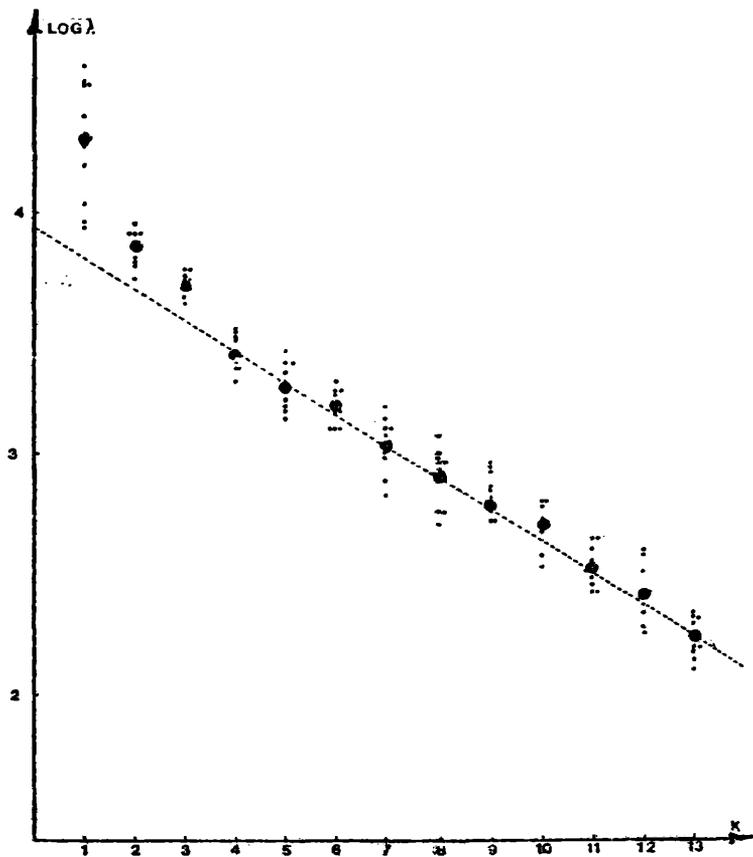


Fig.5 :Diagrama LEV de los sondeos térmicos de la estación aerológica Resistencia.

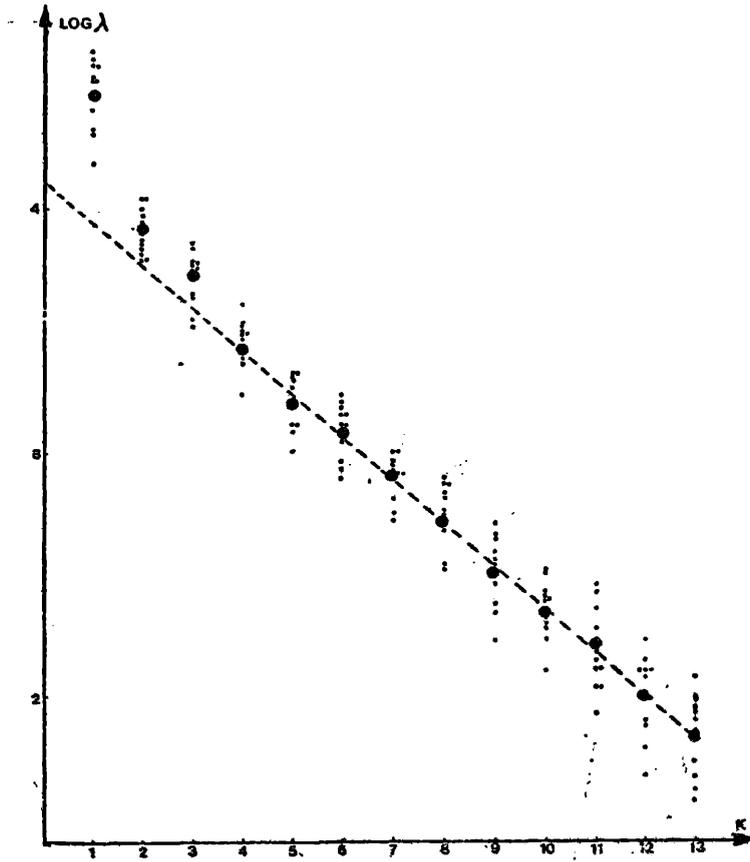


Fig. 6 : Diagrama LEV de los sondeos técnicos de la estación aerológica Esora.

Tabla I: Porcentaje de varianza explicada por los diez últimos auto-vectores.

ESTACION	EZEIZA	ESFORA	RESISTENCIA
Enero	26	18	31
Febrero	24	16	26
Marzo	20	15	25
Abril	20	18	20
Mayo	14	14	21
Junio	13	16	21
Julio	14	14	18
Agosto	15	16	21
Septiembre	16	15	20
Octubre	18	16	24
Noviembre	16	15	25
Diciembre	24	16	25

EVALUACION DE LOS METODOS DE PREDICCIÓN DE LA INTENSIDAD DE CAMPO
EN H.F. DEL COMITE CONSULTIVO INTERNACIONAL DE RADIO (C.C.I.R.)

Marcelo Pérès y Liliana Finkelberg
Laboratorio Ionosférico de la Armada
Vicente López - República Argentina

RESUMEN

Los métodos de predicción de la intensidad de campo de las ondas de espacio decamétricas del C.C.I.R., son evaluados utilizando valores medidos que han sido depositados en el Banco de Datos de ese Organismo.

Los resultados obtenidos para el primer método del Informe 252-2 del C.C.I.R. muestran una sobrestimación de la intensidad de campo durante el invierno. La misma se debe, probablemente, a un inadecuado tratamiento de la anomalía invernal de la absorción ionosférica por parte de método.

Cuando en el primer método se reemplaza el cálculo de absorción por el que propone el segundo, contenido en el Suplemento del Informe 252-2, disminuye la dispersión de los resultados; pero la intensidad de campo resulta apreciablemente sobrestimada por la predicción para casi todos los circuitos y frecuencias. Una de las razones de la sobrestimación se hace evidente al comparar la variación diurna de los valores de predicción con la de los observados: la primera es generalmente menos profunda que la segunda. Por otro lado los resultados no muestran diferencias estacionales por lo que la anomalía invernal de la absorción parece mejor tratada por el segundo método que por el primero.

ABSTRACT

The C.C.I.R. prediction methods for estimating the sky-wave field strength of the H.F. band are evaluated using observed field strengths contained in the C.C.I.R. Data Bank.

The first method (C.C.I.R. Report 252-2) overestimates field strengths in winter. The overestimation is probably due to an inadequate treatment of the winter anomaly of ionospheric absorption.

The absorption calculation of the first method is replaced by the procedure of the second method (Supplement to Report 252-2). Results are less scattered but a remarkable and general tendency to overestimate field strength is observed for almost all circuits and frequencies. One reason of such a tendency is evident when the diurnal variation of the predicted values is compared with the observed values: the former is less deep than the latter one. On the other hand the mentioned tendency is present in winter as well as in summer; therefore the second method, seems to allow better for the absorption winter anomaly.

INTRODUCCION

El Comité Consultivo Internacional de Radio (CCIR) cuenta actualmente con dos métodos de predicción de intensidad de campo en la banda de HF. El primero, aprobado en Nueva Delhi (1970), está contenido en el Informe 252-2 y sus fundamentos descansan, principalmente, en métodos desarrollados en los Estados Unidos. El segundo, cuyas bases técnicas están contenidas en el Suplemento al Informe 252-2, se origina en métodos del Reino Unido. El Suplemento fue aprobado en Kyoto (1978) cuando aún no existía un programa de computadora que hiciera operativo al método. En lo sucesivo utilizaremos la forma abreviada 252 y Sup. 252 para referirnos al primero y segundo método respectivamente.

El Grupo Interino de Trabajo 6/1 del CCIR tiene como cometido la evaluación de ambos métodos, así como su simplificación y mejoramiento. Para ello se cuenta con una Base de Datos de intensidades de campo medidas, de los cuales se acordó utilizar un subconjunto que cubriera una adecuada variedad de condiciones geográficas, estacionales, etc.. El método 252 fue evaluado en el seno de GIT 6/1 que produjo diversos documentos con los resultados. Una síntesis de éstos se encuentra en el Informe 571 del CCIR y otra, un poco más amplia, se incluye en el presente trabajo. El método Sup. 252 no ha sido completamente evaluado por que aún no se cuenta con un programa de computadora de aceptada confiabilidad. Este programa es de compleja implementación y una vez en estado operativo se espera que los cálculos requieran excesivo tiempo de máquina para la mayoría de los casos prácticos. Por eso hemos preferido ensayar un compromiso entre ambos métodos: manteniendo la estructura del método 252 ya implementado, se reemplazan diversos procedimientos del mismo por los correspondientes del Sup. 252. Luego se evalúan las mejoras observadas en las predicciones en relación con el costo adicional en espacio y tiempo de computadora. En una primera etapa se ha reemplazado el cálculo de absorción del primer método por el del segundo. A esta nueva versión del método 252 la designamos abreviadamente 252₁.

CARACTERISTICAS DE LOS METODOS

Todo método de predicción de la intensidad de campo propagada en un determinado medio, a larga distancia, exige el cálculo de las diferentes pérdidas que pueden afectar al campo. En la propagación de ondas de la banda de HF (siempre nos referimos a la onda espacial, no a la onda de tierra) la principal pérdida es la atenuación espacial.

La segunda pérdida en importancia suele ser la absorción de energía que sufre la onda en el medio. El método 252 utiliza una fórmula teórico-empírica (Lucas y Haydon, 1960) para el cálculo de absorción:

$$L = \frac{677.2 (1 + 0.0037 R_{12}) \sec i}{(f + f_H)^{1.98} + 10.2} \cos^{1.3} (0.881X) \quad (1)$$

donde L es la absorción en dB para cada salto, i = ángulo de incidencia a 100 Km, f = frecuencia de operación (Mhz), f_H = girofrecuencia a 100 Km (Mhz), R_{12} = mediana móvil para 12 meses del número de manchas solares, X = ángulo cenital solar.

El segundo método usa la fórmula (CCIR, Suplemento al Informe 252-2,1980):

$$L = \frac{\psi_n A_T (1 + 0.0067 R_{12}) \sec i}{(f + f_1)^2} \cos^p (0.881X) \quad (2)$$

donde algunos símbolos ya han sido definidos, f_1 = girofrecuencia logitudinal (Mhz), ψ_n es una función del cociente entre la frecuencia vertical equivalente y la frecuencia crítica de la capa E (Figura 2), A_T es el factor de absorción y p el exponente de absorción diurna.

Comparando (1) y (2) se observa que ambos métodos utilizan similares variaciones con la frecuencia y con el ángulo de incidencia. La dependencia en frecuencia incluye en el caso (1) la girofrecuencia completa mientras que (2) incluye sólo la componente longitudinal. Lo último sería más correcto desde el punto de vista teórico pero no se consideran variaciones de la f_1 con el ángulo de incidencia, se toma el valor que corresponde a incidencia vertical. El término que se suma al de las frecuencias en el denominador de (1) tiene cierta justificación teórica si la cantidad representara el cuadrado de la frecuencia de colisión promedio en la zona donde se produce la absorción. Sin embargo el número (10.2) fue obtenido empíricamente para ajustar mejor los resultados de las predicciones a frecuencias bajas (<3Mhz). La variación diurna es también similar pero mientras para el 252 el exponente es fijo, el Sup 252 considera un exponente variable con la latitud magnética modificada y el mes del año (Figura 3). A partir de ciertas hipótesis simplificadoras, Appleton dedujo una expresión teórica para la absorción ionosférica (Ratcliffe, 1959) que es formalmente semejante a las (1) y (2) pero donde el factor coseno está afectado por el exponente 1.5. Mediciones de absorción en incidencia vertical confirmaron razonablemente la dependencia con el coseno del ángulo cenital solar pero con exponentes sensiblemente menores.

La absorción ionosférica varía según la composición neutra de la región ionosférica relevante (densidades absolutas y relativas de las especies neutras entre 70 y 100 Km). También dependerá de los perfiles de presión y temperatura. Las tres variables, temperatura, densidad total y presión están relacionadas, naturalmente, por una ecuación de estado y las dos últimas por la ecuación barométrica.

Lograr expresar la absorción en función de estas variables fundamentales es utópico; pero mediante desarrollos teóricos y aproximaciones realistas puede llegarse a expresarla en función de la concentración electrónica y la frecuencia de colisión entre electrones y neutros, variables que dependen más o menos complejamente, de las fundamentales. Es sabido que las variables fundamentales mencionadas tienen variaciones latitudinales y estacionales (CIRA, 1972) por lo cual también deben esperarse ese tipo de variaciones en la absorción ionosférica. Evidentemente la fórmula (1) no considera esas variaciones mientras que la (2) lo hace a través del factor de absorción A_T . La morfología global del factor ha sido calculada en función de la latitud magnética modificada y de los meses del año (similar a la Figura 3). El origen, concepto y uso del factor A_T y de la función ψ_n es discutido en George (1971), Samuel y Bradley (1975). De la comparación de (1) y (2) pareciera que la variación con la actividad solar de ambos métodos es diferente; sin embargo debe tenerse en cuenta que el 252 incluye una fórmula obtenida empíricamente, para la variación de la absorción L mientras que la fórmula del Sup 252 representa la variación del factor A_T con la actividad solar. La función ψ_n (Figura 2) tiene en cuenta la absorción desviativa que se produce cuando la frecuencia de operación es cercana a la frecuencia de penetración de la capa E: según George (1971) esta función resulta independiente del lugar geográfico, del mes y de la época solar. En síntesis, las principales diferencias del cálculo de absorción ionosférica de ambos métodos son: a) El Sup 252 tiene en consideración la existencia de ionósferas diferentes a través de la variación estacional y geográfica del factor A_T . El 252 no considera las variaciones. b) El Sup 252 incluye el cálculo de absorción desviativa, el 252 no.

También existen diferencias en el tratamiento de los otros factores de pérdida como absorción auroral, reflexiones en el suelo, etc.; estas diferencias no son de interés en este trabajo porque para el 252₁ se mantienen los mismos procedimientos que para el 252.

CALCULOS Y RESULTADOS GENERALES

Se consideraron quince circuitos, cuatro meses (enero, abril, julio y octubre) y las horas impares. Se consideró la opción de propagación vía E-esporádica que permite el método 252. El ángulo de elevación mínimo adoptado fue cero. Se eligió el modo de pérdida mínima. El cálculo de absorción se hace utilizando características ionosféricas evaluadas en los puntos 1, 2 y 3 de la Figura 1. El promedio de los tres valores de absorción es luego multiplicado por el número de saltos del modo. La absorción nocturna es evaluada usando la fórmula de Wakai (Suplemento al Informe 252-2).

Para cada una de las versiones (252 y 252₁) se determinaron las diferencias Δ = intensidad de campo predicha - intensidad de campo medida, en todos aquellos

casos en que la máxima frecuencia utilizable (MUF) predicha resultara mayor que la frecuencia de operación (probabilidad de disponibilidad de modo mayor del 50%). En la Tabla 1 aparecen las medianas y dispersiones (desviación cuadrática media) para cada frecuencia de cada uno de los 15 circuitos. Una mediana positiva implica una sobrestimación de la intensidad de campo predicha. Una alta dispersión es indicio de imprecisión en la predicción aún cuando la mediana sea cero. A partir de la Tabla 1 resulta difícil estimar globalmente cada una de las dos versiones para compararlas. En la Figura 4 se han volcado todos los valores de Δ evaluados para todos los circuitos, frecuencias, estaciones y horas. Allí se ve que la versión original (252) tiene una leve tendencia a sobrestimar la intensidad de campo; y que esa tendencia es agravada con la inclusión del nuevo procedimiento para el cálculo de absorción (252₁). Esto implicaría que dicho procedimiento tiende a subestimar la absorción. Esto se analiza más detalladamente en una sección posterior. Por otro lado se observa que la dispersión disminuye al aplicar el nuevo procedimiento.

ANÁLISIS ESTACIONAL

Una discrepancia sistemática, en la precisión del método original (252), es evidente entre invierno y verano. La discrepancia puede resumirse comparando histogramas que agrupen todas las diferencias Δ para invierno y verano separadamente (Figura 5); ésto es Enero y Julio respectivamente ya que todos los trayectos caen casi íntegramente, en el hemisferio norte. De la Figura 5 resulta claro que el método 252 sobrestima fuertemente la intensidad de campo en invierno. Esta sobrestimación se debe seguramente a un tratamiento inadecuado de la anomalía invernal de la absorción. En efecto: se calculan las diferencias de segundo orden

$$\Delta^2 = \bar{\Delta}_W - \bar{\Delta}_S, \quad (3)$$

donde el promedio de las diferencias Δ para el mes de Enero es $\bar{\Delta}_W$ y para el mes de Julio $\bar{\Delta}_S$ (ninguno de los tres circuitos que tienen una cabecera a baja latitud del Hemisferio Sur pasa por la zona anómala de este hemisferio). La Tabla 2 muestra los valores de Δ^2 para todas las frecuencias; cuando para determinar $\bar{\Delta}_W$ ó $\bar{\Delta}_S$ existían menos de 3 valores, los casos han sido excluidos; casos basados en menos de 5 valores aparecen con un asterisco. La Tabla 2 también muestra promedios de los Δ^2 para los grupos de frecuencias indicados; los primeros tres grupos muestran una evidente dependencia con la frecuencia. (El apartamiento del último grupo es, probablemente, no significativo debido a que los Δ^2 están calculados a partir de muestras pobres). La dependencia en frecuencia indica que la discrepancia invierno-verano es debida al cálculo de la absorción. Por otro lado, la anomalía invernal sólo puede ser considerada, en el método, a través de

las Pérdidas en Exceso del Sistema contenidas en las Tablas 2 y 3 del Informe 252-2. Un examen de estas Tablas indica que las Pérdidas no dependen de la frecuencia y que la dependencia estacional es insuficiente para tener en cuenta la anomalía a frecuencias bajas o medias del rango de HF.

La versión 252₁, en cambio, no presenta discrepancias entre invierno y verano (Figura 5).

ANALISIS DIURNO

La variación diurna, tanto de las intensidades de campo medidas como de las predichas (según la versión 252₁), ha sido estudiada para circuitos relativamente cortos (< 2.500 Km). Los modos efectivos para esos circuitos suelen ser un salto con reflexión en capa F durante la noche y un salto con reflexión en capa E ó F durante el día. La sencillez del tipo de propagación hace que la variación diurna (respecto de la hora local en punto medio) sea bastante regular.

Como representativos del tipo de variación diurna que se observa en los circuitos estudiados (los cuatro primeros de la Tabla 1), se muestran en la Figura 6 dos ejemplos. Para el caso Shannon-Luchow se observa que la variación del campo medido (puntos) es más 'profunda' que la de los campos predichos (X). Considerando los valores nocturnos se observa que cuando la frecuencia de operación es cercana o superior a la MUF, el campo medido cae (las MUF predichas para esos casos aparecen sobre el eje horario de los gráficos). Teóricamente la caída debería producirse sólo al superarse la MUF (estos casos no fueron utilizados en el análisis estadístico de los Δ como ya se ha dicho); como la caída ocurre también cuando la MUF es ligeramente superior a la frecuencia de trabajo, puede pensarse en un cierto error sistemático por exceso en la predicción de la MUF para los circuitos cortos. Fuera de esos casos, los demás valores nocturnos del campo medidos y predichos son generalmente similares. Esto indica que el cálculo del trayecto (necesario para predecir la atenuación espacial) es razonablemente correcto. Entonces puede suponerse que el cálculo del trayecto resulta también correcto para los valores de predicción diurnos, cuando la reflexión ocurre a alturas inferiores de la Región F o en la Región E para frecuencias bajas. Con esta aceptable hipótesis, la discrepancia que se observa en la excursión diurna puede atribuirse principalmente al cálculo de absorción (2). En la Fig. 7 se muestran las variaciones diurnas predichas y observadas para distintas frecuencias de operación de un mismo circuito; la discrepancia entre la predicción y la observación disminuye al aumentar la frecuencia lo cual constituye indicación suplementaria de que el cálculo de absorción es el responsable de dicha discrepancia. Obsérvese que para el circuito Tokio-Akita (Fig. 6), con un exponente p y una actividad solar bastante diferente que para los otros circuitos, el ajuste de la predicción es mucho mejor.

Concluyendo, la disminución en la dispersión de los resultados que arroja el procedimiento para el cálculo de absorción del Suplemento al Informe 252-2 confirma que dicho procedimiento tiene en cuenta las variabilidades estacionales y geográficas, así como la absorción desviativa, más adecuadamente que el método original del Informe 252. Sin embargo la inclusión del nuevo procedimiento produce una sobrestimación de la intensidad de campo casi sistemática. Examinando en detalle la variación diurna de los campos de predicción y los observados, para circuitos cortos, se observa una discrepancia que es responsable, por lo menos en parte, de la sobrestimación mencionada; tratándose de circuitos cortos la variación diurna puede interpretarse en términos de absorción, por lo cual puede decirse que el nuevo procedimiento subestima la absorción. Por otro lado el método original del Informe 252 produce errores significativos por no tener en cuenta la anomalía invernal.

Agradecimientos: Los autores desean destacar la valiosa ayuda recibida de L. Puig y de M.A. Garbini para realizar este trabajo.

BIBLIOGRAFIA

- C.C.I.R., 1970: Informe 252-2. Método provisional del C.C.I.R. para evaluar la intensidad de campo y la pérdida de transmisión de la onda ionosférica de frecuencias comprendidas entre los límites aproximados de 2 y 30 Mhz; U.I.T., Ginebra.
- C.C.I.R., 1980: Suplemento al Informe 252-2. Segundo método provisional del C.C.I.R. para evaluar por computador la intensidad de campo y la pérdida de transmisión de la onda ionosférica en las frecuencias comprendidas entre 2 y 30 Mhz; U.I.T., Ginebra.
- C.C.I.R., 1980: Informe 571-1. Comparación entre los valores medidos y la predicción de intensidad de campo y de pérdida de transmisión de la onda ionosférica en frecuencias comprendidas entre 2 y 30 Mhz; U.I.T., Ginebra.
- C.I.R.A., 1972: C.O.S.P.A.R. International Reference Atmosphere; Akademie Verlag, Berlín.
- George P.L., 1971: The global morphology of the quantity $f N v. dh$ in the D- and E- regions of the ionosphere; J. Atmos. Terr. Phys., 33, 189.
- Samuel J.C., Bradley P.A., 1975: A new form of representation of the diurnal and solar-cycle variations of ionospheric absorption; J. Atmos. Terr. Phys., 37, 131.

Circuito	Frecuencia (Mhz)	252		252 ₁	
		Mediana	Disp.	Mediana	Disp.
1.-Tokio-Akita	5.0	5	5.6	6	4.8
	2.5	0	13.1	3	5.5
2.-Bracknell-Luchow	9.2	3	10.3	3	8.7
	4.8	2	11.9	4	9.2
	2.6	0	3.9	- 1	6.8
3.-Shannon-Luchow	5.5	2	8.3	6.5	8.6
4.-Moscu-Luchow	15.9	8	14.7	9	11
	7.7	0.5	12.8	3	10.5
	5.4	0.5	4.7	6.5	11.7
	3.9	7	13.9	16	13.9
5.-Halifax-Luchow	12.8	10	16.6	12.5	9.6
	8.5	15	18.4	15.5	10.9
	6.4	14	15.3	13	11.1
6.-Kauai-Hiraiso	15.0	0	8.1	6	6.6
7.-Nueva York-Luchow	20.9	11	24	13	16.7
	16.2	4	18.3	6	15.4
	13.6	4	12.2	2.5	10.9
8.-Maui-Hiraiso	15.0	- 2	5.3	0	4.3
9.-Brazzaville-Luchow	22.0	- 4	5.7	- 2	5.8
10.-Nairobi-Luchow	17.4	1	11.3	4	10.7
	9.0	- 7	13.3	- 6	8.3
11.-Tokio-Luchow	13.6	2.5	12.4	5	11.3
	10.0	10	15.0	10	14.2
12.-Fort Collins-Hiraiso	15.0	- 2	4.3	3	1.5
13.-Mauritius-Luchow	22.6	8	15.6	11.5	9.6
	13.0	- 2	14.7	5.5	9.6
	8.6	- 3	13.4	3.5	12.9
14.-Washington-Hiraiso	15.0	11.5	17	13	8.7
15.-Honolulu-Luchow	13.9	31	31.1	32	9.7

Tabla 1: Medianas y dispersiones de las diferencias entre las intensidades de campo predichas y medidas; decibeles.

Grupos de Frecuencias (MHz)	Frecuencia MHz	Número de Circuito	$\Delta^2 = \bar{\Delta}_W - \bar{\Delta}_S$	$\bar{\Delta}^2$
< 5	2.5	1	9.8	13.1
	3.9	4	14.9	
	4.8	2	19.1	
	5.0	1	8.7	
5 < < 10	5.5	3	12.5	8.7
	6.4	5	3.7	
	7.7	4	20.6	
	8.5	5	17.2	
	8.6	13	8.1	
	9.0	10	5.2	
	9.2	2	- 8.4*	
10.0	11	11.1		
10 < < 15	12.8	5	- 0.7*	0.1
	13.0	13	- 1.9	
	13.6	7	4.8*	
	15.0	6	- 3.6	
	15.0	8	1.9	
15 <	15.9	4	18.3*	10.2
	16.2	7	6.1*	
	17.4	10	15.3	
	22.0	9	1.3*	

Tabla 2: Exceso en las predicciones de intensidad de campo para el invierno relativas a las predicciones de verano, decibeles.

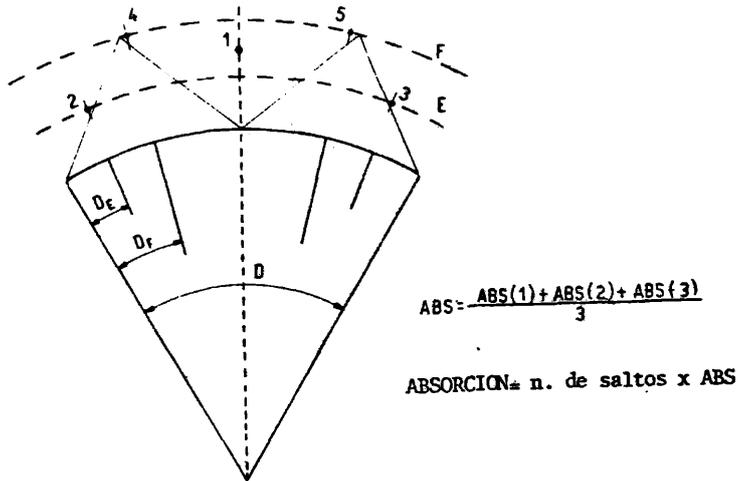


FIGURA 1: Subdivisión del trayecto para el cálculo de las características ionosféricas.

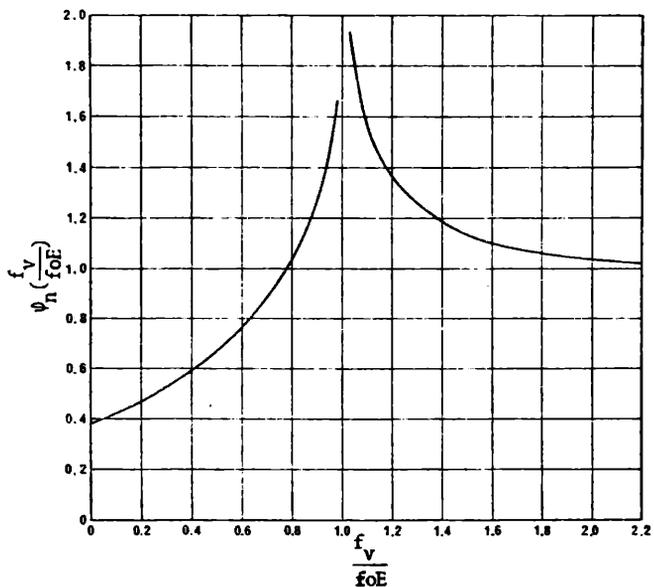


FIGURA 2: La función de absorción ψ_n ; f_v : frecuencia vertical equivalente, foE: frecuencia crítica de la capa E.

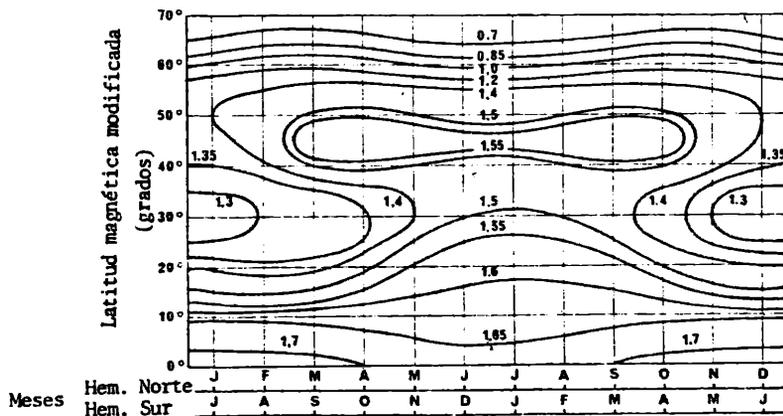


FIGURA 3: El exponente de absorción diurna p.

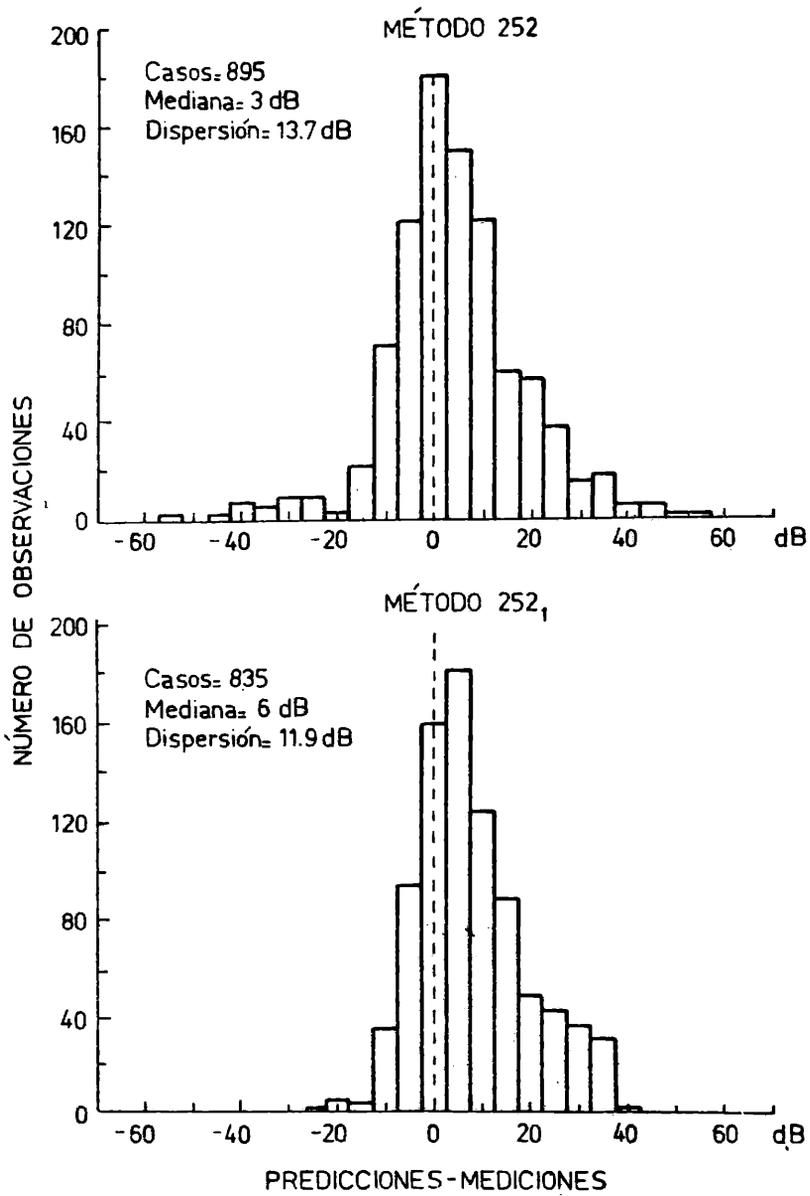


FIGURA 4: Histogramas de diferencias entre las intensidades de campo de predicción y las observadas, para todos los circuitos, frecuencias y horas.

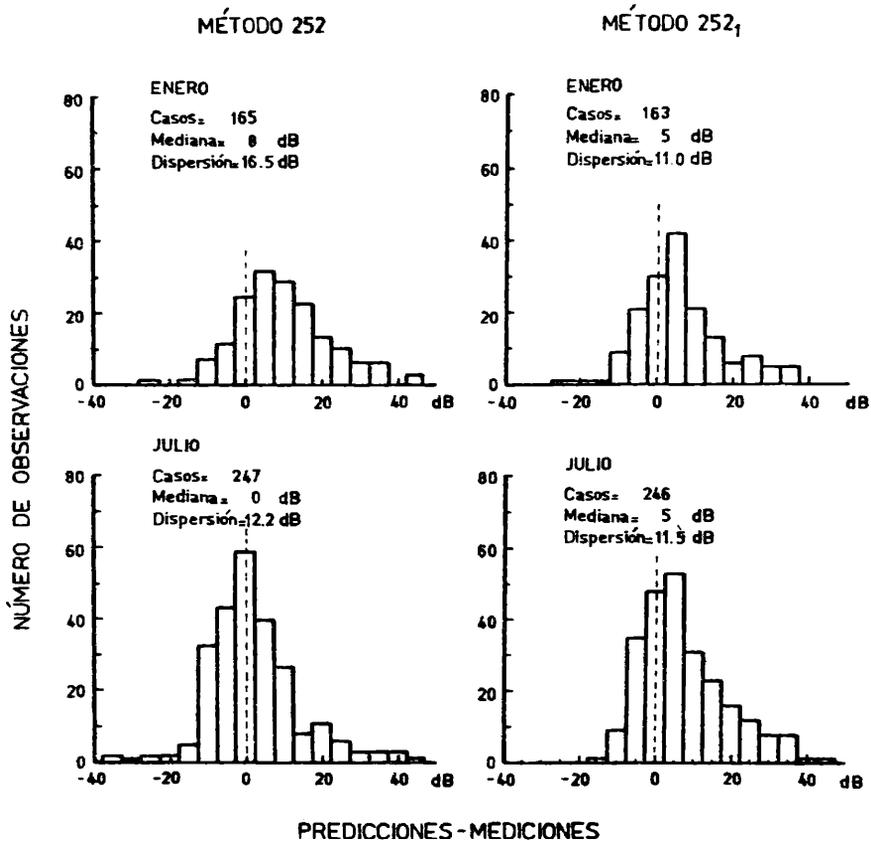


FIGURA 5: Histogramas de diferencias para invierno y verano (Enero y Julio). Se observa asimetría estacional en los resultados del método 252, pero no en su versión 252₁.

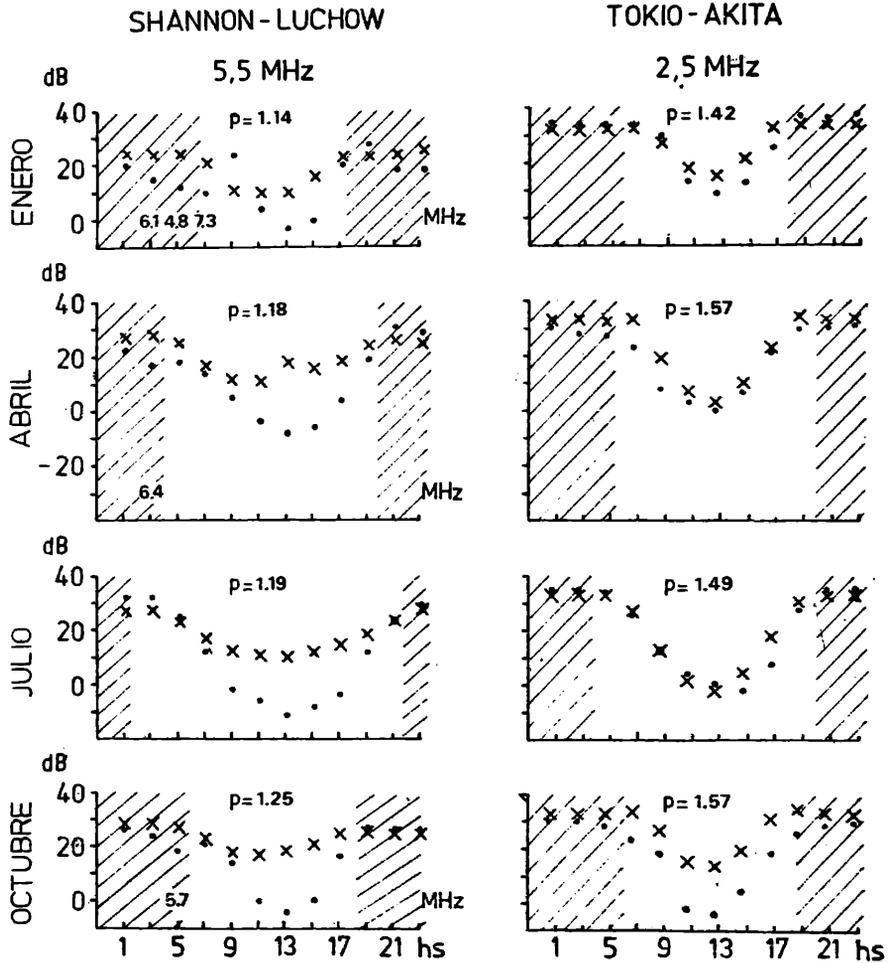


FIGURA 6: Variaciones diurnas de las intensidades de campo para dos circuitos: a) de predicción según la versión 252₁ (x); b) observadas (·). Los p son los exponentes que afectan al cos χ en la ecuación (2). Los números sobre las abscisas indican las MJF predichas para algunas horas (ver texto).

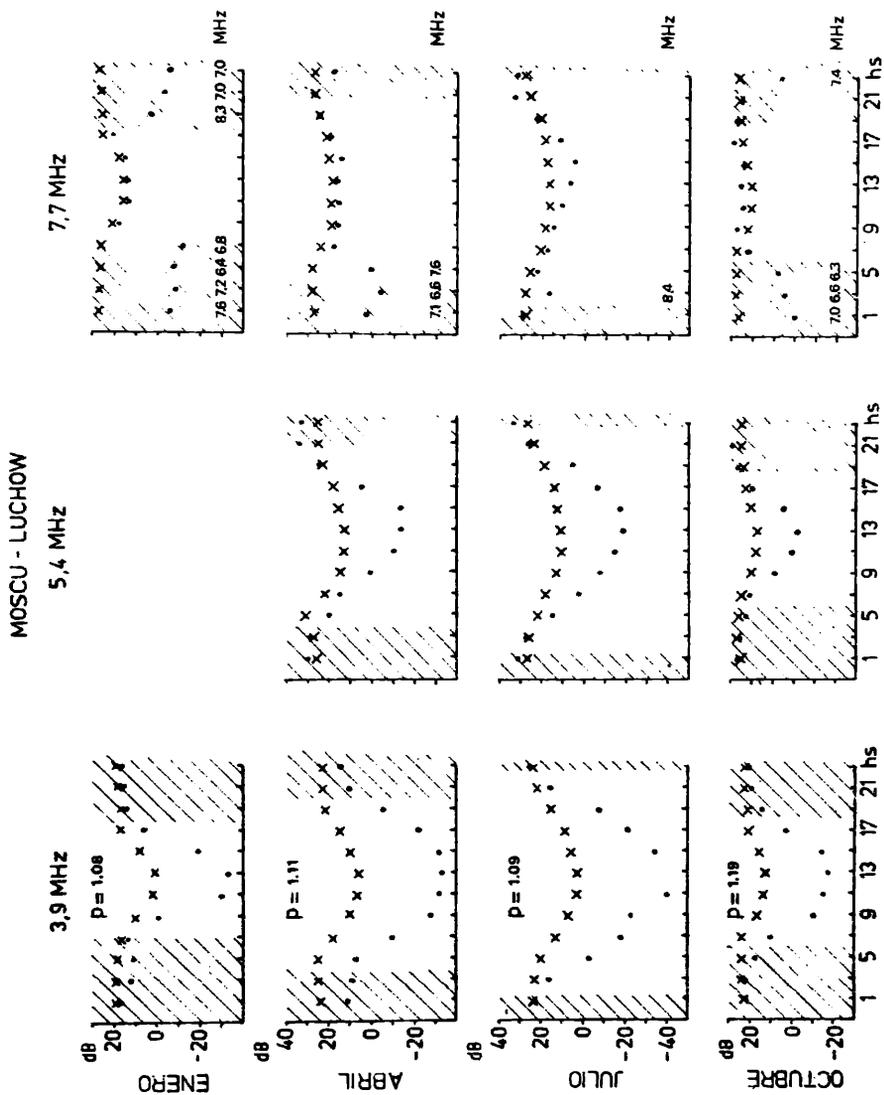


FIGURA 7: Idem FIGURA 6 para las diferentes frecuencias de otro circuito. El exponente p es (para cada mes) igual para todas las frecuencias.

LA DEPRESION DEL NOROESTE ARGENTINO EN RELACION
A LAS ONDAS EN LOS OESTES

Erich R. Lichtenstein

Servicio Meteorológico Nacional y Facultad de Ciencias Exactas y Naturales,
Universidad de Buenos Aires

RESUMEN

La depresión del Noroeste Argentino llama la atención a los meteorólogos sinópticos por su frecuente aparición y su vinculación con otros fenómenos meteorológicos que se desarrollan sobre una vasta área al este de la misma.

Este sistema de baja presión se halla situado al este de la Cordillera de los Andes, cerca de los 30° de latitud sur, es de naturaleza intermitente y se halla asociado a un exceso de temperatura en la tropósfera inferior.

Su profundidad depende de la situación sinóptica. Su máximo desarrollo se halla asociado a la presencia de una masa de aire tropical al este de la Cordillera de los Andes unas 24 horas antes del pasaje de una vaguada de onda corta en 500 mb. Del estudio de la distribución temporal de las precipitaciones surge la presencia de una subsidencia forzada durante su intensificación.

ABSTRACT

Synoptic meteorologists observe the frequent appearance of a low pressure area over northwestern Argentina and its relationship with other meteorological phenomena that occur over a wide area to the east of its location.

Situated to the east of the Cordillera de los Andes near thirty degrees south, it is of an intermittent nature and owes its existence to an excess of temperature in the lower troposphere.

Its intensity depends on the synoptic situation. Its maximum development occurs with tropical air-masses to the east of the mountains, some 24 hours prior the passage of a short-wave trough at 500 mb. The temporal distribution of precipitation suggests the existence of a forced subsidence during intensification.

INTRODUCCION

El análisis de la situación sinóptica en la región sudamericana revela con frecuencia un sistema de baja presión en el noroeste de la Argentina.

Aunque de posición variable, este sistema se sitúa con gran preferencia al este de la Cordillera de los Andes, sobre el noroeste de La Rioja y el sudoeste de Catamarca, cerca de 29°S, 66°W.

Su profundidad es variable, tal que su aparición es un tanto intermitente. Su presión central (reducida al nivel medio del mar) ha llegado a casi 980 mb en algunas oportunidades.

Ha sido ampliamente reconocida la vinculación de su aparición y profundización con otros fenómenos meteorológicos, como ser el Viento Zonda en la región de Cuyo, áreas de precipitación, líneas de inestabilidad y ciclogénesis sobre el litoral fluvial argentino o más al este, por lo que se considera de interés realizar un estudio de su naturaleza y comportamiento.

En este trabajo se estudia su comportamiento en relación al tren de ondas en los oestes.

INTENSIDAD DE LA DEPRESION DEL NOROESTE ARGENTINO

En la figura 1 se representa el campo medio anual de la presión reducida al nivel medio del mar de acuerdo con (1).

Se ve que la franja de alta presión subtropical en 35°S se halla interrumpida sobre el continente y una zona de relativamente baja presión se extiende de norte a sur al este de la Cordillera de los Andes.

De acuerdo con (6) puede definirse la "intensidad" de un sistema de presión como la diferencia entre la presión media en sus alrededores (periferia) y la presión en su centro.

Se ha tomado como representativa de la presión central de la Depresión del Noroeste Argentino (DNOA) a la de la estación meteorológica de La Rioja (29°33' S, 66°49' W), cuya altura de 430 m sobre el nivel del mar no es excesiva y cuya presión es confiable.

Hacia el oeste uno puede considerar la cresta de la Cordillera de los Andes como límite de la DNOA, se ha tomado entonces la presión del lado chileno, promediando las presiones de Antofagasta (23°26'S, 70°26'W) y de Valparaíso (33°02'S, 71°38'W), de las que se disponen de largas series climatológicas.

Hacia el este, la presión crece hasta más allá de la costa oriental de Sudamérica (Fig. 1), como estación representativa de aquella parte del campo periférico de la DNOA se ha elegido Paso de los Libres (29°21'S, 57°09'W).

No se toman presiones al norte ni al sur de La Rioja para formar el promedio de las presiones externas, en virtud de que la posición de la DNOA es variable en el sentido meridional mientras que se fija su centro artificialmente en La Rioja. Puede verse que el agregado de estaciones al norte y al sur determinarían un error adicional en el caso de desplazamiento de la DNOA.

Queda entonces cuantificada la intensidad I de la DNOA como

$$I = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} (P_A + P_V) + P_P \right] - P_L$$

donde P_A , P_V , P_P y P_L son las presiones reducidas al nivel medio del mar en Antofagasta, Valparaíso, Paso de los Libres y La Rioja, respectivamente.

Tabla 1
 Marcha anual de la intensidad I
 de la DNOA, en milibares

Mes	ENE	FEB	MAR	ABR	MAY	JUN	JUL	AGO	SET	OCT	NOV	DIC	ANO
I	6.1	4.5	4.2	2.8	2.8	2.2	2.2	2.6	4.0	5.0	6.2	6.9	4.1

La marcha anual de I puede apreciarse en la Tabla 1.

Se ve que su intensidad es notablemente mayor en verano que en invierno y que, el promedio anual es de 4.1 mb.

En las Figuras 2 y 3 se representan los mapas medios de 500 mb para enero y julio respectivamente, analizados con datos computados para el Atlas de Altura correspondiente a (5).

Tanto en enero como en julio la DNOA no se observa en ese nivel (aprox. 5.800 metros), por lo que su existencia se debe a un exceso de temperatura en la tropósfera inferior (los mapas de 200 mb (12 Km) no reproducidos aquí indican que el exceso de temperatura no sobrepasa los 500 mb).

En enero la DNOA está situada prácticamente sobre el margen ecuatorial de los oestes que dominan la dinámica de las latitudes medias, mientras que en invierno se halla inmersa en ellos.

Para estudiar el comportamiento diario de la DNOA y relacionarlo con el tren de ondas en los oestes, se han tomado los parámetros diarios del año 1967, que obran en el Archivo del Servicio Meteorológico Nacional.

La intensidad I ha sido tomada para todos los días a las 12 TMG (8 horas local), resultando como extremos

$$I_{\max} = 17.9 \text{ mb} ; I_{\min} = -10.6 \text{ mb}$$

este último valor corresponde a una apreciable circulación anticiclónica ($I > 0$, ciclón; $I < 0$, anticiclón).

Se obtuvo un promedio de :

$$\bar{I} = 3.1 \text{ mb,}$$

y una varianza de

$$I = \pm 4.7 \text{ mb}$$

lo que muestra que la DNOA es un sistema de existencia intermitente.

RELACION DE LA DNOA CON LA SITUACION SINOPTICA

Se ha calculado el coeficiente de correlación de los valores diarios de I con los del espesor 500/1000 mb en La Rioja (este último dato fue calculado de acuerdo con los análisis del Servicio Meteorológico Nacional), resultando

$$R_{I,h} (500/1000) = 0.70$$

confirmando que la DNOA en su comportamiento diario también es una depresión caliente, ver también (7).

La DNOA depende entonces en primer lugar de las características térmicas de las masas de aire que se hallan al este de la Cordillera de los Andes, por debajo de su altura media en esas latitudes.

Se tomó nota de los frentes analizados en los mapas del Servicio Meteorológico Nacional, verificando si algún frente se hallaba al norte de La Rioja.

Se obtuvieron los siguientes promedios para la intensidad de la DNOA:

Sin frente al norte de La Rioja $\bar{I} = 6.4 \text{ mb (182 casos)}$

Con frente al norte de La Rioja $\bar{I} = -0.3 \text{ mb (183 casos)}$

Con un nivel de significación del 1% (4) la DNOA depende de la posición frontal. Se ve que la DNOA se halla plenamente desarrollada en presencia de una masa de aire tropical, mientras que cualquier otra masa de aire la debilita, llegando a anularse con masas de aire polar.

LA DNOA EN RELACION AL TREN DE ONDAS CORTAS
EN LOS OESTES

El coeficiente de correlación entre los valores diarios de las presiones chilenas P_{AQ} (promedio entre Antofagasta y Quintero) y la presión de La Rioja es de

$$R_{P_{AQ}, P_L} = 0.45$$

lo que muestra una significativa tendencia al paralelismo del comportamiento de la presión a nivel del mar a ambos lados de la Cordillera, obedeciendo a los procesos que la traspasan en la tropósfera superior.

Siempre tomando valores diarios, se asoció la intensidad I con la altura h_{500Q} de la superficie de 500 mb en Quintero (32°47'S, 71°32'W), resultando

$$R_{I, h_{500Q}} = 0.16$$

y la variación interdiurna de la intensidad I posterior, con el mismo parámetro

$$R_{I, h_{500Q}} = 0.25$$

mostrando escasa significación, con una ligera tendencia a la intensificación con valores altos en el geopotencial de 500 mb.

De la secuencia de los datos del año 1967 se eligieron los 43 casos más pronunciados de la DNOA.

En la Tabla 2 y en la Figura 34 puede verse el comportamiento medio de la marcha diaria de I , de la altura h_{500Q} de la superficie de 500 mb en Quintero y del espesor 500/1000 mb en La Rioja, desde tres días antes ($n-3$) de la fecha de máxima profundidad (n), hasta tres días después ($n+3$).

Tabla 2
Marcha media de la intensidad I , de la superficie
de 500 mb en Quintero y del espesor 500/1000 mb en
La Rioja, para 43 casos promediados

Día	n-3	n-2	n-1	n	n+1	n+2	n+3
\bar{I}	2.23	2.38	5.30	9.53	2.52	-0.15	2.02
h_{500Q}	5766	5765	5763	5724	5713	5746	5761
$(h_{500/1000})_2$	5654	5668	5685	5680	5613	5625	5642

Puede verse que estos casos relativamente fuertes se hallan vinculados al pasaje de una vaguada en 500 mb en concordancia con (2). Si se toma para la vaguada en 500 mb una velocidad media de desplazamiento zonal de 10 ms^{-1} , en el momento de la culminación de la DNOA el eje de la vaguada se halla a 500 Km al oeste de la cresta de los Andes, pasando por La Rioja unas 24 horas después de la culminación.

La marcha de la intensidad es un tanto asimétrica (7): mientras que la DNOA necesita dos días para su intensificación, en un solo día vuelve a su valor anterior y al segundo día desaparece, siendo reemplazada por una leve circulación anticiclónica.

Aún más asimétrica resulta la marcha del espesor 500/1000 mb sobre La Rioja. Se observa aquí una abrupta disminución del espesor durante las 24 horas posteriores a la culminación de la DNOA. En promedio el espesor decrece 7 decímetros, equivalentes a un descenso de la temperatura media de la capa de 3.5°C, indicando prácticamente el pasaje de un frente frío en La Rioja.

Uno puede afirmar entonces que el máximo desarrollo de la DNOA ocurre con la presencia de una masa de aire tropical delante de una perturbación ciclónica, visible en esas latitudes como una vaguada en la tropósfera superior.

LA DNOA EN RELACION A LOS MOVIMIENTOS VERTICALES

La nubosidad es un indicio de los movimientos verticales.

Se ha calculado el promedio diario de la nubosidad en las estaciones situadas cerca del centro de la DNOA (Catamarca, Chamental, Chepes, Jáchal, La Rioja, San Juan, Santiago del Estero, Tucumán y Villa Dolores) basado en 7 observaciones sinópticas.

Se ha calculado el coeficiente de correlación entre la intensidad I y el promedio citado para las 24 horas precedentes, así como entre la variación interdiurna I y el promedio de nubosidad sobre el mismo período con resultados no significativos:

$$R_{I,N} = -0.15 \quad ; \quad R_{\Delta I,N} = -0.16$$

Siempre que haya suficiente humedad, la precipitación es una clave para el movimiento vertical.

De los 43 casos antes empleados para evaluar la Tabla 2, se han tomado 15 que ocurrieron durante la época lluviosa (octubre a marzo) y se calculó la probabilidad de que en las 24 horas posteriores a las 12 TMG del día señalado, en por lo menos una de las estaciones tomadas para calcular el promedio de la nubosidad haya habido alguna precipitación.

Tabla 3
 Probabilidad de ocurrencia de lluvia en por lo menos
 una estación del ámbito de la DNOA, durante las 24 horas
 posteriores al día señalado

Día	n-3	n-2	n-1	n	n+1	n+2	n+3
P%	36	40	12	48	76	42	40

De la Tabla 3 surge que la probabilidad de lluvia es mínima durante las 24 horas anteriores a la culminación de la DNOA, mostrando preferente subsidencia durante su estado formativo.

Entre la culminación de la DNOA y el pasaje de la vaguada en la altura el intervalo es de 24 horas, período en el cual en las estaciones lejos de escollos topográficos es máxima la probabilidad de hidrometeoros (3), sin embargo, durante este período (día n) la precipitación no muestra una tendencia significativa.

La falta de un aumento significativo de la probabilidad de ocurrencia de lluvias en las 48 horas que rodean a la culminación de la DNOA se interpreta aquí como la existencia de una subsidencia forzada al este de la Cordillera de los Andes en el momento en que se aproxima una vaguada en la altura (2).

El máximo de precipitación en el lapso de 24 a 48 horas después de la culminación indica que con el pasaje del eje de la vaguada cesa este movimiento descendente.

Se entiende que esta subsidencia forzada interviene entre otros factores en el mecanismo de profundización de la DNOA.

CONCLUSIONES

La intensidad de la DNOA depende de la situación sinóptica. Su máximo desarrollo se halla asociado a la presencia de una masa de aire tropical al este de la Cordillera de los Andes unas 24 horas antes del pasaje de una vaguada de onda corta en 500 mb.

De la distribución temporal de las precipitaciones cerca del centro de la DNOA surge la presencia de una subsidencia forzada durante su intensificación.

BIBLIOGRAFIA

- Atlas Climático de la República Argentina; Servicio Meteorológico Nacional (1950).
- Cólon, D.V. (1950): Effect of a Mountain Range on Quasistationary Waves; *Journal of Meteorology* 7, 4.
- Fleagle, R.G. (1948): Quantitative Analysis of Factors Influencing Pressure Change; *Journal of Meteorology* 5, 4.
- Haber, A., Rutiñón, R.P. et.al. (1973): Estadística General; Fondo Educativo Interamericano S.A.
- Hoffmann, J.A. (1975): Atlas Climático para América del Sur; OMM y UNESCO.
- James, R.W. (1952): The latitude dependency of Intensities of Cyclones and Anticyclones; *Journal of Meteorology*, 9, 4.
- Schwerdtfeger, W. (1951): La Depresión Térmica del NW Argentino; Anales de la Sociedad Científica Argentina, Tomo CLI.

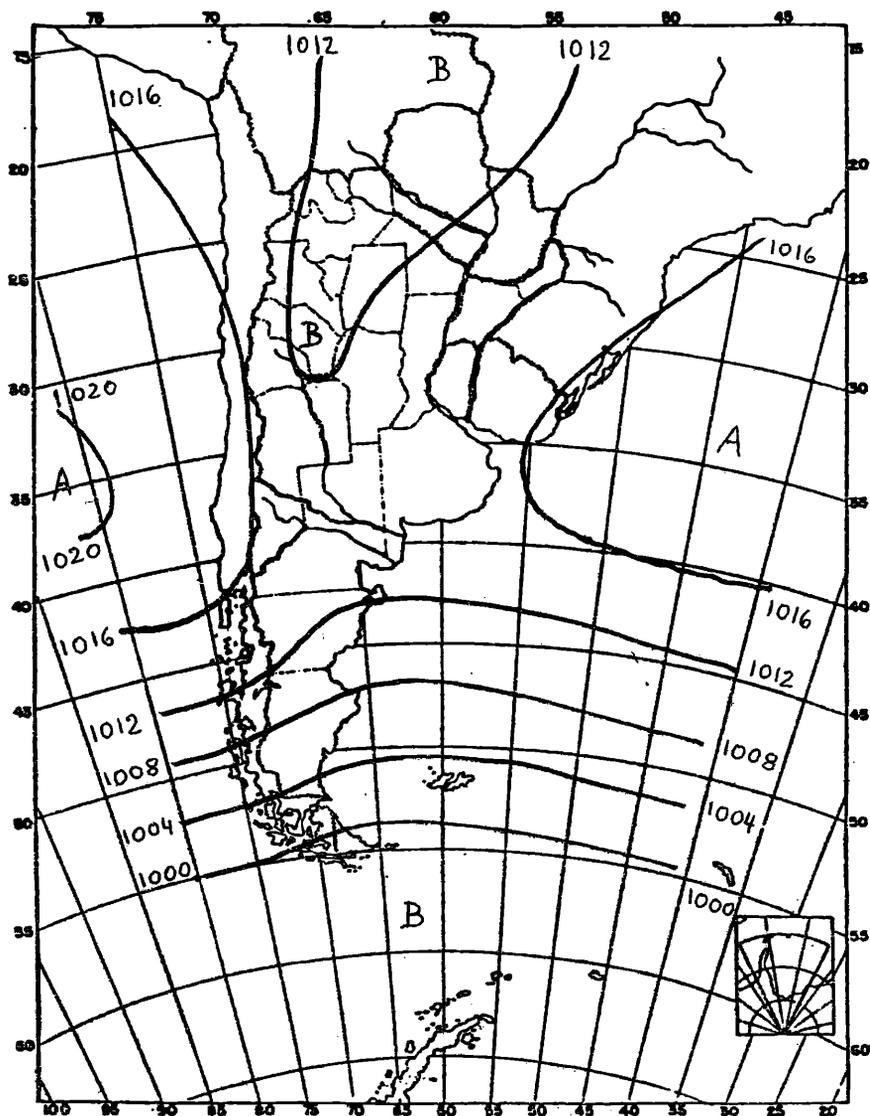


Figura 1

Presión media reducida al nivel del mar - año

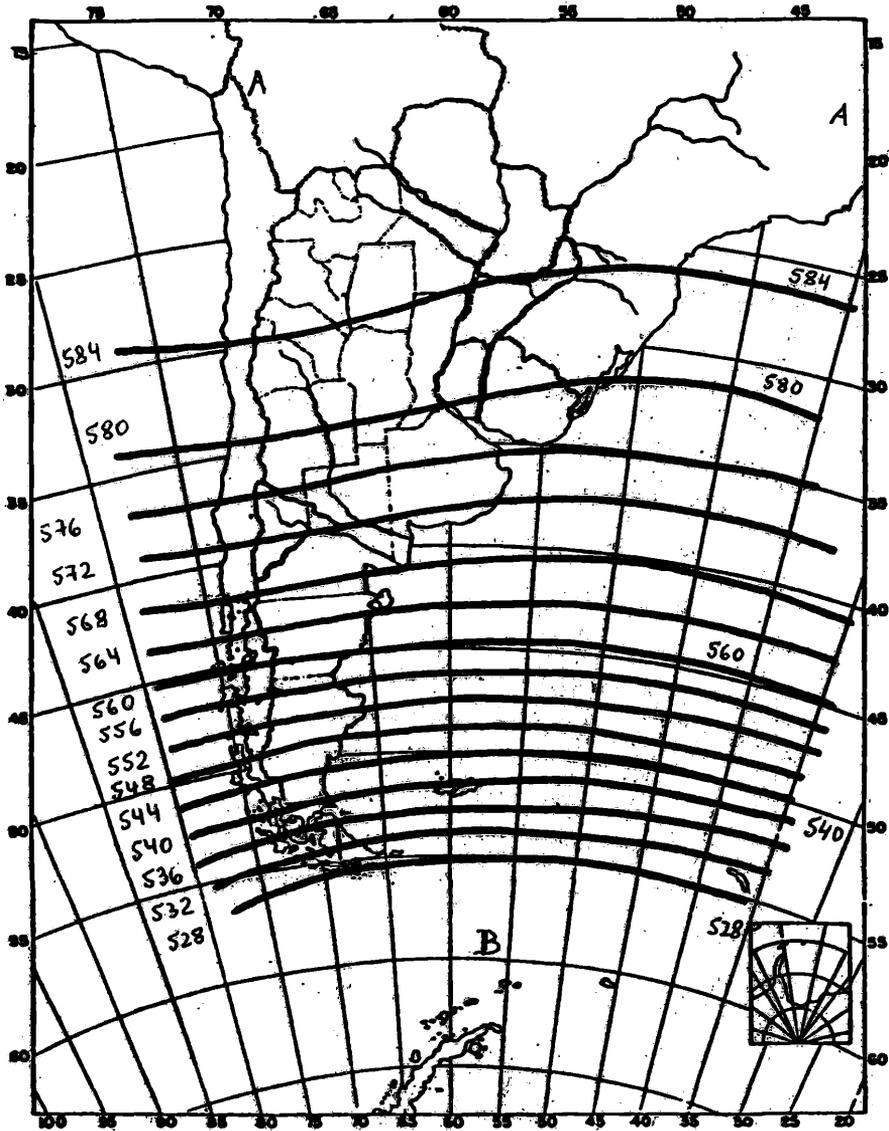


Figura 2

500 mb, enero

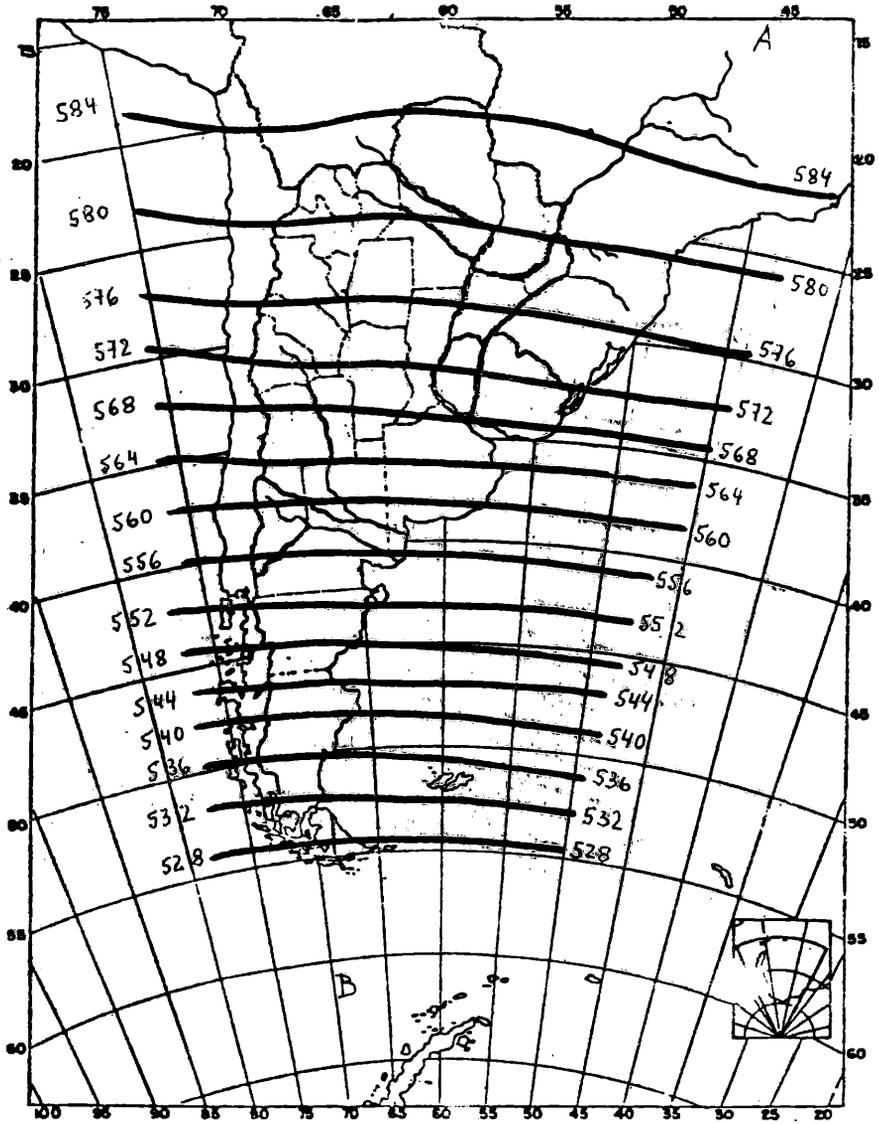


Figura 3
500 mb, julio

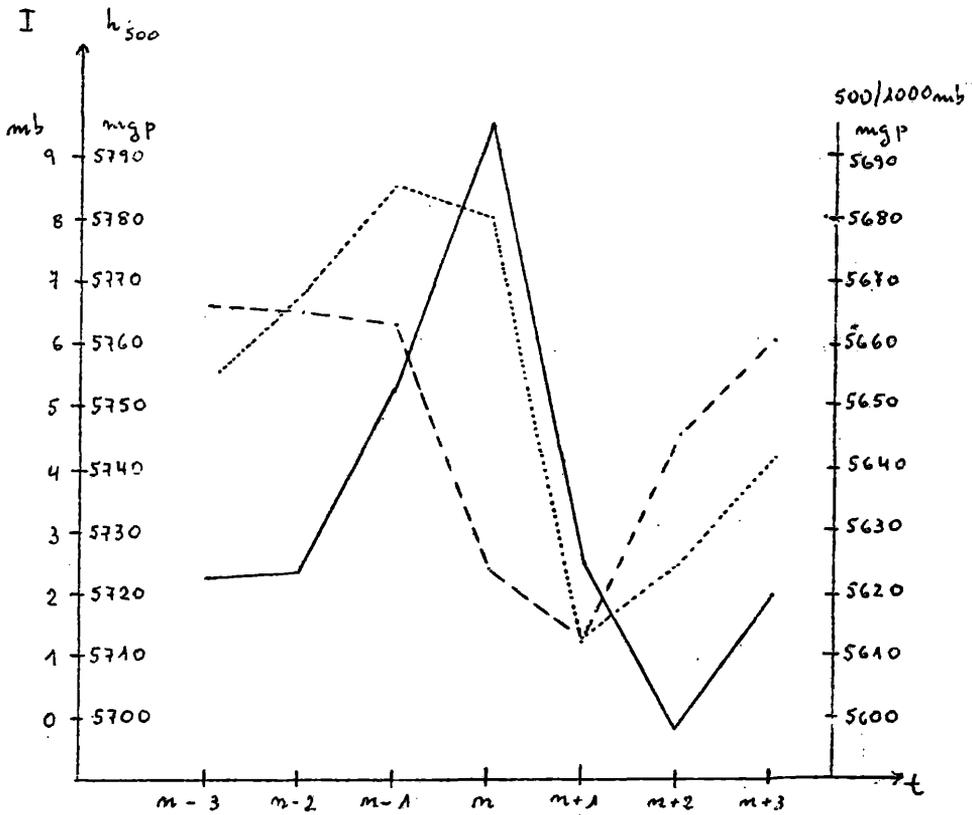


Figura 4

Marcha media de parámetros alrededor del día n de máxima intensidad (43 casos).

- : I,
- - - - - : altura de la superficie de 500 mb en Quintero,
- : espesor 500/1000 mb en La Rioja.

ANÁLISIS DEL COMPORTAMIENTO DE LA REGIÓN F SOBRE TUCUMÁN
DURANTE UN CICLO SOLAR

Jorge V. Lascano

Laboratorio de Ionósfera, Instituto de Física
Facultad de Ciencias Exactas y Tecnología
Universidad Nacional de Tucumán

RESUMEN

Se analizan datos del sondador ionosférico de Tucumán (26,9°S; 65,4°O) correspondientes al intervalo julio 1957 - diciembre 1970 abarcando algo más de un período completo de actividad solar, siendo foF2 y h'F los parámetros usados a fin de determinar variaciones estacionales y seculares.

Se compara el comportamiento diario de Tucumán con el de Buenos Aires (34,5°S; 58,5°O) en 3 años diferentes, uno de máxima actividad solar, uno de actividad solar media, y uno de baja actividad solar.

Se efectúa un análisis de Fourier con el fin de calcular más rigurosamente la magnitud de las diversas componentes armónicas.

La correlación entre foF2 y Rz adquiere valores muy elevados.

ABSTRACT

Data from the ionospheric sounder of Tucumán (26,9°S; 65,4°O) corresponding to the period July 1957 - December 1970, which is longer than a complete period of solar activity, are analyzed.

In order to determine the seasonal and secular variations, foF2 and h'F are used as parameters.

The daily behaviours of Tucumán and Buenos Aires (34,5°S; 58,5°O) for high, middle and low solar activity conditions taken for a period of one year for each case, are compared.

A Fourier analysis is also made in order to calculate the magnitudes of the different harmonic components.

High values of the correlation between foF2 and Rz have been obtained.

PRESENTACION DE RESULTADOS Y CONCLUSIONES

En este trabajo se utilizaron los valores de medianas mensuales de las características foF2 y h'F a fin de determinar sus variaciones temporales (diaria, estacional y con el ciclo solar) y su correlación con la actividad solar.

Cada párrafo siguiente contiene en si mismo las conclusiones.
Variación diaria de foF2.

Para el estudio de la variación diaria de foF2 se han promediado los valores horarios de medianas mensuales correspondientes a los tres grupos de meses V, E e I. V:verano (noviembre, diciembre, enero y febrero), E:equinoccio (mayo, abril, setiembre y octubre) e I:invierno (mayo, junio, julio y agosto) (Fig. 1).

Para este análisis se consideró conveniente dividir al día en tres períodos. El primero, que corresponde al aumento de electrones en la capa F2 debido esencialmente a la acción directa del sol comprende desde la salida del sol a niveles ionosféricos hasta mediodía. El gradiente de la ionización en él es prácticamente constante para las tres estaciones y a través de todo el ciclo solar.

El segundo, es variable en amplitud temporal y en el mismo la capa F2 alcanza su máxima ionización. Se observa que esa máxima ionización varía en forma mucho menos significativa que en el período anterior. Este hecho y la inversión del proceso de producción a pérdida de ionización puede realizarse en un lapso de tiempo que abarca desde una a doce horas en verano, siendo este lapso función directa de la actividad solar en su variación secular.

La situación anterior se repite en equinoccio pero el proceso de inversión de producción a pérdida de electrones requiere un tiempo mayor. En invierno casi no hay una variación definida en tiempo con el ciclo solar.

En el tercer período al desaparecer la fuente ionizante la densidad electrónica disminuye paulatinamente, presentando períodos de casi equilibrio que se desplaza, hacia horas más avanzadas de la noche a medida que disminuye la actividad solar, siendo de mayor duración temporal en invierno y menor en verano.

Variación diaria de h'F.

Para el análisis de este parámetro se utilizó el mismo método descripto para foF2 (Fig. 2).

Período de aumento de electrones (0600 a 1200 hs)

En este período la altura virtual mínima de la región F decrece paulatinamente en todas las estaciones y durante todo el ciclo so-

lar (Fig. 2).

Período de máxima ionización (1200 a 1800 hs)

La altura virtual de la capa F crece constantemente en todas las estaciones y en todos los años.

Período nocturno (1800 a 0600 hs)

Este período se caracteriza por la presencia de un máximo muy pronunciado que aparece después del crepúsculo. La magnitud del mismo es máxima en verano y mínima en invierno o sea, muestra una variación estacional. Un máximo secundario se presenta antes de la salida del sol en todas las estaciones y a lo largo de todo el ciclo en estudio, ocurriendo en invierno el máximo principal, tanto para actividad solar media como alta.

Si analizamos juntamente las variaciones de $h'F$ y $foF2$ en el atardecer, se podría concluir que los procesos de semi estabilidad de Nm allí mencionados se deben a una elevación de la base de la región.

Se comparó el comportamiento diario de Tucumán con el de Buenos Aires en tres años diferentes, uno de máxima actividad solar 1957--1958, uno de actividad solar media 1960-1961 y uno de baja actividad solar 1963-1964; encontrándose que tanto la variación de la densidad electrónica como la densidad máxima en los tres períodos para las tres estaciones del año, es mayor en Tucumán (Fig. 3).

Con relación a las alturas virtuales en máxima actividad solar, $\Delta h'F = h'F_{max} - h'F_{min}$ no representada aquí al igual que los valores de altura (Fig. 4), presentan una variación estacional siendo máxima en verano, mínima en invierno y mayor en Tucumán. Para casi todas las horas la altura virtual es mayor en Buenos Aires que en Tucumán excepto en horas del crepúsculo donde el proceso se invierte.

En período de actividad solar media la amplitud de variación $\Delta h'F$ (no representados), así como los valores de $h'F$, tienen comportamiento similar para ambas estaciones ionosféricas, pero con valores en Tucumán superiores durante todas las horas del día y durante las tres estaciones del año, a los de Buenos Aires.

En mínima actividad solar los comportamientos son prácticamente coincidentes.

Variación estacional de $foF2$.

Se han considerado los comportamientos correspondientes a las horas 0000; 0600; 1200; 1800 y 2000 abarcando los trece años de datos y teniendo en cuenta los períodos diarios de aumento de den-

ridad electrónica en capa F2, de máxima ionización y de disminución nocturna de la misma.

A horas 0600 la variación es anual con máximas alrededor de noviembre y mínimas en invierno (Fig. 5).

A las demás horas analizadas se observa una definida variación estacional de foF2 con máximas cerca de los equinoccios. Esto se ejemplifica con un solo gráfico correspondiente a horas 0000 (Fig. 6).

Variación estacional de h'F.

Se han estudiado las variaciones estacionales de h'F a iguales horas que foF2, encontrándose para todas ellas el mismo comportamiento, variación de tipo anual con máximas en verano y cuya amplitud no presenta variación significativa con la actividad solar (Fig. 7).

Variaciones con el ciclo solar.

Para determinar el parámetro solar a utilizar se calcularon los promedios móviles centrados para 12 meses del flujo solar en 2.800 MHz (Ottawa) y del número de manchas solares Rz para todo el período en estudio, (Fig. 8). Se observa claramente un idéntico comportamiento de ambos, optándose por tomar Rz.

En Fig. 6 se representan en forma conjunta foF2 y Rz, observándose en forma manifiesta un acompañamiento entre ambos en la tendencia, tanto estacional como secular.

Para determinar la magnitud del mismo se calcularon por el método de mínimos cuadrados los coeficientes de correlación y regresión entre ambos parámetros. Esos coeficientes se calculan mediante las expresiones:

$$\rho = \frac{\sum [(y_i - \bar{y})(x_i - \bar{x})]}{\left[\sum (x_i - \bar{x})^2 \sum (y_i - \bar{y})^2 \right]^{1/2}}$$

$$\alpha = \frac{\sum [(x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})]}{\sum (x_i - \bar{x})^2}$$

donde:

- ρ = coeficiente de correlación
- α = coeficiente de regresión
- x_i = valores instantáneos de foF2
- y_i = valores instantáneos de Rz
- \bar{x}, \bar{y} = valores medios

Los resultados se presentan en Tabla 1.

Tabla 1

Hora	0600	0600	1200	1800	2000	0000
ρ	0,935	0,989	0,965	0,862	0,922	0,995
α	0,174	0,352	0,369	0,354	0,464	0,572

que ponen de manifiesto un efectivo y fuerte control solar sobre esta región ionosférica.

Se calcularon las variaciones de amplitud de foF2 para todos los meses de los 13 años, $\Delta foF2 = foF2 \text{ max} - foF2 \text{ min}$, encontrándose para la misma una variación estacional con amplitud máxima en e quinoccios y con tendencia general a seguir la actividad solar (Fig. 9).

Finalmente se efectuó un análisis de Fourier con el propósito de calcular más rigurosamente la magnitud de las diferentes componentes armónicas, de las cuales solo se tomaron en cuenta las tres primeras, (Fig. 10) y (Tabla 2).

Las conclusiones observables para este análisis son: la primera componente armónica presenta una oscilación completa en un período de 11 años, equivalente a un ciclo solar. La segunda componente ma nifiesta dos oscilaciones en igual período no encontrándose para el mismo justificación física, y para la tercera componente existe una media oscilación que podría estar ligada al proceso de inversión del campo magnético solar, cuyo período es de 22 años.

La discusión física de los resultados del presente trabajo se intentará en un trabajo posterior, en el cual se confrontarán mode los existentes.

Tabla 2

Año	1958	1959	1960	1961	1962	1963	1964
a_0	14,66	14,38	13,35	10,33	10,71	9,22	9,65
a_1	0,68	0,32	0,54	1,38	0,96	0,70	0,76
ϕ_1	-17,3°	-21,4	25,9	5,43	5,79	-50,7	-82,9
a_2	1,42	1,07	1,14	1,09	1,15	1,04	1,12
ϕ_2	51,5°	62,7	57,1	-83,9	85,7	42,8	21,8

Año	1965	1966	1967	1968	1969	1970
a_0	8,85	10,38	12,33	13,18	13,74	13,23
a_1	0,25	1,02	1,25	1,63	0,89	0,77
ϕ_1	-42,7	-38,2	69,9	36,6	5,0	5,6
a_2	1,15	1,18	1,73	1,48	1,85	1,52
ϕ_2	51,3	20,2	39,5	40,7	42,2	57,8

Agradecimientos.

Al Dr. J. R. Manzano por sus útiles críticas y sugerencias, al Lic. Ch. P. J. Malloy por el programa de computación y cálculo de las series de Fourier; a la Sra. A. H. de Lascano por su colaboración en la confección de gráficos.

BIBLIOGRAFIA

- Gledhill J. A., Williams M. H.; 1971: J. Atmos. Terr. Phys. 33, 1055.
- Jones W. B.; 1962: National Bureau of Standards; T. N. 142
- Kolawole L. B., Isherwood M. C.; 1979: J. Atmos. Terr. Phys. 42, 257.
- Radicella S. M., de Ragone A. H. C., 1965: Estación Ionosférica de Tucumán, Universidad Nacional de Tucumán.
- Rastogi R. G.; 1960: Zeitschrift Für Geophysik 26, 217.

TUCUMAN 1. F 2

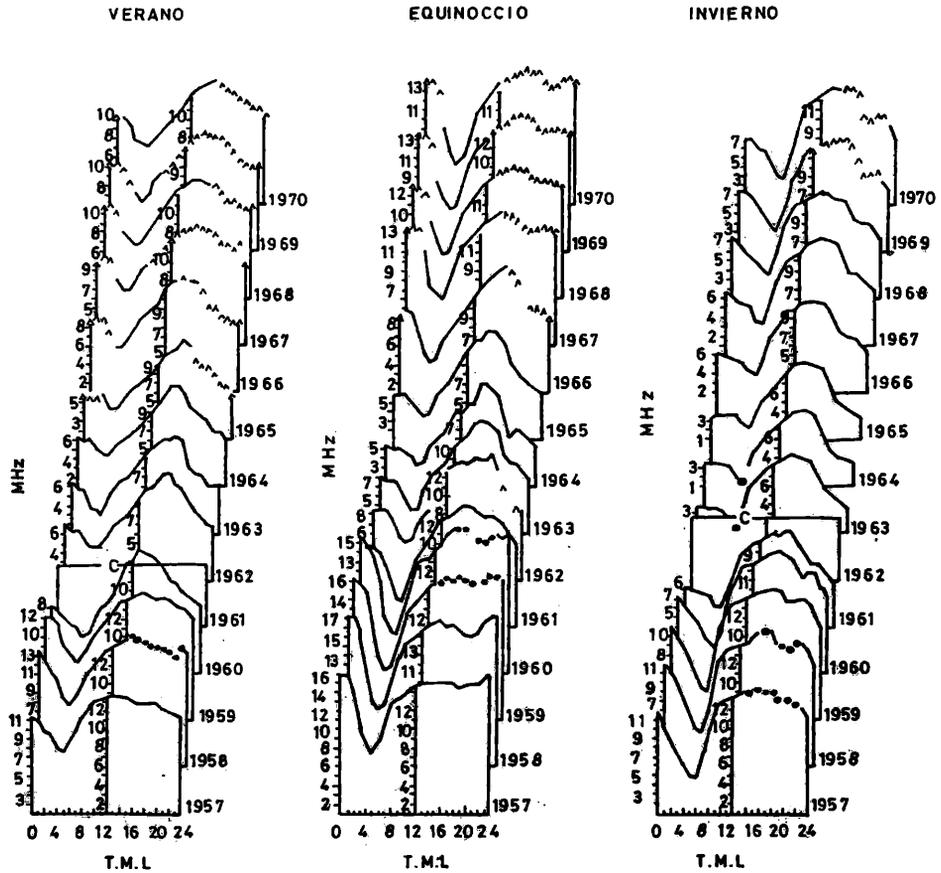


FIG. 1

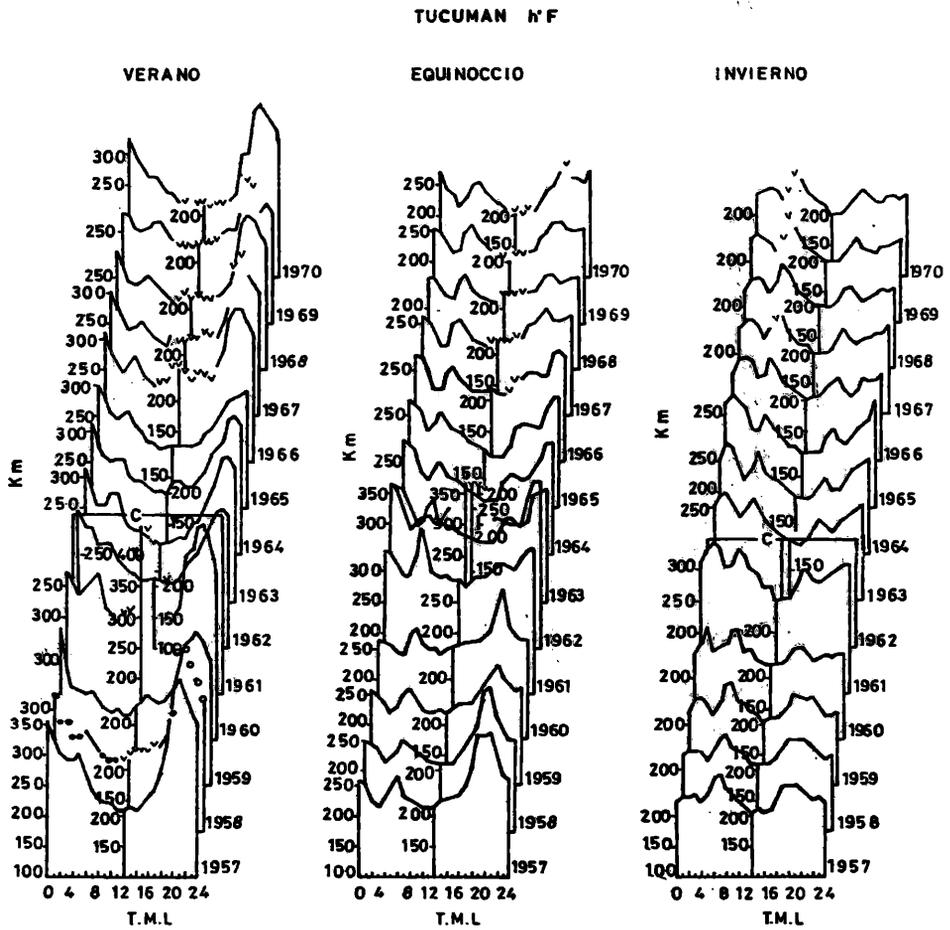


FIG. 2

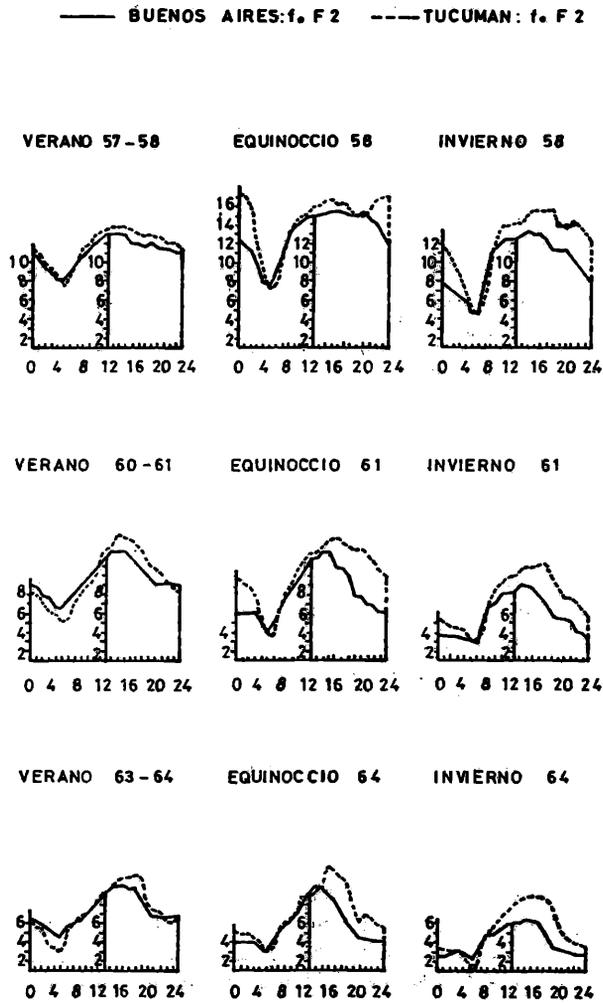


Fig. 3

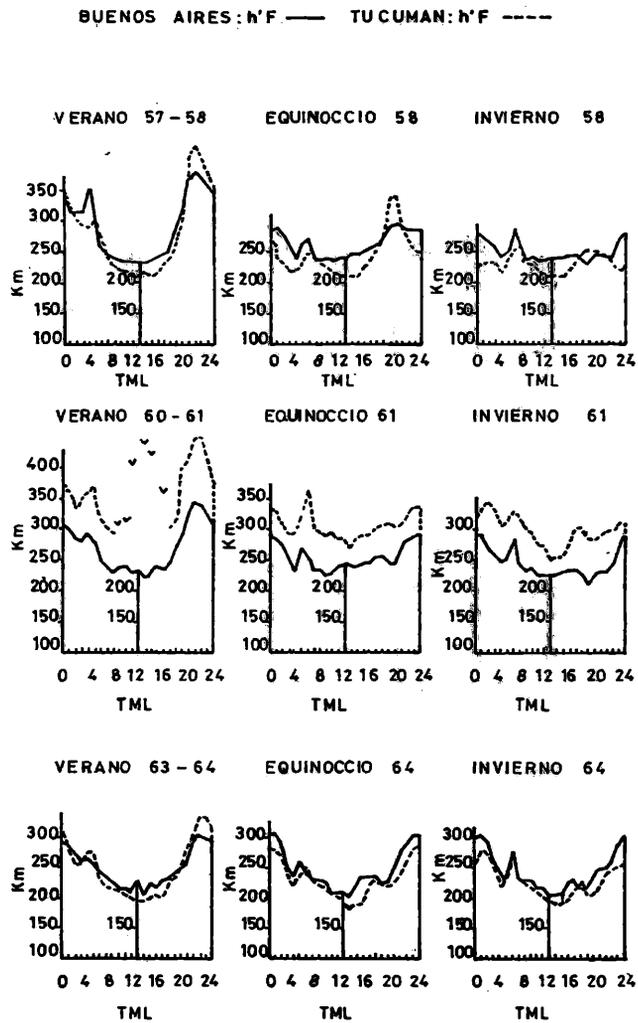


Fig.4

TUCUMAN

Hora 06,00

f. F 2

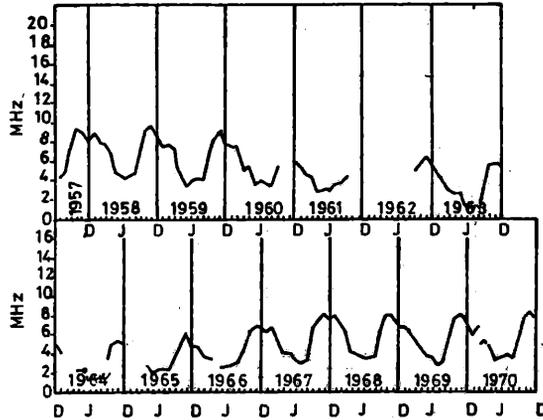


Fig.5

TUCUMAN

Hora 00,00

f. F 2 —, Rz —, PM(f.F2)....., PM(Rz) ----

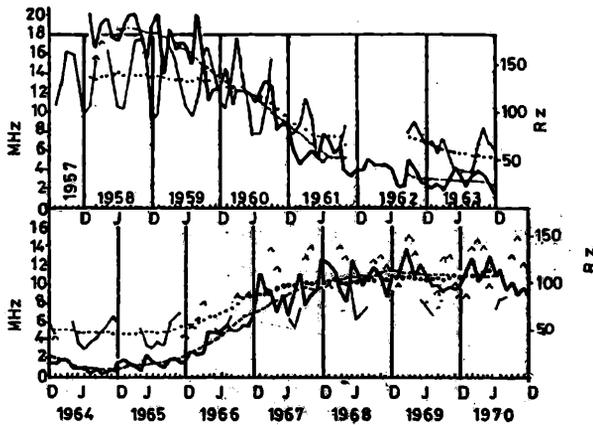


Fig. 6

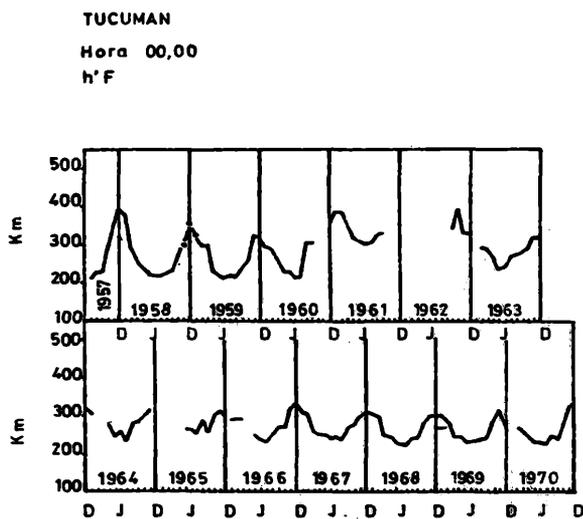


Fig. 7

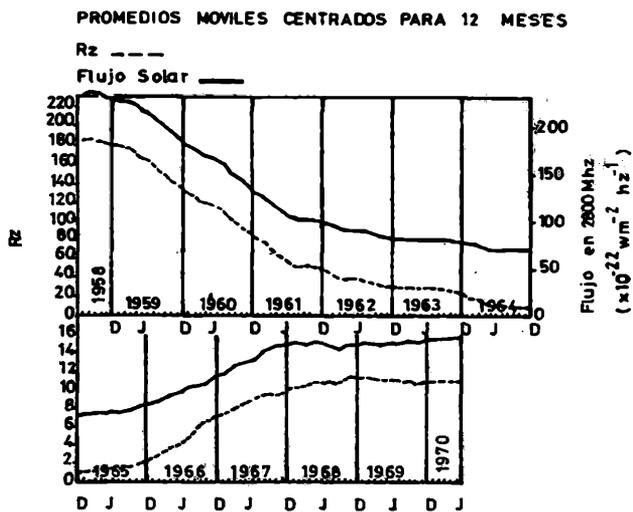


Fig. 8

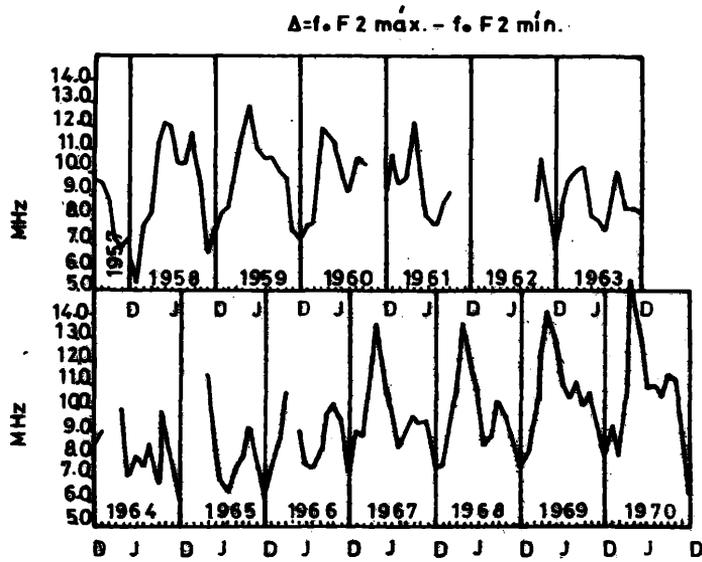


Fig.9

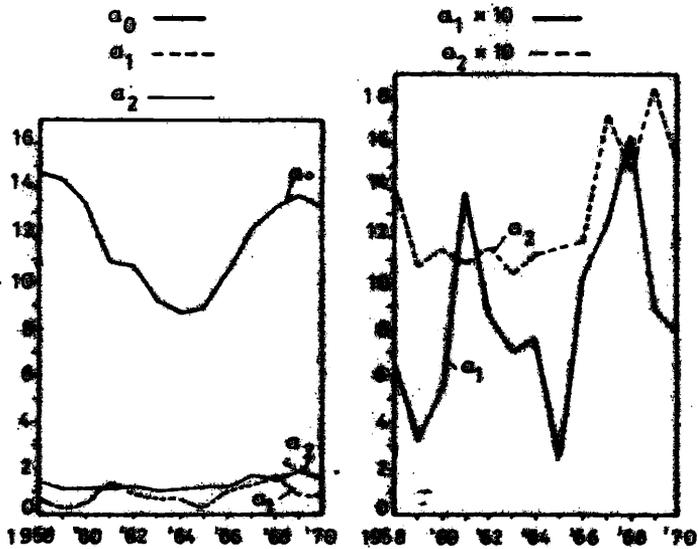


Fig. 10

CONDUCTA DE CELDAS CONVECTIVAS GRANICERAS DESPUES
DE LA SIEMBRA

María E. Saluzzi y José M. Nuñez

Comisión Nacional de Investigaciones Espaciales (CNIE)
Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

Se intenta configurar el comportamiento de nubes convectivas sembradas a través del comportamiento de varios parámetros intrínsecos de los radioecos.

Se consideran: a) la necesidad de tener un buen conocimiento del comportamiento de las grandes nubes y su entorno, en condiciones naturales; b) la necesidad de la analogía ambiental y c) la necesidad de conocer el método y los alcances de la acción sobre la nube.

Se compara el comportamiento de ecos graniceros con el de ecos presuntamente graniceros y sembrados.

Se analiza el comportamiento de la probabilidad granicera P_G ; el de los parámetros $h-/h+$ y altura del tope y el de las áreas de alta reflectividad en las fotografías de la pantalla del radar PPI.

Se comprueba para todos estos casos un comportamiento bien diferenciado entre las nubes no tratadas y las sembradas según los parámetros considerados.

ABSTRACT

The configuration of seeded convective cloud behaviour thorough that of several radioecho intrinsic parameters is attempted.

The following area considered: a) the need for a good knowledge of the behaviour, under natural conditions, of large clouds and their environment; b) the need to know the method and the extent of its action upon the cloud.

The behaviour of hail echoes is compared with that of presumptive hail and seeded echoes.

The behaviour is analysed of hail probability P_G ; that of parameters $h-/h+$ and top height and that of double reflectivity areas on the photographs of the radar screen in PPI.

For this cases a thoroughly differentiated behaviour between unseeded and seeded clouds, according to the parameters analysed, is shown.

1. INTRODUCCION

El presente trabajo se emprendió con la idea de averiguar si era posible o no, detectar un comportamiento característico en las nubes convectivas, sometidas a la acción de siembra. Queremos decir un comportamiento diferenciado del que asumen las grandes nubes de desarrollo vertical en condiciones naturales. Siempre nos referimos a las que se presentan en el norte mendocino. Este planteo obliga inmediatamente a la consideración de varios problemas previos que enumeramos sucintamente a saber: 1) Tener un buen conocimiento de la conducta de las grandes nubes y su entorno, en condiciones naturales. 2) Para efectuar una comparación aceptable, estar en condiciones de elegir nubes, cuyos parámetros sinópticos y termodinámicos sean a su vez comparables, dentro de límites conocidos. O bien, si existe alguna disimilitud notable, poder discernir que reflejo sobre el comportamiento de la nube se evidencia por esta circunstancia y por último 3) Conocer el método y los alcances de la acción sobre la nube para poder relacionar de algún modo la causa con el efecto presunto. Se trató entonces de considerar estos aspectos que se planteaban como requisitos necesarios y previos al desarrollo de la investigación.

2. LA CONSIDERACION DE LOS PROBLEMAS PREVIOS

2.1 El conocimiento del comportamiento en condiciones naturales

Este tema ha sido y es abordado por numerosos trabajos que se realizan en el seno del Grupo de Lucha Antigranizo.

En general se ha estudiado el comportamiento de las nubes convectivas naturales y asimismo las condiciones meteorológicas de escala sinóptica y mesoescala y las termodinámicas superficiales y en la vertical en las que tales nubes se desarrollan.

Se llegó así a obtener un buen conocimiento de la conducta de las grandes nubes naturales y su entorno. (Saluzzi y otros, marzo 1979; Nicolini y otros, diciembre, 1979; Saluzzi, julio 1980). Asimismo y especialmente sobre la marcha y el comportamiento de los parámetros que contribuyen a la formulación de la probabilidad granicera se han realizado varios trabajos específicos ilustrativos. (Chidella y otros, mayo 1979, Saluzzi y otros, octubre 1978).

Todos estos trabajos se refieren a situaciones que o bien son singulares (por la conducta de algún rasgo específico) o bien podríamos llamar "regulares" o "comunes" en el sentido de que son las más frecuentes, en la zona. De tal modo se dispone de un material elaborado hasta ciertos niveles por lo menos, que debe utilizarse como elemento de comparación fehaciente y debemos decir que una de las ideas

rectoras de estas realizaciones ha sido precisamente la de poder utilizarlas, en algún momento dado, de esta manera.

2.2 Los términos de la comparación

Esta tarea se encaró tratando de caracterizar primero para comparar después, dentro de la mayor objetividad posible. La tarea de poner en evidencia o calcular los valores de algunos parámetros sinópticos y termodinámicos se efectúa aludiendo como principal recurso informativo al estudio de los radiosondeos en los días de tormenta. Desde ya, como es un estudio efectuado a posteriori del fenómeno, la definición de día de tormenta así como de su carácter no ofrece ninguna indeterminación.

Los días de tormenta en los que hubo defensa son todavía muy pocos comparándolos con los días estudiados en condiciones naturales; por lo que la selección de días estrictamente comparables aún carece de sentido práctico. Tampoco dentro del marco de este trabajo interesa demasiado este aspecto del problema, ya que la tesis propuesta es la determinación de los parámetros que mejor acusan el efecto de la siembra y no su evaluación especulativa.

Entonces a los fines de la selección de comportamiento comparables nos limitaremos a la obtención de algunos parámetros que consideramos claves.

Sin embargo son necesarias algunas consideraciones con respecto al macrocomportamiento de los ecos; en primer lugar no tiene sentido comparar (parametrizados o no) la conducta de los ecos de precipitación mixta con los de precipitación líquida solamente. Desde hace ya años hemos precisado su conducta típicamente diversa, en nuestra zona (Nuñez y otros, 1976) confirmando la experiencia internacional al respecto.

Asimismo también carece de sentido comparar el comportamiento de pequeños ecos unicelulares con grandes enjambres de varios focos altamente reflectantes (y esta diferencia de comportamiento puede considerarse primordial). Por lo tanto se impone a priori una selección de las tormentas cuya conducta va a compararse: elegiremos a tal fin solamente tormentas graniceras y las que fueron consideradas presuntamente graniceras y por lo tanto sembradas. Y además compararemos entre sí o bien los grandes enjambres o bien las tormentas unicelulares. Esta selección es de mayor prevalencia que la que supone la mera analogía sinóptico-termodinámica, que por otra parte no es exhaustiva.

2.3 El método y los alcances de la acción sobre la nube

Nuestro método de acción sobre las nubes convectivas se basa en las siguientes premisas (enunciadas en forma sucinta y de modo general).

1º) Se defiende una superficie cultivada dada y perfectamente delimitada, por

lo tanto los puestos de lanzamiento de los cohetes (nuestros vehículos portadores del agente de siembra) son fijos y de radio de acción limitado y conocido.

2º) La anterior consideración, asociada al hecho de que se atacan las nubes que alcanzan un cierto nivel objetivo de peligrosidad obliga a una rigurosa selección de los blancos que deben cumplir por lo menos estas dos condiciones:

- a) Estar a tiro (acercándose a la zona que se defiende y dentro de nuestro alcance.
- b) Haber alcanzado el nivel de peligrosidad requerido.

3º) Las características del comportamiento de las grandes nubes convectivas obligan a que se encare la acción sobre ellas tratando de interesar con el vuelo del cohete difusor la parte delantera izquierda (en la dirección de su desplazamiento) del foco que se trata y asimismo, a tratar cada uno de éstos por separado, siempre por encima de los 0°C; el nivel del vuelo del cohete es una función de la altura de las isoterms, que se elige con el ángulo de tiro y según la trayectoria conocida de los cohetes. Todo lo que significa que los datos paramétricos serán en general, los de cada foco, aunque podría haber alguno que representara la nube como un todo, no importa cuán compleja fuera.

3. LOS PARAMETROS ELEGIDOS COMO ELEMENTOS DE COMPARACION

3.1 La probabilidad granicera

La determinación del momento de la siembra se toma en función del valor de la Probabilidad Granicera de la nube (foco), (Nuñez y otros, 1976, Informes de campaña del P.N.LAG., años 78/79) y que lógicamente es el primer elemento de comparación que se considera. Además en su composición entran varios parámetros intrínsecos del foco cuyas marchas también se toman como elementos de comparación. El valor de la Probabilidad Granicera del foco se obtiene por la aplicación de la tabla de probabilidad granicera.

Se muestran en la Fig. 1 la evolución en función del tiempo de la Probabilidad Granicera para 3 casos de nubes naturales, 1 con 2 focos y un caso de nube sembrada con 3 focos tratados.

Las nubes naturales dieron todas granizo en tierra, mientras la nube tratada no granizó. (Obviamente la caída o no de piedra es "el parámetro").

3.2 La marcha de la relación $h-/h+$

La relación $h-/h+$ ha sido estudiada específicamente para la temporada 76-77 (que fue muy intensa y notablemente granicera) en el informe de campaña correspondiente (Saluzzi y otros, 1978).

Se observa como para casi todos los demás parámetros su permanencia en valores

MARCHA DE LA PROBABILIDAD GRANICERA

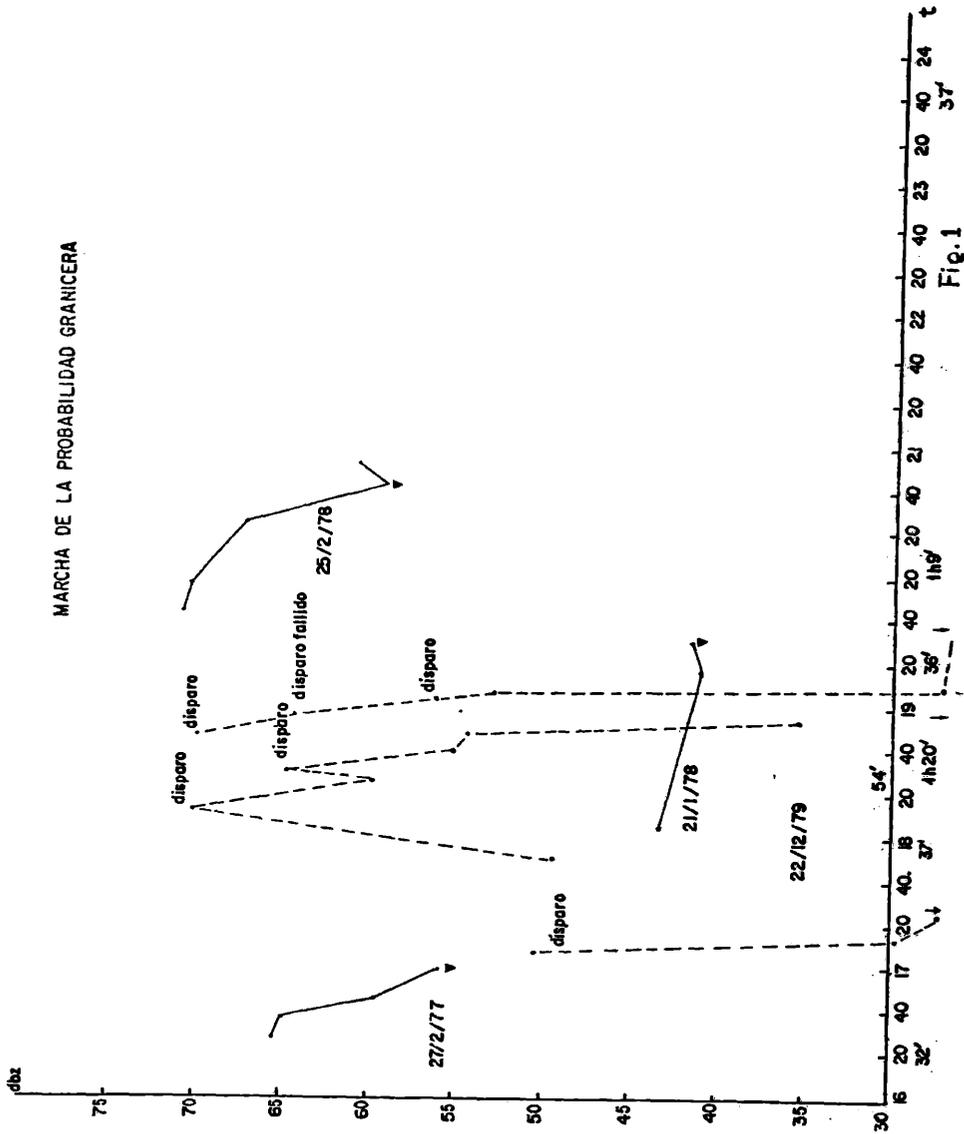


Fig.1

altos, mientras dura el proceso de madurez de la nube y su decadencia a partir del instante que comienza la granizada. El período de madurez suele durar del orden de 1 hora o más y luego la decadencia ocupa un tiempo más breve.

Se muestra su conducta en casos de focos sembrados. Se observa que a partir del momento de los disparos se obtiene rápida decadencia y que cuando existe algún repunte o todavía el valor de $h-h_+$ se mantiene en valores altos, ante un nuevo disparo la decadencia es definitiva. (Fig. 2). Se destaca la conducta de este parámetro porque no es en realidad intrínseco del foco, sino del estado total de la nube (como la altura del tope) y en realidad (por definición) una función de altura de tope.

3.3 La marcha de la altura del tope

Una representación bastante similar se puede lograr con las variaciones de altura de tope, con una singular característica. En casi todos los casos después del período de madurez en las nubes sin tratar, cuando la piedra ya está saliendo resueltamente de la nube, la altura de tope suele remontarse brevemente, antes de la caída definitiva (Fig. 3). Esto mismo se observa después de la siembra, cumpliendo con la expectativa de ver aumentar la peligrosidad de todos los parámetros del radioeco antes de iniciar la decadencia y en forma inmediata a la siembra (del orden de 5 a 6 o 7 minutos después del disparo).

3.4 La conducta de los focos o zonas de más alta reflectividad

Mostrar la reacción a la siembra en la conducta de las áreas altamente reflectantes es bastante difícil ya que por análogos que se supongan los casos, en realidad cada nube es una expresión individual del fenómeno convectivo. Sin embargo puede apreciarse en los casos "naturales" (Fig. 4) (se han elegido las mismas nubes que antes) la regularidad de la evolución de las áreas de alta reflectividad es decir: crecimiento hasta un tamaño dado, y luego la decadencia en forma paulatina, cuando la decadencia no se observa, se debe a que la observación no fue completa por alguna de estas razones: la nube salió del radio de observación (en general estaba a más de 60 km, del radar y por lo tanto fuera de la mesored) o bien apareció algún otro foco altamente reflectante y más cercano que por esta circunstancia tuvo prioridad de observación. Todo lo cual se prolonga durante lapsos bastante largos.

Para las nubes sembradas, el primer período puede ser tan largo o no como en las naturales, ya que no se las puede atacar hasta que no estén a tiro, la conducta diferente se manifiesta después de la siembra porque ésta fuerza una decadencia más rápida y definitiva (Fig. 5). Esto cuando se ha logrado introducir en el lugar y momento apropiado la cantidad de reactivo necesario. Alguna vez (se mues-

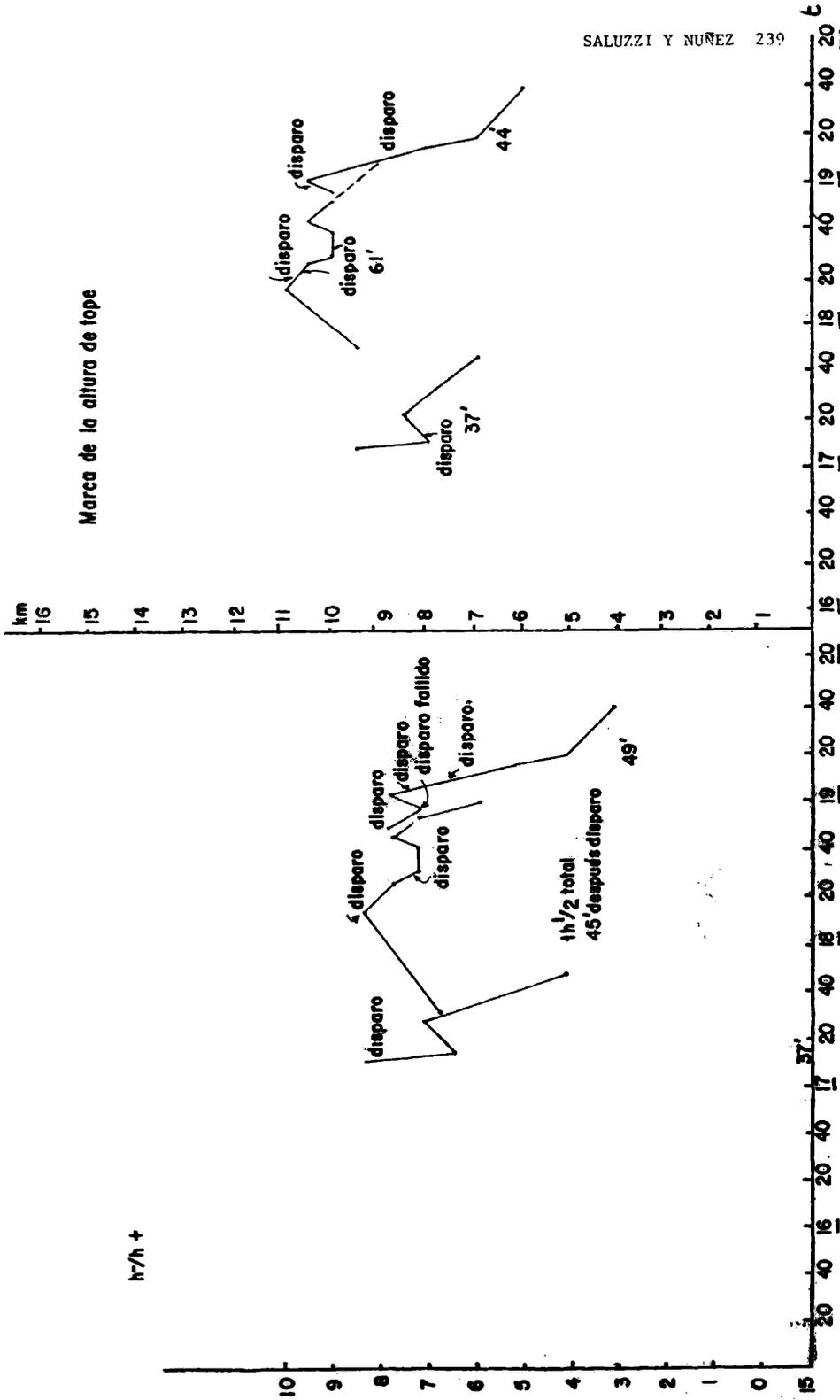


FIG. 2

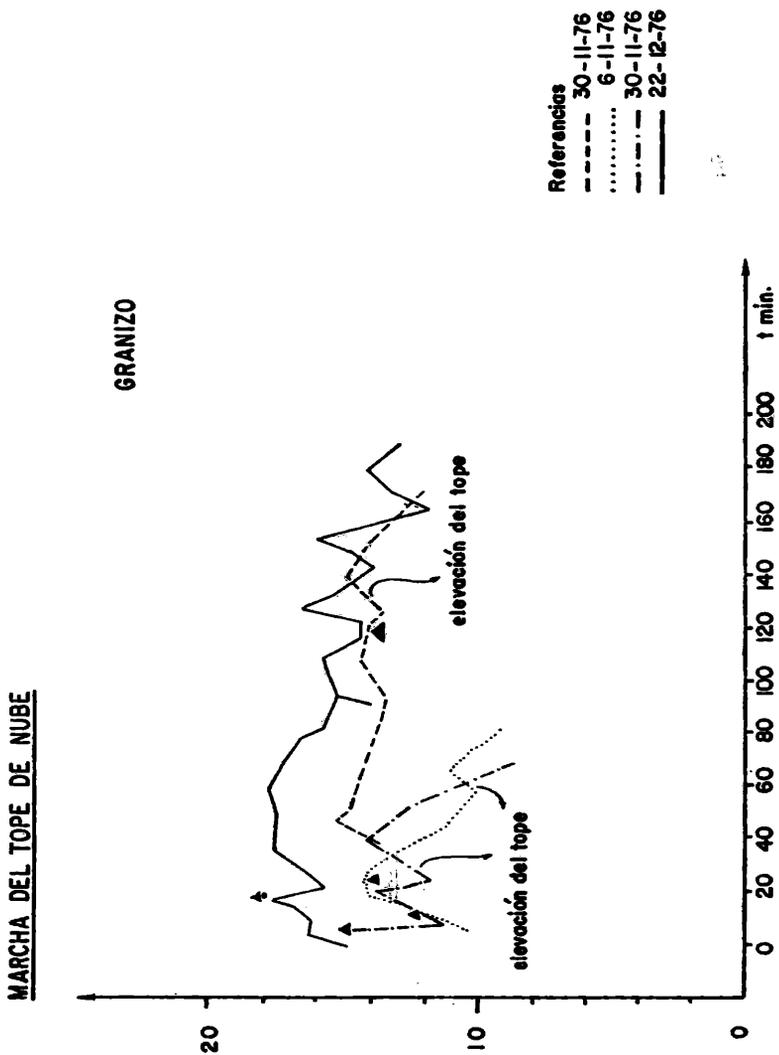


Fig.3

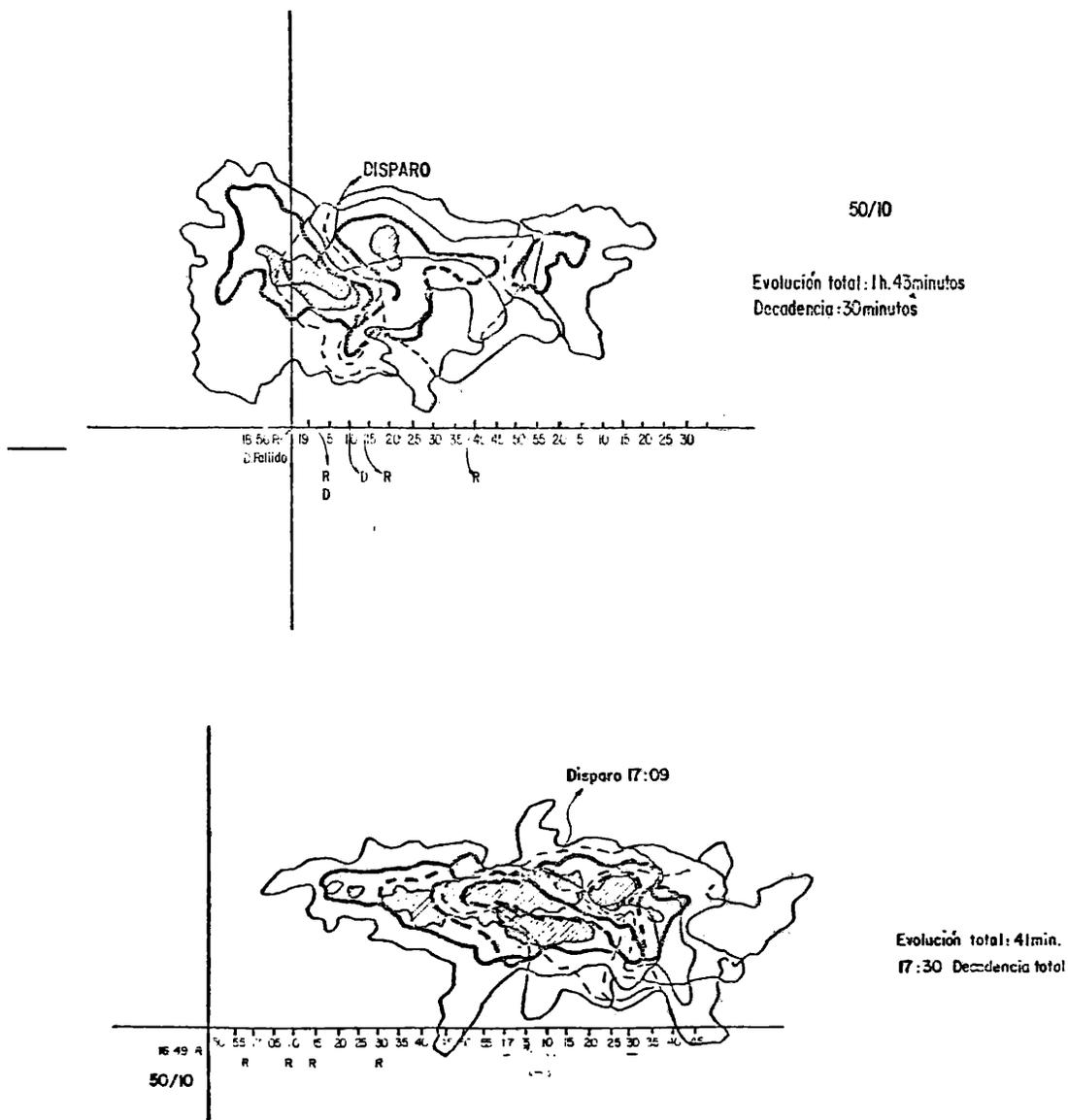


Fig.5

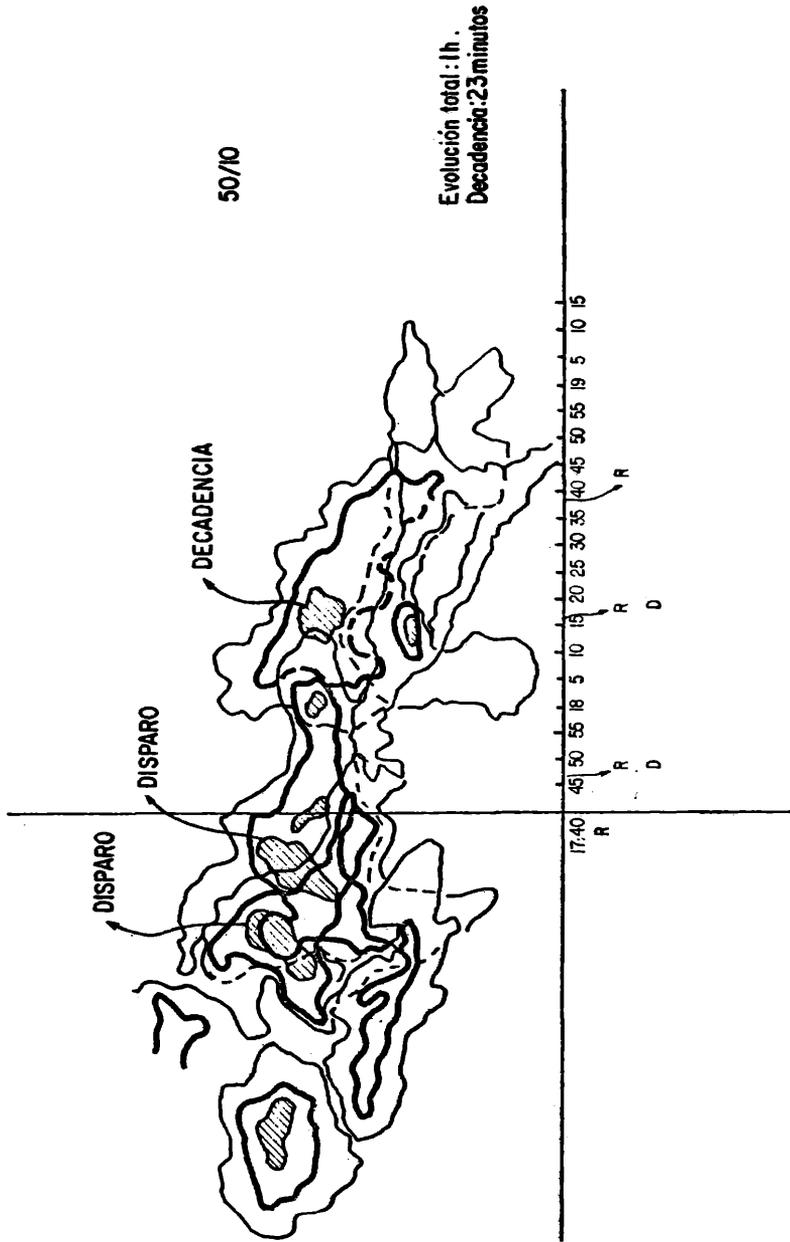


Fig.6

tra un caso) algún foco requiere la reiteración del tratamiento, pero finalmente se observa el decaimiento definitivo. El lapso para alcanzarlo siempre es menor.

4. CONCLUSIONES

Los parámetros estudiados, así como otros que pueden integrarse a la muestra, aparecen como sensibles a la acción de la siembra. Su tratamiento objetivo, permitirá (con la ayuda de test estadísticos) evidenciar el efecto de la misma. Y finalmente podrá evaluarse físicamente la acción, procurando asociar su efecto buscado o no a las hipótesis físicas, último fin buscado.

BIBLIOGRAFIA

- Ghidella, M., Saluzzi, M.E., 1979; Estudio de un modelo numérico de nube correctiva; GEOACTA, 10, N° 1, 111-122.
- Ghidella, M., Pérez, L., Saluzzi, M.E., 1978; El comportamiento de algunos parámetros de los radioecos en ocasiones de tormentas severas en Mendoza... Jornadas: El desarrollo de la meteorología en la Argentina. Comunicaciones, 80-93.
- Nicolini, M., Norte, F., 1979; Estudio del comportamiento natural de algunas tormentas convectivas (Mendoza) GEOACTA, 10, N°1, 205-220.
- Núñez, J.M., Saluzzi, M.E., Peinado, O.A., 1976; Differences in behaviour of large convective clouds leeward of the Andes Mountains at 34° South W.M.O. N° 443, 313-320.
- Saluzzi, M.E., Núñez, J.M., Pérez, L., 1979; Las grandes nubes convectivas asociadas a los Andes, sus características y su comportamiento; GEOACTA, 9, N° 1, marzo 1979, 35-45.
- Saluzzi, M.E., Núñez, J.M., Hubart, L., Ghidella, M., Levi, L., 1978; Objetiva historia de un proceso granicero, Meteorológica, Vol. VIII/IX, 359-368.
- Saluzzi, M.E., 1980; Conditions of occurrence of severe convective storms leewards of the Andes, in Mendoza. Communications a la VIII^{eme} conférence internationale sur la physique des nuages, Volume II, 515-518.
- Saluzzi, M.E., Núñez, J.M., 1978; Singularidades en el comportamiento de la actividad convectiva severa en Mendoza durante la temporada 1976-1977. Informe de la temporada granicera, Publicación C.N.I.E., 80-89.

OBTENCION DE PARAMETROS IONOSFERICOS A PARTIR DE LAS
VARIACIONES GEOMAGNETICAS EN EL ECUADOR MAGNETICO

S. Duhau*, F.A. Hirsch y L. Romaneli

Centro Argentino de Estudios de Radiocomunicaciones
y Compatibilidad Electromagnética (CAERCEM)
Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

Se recopilan mediciones de la corriente ionosférica y se hace un análisis estadístico de la forma de la variación de la misma en las proximidades del ecuador magnético. En base a este resultado y a la componente externa de las variaciones geomagnéticas en Perú, zona donde ambas se conocen simultáneamente, se analiza la validez de inferir ciertos parámetros de la corriente ionosférica a partir de las variaciones geomagnéticas. Se compara la amplificación de la corriente, obtenida de las variaciones geomagnéticas, en distintas zonas geográficas.

ABSTRACT

A compilation of ionospheric current measurements is presented, along with a statistical analysis of the shape variations of the ionospheric current in the neighborhood of the magnetic equator. Using the results obtained above, along with the external component of the geomagnetic daily variations in Perú, where both are known, the soundness of inferring some parameters of the ionospheric currents from the geomagnetic variations, is analyzed. A comparison is made of the current amplification, obtained from the geomagnetic daily variations, in different geographical zones.

* Departamento de Física, Fac. Ciencias Exactas y Naturales (UBA)

En el presente trabajo se ha probado una forma para $\alpha(x)$ más complicada, pero con parámetros que permiten un mejor ajuste de los datos experimentales y de los distintos modelos teóricos (Untiedt, 1967; Richmond, 1973; Gurevich y otros, 1976) dada por:

$$\alpha(x) = \left[\exp(-x/D_1)^{N_1} / (1 + (x/D_2)^{N_2}) \right]^{1/2} \quad (3)$$

En la tabla 1 se detallan los valores de D_1 , N_1 , D_2 , N_2 para cada uno de los modelos mencionados y se muestran en la Fig. 1.

Se observa que las formas de estas curvas son muy similares aunque los parámetros atmosféricos e ionosféricos utilizados en cada caso son muy distintos (Gagnepain y otros, 1977). Esta similitud puede atribuirse a que los mecanismos físicos involucrados en estos modelos son básicamente los mismos.

Sin embargo la gran diferencia entre los parámetros atmosféricos usados se refleja por ejemplo, en las magnitudes de las amplificaciones predichas por los distintos modelos teóricos, puesto que, mientras Untiedt (1967) predice un valor de 2,9 y Gurevich y otros (1976) de 2,7, ambos menores al obtenido de 3,7 en Perú (Duhau y Romanelli, 1979, 1980), el valor predicho por Richmond (1973) es de 7,7 por encima incluso que el obtenido en Nigeria de 5,5 (Duhau y otros, 1980).

De cualquier manera la diferencia entre los parámetros ionosféricos y atmosféricos, no basta para explicar la notable discrepancia entre las amplificaciones obtenidas a partir de las variaciones geomagnéticas entre Perú y Nigeria pues estas zonas son geográfica y geomagnéticamente equivalentes, de lo que se concluye la existencia de algún mecanismo físico no tenido en cuenta hasta ahora, reforzando la conclusión ya adelantada por Duhau y Romanelli (1980 a y b).

2.2 Resultados experimentales.

En la Fig. 2 se muestra una recopilación de los datos de la densidad de corriente integrada obtenida por: (Davis y otros, 1967; Maynard, 1967; Shuman, 1970) en Perú junto con la curva de la forma dada por la ec. 3 que mejor los ajusta.

Las mediciones realizadas al sur del dip ecuatorial son sólo tres, por lo tanto, no permiten discutir en principio una posible asimetría. Sin embargo, la curva hallada incluyéndolos no difiere apreciablemente de la obtenida sin excluirlos, lo que da un indicio que de existir una asimetría, ésta no es marcada, por lo cual en la Fig. 2 se los ha incluido al norte del dip.

De la observación de la misma figura surge a la vista un resultado inesperado, la curva presenta una amplia meseta desde el dip ecuatorial hasta los 200 km

y luego descendiendo rápidamente hasta los 325 km. Se ve allí además, que este comportamiento es muy diferente al presentado por los modelos teóricos, lo cual presenta una evidencia adicional de la existencia de un mecanismo físico no contemplado por ellos que no sólo afecta de manera importante al valor de la amplificación, como fuera discutido en la sección anterior, sino que afecta también la forma de la curva teórica.

En vista a este resultado es importante analizar el error de los datos a partir del cual se ha obtenido.

2.2.1. Análisis del error de las mediciones.

A partir de la descripción del método de medición de la corriente dado por Davis y otros (1967), Maynard (1967) y Shuman (1970) surgen las siguientes fuentes de error:

a) Aproximación de capa infinitesimal.

Para calcular la densidad de corriente integrada $J(x)$ a partir del salto del campo magnético ΔB , medido en la capa E, estos autores aplicaron la aproximación de capa infinitesimal, lo cual según Davis tiene un error menor que el 7%. De hecho éste es bastante menor y es del orden 2%.

b) Normalización de los datos.

Como cada dato fue obtenido en días distintos los autores se vieron en la necesidad de efectuar un proceso de normalización de la corriente $J(x)$. Para ello, consideraron las variaciones geomagnéticas $H(Hu)$ en Huancayo a la misma hora en que fueron efectuadas las mediciones y calcularon:

$$J_N(x) = (100 \text{ nT}/H(Hu)) J(x) \quad , \quad (4)$$

con $J_N(x)$ el valor normalizado de la corriente y se muestran en tabla 2.

Este proceso de normalización presupone que el chorro cambia de magnitud pero no de forma lo cual es una buena aproximación a los efectos de la normalización tal como fuera supuesto por Duhau y Romanelli (1979) ya que el campo $H(Hu)$ resulta de la integral de la corriente a partir de la ley de Biot y Savart. En efecto, si se calcula el campo incremental en Huancayo que resulta de dos hipótesis bien diferentes: a) con $\alpha(x)$ una parábola de 390 km de ancho, $J_0 = 0,093 \text{ Amp.m}^{-1}$ valor éste obtenido de las variaciones geomagnéticas (Duhau y Romanelli, 1979) y b) con $\alpha(x)$ dada por la ecuación (3) con los parámetros que ajustan por cuadrados mínimos, (ver Tabla 1), las mediciones de la densidad de la corriente integrada y el valor experimental de $J_0 = 0,094 \text{ Amp.m}^{-1}$ resulta una diferencia en su valor menor que 2 nT, es decir, un error menor que el 2%.

c) Error de lectura en ΔB .

Observando por ejemplo la Fig. 3 de Shuman (1970) se concluye que este error no puede ser mayor que el 2%.

De este análisis surge que el error en los datos sería menor que el 6%, valor éste que ha sido graficado sobre los datos de la Fig. 2.

El hecho que casi todos los puntos caigan lejos de la curva experimental muestra que la variabilidad observada en los mismos no es producto del error experimental sino que es propia del fenómeno. La discusión hecha en b) del proceso de normalización de los datos muestra además que esa variabilidad no es detectable por las variaciones geomagnéticas.

3. ANALISIS DE LAS CONTRIBUCIONES AL CAMPO GEOMAGNETICO EXTERNO

En la Fig. 3 se muestran superpuestos un electrochorro parabólico dado por la ec. 2 y otro producido por la curva hallada a partir de los datos experimentales (ver ec. 3) observándose que el chorro no cambia sustancialmente de forma, verificando así, la hipótesis discutida en la sección anterior.

En un trabajo reciente Romanelli y otros (1981) han separado el campo geomagnético en sus partes de origen externo e interno. Debido al conocimiento que se tiene de la densidad de la corriente integrada en la capa E, se puede separar el efecto producido por el electrochorro restando esta contribución al campo geomagnético externo cuyo resultado se muestra en la Fig. 4. La curva así obtenida presenta variaciones que no son esperables en el campo producido por una corriente extensa.

Con el objeto de discriminar el origen de tales variaciones, se puede suponer que el campo producido por una corriente extensa que circula a altura de capa E varía linealmente de manera tal que en los extremos del intervalo medido tome los valores del campo planetario externo. Por diferencia entonces, se obtienen los campos remanentes H_p^{er} y Z_p^{er} producidos por corrientes que no circulan en capa E.

Para aislar el sistema de corrientes que los producen se simetrizan y anti-simetrizan dichos campos, el resultado se muestra en las Fig. 5a y b. En la Fig. 6 se muestran estos mismos campos en escala ampliada.

Evidentemente éstos son originados por sistemas complejos de corrientes que fluyen a alturas de capa F. Esta separación nos permitiría proponer tales sistemas, de manera tal que por superposición reproduzcan estos campos, lo que será objeto de un próximo trabajo.

4. CONCLUSIONES

a) Las ampliaciones de la densidad de la corriente integrada predicha por los modelos teóricos son muy distintas de la observada en Perú como de la observada en Nigeria.

b) La curva empírica que describe la densidad de la corriente incremental integrada presenta una forma muy diferente a las predichas por los modelos teóricos.

c) Las discrepancias expresadas en a) y b) entre los modelos teóricos y el resultado experimental, muestran la necesidad de incluir un mecanismo físico no contemplado aún en los modelos teóricos del chorro ecuatorial.

d) La variación con la latitud de la densidad de la corriente integrada presenta una variabilidad no detectable por las variaciones geomagnéticas diarias.

e) Para una correcta correlación entre las variaciones geomagnéticas y las corrientes ionosféricas es necesario incluir sistemas de corrientes que circulan a alturas de capa F.

RECONOCIMIENTOS

La publicación del presente trabajo cuenta con la autorización de la Dirección del CAERCEM. El mismo corresponde a un proyecto del Programa Nacional de Radiopropagación.

BIBLIOGRAFIA

- Chapman, S., 1951: The Equatorial Electrojet as Detected from the Abnormal Electric Current Distribution above Huancayo Perú and Elsewhere; Arch. Meteorol. Geophys. Bioclimatol., A, 4, 368.
- Davis, I.N., Burrows, K. y Stolarik, I.D., 1967: A Latitude Survey of the Equatorial Electrojet with Rocket-Borne Magnetometers; J. of Geophys. Res. 72, 1845.
- Duhau, S. y Romanelli, L., 1979: Electromagnetic Induction at the South American Geomagnetic Equator as Determined from Measured Ionospheric Currents; J. of Geophys. Res., 84, 1849.
- Duhau, S. y Romanelli, L., 1980a: La Inducción Electromagnética en el Ecuador Ni

- geriano; Geoacta N° 10, Vol. 2, 65
- Duhau, S. y Romanelli, L., 1980b: The Ionospheric Current at the Nigerian Equator as Determined from the Geomagnetic Daily Variation; Planet. and Space Sci. (en prensa).
- Duhau, S., Romanelli, L. y Hirsch, F.A., 1980: The Geomagnetic Daily Variations and the Height Integrated current at the Nigerian Dip Equator; (a publicarse).
- Gagnepain, I., Crochet, M. y Richmond, A.D., 1977: Comparison of Equatorial Electrojet Models; J. Atmosph. Terrestr. Phys., 39, 1119.
- Gurevich, A.V., Krylov, A.L. y Tselidina, E.E., 1976: Electric Fields in the Earth's Magnetosphere and Ionosphere; Space Sci. Rev., 19, 59.
- Maynard, N.C., 1967: Measurements of Ionospheric Currents off the Coast of Peru; J. of Geophys. Res., 72, 1863.
- Onwumechilli, A., 1967: Geomagnetic Variations in the Equatorial Zone; "Physics of Geomagnetic Phenomena" (Editado por Matsushita, S. y Campbell, W.H.) Vol. I, 427.
- Richmond, A.D., 1973: Use of the Model to Study the Equatorial Ionosphere; J. Atmosph. Terrestr. Phys., 35, 1105.
- Romanelli, L., Hirsch, F.A. y Duhau, S., 1981: Análisis de las Variaciones Geomagnéticas Ecuatoriales en presencia de Anomalías en la Conductividad Terrestre; Geoacta N° 11 (a publicarse).
- Shuman, B.M., 1970: Rocket Measurement of the Equatorial Electrojet; J. Geophys. Res., 75, 3889.
- Untiedt, J., 1967: A Model of the Equatorial Electrojet involving Meridional Currents; J. Geophys. Res., 72, 5799.

	D_1 (km)	D_2 (km)	N_1	N_2
Richmond (1973)	215	285	2	4
Untiedt (1967)	275	250	3,2	2
Gurevich y otros (1976)	324	280	2,5	3
Experimental	265	353	8	8

Tabla 1: Valores de los parámetros D_1 , D_2 , N_1 , N_2 de la ec. 3 para los modelos teóricos de corriente hallados por cuadrados mínimos.

	x (km)	$J(x)$ (Amp.m ⁻¹)
Davis y otros (1967)	0	0,136
	14	0,131
	100	0,129
	240	0,114
	- 18	0,141
	- 130	0,118
Maynard (1967)	450	0,031
	830	0,037
Shuman (1970)	49	0,112
	70	0,111
	285	0,067
	350	0,037

Tabla 2: Valores de la densidad de la corriente integrada medida $J(x)$ en función de la distancia al dip ecuatorial dada por los distintos autores.

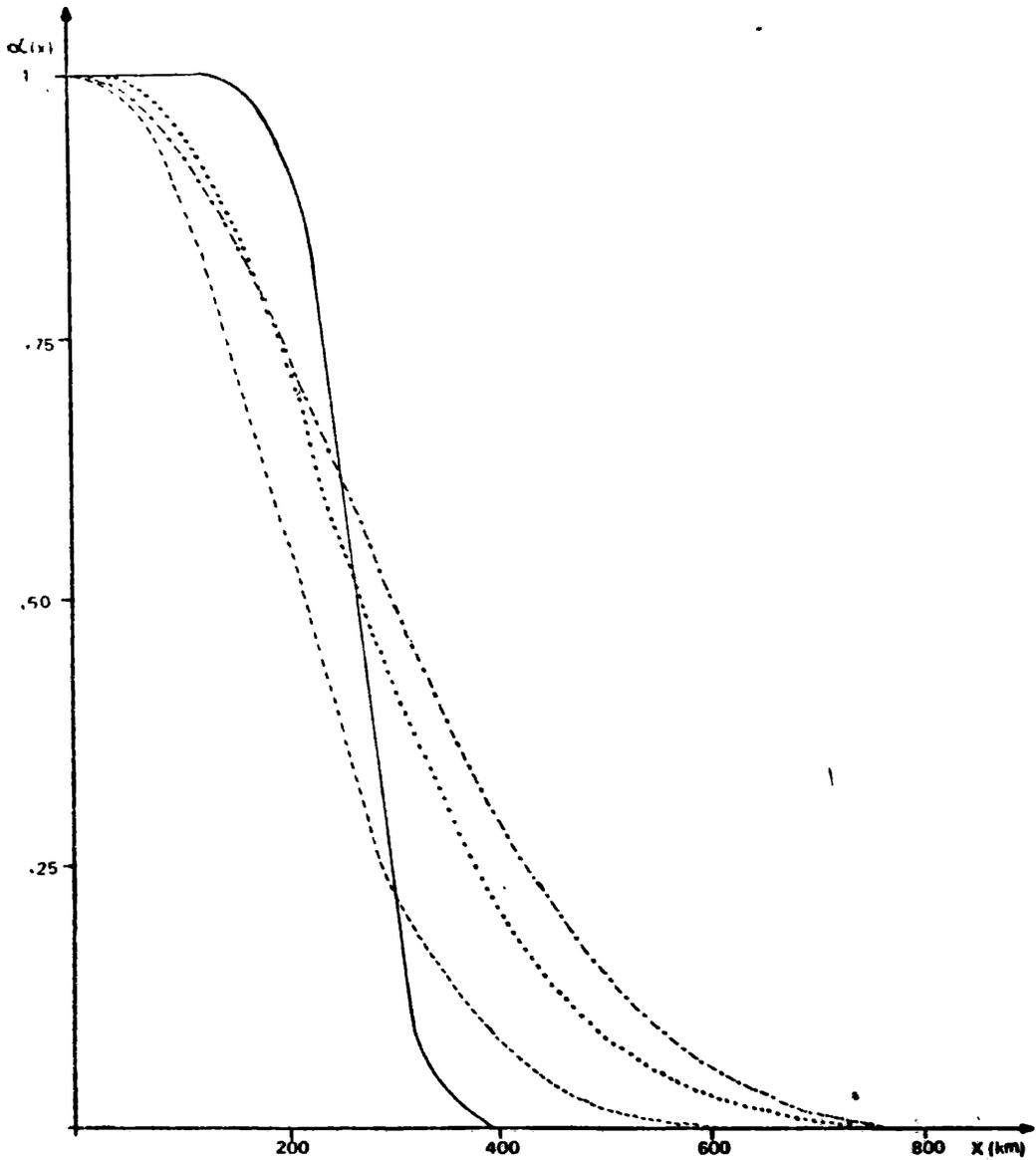
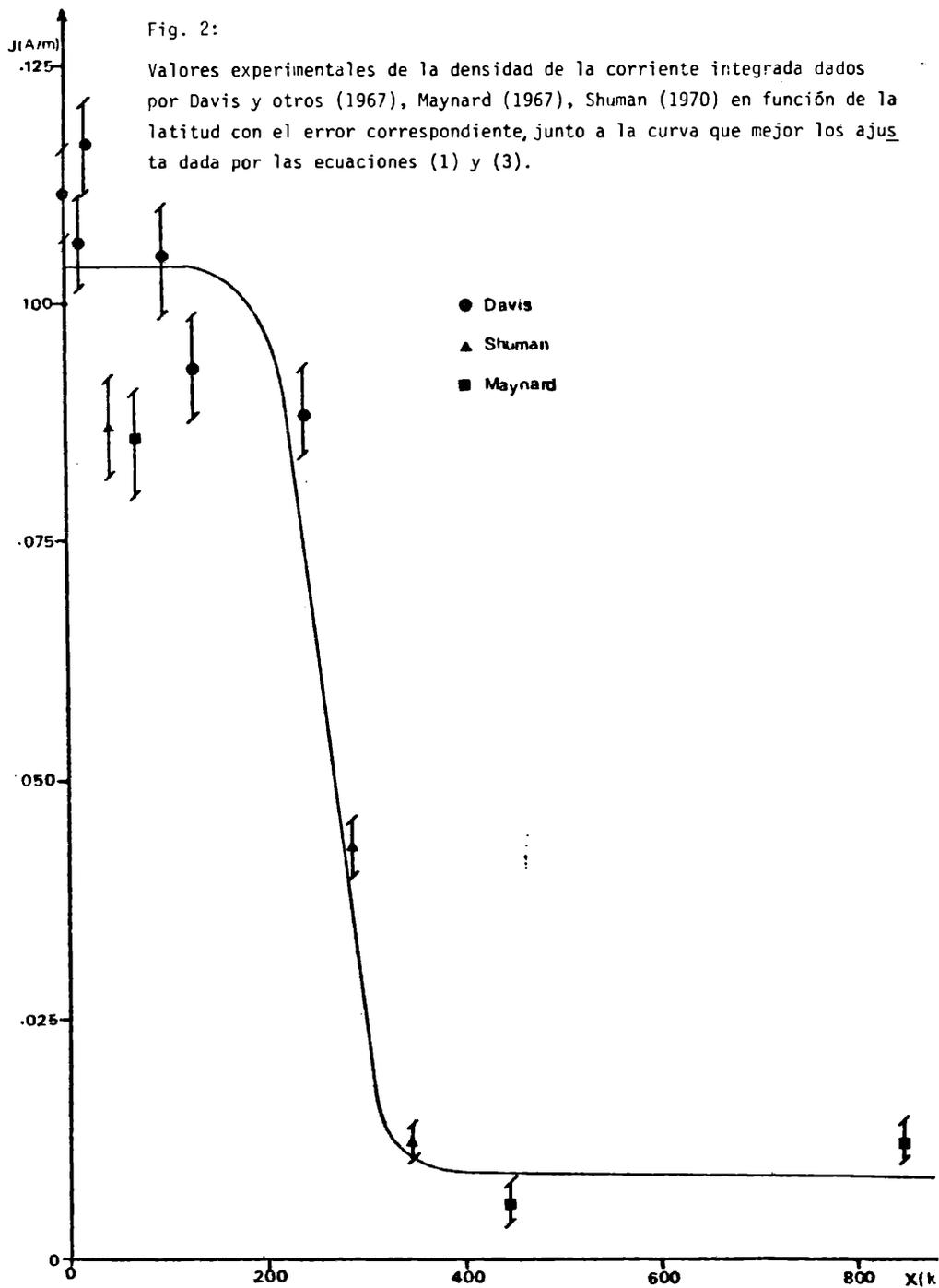


Fig. 1: Ajuste de la ec. 3 para los distintos modelos: Untiedt (1967) (-.-.-.-), Richmond (1973) (-----), Gurevich y otros (1976)(.....) y la proveniente de los datos experimentales (———).



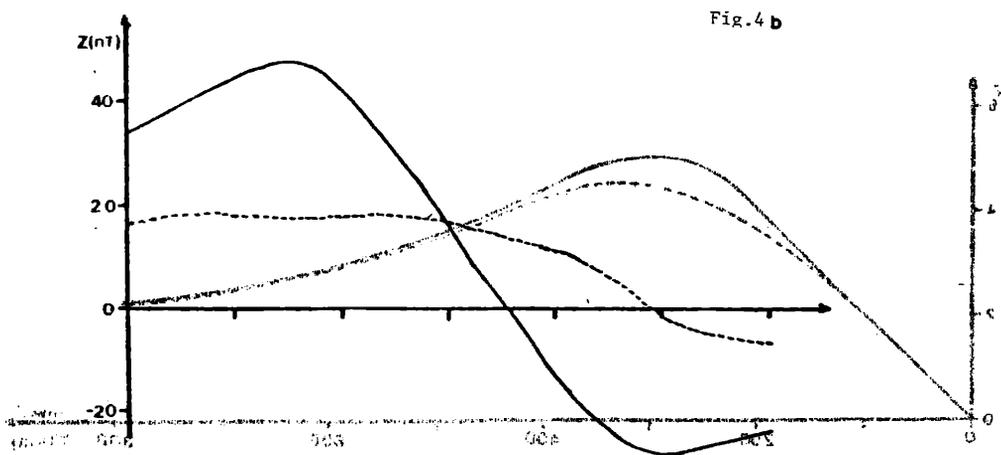
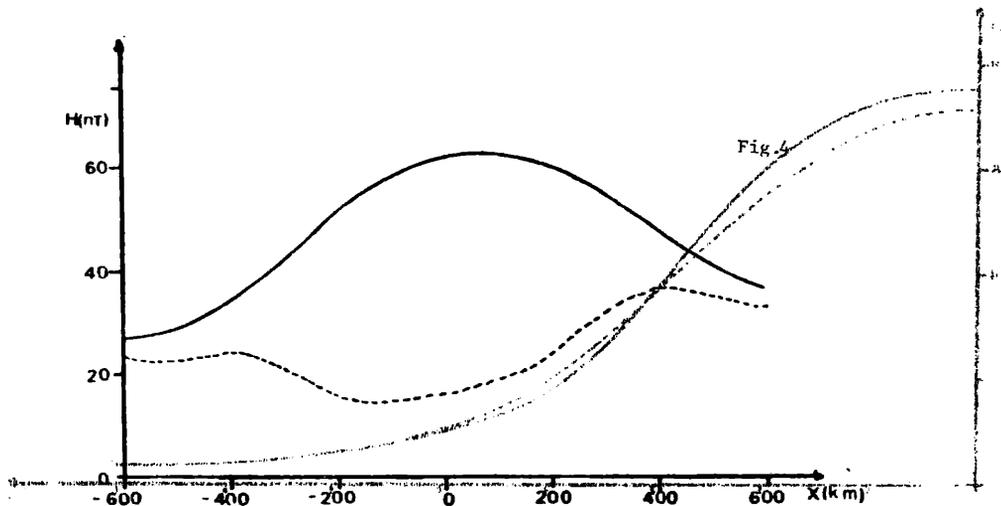


Fig. 4: Componentes H y Z del campo geomagnético. Parte externa de las mismas, (línea llena); campos planetarios externos (línea punteada).

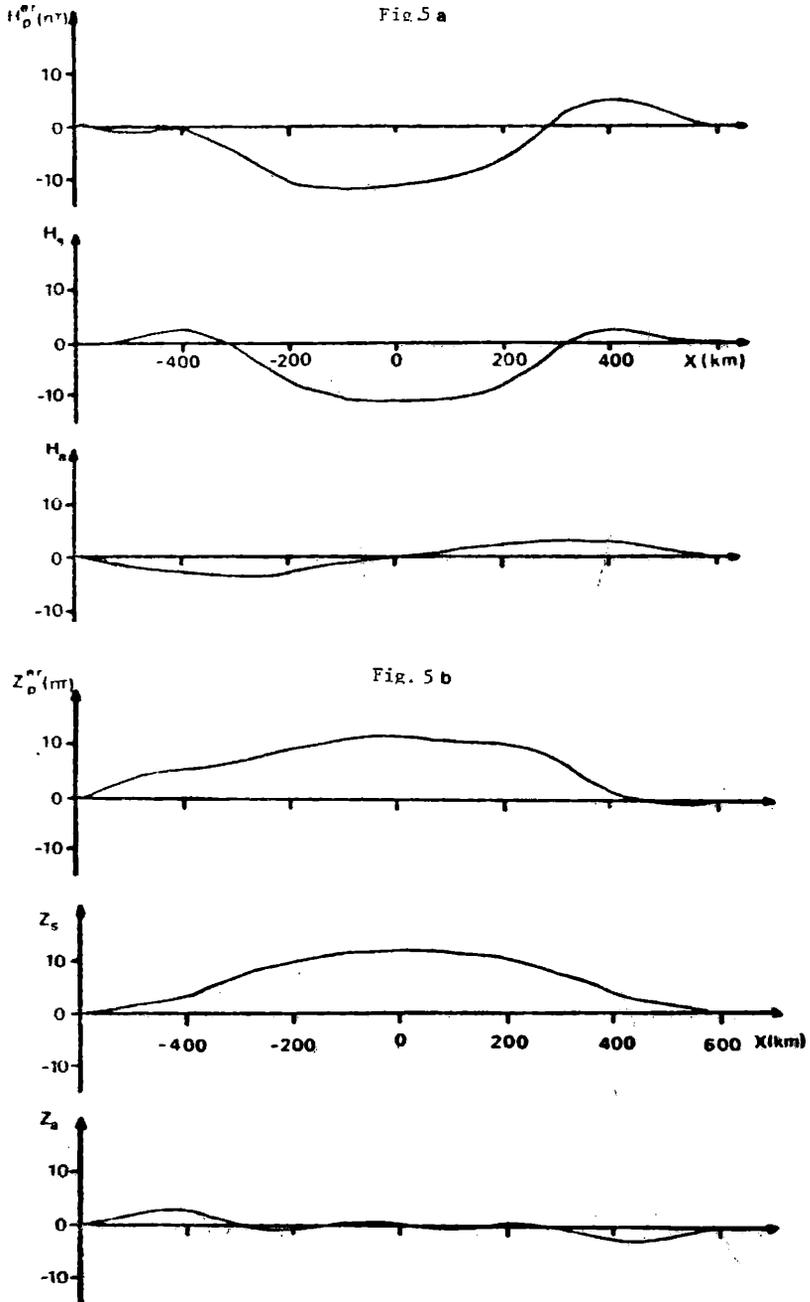


Fig. 5: Campos planetarios remanentes externos y su separación en sus partes simétrica y antisimétrica. (a) componente H, (b) componente Z.

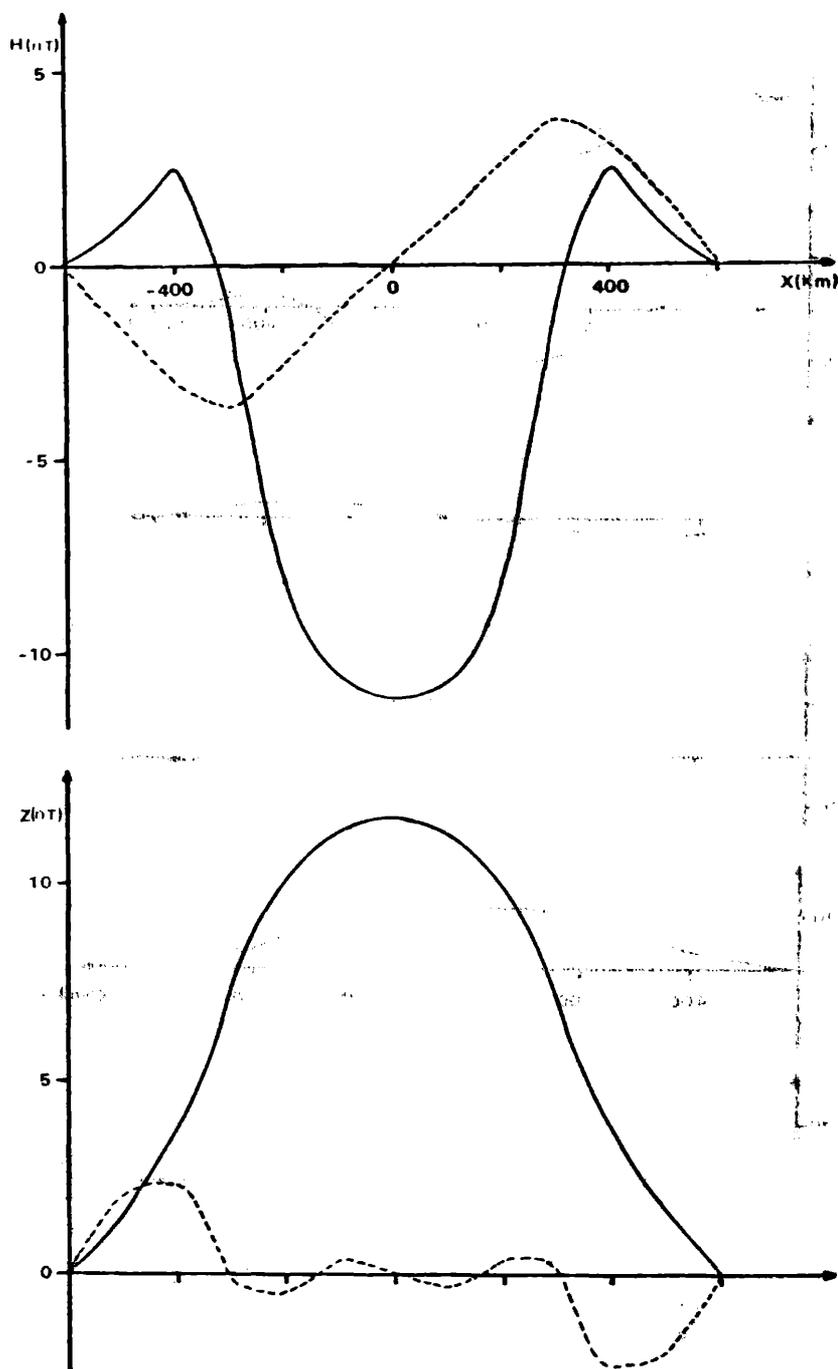


Fig. 6: Partes simétricas (línea llena) y partes antisimétricas (línea punteada) de los campos remanentes en escala ampliada.

ANALISIS DE LAS VARIACIONES GEOMAGNETICAS ECUATORIALES
EN PRESENCIA DE ANOMALIAS EN LA CONDUCTIVIDAD TERRESTRE

L. Romanelli, F.A. Hirsch y S. Duhau*

Centro Argentino de Estudios de Radiocomunicación y
Compatibilidad Electromagnética (CAERCEM)
Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

Se discuten los métodos usuales de separación de las variaciones geomagnéticas ecuatoriales en sus partes de origen externo e interno. Se muestra que éstos son inadecuados cuando existe una anomalía en la conductividad terrestre. Se propone una metodología que resuelve este problema y se la aplica a las variaciones geomagnéticas en las zonas ecuatoriales de Perú y Nigeria. Los resultados se comparan con los obtenidos en las mismas zonas por otros autores.

ABSTRACT

The usual methods of separating the equatorial geomagnetic daily variations into its internal and external parts are discussed. It is shown that they are inadequate in the presence of anomalies in the terrestrial conductivity. A methodology that solves this problem is proposed and applied to the geomagnetic variations at the equatorial zones of Peru and Nigeria. The results are compared with those obtained in the same zones by other authors.

* Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA.

1. INTRODUCCION

El objetivo de este trabajo es el análisis de las variaciones geomagnéticas diarias producidas por el electrojet ecuatorial en presencia de anomalías en la conductividad terrestre, para así poder inferir características de las corrientes ionosféricas que las producen. Es decir, para el estudio de estas corrientes a partir de las variaciones geomagnéticas, es necesario conocer sin ambigüedades qué partes provienen de fuentes externas y cuáles son inducidas por ellas en tierra.

En un trabajo reciente Duhau y Romanelli (1979) correlacionaron las variaciones geomagnéticas diarias en las proximidades del ecuador peruano con la corriente integrada en altura a partir de las mediciones obtenidas por Davis y otros (1967); Shuman (1970); Maynard (1967). Se mostro allí, que para obtener una buena correlación es necesario incluir corrientes que circulan a alturas de capa F y además, corrientes internas inducidas por el electrojet. Se encontró también que corrientes internas anómalamente grandes podrían ser producidas por una corriente extensa (planetaria).

Duhau y Romanelli (1980), analizaron este problema y concluyeron que una corriente incremental interna no nula es anómala y debería ser asociada con una parte interna planetaria anómala como aparentemente es el caso en las zonas analizadas. En consecuencia se ve la necesidad de introducir una metodología diferente que permita detectar anomalías en la conductividad terrestre y resolver este problema.

Un método que parece adecuado para separar corrientes localizadas en sus fuentes de origen externo de las de origen interno es el de las transformadas integrales propuesto por Siebert y Kertz (1957).

En este trabajo se presenta una metodología diferente para las zonas ecuatoriales de Perú y Nigeria que incluye el uso de transformadas integrales y evita hipótesis adicionales incompatibles con anomalías en la conductividad terrestre.

2. SEPARACION DE LAS VARIACIONES GEOMAGNETICAS DIARIAS EN SUS PARTES DE ORIGEN INTERNO Y EXTERNO

Para separar corrientes localizadas en sus fuentes de origen interno de las de origen externo, Siebert y Kertz (1957) propusieron el método de las transformadas integrales. A partir de entonces, los distintos autores que aplicaron ese método para zonas ecuatoriales (Forbush y Casaverde, 1961; Onwumechilli, 1967; Fambitakoye, 1973; Fambitakoye y Mayaud, 1976) han separado previamente la parte

planetaria del campo geomagnético de la parte incremental, lo que les lleva a incluir hipótesis adicionales que no resultan válidas en presencia de anomalías en la conductividad terrestre.

En efecto, se suele suponer que la tierra es una esfera conductora homogénea, es decir, condiciones de conductividad promedio, o normales, donde es válido suponer que el electrochorro no induce de manera apreciable y que la componente planetaria interna del campo geomagnético es una fracción β de la externa la que proviene del análisis en esféricos armónicos del campo global, siendo $\beta_{ph} = 0,4$ y $\beta_{pz} = -0,4$ las fracciones correspondientes a la componente vertical y horizontal de las variaciones.

Sin embargo, en trabajos recientes, Duhau y Romanelli (1979, 1980a) encontraron que el electrochorro induce de manera apreciable para las zonas ecuatoriales de Perú y Nigeria, zonas geográficamente equivalentes, y que una descripción adecuada de la corriente planetaria requeriría un valor de $\beta_{ph} = 0,7$ para Perú y cercano a éste para Nigeria (Duhau y Romanelli, 1980b) indicando, por lo tanto, anomalías en la conductividad terrestre.

Para la zona peruana, Forbush y Casaverde (1961) con las hipótesis de conductividad terrestre promedio separaron el campo planetario del incremental y luego aplicaron el método de Kertz a este último, encontrando un campo interno importante debido al electrochorro, y se lo atribuyeron a una corriente imagen que circula a 600 km de profundidad, pero en estas condiciones de conductividad, esta imagen estaría más allá de los 1000 km de profundidad (Duhau y Romanelli, 1980a) produciendo una componente inducida de la parte incremental despreciable, lo que indica, por lo tanto, que la conductividad terrestre en Perú es anómala, confirmando así los resultados expuestos anteriormente.

Por otra parte, Onwumechilli (1967) utilizando los mismos valores para β_{ph} y β_{pz} que Forbush y Casaverde, y separando previamente el campo planetario del incremental, al aplicar el método de Kertz a este último también encuentra un campo interno apreciable, indicando nuevamente que la conductividad terrestre es anómala en esa zona, aunque muy localizada, lo que llevaría a que se indujeran corrientes planetarias internas que impedirían describir el campo planetario interno mediante los coeficientes globales; además, este hecho cuestiona la existencia de una corriente imagen ubicada a 510 km de profundidad como la generadora de la parte incremental interna del campo como fuera supuesto por este autor.

Para la zona del Africa ecuatorial central, Fambitakoye (1973) encuentra que el electrochorro no induce apreciablemente. Con esta hipótesis y un modelo de corriente incremental propuesto por ellos, Fambitakoye y Mayaud (1976), determinaron simultáneamente los parámetros de esta corriente y de dos curvas que describen las partes planetarias de H y Z de manera independiente entre sí. Luego a

justaron los parámetros en juego de manera tal de reproducir correctamente los valores observados de las componentes horizontal y vertical del campo geomagnético para esas latitudes. Este método no asegura que ambas componentes provengan del mismo sistema de corrientes, no permite corroborar la validez de la hipótesis de partida de que el electrochorro no induce apreciablemente, y tampoco permite detectar posibles anomalías en la conductividad terrestre.

En vista de lo expuesto, es necesaria una metodología que permita separar el campo geomagnético en sus partes de origen interno y externo sin necesidad de recurrir a hipótesis adicionales o un conocimiento a priori del campo interno cuando existen anomalías en la conductividad terrestre.

2.2. Aplicación del método de Kertz.

Sean $Z(x)$ y $H(x)$ las componentes verticales y horizontales del campo geomagnético sobre un perfil permitido, el operador de Kertz está dado por:

$$Kf(u) = 1/\pi \int_{-\infty}^{\infty} f(u') du' / (u - u') \quad (1)$$

debiendo tomarse el valor principal de la integral.

De manera tal, que si H y Z son los valores observacionales de los campos geomagnéticos sobre la superficie de la tierra, los campos que provienen de las fuentes externas (e) y de las fuentes internas (i) están dados por:

$$\begin{aligned} H^e &= (H + KZ)/2 & Z^e &= (Z - KH)/2 \\ H^i &= (H - KZ)/2 & Z^i &= (Z + KH)/2 \end{aligned} \quad (2)$$

Los campos H y Z utilizados en este trabajo son aquellos medidos por Forbush y Casaverde (1961) para la zona ecuatorial peruana y por Ogbuehi y Onwumechilli (1964) para Nigeria.

Como estos campos están medidos en un intervalo finito y el método requiere el conocimiento de los mismos en el intervalo $(-\infty, \infty)$ los completamos con distintas funciones para evaluar la influencia de éstas sobre los resultados obtenidos, tal como fuera propuesto por Siebert y Kertz (1957).

Debido a que una corriente ionosférica no produce un campo substancial sobre la superficie de la tierra más allá de un radio de 600 km, lo que permite una extensión arbitraria del campo fuera del rango medido sin afectar mayormente los valores interiores a dicho intervalo, y sin el requerimiento usual de que el campo sea cero en los extremos del mismo, como fuera supuesto por Forbush y Casaverde (1961) y Fambitakoye (1973).

Se observó que H^e y H^i son insensibles a los distintos tipos de extrapolaciones usadas, por lo tanto el resultado es válido para todo el intervalo medido, mientras que para Z^e y Z^i es necesario restringirse al intervalo (-500 km, 600 km) en la zona peruana y (-300 km, 400 km) para Nigeria, ya que imponemos que las discrepancias entre las distintas extrapolaciones usadas sean menores que 2 nT.

3. ANALISIS DE LOS RESULTADOS

En las figuras (1a y b) se comparan los resultados obtenidos por Forbush y Casaverde con los del presente trabajo. La discrepancia es más evidente en la componente H que en la Z, la causa podría ser que en esta última ha sido separada previamente la parte incremental de la planetaria e impusieron a ésta la condición, para eliminar asimetrías, que la zona norte sea idéntica a la sur.

Esto afecta más a la aplicación del operador de Kertz en esa componente que a la componente misma. También es importante notar que la suma de Z^i y Z^e no coincide para estos autores con la componente Z medida.

La existencia de anomalías en la conductividad terrestre surge inmediatamente de los resultados obtenidos. En condiciones promedio el signo de la parte inducida de la componente Z debe ser opuesto al de la parte externa, lo que no sucede en la zona sur (ver Figura 2b).

Asimismo, en estas condiciones de conductividad, una corriente localizada no induciría de manera apreciable, lo que no ocurre en este caso, como se observa en la figura 2a donde la componente H sigue la forma del electrochorro.

Debido al buen conocimiento que se tiene de la corriente externa en esa zona es posible analizar algunas de las características de la anomalía.

El electrochorro puede ser aproximado por una función dada por:

$$\alpha(x) = \left[\exp(-x/D_1)^{N_1} / (1 + (x/D_2)^{N_2}) \right]^{1/2}$$

con $N_1 = N_2 = 8$, $D_1 = 265$ km y $D_2 = 353$ km

con un máximo de corriente $J_0 = 0.094$ Amp.m⁻¹. Los campos planetarios externos H_p^e y Z_p^e (Ver Figura 3) se obtienen de la diferencia entre el campo externo total con la contribución del electrochorro considerando que toda la corriente incremental fluye en capa E.

En condiciones normales los campos internos H_n^i y Z_n^i serían $H_n^i = 0,4 H_p^e$ y $Z_n^i = -0,4 Z_p^e$. Se define además, H_a^i y Z_a^i , las contribuciones anómalas del campo interno, como diferencia entre el campo interno y la contribución normal inducida, los que se muestran superpuestos en la figura 4a.

Se desprende inmediatamente de allí, que un máximo de la contribución anómala para la componente Z se muestra en la zona de Yauca (190 km al sur del dip), donde el campo total presenta una importante asimetría. Una parte de la misma es debida a una asimetría en Z_p^e (Ver Fig. 3b), contrariamente a lo afirmado por Fambitakoye (1973), pero ésto no explica totalmente la asimetría en el campo total, ya que parte de ella es debida a una asimetría en Z_o^i , es decir una asimetría en la contribución anómala.

Lo expuesto confirma que una anomalía en la conductividad terrestre aparece no solamente como una contribución interna no nula del electrochorro sino que incluye una contribución interna planetaria también anómala.

En la fig. 5 se compara el resultado obtenido por Onwumechilli (1967) con el del presente trabajo. La mayor discrepancia se observa en los campos internos H^i y Z^i . Según nuestro resultado el primero es casi el doble en los extremos del intervalo mientras que el segundo difiere mucho en la zona norte. Esto conduce a que la separación dada por Onwumechilli no describa correctamente los campos totales.

Por otra parte, como fuera definido anteriormente, la contribución anómala de la componente Z surge de la observación directa de la fig. 6. Nótese que el campo anómalo es despreciable al norte del dip y mucho más grande que el campo normal al sur, siendo esta diferencia la que produce la asimetría en la componente Z.

4. CONCLUSIONES

a) Se propuso una nueva metodología para las zonas ecuatoriales que permite hallar las partes internas y externas del campo total sin separar previamente en una parte localizada (electrochorro) y en otra extensa (planetaria). Esto se logra aplicando el operador de Kertz a ambas componentes Z y H del campo geomagnético total.

b) Se encontró además que hay una importante anomalía en la conductividad terrestre en las zonas analizadas.

i) Para la zona sudamericana, esta anomalía produce un máximo de contribución interna de la componente Z en las proximidades de Yauca causando parte de la asimetría observada en esa componente.

ii) En Nigeria la conductividad terrestre es anómala y es la contribución anómala interna la que produce en la componente Z una mayor amplitud en el norte que en el sur.

RECONOCIMIENTOS

La publicación del presente trabajo cuenta con la autorización de la Dirección del CAERCEM. El mismo corresponde a un proyecto del Programa Nacional de Radiopropagación.

BIBLIOGRAFIA

- Davis, I.N., Burrows, K. y Stolarik, I.D., 1967: A Latitude Survey of the Equatorial Electrojet with Rocket-Borne Magnetometers; *J. of Geophys. Res.* 72, 1845.
- Duhau, S. y Romanelli, L., 1979: Electromagnetic Induction at the South American Geomagnetic Equator as determined from Measured Ionospheric Currents; *J. of Geophys. Res.*, 84, 1894.
- Duhau, S. y Romanelli, L., 1980a: The Ionospheric Current at the Nigerian Equator as determined from the Geomagnetic Daily Variation; *Planetary and Space Sci.* (en prensa).
- Duhau, S. y Romanelli, L., 1980b: La Inducción Electromagnética en el Ecuador Nigeriano; *Geoacta N°10*, 2, 65.
- Duhau, S., Romanelli, L. y Hirsch, F.A., 1980b: Anomalous Conductivity at the Peruvian Dip Equator (a publicarse)
- Duhau, S., Romanelli, L. y Hirsch, F.A., 1980c: The Geomagnetic Daily Variations and the Height Integrated Current at the Nigerian Dip Equator (a publicarse).
- Fambitakoye, O., 1973: Effects Induits par L'Electrojet Equatorial au Centre de l'Afrique; *Ann. Geophys.*, 29, 149.
- Fambitakoye, O. y Mayaud, P.N., 1976: Equatorial Electrojet and Regular Daily Variations SR. I. A determination of the Equatorial Electrojet Parameters; *J. Atmos. Terr. Phys.* 38, 1.
- Forbush, S. y Casaverde, M., 1961: Equatorial Electrojet in Peru; *Carn. Inst. Publ.* 620.
- Maynard, N.C., 1967: Measurements of Ionospheric Currents off the Coast of Peru; *J. of Geophys. Res.*, 72, 1863.
- Ogbuehi, P.O. y Onwumehilli, A., 1964: Daily and Seasonal changes in the Equatorial Electrojet in Nigeria. *J. Atmosph. Terr. Phys.*, 26, 889.
- Onwumehilli, A., 1967: Geomagnetic Variations in the Equatorial Zone: "Physics of Geomagnetic Phenomena" (Edited by Matsushita, S. y Campbell, W.H.) Vol. I, 427.
- Shuman, B.M., 1970: Rocket Measurement of the Equatorial Electrojet; *Geophys. Res.*, 75, 3889.
- Siebert, M. y Kertz, W., 1957: Zur Zerlegung eines lokalen erdmagnetischen Feldes in ausseren un inneren Anteil. *Nachr. Akad. Wiss. Gottingen, Math-Physik Fl, IIa. Math. Phys. Chem. Abt.* 87.

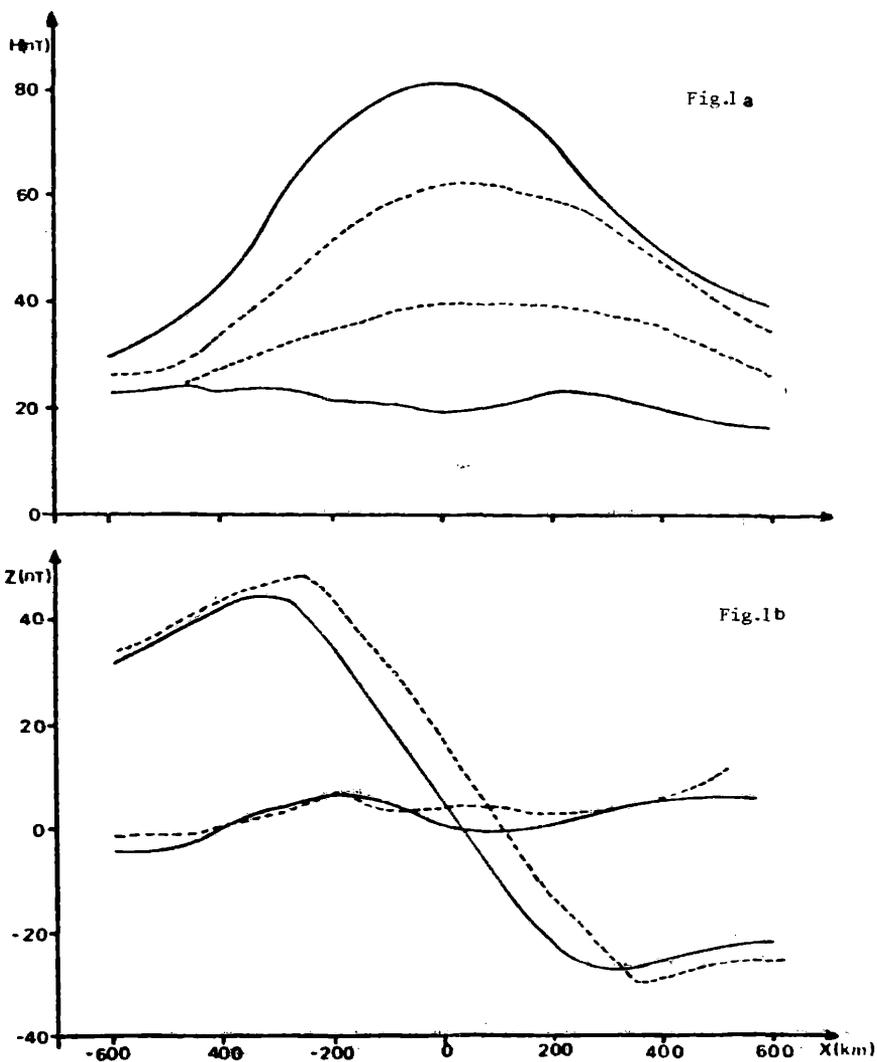


Fig. 1: Partes internas y externas de las componentes H y Z de las variaciones geomagnéticas diarias obtenidas por la aplicación del operador de Kertz. Línea llena, este trabajo; línea punteada, obtenido por Forbush y Casaverde (1961) para el Ecuador peruano. Ambos resultados normalizados a que el campo horizontal sea de 100 nT en Huancayo.

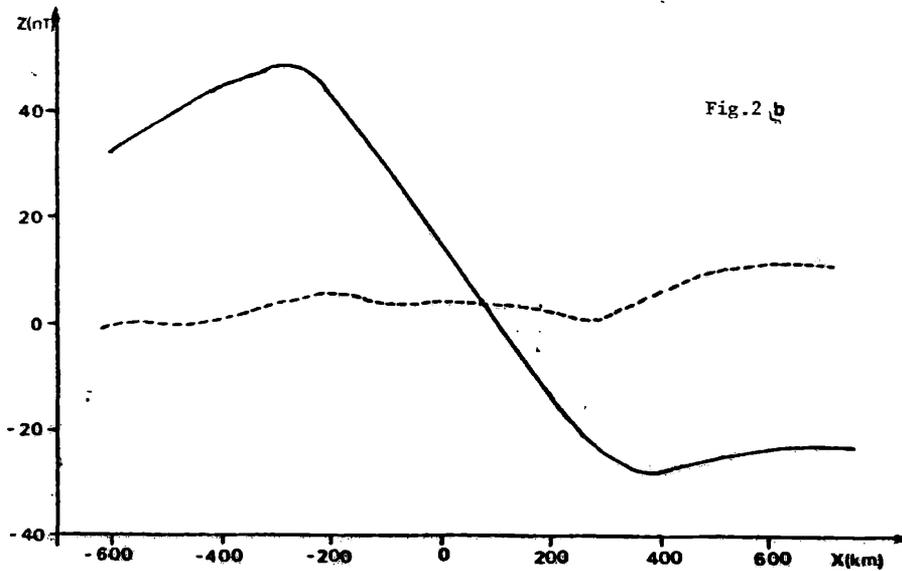
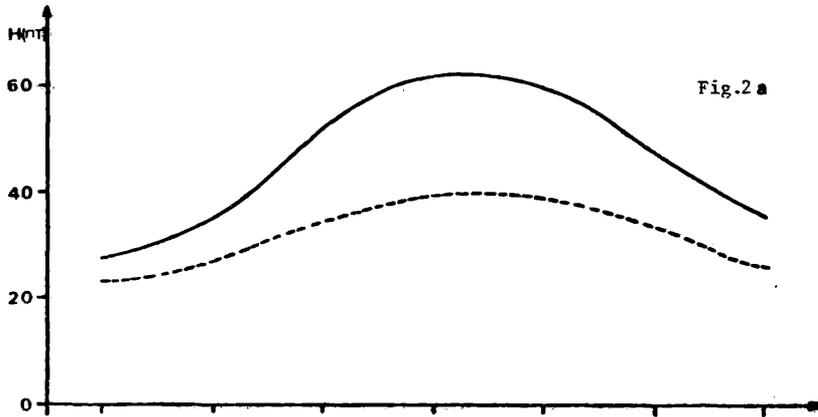


Fig. 2: Parte interna y externa de las componentes H y Z de las variaciones geomagnéticas obtenidas por la aplicación del operador integral. Como externo (línea llena); campo interno (línea punteada).

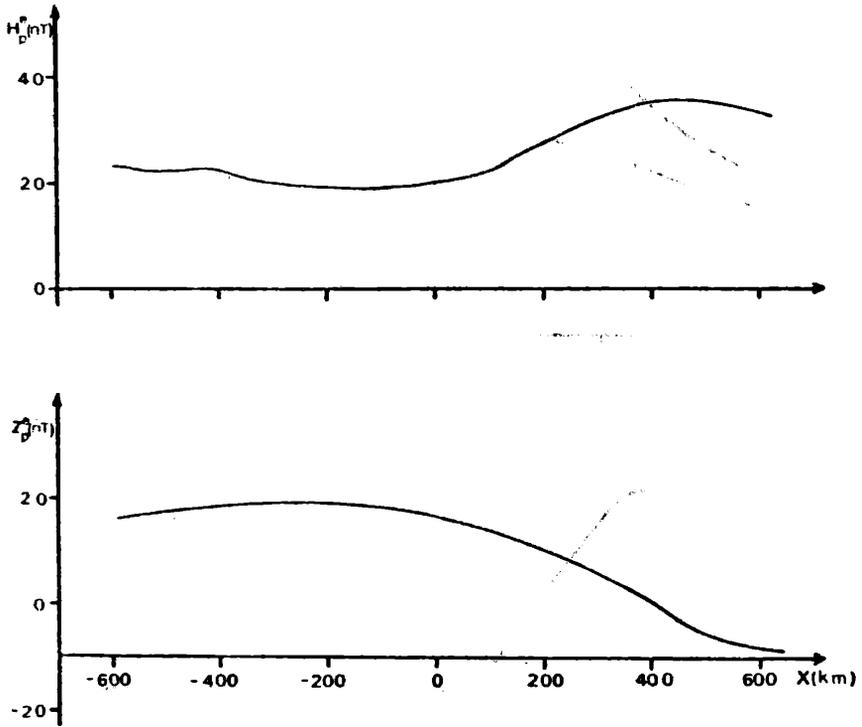


Fig. 3: Partes planetarias externas de las variaciones geomagnéticas para los componentes H y Z.

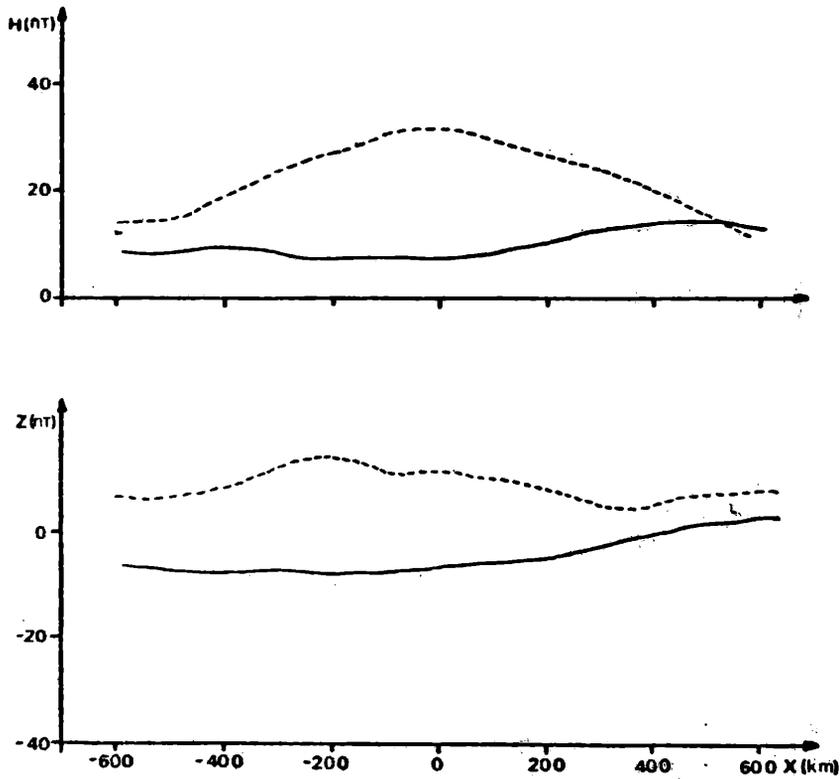


Fig. 4: Contribuciones normales $H_n = 0,4 H_p^e$; $Z_n = -0,4 Z_p^e$ (líneas llenas) y anomalías como diferencia entre el campo interno y la contribución normal (líneas punteadas) para las componentes H y Z del campo geomagnético. Ambos resultados están normalizados tal que el campo horizontal sea de 100 nT a 150 km del dip.

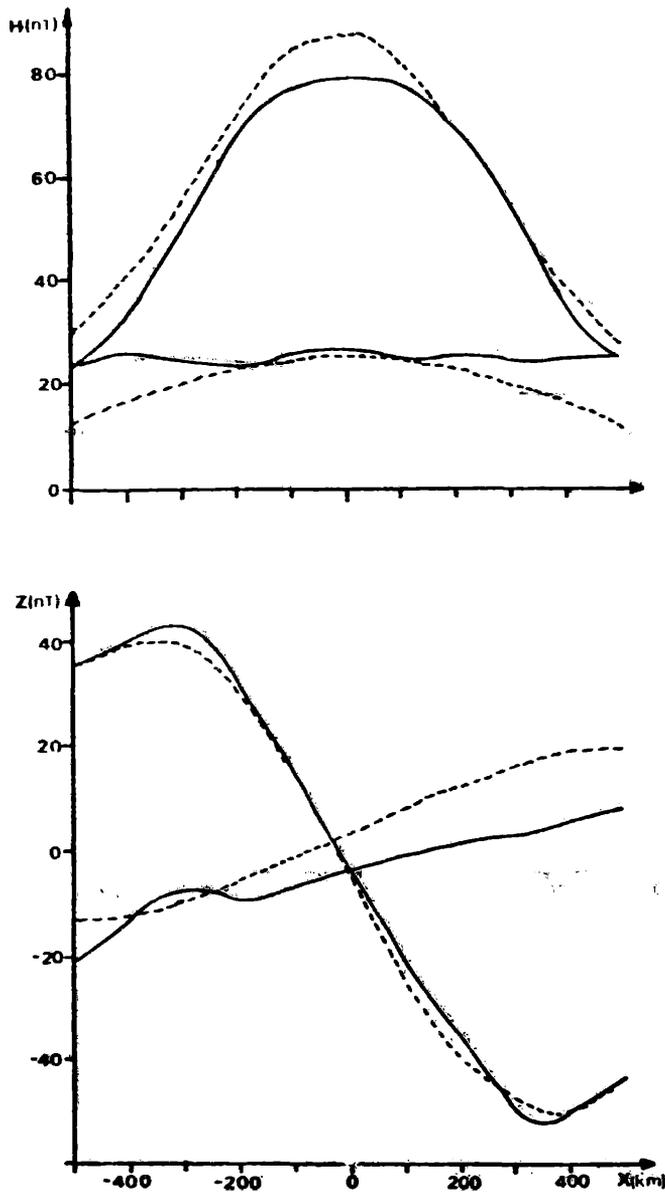


Fig. 5: Partes internas de las componentes H y Z de las variaciones geomagnéticas en Nigeria. Línea llena: el presente trabajo; línea punteada: obtenida por Onwumechilli (1967).

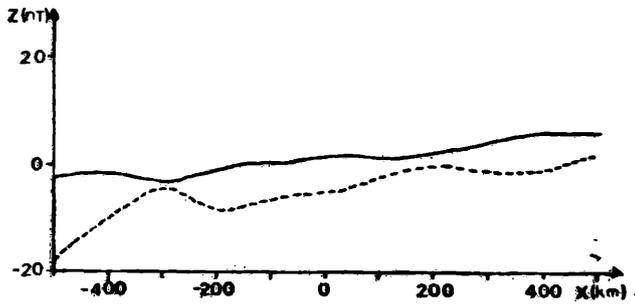


Fig. 6: Contribución normal $Z_n = -0,4 Z_p^e$ (línea llena), anomalía $Z_a^i = Z^i - Z_n$ (línea rayada) de la componente Z del campo geomagnético.

VARIANTE EN LA OBTENCION DEL TENSOR
REPRESENTATIVO DE UNA POBLACION DE FALLAS

Simón Gershanik y Carlota Gershanik de Vacchino
Observatorio Astronómico
Universidad Nacional de La Plata
La Plata, República Argentina

RESUMEN

Se revisa el problema de determinar el tensor de tensiones en una región en base de estrías existentes en una población de fallas. El mismo implica extraer una solución plausible de un sistema de ecuaciones homogéneas. Se indica como encararlo para que éstas resulten lineales y se da un método para compensar los datos básicos para el cálculo que se obtiene en el terreno.

ABSTRACT

The problem of determining the stress tensor representing a population of faults is revised. The same implies the search of a solution to a set of homogeneous equations. We show how to proceed in order for these equations to be linear and a least square method to compensate the basic field data is given.

1.- INTRODUCCION

En un trabajo relativamente reciente, considera E. Carev (1976) el problema de hallar un tensor representativo de las tensiones existentes en una región y se basa para ello en las estrías que pueden encontrarse en un conjunto de fallas de dicha región.

La citada autora asume que la componente tangencial $\vec{\tau}$ de la tensión $\vec{\sigma}$ que actúa sobre una falla cuya normal es $\vec{\nu}$ (fig. 1) coincide en dirección y sentido con la estría. Por lo tanto siendo \vec{s} un vector unitario coincidente con la estría, que podemos definir en base de sus componentes por la igualdad

$$\vec{s} = \bar{i}s_1 + \bar{j}s_2 + \bar{k}s_3 \quad (1)$$

será

$$\frac{\vec{\tau}}{|\vec{\tau}|} = \vec{s}.$$

Si ponemos

$$\vec{\nu} = \bar{i}\nu_1 + \bar{j}\nu_2 + \bar{k}\nu_3,$$

se tiene para la tensión $\vec{\sigma}$ la siguiente expresión matricial:

$$\vec{\sigma} = [\bar{i}, \bar{j}, \bar{k}] \left[\sum \right] \{ \nu_1, \nu_2, \nu_3 \} \quad (2)$$

en la cual las llaves sirven para indicar una matriz columna, y

$$\left[\sum \right] = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix}$$

Como $\vec{\tau}$ yace en el plano de falla resulta para ese vector la expresión siguiente:

$$\vec{\tau} = \vec{\sigma} - (\vec{\sigma} \cdot \vec{\nu}) \vec{\nu} \quad (3)$$

y si se define un vector \vec{u} unitario perpendicular a \vec{s} y \vec{v} , ó sea que

$$\vec{u} = \vec{s} \times \vec{v} = \bar{i}(s_2 v_3 - s_3 v_2) + \bar{j}(s_3 v_1 - s_1 v_3) + \bar{k}(s_1 v_2 - s_2 v_1) \quad (4)$$

se tendrá evidentemente

$$\vec{r} \cdot \vec{u} = 0 \quad (5)$$

Como esta última ecuación incluye las componentes σ_{ij} del tensor Σ , la autora propone obtener de ella elementos con los que consigue definir las direcciones de los autovectores de Σ , y para simplificar el problema sugiere la conveniencia de considerar que Σ es puramente deviatorico o lo que es igual que su traza $\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}$ es nula.

El problema fué considerado también por Armijo y Cisternas (1978) quienes indicaron cómo se puede obtener la dirección de los autovectores, así como un grandor R que da la relación entre las diferencias entre los módulos de los autovectores, en base de los datos v_1, v_2, v_3 y s_1, s_2, s_3 sin pasar por la previa obtención de las componentes σ_{ij} .

Para definir la dirección de los autovectores acuden esos autores a los ángulos de Euler, los cuales resultan vinculados con R y con los datos, por ecuaciones no lineales.

Como la solución de Carey usa solo parte de los datos de que se dispone, y la de Armijo y Cisternas, por ser no lineales sus ecuaciones, exige operar por sucesivas iteraciones que pueden a veces resultar de difícil convergencia, queremos revisar el problema y proponer otra forma de resolverlo. Se verá que si bien en la formación de los datos básicos el mismo es inevitablemente no lineal, no vale lo mismo en otros aspectos, y merced a ello el hallazgo de su solución se facilita considerablemente.

2.- LOS DATOS

En primer término deseamos clarificar de qué datos se dispone en realidad y cómo conviene tratarlos antes de su introducción en el problema.

Si bien los autores mencionados se manejan con las componentes de \vec{s} y de \vec{v} , es de notar que esos datos no se obtienen directamente en el terreno. Lo que en este último se mide en realidad es el buzamiento θ_v de la falla, el azimut A_v de su máxima pendiente, el ángulo cenital θ_s de la estría y su azimut A_s ; y datos estos de los que se puede deducir s_1, s_2, s_3 y v_1, v_2, v_3 que no son entre sí independientes.

En la figura 2, Π representa el plano de falla v , es su normal y s una estría; y en el triángulo esférico ABC de la misma puede verse que en efecto vale la siguiente relación:

$$\cos \theta_v \cos \theta_s + \sin \theta_v \sin \theta_s \cos (A_s - A_v) = 0$$

y por lo tanto, esta otra mas conveniente para nuestro objeto:

$$\cot \theta_v \cot \theta_s + \cos (A_s - A_v) = 0 \quad (6)$$

Antes de utilizar los datos medidos conviene entonces ajustarlos de modo que satisfagan a la (6), lo que puede hacerse sin mucha dificultad por el método de mínimos cuadrados, usando el recurso de los factores indeterminados de Lagrange (1957), del modo que explicamos a continuación.

Si designamos $\theta_1, \theta_2, A_1, A_2$, respectivamente a los valores de $\theta_v, \theta_s, A_v, A_s$ medidos en una falla y hacemos

$$\epsilon_1 = \theta_1 - \theta_v; \quad \epsilon_2 = \theta_2 - \theta_s; \quad \epsilon_3 = A_1 - A_v; \quad \epsilon_4 = A_2 - A_s$$

se puede formar la siguiente función en la cual λ es un factor constante indeterminado de Lagrange:

$$F = \sum \epsilon_i^2 + \lambda f(\theta_v, \theta_s, A_s, A_v) \quad (i=1 \dots 4) \quad (7)$$

expresión en la cual ponemos $f(\theta_v, \theta_s, A_s, A_v)$ en vez del primer miembro de (6).

La función F goza de la propiedad de que su mínimo coincide con el de $\sum \epsilon_i^2$ si f satisface a la (6).

Formando las ecuaciones que minimizan a F se obtiene:

$$\begin{aligned} \theta_v - \kappa \frac{\cot \theta_s}{2 \operatorname{sen}^2 \theta_v} &= \theta_1 \\ \theta_s - \kappa \frac{\cot \theta_v}{2 \operatorname{sen}^2 \theta_s} &= \theta_2 \\ A_v + \frac{\kappa}{2} \operatorname{sen} (A_s - A_v) &= A_1 \\ A_s - \frac{\kappa}{2} \operatorname{sen} (A_s - A_v) &= A_2 \end{aligned} \quad (8)$$

Las ecuaciones (8) y la (6) constituyen un sistema de cinco ecuaciones en las incógnitas $\theta_v, \theta_s, A_v, A_s$ cuyo valor interesa, y en el coeficiente κ que interviene en (7) cuyo valor no se conoce de antemano.

Ese sistema constituye la parte inevitablemente no lineal del problema, y para resolverlo habrá que acudir a un procedimiento de aproximaciones sucesivas, como el de Newton Raphsón. Para facilitar su solución conviene reducirlo primero a uno mas sencillo de solo dos incógnitas.

Para lograr esto último restemos miembro a miembro las dos últimas de (8), y pongamos

$$A_s - A_v = \alpha; \quad A_2 - A_1 = \delta \quad (9)$$

Con ello se obtiene

$$-\kappa = \frac{\delta - \alpha}{\operatorname{sen} \alpha} \quad (10)$$

Multiplicando el 2º término de la primera de (8) por $\cot \theta_v$ en el numerador y en el denominador y el 2º término de la 2a por $\cot \theta_s$ y teniendo presente la (6) y la (10) resulta:

$$\begin{aligned} \theta_v - (\delta - \alpha) \frac{\cot \alpha}{\operatorname{sen} 2\theta_v} &= \theta_1 \\ \theta_s - (\varepsilon - \alpha) \frac{\cot \alpha}{\operatorname{sen} 2\theta_s} &= \theta_2 \end{aligned} \quad (11)$$

Como α se puede despejar de la ecuación (6) en base de θ_s y de θ_v , el conjunto indicado en (11) constituye un sistema de dos ecuaciones en θ_s y θ_v . Dicho sistema se puede linealizar en primera aproximación, para su tratamiento por el método de Newton, desarrollando los primeros miembros en serie de Taylor a partir de $\theta_v = \theta_v^0$ y $\theta_s = \theta_s^0$. Con ello, y llamando f_1 al 2º término de la 1a ecuación de (11) y f_2 al de la 2a ecuación resulta:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_1}{\partial \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial \theta_s} \Delta \theta_s + \left(\frac{\partial f_1}{\partial \theta_v} + \frac{\partial f_1}{\partial \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial \theta_v} - 1 \right) \Delta \theta_v &= -(\theta_1 - \theta_1^0 + f_1) \\ \left(\frac{\partial f_2}{\partial \theta_s} + \frac{\partial f_2}{\partial \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial \theta_s} - 1 \right) \Delta \theta_s + \frac{\partial f_2}{\partial \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial \theta_v} \Delta \theta_v &= -(\theta_2 - \theta_2^0 + f_2) \end{aligned}$$

expresiones en las que las derivadas de α se sacan de la ecuación (6) para $\theta_v = \theta_v^0$ y $\theta_s = \theta_s^0$.

Una vez hallados θ_v y θ_s , las ecuaciones (8), (10) y las dos últimas de (8) permiten hallar κ , A_v y A_s .

3.- ECUACIONES PARA OBTENER EL TENSOR

Si establecemos que

$$\vec{r} = i r_x + j r_y + k r_z$$

se podrá escribir para cada plano de falla las siguientes dos ecuaciones independientes:

$$\tau_y - \tau_x \operatorname{tg} A_s = 0 \quad (12)$$

$$\sqrt{\tau_y^2 + \tau_x^2} - \tau_z \operatorname{tg} \theta_s = 0$$

Como la segunda de estas ecuaciones no es lineal es mejor usar en vez de ella la ecuación (5), la cual unida a la (12) deja definida la dirección de $\vec{\tau}$.

Como \vec{u} es perpendicular a $\vec{\tau}$, la (5) es equivalente a

$$\vec{\sigma} \cdot \vec{u} = 0$$

En forma mas explícita se tiene entonces:

$$\begin{aligned} &(\sigma_{11} v_1 + \sigma_{12} v_2 + \sigma_{13} v_3) u_1 + (\sigma_{12} v_1 + \sigma_{22} v_2 + \sigma_{23} v_3) u_2 + \\ &+ (\sigma_{13} v_1 + \sigma_{23} v_2 + \sigma_{33} v_3) u_3 = 0 \end{aligned} \quad (13)$$

siendo, como se desprende de (4):

$$u_1 = v_3 s_2 - v_2 s_3$$

$$u_2 = v_1 s_3 - v_3 s_1$$

$$u_3 = v_2 s_1 - v_1 s_2$$

Por su parte v_1, v_2, v_3 y s_1, s_2, s_3 estan dados (fig.2) por:

$$v_1 = \operatorname{sen} \theta_v \cos A_v; \quad v_2 = \operatorname{sen} \theta_v \operatorname{sen} A_v; \quad v_3 = \operatorname{cosen} \theta_v$$

$$s_1 = \operatorname{sen} \theta_s \operatorname{cosen} A_s; \quad s_2 = \operatorname{sen} \theta_s \operatorname{sen} A_s; \quad s_3 = \operatorname{cosen} \theta_s$$

Para tener la ecuación (12) en detalle se precise las componentes de $\vec{\tau}$. Estas se pueden deducir de la expresión (3), y de la misma resulta:

$$\tau_x = \sigma_{11} v_1 + \sigma_{12} v_2 + \sigma_{13} v_3 - q v_1$$

$$\tau_y = \sigma_{12} v_1 + \sigma_{22} v_2 + \sigma_{23} v_3 - q v_2$$

expresiones en las que obviamente

$$q = \sigma \cdot v$$

o mas detalladamente:

$$q = \sigma_{11} v_1^2 + \sigma_{22} v_2^2 + \sigma_{33} v_3^2 + 2 \sigma_{12} v_1 v_2 + 2 \sigma_{13} v_1 v_3 + 2 \sigma_{23} v_2 v_3$$

Escribiendo las ecuaciones (12) y (13) en base de lo precedente y factorizando en el resultado por las componentes de Σ resultan las siguientes dos ecuaciones homogéneas:

$$\begin{aligned} a \sigma_{11} + b \sigma_{22} + c \sigma_{33} + d \sigma_{12} + e \sigma_{13} + f \sigma_{23} &= 0 \\ a' \sigma_{11} + b' \sigma_{22} + c' \sigma_{33} + d' \sigma_{12} + e' \sigma_{13} + f' \sigma_{23} &= 0 \end{aligned} \quad (14)$$

en las cuales

$$a = -(v_2 v_1^2 + (v_1 - v_1^3) \operatorname{tg} A_s)$$

$$b = v_2 - v_2^3 + v_1 v_2^2 \operatorname{tg} A_s$$

$$c = -v_3^2 v_2 + v_1 v_3^2 \operatorname{tg} A_s$$

$$d = v_1 - 2 v_1 v_2^2 + (2 v_1^2 v_2 - v_2) \operatorname{tg} A_s$$

$$e = -2 v_1 v_2 v_3 - (v_3 - 2 v_1^2 v_3) \operatorname{tg} A_s$$

$$f = v_3 - 2 v_2^2 v_3 + 2 v_1 v_2 v_3 \operatorname{tg} A_s$$

$$a' = v_1 u_1; \quad b' = v_2 u_2; \quad c' = v_3 u_3$$

$$d' = v_2 u_1 + v_1 u_2; \quad e' = v_3 u_1 + v_1 u_3; \quad f' = v_3 u_2 + v_2 u_3$$

Por cada plano de falla se podrá formar una pareja de ecuaciones como la (14) en las seis componentes de Σ como incógnitas.

Para lograr información respecto de estas últimas se necesitará por lo tanto datos de al menos tres planos de falla con los que se podrá formar seis ecuaciones. Como esas ecuaciones son homogéneas solo se podrá obtener cinco incógnitas en función de una que se elija como básica. Dividiendo por ella resulta un sistema lineal de seis ecuaciones con cinco incógnitas que se puede resolver por el método de mínimos cuadrados. Igual procedimiento puede seguirse si se dispone de datos de más de tres planos de falla.

Como cada una de las incógnitas puede ser tomada como divisor se podrá formar seis grupos distintos de ecuaciones y elegir de las soluciones que les correspondan, la que produzca la menor suma de los cuadrados de los errores.

4.- OBTENCION DE LOS AUTOVECTORES

Para lograr información acerca de los autovectores, se debe formar, como es sabido, primero la ecuación de 3er grado en los autovalores λ :

$$\begin{vmatrix} \sigma_{11} - \lambda & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{12} & \sigma_{22} - \lambda & \sigma_{23} \\ \sigma_{13} & \sigma_{23} & \sigma_{33} - \lambda \end{vmatrix} = 0 \quad (15)$$

Esa ecuación expresa la compatibilidad del siguiente sistema homogéneo

$$\begin{aligned} (\sigma_{11} - \lambda)x + \sigma_{12}y + \sigma_{13}z &= 0 \\ \sigma_{12}x + (\sigma_{22} - \lambda)y + \sigma_{23}z &= 0 \\ \sigma_{13}x + \sigma_{23}y + (\sigma_{33} - \lambda)z &= 0 \end{aligned} \quad (16)$$

En el mismo x y z representan las coordenadas de un punto de uno cualquiera de los autovectores.

De la (15) se puede obtener tres raíces $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$. Cada una de esas raíces introducida en el sistema (16) permite obtener relaciones entre las coordenadas x y z que podemos escribir abreviadamente así:

$$y = b_i x ; \quad z = c_i x ; \quad (i = 1, 2, 3) \quad (17)$$

los coeficientes b_i, c_i correspondiendo a la raíz λ_i .

Los cosenos directores de los autovectores están dados por

$$l_i = \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} ; \quad m_i = \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} ; \quad n_i = \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} ;$$

resulta por lo tanto para ellos en base de (17)

$$l_i = \frac{1}{\sqrt{1 + b_i^2 + c_i^2}} ; \quad m_i = \frac{b_i}{\sqrt{1 + b_i^2 + c_i^2}} ; \quad n_i = \frac{c_i}{\sqrt{1 + b_i^2 + c_i^2}} \quad (18)$$

Si en vez de σ_{ij} , se pone en (15) grandores $\frac{\sigma_{ij}}{a}$, siendo un divisor constante, las raíces resultarán iguales a $\frac{\lambda_i}{a}$. Consecuentemente de las ecuaciones (16) escritas en base de $\frac{\sigma_{ij}}{a}$ y de esas raíces, resultarán para x y z las relaciones (17) sin cambio, y sin cambio resultarán también los cosenos directores l_i, m_i, n_i . Para hallar su valor, se podrá poner entonces en (15), la unidad en vez de la componente del tensor que se usara como divisor, y el valor de las raíces de las ecuaciones normales en vez de los restantes grandores σ_{ij} .

Una vez obtenidos los cosenos directores l_i, m_i, n_i se podrá calcular las componentes que en base de las referidas raíces cabe asignar a los tres autovectores. Para ello solo habrá que aplicar la fórmula (2), poniendo l_i, m_i, n_i en vez

de v_1, v_2, v_3 . Dichas componentes no son absolutas sino que su valor está referido a la hipótesis de que uno de los σ_j es igual a la unidad.

BIBLIOGRAFIA

- Armijo R. Y Cisternas A. (1978): Un problème inverse en micro-tectonique cassante, Comptes Rendus, Acad. Sc. Paris, T. 287. Serie D. p. 595-598.
- Carey E. (1976): Analyse numerique de un modèle applie a l' etude d' une population des Failles, Thèse, 3^e cycle, Centre d' Orsay, Juin 1976.
- Key Pastor J., Pi Calleja F., Trejo C.A. (1957): Análisis Matemático T.II p. 219.

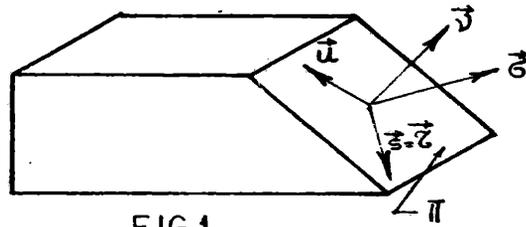


FIG.1

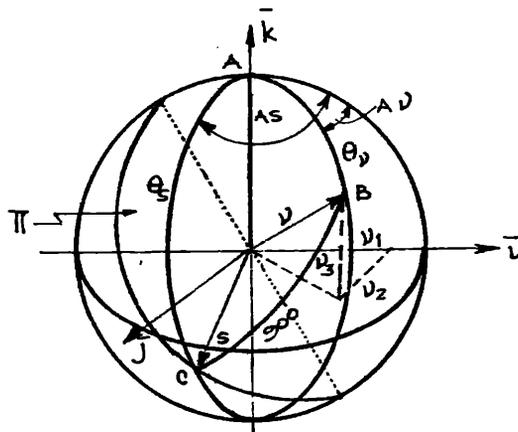


FIG.2

LAS ANOMALIAS NOCTURNAS DE FASE EN MBF Y EL OXIGENO ATOMICO
EN LA MESOSFERA - Parte I: Datos Experimentales

Olga I. Pintado y Rodolfo G. Ezquer
Laboratorio de Ionósfera - Instituto de Física
Universidad Nacional de Tucumán
Sandro M. Radicella y Valdis Restbergs
Centro Argentino de Estudios de Radiocomunicaciones y
Compatibilidad Electromagnética, Buenos Aires

RESUMEN

Se han analizado los registros de muy baja frecuencia (MBF) recibidos en Tucumán entre 1973 y 1976, buscando anomalías nocturnas de fase (ANF) del tipo observado por Chilton y Radicella en el mismo circuito transecuatorial en 1963-1964, encontrándose un total de 8 noches que presentan dichas anomalías de manera bien definida. Utilizando la teoría de guía de ondas de Wait y el modelo de concentración electrónica obtenido por dos de los autores (R. y R.) se ha calculado la evolución de la altura de la guía de ondas durante las anomalías como así también los cambios de gradiente de conductividad en la región de reflexión. Los resultados muestran que la base de la capa D nocturna ha descendido hasta 12 Km durante la anomalía más pronunciada.

ABSTRACT

Tucumán VLF records for the 1973-1976 period have been analyzed, looking for nighttime phase anomalies (NPA) of the type observed by Chilton and Radicella for the same transequatorial propagation path in 1963-1964. Eight NPA have been found. The height and conductivity gradient variations of the waveguide during the NPA have been computed, using the Wait's waveguide theory and the electron concentration model obtained by two of the authors (R. and R.). The results show that the base of the D region has descended up to 12 Km during the largest anomaly.

INTRODUCCION

La fase y la amplitud de una onda de muy baja frecuencia (MBF) que se propaga en la guía de ondas Tierra-ionósfera permanece constante, si la altura y la concentración electrónica de la misma no varían. Este comportamiento es observado durante el día y durante la noche en los registros obtenidos en Tucumán (Argentina) de la señal de 24 KHz emitida por NBA (Balboa, Panamá).

Chilton y Radicella (1965) observaron fuertes anomalías nocturnas de fase (ANF), como las que se muestran en la figura 1, acompañadas por variaciones en la amplitud.

En el presente trabajo se estudia el comportamiento de las ANF observadas en Tucumán en el período 1973-1976, descartando posibles efectos de propagación y analizando las variaciones de la guía de ondas que pueden causar las mismas.

DESARROLLO TEORICO

Del análisis de los registros que no muestran las variaciones periódicas de fase y amplitud debidas a la interferencia entre los modos de propagación que se presentan durante la noche, es posible descartar que las ANF sean atribuibles a problemas de propagación.

Como consecuencia de lo anterior las variaciones observadas deben ser consideradas como cambios reales de la densidad electrónica en la ionósfera inferior que originan alteraciones de la guía de ondas Tierra-ionósfera.

Para una onda de MBF que se propaga en la guía de ondas sobre una distancia mayor que 500 Km, el campo eléctrico en el receptor puede ser escrito de la siguiente manera (Wait, 1962):

$$E = A \exp(j\phi) \quad (1)$$

donde A es la intensidad de campo y ϕ la fase de la onda recibida, que dependen de las propiedades eléctricas de las paredes de la guía de ondas, de su altura, de la velocidad de fase y de la razón de atenuación.

Wait y Spies (1964) discutieron esta dependencia para algunos modelos sencillos. En este trabajo se usará el modelo exponencial, en el cual la densidad electrónica N y la frecuencia de colisión v varían exponencialmente con la altura h.

Se define el parámetro de conductividad

$$\omega_r = \omega_0^2 / \nu \quad (2)$$

donde: $\omega_0^2 = Ne^2/m\epsilon_0$ es la frecuencia angular del plasma
 e la carga del electrón
 m la masa del electrón
 ϵ_0 la permitividad del vacío

que también puede ser expresado de la forma:

$$\omega_r = \omega_{ro} \exp\{\beta(h-h_0)\} \quad (3)$$

donde: $\omega_{ro} = 2,5 \cdot 10^5 \text{ seg}^{-1}$

h_0 altura de la guía de ondas

β gradiente de conductividad

h_{ro} determina la altura de reflexión.

Durante los eventos analizados h_0 y β varían en cantidades Δh_0 y $\Delta\beta$ produciendo cambios en la fase y la amplitud de la onda registrada.

Estos cambios de fase y amplitud pueden escribirse en función de la variación de β y h_0 de la siguiente manera:

$$\Delta\phi = \phi(\beta', h_0') - \phi(\beta, h_0) = \frac{\delta\phi}{\delta\beta} \Delta\beta + \frac{\delta\phi}{\delta h_0} \Delta h_0 \quad (4)$$

$$\Delta A = A(\beta', h_0') - A(\beta, h_0) = \frac{\delta A}{\delta\beta} \Delta\beta + \frac{\delta A}{\delta h_0} \Delta h_0 \quad (5)$$

$\Delta\phi$ y ΔA son las variaciones de fase y amplitud obtenidas de los registros de MBF.

Con esto se puede escribir:

$$\Delta h_0 = (\Delta A \frac{\delta\phi}{\delta\beta} - \Delta\phi \frac{\delta A}{\delta\beta}) (\frac{\delta A}{\delta h_0} \frac{\delta\phi}{\delta\beta} - \frac{\delta A}{\delta\beta} \frac{\delta\phi}{\delta h_0})^{-1} \quad (6)$$

$$\Delta\beta = (\Delta A \frac{\delta\phi}{\delta h_0} - \Delta\phi \frac{\delta A}{\delta h_0}) (\frac{\delta A}{\delta\beta} \frac{\delta\phi}{\delta h_0} - \frac{\delta A}{\delta h_0} \frac{\delta\phi}{\delta\beta})^{-1} \quad (7)$$

Para determinar las derivadas parciales que aparecen en las ecuaciones (6) y (7) se debe conocer la variación de la velocidad de fase y de la razón de atenuación de la onda con la altura de la guía de ondas (h_0) y el gradiente de conductividad (β) y conocer los valores de h_0 y β para la altura de reflexión.

Del modelo de densidad electrónica nocturna obtenidos por Radicella y Restbergs (1980) se calcula que la altura de la guía de ondas es de 81 Km y que el gradiente de conductividad es de $0,87 \text{ Km}^{-1}$

en condiciones normales.

Como el camino de propagación está en dirección norte-sur y su longitud es mucho mayor que la altura de la guía de ondas, el coseno del ángulo de incidencia se puede escribir (Wait, 1962):

$$C_n^2 = \frac{(12n-5) \frac{\pi}{6} - \left(\frac{2ka}{3}\right) \left(\frac{2h_0}{a}\right)^{3/2} - j\alpha_0 \left(\frac{2h_0}{a}\right)^{1/2}}{ka \left(\frac{2h_0}{a}\right)^{1/2} + j\alpha_0 \left(\frac{2h_0}{a}\right)^{-1/2}} \quad (8)$$

donde: n es el número de modo

k el número de onda

a el radio de la Tierra

h_0 la altura de la guía de ondas

α_0 un coeficiente que se obtiene a partir del coeficiente de reflexión

Con esto se puede calcular la velocidad de fase y la razón de atenuación a partir de las siguientes ecuaciones (Wait, 1962):

$$\frac{v}{c} - 1 = \frac{1}{\text{Re}S_n} - 1 \quad (9)$$

$$\text{Atenuación en dB por 1000 Km recorridos} = -\text{Im}(S_n) \frac{2\pi}{\lambda} 8,68 \cdot 10^3 \quad (10)$$

donde $S_n^2 = (1 - C_n^2)$, y λ está expresado en Km.

Usando las ecuaciones (8), (9) y (10) y los valores de α_0 calculados por Wait y Walters (1963) se obtienen los siguientes valores para las derivadas parciales:

$$\frac{\delta\phi}{\delta h_0} = -2,70 \cdot 10^{-1} \text{Km}^{-1} \quad \frac{\delta E}{\delta h_0} = 23,6 \text{ dB/Km}$$

$$\frac{\delta\phi}{\delta B} = 2,50 \cdot 10^{-1} \text{Km} \quad \frac{\delta E}{\delta B} = 8,20 \cdot 10^2 \text{ dB.Km}$$

DISCUSION

Se analizaron los registros obtenidos entre el 27/8/73 y el 4/11/76 obteniéndose 8 eventos de ANF.

Usando las ecuaciones (6) y (7) se calculan las variaciones de altura de reflexión (Δh_0) y el gradiente de conductividad (ΔE) con intervalos de 5 minutos, desde que comienza hasta que termina el evento. Estos resultados se muestran en la figura 2.

En la ANF del 11/10/73 (Figura 2a) se observa que a las 0300

TU comienza a producirse una disminución de la altura de la gufa de ondas y simultaneamente un incremento en el gradiente de conductividad. Estos parámetros alcanzan su máxima variación hacia las 0435 TU ($\Delta h_0 = -6,92 \text{ Km}$ y $\Delta B = 0,17 \text{ Km}^{-1}$), manteniéndose un valor alto por intervalo de 1 hora aproximadamente. A las 0500 TU comienza a recuperarse y a las 0610 TU ambos parámetros han alcanzado su valor normal. Durante la aparición de esta ANF el índice magnético Kp toma un valor máximo de 2, el Dst no supera los 10 γ y AE alcanza un valor máximo de 239 γ , por lo que se puede considerar que es un día magnéticamente tranquilo.

El 16/10/73 (Figura 2b) la ANF comienza a las 0420 TU y tiene una duración aproximada de 3 horas. En este caso el comportamiento de los parámetros analizados es similar al del caso anterior, incluso en los valores máximos alcanzados ($\Delta h_0 = -5,35 \text{ Km}$ y $\Delta B = 0,15 \text{ Km}^{-1}$). El índice Dst es mayor que en el evento analizado anteriormente. Hacia el final de la anomalía se produce el SC de una tormenta geomagnética, y simultaneamente hay un incremento en el índice AE que alcanza un valor de 557 γ a las 0700 TU. Estas perturbaciones magnéticas no parecen alterar el desarrollo de la ANF.

El 20/10/73 (Figura 2c), la ANF comienza a manifestarse hacia las 0200 TU y tiene una duración de 1 hora 30 minutos. En este caso las variaciones Δh_0 y ΔB son más bruscas que en los casos analizados anteriormente. Un análisis de los índices magnéticos indica que no hay perturbaciones (Máximas variaciones: $\Delta h_0 = -5,21 \text{ Km}$ y $\Delta B = 0,15 \text{ Km}^{-1}$).

La ANF que se presenta el 25/10/73 (Figura 2d) comienza a las 0140 TU y finaliza a las 0640 TU. En este caso tanto Δh_0 como ΔB tienen una variación lenta hasta alcanzar un máximo a las 0400 TU ($\Delta h_0 = -8,81 \text{ Km}$ y $\Delta B = 0,25 \text{ Km}^{-1}$) y desde allí hay una recuperación lenta hasta que alcanza nuevamente los valores normales. Un estudio de los índices magnéticos Kp, Dst y AE pone de manifiesto que este es el día más tranquilo de todos los analizados.

El día 29/10/73 (Figura 2e) es el día más perturbado con un índice Kp=6 al comienzo de la anomalía, Dst también alto y un índice AE que en todo momento es mayor que 400 γ alcanzando a veces valores de 700 γ . Esta ANF comienza a las 0240 TU y finaliza a las 0800 TU. El comportamiento de las variaciones de altura y de gradiente de conductividad es similar al del caso anterior, pero ahora los valores máximos alcanzados son $\Delta h_0 = -12,75 \text{ Km}$ y $\Delta B = 0,37 \text{ Km}^{-1}$. Este evento es el de más larga duración (5 horas 20 minutos).

El 9/11/73 (Figura 2f) durante la ANF, los parámetros analizados presentan un comportamiento muy irregular y sus valores máximos son grandes, $\Delta h_0 = -9,51$ Km y $\Delta B = 0,26$ Km⁻¹, además es un evento de larga duración (aproximadamente 4 horas), sin embargo este es un día magnéticamente tranquilo.

El 21/11/73 (Figura 2g) se observa que los valores del índice magnético Dst son altos, mientras que Kp tiene un máximo de 3. La anomalía comienza a las 0030 TU y termina a las 0400 TU. Δh_0 y ΔB tienen comportamientos irregulares, presentando máximos bien marcados, con valores extremos $\Delta h_0 = -7,10$ Km y $\Delta B = 0,20$ Km⁻¹ a las 0215 TU.

El 8/1/74 (Figura 2h) se observa la anomalía de más corta duración (50 minutos). Presenta variaciones bruscas de los parámetros analizados, y a diferencia de la otra anomalía de corta duración observada el 20/10/73 (Figura 2c), presenta un máximo bien marcado a las 0305 TU donde $\Delta h_0 = -8,57$ Km y $\Delta B = 0,15$ Km⁻¹. Este día es magnéticamente tranquilo aunque se observa un crecimiento del índice Dst.

La tabla I resume las características de las ANF analizadas.

CONCLUSIONES

1.-Se descarta la posibilidad de que las ANF sean un problema de propagación.

2.-Por los resultados presentados, se puede decir que las ANF no tienen una dependencia directa con las variaciones de la actividad geomagnética, ya que se observan comportamientos similares de Δh_0 y ΔB en días magnéticamente diferentes, tal es el caso a las anomalías del 11/10/73 y 16/10/73 (Figura 2a y 2b) y del 25/10/73 y 29/10/73 (Figuras 2e y 2f).

3.-Dado que las perturbaciones geomagnéticas no pueden explicar las ANF y su causa no puede ser, en forma directa, la variación de la radiación solar, se intenta una interpretación aeronómica vinculada con la distribución de componentes menores en la mesósfera (Ver parte II).

BIBLIOGRAFIA

- Burges, B. y Jones, T.B., 1967: Solar flares effects and VLF radiowaves observations of the lower ionosphere; *Radio Science*, 2, 619-626.
- Chilton, J.C. y Radicella, S.M., 1965: Differences between transequatorial and middle latitude VLF propagation; *Proc. on the 2° International Symposium on Equatorial Aeronomy, Brazil*, 33-39.
- Radicella, S.M. y Restbergs, V., 1980: Oxygen allotropes concentrations and electron density profiles in the nighttime D region; aceptado para su publicación en el *J. Atmos. Terr. Phys.*
- Wait, J.R., 1962: *Electromagnetic waves in stratified media*; Pergamon Press, Nueva York.
- Wait, J.R., 1963: Influence of the lower ionosphere on propagation of VLF waves to great distances; *J. of Res. of the NBS*, 67, 375-381.
- Wait, J.R., 1978: Concise theory of radio transmission in the earth-ionosphere waveguide; *Reviews of Geophys. and Space Phys.*, 16, 320-326.
- Wait, J.R. y Spies, K.P., 1964: Characteristics of the earth-ionosphere waveguide for VLF radio waves; *NBS Technical Note N°300*.
- Wait, J.R. y Walters, L.C., 1963: Reflection of VLF radio waves from an inhomogeneous ionosphere. Part I; Exponential varying isotropic model; *J. of Res. of the NBS*, 67, 361-367.

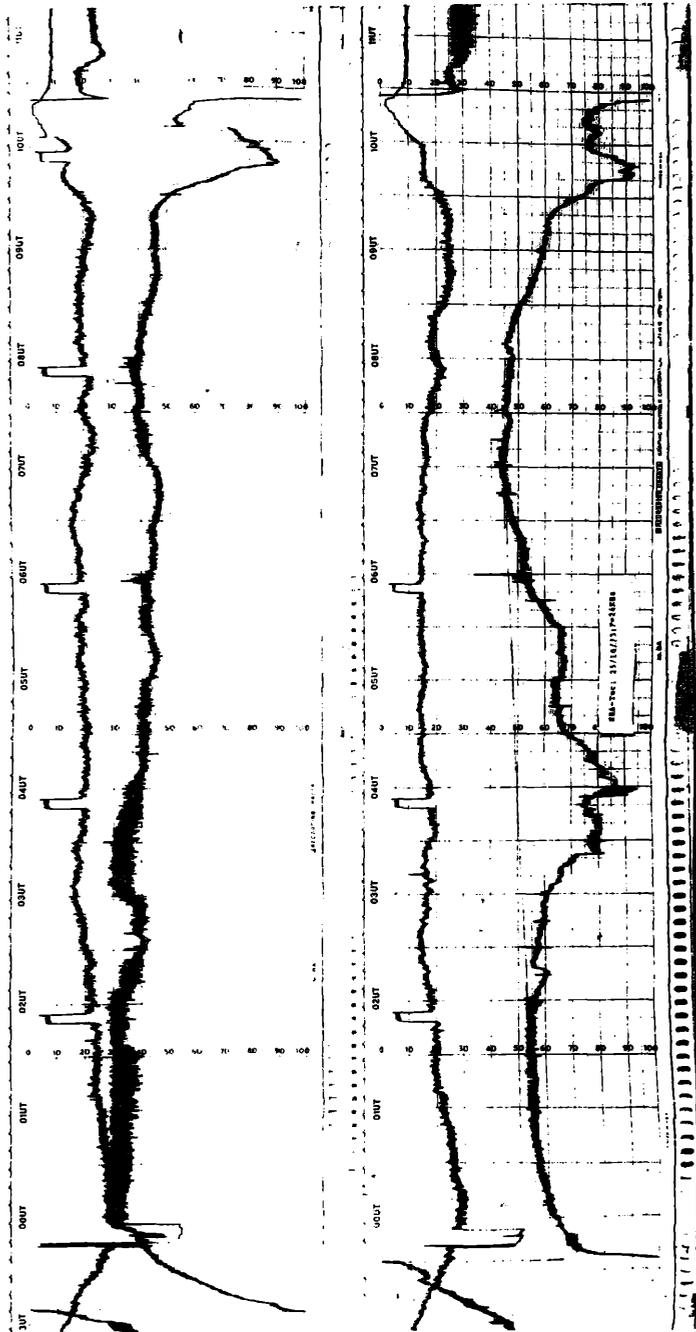


Figura 1: Registros de fase y amplitud para una noche normal (24/10/73) y una noche donde aparece la ANF (25/10/73)

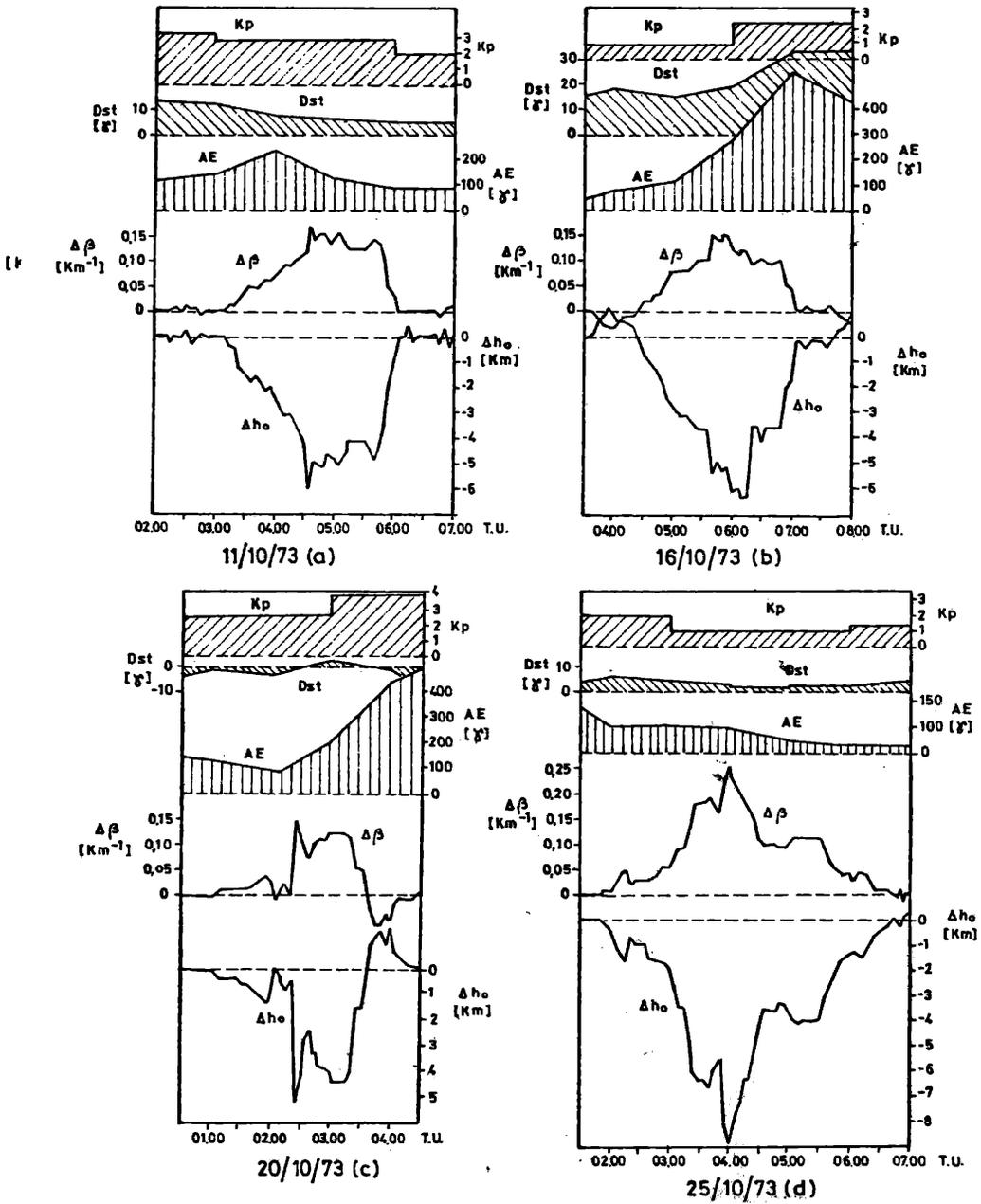


Figura 2: Variación de altura de la guía de ondas y del gradiente de conductividad durante las ANF

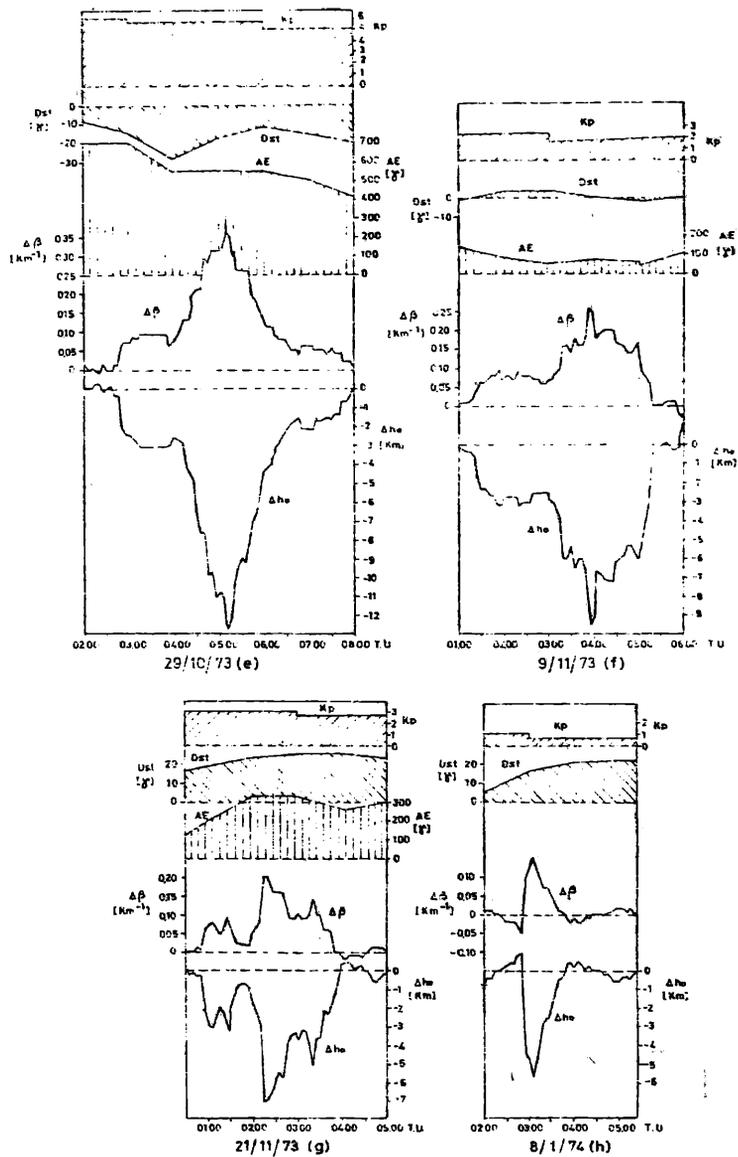


Figura 2: Variación de altura de la guía de ondas y del gradiente de conductividad durante las ANF

Tabla I
Características de las ANF observadas en el circuito NBA-Tucumán

Fecha	Hora máx. variación de altura	Duración apro. (hs)	Δh_0 máx. (Km)	$\Delta \beta$ máx. (Km ⁻¹)	Indices geomagnéticos		
					Dst(γ)	Kp	
11/10/73	0435	3.10	-6,02	0,17	6	3	239
16/10/73	0550	3.00	-5,35	0,15	19	2 ⁺	279
20/10/73	0225	1.30	-5,21	0,15	-3	3 ⁻	209
25/10/73	0400	5.00	-8,81	0,25	2	1	101
29/10/73	0510	5.20	-12,75	0,37	-18	6 ⁻	555
9/11/73	0355	4.00	-9,51	0,26	0	2	71
21/11/73	0215	3:30	-7,10	0,20	23	3	315
8/1/74.	0305	0.50	-5,57	0,15	16	1	-

LAS ANOMALIAS NOCTURNAS DE FASE EN MBF Y EL
OXIGENO ATOMICO EN LA MESOSFERA
Parte II: PROCESOS AERONOMICOS INVOLUCRADOS

Sandro Radicella y Valdis Restbergs
Centro Argentino de Estudios de Radiocomunicaciones
y Compatibilidad Electromagnética
Buenos Aires, Argentina.

Olga Pintado y Rodolfo Ezquer
Laboratorio de Ionósfera, Instituto de Física,
Universidad Nacional de Tucumán
Tucumán, Argentina

RESUMEN

Se han analizado los resultados de la Parte I de este trabajo, teniendo en cuenta el modelo obtenido por Radicella y Restbergs. Estos mostraron en otro trabajo que el parámetro que controla la densidad electrónica y la altura de la base de la región D nocturna es la distribución del oxígeno atómico en la mesósfera. Se consideraron también los resultados experimentales de Dickinson y otros que muestran la estrecha relación entre los perfiles de densidad electrónica y de oxígeno atómico medidos simultáneamente. Se discuten en este trabajo las implicancias de los resultados de la Parte I deduciéndose, como explicación de los mismos, la presencia de grandes desplazamientos verticales de oxígeno atómico en la región ecuatorial.

ABSTRACT

Sudden phase anomaly (SPA) events have been analysed in Part I utilizing the electron density profile deduced by Radicella and Restbergs. They have shown that the distribution of atomic oxygen concentration is the parameter which controls both the electron density and the height of the night time D region level. Experimental results given by Dickinson et al., which show a tight correlation between the measured electron density profiles and that of the atomic oxygen, have been taken into account. The aeronomical interpretation of the results obtained in Part I is discussed; the explanation of the observed SPA are attributed to variations in atomic oxygen concentration due to large vertical displacements in the equatorial region.

INTRODUCCION

En la Parte I de este trabajo se han mostrado eventos en la recepción de señales en muy baja frecuencia (MBF) durante la noche, que no parecen relacionables con perturbaciones geomagnéticas. En esta parte del trabajo se analizan los eventos en MBF en función de posibles cambios aeronómicos en la ionósfera inferior nocturna. La información experimental descrita en la Parte I reflejaría las variaciones del perfil de densidad electrónica en la ionósfera inferior nocturna.

Debe tenerse en cuenta, sin embargo, que lo dicho en el párrafo anterior se refiere a una condición promedio a lo largo del camino de la onda y durante el tiempo que dura el evento; ello limita el valor de las deducciones aeronómicas que puedan inferirse.

REGION I

Debido a procesos de ionización primaria por radiación X estelar y difusa, radiación cósmica galáctica, radiación Lyman alfa dispersa en la geocorona y por precipitación de partículas subsisten en condiciones nocturnas, electrones libres en la mesósfera, (Aikin A.C., 1971, Wratt D.S., 1976, Swider W., 1978). La química iónica determina la concentración electrónica entre los 60 km y 85 km de altura, debido a la alta densidad de especies moleculares y a la presencia de componentes neutros minoritarios. Radicella S.M. y Restbergs V., (1980) utilizan un modelo general de la química de iones negativos, encuentran que el componente minoritario oxígeno atómico es el que determina el perfil de la densidad electrónica en condiciones nocturnas normales. Dickinson P.G.H. y otros (1980) muestran esta dependencia en mediciones simultáneas de concentración electrónica y del oxígeno atómico en total coincidencia con el análisis teórico mencionado, Fig. 2 y 3.

Offerman D. y otros, (1979), Beynon W.J.G., y otro, (1976), Abdu M.A. y Batista S.I. (1979), Chakrabarty P. y otro, (1979), Chakrabarty D.K. y otro (1978), Ratnasiri P.A.J., (1977), Ogawa T. y Shimazaki T., (1975), Ackerman M. (1979), Gnalaningam S. y Kane J.A. (1978), discuten la importancia del aumento del monóxido de nitrógeno en el incremento de densidad electrónica observado durante ciertas condiciones ionosféricas. La ionización de este componente minoritario, por la radiación Lyman α , es dominante por encima de los 77 km de altura, Fig. 1.

Arnold F. y Krankowsky, (1977), Thomas L., (1976) y Kopp E., (1980), entre otros, consideran que la influencia de la temperatura en los coeficientes de velocidad de las reacciones químicas, pueden producir variaciones en el perfil electrónico.

Utilizando el modelo químico y la metodología introducidos por Restbergs V. y Radicella S.M. (1976), se puede investigar la importancia relativa de los distintos parámetros aeronómicos mencionados sobre el perfil de densidad electrónica nocturna, Fig. 4. De ella se deduce que la variación de la temperatura no introduce cambios sensibles en el perfil, mientras que un aumento importante de la concentración del monóxido de nitrógeno modifica marcadamente la forma del mismo.

INTERPRETACION AERONOMICA DE LAS ANOMALIAS DE FASE NOCTURNAS (AFN)

Teniendo en cuenta la relación existente entre la conductividad y sus variaciones y la de la densidad electrónica de la Fig. 2 de la Parte I, utilizando la metodología indicada, se deduce que el máximo de variación del gradiente de densidad electrónica es de sólo un 17%. Esto hace suponer entonces que si los eventos son relacionados a un proceso aeronómico, ellos reflejarían un descenso de la capa ionizada sin una modificación importante de la forma del perfil, Fig. 5. Considerando la variación de los perfiles de densidad electrónica de la Fig. 2, calculados para distintas concentraciones de oxígeno atómico, se deduce que las variaciones de fase y amplitud de las señales en MBF observadas, pueden ser atribuidas a una modificación de la concentración de oxígeno atómico en la mesósfera. Si, por otra parte se quiere atribuir las AFN observadas a una variación de la concentración de monóxido de nitrógeno, la Fig 4 muestra que el perfil de densidad electrónica resultante daría lugar a variaciones del coeficiente β mucho más importante que las observadas.

Por lo anterior y utilizando los resultados de variación en la concentración del oxígeno atómico observados por Wasser B. y Donahue T.M., (1979); Krankowsky y otro., (1979), Arnold F. y Krankowsky D., (1977) y Dickinson P.G.H. y otros, (1980), se ha estimado la variación en la densidad de oxígeno atómico que pudiera dar lugar a las fases máximas de los eventos observados en MBF, Fig. 6. Variaciones en la concentración del oxígeno atómico como las calculadas en este trabajo son observadas experimentalmente por Dickinson P.G.H. y otros, (1980) Fig. 3, acompañadas siempre por una variación similar en la densidad electrónica.

Los casos en donde la variación en altura (Δh) calculada es superior a los 6 Km, a lo que corresponderían variaciones de la distribución de oxígeno atómico que exceden, según nuestro conocimiento, a lo observado experimentalmente, serán analizadas en otro trabajo.

CONCLUSIONES

1 - Las variaciones observadas durante las AFN deben ser interpretadas como un descenso de la capa ionizada, manteniendo el gradiente de ionización

prácticamente inalterado.

2 - Este comportamiento puede ser explicado por una variación similar de la distribución de densidad del oxígeno atómico en la mesósfera.

3 - Las variaciones observadas durante las AFN no pueden ser atribuidas ni a variaciones de concentración en la distribución del monóxido de nitrógeno, por cuanto las mismas introducirían necesariamente cambios en el gradiente del perfil de la densidad electrónica nocturna, ni a la estructura de temperaturas de la mesósfera.

RECONOCIMIENTOS

La publicación del presente trabajo, cuenta con la autorización de la Dirección del CAERCEM. El mismo corresponde a un proyecto del Programa Nacional de Radiopropagación.

BIBLIOGRAFIA

- Abdu, M.A. y Batista, I.S., 1979: Nitric oxide height distribution in the lower ionosphere from rocket ion composition results over a Southern temperate latitude station; *J. Geophys. Res.*, 84, 5267-5271.
- Ackerman, M., 1979: In situ measurements of middle atmosphere composition; *J. Atmos. Terr. Phys.*; 41, 723-733.
- Aikin, A.C., 1971: Ionization sources of the ionospheric D and E regions; COSPAR symposium on D and E region ion chemistry, Urbana, Illinois.
- Arnold, F. y Krankowsky D., 1977: Ion composition and electron-and ion-loss processes in the earth's atmosphere; *Dynamical and Chemical Coupling D. Reidel Publish. Comp.* 93-127.
- Beynon, W.J.G., 1976: D region rocket measurements in winter anomaly absorption conditions; *Nat.*, 261, 118-119.
- Böwmann, M.R., Thomas, L., Geisler J.E., 1970: The effect of diffusion processes on the hydrogen and oxygen constituents in the mesosphere and lower thermosphere; *J. Atmos. Terr. Phys.*; 12, 1661-1674.
- Chakrabarty, D.K. y Chakrabarty P., 1978: The effect of variations in temperature and nitric oxide density on ion-clustering in the mesopause region during winter anomaly; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 40, 1147-1152.
- Chakrabarty, P., Chakrabarty, D.K., 1979: Nitric oxide under different constraints imposes on ion-neutral chemistry; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 41, 551-560.
- Dickinson, P.G.H., Bain, W.C., Thomas, L., Williams, E.R., Jenkins, D.B. and Twiddy, N., 1980: The determination of the atomic oxygen concentration and associated parameters in the lower ionosphere; *Proc. Roy. Soc. London*, 369-379.
- Gnanalingam, S., y Kane, J.A., 1978: Shortcomings in our understanding of the

- lower ionosphere as revealed by an analysis of radiowave absorption measurements; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 40, 629-641.
- Hesstvedt, E., 1970: A meridional model of the oxygen-hydrogen atmosphere; Institute of Geophysics, University of Oslo, Norway.
- Kopp, E., 1980: Ion composition in the D and lower E region with particular emphasis on cluster ions. Invited Paper N°7.4.7. workshop on experience with and proposed improvements of the international reference ionosphere, Hungary, June 1980.
- Krankowsky, D. y Arnold, F., 1979: Neutral atmospheric composition measurements during the western european winter anomaly campaign 1975/76; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 41, 1085-1090.
- Moreels, G. y Megie, G., 1977: An oxygen-hydrogen atmospheric model and its application to the OH emission problem; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 39, 551-570.
- Offerman, D., Curtis, P., Cisneros J.M., Satrustegui, J. y Petzoldt, K., 1979: Atmospheric temperature structure during the Western European Winter Anomaly Campaign 1975/76; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 41, 1051-1061.
- Ogawa, T., y Shimazaki, T., 1975: Diurnal Variations of Odd Nitrogen and Ionic Densities in the Mesosphere and Lower Thermosphere: Simultaneous Solution of Photochemical-Diffusive Equations; *J. Geophys. Res.*, 80, 3945-3960.
- Radicella, S.M. y Restbergs, V., 1980: Oxygen Allotropes Concentrations and Electron Density Profiles in the Nighttime D-region; Aceptado para su publicación en el *J. Atmos. Terr. Phys.*
- Ratnasiri, P.A.J., 1977: D-region processes at equatorial latitudes; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 39, 999-1009.
- Restbergs, V. y Radicella, S., 1976: Generalización de una sistemática iónica efectiva para la ionósfera inferior; *IPGH Revista Geofísica*, 4, 25-47.
- Shimazaki, T. y Laird, A.R., 1972: Seasonal effects on distribution of minor neutral constituents in the mesosphere and lower thermosphere; *Rad. Sci.*, 7, 23-49.
- Swider, W., 1978: Ion Production in the D-region; Preprint N°78. International Solar Terrestrial Predictions and Workshop Program.
- Thomas, L., 1976: Mesospheric Temperatures and the Formation of Water cluster ions in the D-region; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 38, 1345-1350.
- Wasser, B. y Donahue, T.M., 1979: Atomic Oxygen Between 80 and 120 km: Evidence for a Latitudinal Variation in Vertical Transport Near the Mesopause. *J. Geophys. Res.*, 84, 1297-1309.
- Wratt, D.S., 1976: Ionization enhancement in the middle latitude D-region due to precipitating high energy electrons. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 38, 511-516.

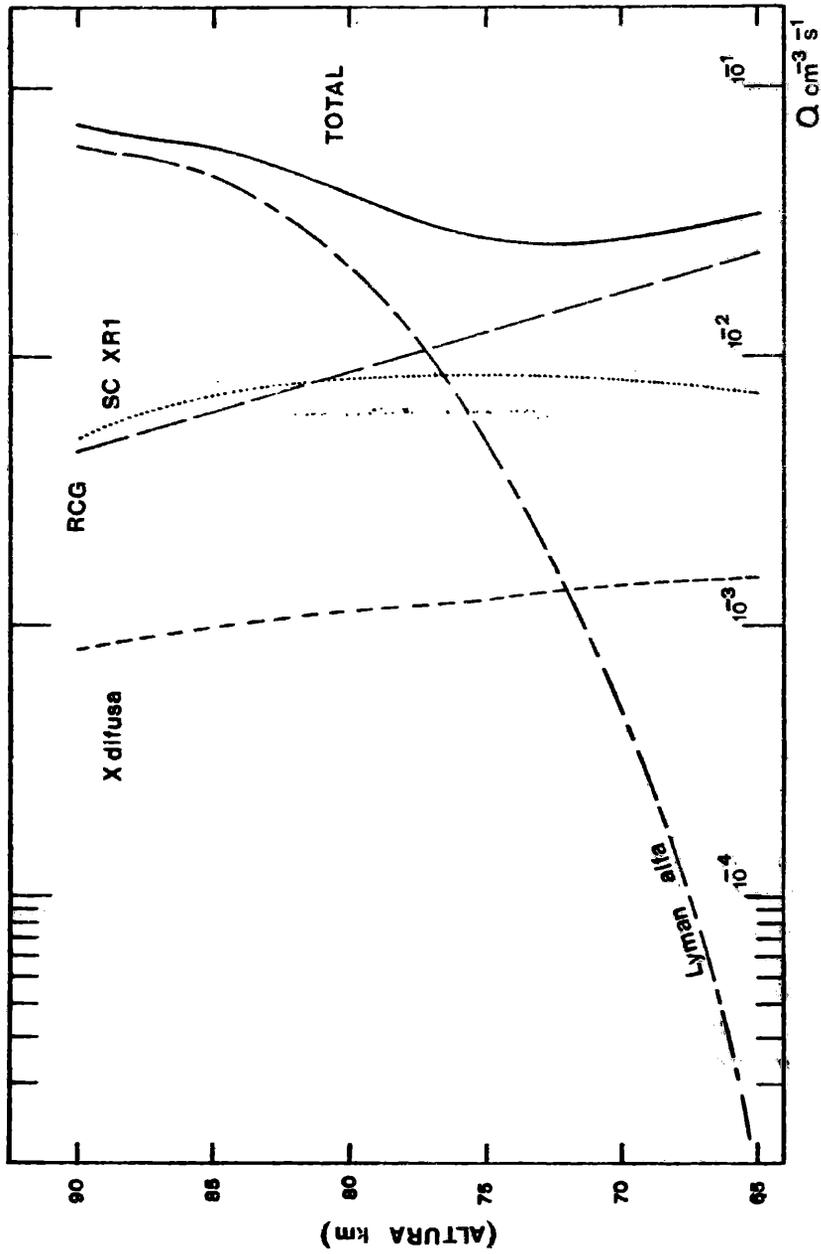


Fig. 1: Velocidades de ionización nocturna.

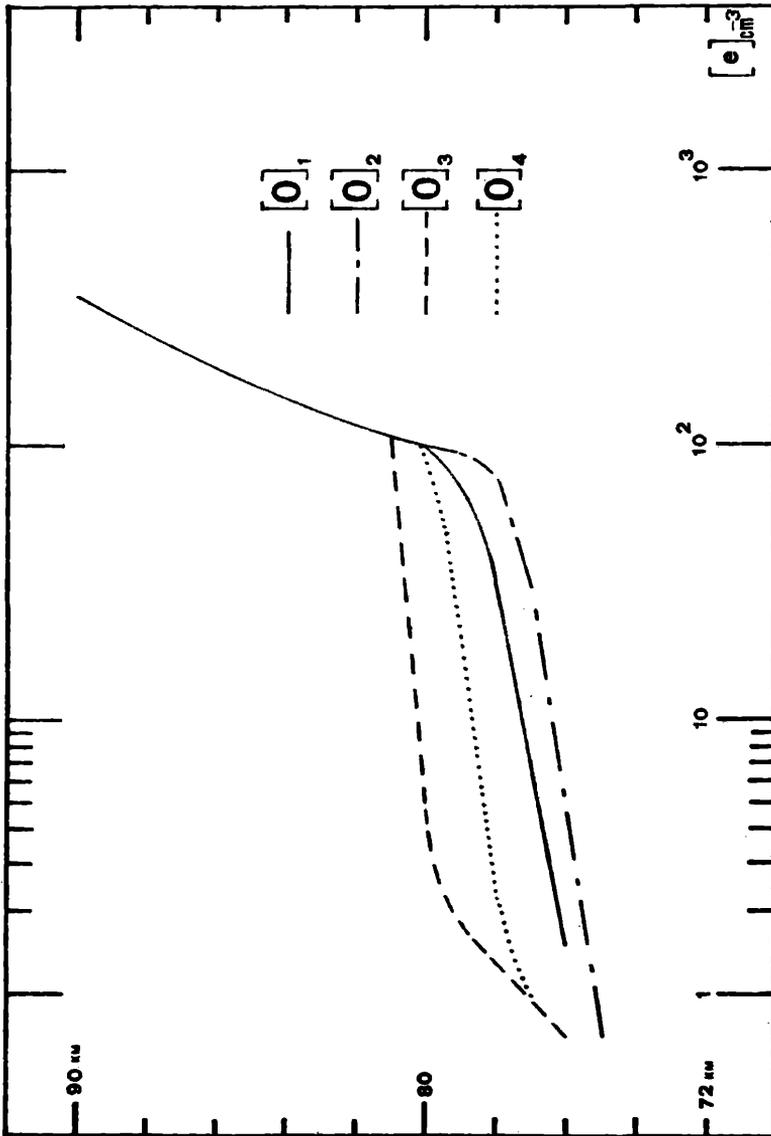


Fig. 2: Perfiles de densidad electrónica nocturna calculadas por Radicella y Restbergs (1980). $(O)_1$: Moreels y Megle, (1977); $(O)_2$: Shimazaki y Laird, (1972); $(O)_3$: Bowmann y otros (1970); $(O)_4$: Hesstvedt (1970).

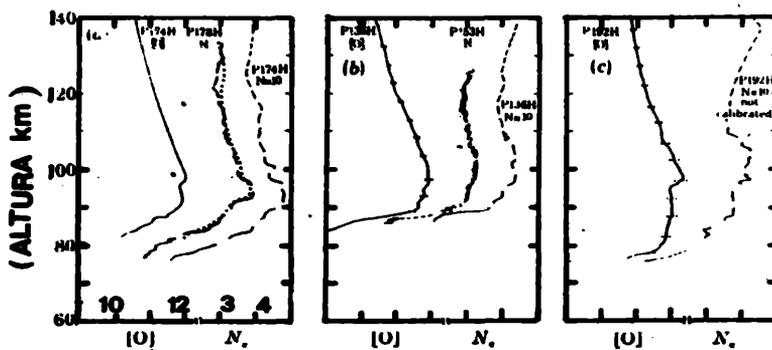


Fig. 3: Perfiles de densidad electrónica y de oxígeno atómico medidos por Dickinson y otros, (1980).

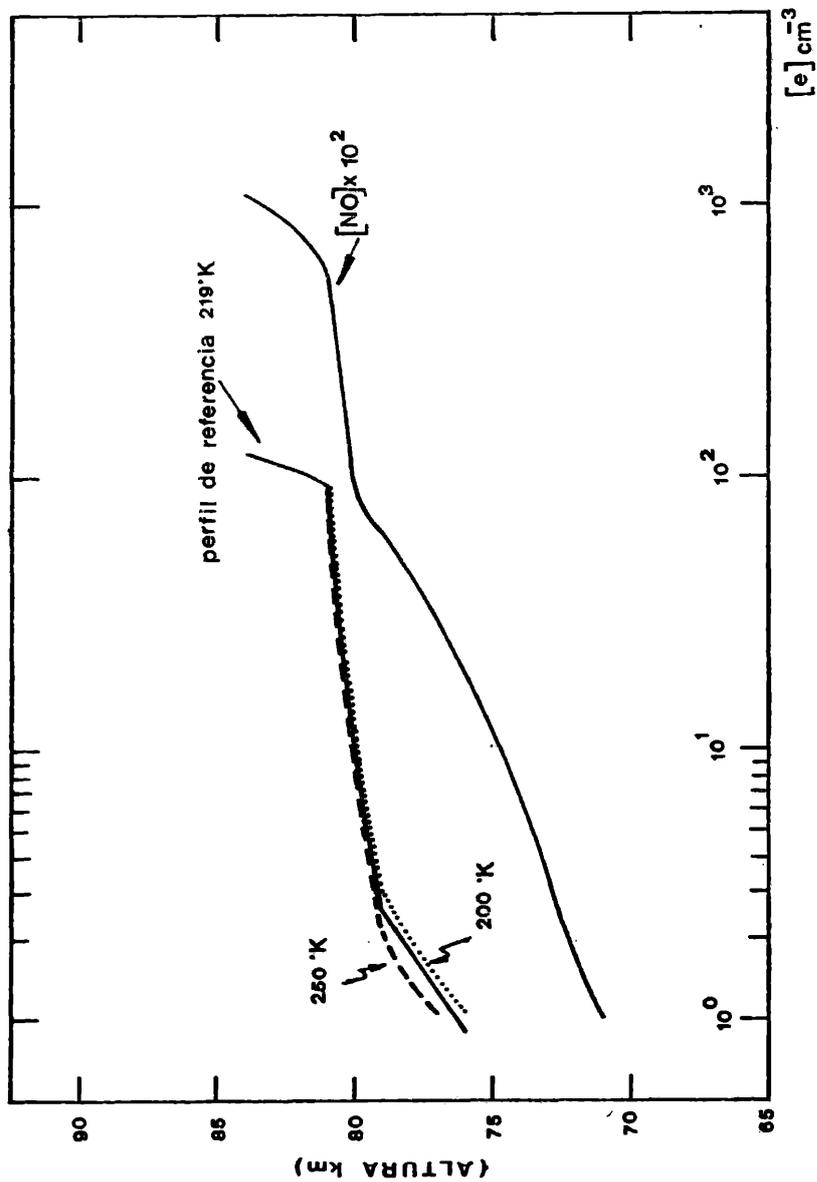


Fig. 4: Perfiles de densidad electrónica nocturna calculados variando la temperatura en 50 K° y la densidad de NO en 10².

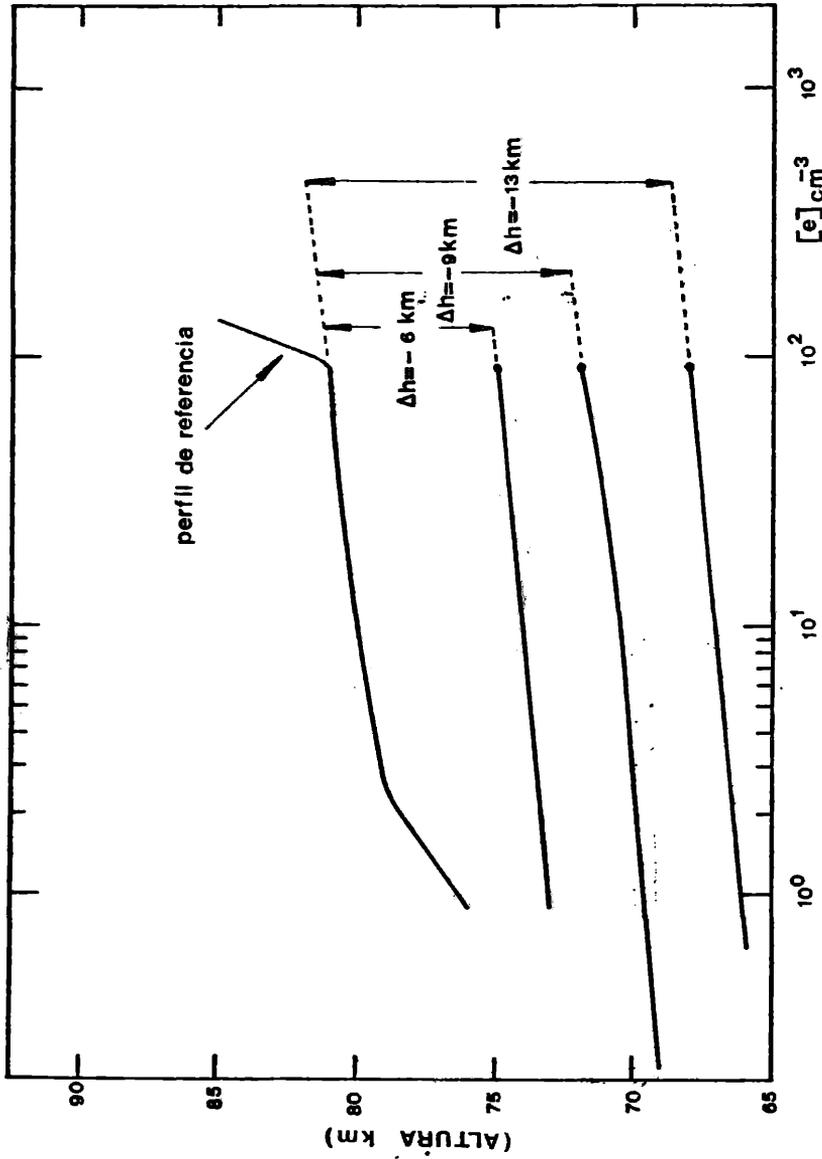


Fig. 5: Perfiles de densidad electrónica calculados para los distintos descensos en la altura de reflexión de la señal de 24 KHz.

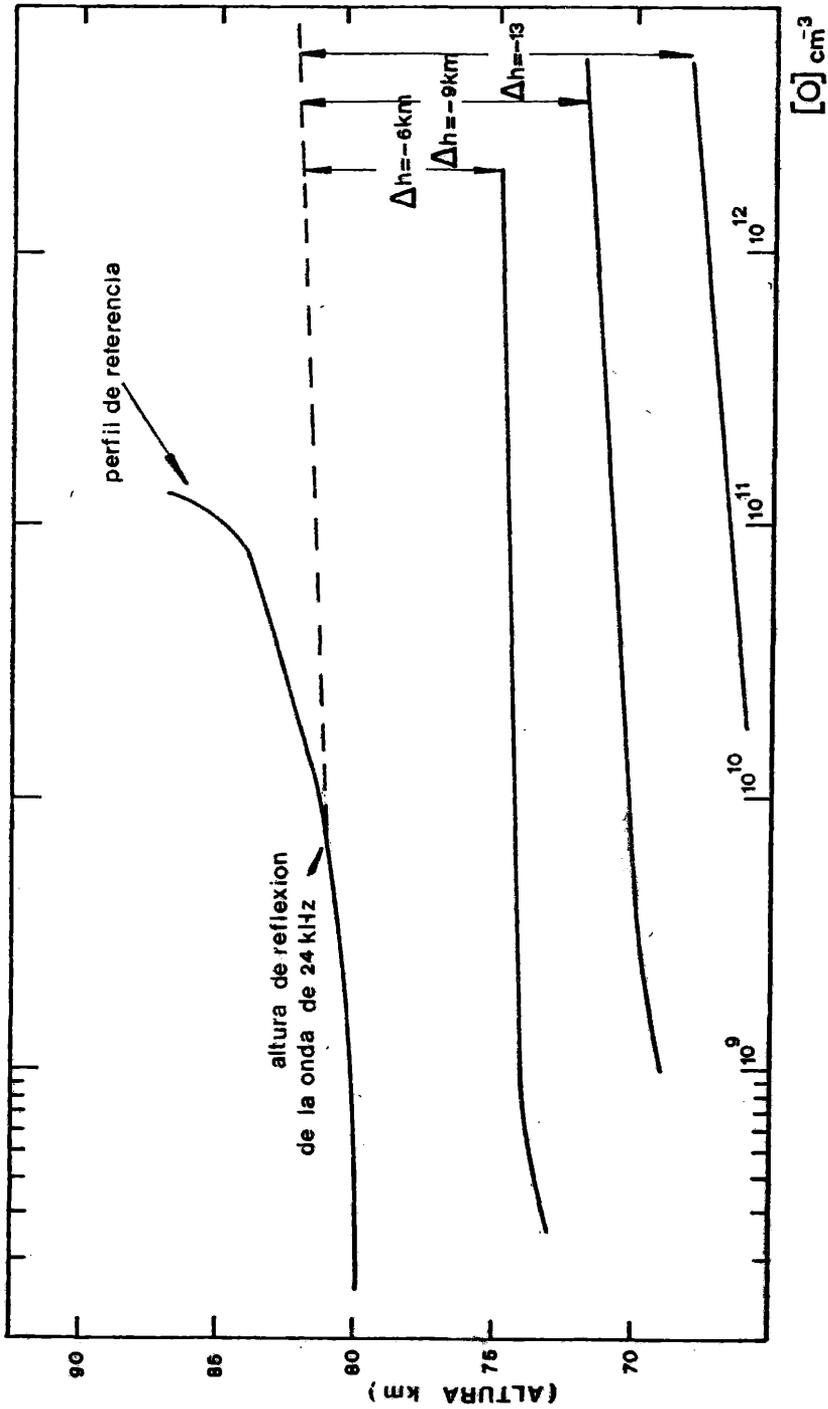


Fig. 6: Perfiles de densidad de oxígeno atómico calculados para obtener los perfiles de densidad electrónica de la Fig. 5.

ANALISIS DE LOS DISTINTOS PROCESOS DE INTERACCION
DE LOS ELECTRONES CON LOS COMPONENTES ATMOSFERICOS

Haydée Karszenbaum y Domingo A. Gagliardini

Centro Argentino de Estudios de Radiocomunicaciones
y Compatibilidad Electromagnética

Buenos Aires
República Argentina

RESUMEN

En este trabajo se hace un análisis de los diferentes procesos de interacción de los electrones con los componentes atmosféricos determinándose para cada energía cuáles son predominantes y cuáles pueden ser despreciados. Como resultado se obtiene un modelo simplificado de la degradación energética de los electrones que permite además un ahorro importante en tiempo de computación.

SUMMARY

An analysis of the different excitation processes by which electrons interact with the atmospheric components is presented. The energy ranges in which they predominate or they can be neglected are determined. As a result, a simplified model of the energy degradation of electrons is obtained that also implies a considerable reduction in the computing time.

INTRODUCCION

Los electrones libres en la ionósfera son producidos por diferentes procesos de ionización de los componentes atmosféricos, entre los que se pueden mencionar los generados por partículas precipitadas. Los electrones así engendrados son llamados "secundarios", tienen energías superiores a la de los electrones térmicos y pueden perderla ya sea para excitación o por ionización. La importancia relativa de estos dos procesos depende de la energía que tenga la partícula en el momento de interactuar; para valores superiores a 100 eV prevalece la ionización mientras que para valores inferiores la excitación. Debido a la ionización producida por electrones secundarios se generan nuevos electrones libres llamados "terciarios", los que al no tener altas energías pierden la mayor parte de la misma por excitación, siendo por lo tanto despreciable la cantidad de electrones "cuaternarios" generados.

Numerosos autores han estudiado la producción de electrones en la atmósfera debido a la ionización de los componentes atmosféricos por parte de partículas precipitadas. Entre ellos se pueden mencionar: Rees y Jones (1973), Banks y otros (1974), Gagliardini y otros, (1976, 1980). Los primeros utilizan un método simple pero su aproximación de pérdida continua de energía, por parte de los electrones, hace que se pierda precisión y realidad física en las bajas energías. El método presentado por Banks y otros es el más completo ya que éste no sólo estudia el comportamiento de los electrones generados, sino también el de los primarios. Tiene además en cuenta la pérdida discontinua de la energía, pero su complejidad matemática lo hace de difícil uso y de mucho gasto de tiempo de computación. Gagliardini y otros (1976, 1980) presentan un método rápido y simple para calcular la producción de electrones teniendo en cuenta la pérdida discontinua de energía por parte de estas partículas.

El último trabajo mencionado es el que requiere menor tiempo de computación; no obstante ello, desde este punto de vista, aún puede ser mejorado. Efectivamente, en la degradación energética de los electrones participan un gran número de procesos de excitación donde la importancia relativa de los mismos varía según la energía de la partícula. Esto hace que no sea necesarios tenerlos a todos en cuenta para diferentes intervalos ya que si bien en uno un proceso puede ser preponderante, en otro puede ser totalmente despreciable. Las mejoras pueden ser obtenidas entonces mediante un estudio detallado de la contribución a la producción de electrones por parte de cada uno de los procesos de excitación. Este es el objetivo de este trabajo, lo que permitirá obtener un método aún más simple y rápido para calcular la producción y el flujo de electrones generados por las partículas precipitadas.

PRODUCCION DE ELECTRONES SECUNDARIOS

Según Gagliardini y otros (1976) la producción de electrones secundarios en una determinada energía E_s y a una altura z se debe a la contribución de tres procesos diferentes.

a) Electrones primarios de energía E_p ionizan átomos y moléculas generando electrones secundarios de energía E_s . A ellos se referirá como "producción local" y serán expresados como $n_{es,PL}(E_s, z)$.

b) Electrones secundarios de energía superiores a E_s al ionizar átomos y moléculas, pierden parte de la energía quedando con E_s . Estos son los denominados "producción por ionización" y se expresan como $n_{es,I}(E_s, z)$.

c) Electrones secundarios de energía superiores, al excitar átomos y moléculas, pierden parte de la energía quedando con E_s . Estos son los denominados "producción por excitación" y se expresan como $n_{es,Ex}(E_s, z)$.

Matemáticamente, cada uno de estos componentes tienen las siguientes expresiones:

$$a) n_{es,PL}(E_s, z) = \frac{2}{\pi} \sum_i \left[\frac{1}{\left[E_i \left(1 + (E_s/E_i)^2 \right) \right]} \frac{k_i N_i(z)}{\sum_i k_i N_i(z)} \right] Q(z)$$

donde E_i y k_i son constantes que dependen de cada uno de los elementos atmosféricos, $N_i(z)$ indica la concentración de los mismos y $Q(z)$ es la ionización a la altura z .

$$b) n_{es,I}(E_s, z) = \sum_i \sigma_{I,i}(E_s + \Delta E_i) N_i(z) \phi(E_s + \Delta E_i, z)$$

donde $\sigma_{I,i}$ indican las secciones eficaces para cada proceso de ionización y $\phi(E_s + \Delta E_i, z)$ el flujo de electrones secundarios para energías $E_s + \Delta E_i$ y donde ΔE_i es la energía promedio perdida por un electrón al generar un ión.

$$c) n_{es,Ex}(E_s, z) = \sum_i \sum_j \sigma_{Ex,ij}(E_s + \Delta E_{Ex,ij}) N_i(z) \phi(E_s + \Delta E_{Ex,ij}, z)$$

donde $\sigma_{Ex,ij}$ son las secciones eficaces de excitación para el proceso j del elemento i y $\phi(E_s + \Delta E_{Ex,ij}, z)$ los flujos de electrones secundarios en las energías mencionadas siendo $\Delta E_{Ex,ij}$ las energías umbrales de los respectivos procesos.

Podemos observar que sólo la componente $n_{es,PL}$ contribuye a las energías E_s con electrones que nacen en esa energía. Los otros dos procesos lo hacen con electrones que habiendo nacido con energías superiores aparecen en E_s por choques inelásticos con los componentes atmosféricos. Además, la contribución $n_{es,PL}$ depende solamente del número total de iones $Q(z)$ producidos por las partículas primarias mientras que $n_{es,I}$ y $n_{es,Ex}$ dependen de los valores de las secciones ef-

caces correspondientes y del flujo de los elementos secundarios en las energías $E_S + \Delta E_{Ex,ij}$. La ionización $Q(z)$ se calcula de manera rápida y sencilla mediante el método de Wulff y Gledhill (1974). Los valores de las secciones eficaces se obtienen a partir de la expresión y parámetros dados por Banks y otros (1974). El valor del flujo se calcula considerando un estado de equilibrio en el cual la cantidad de electrones que desaparecen en un valor de la energía es igual a la que aparece en el mismo valor. Es decir:

$$\sum_i \sigma_{T,i}(E_S) N_i(z) \phi(E_S, z) = n_{es}(E_S, z)$$

siendo

$$\sigma_{T,i} = \sum_j \sigma_{Ex,ij}(E_S) + \sigma_{I,i}(E_S)$$

y

$$N_{es}(E_S, z) = n_{es,PL}(E_S, z) + n_{es,I}(E_S, z) + n_{es,EX}(E_S, z)$$

Los cálculos comienzan mediante la obtención de $N_{es,PL}$ a partir del $Q(z)$ en pasos de 1 eV, desde el valor 1 eV hasta la energía máxima E_{MAX} a la altura deseada. El valor del flujo se obtiene primero para E_{MAX} asumiendo que para ese valor las contribuciones $n_{es,EX}$ y $n_{es,I}$ son nulas o despreciables, es decir:

$$\phi(E_{MAX}) = \frac{n_{es,PL}(E_{MAX})}{\sum_i \sigma_{T,i}(E_S) N_i(z)}$$

Luego se continúa calculando para energías menores, también en pasos de 1 eV, teniendo en cuenta cada uno de los procesos de excitación que puedan ir contribuyendo. Los $\Delta E_{Ex,ij}$ se los aproxima al valor del entero más próximo y son todos menores que ΔE_I . A este último se le toma igual a 35 eV según Dalgarno y Griffing (1965). De esta manera para $E_{MAX}-35$ eV todos los procesos contribuirán, inclusive los de ionización. Es decir, para calcular el valor del flujo en cada punto, habría que tener en cuenta 22 procesos diferentes.

RESULTADOS Y CONCLUSIONES

Los diferentes procesos de excitación considerados son presentados en la tabla 1 así como los parámetros para el cálculo de las secciones eficaces correspondientes de acuerdo a Banks y otros (1974).

Tomando todos los procesos se calculó el valor del flujo para diferentes casos, analizándose la contribución relativa de cada uno de ellos para distintos valores de la energía. A título de ejemplo se presenta en las figuras 1, 2, 3,

para cada uno de los componentes atmosféricos N_2 , O_2 , y O respectivamente el aporte a la producción total de electrones N_{es} por parte de los distintos procesos de excitación, para el caso de un electrón incidente de energía 10 KeV y a una altura $z = 125$ Km. En las mismas se puede observar para qué rangos de energías son importantes cada una de las contribuciones, pudiéndose notar que las que corresponden a los procesos $b^1\pi_u$, $b^1\Sigma_u^+$ y " Σ Rydberg" de N_2 y " Σ Rydberg" de O_2 lo son para todos los valores de energías en particular para energías superiores a 80 eV. Con los aportes de estos cuatro procesos se calculó el flujo ϕ_1 cuyos valores se han representado en la tabla 2. También se calculó el flujo teniendo en cuenta además: $a^1\pi_g$ de N_2 , $B^3\Sigma_u$ de O_2 y 1D , 1S , ($\Delta l=1, \Delta s=0$) y ($\Delta l=0, \Delta s=0$) de O , figurando en la tabla 2 como ϕ_2 ; con el fin de comparar se muestran también los valores de ϕ para cuyo cálculo se han tenido en cuenta todos los procesos descritos en la Tabla 1. Se puede observar que la aproximación ϕ_1 es aceptable hasta aproximadamente 80 eV, ϕ_2 hasta 20 eV y evidentemente por debajo de esta energía es conveniente tener en cuenta todos los procesos.

El estudio realizado permite concluir que no es necesario considerar todos los procesos desde $E_{MAX} = 35$ eV ya que se obtienen resultados equivalentes teniendo en cuenta solamente cuatro hasta 80eV, 10 hasta 20eV y el total de ellos para energías inferiores. Sabiendo que el valor de E_{MAX} varía entre 500 eV y 5.000eV dependiendo del tipo de partícula, protones o electrones, se puede afirmar entonces, que en el modelo descrito por Gagliardini y otros, (1976, 1980) se introducen importantes modificaciones al tener en cuenta las aproximaciones acá presentadas disminuyéndose además el tiempo de computación.

RECONOCIMIENTOS

La publicación del presente trabajo, cuenta con la autorización de la Dirección del CAERCEM. El mismo corresponde a un proyecto del Programa Nacional de Radiopropagación.

BIBLIOGRAFIA

- Banks, P.M., Chappell, C.R. y Nagy, A.F., 1974: A new model for the interaction of auroral electrons with the atmosphere: spectral degradation, backscatter, optical emission and ionization; J. Geophys. Res., 79, 1459.
- Dalgarno, A. y Griffing, G.W., 1965: Energy for ion pair for electron and proton beams in atomic hydrogen; Proc. Roy. Soc. London, Ser. A., 248, 415.
- Gagliardini, D.A., Karszenbaum, H. y Gledhill, J., 1976: A simple method for the estimation of the interaction of precipitated electrons with the atmosphere; including ionization and optical emission; Simposio sobre Física Solar Terrestre, Boulder, Colorado, EE.UU.

- Karszenbaum, H. y Gagliardini, D.A., 1980: A method for proton interaction in the atmosphere including fluxes of generated electrons; 23a Reunión Plenaria del COSPAR, Budapest, Hungría, (Aceptado para su publicación en Space Research).
- Rees, M.H. y Jones, R.A., 1973: The dependent Studies of the Aurora-II. Spectroscopic Morphology; Planet. Space Sci., 23, 1213.
- Wulff, A. y Gledhill, J.A., 1974: Atmospheric ionization by precipitated electrons; J. Atmos. Terr. Phys., 36, 79.

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS Y TABLAS

- Fig. 1: Contribución de cada uno de los procesos de excitación del elemento N_2 a la producción total de electrones secundarios N_{es} , para una altura de 125 km y un electrón incidente de energía igual a 10 KeV.
- Fig. 2: Contribución de cada uno de los procesos de excitación del elemento O_2 a la producción total de electrones secundarios N_{es} , para una altura de 125 km y un electrón incidente de energía igual a 10 KeV.
- Fig. 3: Contribución de cada uno de los procesos de excitación del elemento O a la producción total de electrones secundarios N_{es} , para una altura de 125 km y un electrón incidente de energía igual a 10 KeV.

Tabla 1: Procesos de excitación y parámetros correspondientes.

Tabla 2: Comparación de los valores de los flujos a distintas energías a 150 Km de altura producidos por primarios a 10KeV y calculados por diferentes métodos.

TABLA 1

State	W, eV	A ₀	Ω	v	γ
N ₂ A ³ Σ _u ⁺	6.14	0.226	3.0	1.0	1.0
B ³ Π _g	7.30	0.178	3.0	1.0	3.0
C ³ Π _u	11.03	0.28	3.0	1.0	3.0
a ¹ Π _g	9.10	0.136	1.0	1.0	1.0
b ¹ Π _u	12.85	0.67	0.75	3	1.0
b ¹ Σ _u ⁺	14.0	0.33	0.75	3	1.0
ΣRydberg	13.75	2.66	0.75	3	1.0
vib W = 10	1.4	1.5x10 ⁵	16	9	1.0
0 ₂ a ¹ Δ _g	0.98	0.0005	3.0	1.0	3.0
b ¹ Σ _g ⁺	1.64	0.0005	3.0	1.0	3.0
A ³ Σ _u ⁺	4.5	0.021	0.9	1.0	3.0
B ³ Σ _u	8.4	0.23	0.75	2.0	1.0
9.9 eV Allowed	9.9	0.08	0.75	3.0	1.0
ΣRydberg	13.5	2.77	0.75	3.0	1.0
vib	0.25	9.57x10 ⁻⁴	0.90	1.0	1.0
0 ¹ D	1.96	0.01	1.0	2.0	1.0
1 _S	4.17	0.0042	1.0	1.0	0.5
3 _S	9.53	0.0465	1.0	1.0	0.5
5 _S	9.15	0.023	2.0	1.0	1.0
Σ(Δl = 1, Δs = 0)	14.2	0.367	0.75	3.0	1.0
Σ(Δs = 1)	14.7	0.694	2.0	1.0	1.0
Σ(Δl = 0, Δs = 0)	13.5	0.043	0.75	1.0	2.0

Tabla 2

E_s (eV)	ϕ_1	ϕ_2	ϕ_3	ϕ
2	0.668×10^{-2}	0.250×10^{-1}	-	0.465×10^{-1}
4	0.147×10^0	0.397×10^0	0.250×10^0	0.562×10^0
8	0.220×10^{-1}	0.296×10^{-1}	-	0.346×10^{-1}
16	0.120×10^{-1}	0.142×10^{-1}	0.146×10^{-1}	0.156×10^{-1}
20	0.872×10^{-2}	0.987×10^{-2}	-	0.105×10^{-1}
40	0.127×10^{-2}	0.135×10^{-2}	0.139×10^{-2}	0.137×10^{-2}
76	0.371×10^{-3}	0.386×10^{-3}	0.392×10^{-3}	0.389×10^{-3}
100	0.251×10^{-3}	0.260×10^{-3}	0.263×10^{-3}	0.261×10^{-3}
160	0.140×10^{-3}	0.144×10^{-3}	0.145×10^{-3}	0.145×10^{-3}
220	0.932×10^{-4}	0.961×10^{-4}	0.967×10^{-4}	0.963×10^{-4}
340	0.442×10^{-4}	0.455×10^{-4}	0.458×10^{-4}	0.456×10^{-4}
460	0.139×10^{-4}	0.142×10^{-4}	0.142×10^{-4}	0.142×10^{-4}

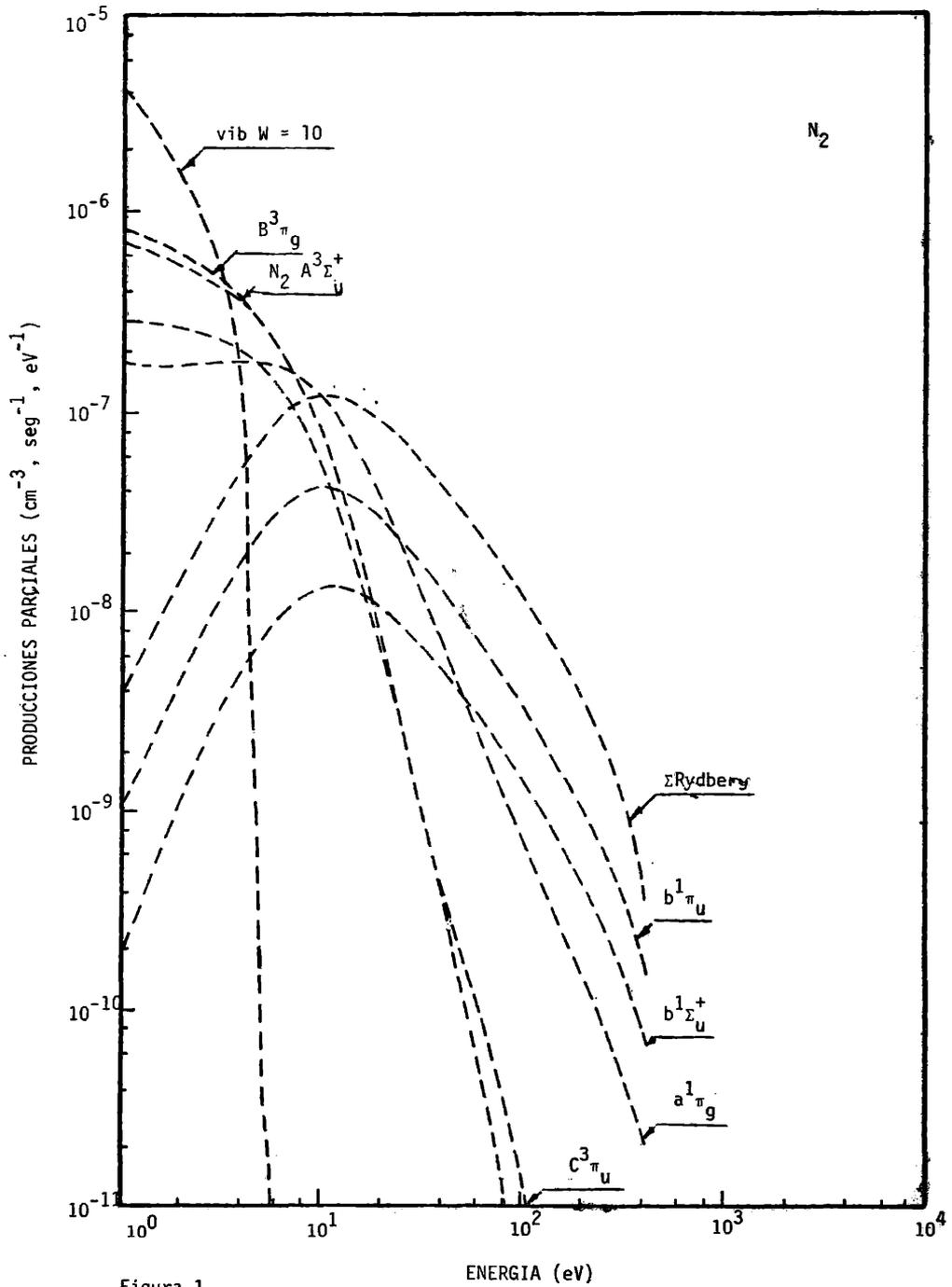


Figura 1

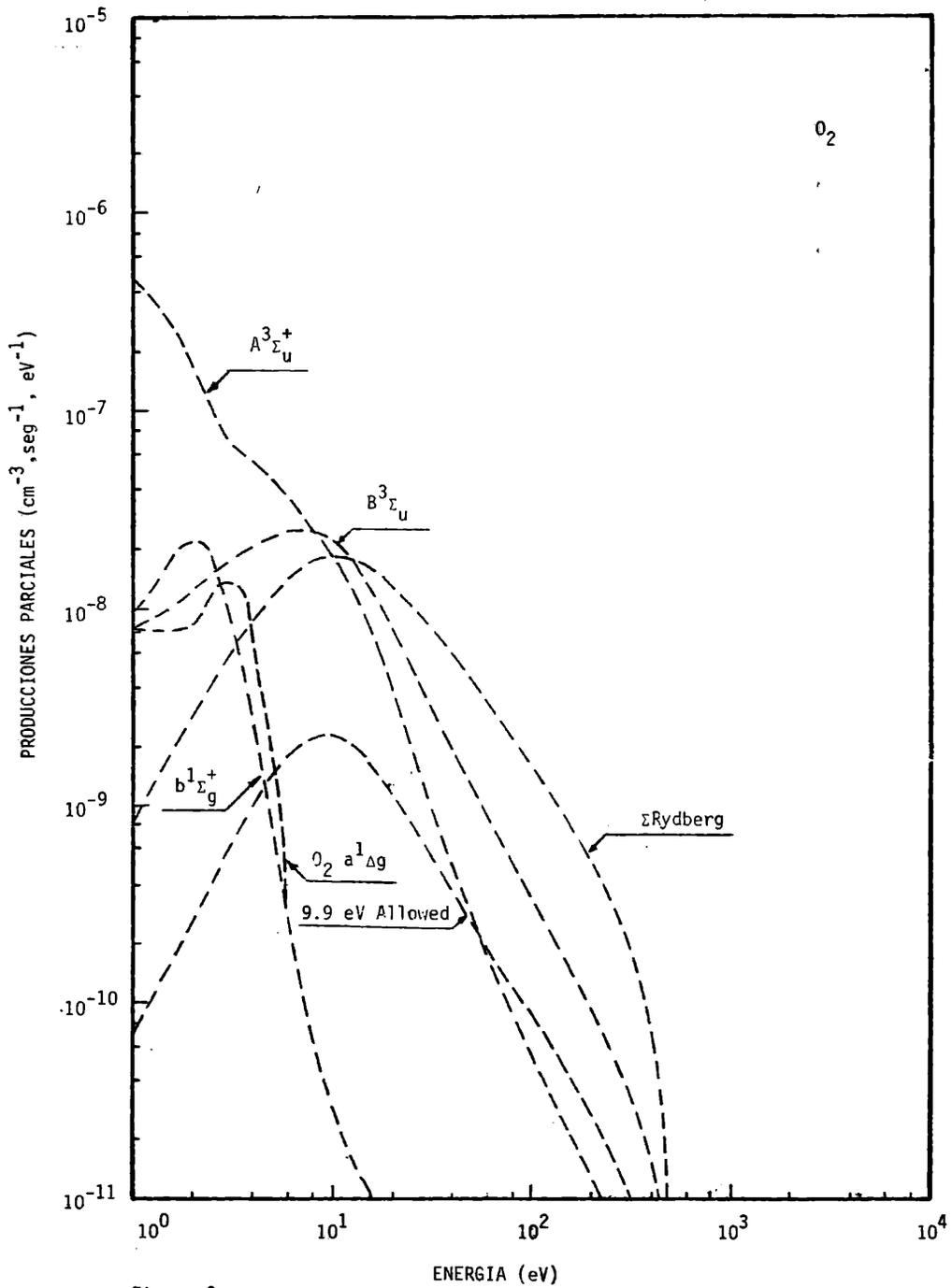


Figura 2

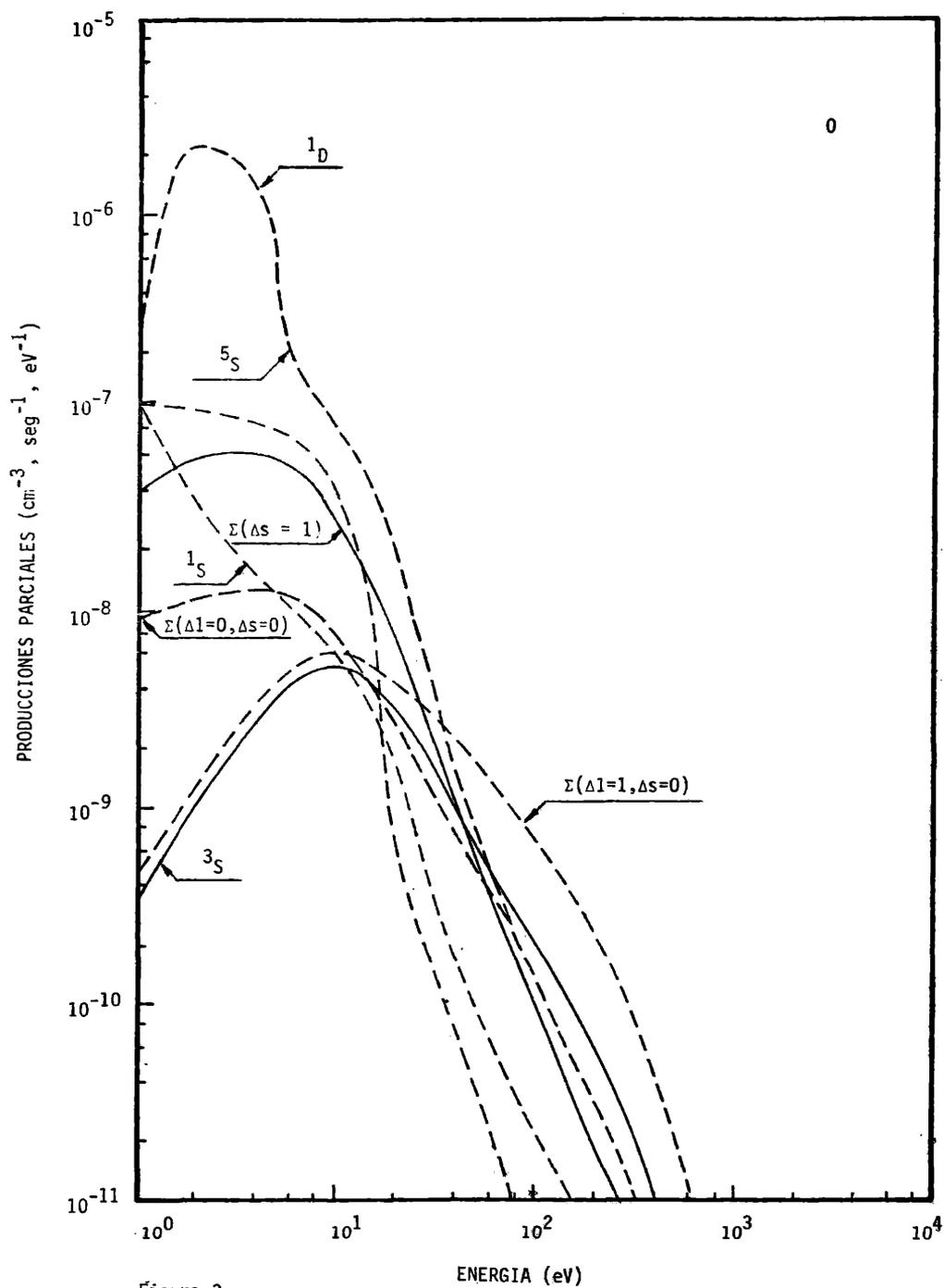


Figura 3

UN METODO SIMPLE PARA DETERMINAR LA IONIZACION
CORRESPONDIENTE A LOS ELECTRONES SECUNDARIOS
Y A LOS PROTONES EN UN EVENTO PROTONICO

D.A. Gagliardini y H. Karszenbaum

Centro Argentino de Estudios de Radiocomunicaciones
y Compatibilidad Electromagnética
Buenos Aires
República Argentina

RESUMEN

Los electrones generados por interacción de protones con los componentes atmosféricos juegan un rol preponderante en los efectos producidos en eventos protonicos de altas energías. En este trabajo se presenta un modelo simple que permite separar en la ionización total producida en este tipo de fenómenos la contribución de los electrones generados y la correspondiente a los protones. Además se muestra como se obtiene el flujo de electrones en función de la altura y la energía a partir de la ionización producida por los mismos.

SUMMARY

The electrons generated in the interaction of protons with the atmospheric components play a fundamental role in the effects that followed a high energy proton event. A simple model that allows to separate from the total ionization produced, the contribution due to electrons and protons, is presented. The way of obtaining the fluxes of electrons as a function of height and energy, from the ionization rates, is also showed.

INTRODUCCION

Un gran número de trabajos en los que se describen en forma detallada la interacción de los protones con los componentes atmosféricos, pueden ser encontrados actualmente en la literatura. Entre ellos: Eather (1967a, 1967b), Edgar y otros (1973, 1975), Sum (1972), Singh y otros (1978), Karszenbaum y Gagliardini (1980). Todas estas publicaciones muestran que los protones precipitados pueden generar importantes emisiones luminosas e incrementos en la ionización, concluyendo además que los electrones generados juegan un rol preponderante en estos procesos, en particular para eventos protónicos de altas energías. En algunos de estos trabajos, Eather (1967b), Edgar y otros (1973, 1975), Singh y otros (1978) sólo se presenta la distribución total de electrones secundarios creados a lo largo de la trayectoria de un protón en función de la energía. Karszenbaum y Gagliardini (1980), en cambio, presentan una descripción detallada del cálculo del flujo de electrones secundarios en función de la altura y la energía. Estos últimos autores hacen además una comparación de la importancia de la ionización de los electrones frente a la de protones para distintas energías de protones incidentes. Esto lo logran calculando el flujo de los electrones a partir de la ionización de los protones, estimando luego mediante este flujo la ionización correspondiente.

El objetivo de este trabajo es presentar un método simple el cual permite obtener a partir de la ionización total producida en un evento de protones, la ionización correspondiente a este tipo de partículas y a los electrones generados. Ello se logra mediante una combinación de los métodos presentados por Sum (1977), Edgar y otros (1975) con el desarrollado por Karszenbaum y Gagliardini (1980). Este nuevo modelo tiene la ventaja de permitir calcular la ionización correspondiente a los electrones sin cálculo previo del flujo de los mismos, evitándose de esta manera la parte más complicada de los cálculos y ahorrándose un importante tiempo de computación.

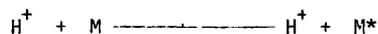
CALCULO DE LA IONIZACION PRODUCIDA

Los procesos básicos por los cuales un protón pierde energía en su interacción con los componentes atmosféricos son perfectamente conocidos, pudiéndose expresar según las siguientes ecuaciones:

a) Ionización.



b) Excitación.



c) Choque Elástico.



d) Captura Electrónica.



e) "Stripping"



En estas expresiones M corresponde a los distintos componentes atmosféricos. Las ecuaciones d) y e) representan el proceso denominado intercambio de carga. En este caso el protón se transforma en un átomo de hidrógeno al adquirir un electrón, para luego perderlo y transformarse nuevamente en un protón. El átomo de hidrógeno generado de esta manera puede perder energía a lo largo de su trayectoria mediante los procesos a), b), c) y e).

El proceso de ionización es importante para energías superiores a 1 keV, mientras que el de excitación, intercambio de carga y choque elástico lo son para energías menores a aproximadamente 1 MeV, 100 keV y 1 keV respectivamente.

El proceso de intercambio de carga hace que el flujo inicial de protones se transforme luego en uno de protones y átomos de hidrógeno. En el estado de equilibrio las fracciones correspondientes están dadas por:

$$F_p(E) = \frac{\sigma_{01}(E)}{\sigma_{01}(E) + \sigma_{10}(E)} \quad F_H(E) = \frac{\sigma_{10}(E)}{\sigma_{01}(E) + \sigma_{10}(E)}$$

donde 0 y 1 representan el estado de carga, σ_{01} la sección eficaz de stripping y σ_{10} la sección eficaz de captura.

De acuerdo al método descrito por Edgar y otros (1975) y al presentado por Karszenbaum y Gagliardini (1980) el número total de iones de la componente atmosférica i producida por un flujo monoenergético de protones ϕ_p de energía E a la altura h está dado por:

$$q_{i,T}(E,z) = \frac{\phi_p(E,z)}{\Delta E_I} \frac{d E_{I,i}}{d z} \quad (1)$$

donde T indica la ionización total, es decir la producida por protones más electrones, ΔE_I es la energía promedio perdida por un protón al generar un ión, cuyo

valor es aproximadamente 35 eV. La derivada de $E_{I,i}$ respecto de z representa la pérdida de energía del protón por unidad de camino al ionizar la componente i . Esta última se puede expresar en función de la función pérdida de energía $L(E)$ y la densidad numérica de la componente i , $N_i(z)$, de la forma siguiente:

$$\frac{d E_{I,i}}{d z} = - L_{I,i}(E) N_i(z) \quad (2)$$

Para el caso de protones de energía E incidiendo con un ángulo θ , la partícula atraviesa una distancia $z=h/\cos \theta$ por lo que:

$$\frac{d E_{I,i}}{d h} = - \frac{L_{I,i}(E) N_i(h)}{\cos \theta} \quad (3)$$

Por definición la función pérdida de energía se puede expresar como:

$$L_{I,i}(E) = (\Delta I_i + \langle T \rangle) (F_p(E) \sigma_{I,i}^P(E) + F_H(E) \sigma_{I,i}^H(E)) \quad (4)$$

donde I_i es el potencial de ionización promedio, $\langle T \rangle$ la energía promedio del electrón saliente y $\sigma_{I,i}^P$, $\sigma_{I,i}^H$ las secciones eficaces de ionización para protones y átomos de hidrógeno respectivamente.

Teniendo en cuenta (2), (3) y (4), la ecuación (1) para el caso de un flujo de protones de incidencia vertical se puede expresar como:

$$q_{T,i}(E,h) = \frac{\phi_p(E,h) N_i(h) \times (\Delta I_i + \langle T \rangle) (F_p(E) \sigma_{I,i}^P(E) + F_H(E) \sigma_{I,i}^H(E))}{\Delta E_{I,i}} \quad (5)$$

De acuerdo al modelo presentado por Karszenbaum y Gagliardini (1980) el número de iones del componente atmosférico i creado solamente por protones de energía E a la altura h estará dado por:

$$q_{p,i}(E,h) = \phi_p(E,h) N_i(h) (F_p \sigma_i^P(E) + F_H \sigma_i^H(E)) \quad (6)$$

De (5) y (6) podemos obtener:

$$q_{p,i}(E,h) = \frac{\Delta E_{I,i}}{(\Delta I_i + \langle T \rangle)} q_{T,i}(E,h) \quad (7)$$

Teniendo en cuenta que la ionización producida por los electrones será la diferencia entre la total y la producida por protones, estará entonces dada por:

$$q_{e,i}(E,h) = \left(1 - \frac{\Delta E_{I,i}}{(\Delta I_i + \langle T \rangle)}\right) q_{T,i}(E,h) \quad (8)$$

De la misma manera pueden obtenerse las siguientes relaciones:

$$q_{T,i}(E,h) = \frac{(\Delta I_i + \langle T \rangle)}{\Delta E_{I,i}} q_{p,i}(E,h) \quad (9)$$

$$q_{e,i}(E,h) = \left(\frac{(\Delta I_i + \langle T \rangle)}{\Delta E_{I,i}} - 1\right) q_{p,i}(E,h) \quad (10)$$

De esta forma, según el modelo utilizado, conociendo $q_{p,i}(E,h)$ se puede calcular $q_{T,i}(E,h)$ o viceversa, además de la ionización producida por los electrones.

De las expresiones (7), (8), (9) y (10) se puede observar que el límite de validez de este método está dado para $(\Delta I_i + \langle T \rangle) = \Delta E_{I,i}$ ya que para valores inferiores $q_{T,i} < q_{p,i}$ y $q_{e,i} < 0$. Teniendo en cuenta que $\Delta I_i = 20$ eV la relación de igualdad se cumple para energías de protones de 30 KeV lo que implica $\langle T \rangle = 15$ eV. Estos valores hacen que el método sea perfectamente válido ya que para esas energías la producción de electrones secundarios es despreciable.

RESULTADOS Y CONCLUSIONES

Los valores de los potenciales de ionización, las secciones eficaces y las expresiones para obtener las energías promedio del electrón saliente se calcularon según Edgar y otros (1973, 1975).

Utilizando las expresiones (7) y (8) se calculó la ionización producida por protones de 0.3 MeV, 1 MeV, 3 MeV y 10 MeV y la correspondiente a los electrones secundarios producidos.

Los resultados de los cálculos realizados se presentan en la figura 1 donde también se ha representado los obtenidos en el método de Karszebaum y Gagliardini (1980). Se puede notar que ambos métodos dan resultados equivalentes, lo que permite concluir que el modelo presentado en este trabajo resulta muy útil en el análisis de los efectos de un evento protónico ya que lo hace en forma rápida y sencilla, con una gran economía en tiempo de computación y sin perder exactitud.

RECONOCIMIENTOS

La publicación del presente trabajo cuenta con la autorización de la Dirección del CAERCEM. El mismo corresponde a un proyecto del Programa Nacional de Radiopropagación.

BIBLIOGRAFIA

- Eather, R.H., 1967a: Secondary Processes in Proton Auroras; J. Geophys. Res.; 72, 1481.
- Eather, R.H., 1967b: Auroral Proton Precipitation and Hydrogen Emission; Res. Geophys., 5m 207.
- Edgar, B.C., Miles, W.T. y Green, A.E.S., 1973: Energy Deposition of Protons in Molecular Nitrogen and Applications to Proton Auroral Phenomena; J. Geophys. Res., 78, 6595.
- Edgar, B.C., Porter, H.S. y Green, A.E.S., 1975: Proton Energy Deposition in Molecular and Atomic Oxygen and Applications to the Polar Cap; Planet Sci., 23, 787.
- Karszenbaum, H. y Gagliardini, D.A., 1980: A method for proton interaction in the atmosphere including fluxes of generated electron; 23^a Reunión Plenaria del COSPAR, Budapest, Hungría. (Aceptado para su publicación en Space Research).
- Singh Vir y Singhal, R.P., 1978: Intensities of N₂ Bands in Protons Induced Polar Cap Aurora; J. Geophys. Res., 83, 1653.

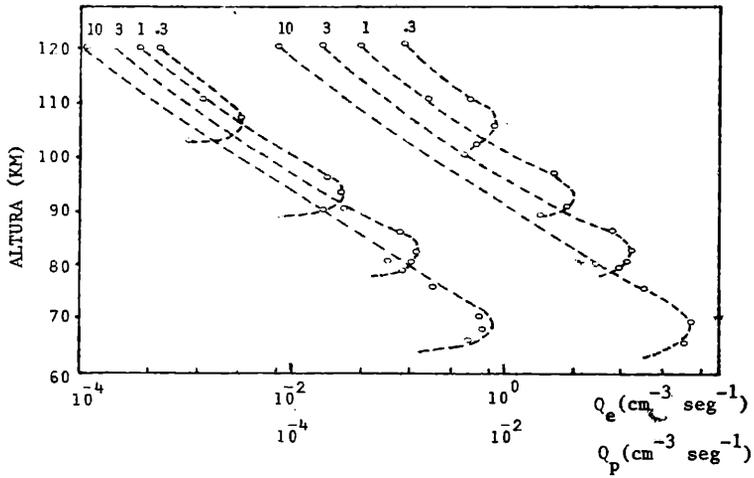


Figura 1

Resultados obtenidos mediante el método de Karszenbaum Gagliardini (1980) (⊙) y los obtenidos mediante el modelo presentado en este trabajo (-----)

Del costado derecho la ionización producida por protones precipitados con energías iniciales de 0.3 MeV, 1 MeV, 3 MeV y 10 MeV. Del costado izquierdo la correspondiente a los electrones generados.

RECIPROCIDAD EN CALCULOS DE INTENSIDAD
DE CAMPO EN ONDA DE SUPERFICIE

Víctor H. Padula Pintos

Centro Argentino de Estudios
de Radicomunicaciones y Compatibilidad
Electromagnética
(CAERCEM)

Buenos Aires
República Argentina

RESUMEN

Se comparan los métodos actualmente utilizados para cálculo de intensidades de campo, en onda de superficie, sobre trayectos de características mixtas. Apoyado en los razonamientos en que se basan los desarrollos que llevan a las curvas de $E=f(D)$ se sugiere el uso de un método alternativo, no recíproco, de campo equivalente.

SUMMARY

The methods commonly used to obtain field intensities for ground wave over mixed paths are compared. Considering the reasonings which lead to the expressions used to plot the curves of $E=f(D)$, an alternative non reciprocal method of equivalent field is suggested.

INTRODUCCION

El desarrollo de la teoría de propagación de la onda terrestre ha llevado a expresiones (Bremmer Van del Pol) como la que ha utilizado el Comité Consultivo Internacional de Radiocomunicaciones (CCIR) para preparar curvas de utilización práctica para hallar intensidades de campo en función de distancia, frecuencia y características eléctricas de suelos (Joachim y otros; 1973).

$$E = \frac{752}{D_{km}} \sqrt{\frac{0,0537 D_{km}}{\sqrt[3]{\lambda_m}}} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{j^s \tau_s \frac{0,0537 D_{km}}{\sqrt[3]{\lambda_m}}}{2\tau_s - 1/\delta^2}$$

Se comprueba que la derivada de E con respecto a distancias es de la forma:

$$\frac{\delta E}{\delta D} = A D^{-1/2} e^{jBD} \left[\frac{D^{-1}}{2} + jB \right]$$

donde:

$$A = \frac{752 \sqrt{5,37 \times 10^{-2}}}{(2\tau_s - 1/\delta^2)^2} \quad B = \tau_s \frac{5,37 \times 10^{-2}}{\sqrt[3]{\lambda}}$$

Esto nos indica que la atenuación de la onda al hacer un determinado recorrido depende de la ubicación de dicho recorrido con respecto a la antena emisora. Si se toma por ejemplo una frecuencia de 1 MHz, para $\epsilon=4$ y $\sigma=1mS/m$ la atenuación entre 10 y 20 Km es de aproximadamente 20 dB. En cambio, entre 150 y 160 Km resulta ser sólo 1,5 dB. Si se hubiera tomado $\sigma=40mS/m$ los valores de la atenuación serían 11 dB y 1 dB respectivamente.

Se llega a un resultado equivalente si se considera el valor del factor de atenuación en función de distancia (Jordan y Balmain, 1968).

$$A = |F| = 1-j \sqrt{\pi\omega} e^{-\omega} \operatorname{erfc}(j\sqrt{\omega}) \Big|_{\psi=\bar{\psi}} = 1-j \sqrt{\pi p_1} e^{-P_1} \operatorname{erfc}(j\sqrt{p_1})$$

donde:

$$\omega|_{\psi=0} = p_1 = p e^{jb}$$

$$p = \frac{\pi R}{\lambda x} \frac{\cos^2 b''}{\cos b'} \approx \frac{\pi R}{\lambda x} \cos b$$

$$b = (2 b'' - b') \approx \text{arc tg } \frac{\epsilon_r + 1}{x}$$

$$b'' = \text{arc tg } \epsilon_r/x$$

$$b' = \text{arc tg } \frac{\epsilon_r - \cos^2 \psi}{x} \approx \text{arc tg } \frac{\epsilon_r - 1}{x}$$

$$x = \frac{18000 \sigma}{f_{\text{MHz}}}$$

En efecto se comprueba que en 1 MHz y con $\epsilon=15$ se hallan los siguientes valores:

σ	b	cos b	R	p	A	"εA"
1mS/m	41°6	0,7478	10 Km	4,35	0,14	0,07
			20 Km	8,70	0,07	
			100 Km	43,51	0,011	0,001
			110 Km	47,80	0,010	
30mS/m	1°7	0,9996	10 Km	0,19	0,9	0,08
			20 Km	0,38	0,82	
			100 Km	1,94	0,42	0,02
			110 Km	2,09	0,40	

Esto significa que con 1mS/m el factor por el que se debe multiplicar la intensidad de campo a la unidad de distancia para obtenerla a otra mayores, disminuye en un 50% al pasar de 10 a 20 Km y sólo en un 10% entre 100 y 110 Km. Con 30 mS/m se halla que son 9 y 5%.

Los valores mencionados indican que la atenuación que aparecerá en cualquier tramo del recorrido de la onda depende de la situación de dicho tramo con respecto al recorrido total.

Esto, que se comprende fácilmente cuando se trata de propagación sobre terreno de características uniformes, no resulta tan evidente cuando la onda se propaga so-

bre distintos tipos de suelos.

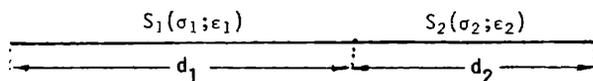
Se han desarrollado varios métodos para considerar esta situación. Se mencionan algunos de ellos.

PROPAGACION DE LA ONDA DE SUPERFICIE POR TRAYECTOS MIXTOS

Para la predicción de la intensidad de campo de la onda de superficie para trayectos compuestos de secciones sucesivas de terreno de conductividades diferentes (incluidas las secciones por encima del agua), existen dos métodos básicos: el método de la distancia equivalente (Kirke) y el método de la intensidad de campo equivalente elaborado por Millington (CCIR; 1980). Debe señalarse que el de la distancia equivalente no satisface el principio de reciprocidad, mientras que el método de Millington ha sido concebido para cumplirlo. El método de la distancia equivalente presenta inconvenientes particulares cuando se aplica a trayectos sobre agua, pues en tales casos puede dar lugar a una subestimación de la intensidad de campo. Por ejemplo, si un trayecto tiene una sección considerable por encima del mar, -lo que puede suceder en el caso de las islas en alta mar o a través de amplias zonas de estuario y, particularmente, en torno al Caribe,- se puede subestimar la señal interferente en 10 o más dB si se aplica el método de predicción de la distancia equivalente.

Método de Millington

Puede considerarse un trayecto constituido por las secciones S_1, S_2, S_3 , etc. de longitudes d_1, d_2, d_3 , etc. cuyas conductividades y constantes dieléctricas son $\sigma_1, \epsilon_1; \sigma_2, \epsilon_2; \sigma_3, \epsilon_3$, etc. tal como se indica en la siguiente ilustración para dos secciones:



Se consideran disponibles las curvas correspondientes a los distintos tipos de terreno de las secciones S_1, S_2 , etc. supuestas individualmente homogéneas (figura 1).

Se escoge entonces para la frecuencia de trabajo la curva correspondiente a la sección S_1 , y se determina el valor de la intensidad de campo $E_1(d_1)$ en dB a la distancia d_1 . Mediante la curva correspondiente a S_2 se determinan las intensidades de campo $E_2(d_1)$ y $E_2(d_1 + d_2)$ y así sucesivamente si hubieran más tramos.

La ecuación:

$$E_R \approx E_1(d_1) - E_2(d_1) + E_2(d_1 + d_2) \quad (1)$$

define así una intensidad de campo recibida E_R en un punto R.

Se invierte luego el procedimiento, suponiendo el transmisor en R y al receptor en T, lo que conduce a una intensidad de campo E_T , en T, definida por la ecuación

$$E_T = E_2 (d_2) - E_1(d_2) + E_1 (d_2 + d_1) \quad (2)$$

La intensidad de campo que se considera como válida es el promedio $(E_R + E_T)/2$ siendo evidente la forma de extender el cálculo a un número mayor de secciones.

Método de Kirke

En el método de Kirke, en cambio, se determina la intensidad de campo en el borde del primer tramo (D). Se busca a qué distancia (D_2) se hubiera tenido ese valor si la propagación se hubiera producido sobre un terreno con las características del segundo tramo. A ésta se le suma la longitud del segundo tramo y se halla la intensidad de campo que se tendría allí, que es la que se adopta como definitiva (E_f).

En este método no se intercambian las posiciones de transmisor y receptor.

Ejemplo de predicción de la propagación de la onda de superficie en trayectos mixtos a efectos de la comparación de métodos.

Se indica a continuación con detalle la manera de efectuar los cálculos para dos trayectos diferentes, ambos evaluados según los dos métodos de predicción considerados. La frecuencia elegida es 1000 KHz. Todas las intensidades de campo predichas están expresadas en dB con respecto a $1 \mu\text{V/m}$.

Se toma para el ejemplo un trayecto constituido por 100 Km de 1×10^{-4} S/m de conductividad (Curva G en la Figura 1) seguido de 100 Km de 5 S/m (Curva A).

Por el método de Kirke.

La intensidad de campo a 100 Km, (Curva G) es de 16 dB;
La distancia equivalente en la curva A para tener los mismos 16 dB es 1100 Km.

La intensidad de campo a (1100 + 100) Km sobre la curva A, es 11 dB.

En consecuencia, la intensidad de campo en este trayecto mixto resultaría ser 11 dB.

Por el método de Millington.

La intensidad de campo a 100 Km, (Curva G) es 16 dB;

La intensidad de campo a 100 Km, (Curva A) es 68 dB;

La intensidad de campo a 200 Km, (Curva A) es de 60 dB;

Por tanto, la intensidad de campo en una dirección es $16-68+60=8$ dB.

Se repite el proceso invirtiendo la dirección de propagación (Figura 2).

La intensidad de campo a 100 Km (Curva A) es 68 dB;

La intensidad de campo a 100 Km (Curva G) es 16 dB;

La intensidad de campo a 200 Km (Curva G) es -1 dB.

En consecuencia, en la dirección de propagación inversa se obtendría una intensidad de campo de

$$68-16-1=51 \text{ dB.}$$

La intensidad de campo para todo el trayecto, según este método, es en consecuencia de $(8+51) / 2 = 29,5$ dB .

En este último caso, los resultados obtenidos por los dos métodos difieren en 18,5 dB.

Se advierte que si se tomara sólo la primera parte del método de Millington, es decir sin intercambiar las posiciones del transmisor y el receptor, la diferencia que hubiera resultado sería de sólo 3 dB.

En la Figura 1 se hace evidente lo señalado antes, en el sentido de que la atenuación, en un trayecto de determinada longitud, depende de la ubicación del mismo con respecto a la antena emisora. Aquí se ve que, sobre agua de mar ($\sigma=5$ S/m), entre 100 y 200 Km la atenuación alcanza a 8 dB mientras que entre 1000 y 1100Km la onda sólo se atenúa en 5 dB.

Por lo dicho al principio, y a pesar de los fundamentos en que se basa el método de Millington, no parece justificarse aquel intercambio, a menos que se ignoren los razonamientos que llevan, por ejemplo, a las ecuaciones de Bremmer Van del Pol, cosa que no se puede hacer. De esto se deduce que para el cálculo de intensidades en propagación sobre suelos de características cambiantes, resulta aconsejable pensar en emplear el método de campo equivalente, pero sólo en parte: la que corresponde al camino directo, sin intercambiar las posiciones de transmisor y receptor. Y esto aún con una salvedad: si la onda se propaga sobre un terreno dado en una distancia suficientemente grande, tienden a disimularse los efectos que puede haber producido otro tipo de terreno por sobre el que se haya propagado antes. Es decir que se produce una especie de "recuperación" cuyos detalles requieren un estudio posterior.

Ya Kirke señaló, con respecto a la exigencia de reciprocidad que impone Millington, -que probablemente es más correcto tratar el caso como un cuádrupolo y no inter-

cambiar las antenas.

CONCLUSIONES

- Se han presentado las expresiones que dan la intensidad de campo en función de distancia y características del suelo por sobre el que se produce la propagación.
- Se ha mostrado que la diferencia de la intensidad de campo (o la atenuación) entre dos pares de puntos igualmente alejados entre sí dependen de su distancia a la fuente.
- Se han presentado los dos métodos de cálculo de intensidad de campo por trayectos mixtos, y se han señalado las diferencias en sus resultados.
- Se propone como alternativa un método no recíproco que sería el de campo equivalente sin intercambio de transmisor y receptor, lo que se justifica porque el "circuito" no es simétrico y a ello se llega con razonamientos coherentes como los que llevaron a deducir la expresión de $E = f(d, \sigma, \epsilon; f)$. Esto es equivalente a decir que en cada tramo se produce una atenuación función de f, ϵ, σ , distancia a la fuente y longitud de dicho tramo, resultando como atenuación final, en dB, la suma de las parciales.

RECONOCIMIENTOS

El presente trabajo forma parte del Programa Nacional de Radiopropagación.

BIBLIOGRAFIA

- Bremner, H., 1948; "Terrestrial radio waves"; Elsevier Publ. Co. Inc.; Amsterdam, 1948.
- CCIR, 1980; "Informe a la Primera Sesión de la Conferencia Administrativa Regional de Radiodifusión por Ondas Hectométricas (Región 2)" Capítulo I.
- Joachim, M., Mao, Y.Y., y Boyle, W., 1973; "Computer program to calculate ground wave field strength"; Telecom. Journal, Vol. 40, Sep. 1973.
- Jordan, E. y Balmain, K., 1968; "Electromagnetic waves and radiating systems"; Prentice Hall Inc., 1968.
- Kirke, H.L., 1949; "Calculation of ground-wave field strength over composite land and sea path". Proc. of the IRE, Pg. 489-496; mayo 1949.
- Millington, G., 1949; "Ground wave propagation over an inhomogeneous smooth earth", Proc. I.E.E., Part. III, 96^o 1949.
- Wait, J.R., 1974; "Recent analytical investigations of electromagnetic ground wave propagation over inhomogeneous earth models"; Proc. of the I.E.E.E., Vol. 62, N^o 8, Ago.1974.

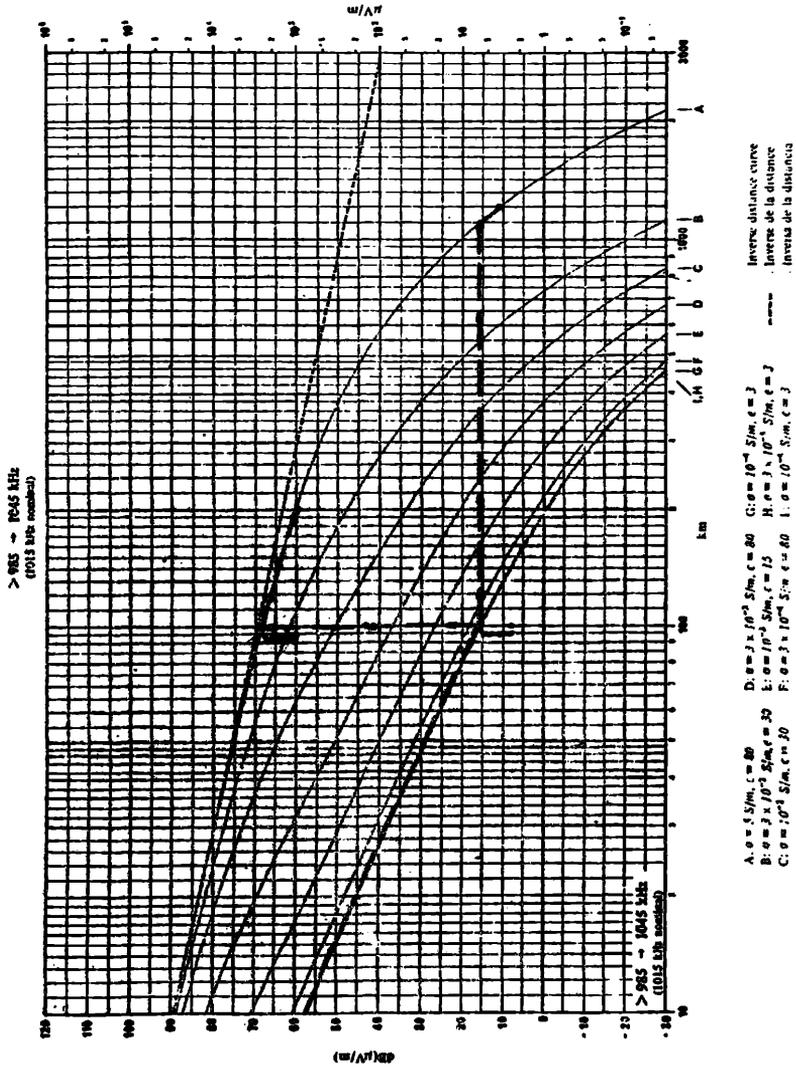


Fig. 1: Intensidad de campo en un trayecto compuesto aplicando el método de Kirke y la mitad directa del método de Millington.

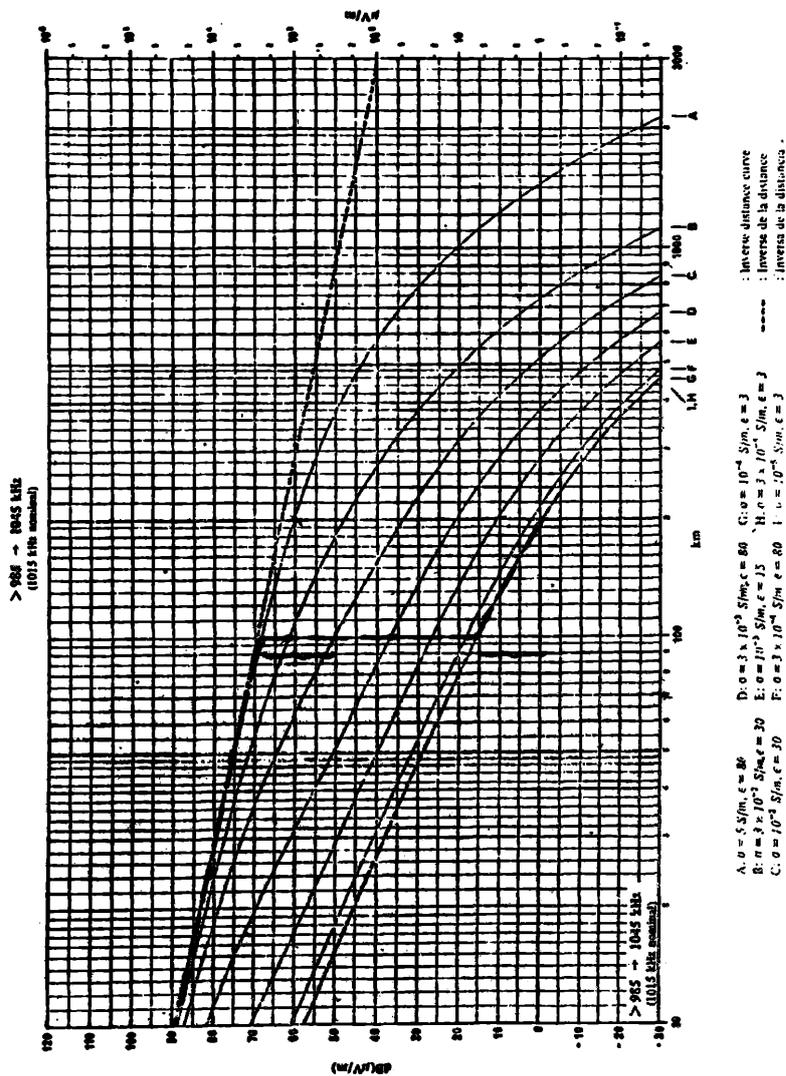


Fig. 2: Intensidad de campo en un trayecto mixto aplicando la mitad "inversa" del método de Millington.

RESPUESTA HEMISFERICA DE LA IONOSFERA A LAS FUERTES PERTURBACIONES
MAGNETICAS DE AGOSTO DE 1972*

Ana C. Martínez de Garat** y José R. Manzano***

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

RESUMEN

Se conoce perfectamente que la ionósfera y en especial la región F, sufren notables apartamientos de su comportamiento normal durante el desarrollo de tormentas geomagnéticas fuertes.

El presente trabajo consiste en el estudio del comportamiento de los parámetros foF2, h'F y hpF2 para las redes sudamericana, africana y australiana de sondadores para el período que se extiende desde el 3 al 6 de agosto de 1972, caracterizado por tres comienzos súbitos (SC) de tormentas magnéticas. Es evidente de los resultados, que las perturbaciones son consistentes con procesos TID (perturbaciones ionosféricas viajeras), con propagación tanto en latitud como en longitud y velocidades que van desde los 400 a los 1.000 m/seg.

ABSTRACT

Large departure from normal behavior of the ionosphere and specially F-region during the development of strong geomagnetic storms is well known.

The present paper studies the foF2, h'F and hpF2 parameters behavior for the South American, African and Australian ionosonde networks for the august 3 - 6 period characterized by three magnetic storm sudden commencements (SC). It is evident from the results that the disturbances are consistent with the TID's processes that propagate both in latitude and longitude with speeds of 400 to 1.000 m/seg.

* Trabajo subvencionado parcialmente por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) a través del Programa Nacional de Radiopropagación.

**Becaria del CONICET.

***Miembro de la Carrera del Investigador del CONICET.

1. INTRODUCCION

Los profundos cambios que ocurren en la atmósfera superior ionizada y neutra están asociados en la mayor parte de los casos con intensas fluctuaciones en el campo geomagnético. Las perturbaciones magnéticas constituyen un importante lazo de unión entre el sol y la Tierra ya que su energía está suministrada, en última instancia por el viento solar.

Las tormentas ionosféricas, tanto como las magnéticas comprenden una secuencia muy complicada de fenómenos. La mayoría de las conclusiones respecto a las mismas están siempre sujetas a reservas de una clase u otra. Las teorías sobre las tormentas son tentativas y las tormentas individuales varían tanto que pueden encontrarse excepciones a casi cualquier descripción de los fenómenos observados. Sin embargo, de acuerdo a Matsushita (1959), pueden indicarse resultados estadísticos de los rasgos generales de una tormenta fuerte. De la misma manera, en épocas recientes (Prölsch, 1980) han podido obtenerse conclusiones significativas con respecto a las tormentas ionosféricas positivas y negativas en relación con las distintas causas físicas que les dan origen.

El propósito del presente trabajo es el estudio del comportamiento de la concentración electrónica de pico de la capa F (proporcional a foF2), de la altura virtual de la base (h'F) y de la altura del pico de concentración de la región F (hpF2), durante el período de tormentas magnéticas fuertes que se extiende desde el 4 al 6 de agosto de 1972. El análisis se efectuó con datos de los sondadores de las redes sudamericana, africana y australiana, cubriéndose así prácticamente todo el hemisferio sur. Se tuvieron en cuenta los momentos de iniciación de la perturbación, los posibles mecanismos que les dan origen, así como los distintos caminos de propagación existentes.

2. ANALISIS DE LOS RESULTADOS

Se centró la atención en los días en los cuales se produce el comienzo súbito de la tormenta magnética y el día posterior. Los SC se dan a las 01.19 hs., 02.20 hs. y a las 20.54 hs. de Tiempo Universal del día 4 de agosto. Los otros días, fundamentalmente el 6/8 y 7/8, se consideran, si bien no como días tranquilos, al menos como días "normales".

Las tormentas analizadas serán denominadas como (1), (2) y (3) siguiendo el orden cronológico, para mayor comodidad. Las estacio-

nes consideradas son las siguientes: Islas Argentinas, Puerto Stanley, Buenos Aires, Tucumán y Huancayo para la red americana; Hermanus y Johannesburgo para la red africana; Hobart, Salisbury, Townsville y Vanimo para la red australiana.

2.1 Red americana

Las figuras 1 y 2 muestran la respuesta de la capa F a los SC (1), (2) y (3) para la red americana. Se ve claramente de las curvas $h'F$ (figura 1) que la perturbación se propaga desde las zonas de más alta latitud hacia el ecuador. Esto es particularmente notable para el SC (3) que es el que provoca los mayores cambios en la ionósfera, lo que puede apreciarse a través de los valores de K_p y AE y del notable ascenso de la base de la capa F (aproximadamente unos 400 km).

Coincidiendo con el SC (1) y (2) se ha medido, de acuerdo a datos suministrados por el Pioner IX, una velocidad del viento solar del orden de los 800 km/seg. El flujo de protones solares (Explorer 41) con energías mayores que 10 Mev es de cerca de 500 protones/cm²/seg. Entre las 16 y las 20 horas del tiempo local del 4/8 (el SC (3) es a las 16.54 hs. de TL) el viento solar aumenta su velocidad de 700 a 1.100 km/seg y el flujo de protones solares con energías mayores que 10 Mev avanza de 24.000 a unos 68.000 protones/cm²/seg. Es interesante señalar que esta gran velocidad del plasma solar, conjuntamente con el intenso flujo de protones se da simultáneamente con las perturbaciones más intensas que se encuentran en todo el período considerado.

El estudio de foF2 (figura 2) muestra el predominio de la tormenta positiva para todas las estaciones de la red. Las pequeñas depresiones que se observan no alcanzan a ser significativas ni siquiera en las estaciones de más alta latitud.

Las curvas h_pF2 (figura 3) ayudan a completar la imagen y confirman los puntos más destacados del análisis hecho anteriormente.

2.2 Red africana

No ha podido realizarse el estudio de $h'F$ por ser los datos demasiado incompletos. De acuerdo al comportamiento de la altura de pico de la capa F2 (figura 4) se debe concluir que la única tormenta que se manifiesta es la (3), con su SC a las 22.54 hs. de TL del 4/8.

En relación a las otras tormentas se teme que sea un poco arriesgado tratar de sacar conclusiones ya que los apartamientos

en relación a los días tranquilos son poco significativos. En cuanto al parámetro h_pF_2 , estas tormentas no aparecen, o, en su defecto lo hacen muy débilmente.

Las curvas de concentración electrónica (figura 4), indicativas de la densidad máxima de la región F2, muestran decididamente el predominio de la tormenta ionosférica positiva. En este sentido el comportamiento es asimilable al de la red americana.

2.3 Red australiana

Las figuras 5 y 6 muestran el comportamiento de la ionósfera australiana a través de la representación de la altura de pico de capa F2 y de su frecuencia crítica f_oF_2 . Se ha trabajado con datos de las estaciones de Hobart, Salisbury, Townsville y Vanimo. La diferencia de hora existente con las estaciones americanas hace que las tormentas que allí eran de noche, aquí sean diurnas. Los SC (1) (2) y (3) ocurren en Australia a las 11.19 hs. del 4/8, a las 12.20 hs. del 4/8 y a las 06.54 hs. del 5/8 respectivamente.

Con relación a los SC (1) y (2) y considerando las curvas h_pF_2 se ve claramente (salvo en Vanimo) que el levantamiento de la capa empieza aproximadamente a la misma hora (14.00 hs. TL). De acuerdo a la figura 5, y analizando el SC (3), se extrae una consecuencia importante. La perturbación se manifiesta primero en las estaciones próximas al ecuador y aparece más tarde en las zonas de alta latitud. Se tratará de explicar este hecho. En las estaciones de baja latitud la perturbación de la ionósfera comienza cerca de seis horas antes que en las estaciones de latitud más alta.

Dirijamos ahora nuestra atención a la figura 6 que representa la concentración electrónica máxima de la capa F2 a través del parámetro f_oF_2 para los días 4, 5, 6 y 7/8 de 1972. Aquí también se ha tomado como curva de control el promedio sobre días tranquilos. La ionósfera australiana muestra, en este sentido, una estructura inversa a la que se manifiesta en Africa y en Sudamérica. En efecto se observa un notable vaciamiento electrónico en todas las estaciones que se consideran salvo, quizás, Vanimo, que muestra, alternativamente fases positivas y negativas.

Por el contrario, la respuesta de la ionósfera a los SC (1) y (2), es muy débil y su apartamiento de la curva de control no es tan significativo. Su fase es positiva en toda la red.

Se quiere aclarar que los datos correspondientes a la altura de la base de la capa, F, $h'F$, no han estado a nuestra disposición.

3. PROPAGACION DE LA PERTURBACION

Existe acuerdo entre el conjunto de los autores en que las tormentas magnéticas y las ionosféricas, relacionadas entre sí, se inician en las zonas aurales propagándose luego hacia las bajas latitudes. Las tormentas que se analizan en este trabajo cumplen con esto, pero es evidente que el camino seguido por la perturbación no responde a un patrón simple sino que está influenciado por distintos factores.

De acuerdo al análisis de los resultados hecho más arriba, la tormenta sigue, en América, un camino que va de sur a norte; en África la situación es más confusa y en Australia el comportamiento se invierte respecto a América. De esta circunstancia puede concluirse que existe una "zona de impacto" ubicada seguramente en la región auroral correspondiente a la red americana desde donde se propaga la perturbación tanto en longitud como en latitud.

Una vez producido el impacto, la tormenta sigue caminos señalados por tres grandes brazos con sus respectivas velocidades. Una de las trayectorias apunta directamente al norte (red americana). Otro de los caminos iría en dirección noreste (es aquí donde la velocidad de propagación alcanza sus valores más altos) llegando al norte de Australia (Townsville y Vainimo) y el tercer brazo, más lento, se dirigiría casi directamente al este, alcanzando posteriormente la zona sur de Australia. Aceptando esta posibilidad se hace un cálculo aproximado de las velocidades de propagación, teniendo en cuenta el SC (3) que es el más intenso. Es necesario determinar primero la distancia, lo cual se hace mediante relaciones de trigonometría esférica, y el cálculo del tiempo se estima directamente de la gráfica.

Del cálculo surge, en primera aproximación que la velocidad de propagación disminuye un poco al acercarse al ecuador, pero básicamente la tormenta viaja hacia el norte y hacia el este con la misma velocidad (aproximadamente 400 m/seg). Esta alcanza valores muy altos, por encima de los 1.000 m/seg, en la dirección noreste.

4. DISCUSION

Hay dos hechos que resultan de especial importancia y que deben ser tenidos en cuenta al realizar la discusión. Por un lado el particular interés que despierta el estudio de una parte de la ionósfera que cubre una zona tan extensa del globo terráqueo, lo que permite comparar respuestas en latitudes muy diversas a la misma perturbación. Por otra parte, no debe perderse de vista que la tor

tormenta que ha canalizado la mayor parte del análisis, a la que se ha designado como (3), es de una magnitud excepcional. En efecto, al comparar resultados obtenidos en el presente trabajo con resultados obtenidos por otros autores debe recordarse que no es usual de manera alguna que el índice AE sobrepase los 2.000 gammas y que el índice Kp se mantenga con valores que oscilan de 7 a 9 durante las 24 horas que siguen al SC de la tormenta.

Es conocido que el viento solar interactúa con el campo magnético de la Tierra transfiriendo una parte de su energía a la magnetósfera terrestre y de ahí a la atmósfera superior. Se han propuesto varios modelos sobre la interacción del viento solar con la magnetósfera compatibles con las tormentas en la Tierra. En la secuencia de tormentas que se analizan en este trabajo es fácil observar que la perturbación más intensa coincide con los valores más altos de velocidad del viento solar, produciéndose la perturbación aún antes de la interacción gruesa del plasma solar con el campo geomagnético.

Hay muchos mecanismos que tratan de explicar los múltiples aspectos de las tormentas ionosféricas (Manzano, 1978; Prölss, 1980)

A partir de este denso conjunto de ideas las principales características de las tormentas de agosto de 1972 siguen perfectamente la descripción sobre las "Perturbaciones Ionosféricas Viajeras" hecha por Davis y Da Rosa que establece: 1). Están estrechamente relacionadas con la actividad magnética. 2). El mecanismo de producción está relacionado con el nivel de la actividad magnética. 3). Se originan en latitudes altas localizadas en el sector nocturno del óvalo auroral. 4). Propagación a latitudes más bajas después de su creación. 5). Velocidades del orden de los 500 m/seg. (en nuestro caso llega hasta los 1.000 m/seg). 6). Pequeño cambio de sus características después de viajar grandes distancias.

De acuerdo a varios autores, por ejemplo Georges (1968) y Thomas (1968) los TID's son causados por ondas gravitatorias atmosféricas, cuya generación está relacionada con las perturbaciones geomagnéticas de la zona auroral. Se haría evidente que la ionósfera es anisótropa ya que existía un único lugar de impacto y la perturbación se propaga con diferentes velocidades en las distintas direcciones.

Estudios recientes (Prölss, 1980) muestran claramente que la fase negativa de las tormentas ionosféricas está causada por cambios en la composición ionosférica, lo que está ampliamente confir-

mado por mediciones experimentales que han hecho posible por primera vez una comparación directa entre cambios asociados con las tormentas magnéticas en la composición neutra y los efectos de las tormentas negativas.

No todos los datos investigados muestran este estrecho acoplamiento. Esto no es sorprendente ya que la densidad del plasma de la región F2 está controlada por un gran número de mecanismos competitivos. Sin embargo, en general, los datos sobre composición y plasma están bien relacionados.

Desde este punto de vista, la decidida fase negativa que muestra la tormenta que se analiza en la ionósfera australiana, estaría indicando una notable disminución en la razón O/N_2 . La tormenta magnetosférica produce la tormenta atmosférica. Esta, a su vez, induce cambios en la composición neutra, fundamentalmente en la razón O/N_2 , los cuales desencadenan la tormenta ionosférica negativa. Este mecanismo, esquemáticamente explicado, daría cuenta de los hechos básicos observados en la red australiana en relación a las notables depresiones de f_oF_2 .

Prölss, en el trabajo ya citado, sostiene que en el hemisferio de invierno, las perturbaciones en la ionósfera son positivas y las tormentas negativas prácticamente no existen. Esta afirmación está en contradicción con los resultados obtenidos en el presente trabajo para la red australiana de sondadores. Por el contrario, en Africa y América este hecho sí se cumple.

A pesar de que Prölss globalmente no hace diferencias entre tormentas ocurridas de día y tormentas nocturnas, se piensa que este hecho debería tenerse en cuenta.

Hay evidencia experimental directa de que realmente no existe correlación entre las perturbaciones positivas y los cambios en la composición neutra (Prölss, 1976a). Ahora generalmente se cree que los incrementos en la densidad de plasma son causados principalmente por transporte de ionización. Siguiendo esta idea, la tormenta magnetosférica originaría campos eléctricos que desencadenan la tormenta ionosférica positiva. Sin embargo se considera que el efecto principal es debido a vientos que han nacido de la tormenta atmosférica a través de la inyección de energía provocada por la tormenta magnetosférica original y que levantan la ionización a zonas de menor pérdida. La fase decididamente positiva de las tormentas analizadas para Sudamérica y Africa estaría explicada, básicamente por estos mecanismos.

BIBLIOGRAFIA

- Davies M. J. y Da Rosa (1969), J. Geophys. Res. 74, 5721
Georges T. M. (1968), J. Atmos. Terr. Phys. 30, 735
Manzano J. R. (1978), Space Reserch. 18
Pröiss G. W. (1976a), The Geophysical Use of Satellite Beacon Observations, edited by M. Mendillo pp. 324-344, Boston University
Pröiss G.W. (1980), Reviews of Geophys. and Space Phys. 18, 183
Thomas G. (1968), J. Geophys. Res. 73, 3319
Matsushita S. (1959), J. Geophys. Res. 64, 305

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

- Figura 1: Se representa $h'F$ para la red americana de sondadores. La curva de control dibujada en líneas de trazos se ha construido con 11 días magnéticamente tranquilos. Las flechas indican los SC de las tormentas geomagnéticas. Se compara con los índices magnéticos Kp y AE. La parte rayada indica valores superiores a los normales y la sombreada valores inferiores.
- Figura 2: Idem anterior pero para foF2.
- Figura 3: Idem anterior para hpF2.
- Figura 4: Idem anterior pero se representan juntas foF2 y hpF2 para la red africana.
- Figura 5: Idem figura 3 para hpF2 de la red australiana.
- Figura 6: Idem figura 2 para foF2 para la red australiana.

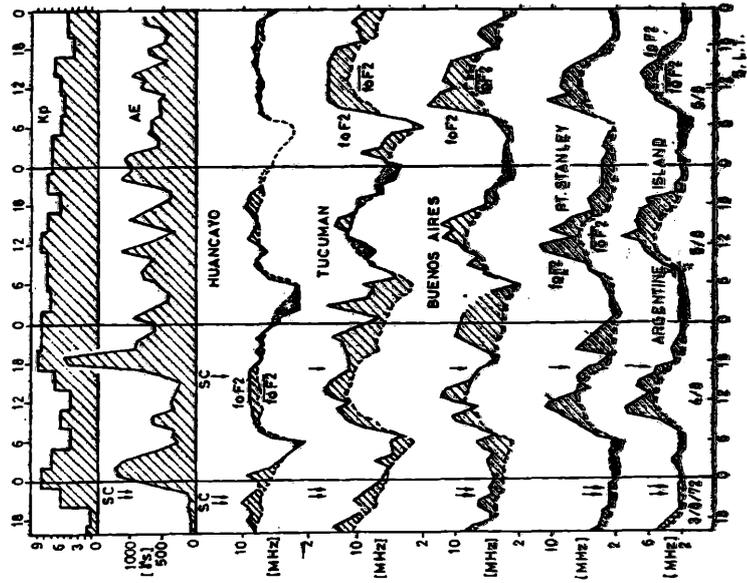


FIGURA 2

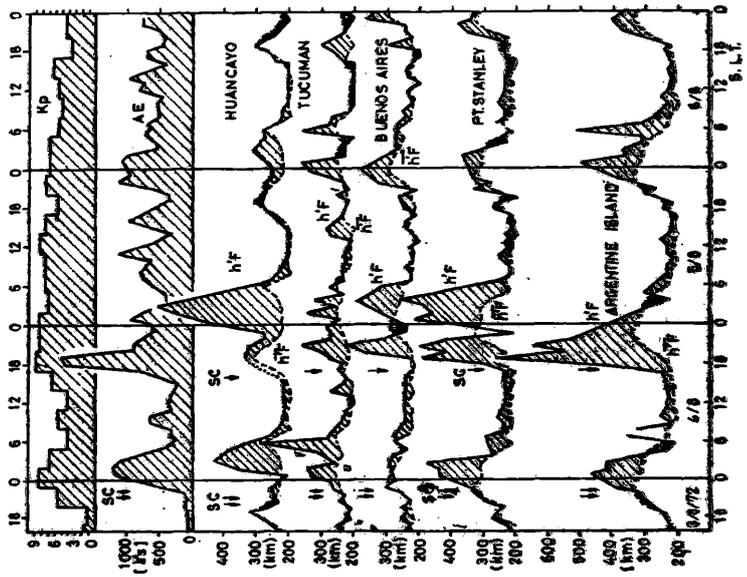


FIGURA 1

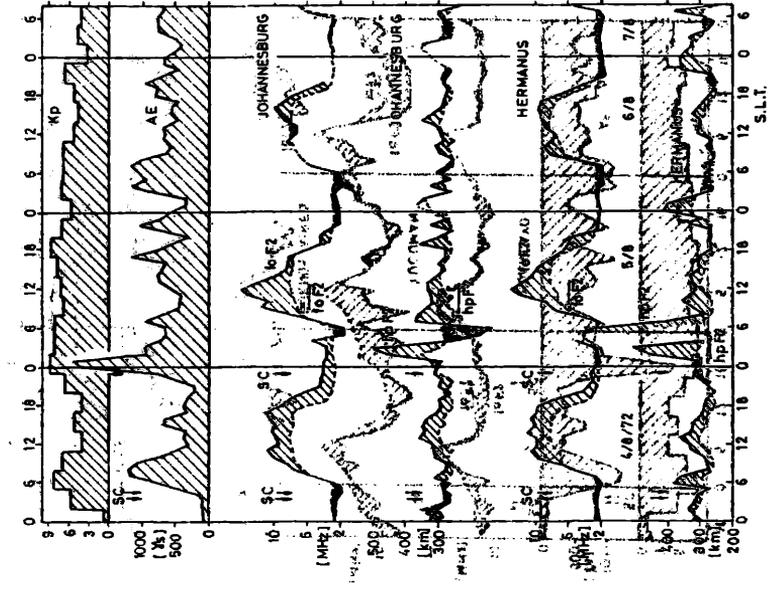


FIGURA 4

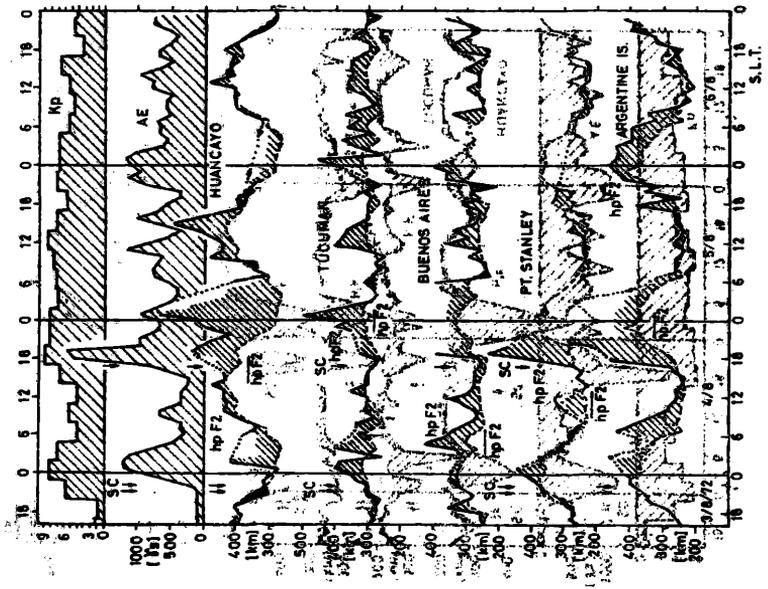


FIGURA 3

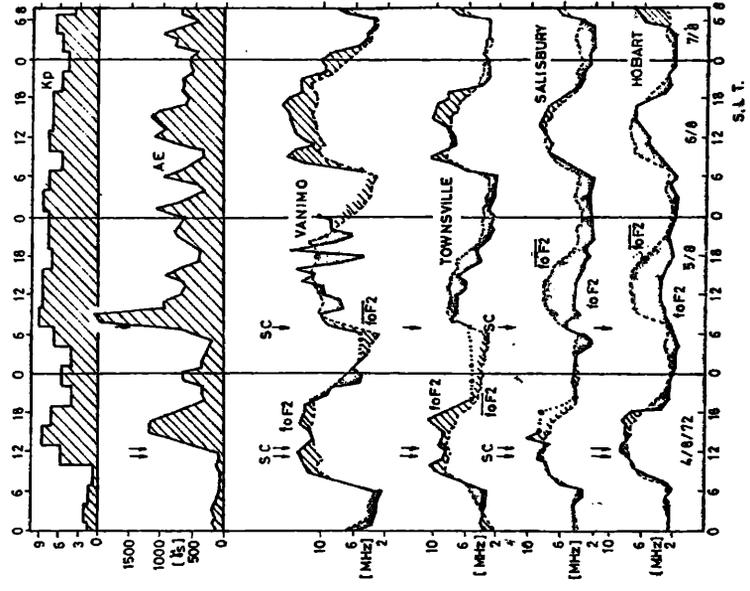


FIGURA 6

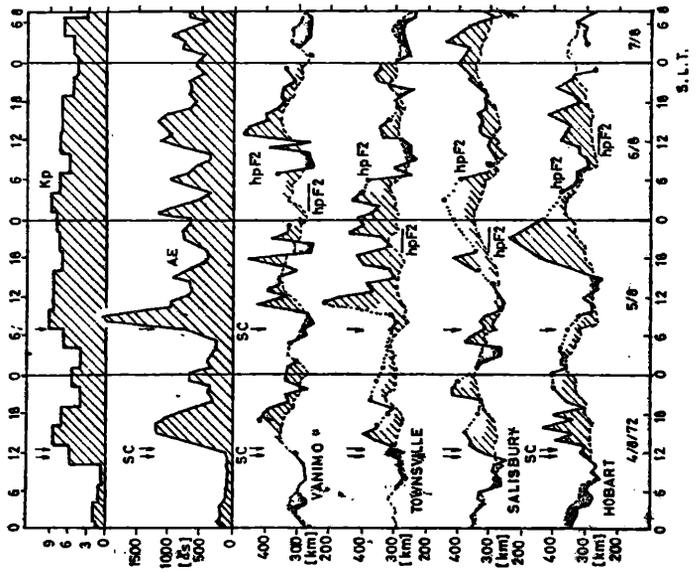


FIGURA 5

INDICE DE AUTORES

	Página
AZPIAZU, M.C. (de DUHAU, S. y ...): La corriente integrada en la capa E ecuatorial: Modelo teórico y su aplicación.	129
AZPIAZU, M.C. (de DUHAU, S. y ...): La temperatura electrónica en la región E de la ionósfera.	165
CAIMI, Emilio A.: Aspectos actuales en los estudios de la física de nubes.	1
CEJAS, Rogelio (de KURBAN L., MOSERT de GONZALEZ M., ..., MARTINEZ de GARAT A. y MANZANO J.R.): Desarrollo de una tormenta ionosférica esencialmente positiva a lo largo de la red sudamericana de sondadores.	103
DUHAU, Silvia (de ... y AZPIAZU, M.C.): La corriente integrada en la capa E ecuatorial: Modelo teórico y su aplicación.	129
DUHAU, Silvia (de ... y LOURO, A.A.): Dinámica de la termósfera ecuatorial: II, Cálculos y comparación con resultados experimentales.	153
DUHAU, Silvia (de ... y AZPIAZU, M.C.): La temperatura electrónica en la región E de la ionósfera	165
DUHAU, Silvia (de ..., HIRSCH, F.A. y ROMANELLI, L.): Obtención de parámetros ionosféricos a partir de las variaciones geomagnéticas en el ecuador magnético.	245
DUHAU, Silvia (de LOURO, A.A. y ...): Dinámica de la termósfera ecuatorial: I, Modelo teórico.	141
DUHAU, Silvia (de ROMANELLI, L., HIRSCH, F.A. y ...): Análisis de las variaciones geomagnéticas ecuatoriales en presencia de anomalías en la conductividad terrestre.	259
EZQUER, Rodolfo G. (de PINTADO, O.I., ..., RADICELLA, S. y RESTBERGS, V.): Las anomalías nocturnas de fase en MBF y el oxígeno atómico en la mesosfera. Parte I: Datos experimentales.	285
EZQUER, Rodolfo G. (de MANZANO, J.R., PINTADO, O.I., ... y MARTINEZ de GARAT, A.C.): Acoplamiento de la alta y baja ionósfera durante la tormenta geomagnética del 26 de marzo de 1976.	23
EZQUER, Rodolfo G. (de RADICELLA, S., RESTBERGS, V., PINTADO, O.I. y ...): Las anomalías nocturnas de fase en MBF y el oxígeno atómico en la mesosfera. Parte II: Procesos aeronómicos involucrados.	297
FINKELBERG, Liliana E. (de PERES, M. y ...): Evaluación de los métodos de predicción de la intensidad de campo en H.F. del Comité Consultivo Internacional de Radio (CCIR).	191
GAGLIARDINI, Domingo A. (de ... y KARSZENBAUM, H.): Un método simple para determinar la ionización correspondiente a los electrones secundarios y a los protones en un evento protónico.	321
GAGLIARDINI, Domingo A. (de KARSZENBAUM, H. y ...): Análisis de los distintos procesos de interacción de los electrones con los componentes atmosféricos.	309
GERSHANIK, Simón (de ... y VACCHINO, C.G. de): Variante en la obtención del tensor representativo de una población de fallas.	273
GERSHANIK de VACCHINO, Carlota (de GERSHANIK, S. y ...): Variante en la obtención del tensor representativo de una población de fallas.	273
GHIDELLA de HURTIS, Marta: Experimentos numéricos con un modelo de nube convectiva unidimensional dependiente del tiempo.	115
GIRALDEZ, Alberto E.: Propagación de ondas gravitatorias en la región E de la ionósfera.	47
GIRALDEZ, Alberto E. (de ..., PUIG, L. y LAMA, I.): Variabilidad de la ionización E-esporádica ecuatorial.	57

	Página
HIRSCH, Francisco A. (de DUHAU, S., ... y ROMANELLI, L.): Obtención de parámetros ionosféricos a partir de las variaciones geomagnéticas en el ecuador magnético.	245
HIRSCH, Francisco A. (de ROMANELLI, L., ... y DUHAU, S.): Análisis de las variaciones geomagnéticas ecuatoriales en presencia de anomalías en la conductividad terrestre.	259
HUERTA, Eduardo (de INTROCASO, A. y ...): Un método automático para el cálculo de efectos gravimétricos verticales de cilindros de eje vertical y sección circular, en puntos exteriores a su eje.	37
INTROCASO, Antonio : Modelos para el estudio de cuencas sedimentarias subsidentes que exhiben respuestas gravimétricas positivas.	35
INTROCASO, Antonio (de ... y HUERTA, E.): Un método automático para el cálculo de efectos gravimétricos verticales de cilindros de eje vertical y sección circular, en puntos exteriores a su eje.	37
KARSZENBAUM, Haydée (de ... y GAGLIARDINI, D.A.): Análisis de los distintos procesos de interacción de los electrones con los componentes atmosféricos.	309
KARSZENBAUM, Haydée (de GAGLIARDINI, D.A. y ...): Un método simple para determinar la ionización correspondiente a los electrones secundarios y a los protones en un evento protónico.	321
KURBAN, Leila (de ..., MOSERT de GONZALEZ, M., CEJAS, R., MARTINEZ de GARAT, A. y MANZANO, J.R.): Desarrollo de una tormenta ionosférica esencialmente positiva a lo largo de la red sudamericana de sondadores.	103
LAMA, Inés (de GIRALDEZ, A.E., PUIG, L. y ...): Variabilidad de la ionización E-esporádica ecuatorial.	57
LASCANO, Jorge V.: Análisis del comportamiento de la región F sobre Tucumán durante un ciclo solar.	219
LICHTENSTEIN, Erich K.: La depresión del noroeste argentino en relación a las ondas en los oestes.	205
LLORET, María Luz D. de (de ... y NECCO, G.V.): Estimación del ruido en archivos de datos aerológicos utilizando funciones ortogonales empíricas.	179
LOURO, Alfredo A. (de ... y DUHAU, S.): Dinámica de la termosfera ecuatorial: I, Modelo teórico.	141
LOURO, Alfredo A. (de DUHAU, S. y ...): Dinámica de la termosfera ecuatorial: II, Cálculo y comparación con resultados experimentales.	153
MANZANO, José R. (de ..., PINTADO, O.I., EZQUER, R.G. y MARTINEZ de GARAT, A.C.): Acoplamiento de la alta y baja ionósfera durante la tormenta geomagnética del 26 de marzo de 1976.	23
MANZANO, José R. (de ORTIZ de ADLER, N. y ...): Comportamiento de la garganta de densidad electrónica de la región F durante la tormenta geomagnética del 26 de marzo de 1976.	89
MANZANO, José R. (de MARTINEZ de GARAT, A.C. y ...): Respuesta hemisférica de la ionósfera a las fuertes perturbaciones magnéticas de agosto de 1972.	339
MANZANO, José R. (de KURBAN, L., MOSERT de GONZALEZ, M., CEJAS, R., MARTINEZ de GARAT, A. y ...): Desarrollo de una tormenta ionosférica esencialmente positiva a lo largo de la red sudamericana de sondadores.	103
MARTINEZ de GARAT, Ana C. (de ... y MANZANO, J.R.): Respuesta hemisférica de la ionósfera a las fuertes perturbaciones magnéticas de agosto de 1972.	339
MARTINEZ de GARAT, Ana C. (de MANZANO, H.R., PINTADO, O.I., EZQUER, R.G. y ...): Acoplamiento de la alta y baja ionósfera durante la tormenta geomagnética del 26 de marzo de 1976.	23

	Página
MARTINEZ de GARAT, Ana C. (de KURBAN, L, MOSERT de GONZALEZ, M., CEJAS, R., ... y MANZANO, J.R.): Desarrollo de una tormenta ionosférica esencialmente positiva a lo largo de la red sudamericana de sondadores.	103
MOSERT de GONZALEZ, Marta (de KURBAN, L., ..., CEJAS, R., MARTINEZ de GARAT, A.C. y MANZANO, J.R.): Desarrollo de una tormenta ionosférica esencialmente positiva a lo largo de la red sudamericana de sondadores.	103
NECCO, Gustavo V. (de LLORET, M.L.D. de y ...): Estimación del ruido en archivos de datos aerológicos utilizando funciones ortogonales empíricas.	179
NICOLINI, Matilde: Velocidad de desplazamiento de sistemas convectivos en Mendoza.	65
NUÑEZ, José M. (de SALUZZI, M.E. y ...): Conducta de celdas convectivas graniceras después de la siembra.	233
ORTIZ de ADLER, Nieves (de ... y MANZANO, J.R.): Comportamiento de la garganta de densidad electrónica de la región F durante la tormenta geomagnética del 26 de marzo de 1976.	89
PADULA PINTOS, Víctor H.: Reciprocidad en cálculos de intensidad de campo en onda de superficie.	329
PERES, Marcelo (de ... y FINKELBERG, L.): Evaluación de los métodos de predicción de la intensidad de campo en H.F. del Comité Consultivo Internacional de radio (CCIR).	191
PINTADO, Olga I. (de ..., EZQUER, R.G., RADICELLA, S. y RESTBERGS, V.): Las anomalías nocturnas de fase en MBF y el oxígeno atómico en la mesosfera. Parte I: Datos experimentales	285
PINTADO, Olga I. (de MANZANO, J.R., ..., EZQUER, R.G. y MARTINEZ de GARAT, A.C.): Acoplamiento de la alta y baja ionósfera durante la tormenta geomagnética del 26 de marzo de 1976.	23
PINTADO, Olga I. (de RADICELLA, S., RESTBERGS, V., ... y EZQUER, R. C.): Las anomalías nocturnas de fase en MBF y el oxígeno atómico en la mesosfera. Parte II: Procesos aeronómicos involucrados.	297
PUIG, Liliana (de GIRALDEZ, A.E., ... y LAMA, I.): Variabilidad de la ionización E-esporádica ecuatorial.	57
RADICELLA, Sandro (de ..., RESTBERGS, V., PINTADO, O. y EZQUER, R.): Las anomalías nocturnas de fase en MBF y el oxígeno atómico en la mesosfera. Parte II: Procesos aeronómicos involucrados.	297
RADICELLA, Sandro (de PINTADO, O.I., EZQUER, R.G., ... y RESTBERGS, V.): Las anomalías nocturnas de fase en MBF y el oxígeno atómico en la mesosfera. Parte I: Datos experimentales.	285
RESTBERGS, Valdis (de RADICELLA, S. y ...): Las anomalías nocturnas de fase en MBF y el oxígeno atómico en la mesosfera. Parte II: Procesos aeronómicos involucrados.	297
RESTBERGS, Valdis (de PINTADO, O.I., EZQUER, R.G., RADICELLA, S. y ...): Las anomalías nocturnas de fase en MBF y el oxígeno atómico en la mesosfera. Parte I: Datos experimentales.	285
ROMANELLI, Lilia (de ..., HIRSCH, F.A. y DUHAU, S): Análisis de las variaciones geomagnéticas ecuatoriales en presencia de anomalías en la conductividad terrestre.	259
ROMANELLI, Lilia (de DUHAU, S., HIRSCH, F.A. y ...): Obtención de parámetros ionosféricos a partir de las variaciones geomagnéticas en el ecuador magnético.	245
SALUZZI, María E. (de ... y NUÑEZ, J.M.): Conducta de celdas convectivas graniceras después de la siembra.	233

	Página
SCHNEIDER, Otto (de VAN ZELE, M.A. y ...): Algunas tentativas de optimización de datos para el estudio de mareas geomagnéticas.	79
VAN ZELE, María A. (de ... y SCHNEIDER, O.): Algunas tentativas de optimización de datos para el estudio de mareas geomagnéticas.	79

C O N T E N I D O

	Página
EMILIO A. CAIMI Aspectos actuales en los estudios de la física de nubes (Informe invitado).	1
JOSE R. MANZANO, OLGA I. PINTADO, RODOLFO G. EZQUER y ANA C. MARTINEZ de GARAT Acoplamiento de la alta y baja ionósfera durante la tormenta geomagnética del 26 de marzo de 1976.	23
ANTONIO INTROCASO Modelos para el estudio de cuencas sedimentarias subsidentes que exhiben respuestas gravimétricas positivas (Resumen).	35
ANTONIO INTROCASO y EDUARDO HUERTA Un método automático para el cálculo de efectos gravimétricos verticales de cilindros de eje vertical y sección circular, en puntos exteriores a su eje.	37
ALBERTO E. GIRALDEZ Propagación de ondas gravitatorias en la región E de la ionósfera.	47
ALBERTO E. GIRALDEZ, LILIANA PUIG e INES LAMA Variabilidad de la ionización E - Esporádica ecuatorial.	57
MATILDE NICOLINI Velocidad de desplazamiento de sistemas convectivos en Mendoza.	65
MARIA A. VAN ZELE y OTTO SCHNEIDER Algunas tentativas de optimización de datos para el estudio de mareas geomagnéticas.	79
NIEVES ORTIZ de ADLER y JOSE R. MANZANO Comportamiento de la garganta de densidad electrónica de la región F durante la tormenta geomagnética del 26 de marzo de 1976.	89
LEILA KURBAN, MARTA MOSERT de GONZALES y ROGELIO CEJAS Desarrollo de una tormenta ionosférica esencialmente positiva a lo largo de la red sudamericana de sondadores.	103
RTA GHIDELLA de HURTIS Experimentos numéricos con un modelo de nube convectiva unidimensional dependiente del tiempo.	115
SILVIA DUHAU y M.C. AZPIAZU Corriente integrada en la capa E ecuatorial: Modelo teórico y su aplicación.	129
ALFREDO A. LOURO y SILVIA DUHAU Dinámica de la termósfera ecuatorial: I, Modelo teórico.	141
SILVIA DUHAU y ALFREDO LOURO Dinámica de la termósfera ecuatorial: II, Cálculos y comparación con resultados experimentales.	153
SILVIA DUHAU y M.C. AZPIAZU La temperatura electrónica en la región E de la ionósfera	165

	Página
MARIA LUZ D. de LLORET y GUSTAVO V. NECCO Estimación del ruido en archivos de datos aerológicos utilizando funciones ortogonales empíricas.	179
MARCELO PERES y LILIANA FINKELBERG Evaluación de los métodos de predicción de la intensidad de campo en H.F. del Comité Consultivo Internacional de Radio (CCIR).	191
ERICH R. LICHTENSTEIN La depresión del noroeste argentino en relación a las ondas en los <u>o</u> estes.	205
JORGE V. LASCANO Análisis del comportamiento de la región F sobre Tucumán durante un ciclo solar.	219
MARIA E. SALUZZI y JOSE M. NUÑEZ Conducta de celdas convectivas graniceras después de la siembra.	233 v
SILVIA DUHAU, FRANCISCO A. HIRSCH y LILIA ROMANELLI Obtención de parámetros ionosféricos a partir de las variaciones geomagnéticas en el ecuador magnético.	245
LILIA ROMANELLI, FRANCISCO A. HIRSCH y SILVIA DUHAU Análisis de las variaciones geomagnéticas ecuatoriales en presencia de anomalías en la conductividad terrestre.	259
SIMON GERSHANIK y CARLOTA GERSHANIK de VACCHINO Variante en la obtención del tensor representativo de una población de fallas.	273
OLGA I. PINTADO, RODOLFO G. EZQUER, SANDRO M. RADICELLA y VALDIS RESTBERGS Las anomalías nocturnas de fase en MBF y el oxígeno atómico en la Mesosfera - Parte I: Datos experimentales.	285
SANDRO M. RADICELLA, VALDIS RESTBERGS, OLGA I. PINTADO y RODOLFO G. EZQUER Las anomalías nocturnas de fase en MBF y el oxígeno atómico en la Mesosfera - Parte II: Procesos aeronómicos involucrados.	297
HAYDEE KARSZENBAUM y DOMINGO A. GAGLIARDINI Análisis de los distintos procesos de interacción de los electrones con los componentes atmosféricos.	309
DOMINGO A. GAGLIARDINI y HAYDEE KARSZENBAUM Un método simple para determinar la ionización correspondiente a los electrones secundarios y a los protones en un evento protónico.	321
VICTOR H. PADULA PINTOS Reciprocidad en cálculos de intensidad de campo en onda de superficie.	329
ANA C. MARTINEZ de GARAT y JOSE R. MANZANO Respuesta hemisférica de la ionósfera a las fuertes perturbaciones magnéticas de agosto de 1972.	339