

ISSN 0326-7237

1986

G E O A C T A

VOLUMEN 13

NUMERO 2



publicado por:

ASOCIACION ARGENTINA DE GEOFISICOS Y GEODESTAS

C. C. 106 - Suc. 28

1428 - BUENOS AIRES

COMISION DIRECTIVA

Presidente:

Contraalm. Dr. Rodolfo Panzarini

Vicepresidente:

Agrim. Rubén C. Rodríguez

Secretario:

Lic. Marcelo Pérès

Tesorero:

Lic. Francisco Hirsch

Vocales titulares:

Ing. Pastor Sierra

Dr. José Manzano

Lic. Emilio A. Caimi

Ing. Antonio D'Alvia

Vocales suplentes:

Agrim. Raúl Malberti

Lic. Ricardo D. Miró

Lic. Raúl Perdomo

Ing. Carlos Marcelo Paterlini

SUBCOMISION DE PUBLICACIONES:

Ing. Oscar A. Parachu

Agrim. Rubén C. Rodríguez

Ing. Daniel A. Valencio

Dr. Otto Schneider

Ing. Rodolfo Martín

Ing. Carlos Novogradsky

Dr. Alberto E. Giraldez

Dr. José Manzano

Ing. Roberto Quintela

Dr. José A. Hoffmann

Dr. Erich R. Lichtenstein

Ing. Fernando Vila

Ing. Simón Gershanik

Ing. Juan Castano

EDITORES:

Agrim. Mario Ornstein

Lic. María Luisa Altinger

**Colaboradores en la revisión de trabajos
que se publican en GEOACTA:**

Dr. Walter Fernández	(Universidad de Costa Rica)
Dr. Alberto Foppiano	(Universidad de Concepción, Chile)
Dr. Isidoro Orlanski	(Universidad de Princeton, USA)
Dr. Carlos Mechoso	(Universidad de California, USA)
Prof. Rafael N. Sánchez	(Universidad Laval, Canadá)
Ing. Eduardo Bustamante	(CONICET)
Dr. Gustavo Necco	(Universidad de Buenos Aires)
Dr. Vicente R. Barros	(CONICET)
Dra. Julia Paegle	(Universidad de Utah, USA)
Dr. Humberto Fuenzalida	(Universidad de Chile)
Dr. José Rutlant Costa	(Universidad de Chile)
Dr. Aldo Viollaz	(Universidad de Tucumán)

El Volumen 13 de GEOACTA se completa con la publicación de este segundo número que contiene, como el primero, trabajos presentados en la 13a. Reunión Científica realizada en San Carlos de Bariloche, en noviembre de 1984.

La publicación del segundo número del Volumen 13 de GEOACTA, ha sido financiada parcialmente con un subsidio otorgado por la Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires (CIC), la cual no se hace responsable de su contenido.

PROPAGACION DE ONDAS MECANICAS (GRAVITATORIAS Y MAREAS) EN
LA ALTA ATMOSFERA TERRESTRE

Alberto E. Giráldez *
Laboratorio Ionosférico de la ARMADA (LIARA)
*Miembro de la carrera del CONICET

RESUMEN

La atmósfera terrestre, en todos sus niveles, responde a las excitaciones térmicas con mecanismos termodinámicos tendientes a disipar y propagar la energía que recibe.

En este informe se tratarán los mecanismos de conversión de energía térmica en ondas de presión que se propagan a grandes distancias en la alta atmósfera.

En la atmósfera las ondas de presión se propagan según sea su frecuencia, la que a su vez está determinada por las características de la fuente generadora.

Puede hablarse fundamentalmente de tres principales tipos de onda; Ondas Gravitatorias, de corto período (10 a 300 minutos); Mareas Atmosféricas (períodos de 8 a 24 horas) y Ondas Planetarias (períodos de días y meses).

Fisicamente el origen de los tres tipos de ondas es común, constituyendo el mismo fenómeno básico.

Sin embargo, requieren análisis independiente porque la presencia de la fuerza gravitatoria terrestre y la rotación de la tierra sobre sí misma producen efectos de diferentes escalas en la dinámica atmosférica.

ABSTRACT

The terrestrial atmosphere, at all levels, responds to the thermal excitations with thermodynamic mechanisms which produce dissipation and propagation of the received energy.

In this report the conversion mechanisms of the thermal energy into pressure waves propagating at great distances in the upper atmosphere are analyzed.

Pressure waves propagate differently in the atmosphere, depending on their frequency, which is in turn determined by the generator source characteristics.

Fundamentally, it is possible to speak of three principal wave types; Gravity Waves, with short periods (10 to 300 minutes); Atmospheric Tides with periods from 8 to 24 hours, and Planetary Waves (periods of days and months).

The three wave types have in common physical origin, being the three the same basic phenomena. Nevertheless they require an independent analysis because the earth gravity force and the earth rotation produce different scales effects in the atmospheric dynamics.

INTRODUCCION

La observación de algunas de las variables fundamentales que describen la dinámica atmosférica es de tradición mas que centenaria, por ejemplo las mediciones meteorológicas troposféricas.

Las observaciones en la alta atmósfera son en cambio mas jóvenes; se han realizado principalmente a partir de la década del '40.

En este trabajo solo nos ocuparemos de fenómenos de la alta atmósfera; pero es necesario aclarar que también ocurren en la baja atmósfera, aunque su detección es más dificultosa debido a que son de pequeña magnitud en comparación con los procesos globales. Por consiguiente, su interés meteorológico es escaso.

Tanto en la alta como en la baja atmósfera, los fenómenos se describen por el mismo sistema de ecuaciones fluidodinámicas, que será analizado más adelante. Las diferencias estriban en la importancia relativa de las fuerzas actuantes.

La atmósfera, desde el punto de vista físico, es un volumen gaseoso, esférico, limitado interiormente por una esfera rígida y abierto exteriormente; soporta dos intensas fuerzas externas: la atracción gravitatoria y la fuerza de Coriolis debida a la rotación. El análisis de los fenómenos debe incluir prioritariamente ambas fuerzas.

Los primeros estudios efectuados sobre el tema utilizaron modelos simples, asimilando el problema atmosférico al de mareas en los océanos. Por eso el primer modelo aceptable se obtiene de la llamada ecuación de mareas de Laplace, que permite analizar modos desacoplados.

Posteriormente se desarrollaron modelos atmosféricos más elaborados que, al tener en cuenta las variaciones en altura de la densidad y la temperatura, permiten una mejor comprensión de los fenómenos, al precio de aumentar tanto la complejidad matemática que no es posible obtener soluciones analíticas desacopladas.

S. Chapman y R. Linzen (1970) han expuesto claramente la evolución histórica del tema y las características de los modelos más modernos pueden ser estudiadas en S. Kato (1980). Ambas fuentes sirven también para obtener un panorama global de la dinámica de la alta atmósfera. A continuación presentare una descripción de los resultados experimentales y teóricos mas importantes del tema.

EVIDENCIA EXPERIMENTAL

El conocimiento de la alta atmósfera requiere la medición, para distintas condiciones temporales y geográficas, del perfil en altura de varios parámetros: composición química, densidad de ionización, densidad de partículas neutras, temperatura cinética, velocidades de desplazamiento de masa, presión, corrientes, etc.

Para obtener esta información se recurre a una variedad de técnicas de medición, "in situ" y desde tierra, directas e indirectas.

La experiencia indica que cualquiera sea la técnica de medición utilizada, si se eliminan las variaciones debidas a efectos fotoquímicos, la aplicación de cualquier técnica de análisis espectral, sea autorregresiva, transformadas de Fourier o de Máxima Entropía a una serie temporal o red espacial (tanto vertical como horizontal) de datos de presión, temperatura o densidad (tanto neutra como ionizada) se obtienen espectros de líneas bien definidas, con distribución de potencia $E(\omega)$ de pendiente negativa, y en algunos casos fuertemente negativa, indicando que los mismos no corresponden a procesos aleatorios.

Ademas existe una fuerte estabilidad en el espectro cuando se aplica el procedimiento a diferentes series de datos o se utiliza una ventana móvil para analizar una misma serie.

Las series temporales indican la existencia de fenómenos ondulatorios periódicos en la alta atmósfera, con períodos desde los 10 minutos a los 6 meses. Del análisis de las redes espaciales se observan longitudes de onda horizontales que van desde los 100 Km hasta escalas planetarias (10.000 Km), y la propagación vertical de ondas viajeras, con longitudes de onda de unas pocas decenas de Km como máximo.

Esta información apunta a la existencia de fenómenos armónicos estables en la atmósfera cuyos períodos y/o longitudes de onda horizontal y vertical son mensurables, y que segun las definiciones mas ortodoxas no son otra cosa que ondas.

El análisis muestra que a veces las fases son constantes (ondas que no se propagan), en otros casos se observan cambios graduales de fase, indicando la propagación de la onda.

Segun la escala de su período, las ondas se comportan en forma diferente, por lo cual reciben distintas denominaciones y son estudiadas por separado: Ondas Gravitatorias, Mareas y Ondas Planetarias.

En este trabajo examinaremos los dos primeros tipos de ondas. Las Ondas Planetarias se deben a efectos planetarios de circulación. Aparte de los gobernados por la radiación solar directa, corresponden a las Ondas de Rossby y no serán analizadas en detalle.

Ondas Gravitatorias

Las ondas gravitatorias, inicialmente denominadas Perturbaciones Ionosféricas Viajeras (TID's), son fácilmente identificables en todas las regiones ionosféricas pues presentan fuertes amplitudes durante perturbaciones solares y geomagnéticas. Vienen generalmente desde los polos hacia el ecuador, su período medible oscila entre los 10 minutos y las 3 horas y su velocidad de avance entre 300 y 700 m/seg.

Estas observaciones, anteriores al desarrollo de la teoría de perturbaciones en las ecuaciones fluidodinámicas, son aplicadas por Hines (1960) a un modelo simple de perturbaciones, para determinar la posibilidad de existencia teórica de ondas, cuyas frecuencias

resultan inferiores a una frecuencia de corte gravitatoria, por encima de la cual existe una frecuencia de corte acústica. Más allá solo es posible el desarrollo y propagación de ondas acústicas.

La ecuación de dispersión que se obtiene para un modelo de atmósfera simple es:

$$\omega^4 - \omega^2 c^2 (K_x^2 + K_z^2 - K_z'^2) + g^2 (\gamma - 1) K_x^2 + \omega^2 \gamma g K_z'^2 = 0 \quad (1)$$

$$\omega^2 K_z'^2 (2c^2 K_z'^2 + \gamma g) = 0$$

donde:

- ω = frecuencia de la onda
- c = velocidad del sonido
- g = aceleración gravitatoria
- K_x = número de onda horizontal
- K_z' = parte real del nro. de onda vertical
- $-K_z''$ = parte imaginaria del nro. de onda vertical
- γ = cociente de calores específicos (C_p/C_v)

Aquí consideramos una onda que se propaga en el plano (x, z) , atenuándose en la dirección vertical ($K'' = 0$), con frecuencia no nula y longitud de onda horizontal no nula, entonces:

$$K_z'^2 = \gamma g / 2c^2 = -1/2H \quad (2)$$

$H = kT/mg =$ altura de escala

y la ecuación de dispersión se transforma en:

$$[(1 - \omega_b^2/\omega^2) \cdot K_x^2] / (1 - \omega_b^2/\omega^2) + K_z'^2 / (1 - \omega_b^2/\omega^2) = K_0^2 = \omega^2/c^2 \quad (3)$$

$\omega_a = \gamma g / 2c =$ frecuencia de corte acústica

$\omega_b = (\gamma - 1)^{1/2} g / c =$ frecuencia de corte gravitatoria (Brunt-Vaisälä)

Por inspección de la ecuación (3) se observa que existen tres regiones de solución dependiendo del valor de la frecuencia:

- a) $\omega > \omega_a$
La ecuación de dispersión es elíptica, correspondiendo a ondas acústicas
- b) $\omega_b < \omega < \omega_a$
No existe solución real de la ecuación de dispersión, la llamaremos zona prohibida
- c) $0 < \omega < \omega_b < \omega_a$
La ecuación de dispersión es hiperbólica, existe propagación en direcciones preferenciales, y debido a la forma de la superficie de dispersión, la fase y la energía viajan en direcciones ortogonales entre sí.

Esta última región corresponde a las ondas gravitatorias internas. Debe tenerse en cuenta que la teoría no indica cuantificación o discretización del espectro de frecuencias. Modelos más elaborados, que incorporan gradientes verticales de temperatura, predicen una discretización de las frecuencias, y también la aparición de niveles críticos de resonancia por la inclusión de vientos de fondo; con lo cual se explica la propagación cuasi guiada y con baja atenuación a largas distancias. Por otro lado este modelo no modifica la estructura general discutida anteriormente.

La producción de estas ondas requiere la existencia de fuentes impulsivas de energía (auroras, tormentas magnéticas, etc). Sin embargo, en ausencia de este tipo de fuentes, también se observan ondas, si bien con menor intensidad.

En realidad se observan casi continuamente características que no tienen explicación a menos que se acepte la existencia de interacción e intercambio de energía entre ellas y el sistema de mareas, interacción que no puede ser planteada adecuadamente con un modelo teórico como el utilizado actualmente, a menos de términos empíricos.

Actualmente se está trabajando en este tema. Aparentemente la interacción se efectuaría a través de efectos no lineales con las mareas atmosféricas.

Mareas

Al igual que las ondas gravitatorias, su observación fue anterior a la existencia de modelos que explicaran adecuadamente su desarrollo. Estos últimos se demoraron por la falta de información referida a las características, magnitud, intensidad y ubicación de las fuentes térmicas principales.

La existencia de oscilaciones de presión con períodos 8, 12 y 24 hs, con gran estabilidad de frecuencia y de fase, y con fuertes variaciones latitudinales, son conocidas desde hace más de dos siglos a partir de registros meteorológicos. Los estudios de estos fenómenos en la alta atmósfera comienzan en la década del '50, obteniéndose abundante información que confirma la existencia de mareas en esa región.

Utilizando la amplitud y fase de los diferentes modos identificados, se realizaron varios intentos frustrados por desarrollar un modelo teórico aceptable, hasta que finalmente se obtuvo uno relativamente sencillo, (para los detalles ver Chapman y Lindzen, 1970).

Uno de los hechos fundamentales revelados por el modelo teórico es que los efectos observados a más de 200 Km de altura son consecuencia directa de la absorción de la radiación solar por el Ozono y el vapor de agua existentes a los 40 Km de altura aproximadamente.

El modelo resuelve el sistema de ecuaciones fluidodinámicas a través del conjunto de autofunciones de Hough, donde las variables son la latitud y la altura.

Para cada frecuencia, esta teoría predice la existencia simultánea de una variedad de modos independientes (autofunciones) tanto simétricos como antisimétricos respecto del ecuador.

A partir de la mezcla medida experimentalmente se han hecho grandes esfuerzos para separar los componentes.

Por los magros resultados se piensa que en realidad los modos no son independientes entre sí, lo cual en buen romance significa que el modelo teórico, para obtener independencia de variables y soluciones independientes, debió linealizar las ecuaciones de partida más allá de lo aceptable.

Esta es otra razón para postular un modelo más amplio, no lineal y del cual se desprendan naturalmente las relaciones no lineales entre O.G. y Mareas, y entre los modos de mareas.

En realidad, la clasificación de ondas atmosféricas en los tres tipos mencionados, por conveniente que resultara desde un punto de vista metodológico, se ha convertido en una rémora que dificulta la visión integrada del fenómeno. Como suele ocurrir, lo que es simplemente útil u oportuno para describir los hechos, se transforma luego en doctrina y es confundido con los hechos mismos. Por eso se han acumulado varios metros cúbicos de publicaciones que intentan justificar teóricamente las características diferenciales de las ondas gravitatorias, planetarias y las mareas, sin siquiera mencionar la posible interacción entre ellas.

MODELO GENERALIZADO

En este punto transcribiré las ecuaciones que permiten explicar, por ahora cualitativamente, las características de todo el espectro, a partir de una estructura fluidodinámica clásica.

Considerando a la atmósfera como un fluido de Navier-Stokes, que por encima de los 60 Km de altura constituye un plasma débil, generado por radiación solar y en parte gobernado por el campo geomagnético, el sistema de ecuaciones de continuidad, momento, energía termodinámica y energía dinámica son:

$$\partial \rho / \partial t + \text{div}(\rho \vec{U}) = 0 \quad (4)$$

$$D\vec{U}/Dt + 2(\vec{\Omega} \times \vec{U}) = -(1/\rho) \text{Grad}(P) + \vec{g} + \vec{F} \quad (5)$$

$$Q = C_v (DT/Dt) + P (D(1/\rho)/Dt) \quad (6)$$

$$-\text{div}(P \vec{U})/\rho = D/Dt (U^2/2) - \vec{g} \cdot \vec{U} - \vec{F} \cdot \vec{U} + (P/\rho^2) D\rho/Dt \quad (7)$$

donde

- ρ = densidad
- \vec{U} = velocidad neutra del gas
- $\vec{\Omega}$ = velocidad angular planetaria
- P = presión
- \vec{g} = aceleración gravitatoria
- \vec{F} = fuerzas externas
- Q = calor suministrado al sistema
- C_v = calor específico a volumen constante
- T = temperatura

$$D/Dt = \partial/\partial t + (U \cdot \text{div}.)$$

debe agregarse como ecuación constitutiva la ec. de los gases ideales

$$P = \rho R T \quad (8)$$

Las ecuaciones anteriores describen adecuadamente el modelo fluidodinámico apto para analizar la alta atmósfera.

Las condiciones que deben imponerse a las mismas y al desarrollo de los diferentes términos son:

- 1) Deben resolverse en coord. esféricas. Teniendo en cuenta que la coordenada radial especifica la altura por encima de la superficie terrestre (hasta 400 Km), los términos de la forma r/a (donde a = radio terrestre) son despreciables.

- 2) El término $(\vec{\omega} \times \vec{U})$ de la ecuación (5) tiene en cuenta la aceleración de Coriolis debida a la rotación terrestre.
- 3) El término \vec{F} de la ecuación (5) tiene en cuenta todos los fenómenos de aceleraciones no debidas a Coriolis, gravitatorio o presión. En el caso mas general:

F = Fuerza de frenamiento iónico + Divergencia del flujo de momento por difusión molecular y turbulenta + Fuerza de Lorentz por conductividad Hall + Fuente externa de momentos.

- 4) El término F de la ecuación (7) debe incluir los términos de divergencia de flujo de calor por difusión molecular y turbulenta + enfriamiento radiativo.

Las ecuaciones (4)-(8) contienen los elementos sustanciales de la física de los fenómenos atmosféricos. Es posible examinar la importancia relativa de cada uno de los agentes involucrados y cambiando el peso de uno a otro puede entenderse el fundamento y las limitaciones de la clasificación clásica de las ondas, basada exclusivamente en la escala de tiempos.

Los intentos de solución ensayados hasta la fecha, con modelos sencillos de los términos de \vec{F} en las ecuaciones (5) y (7) para los diferentes fenómenos, han sido llevados a cabo en forma numérica, y solo luego de efectuar las aproximaciones lineales a primer orden del sistema (considerando que las ondas son perturbaciones pequeñas de las variables estacionarias). No ha sido posible avanzar más allá de una aproximación lineal debido a la complejidad del sistema.

Aun así, con soluciones perturbativas y limitadas, se puede obtener un panorama cualitativo aceptable de cuales son los modos de onda que pueden desarrollarse en la atmósfera.

Para la discusión recurrimos a la Figura 1 donde se muestra, en forma paramétrica, las posibles soluciones oscilatorias, de acuerdo con los resultados de las ecuaciones de dispersión para cada rango de períodos (en este caso con valores numéricos correspondientes a la baja termosfera, 90-100km).

En esta Figura tridimensional se grafica la superficie de dispersión en función del período (T), la longitud de onda vertical (λ_z) y la longitud de onda horizontal (λ_H).

Como se observa en la Figura, la región acústica esta separada de la gravitatoria, no existiendo superposición entre ambas. La región de separación (Zona Prohibida) en realidad es muy pequeña, del orden del minuto, según la altura, pero ha sido ampliada en la Figura para mayor claridad.

Esta zona es la comprendida entre T_a (período de corte acústico) y T_b (período de Brunt-Vaisala).

Las líneas gruesas de trazos que definen un par de planos normales a T (H-H y C-C) indican aproximadamente el límite del rango de validez de la aproximación hidrostática (desde H-H hacia períodos superiores) y el límite del rango de validez de considerar despreciable la fuerza de Coriolis (desde C-C hacia períodos menores).

Debe hacerse notar que en la Figura la coordenada de períodos (T) ha sido calibrada en dos escalas diferentes, para simplificar la misma, ya que el rango acústico abarca solo hasta unos pocos minutos, mientras que el rango gravitatorio ocupa desde minutos hasta 24 horas.

Las regiones delimitadas por la superficie de dispersión y el eje de períodos es la región permitida, dentro de la cual se encuentran las ondas que se propagan en la alta atmósfera. Fuera de estas regiones se encuentran las ondas evanescentes, estacionarias y de superficie.

Un análisis más detallado de la Figura, según sus diferentes regiones indica:

Región Acústica: Este espacio está limitado por la superficie de dispersión correspondiente a la velocidad del sonido en el medio. La relación λ_2/λ_M pasa de ser 1 para períodos muy pequeños, a $\lambda_2/\lambda_M \ll 1$ para períodos cercanos al período de corte acústico, generando la conocida expresión que asigna a las ondas acústicas elipsoides en el plano λ_2, λ_M . En el límite de corte acústico el elipsoide colapsa, generando prácticamente una línea horizontal ($\lambda_2 \approx 0$) indicando que se ha alcanzado la frecuencia de oscilación propia de la atmósfera y las ondas no se propagan en el espacio.

La superficie de dispersión es cerrada y no presenta singularidades en el espacio λ, T , excepto en el límite de corte acústico.

Región Prohibida: Esta región está limitada por los valores de períodos de corte acústico (T_a) y de oscilación boyante (T_b). En esta región no existe ecuación de dispersión con soluciones reales, indicando que de existir algún tipo de onda con período en este rango será evanescente. Debido a que T_a y T_b varían con la altura en forma apreciable, puede ocurrir que ondas que se propaguen verticalmente en el rango gravitatorio en la atmósfera media, alcancen una altura en la que su período sea el de Brunt a otra altura. Estas ondas transferirán su energía al medio y desaparecerán, al ser absorbidas por resonancia.

Región Gravitatoria: En esta región se han graficado solamente las relaciones de dispersión para unos pocos casos de períodos entre 7 minutos y 24 horas, tomándose como referencia al período de Brunt de 6 minutos y una velocidad sónica de aproximadamente 600-800 m/seg. La superficie de dispersión es un hiperboloide, y las secciones con el plano (λ, T) son parábolas con vértice en $T = T_b$.

La primera característica que se observa es que son superficies abiertas en la dirección vertical, y ya que la velocidad de propagación de fase es normal a la superficie de dispersión, su fase avanza en general hacia abajo o a lo sumo casi horizontalmente.

Se observa asimismo que a mayor período, la relación λ_2/λ_M se hace cada vez mayor, transformándose en el caso de muy altos períodos en fenómenos cuasi bidimensionales (plano horizontal).

Otra característica importante es su carácter evanescente en la dirección vertical al llegar al límite de longitud de onda horizontal. La abrupta subida de las curvas de dispersión es debida a que para valores de λ_M para los cuales ocurre la subida, λ_2 se hace infinita (ondas de superficie que no se propagan en la dirección vertical)

En esta Figura no se ha tenido en cuenta la discretización de modos a partir de las 8 horas de período, debido a que esta discretización proviene de la estructura del modelo clásico de Lindzen y a la forma empírica de la función fuente externa (Q).

Analizaremos ahora en base a los datos aportados por la Fig. las características de las ondas que es posible observar.

En el rango de períodos de unos pocos minutos (10-100 minutos), la ecuación de dispersión indica que es posible observar en ese rango ondas con propagación desde la horizontal hasta fuertemente oblicuas, y que la relación de longitudes de onda va desde 1:1 para el período más corto hasta 1:100 para el período más largo.

En la práctica esto significa que es posible observar ondas con longitud de onda horizontal de hasta 1000 Km, y vertical de 10 Km en propagación cuasi horizontal, pero solo ondas de longitud de onda vertical del mismo orden que la horizontal, con valores entre 10 y 100 Km, en propagación fuertemente oblicua.

En el rango de períodos superiores, se observa que la relación es $\lambda_H / \lambda_V \gg 1$, los fenómenos son cuasi horizontales, con longitudes de onda verticales pequeñas comparadas con las horizontales, y que el pasaje a evanescente es muy rápido.

CONCLUSIONES

Por lo expuesto, se hace evidente que el conjunto de ondas observables en la alta atmósfera puede ser analizado en forma integral. Más importante, cualquiera sea el rango de frecuencias estudiado, los resultados representan solo una parte de un fenómeno más complejo, fuertemente relacionado con lo que ocurre en otros rangos.

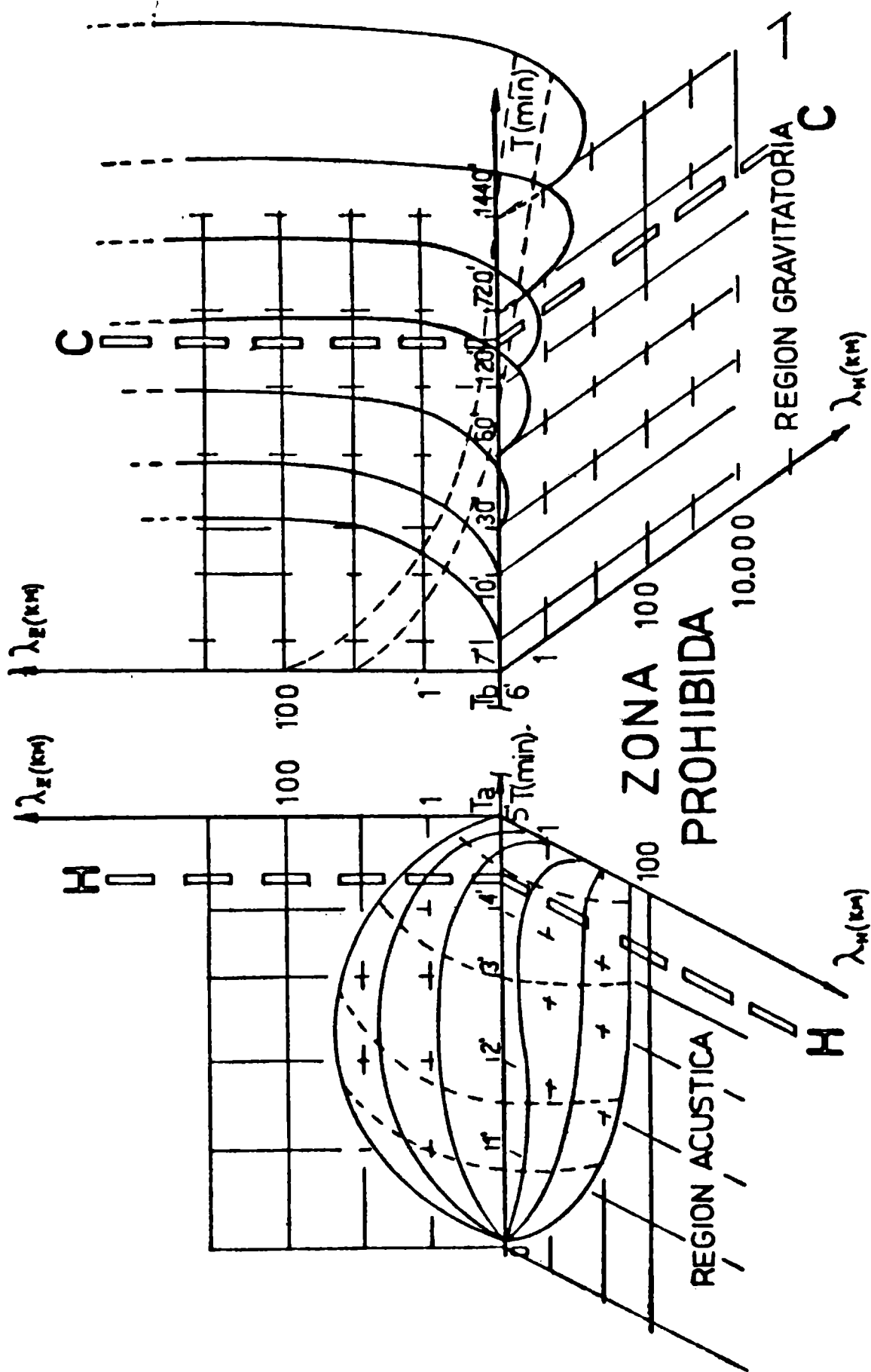
Este hecho es de gran utilidad, tanto para los estudios experimentales como para los teóricos y modelísticos, pues provee al investigador de una guía importante para proponer hipótesis de trabajo y para la interpretación de resultados.

Cuando se recurra a modelos simplificados para resolver alguno de los casos particulares, en realidad debe tenerse presente que se está restringiendo la validez del formalismo presentado con una serie (grande o pequeña) de relaciones subsidiarias que acoplan y/o simplifican las ecuaciones.

La determinación de las ecuaciones subsidiarias es, a mi juicio, la decisión más importante del estudio: una mala elección puede conducirnos a dudar de la teoría de fondo, cuando en realidad el problema es otro.

BIBLIOGRAFIA

- KATO, S. "Dynamics of the Upper Atmosphere". D.Reidel Publ. 1980
 CHAPMAN, S. y LINDZEN, R.S. "Atmospheric Tides" D.Reidel Publ. 1970
 NECCO, G. "Curso de Cinemática y Dinámica de la Atmósfera" EUDEBA, 1980



CARACTERISTICAS TERMODINAMICAS Y AEROLOGICAS
FUNDAMENTALES EN UNA SITUACION DE ZONDA INTENSO

Federico A. Norte

Instituto Argentino de Nivología y Glaciología
Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas

Mendoza, República Argentina

RESUMEN

El objetivo del trabajo es diagnosticar en forma espacio-temporal las condiciones sinópticas, aerológicas y termodinámicas de una situación de viento Zonda intenso.

A este efecto se analizó la situación sinoptica y de mesoescala del Zonda ocurrido el 5 de julio de 1983.

Se concluye que el momento de iniciación del Zonda así analizado se desplaza en tiempo y espacio en forma similar que el frente frío que lo sucede. La finalización del evento está más definida en las estaciones del llano y el efecto higr_o térmico no se extiende más allá de los 50 km hacia el este de la ciudad de Mendoza.

Este caso de viento Zonda se caracterizó por: Presencia simultánea de ventisca en Cristo Redentor y nubosidad lenticular observada desde el llano.

A barlovento de la cordillera: enfriamiento en la tropósfera alta, valores de cortante y de componente zonal del viento superiores al promedio y hodógrafa inversa a su forma media.

A sotavento de la cordillera: calentamiento generalizado en casi toda la tropósfera y presencia de Zonda en capas cercanas a la superficie. Presión atmosférica inferior en 15 mb al valor medio mensual en El Plumerillo y viento norte fuerte en San Luis, en superficie 48 horas antes de la aparición del Zonda en Mendoza.

ABSTRACT

This paper presents a spatial-temporal diagnosis of the prevalent synoptic, aerological and thermodynamic conditions during an intense "Zonda" event. With this purpose there were analysed the synoptic and mesoscale situation of the Zonda event occurred on July 5th 1983. We come to the conclusion that the starting point of the Zonda event so analyzed moves in time and space in a way similar to that of the cold front succeeding it. The end of the event is clearly observed in the station located in the plains; the higr_othermic effect disappears at about 50 km eastward from Mendoza city.

The Zonda was characterized by:

- The simultaneous presence of blizzard at Cristo Redentor station and lenticular clouds observed in the plains.
- Windward of the Andes: cooling of the high troposphere; wind shear and zonal wind component above the average and an inverse profile of the hodographs in respect to the monthly mean form.
- Leeward of the cordillera: generalized warming in almost all the troposphere and presence of Zonda in layers near the surface. Atmospheric pressure 15 mb below the mean monthly value at the Plumerillo; strong northern winds in San Luis 48 hs before the Zonda appears in Mendoza city.

1. INTRODUCCION

El objetivo principal del trabajo es estudiar las condiciones sinópticas, aerológicas y termodinámicas de una situación de Zonda intenso ocurrida el 5 de julio de 1983 y que alcanzó la ciudad de Mendoza.

El objetivo se alcanza mediante:

- El establecimiento de las características del evento mediante transectas longitudinales y latitudinales usando los datos de las estaciones meteorológicas disponibles en el área de estudio.
- El análisis del comportamiento termodinámico que precede al evento, de las columnas de aire situadas a barlovento y sotavento de la cordillera de Los Andes.
- La caracterización de la distribución vertical del viento a barlovento de la montaña antes de la aparición del Zonda en el llano mendocino.

El Zonda es un fenómeno de mesoescala de características singulares, no sólo por su notable variabilidad espacial y temporal y la complejidad en la marcha de parámetros tales como temperatura, humedad, presión, nubosidad, precipitación, dirección e intensidad del viento, sino también por los diferentes efectos que ocasiona.

En la alta montaña acelera la fusión y evaporación de la nieve, modifica su acumulación, favorece las avalanchas e influye en el ciclo hidrológico.

En zonas pobladas provoca voladuras de techos, caídas de cables de alta tensión y de árboles, interrumpe el servicio telefónico y eléctrico y favorece la ocurrencia de incendios.

Tanto en las ocasiones en que el Zonda sopla en el llano alcanzando las ciudades, como en aquellas en que sólo está presente en altura, (soplado solamente en la atmósfera libre y en algunas estaciones de montaña), se registran alteraciones en el estado síquico de la población (depresión, angustia, ansiedad e irritabi-

lidad) y se incrementan notablemente los accidentes de tránsito, los actos violentos y las muertes por infartos cardíacos.

En Argentina son pocos los antecedentes de investigaciones del fenómeno, Georgii W. (1952) y (1954) describió la importancia de la doble onda barométrica diaria que influye en el comienzo del Zonda y realizó posteriormente un análisis detallado del fenómeno con los medios disponibles de la época.

Rolón de los Santos y Afonso (1977) analizaron casos de Zonda ocurridos en San Juan y Mendoza durante el período 1967-1976.

Lichtenstein, E. (1980) tuvo en cuenta el efecto Zonda para dar el grado de independencia existente entre la depresión del noroeste argentino y el flujo del oeste. Norte, F. (1978), (1982) y (1980) lo menciona como fenómeno asociado a tormentas de granizo o nieve.

2. DATOS

Se utilizaron datos del Servicio Meteorológico Nacional (SMN) tales como cartas sinópticas de superficie y altura, radiosondeos emagramas y secuencias correspondientes al período comprendido entre el 1 y 8 de julio de 1983.

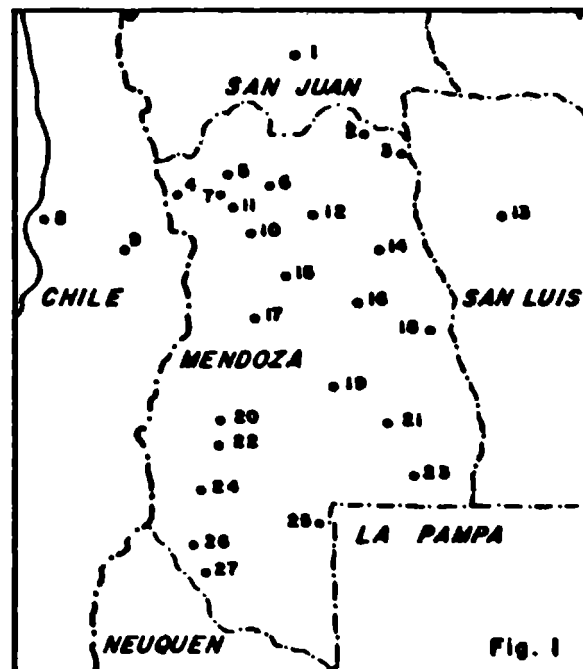
Igualmente se trabajó con datos de temperatura y humedad de estaciones meteorológicas de cordillera, precordillera y llano de la red regional perteneciente al Grupo de Información Meteorológica (GIM) del CRICYT (Centro Regional de Investigaciones Científicas y Tecnológicas) de Mendoza (Fig.1) para ese mismo período.

3. METODOLOGIA Y DESARROLLO

3.1. Definición del Zonda

Se eligió la situación más notable ocurrida en la región en el año 1983, que en esta oportunidad se registró en la primera semana de julio de ese año.

En esa ocasión el Zonda alcanzó las ciudades de San Juan y Mendoza, registrándose un secamiento y calentamiento notable, con



REFERENCIAS

1. San Juan (598 m.)	11. La Aguadita (2225 m.)
2. Encon (530 m.)	12. San Martín (653 m.)
3. El Retamo (525 m.)	13. San Luis (713 m.)
4. Cristo Redentor (3800 m.)	14. La Paz (505 m.)
5. Uspallata (1900 m.)	15. San Carlos (943 m.)
6. Mendoza	16. Nacuñan (572 m.)
a.El Plumerillo (703 m.)	17. El Yaucha (1403 m.)
b.Observatorio (828 m.)	18. La Horqueta (433 m.)
c.CRICYT (838 m.)	19. San Rafael (688 m.)
7. Potrerillos	20. El Sosneado (1550 m.)
a.Vallecitos (2250 m.)	21. General Alvear (450 m.)
b.Puesto Reynoso (1770 m.)	22. Malargue (1440 m.)
8. Quintero - Chile (80 m.)	23. Bardas Blancas (1450 m.)
9. Santiago - Chile (480 m.)	24. Cochicó (440 m.)
10. San José (1220 m.)	25. Agua Escondida (1550 m.)
	26. El Alambrado (1550 m.)
	27. Ranquil Norte (1500 m.)

ráfagas intensas (de hasta 80 km/h) en la capital mendocina determinando algunos de los efectos ya mencionados en 1, tales como caídas de árboles y alteraciones nerviosas en la población.

Para las estaciones carentes de medidores de viento, la aparición del zonda se definió en base a los parámetros temperatura y humedad.

Se estableció que si se registra simultáneamente un incremento de temperatura mayor o igual que 4°C en un término de 2 horas y una disminución mayor o igual que 25% en la humedad relativa en igual lapso, se está en presencia del Zonda. Se dice que hay "Zonda en altura", cuando el efecto de calentamiento y secamiento provocado por el Zonda está ausente en las estaciones del llano pero es evidente en estaciones de montaña o en niveles por encima de la superficie (según el radiosondeo de El Plumerillo). Se denomina "anillo de Zonda" (Brinkmann, W., 1973) al área que recibe las influencias del calentamiento y secamiento provocadas por el fenómeno.

3.2. Análisis de transectas

A fin de obtener un diagnóstico espacio-temporal del evento se analizaron datos de estaciones ubicadas casi latitudinalmente, siendo en sentido oeste a este las siguientes: Uspallata, Vallecitos, Puesto Reynoso, San José, CRICYT, El Plumerillo, San Martín y La Paz (Fig. 1).

ESTACION	FECHA	HORA	ΔT °C	ΔH %	VIENTO	
					Dirección (grados)	Intensidad (nudos)
USPALLATA	3/7/83	11.00	+ 3 en 3 h.	- 10	360	5
VALLECITOS	3/7/83	17.00	+ 8 en 2 h.	- 37 en 2 h.	290	12
REYNOSO	3/7/83	22.00	+ 6 en 2 h.	- 20 en 2 h.	SA	SA
SAN JOSE	4/7/83	8.30	+ 18 en 1 h.	- 60 en 2 h.	SD	SD
MENDOZA*	4/7/83	22.30	+ 14 en 1 h.	- 53 en 1 h.	SA	SA
SAN MARTIN	5/7/83	0.00	+ 3 en 1 h.	- 30 en 1 h.	SD	SD
LA PAZ**	5/7/83	---	---	---	SD	SD
* La estación Mendoza se refiere a CRICYT SD: Sin datos - SA: Sin anemógrafo						
** Temperatura máxima 18.9°C con humedad relativa: 40 % - Datos para el 5/7/83						
ESTACION	FECHA	HORA	ΔT °C	ΔH %	VIENTO	
					Dirección (grados)	Intensidad (nudos)
SAN JUAN	4/7/83	21.00	+ 19 en 2 h.	- 70 en 2 h.	360	10
MENDOZA*	4/7/83	23.00	+ 18 en 1 h.	- 75 en 1 h.	320	10
SAN JOSE	4/7/83	8.30	+ 18 en 1 h.	- 60 en 1 h.	SD	SD
EL YAUCHA	4/7/83	2.00	+ 17 en 1 h.	- 80 en 2 h.	330	14
EL SOSNEADO	3/7/83	18.00	+ 9 en 3 h.	- 38 en 3 h.	270	15
* La estación Mendoza se refiere al Observatorio Meteorológico SD: Sin datos						

TABLA 1: A. Transecta latitudinal (arriba) - B. Transecta longitudinal (abajo)

Igualmente, en sentido casi longitudinal se analizó lo ocurrido desde San Juan hasta el Sosneado (Fig. 1).

Se consideró solamente el comienzo del Zonda y no el final (Tabla 1 A y B) ya que aún no existe un criterio definitivo de cuando termina, sobre todo en zonas de precordillera y alta montaña.

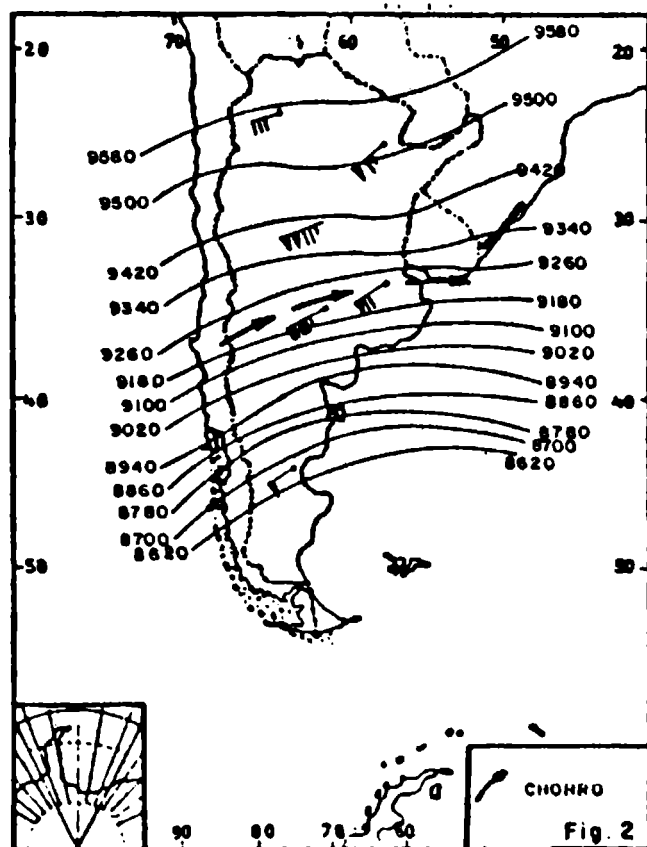
3.3. Análisis termodinámico y aerológico

Con los radiosondeos de Quintero (Chile) y El Plumerillo (Mendoza) se analizó el comportamiento de las columnas verticales de la atmósfera libre durante el período mencionado en 2 y se los comparó con los sondeos medios de julio de 1983. Con el radiosondeo de viento de Quintero se caracterizan las condiciones previas a la aparición del Zonda a sotavento de los Andes comparandolos también con los correspondientes valores medios.

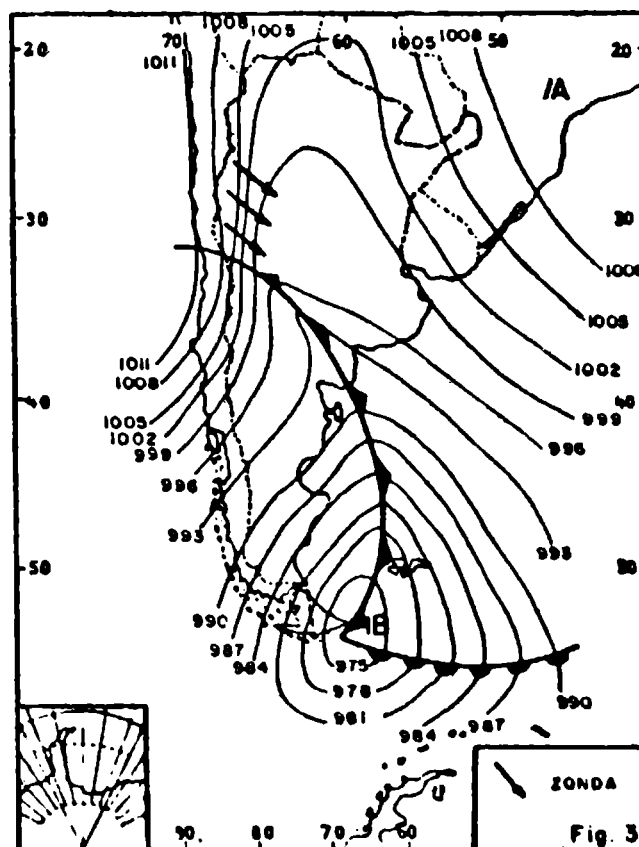
4. RESULTADOS

4.1. Aspectos sinópticos

El período de condiciones de Zonda se inicia el 30 de junio y culmina el 6 de julio. Durante esta semana hay dos oportunidades en que la situación de Zonda es casi generalizada en una extensa área comprendida entre las provincias de la Rioja y Neuquén, correspondiendo al 2 y al 5 de julio de 1983.



Carta del nivel de 300 mb del 4 de julio de 1983, 12 HMG (hora del meridiano de Greenwich).

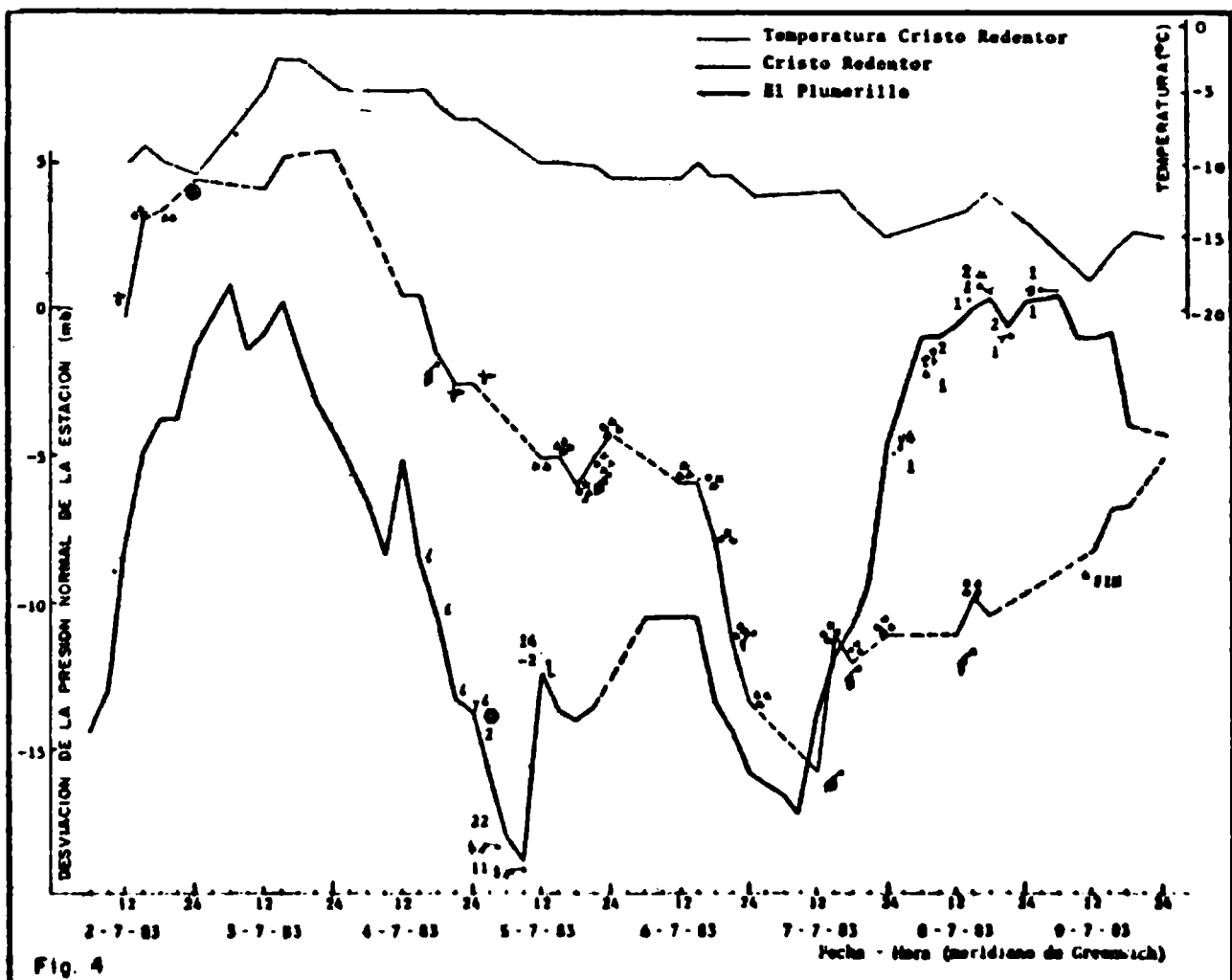


Carta de superficie del 5 de julio de 1983, 9 HMG.

En esta última fecha, por la madrugada, recién aparece el fenómeno en la ciudad de Mendoza, presentando un incremento de temperatura de casi 14°C en menos de 1 hora. Al día siguiente se produce la situación de mesoescala conocida como "pausa" (Norte, F. 1984a) y la posterior advección de aire polar marítimo con nevadas el día 8 en las ciudades de San Juan, Jachal, San Luis, San Rafael y Gran Mendoza. La carta de 300 mb (Fig. 2) indica la zona de corriente de chorro al sur de Mendoza y la carta de superficie (Fig. 3) muestra la posición del frente frío cuando el Zonda ya alcanzó la ciudad de Mendoza.

En la Fig. 4 se indican algunos fenómenos significativos considerados relevantes tales como nubosidad, tiempo presente, temperatura del aire y punto de rocío, dirección e intensidad del viento. Se observó que el descenso de la presión en Cristo Redentor comenzó antes de haberse manifestado el Zonda en El Plumerillo. En otras estaciones tales como San Carlos y Uspallata no ocurrió lo mismo, como se observa en la Fig. 5.

San Luis es significativa al presentar características parecidas a las demás pero sin el efecto higrótérmico.



Desviación de la presión con respecto a la media de julio y fenómenos meteorológicos significativos.

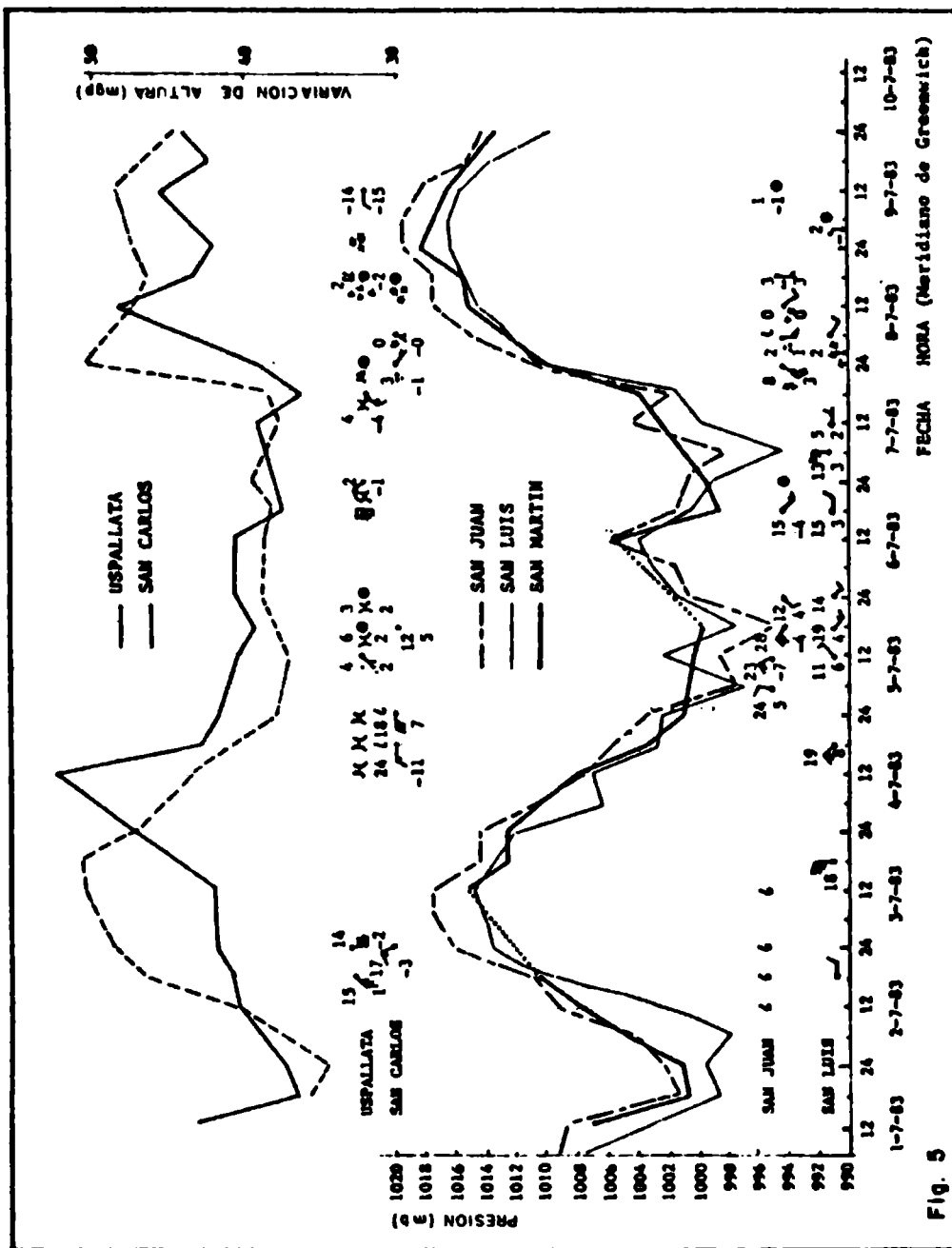
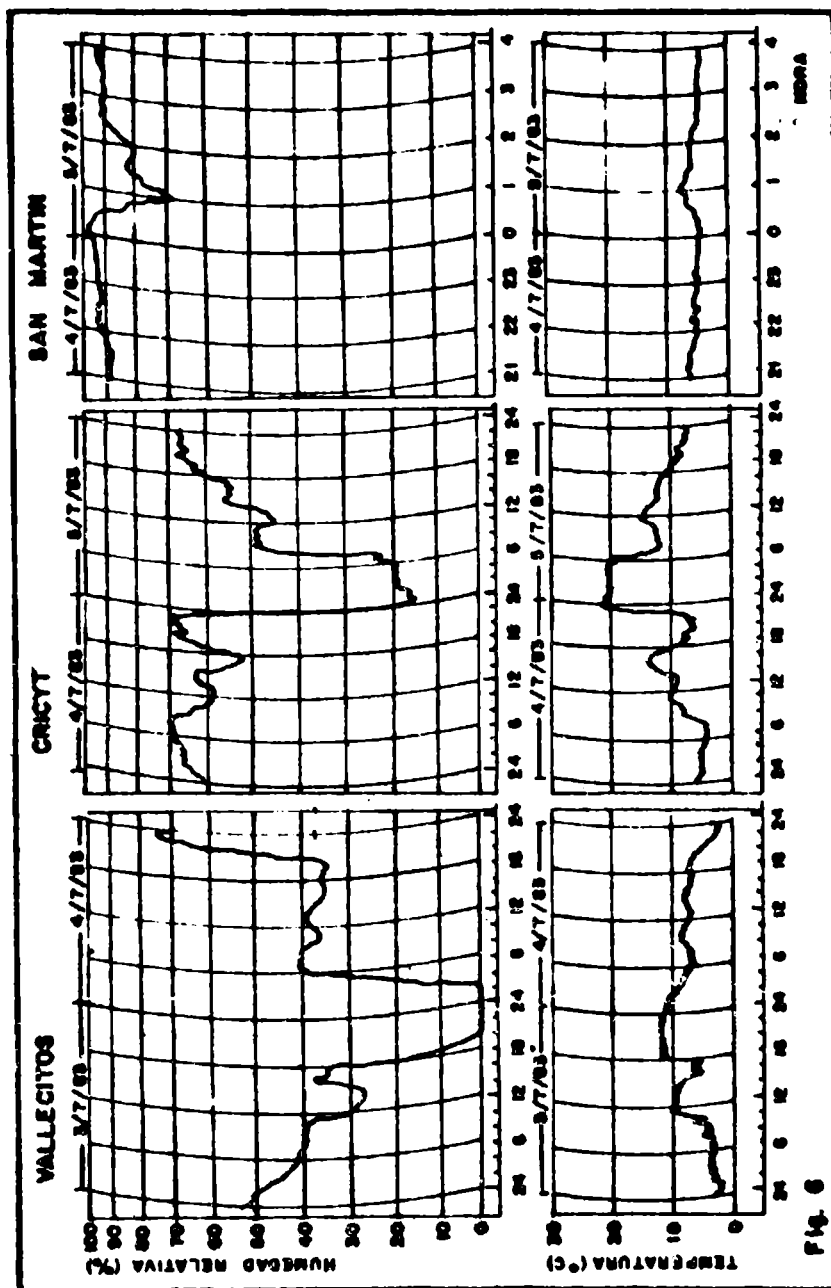
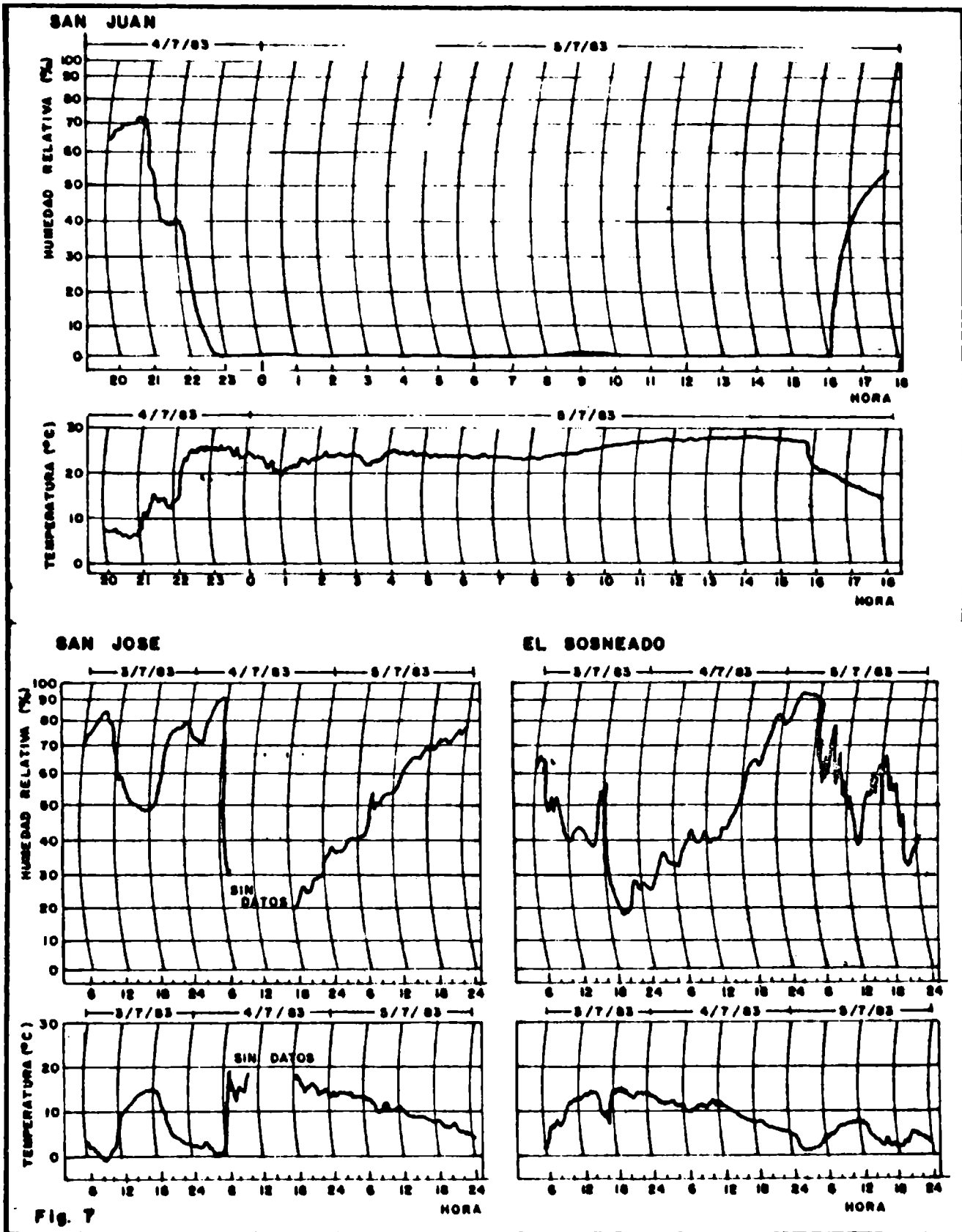


Fig. 5

Variación de la presión atmosférica a las 6, 12, 18 y 24 HMC y fenómenos meteorológicos significativos.



Termohigrograma para estaciones de la transecta latitudinal.
 (Vallecitos - CRICYT: semanal; San Martín: diario).



Termohigrograma para estaciones de la transecta longitudinal.
(San Juan: diario; San José - El Sosneado: semanal).

4.2. Análisis de transectas

Según el criterio de calentamiento y secamiento de 3.1., se indica en Tabla 1 A el momento de iniciación del Zonda de oeste a este (transecta latitudinal).

Se observa que el efecto Zonda es débil o nulo en los extremos de la misma (ver Us

pallata y San Martín). En La Paz, 200 km al este de la precordillera, el efecto Zonda está ausente.

En la Tabla 1 B, de norte a sur se identifica el comienzo del Zonda con idéntico criterio (transecta longitudinal) siendo progresiva su aparición desde el sur al norte.

Las Fig. 6 y 7 indican la evolución higrótérmica en algunas estaciones de las transectas latitudinales y longitudinales respectivamente.

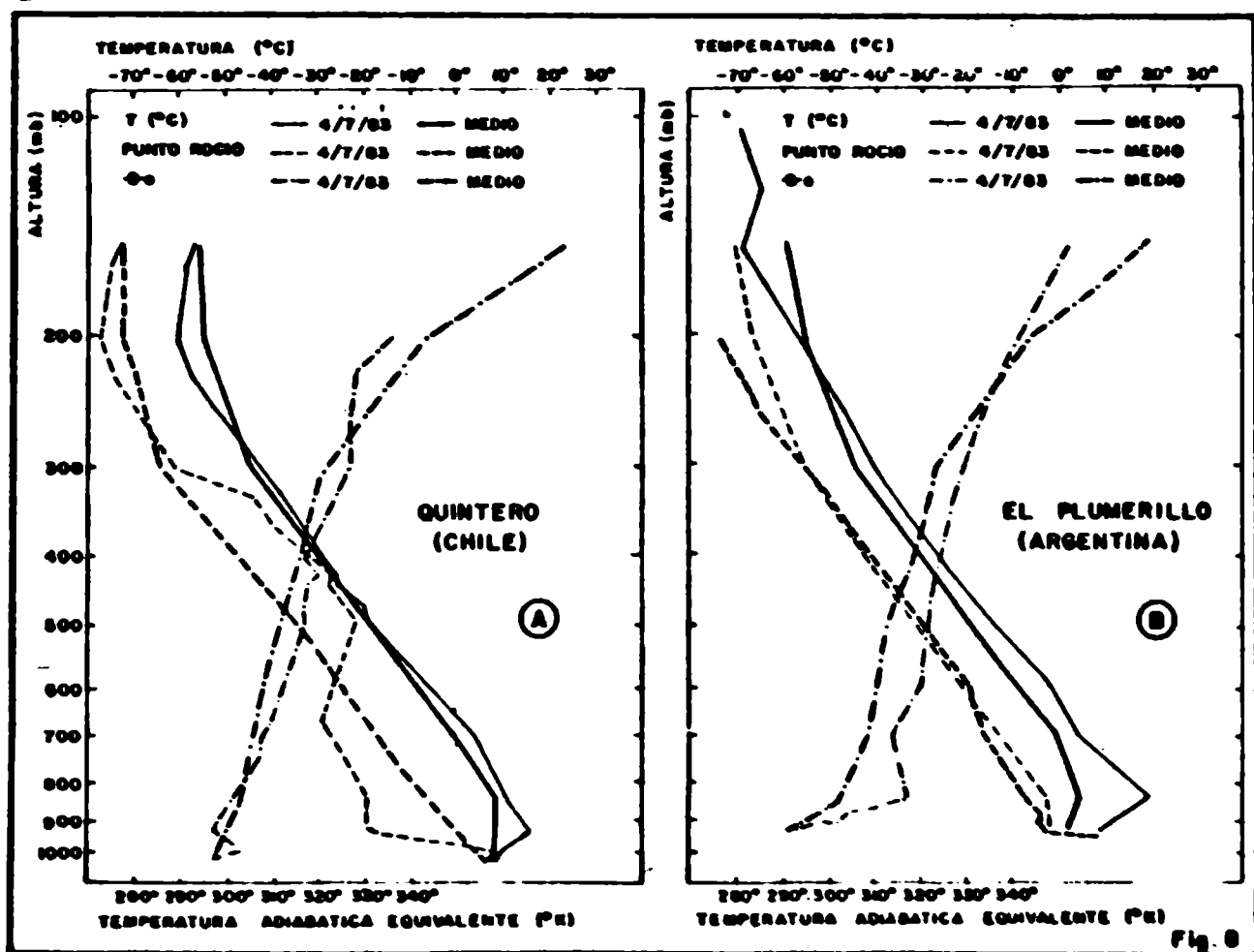
4.3. Radiosondeos a barlovento y sotavento de la cordillera

A barlovento, la Fig. 8 A, muestra lo siguiente:

- Una capa estable más pequeña que la del sondeo medio.
- Una inversión de temperatura muy marcada.
- De superficie a 300 mb, tropósfera más cálida que el promedio y aire frío en capas altas.

A sotavento la Fig. 8 B, muestra lo siguiente:

- Una capa estable de aire húmedo al ras del suelo.



Radiosondeo del 4 de julio de 1983 y medio de julio de 1983, 12 HNC.

-Por encima de una intensa inversión adyacente al suelo presencia del Zonda ("Zonda en altura") con su máximo en 850 mb.

-Una capa inestable más espesa que la de barlovento y en niveles más altos.

-El aire en general es más cálido que el promedio y que a barlovento (efecto de subsidencia).

La Fig. 8 A y B sintetiza las condiciones previas al fenómeno. Si bien no se ilustra en este trabajo se puede mencionar que a las 12 HMG del 5 de julio las condiciones a barlovento varían bruscamente y se observa: a) Desaparición de la inversión. b) Capa de aire húmedo más frío muy extensa. c) Gradientes de θ_e más inestables.

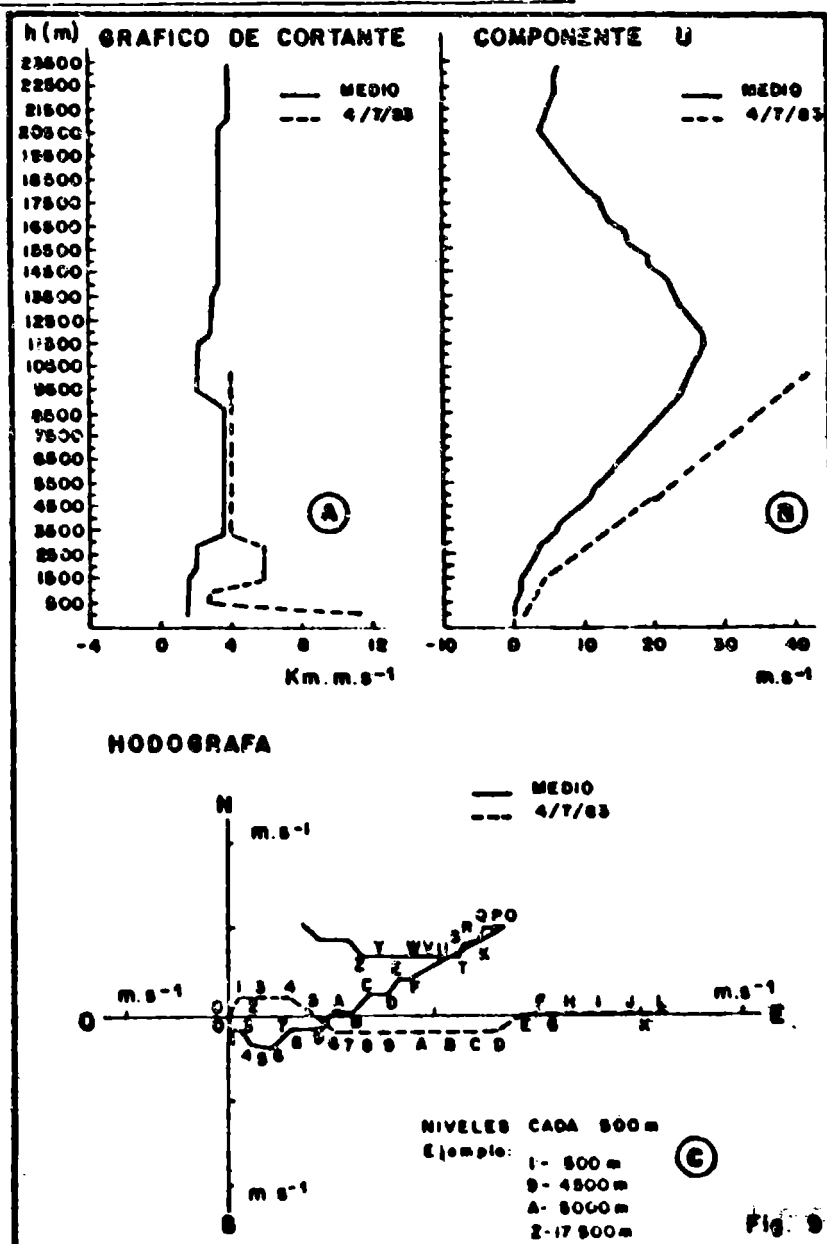
En cambio en El Plumerillo, ese mismo día a la misma hora las condiciones son similares a las del día anterior.

4.4. Distribución vertical del viento a barlovento de cordillera

4.4.1. Análisis de la cortante del viento: Tomando los valores de cortante máxima del viento en los días previos a la tormenta de Zonda en la ciudad de Mendoza, correspondientes al sondeo diario de 12 HMG de Quintero-Chile se observa una evolución hacia valores más elevados (evolución creciente) con un mínimo relativo el día 6, que corresponde a la llamada "pausa" (Norste, F., 1984a) volviendo a elevarse con el pasaje frontal.

Existen también máximos relativos de cortante que se hallan entre 3000 y 6000 m snm los días previos al evento, alcanzando una altura mínima el día inmediato anterior (4 de julio) situándose entre 1500 y 3500 m. snm (Fig.9A).

4.4.2. Análisis de las hodó-



Distribución vertical del viento a barlovento de los Andes del día 4 de julio y media de julio de 1983 a las 12 HMG, Quintero-Chile.

grafas del viento Durante los días previos al evento en la ciudad de Mendoza, las hodógrafas de Quintero a las 12 HMG presentan formas parecidas a la media mensual (Fig. 9 C).

La excepción es el día 4 a las 12 HMG cuando la forma se invierte a la media mensual insinuándose la parte delantera de una vaguada. Al día siguiente vuelve a adquirir la forma media insinuándose la parte delantera de una cuña.

4.4.3. Comparación de los valores medios de julio: Los valores de cortante superan al promedio el día previo al evento (Fig. 9 A) siendo más significativa esta diferencia en capas bajas cercanas al mar.

La componente zonal del viento (Fig. 9 B) es también superior al promedio en todos los niveles, acentuándose cerca de los 11.000 m snm indicando la cercanía del chorro.

Finalmente, la hodógrafa difiere de la forma media, solamente el día previo al evento.

4.5. Distribución vertical de θ_e

Se realiza un corte vertical de θ_e con los datos de superficie de Cristo Redentor y Uspallata y con los radiosondeos de Quintero y El Plumerillo. El aumento de los valores en la columna correspondiente al valle de Uspallata da idea de la "cascada" de aire proveniente del Pacífico pero la carencia de un radiosondeo en esa localidad disminuye la confiabilidad del corte (Fig. 10).

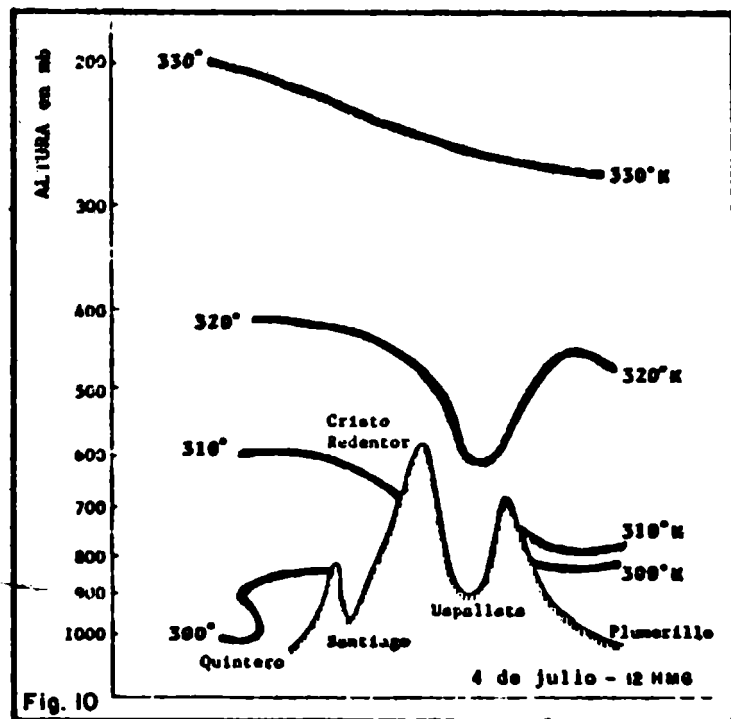


Fig. 10

Corte vertical de temperatura potencial equivalente. Barlovento y Sotavento de los Andes

5. CONCLUSIONES

5.1. Referentes a límites temporales y espaciales

De acuerdo al análisis de transectas, el comienzo del Zonda se asemeja al desplazamiento del frente frío, es decir comienza primero en estaciones del sur y del oeste y se desplaza hacia el norte y el este con el transcurso del tiempo (Tabla 1 A y B).

Asimismo su duración está más definida, pudiendo establecerse límites claros de finalización en las estaciones del llano (casos CRICYT, San Juan, Fig. 6 y 7).

Desde el punto de vista espacial, el anillo del Zonda higrotérmico no superó, según el análisis de la transecta latitudinal, a los 50 km. Este hecho se deduce de los termohigrogramas del CRICYT y San Martín (Fig. 6) siendo ya muy débil en esta última estación del efecto del Zonda.

5.2. Generales

La situación sinóptica asociada a este fenómeno se caracterizó por la presencia de una fuerte corriente en chorro a 300 mb y la proximidad de un frente frío bien definido. Las condiciones aerológicas simultáneas indican a barlovento de la cordillera: un enfriamiento en la tropósfera superior (por encima del nivel de 300 mb); aparición de nubosidad media entre 500 y 400 mb; valores de componente zonal y de cortante del viento superior al promedio y una hodógrafa de forma inversa a la forma media de julio.

A sotavento de Los Andes se destaca un calentamiento generalizado en casi toda la tropósfera, respecto del sondeo medio y la presencia de Zonda en capas inmediatas a la superficie con gradientes inestables de θ_e en ellas.

Otra característica relevante fue la disminución de la presión atmosférica en más de 15 mb respecto del valor medio mensual (Fig.2) en El Plumerillo y el viento norte intenso en San Luis con velocidad superior a 45 km/h, cuando la presión era aún elevada (más de 1025 mb al nivel del mar).

La presión atmosférica también disminuyó en forma marcada y continua en Cristo Redentor, apareciendo en forma simultánea ventisca en esa estación y nubosidad media y alta de tipo lenticular en zonas del llano inmediatas a la cordillera. El enfriamiento continuo observado desde las 15 horas del día 3 en Cristo Redentor (Fig.3) permite identificar el evento dentro de los conocidos como "genéticamente fríos" (Brinkmann, W., 1973).

En el calentamiento que acompañó a este caso no parece haber intervenido el calor latente liberado por la precipitación de nieve ya que al menos en esta oportunidad, de acuerdo a los datos disponibles de Cristo Redentor, la nevada en alta montaña se inició una vez que el Zonda había alcanzado el llano (Fig.3).

Agradecimientos: Se agradecen las sugerencias realizadas por el Dr Erich Lichtenstein con relación a la orientación de algunos aspectos del trabajo.

También al técnico Julio Cristaldo por su colaboración en la elaboración de algunos datos y a Martín Silva por sus tareas de computación.

BIBLIOGRAFIA

- Brinkmann, W.R., 1973; A climatological study of strong downslope winds in the Boulder area. Ph.D.Thesis NCAR (Natural Center for Atmosphere Research). Boulder, Colorado. USA.
- Georgif, W., 1952; Regulación del tiempo por la doble onda diaria de la presión atmosférica en Mendoza; METEOROS, año II, N°3 y N°4 Julio - Dic. 1952. p. 182-189.
- , 1954; Dinámica del viento Zonda en Mendoza. Anales del Dpto de Investigaciones Científicas de la Universidad Nacional de Cuyo. p. 109-119.
- Lichtenstein, E., 1980; La depresión del noroeste argentino. Tesis doctoral. Universidad de Buenos Aires. Dpto de Meteorología.
- Norte, F.A., 1979; Clasificación sinóptica de las tormentas convectivas y su relación con las tareas operativas en el área de defensa. PNLAG. Informe de las primeras experiencias de ajustes de defensa temporada granicera 1978-79. Tomo 2. CNIE. p. 11-113.
- , 1982; Descripción sinóptico-meteorológica de una tormenta de nieve otoñal en los Andes Centrales y sus efectos en la región de Cuyo. CONGREMET IV. Setiembre 1982. Meteorológica
- , 1983; Enfriamiento pronunciado en la tropósfera media y baja hacia fines de otoño 1983. Anales de la Conferencia sobre fenómenos periglaciales. IANIGLA - CONICET. Mendoza, 1983. p. 145-161.
- , 1984a; Relación entre el "Zonda térmico" y una "pausa" en las situaciones sinópticas que producen nieve desde cordillera hasta el llano de la Provincia de Mendoza. III Congreso Brasileiro de Meteorología. Belo Horizonte. Brasil. Diciembre, 1984.
- Rolón de los Santos, G., Afonso, J., 1977; Aspectos estadísticos y sinópticos del viento Zonda. Meteorológica. vol. VIII/IX. 1977-78. p. 321-330.

DEFINICION DEL ZONDA EN LA
CORDILLERA FRONTAL MENDOCINA POR
SU EFECTO TERMICO

Federico A. Norte

Instituto Argentino de Nivología y Glaciología
Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas

RESUMEN

El objetivo del trabajo es determinar el incremento de temperatura que es necesario obtener en un intervalo de tiempo fijado para poder decir que se está en presencia del "zonda térmico" teniendo en cuenta la onda climática diaria.

Además se pretende ver en qué medida los casos de Zonda definidos usando solamente la temperatura coinciden con los casos de Zonda real detectados con fajas de termohigrógrafos.

Se realiza un análisis mesoclimático del régimen térmico de estaciones seleccionadas del noroeste de Mendoza.

Se concluye que si la variación horaria de la temperatura supera a la climática entre 2.5°C/h y 3.5°C/h se está en presencia de Zonda débil, entre 3.5°C/h y 4.5°C/h , moderado y cuando es mayor 4.5°C/h , Zonda intenso. También se observa que existe el Zonda continuo y el Zonda pulsante.

ABSTRACT

A method is proposed to determine the temperature increase to be obtained at a given time interval to prove the existence of a thermal Zonda, taking into consideration the daily climatic wave.

Besides, it is intended to see up to what extent Zonda events defined by using temperature values only, coincide with actual Zonda events detected by means of thermohygrographs.

A mesoclimatic analysis was made of the thermal regimen of the selected stations NW of Mendoza.

We conclude that if the time variation of the temperature is greater than the climatic one between 2.5°C/h and 3.5°C/h then, a weak Zonda is blowing; between 3.5°C/h and 4.5°C/h , the Zonda is moderate and when temperature values are greater than 4.5°C/h intense Zonda is present. It could also be observed that there exist continuous and pulsing Zondas.

1. INTRODUCCION

El objetivo de este trabajo es definir el Zonda usando solamente los datos de temperatura disponibles, obtenidos de estaciones meteorológicas ubicadas en el noroeste de la provincia de Mendoza.

El viento Zonda, conocido también en otras partes del mundo como "föhn" (Suiza y Alemania); "chinook" (Estados Unidos y Canadá); "ljuka" (Yugoslavia); "austru" (Rumania); "halny wiatr" (Polonia); "aspre" (Francia); "Canterbury norwesterly" (Nueva Zelanda); Huschke, R., 1959, es un fenómeno local de complejas características en cuanto al comportamiento de los parámetros que lo acompañan. Los efectos que produce son variados, generalmente poco o nada beneficiosos y los antecedentes sobre el tema en Argentina son escasos. Respecto de los antecedentes en el extranjero se destacan las consideraciones respecto a las características de la temperatura dadas por Brinkmann, W.R., 1973 e Ives, R.L., 1950. Surge entonces la necesidad de una definición cuantitativa de este fenómeno en base a la modificación que sufren los diferentes elementos cuando se registra Zonda.

En este trabajo se decidió tomar solamente la temperatura ya que es uno de los parámetros más afectados por el Zonda y del cual se dispone de mayor cantidad de información espacial y temporal.

El fin es determinar qué incremento de temperatura es necesario obtener en un intervalo de tiempo fijado para poder decir que se está en presencia del "zonda térmico".

Además, mediante situaciones conocidas de zonda real, se pretende ver en qué medida los casos de zonda térmico coinciden con el real.

Se tratará en el futuro de definir al zonda tomando otros parámetros en forma individual para finalmente integrar a todas las definiciones y dar una total.

2. DATOS

Mediante la información sinóptica del Servicio Meteorológico Nacional (SMN) se detectaron situaciones de zonda reales significativas.

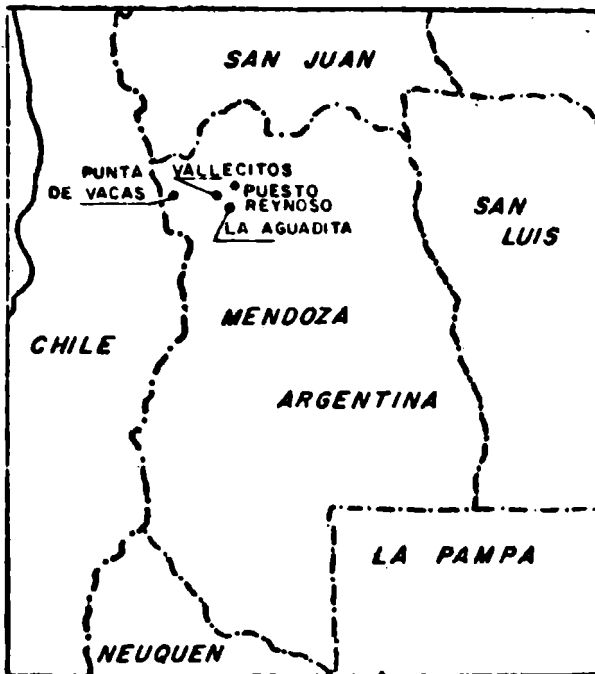
Se trabajó además con datos de temperatura de estaciones de precordillera y alta montaña pertenecientes a Agua y Energía y al GIM (Grupo de Información Meteorológica del Centro Regional de Investigaciones Científicas y Tecnológicas-CRICYT de Mendoza).

Las estaciones consideradas fueron Punta de Vacas, La Aguadita, Vallecitos y Puesto Reynoso (Fig.1) para los períodos 1971-1981; 1972-1982; 1979-1982 y 1981-1983 respectivamente.

Los datos de humedad relativa sirvieron para control de la presencia o no del

zonda real.

3. METODOLOGIA Y DESARROLLO



Referencias

1. Vallecitos - 2550 m. snm
2. Puesto Reynoso - 1770 m. snm
3. La Aguadita - 2225 m. snm
4. Punta de Vacas - 2395 m. snm

Fig. 1: Estaciones meteorológicas utilizadas

Para definir al "zonda térmico" se desarrollaron varios pasos previos. Se realizó un análisis mesoclimático del régimen de temperatura de las estaciones seleccionadas. Se tomó como referencia a la onda climática mensual en base a los datos horarios disponibles. De las cuatro estaciones consideradas se rescató la de Vallecitos (2550 m s.n. m.), ubicada en el Cordón del Plata porque:

- 1) Posee información horaria bastante completa y tiene el registro más largo de todas.
- 2) Está ubicada en una región muy singular donde la frecuencia de Zonda es elevada, estimación que surge del análisis comparativo de fajas de termohigrógrafos, de información verbal de personas que recorren el área y/o vi-

ven en ese lugar.

3) Está ubicada en una zona donde, además del Zonda, se registran también las tormentas convectivas en verano y nieve en invierno producidas por advección del sudeste o por vaguadas y frentes fríos provenientes del Océano Pacífico. Se definió la onda media horaria mes a mes (Fig. 3a y 3b).

Se calculó $\Delta T_c = T_{c_{i+1}} - T_{c_i}$; $\Delta T_r = T_{r_{i+1}} - T_r$

donde f = hora oficial

T_c = temperatura climática (media mensual de cada hora)

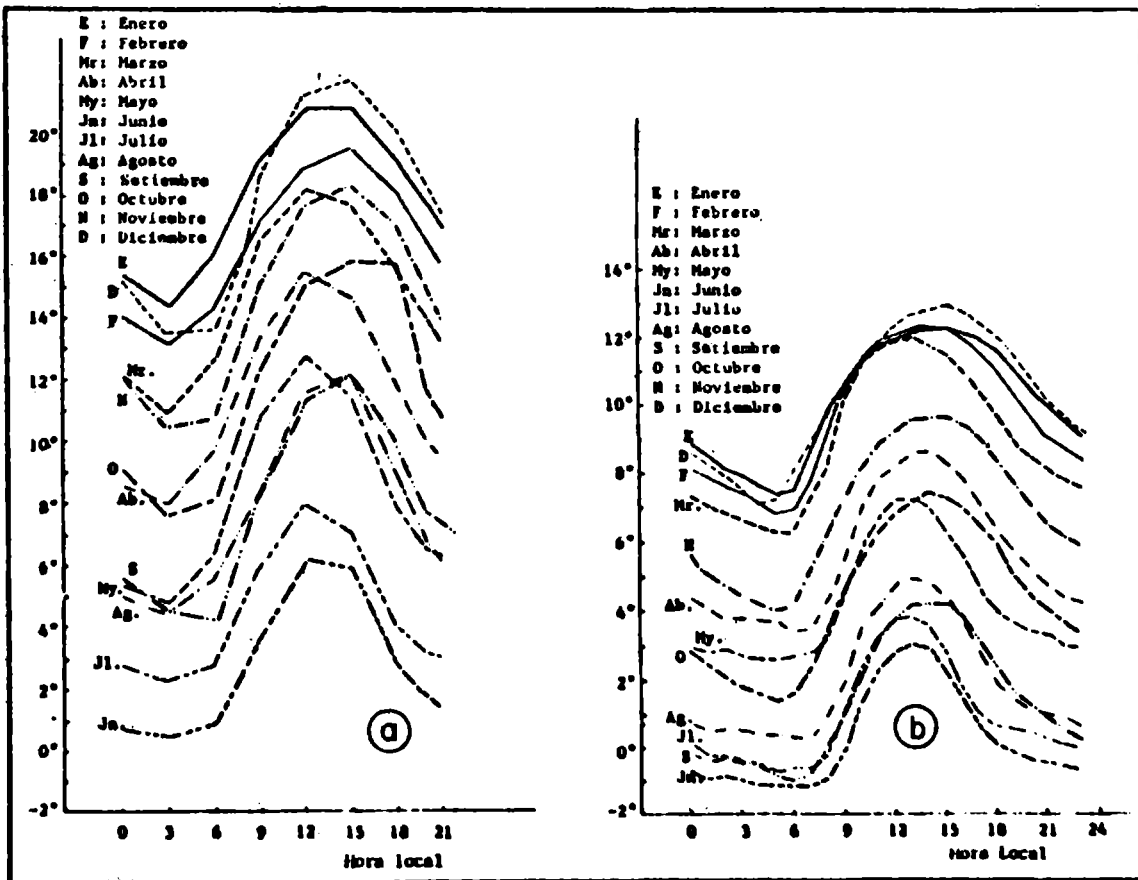
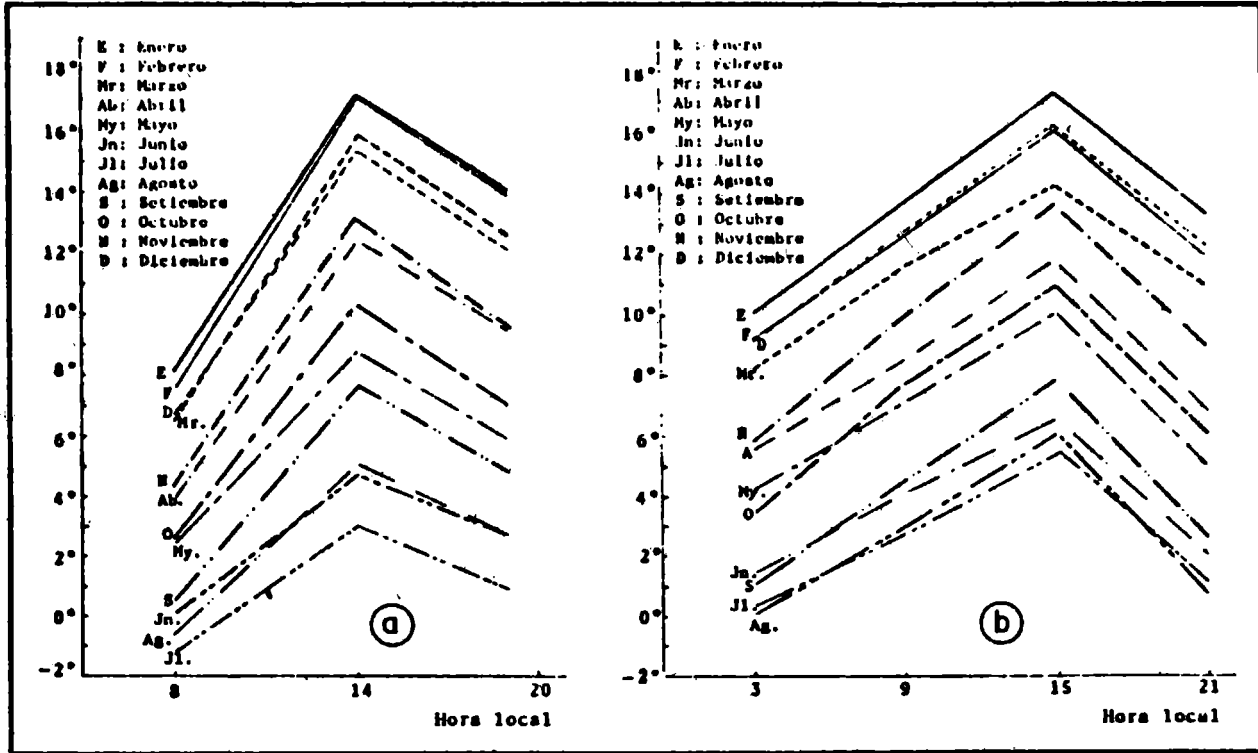
T_r = temperatura real

ΔT_c = incremento horario de la temperatura mensual media

ΔT_r = incremento horario de la temperatura

ΔT_r es el incremento o decremento hora a hora para un día cualquiera, de un mes cualquiera, de un año cualquiera.

Se calcula ΔT_r para todo el registro.



VALLECITOS - Mayo 1983

	$\Delta Z \geq 1.5$	$\Delta Z \geq 2.5$
ZONDAS REALES	9	9
COMIENZOS Y FINALES DE ZONDAS REALES DETECTADOS	8	2
COMIENZOS SOLAMENTE	19	14
FINALES SOLAMENTE	10	5
COMIENZOS DE NO ZONDAS	8	2
FINALES DE NO ZONDAS	1	1

Tabla 1: Resultados de pruebas de la búsqueda de K_j óptimo

Se definió a $\Delta Z = \Delta T_c - \Delta T_r$ y a $K_j = T_i - T_{(i-1)}$ (donde i es hora oficial). Se calcularon los $\Delta Z \geq K_j$ (la variación de j es cada 5 décimas de grado). Se probaron distintas K_j hasta fijar uno tomado como límite, a partir del cual se dice que se está en presencia del comienzo de un "Zonda térmico". Para la finalización se adopta un criterio similar.

Posteriormente se toman meses de la serie al azar y se analizan exhaustivamente las fajas para determinar, con ayuda de la curva de la humedad relativa y de cartas sinópticas que acusen presencia de zonda, en el área, en cuanto coinciden los zondas reales con los térmicos.

Se clasifica al zonda térmico según: la magnitud del incremento de temperatura registrada; la duración del fenómeno y la forma que adquiere la función de la temperatura con respecto al tiempo.

4. RESULTADOS

Del análisis mesoclimático de las cuatro localidades seleccionadas resulta que: 1) Vallecitos, La Aguadita y Punta de Vacas presentan cierta homogeneidad en cuanto al agrupamiento mensual de la distribución de temperatura. (Fig. 3b-2b y 3a respectivamente).

Existen tres regímenes térmicos en el año: uno cálido (diciembre, enero, febrero y marzo), uno intermedio (abril, mayo, octubre y noviembre) y uno frío (junio, julio, agosto y setiembre) (Fig. 3b-2b y 3a).

2) Puesto Reynoso difiere de las demás sobre todo en las horas del mediodía y la tarde y no se distinguen tan claramente esas tres estaciones en el año. (Fig. 3a).

En cuanto a la definición del Zonda térmico, tomando como ejemplo mayo de 1983

se obtuvo que el K_j óptimo está comprendido entre $K_j = 1,5$ y $K_j = 2,5$ (Tabla 1). Para ésto se probaron distintos valores de K_j (Fig.5).

De acuerdo a la magnitud del ΔZ registrado en el comienzo del zonda se obtiene la definición siguiente:

- Si $2,5 \leq \Delta Z < 3,5$ zonda débil
- Si $3,5 \leq \Delta Z < 4,5$ zonda moderado
- Si $\Delta Z \geq 4,5$ zonda intenso

Considerando la forma adquirida por la función temperatura respecto del tiempo se obtuvieron dos grupos de zonda térmico: el "pulsante" caracterizado por presentar alternadamente incrementos y decrementos de temperatura en intervalos cortos de tiempo y el "continuo" donde esas variaciones no se manifiestan. (Fig. 4 y 6). Se observó además que cuando no se registraron finalizaciones de zonda térmico, no hubo zonda real.

Hay casos de zondas reales cuyos finales tampoco son detectados y corresponden a casos de zondas reales suaves, débiles y cortos.

Cuando un zonda térmico se inició con valores de ΔZ bastante superiores al K_j , es seguido de otro comienzo con K_j de menor valor, antes de aparecer la finalización.

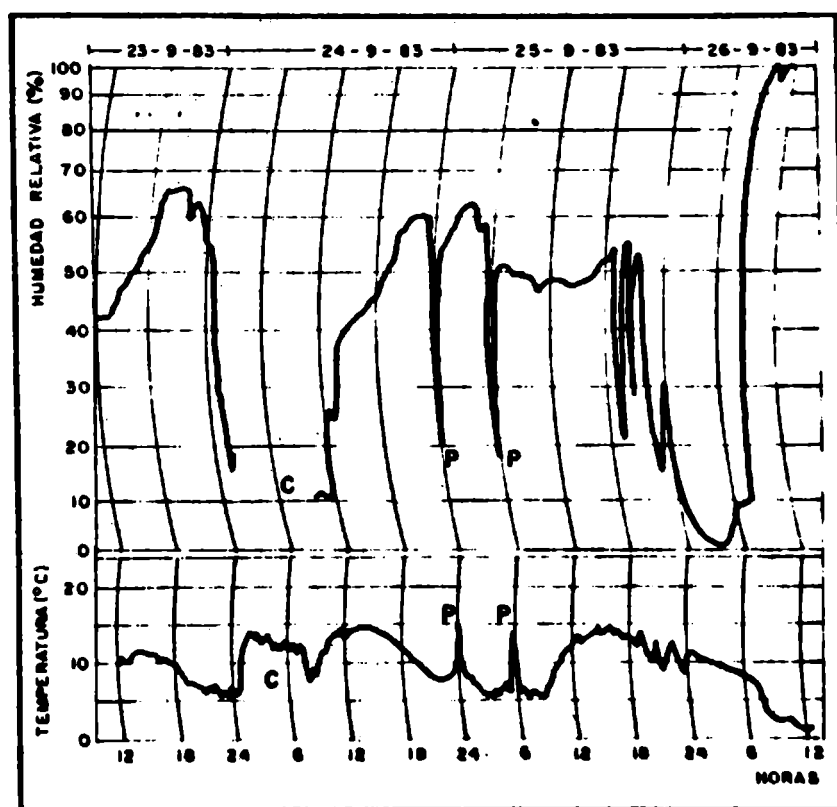


Fig. 4: Termohigrograma de Vallecitos del 23 al 26 de setiembre, 1983.
 C: Zonda térmico continuo
 P: Zonda térmico pulsante

Esto ocurre cuando se registran zondas reales intensos, bien definidos y prolongados en más de 24 horas.

A la inversa, si se detectan 2 o más finales de zonda térmico en forma casi consecutiva, el último final detectado corresponde generalmente al descenso de temperatura debido al pasaje de un frente frío.

5. CONCLUSIONES

Se concluye que este método de estudiar la ocurrencia de zonda en estaciones que carecen de información de viento, es aceptable (Tabla 1) ya que al menos es posible detectar aquellos zondas bien definidos, sobre todo sus comienzos.

Se advierte la necesidad de ensayar K_j diferentes según la época del año, observándose que son necesarios valores más altos para detectar los zondas que puedan ocurrir en verano.

En los casos en que la marcha de la temperatura define al Zonda térmico sin que descienda correspondientemente la humedad, esto podría obedecer a:

- i) Casos de desaparición de nubosidad
- ii) Casos de calentamiento al amanecer por salida del sol.
- iii) Calentamiento por cambio en la dirección del viento (brisa valle-montaña).

DIAS HORA	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0					2.8	1.2	0.6						0.5		
1	0.6					0.7		1.1							
2		0.6				0.5						0.5	0.5		
3			8.6			1.2									0.5
4						0.9			0.8	1.4				0.5	1.9
5						0.5		0.6		0.9					
6	1.3	8.8								0.6					1.7
7	0.9	2.4					0.5	0.6					0.5	0.7	0.5
8	1.9					3.0			4.0	2.5	3.2		0.5	1.9	1.4
9					1.5	1.1	1.0	4.2		1.9	1.6	2.0	2.6	2.1	
10						0.5			0.8			2.2	1.2		
11				1.1											
12	0.7			1.8	10.7										
13				2.0	0.7			1.0							
14				1.0	0.6										
15						0.6								0.5	
16				0.7										0.5	
17		0.7					3.2								
18															
19															1.7
20									0.6	7.1					
21					1.1		0.6				1.1				
22								0.7							
23				0.9	1.7								0.9		

Fig. 5a: Valores de ΔZ. ΔZ ≥ 0.5 (Estación Vallecitos, mayo de 1983)

El Kj más apropiado para la detección de zondas térmicos que coincidan con los reales oscila entre 1.5 y 2.5 (Fig.5) en Vallecitos.

Se ve la necesidad de considerar incrementos de temperaturas en intervalos de tiempo inferiores a una hora especialmente en los casos de zonda pulsante.

DIAS HORA	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0															
1															
2															
3															
4			8.6												
5															
6		8.8													
7		2.4													
8						3.0		4.0	2.5	3.2					
9								4.2					2.6	2.1	
10												2.2			
11		-3.4						-5.3							
12				10.1											
13															
14															
15															
16						-2.8									
17															
18															
19															
20															
21			-2.2												
22															
23								-3.5							

Fig. 5b: Valores de ΔZ . $\Delta Z \geq 1.5$ (Estación Vallecitos, mayo de 1983)

DIAS HORA	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0					2.8										
1					-3.1										
2															
3															
4			8.6												
5															
6		8.8													
7															
8						3.0		4.0		3.2					
9								4.2					2.6		
10															
11								-5.1							
12				10.1											
13															
14															
15															
16						-2.8									
17															
18															
19															
20										7.1					
21										-7.4					
22															
23								-3.5							

Fig. 5c: Valores de ΔZ . $\Delta Z \geq 2.5$ (Estación Vallecitos, mayo de 1983)

DÍAS HORA	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0															
1															
2															
3															
4			8.6												
5															
6		8.4													
7															
8									4.0						
9								4.2							
10															
11															
12					10.1										
13															
14															
15															
16															
17															
18															
19															
20										7.1					
21															
22															
23															

Fig. 5d: Valores de ΔZ . $\Delta Z \geq 4.0$ (Estación Vallecitos, mayo de 1983)

ESTACION : VALLECITOS
N O R A

BIA	6h	2h	4h	6h	8h	10h	12h	14h	16h	18h	20h	22h
1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
2	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
3	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
4	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
5	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
6	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
7	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
8	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
9	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
10	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
11	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
12	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
13	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
14	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
15	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
16	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
17	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
18	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
19	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
20	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
21	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
22	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
23	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
24	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
25	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
26	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
27	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
28	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
29	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
30	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
31	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1

I = INTERIOR NO. ZONDA
 P = PULSANTE
 C = CONTINUO

Fig. 6: Casos de zonda térmico pulsante y continuo, mes de mayo de 1983.

BIBLIOGRAFIA

- Brinkmann, W.R., 1950; A climatological study of strong downslope winds in the Boulder area. Natural Center for Atmosphere Research. PhD. Thesis. Boulder, Colorado, USA.
- Huschke, R.E., 1959; Glossary of Meteorology. American Meteorological Society. Boston, Massachussets. p. 226-227.
- Ives, R.L., 1950; Frequency and physical effects of chinook winds in the Colorado high plains region. Association of American Geographers Annals 40 (4) p. 293-327.

ANALISIS COMPARATIVO DE DOS METODOS
DE DENSIFICACION GEODESICA

Carlos R. Ibáñez y Rubén C. Rodríguez
Instituto Geográfico Militar
Buenos Aires
Argentina

RESUMEN

El estudio se efectúa sobre dos mallas: una densificada por triangulación (3I) y otra por poligonación (2I) ubicadas en áreas geográficas similares. En cada una se eligieron puntos situados en forma relativamente semejante respecto del marco fijo de las cadenas fundamentales que las encierran.

Son analizados los residuos, en dirección y distancias, resultados de la compensación y los errores posicionales de los puntos antes mencionados.

El examen muestra que los residuos de direcciones son similares en ambos tipos de densificación mientras que en distancias aparece una tendencia debida, supuestamente, al peso asignado a los lados. El error en posición es mayor en la poligonación sin alcanzar valores que comprometan la calidad de trabajo. Se incluye, finalmente una relación de costos que favorece a la poligonación.

ABSTRACT

The study is made over two networks: one filled by triangulation and the other by traversing, located in similar geographic areas.

In each one, points situated in a relatively similar position, with respect to the fix ring of the main chains that contain them, were chosen.

The residues are analyzed in directions and distances together with the results of the adjustment and the positional mistakes of the points mentioned before.

The examination shows that the directions residues are similar in both types of densification while in distances there appears a tendency due supposedly to the sides weight.

The mistake in position is larger in traversing but without reaching values that compromise the quality of the work.

Finally a cost relation that help traversing is included.

1. INTRODUCCION

Se ha realizado un análisis de la densificación de unidades geodésicas mediante redes de poligonación (2H, 2I) y mallas de triangulación (3I). Para realizar el mismo, se ha establecido un criterio de comparación basado en el uso de los residuos de compensación y en función de ellos, analizar la precisión de las coordenadas obtenidas, las que se manifiestan por medio de las elipses de error de los puntos de contralor.

Se ha establecido también una evaluación de los resultados provisionales en una red de poligonación (2H) y una comparación de los aspectos económicos de ambos métodos de densificación.

2. UBICACION, FORMA, DIMENSIONES Y CARACTERISTICAS GEOGRAFICAS

Las mallas en consideración están ubicadas en el centro del territorio continental americano de nuestro país, abarcando las provincias de La Pampa y Río Negro.

La forma de las mismas es aproximadamente trapezoidal, con superficies que oscilan entre los 27 mil y 36 mil km², con la particularidad de que la malla 3I girada 180° coincide aproximadamente con la 2I, lo cual ha permitido ubicar los puntos de contralor de ambas mallas en posición relativa similar, respecto de los marcos (Gráfico 1).

La zona posee rasgos diferenciados en forma contundente y esas diferencias radican en hechos físicos y en las actividades económicas dominantes en el ancho espacio mesetario y árido que surcan los cursos casi paralelos de los ríos Negro y Colorado. Este monótono paisaje se ve interrumpido por abundantes cañones y cuencas salinas, que dificultan el tránsito fuera de los escasos caminos existentes. La red vial se ha concentrado en función de la actividad económica del Valle del Río Negro.

Las rutas convergen hacia esa región, quedando grandes espacios carentes de vías de comunicación.

3. INSTRUMENTAL UTILIZADO

En todos los casos se ha empleado el mismo tipo de instrumental, a saber:

Medición Angular: teodolito de 0"2 de precisión.

Medición Lineal: electrodistanciómetros (EDM) de microondas (Telurómetros).

4. CALCULOS PREVIOS

Durante las operaciones de campo y siempre antes de someter los datos a un proceso de compensación, se realizan exámenes de los datos registrados en el te

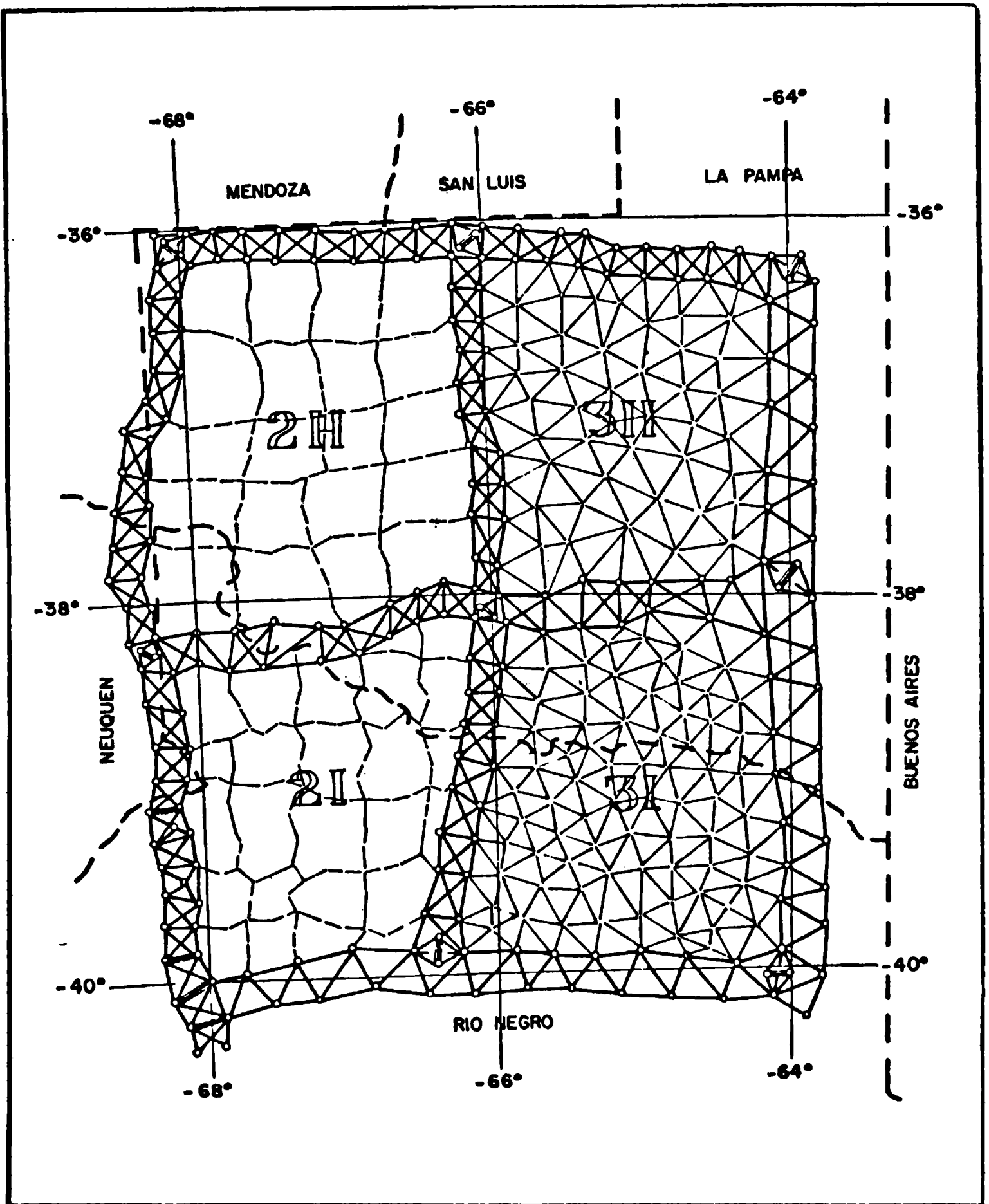


GRAFICO 1

rreno para determinar la bondad de las mediciones.

En la tabla 1 se exponen los resultados obtenidos en la densificación de la unidad geodésica 2H.

La misma consta de 97 anillos que han sido estudiados individualmente tanto en cierre angular como en cierre lineal. Surge de la mencionada tabla que el 48% de los anillos presenta un cierre angular inferior a $1,3''/\sqrt{n}$, tolerancia impuesta para la poligonación principal y el 77% con cierres por debajo de $2''/\sqrt{n}$, tolerancia impuesta para la densificación secundaria. Con respecto a los cierres lineales, el 60% de los anillos presenta valores inferiores a 5mm/km correspondiente a la tolerancia para la poligonación principal y el 93% por debajo de 7mm/km, tolerancia fijada para las poligonales de densificación secundaria.

Se debe tener en cuenta que en el estudio precedente se han considerado todos los anillos posibles, para lo cual en algunos casos, se ha tomado como parte del anillo los lados de las cadenas fundamentales que constituyen el marco.

TABLA 1

MALLA 2H			N° POLIGONOS: 97		
CIERRE ANGULAR			CIERRE LINEAL		
TOLERANCIAS principal $1,3''/\sqrt{n}$ secundaria $2''/\sqrt{n}$			5 mm/km 7 mm/km		
Promedio de vértices por polígono: 8					
ENTORNO "	CANTIDAD POLIGONOS	%	ENTORNO mm/km	CANTIDAD POLIGONOS	%
0" - 3,7	47	48	0 - 5	58	60
3,7 - 5,7	28	29	5 - 7	32	33
5,7 - 9	16	17	7 - 14	7	7
9 o más	6	6	14 o más	0	0

5. PROCESO DE CALCULO DE COMPENSACION

Se cuenta con dos programas para compensar redes de densificación:

Pgrm. 1: ajuste por variación de coordenadas geográficas; método riguroso que establece la solución de las ecuaciones normales por sustitución.

Pgrm. 2: ajuste por variación de coordenadas geográficas; método iterativo conocido como "gradientes conjugados", que permite la solución de las ecuaciones normales hasta alcanzar un nivel de variación mínimo de las incógnitas.

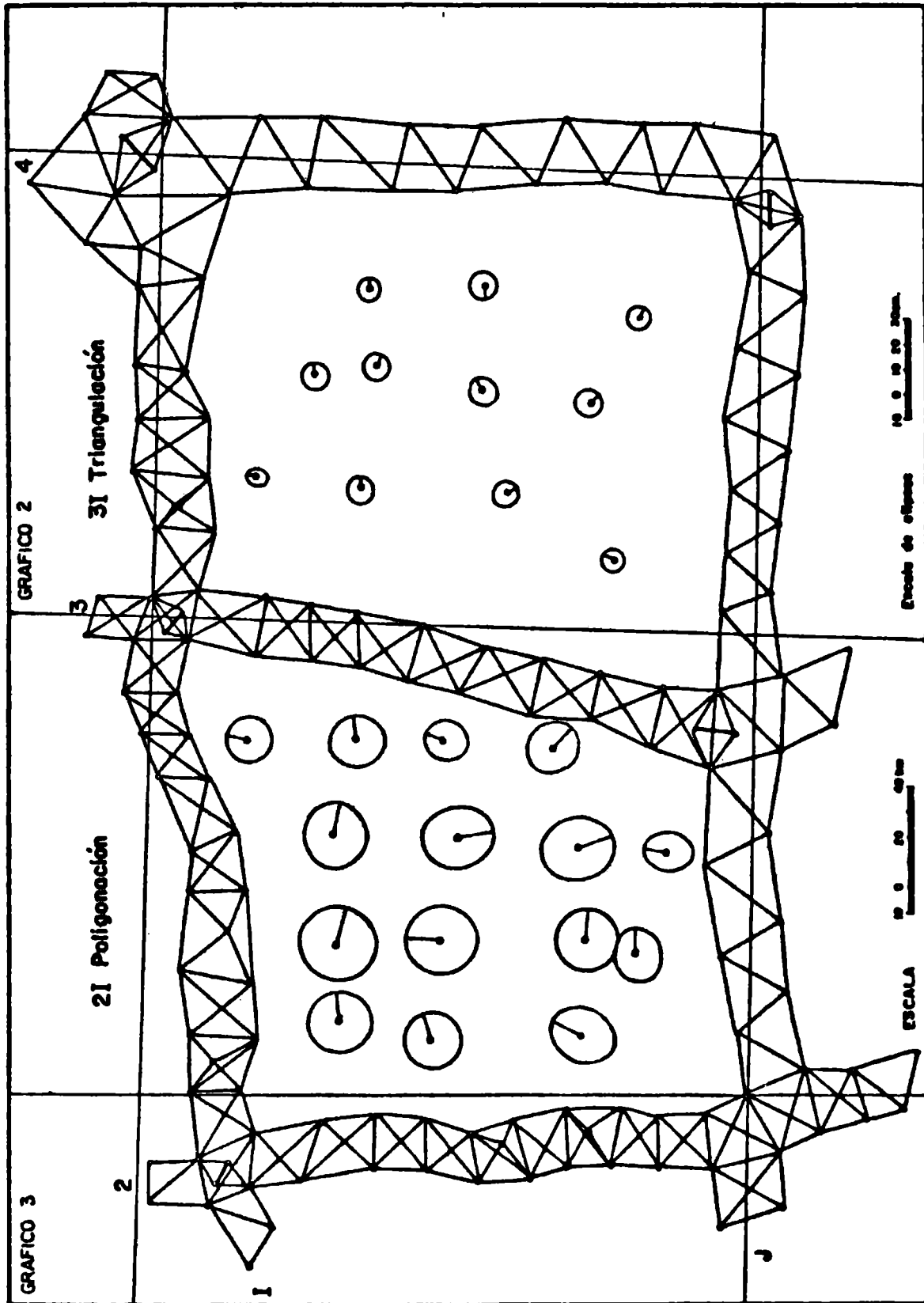
Permite asimismo calcular, por inversión de la matriz de ecuacio-

nes normales, la precisión de la posición geográfica de algunos puntos especialmente elegidos, llamados puntos de contralor. Con los parámetros obtenidos, se determinan las elipses de error.

En la tabla 2 se muestran los datos estadísticos de las tres mallas comparadas; en la misma es de hacer notar:

- 5.1. Es prácticamente igual la representación lineal de los errores medios resultantes de compensación, tanto en triangulación como en poligonación
- 5.2. Teniendo en cuenta que en toda compensación la sumatoria de residuos debe tender a cero, ello significa que la cantidad de residuos positivos debe ser similar a la cantidad de negativos, condición que se cumple para los residuos de direcciones tanto en triangulación como en poligonación.
- 5.3. No ocurre lo mismo con la cantidad de residuos positivos y negativos en la medición de distancias con EDM.

TABLA 2 - RESUMEN ESTADISTICO			
Unidad Geodésica	3I	2I	2H
Programa utilizado	1/2	1/2	1
Puntos Fijos	28	37	32
Puntos Nuevos	70	86	89
Total observaciones	543	361	352
Peso direcciones	1	1	1
Peso distancias			
10 km	1,2	1,2	1,2
15 km	1,0	1,0	1,0
20 km	0,8	0,8	0,8
Lado medio	22 km	12 km	13 km
Error medio	1"6	3"	2"6
Representación lineal	0,17 m	0,17 m	0,16 m
<u>Residuos:</u>			
Direcciones			
+	286	122	127
-	257	129	117
máx	3"2	4"	2"2
Distancias			
+	-	92	100
-	-	18	8
máx	-	9"8	5"7
		(0,57 m)	(0,36 m)



GRAFICOS 2 y 3

6. ERRORES POSICIONALES

En los gráficos 2 y 3 se representan las elipses de error del posicionamiento de algunos puntos de las mallas 3I (triangulación) y 2I (poligonación). Estos puntos de contralor fueron elegidos de forma tal que presentaran la misma ubicación relativa respecto del marco que conforma la unidad geodésica. Ello se realiza con el propósito de que la propagación de los errores afecte por igual a los puntos equivalentes en ambas mallas.

Observando el tamaño de las elipses de error, resulta evidente que las correspondientes a poligonación son prácticamente el doble que las pertenecientes a triangulación, como puede confirmarse al comparar los valores de error medio cuadrático (EMC) de la tabla 3, en la cual se han ubicado en una misma fila los valores correspondientes a cada punto de contralor de igual posición relativa en ambas mallas. Estos valores son los obtenidos a través del proceso de com pensación con el Pgrm 2 ya citado.

TABLA 3 PUNTOS DE CONTRALOR

PUNTO	E M C	E L I P S E		PUNTO	E M C	E L I P S E	
		e. myr.	e. men.			e. myr.	e. men.
2I 3	0,320	0,237	0,214	3I 59	0,130	0,095	0,090
8	0,302	0,224	0,203	32	0,152	0,095	0,103
15	0,257	0,191	0,172	16	0,136	0,103	0,089
25	0,398	0,291	0,271	50	0,146	0,106	0,101
30	0,367	0,265	0,255	34	0,152	0,109	0,105
35	0,309	0,223	0,215	18	0,145	0,105	0,101
37	0,261	0,197	0,171	11	0,141	0,103	0,096
45	0,335	0,248	0,226	41	0,147	0,106	0,102
52	0,349	0,259	0,234	20	0,143	0,102	0,100
55	0,346	0,261	0,226	6	0,107	0,079	0,073
59	0,240	0,185	0,153	56	0,131	0,097	0,088
64	0,232	0,166	0,162				
70	0,272	0,198	0,186				
73	0,215	0,161	0,142				
79	0,268	0,208	0,168				
Los errores están expresados en metros.							

Resultaría entonces que, aparentemente, la precisión en la ubicación de los puntos de densificación sería el doble, cuando los mismos se obtienen por

triangulación.

Pero se debe tener en cuenta que las dimensiones de las elipses están directamente ligadas al EMC del posicionamiento de los puntos y que este error, por lo que resulta del presente análisis depende, principalmente, de:

6.1. La distribución anormal de los residuos de distancia.

6.2. La mezcla de datos de distinta naturaleza (direcciones y distancias).

En lo que sigue, se trata de dar una explicación a este resultado aparente y simultáneamente encontrar una solución realista al estudio que se ha propuesto.

7. ANALISIS DE LOS RESIDUOS RESULTANTES DE LA COMPENSACION

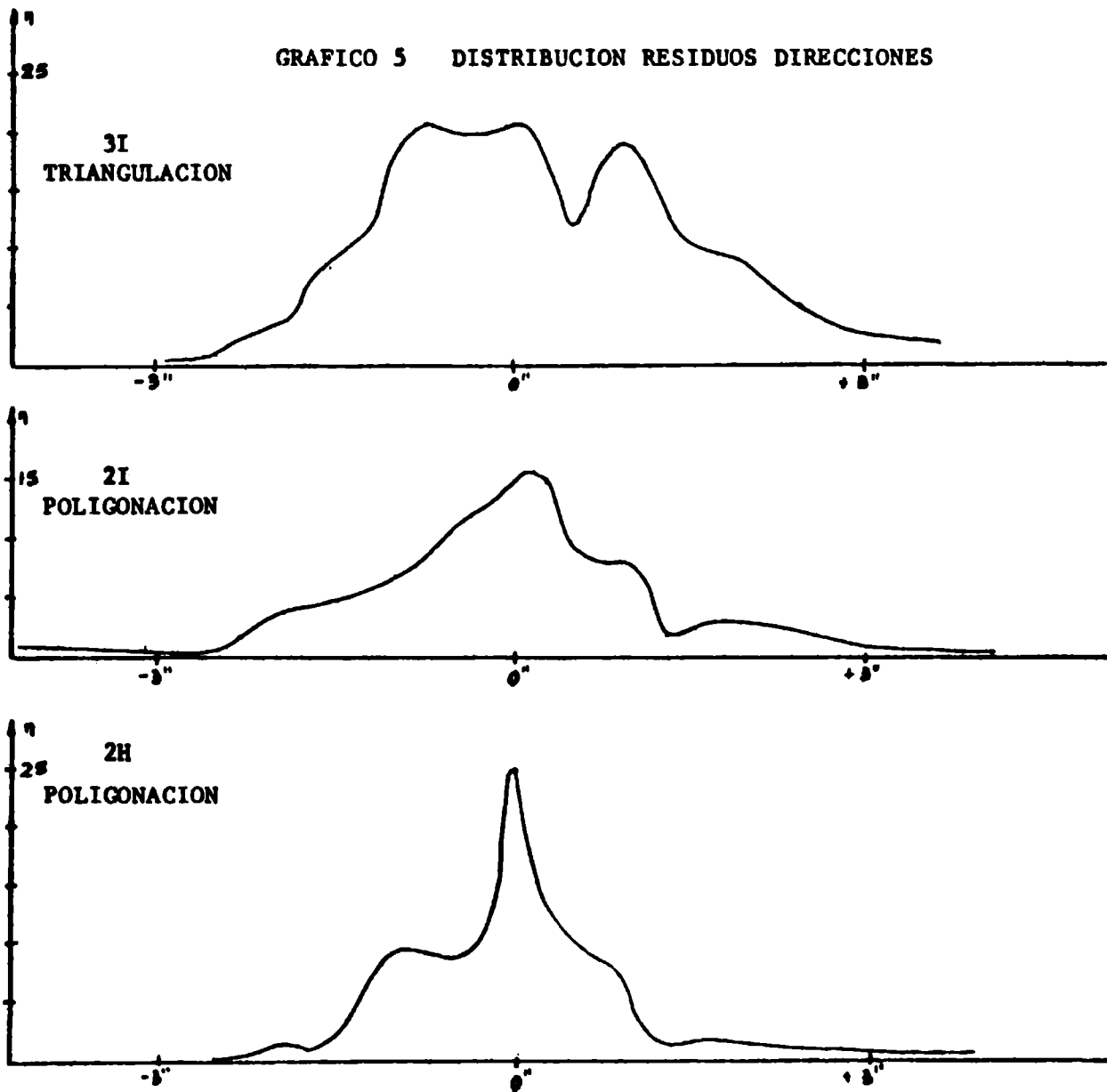
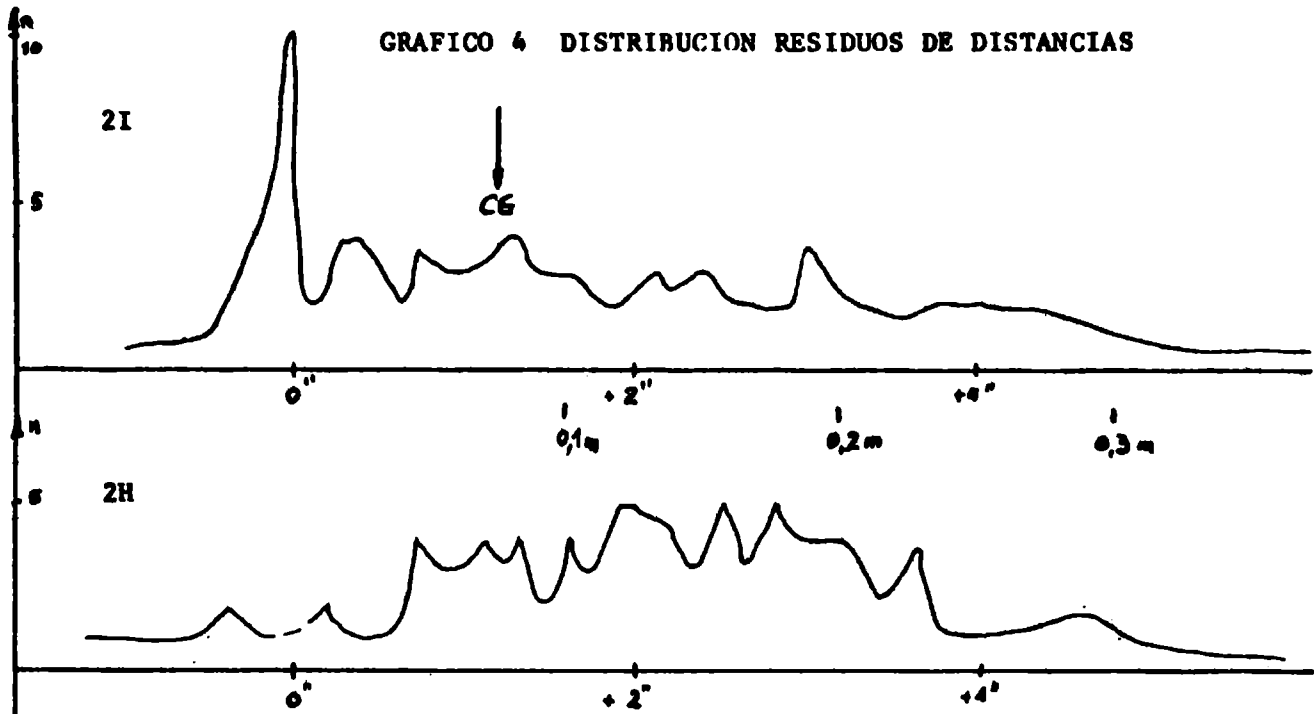
En el gráfico 4 que corresponde a la representación de los residuos de distancias en el caso de poligonación, es evidente la distribución anormal de los mismos respecto del eje de las ordenadas. Como ya se mencionó, existe mayor cantidad de residuos positivos que negativos, contradiciendo los conceptos clásicos de compensación. Es decir, en este caso, la sumatoria de residuos no tiende a cero.

Sabido es que el residuo lineal es la diferencia entre la distancia obtenida de las coordenadas compensadas y la medida en el terreno. Si la tendencia de los mismos es positiva, resulta que la compensación trata de expandir la malla. ¿Cuáles son las causas de este fenómeno?. Podemos citar dos:

7.1. En compensación planimétrica, las distancias medidas se introducen afectadas por un peso que equilibre el conjunto de medidas de distinto tipo (lineales y angulares). Este peso es un número aleatorio definido estadísticamente, dependiente de la longitud del lado y de la precisión del instrumento utilizado en su medida. Un peso mal determinado desequilibra el conjunto.

7.2. A su vez, el marco al cual debe ajustarse la malla, ha sido definido con anterioridad por triangulación y la posición de sus Puntos Trigonómicos debe permanecer inamovible cuando se compensa la red de densificación.

Teniendo entonces un marco fijo, establecido con anterioridad mediante la compensación de la cadena de triangulación de primer orden, se ha intercalado entre ellas una red en la cual se ha agregado la medición de una nueva magnitud las distancias. Estas, en las unidades en estudio, fueron determinadas con instrumentos de ondas electromagnéticas con precisión acorde al tipo de trabajo a



realizar. Al compensar el conjunto de mediciones de la red, resulta que los pesos asignados a las dos magnitudes no han logrado establecer una homogeneidad del sistema.

De ahí que los residuos de distancias aparecen con una manifiesta tendencia hacia el campo positivo y al no repartirse uniformemente, resulta significativa la sumatoria algebraica de los mismos. Es la misma causa por la cual, al calcular los parámetros de la elipse de error, se manifiesta el aumento del tamaño de la elipse representativa.

Sin embargo y aceptada esta distribución de los residuos de distancias, ¿cómo afecta a los resultados?

Tomando el centro de gravedad de la distribución (gráfico 4-2I), el mismo corresponde aproximadamente a un residuo de 0,08 m; y si se considera que el lado medio de la malla es de 12 km, resulta una razón de aumento de 1: 150 000, que aplicada a los resultados de la compensación, resulta insignificante.

Por otra parte, observando el gráfico 5 de distribución de los residuos de direcciones de las tres unidades comparadas, se puede apreciar que los mismos presentan una distribución de forma normal de acuerdo con la teoría de probabilidades. Pero, sin embargo es apreciable que en el caso de la malla 2H, esta curva presenta una mayor "kurtosis" (agudez) que las otras dos, índice de una mayor precisión de las mediciones. Es decir hay una mejor "solución".

En general, se observa una mayor concentración de puntos en los intervalos de menor valor. (Tabla 4 y gráfico 6). Agrupando la cantidad de residuos en forma acumulativa, se pone de manifiesto que en el caso de las redes de densificación por poligonal (2H, 2I), el 80% de los valores se ubican dentro del intervalo de residuos menores que un segundo, mientras que para la densificación por triangulación, sólo el 68% se agrupa dentro del mencionado intervalo.

Se presenta, nuevamente, que en la densificación por poligonal, la compensación muestra una mejor "solución" en los residuos de direcciones.

Si se acepta que la distribución de residuos de una compensación proporciona un criterio de evaluación de la misma, y por ende del método empleado en la medición que le dio origen, resulta que la densificación por poligonación es de una calidad similar que la obtenida por triangulación y que una u otra se pueden aplicar indistintamente.

Queda empero adecuar el peso de las distancias medidas con EDM a fin de mejorar la distribución de los residuos y por consiguiente mejorar el error de posicionamiento y el error medio de la unidad de peso de compensación en el caso de las poligonales.

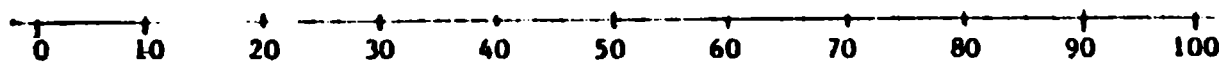
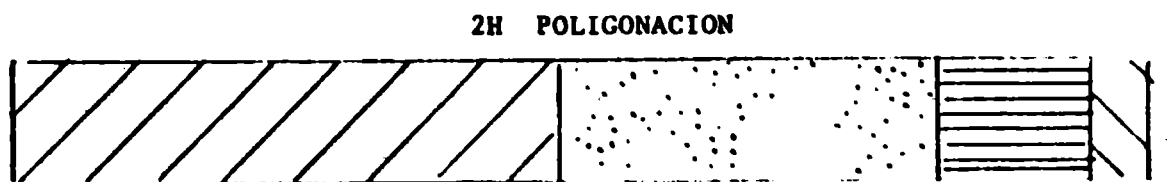
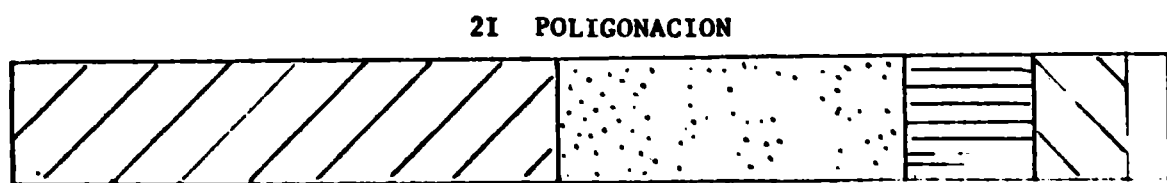
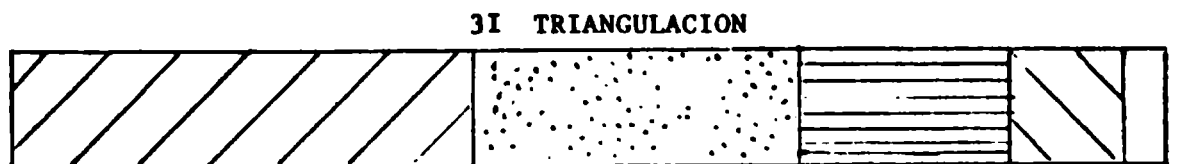
TABLA 4 - RESUMEN PORCENTUAL DE RESIDUOS

RESIDUOS DE DIRECCIONES				
ENTORNO	3I	2I	2H	
0" < R < 0,5	40%	47%	47%	
0,5 < R < 1,0	28%	30%	33%	
1,0 < R < 1,5	18%	11%	13%	
1,5 < R < 2,0	10%	8%	5%	
2,0 < R	4%	4%	2%	

RESIDUOS DE DISTANCIAS			
ENTORNO	2I	2H	
0" < R < 1,6 (10 cm)	57%	39%	
1,6 < R < 3,2 (20 cm)	25%	43%	
3,2 < R < 4,8 (30 cm)	12%	16%	
4,8 < R	5%	3%	

GRAFICO 6

RESIDUOS DE DIRECCIONES - PORCENTUALES ACUMULADOS



8. ESTUDIO DE LOS COSTOS

Para efectuar el estudio de los costos, se ha comparado las características económicas de ambas densificaciones. Se tuvo en cuenta, principalmente, tres aspectos incidentes:

- densificación; es decir la cantidad de puntos necesaria para el cubrimiento de la unidad geodésica;
- tiempo; el necesario para cumplir la tarea de campo;
- personal; cantidad total de empleados para ejecutar la tarea según el tipo de densificación.

Como resultado del estudio, se llegó a las siguientes conclusiones:

- 8.1. El cubrimiento de áreas similares requiere, tanto en triangulación como en poligonación, una densidad de puntos similar.
- 8.2. Por la metodología empleada en ambos cubrimientos, la triangulación requiere la disponibilidad de mayor cantidad de personal. La relación es de 10 a 7,4, lo que produce, al adoptar la densificación por poligonal, una reducción en el costo de 26%.
- 8.3. El tiempo de ejecución es también mayor para la triangulación con una relación de 10 a 6,25 que produce una disminución del costo en el orden del 38% cuando se emplea el cubrimiento por poligonal.
- 8.4. En el caso que se estudia, se obtuvo un costo por punto de u\$s 1.037 para poligonación y de u\$s 2.407 para triangulación, que representa un 56% de economía al adoptar el primer método.

9. CONCLUSION

El estudio realizado se ha planteado en dos aspectos: calidad de los resultados y costo de ejecución.

El primero fue analizado en función de las elipses de error en la posición de los puntos y en función de la distribución de los residuos resultantes de la compensación.

En la densificación por poligonación, surge que deberán ajustarse los pesos de las ecuaciones a fin de mejorar la homogeneidad del sistema.

Dado el buen resultado obtenido en la distribución de los residuos de direcciones, se espera que con el mencionado ajuste se logre una disminución de las elipses de error correspondientes a dicha densificación.

En el aspecto económico, los valores proporcionados hablan por sí solos en favor de la conveniencia de la densificación por poligonación.

CALCULO DEL CONTENIDO ELECTRONICO MEDIANTE IONOGRAMAS.
COMPARACION CON EL CONTENIDO FARADAY. (*)

Rodolfo G. Ezquer (**); Nieves de Adler y María de Acosta

Laboratorio de Ionósfera-Instituto de Física-Universidad Nacional
de Tucumán (Argentina).

RESUMEN

Utilizando datos del sondador ionosférico vertical de Tucumán (26,9° S; 294,6° E), y adoptando para la distribución de densidad e electrónica un modelo con altura de escala variable (Chapman modificada), se calculó el contenido electrónico hasta los 600 Km de altura (NC). Se compararon los resultados obtenidos con los valores del contenido electrónico Faraday (NF), dados por la señal del satélite geostacionario ATS-5 registrada en Tucumán.

Este análisis muestra que las variaciones del contenido electrónico medido son explicadas por las variaciones del contenido electrónico desde la base de la ionósfera hasta los 600 Km de altura.

ABSTRACT

Using vertical ionosonde data obtained at Tucumán (26,9° S; 294,6° E) and assuming a variable scale height model for the electron density distribution (modified Chapman), the electron content up to 600 Km height (NC) has been calculated. The obtained results and the Faraday electron content (NF) value, obtained from the ATS-5 geostationary satellite signals received at Tucumán, have been compared.

This analysis show that the measured electron content variations are explained by the electron content variations, from the bottom of the ionosphere up to 600 Km height.

(*) Trabajo subvencionado parcialmente por el CONICET, a través del PRONARP.

(**) Investigador del CONICET.

1. INTRODUCCION

De los ionogramas se deduce la distribución de la concentración electrónica (n) en función de la altura virtual desde la base de la ionósfera hasta el pico de la región F. Utilizando un método de reducción de altura virtual a real se puede encontrar la correspondiente distribución de n en función de la altura real.

Varios autores propusieron distintos modelos para la distribución de la concentración electrónica por encima del pico de la región F. Adoptando uno de ellos y teniendo en cuenta el perfil real para la parte baja de la ionósfera, se puede calcular el contenido electrónico (NC), hasta una altura que depende del modelo utilizado. En efecto, conociendo la función de distribución de n se la puede integrar para obtener NC.

En este trabajo se calcula NC para algunos ionogramas de Tucumán ($26,9^\circ$ S; $294,6^\circ$ E) y se comparan con los valores del contenido electrónico Faraday (NF), que es el contenido electrónico hasta unos 2000 Km de altura. Los valores de NF se obtuvieron a partir de los registros de rotación Faraday de la señal del satélite ATS-5 recibida en Tucumán.

2. MODELOS

Para la distribución de la densidad electrónica por encima del pico de la región F, Wright (1960) propone un modelo representado por una función Chapman con altura de escala constante de 100 Km. Otros autores mostraron que este modelo no era consistente con las mediciones en general.

Utilizando un gradiente de altura de escala constante Yonezawa y Takahashi (1960), obtuvieron un buen ajuste con los datos experimentales solo hasta aproximadamente 100 Km por encima del máximo de la región F.

Considerando un gradiente de altura de escala variable Chandra (1963), consiguió una buena concordancia con la distribución de densidad electrónica determinada experimentalmente, hasta una altura de 600 Km aproximadamente. La figura 1 muestra los resultados de Chandra.

En este trabajo se adopta el modelo de Chandra (1963) quién obtuvo un buen ajuste con los datos experimentales hasta alturas muy por encima del pico.

La distribución de densidad electrónica propuesta por Chandra (1963) está dada por

$$n = n_0 \exp \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{Z'}{1 - \alpha \exp(-\alpha Z'/2)} - \exp \left[-\frac{Z'}{1 - \alpha \exp(-\alpha Z'/2)} \right] \right\} \quad (1)$$

la que se obtuvo considerando que la altura de escala varía según:

$$H = H_0 \frac{(1 - \alpha \exp(-\alpha Z'/2))^2}{1 - \alpha \exp(-\alpha Z'/2) - (\alpha^2 Z'/2) \exp(-\alpha Z'/2)} \quad (2)$$

donde:

$$Z' = Z/H_0 = (h - h_m)/H_0$$

$$\alpha = (H_0 - H_m)/H_0 \geq 0$$

h_m = altura del máximo de la región F

$H_0 = KT/m_0 g(h)$ = altura de escala del oxígeno atómico donde O^+ es el ión dominante (aproximadamente 600 Km).

T = temperatura exosférica

$g(h)$ = aceleración de la gravedad

m_0 = masa del oxígeno atómico

K = constante de Boltzmann

H_m = altura de escala correspondiente a h_m ($Z' = 0$)

El modelo de Chandra (1963) supone las siguientes hipótesis:

- 1.- Por encima de los 250 Km la atmósfera es isoterma y puede considerarse dividida en 3 zonas según las concentraciones relativas de los constituyentes iónicos:
 - a) iones oxígeno, dominantes hasta 900 Km.
 - b) iones helio, dominantes desde 900 a 3000 Km.
 - c) protones, dominantes por encima de 3000 Km.
- 2.- Cerca del pico de la región F la distribución de la concentración electrónica puede considerarse como una capa parabólica, y muy por encima del mismo como una exponencial. En esta zona el ión dominante es el O^+ y el neutro dominante es el oxígeno atómico, de manera que en el equilibrio termodinámico es $H^+ = 2 H_0$, donde H^+ es la altura de escala del gas.

3. CALCULO DE NC

El método utilizado para calcular NC consta de las siguientes etapas:

- a) A partir de los datos de ionogramas de Tucumán, se obtuvieron los perfiles reales de distribución de n hasta el pico de la región F, utilizando el método de reducción de altura virtual a real de Paul (1977).
- b) Se adoptó el modelo de Chandra (1963) para la distribución de la densidad electrónica. Como en la ecuación (1) Z' es función de H_0 , fue necesario determinar el valor de la temperatura exosférica. Para ello se implementó un programa de cálculo que permite obtener el perfil de temperatura según el modelo de Jacchia para la temperatura exosférica (1977).
- c) Determinado H_0 para cada perfil real considerado, se ajustó el valor correspondiente de α . Para ello se eligió el valor de α que hiciera mínima la siguiente expresión:

$$S = \sum (n_i - n_i')^2 \sqrt{n_i} \quad (3)$$

siendo:

n_i = valor de n a una altura h_i , obtenido del perfil real.

n_i' = valor de n a una altura h_i , según el modelo de Chandra.

obtenido el valor de α la expresión (1) quedó determinada.

- d) Se integró la función (1) hasta 600 Km de altura para obtener NC, ya que hay evidencias experimentales de buena concordancia hasta esa altura (Chandra, 1963).

4. PRESENTACION DE RESULTADOS Y DISCUSION

La figura 2 muestra los resultados obtenidos para el período analizado (del 1 al 11 de Agosto de 1981); los datos faltantes no se usaron ya sea porque los valores de foF2 están afectados por mayor, ó porque no hay datos de NF. En esta figura la línea continua representa los valores de NF, la de trazos los valores de NC.

Es de notar la similitud que hay entre las curvas de NF y NC. Esto estaría indicando que las variaciones de NF se deben en su mayor parte a variaciones de NC, o sea que las variaciones del contenido electrónico Faraday serían causadas, principalmente, por cam-

bios en la ionósfera por debajo de los 600 Km.

En la figura 3 se graficó $\Delta I / \Delta t$, que es la pendiente de las curvas de la figura 2, para intervalos de una hora. En ésta se observa que los valores de $\Delta NF / \Delta t$ están próximos a los valores de $\Delta NC / \Delta t$; en algunos casos como los correspondientes a los días 1/8/81 y 11/8/81 la concordancia entre estos valores es muy buena. Esto reafirmaría la idea de que las variaciones de NF se deben a cambios en la ionósfera por debajo de 600 Km.

5. CONCLUSIONES

- i) El método utilizado permite calcular el contenido electrónico hasta los 600 Km, obteniendo así una idea del orden del contenido electrónico ionosférico, utilizando datos de ionogramas.
- ii) El análisis realizado muestra que las variaciones del contenido electrónico medido serían explicadas, principalmente, por las variaciones del contenido electrónico desde la base de la ionósfera hasta los 600 Km de altura.

BIBLIOGRAFIA

- Chandra, S., 1963; Electron density distribution in the upper F region; J. Geophys. Res., 68, 1937 - 1942.
- Jacchia, L.G., 1977; Thermospheric temperature, density and composition: new models; Smithsonian Astrophysical Observatory Special Rep., N° 375.
- Paul, A.K., 1977; A simplified inversion procedure for calculating electron density profiles from ionograms for use with minicomputers; Radio Science, 12, 119 - 122.
- Wright, J.W., 1960; A model of the F region above hmF2; J. Geophys. Res., 65, 185 - 191.
- Yonezawa, T. y Takahashi, H., 1960; J. Radio Res. Lab. Japan, 7, 335.

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

Fig. 1: Comparación de la distribución de la densidad electrónica experimental con el modelo empírico de Chandra (1963).

Fig. 2: Comparación del contenido electrónico Faraday (NF, —) y el contenido electrónico calculado hasta los 600 Km (NC, ----).

Fig. 3: Pendientes de las curvas de la Fig. 2, para intervalos de una hora.

$$\frac{\Delta NF}{\Delta t} = \frac{NF_i - NF_{i-1}}{\Delta t} \quad ; \quad \frac{\Delta NC}{\Delta t} = \frac{NC_i - NC_{i-1}}{\Delta t}$$

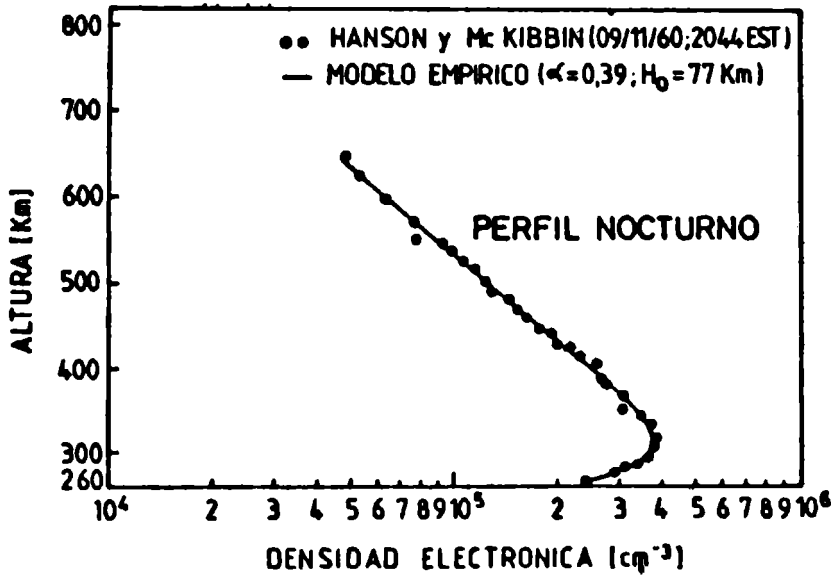
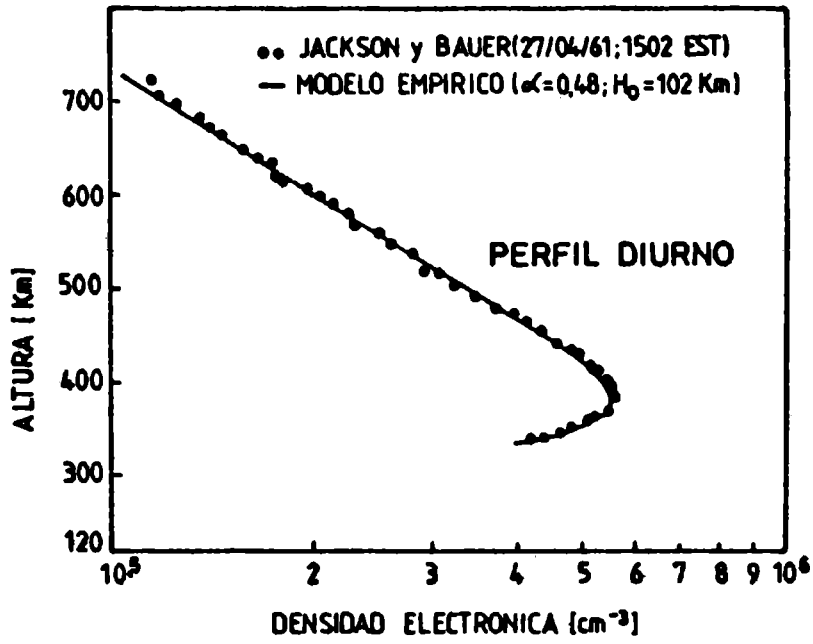


FIG. 1

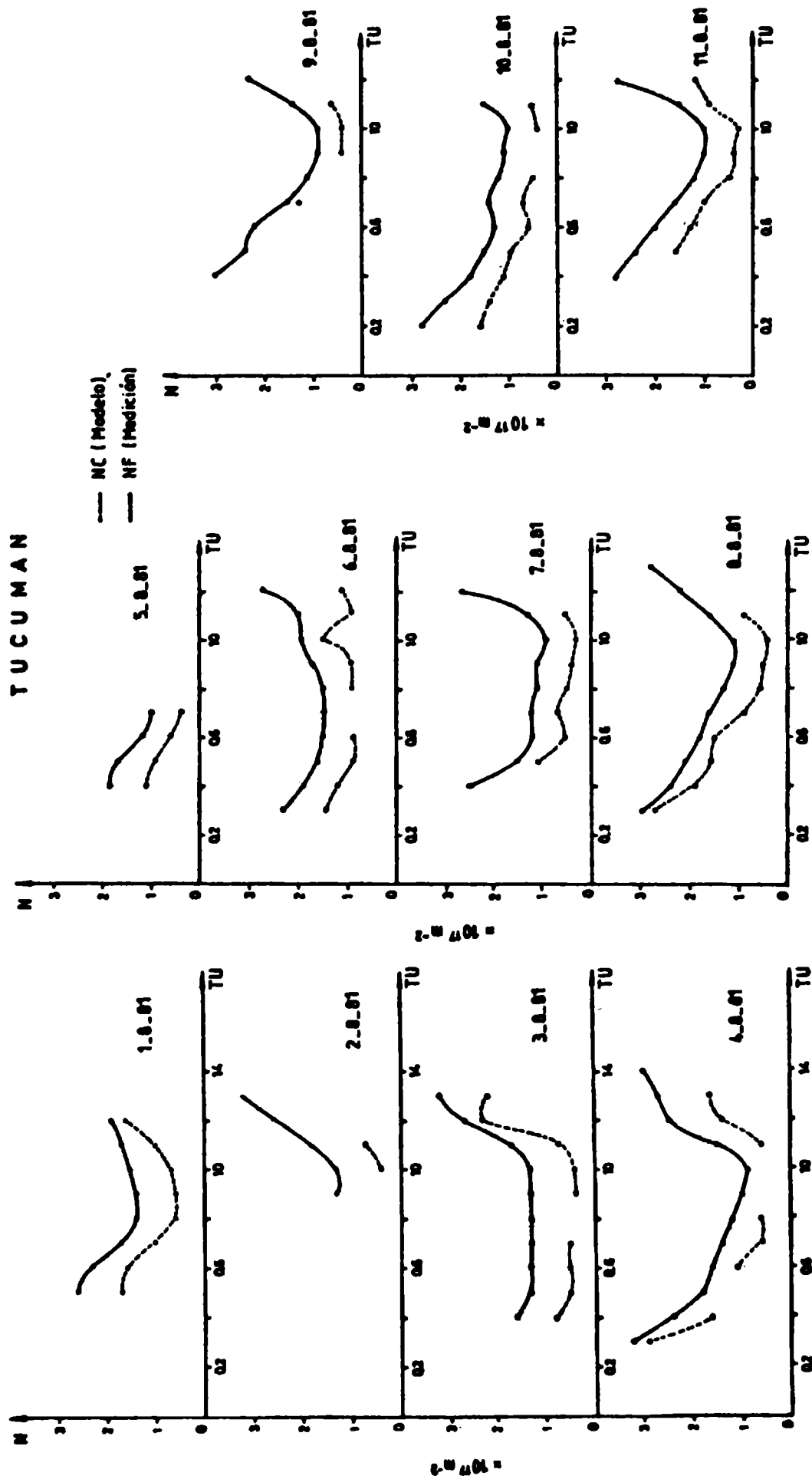


FIG. 2

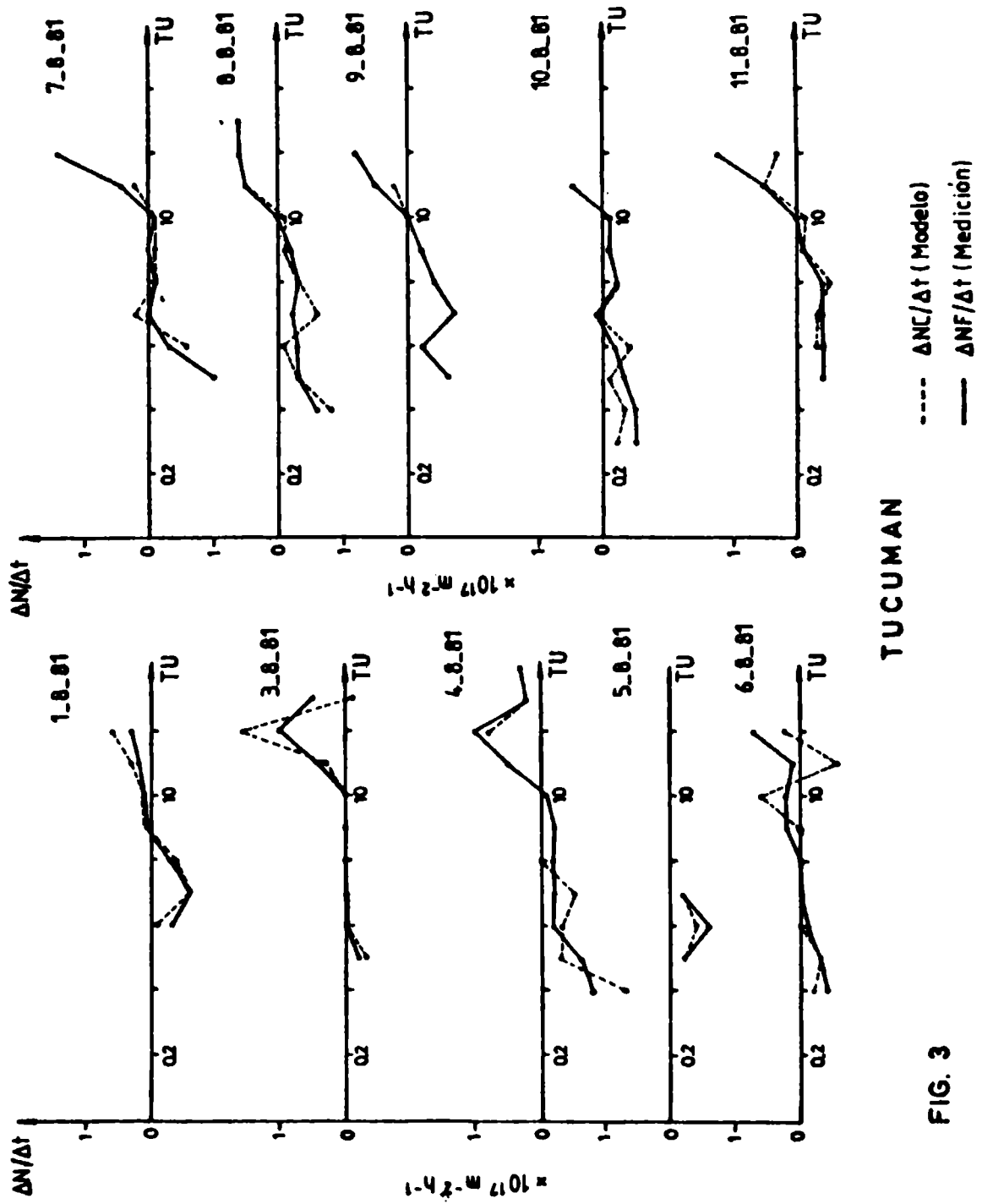


FIG. 3

ESTUDIO SOBRE LA ESTRUCTURA LONGITUDINAL DE LA REGION F2

Ana Martínez de Garat (*)

Laboratorio de Ionósfera - Facultad de Ciencias Exactas y Tecnología - Universidad Nacional de Tucumán

RESUMEN

Se hace un análisis del comportamiento del parámetro ionosférico NmF2 (concentración electrónica máxima de la capa F2) para el año 1975 de mínima actividad solar, con el fin de estudiar la estructura de la anomalía ecuatorial. Se consideran dos cadenas de sondadores: la americana y la australoasiática cuyos datos se analizan en función de la latitud geomagnética. A partir del análisis comparativo pueden señalarse algunos hechos importantes: a) la anomalía ecuatorial está mejor desarrollada, con crestas más definidas, en la región americana, a lo largo de todo el año; b) para la zona australoasiática, durante algunos meses, puede decirse que la anomalía no existe; c) para ambas regiones, el máximo se alcanza entre las 14 y las 16 hs TL.

Finalmente, se analizan las ideas físicas que tratan de explicar los hechos globales y estructura fina de la anomalía ecuatorial.

ABSTRACT

An analysis of the behaviour of the ionospheric parameter NmF2 (F2 region maximum electron concentration) for the solar minima activity year 1975, has been made in order to study the equatorial anomaly structure. Data of American and Australian-Asiatic ionosonde networks versus geomagnetic latitude are considered. From the comparative analysis some important results can be pointed out: a) the equatorial anomaly is better developed in the American region during the whole year; b) for several months, the anomaly does not exist in the Australian-Asiatic region; c) for both regions the maximum is reached between 14 and 16 hs LT.

Finally, some physical ideas which explain the global features and fine structure of the anomaly are analyzed.

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

INTRODUCCIÓN

La producción de la ionización en la zona ecuatorial tiene lugar en la baja región F en su mayor parte, y el pico de la producción está alrededor de los 200 km sobre el ecuador magnético (Anderson, 1971; 1973). La ionización producida es transportada por deriva electromagnética a mayores alturas, difundiendo luego a lo largo de líneas de campo hacia zonas de latitud geomagnética $\pm 20^\circ$ aproximadamente.

El campo eléctrico ionosférico hacia el este, que posibilita el movimiento vertical de la ionización con velocidad $\frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$, juega un papel dominante en la electrodinámica de las bajas latitudes (Woodman y otros, 1977; Fejer, 1981). De esta manera el transporte electromagnético de la ionización ha sido tomado como un proceso básico en la formación de la anomalía ecuatorial.

Bajo las mismas condiciones del ciclo solar, se observan diferencias importantes y significativas en las distintas regiones del globo, lo cual ha sido puesto de manifiesto por diferentes autores (Walker y Strickland, 1981; Walker y Ma, 1980). Sin embargo, al comparar las discrepancias observadas en la anomalía ecuatorial para diferentes zonas, hay que tener en cuenta que éstas pueden ser debidas al uso de datos provenientes de estaciones dispersas sobre un rango de longitud demasiado amplio o a la existencia de muy pocas estaciones a bajas latitudes, que dan así una resolución pobre de las crestas de la anomalía. Además, grandes áreas de la Tierra están cubiertas por océanos, y en particular el hemisferio sur tiene muy pocas estaciones de sondadores. Algunos autores llegaron a usar datos dispersos hasta 98° (Thomas, 1968).

Actualmente, se están haciendo intentos de mejorar esta situación reduciendo el rango de longitud y mejorando la resolución de las crestas mediante el uso de valores horarios de las medianas de foF2 (este procedimiento perfecciona el ajuste estadístico y elimina algún efecto extremo de las tormentas magnéticas) a partir de más estaciones ubicadas cerca del ecuador magnético.

Walker y Strickland (1981), por ejemplo, desarrollaron su análisis en un rango de longitud de 53° para el este asiático y de 24° para la región americana, correspondiente a un período de actividad solar bajo. Es interesante señalar que para realizar este ajuste los mencionados autores han utilizado datos provenientes de años distintos respetando, por supuesto, la condición de mínimo solar. En el presente trabajo, donde se consideran dos grandes regiones:

la americana y la australo-asiática, se ha debido incluir la estación de Dakar para completar la cadena americana, con lo cual el rango de longitud de este sector es de 80° , mientras que el rango de longitud para el sector asiático es de 31° . Excluyendo Dakar se tendrían 46° para la región americana.

ESTUDIO COMPARATIVO DE LAS REGIONES AMERICANA Y AUSTRALOASIÁTICA

Se trabaja con datos de NmF2 del año 1975 (de baja actividad solar) con estaciones ubicadas en las regiones americana y australo-asiática (ver tabla adjunta). Se han utilizado las medianas mensuales de todos los meses del año. Para un mejor análisis, las figuras se han ordenado agrupando los meses E (verano del hemisferio sur) que corresponde a las figuras 1 y 2; meses "centrales" (invierno del hemisferio sur), figuras 3 y 4; y meses de equinoccio, figuras 5 y 6.

En líneas generales pueden observarse que la anomalía ecuatorial está mejor formada, presentando un aspecto que sugiere un desarrollo más armonioso de los procesos involucrados para su formación y mantenimiento, en la región americana que en la australoasiática (ver figuras). Para esta última se observa que algunos meses (ver junio y julio en figuras 3b y 4a) la anomalía no existe en absoluto y los valores de NmF2 son más bajos; para otros meses (setiembre y noviembre, por ejemplo, en figuras 6a y 2a) la anomalía apenas llega a insinuarse presentando un único pico a la altura del ecuador geomagnético. Todo esto indica en principio características distintas para los campos eléctrico y magnético entre estas dos regiones ya que ellos son los principales responsables de la existencia y desarrollo de la anomalía.

Para ambas regiones, en la mayor parte de los meses considerados la anomalía aparece entre las 10.00 y las 11.00 TL. En particular en la zona australoasiática a las 10.00 TL todavía no se observa nada. Este hecho muestra una diferencia con lo encontrado por otros autores como Walker y Strickland, que en general coinciden en que ella aparece a las 09.00 TL de la mañana, también bajo condiciones de mínimo solar. Sin embargo, estos resultados no son unánimes, lo que muestra las importantes variabilidades que existen en el interjuego de los mecanismos que dan origen y mantienen a la anomalía.

De acuerdo a lo dicho anteriormente y para precisar, para la región americana en los meses de equinoccio (figuras 5 y 6) e incluso en los meses E (figuras 1 y 2), aunque débilmente, la anomalía

comienza a insinuarse a las 10.00 TL. Para estos mismos meses en esta zona, se mantiene hasta las 20.00 TL, pudiendo existir todavía hasta las 00.00 TL como por ejemplo en el mes de febrero (figura 1b).

Esta situación para la región asiática es bastante diferente. Aquí, según lo que ya se dijo, prácticamente en la mitad de los meses considerados, la anomalía ha desaparecido, reduciéndose en algunos casos a una cresta única. En los meses que así aparece, lo hace entre las 11.00 y las 12.00 TL. A las 18.00 TL, en todos los casos la anomalía ya no existe. En los meses "centrales" para la región americana la anomalía empieza un poco después, termina antes y es más "chata", aunque está bien formada.

Para las dos zonas que se están estudiando, y en todos los casos, el máximo valor en la concentración electrónica NmF₂ se presenta entre las 14.00 y las 16.00 TL, lo cual coincide con las observaciones hechas por la mayoría de los autores (entre ellos el ya citado Walker) que han trabajado bajo condiciones de mínimo solar.

En relación al desarrollo de las crestas, para las dos zonas y en el conjunto de los meses que se analizan en el presente trabajo se observa una marcada tendencia a la asimetría. En los únicos casos en que se encuentra un desarrollo razonablemente parejo de ambos picos con un valle importante a la altura del ecuador geomagnético, es para los meses de setiembre y octubre para la región americana (figura 6) y los meses de febrero, marzo y abril en Asia (figuras 1b y 5b).

En la zona americana puede verse (quizás con la única excepción de mayo, figura 3a) que hay un desarrollo más importante de la cresta sur para los meses de verano del hemisferio sur, y análogamente un mejor desarrollo de la cresta norte para los meses de verano del hemisferio norte (ver figuras). Este resultado es razonable considerando la mayor iluminación del sol. Sin embargo esto no se observa para la red asiática. Toda la estructura de la anomalía se presenta aquí en forma mucho menos definida.

DISCUSION Y CONCLUSIONES

Se intentará discutir algunas ideas físicas que probablemente actúen como base de sustentación a futuras explicaciones sobre los hechos más destacados que pueden observarse al estudiar la estructura de la anomalía.

En el presente trabajo, quizás lo más destacado provenga de las significativas diferencias observadas entre las dos regiones que se analizan. En la región americana, para todos los meses considerados, el desarrollo de la anomalía ecuatorial está perfectamente definido, ratificándose de esta manera la existencia de los mecanismos responsables de su formación y mantenimiento. Por el contrario para la zona australoasiática el desenvolvimiento de la anomalía es comparativamente mucho más pobre, llegándose a la situación extrema de poder afirmar francamente, que no existe durante varios meses. Esta situación se hace más notable si se recuerda que el mes de setiembre, por ejemplo, corresponde al equinoccio época normalmente favorable al desarrollo pleno de la anomalía.

El campo eléctrico \vec{E} hacia el este en conjunción con el campo B horizontal imparte una velocidad hacia arriba $\vec{v} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$ a la ionización. En consecuencia puede esperarse que las variaciones en las magnitudes locales tanto de \vec{E} como de \vec{B} afecten el desarrollo de la anomalía ecuatorial al variar las longitudes. Algunos autores como Walker y Strickland (1981) también encuentran un mantenimiento de la anomalía ecuatorial más pronunciado y prolongado en la región americana que en la del este asiático. Ellos sugieren que este hecho puede explicarse mediante vientos hacia el ecuador que soplando desde los polos mantienen las crestas de la anomalía, de la misma manera que puede existir un incremento en el campo eléctrico E hacia el este. Todo esto debe considerarse conjuntamente con el campo magnético B más fuerte en el sector asiático que en el americano limitando el ascenso de la ionización.

Respecto a la asimetría en la formación de la anomalía, las causas pueden surgir de lo siguiente: 1) se ha observado a partir de mediciones hechas con espectrómetros de masas (Prölss, 1980) que las variaciones en la composición local de la atmósfera neutra en relación al oxígeno atómico y al nitrógeno molecular pueden afectar tanto la velocidad de producción como la de pérdida de la ionización. En este aspecto, no se debe olvidar que hay factores geofísicos que pueden influir decisivamente en la ionósfera de bajas latitudes. Juega un importante rol la ubicación relativa de los ejes geográficos y magnéticos, ya que el ecuador magnético está aproximadamente 9° al norte del ecuador geográfico en el este asiático (longitud aproximada 120° E) mientras que está 12° al sur del ecuador geográfico en la región americana (longitud aproximada 75° O). Tanto la atmósfera neutra como los vientos neutros se supone

que tienden a ser simétricos respecto del ecuador geográfico (Anderson, 1970), y un desplazamiento entre los dos ecuadores implica una evidente asimetría en la dirección de la ionización.

Otro factor geofísico de importancia en relación a la estructura longitudinal de la anomalía está relacionado con las variaciones en la declinación magnética (Challinor y Eccles, 1971). Como la declinación magnética es hacia el este en el hemisferio sur para la región americana (longitud 75° W) y como después de la puesta del sol aparecen vientos zonales hacia el este que mueven la ionización hacia arriba de las líneas de campo, se evita así un decaimiento rápido de la ionización por recombinación dando lugar a las importantes densidades electrónicas observadas en la región americana. Este fenómeno no ocurre en la región del este asiático ya que allí la declinación es cero.

Actualmente se sabe bastante sobre la estructura longitudinal de la región F pero se necesita un conocimiento más adecuado de los vientos neutros y campos eléctricos para resolver y explicar en su totalidad la estructura fina de la anomalía ecuatorial en relación al tiempo local y las variaciones longitudinales. Los modelos deben tener en cuenta también las mediciones de atmósfera neutra para sustentar cabalmente las explicaciones de todos los detalles, poniendo el acento en las bajas latitudes.

Agradecimientos: Quiero agradecer muy especialmente la valiosa colaboración del Dr. José R. Manzano por sus importantes aportes y su gerencias en el desarrollo de este trabajo

BIBLIOGRAFIA

- Anderson D.N., 1970: N.C.A.R. Univ. of Colorado, Thesis.
 Anderson D.N., 1973: Planet. Space Sci., 21, 421.
 Challinor R.A. y Eccles D., 1971: J. Atmos. and Terr. Phys., 33, 363.
 Fejer B.G., 1981: J. Atmos. Terr. Phys., 40, 377.
 Prölss G.W., 1980: Rev. of Geophy and Sp. Phys., 18, 183.
 Thomas L., 1968: J. Geophys., 73, 6319.
 Walker G.O. y Ma J.H.K., 1980: Atmos. and Terr. Physics, 42, 629.
 Walker G.O. y Strickland A.E., 1981: J. Atmos. and Terr. Physics, 43, 763.
 Woodman R.F., 1970: J. Geophys. Res., 75, 6249.
 Woodman R.F., Rastogi R.G. y Calderon C., 1977: J. Geophys. Res., 82, 5257.

TABLA 1

Estación	Latitud		Longitud	
	Geog.	Magn.	Geog.	Magn.
<u>Región Americana</u>				
Islas Argentinas	-65.20	-53.76	295.70	292.65
Pto. Argentino	-51.70	-40.42	302.20	9.48
Buenos Aires	-34.55	-23.26	301.30	9.64
Tucumán	-26.90	-15.45	294.60	3.77
Huancayo	-12.05	- 0.64	284.67	354.27
Dakar	14.70	21.69	341.60	54.08
México	19.40	29.18	260.30	327.05
Wallops	37.90	49.30	284.50	352.70
Goose Bay	53.32	64.61	299.16	12.07
Godhavn	69.30	79.85	306.50	33.49
Resolute Bay	74.70	83.07	265.10	290.00
<u>Región Australo-Asiática</u>				
Terre Adélie	-66.70	-75.60	140.00	231.50
Hobart	-42.30	-51.61	147.30	224.92
Canberra	-35.30	-43.90	149.00	224.80
Brisbane	-27.50	-35.65	152.90	227.36
Townsville	-19.30	-26.39	146.70	219.28
Vanimo	- 2.70	-12.53	141.30	211.57
Manila	14.70	3.41	121.10	190.24
Okinawa	26.30	15.30	127.80	196.02
Yamagawa	31.20	20.36	130.60	198.25
Akita	39.70	29.53	140.10	205.87
Wakkanai	45.40	35.33	141.70	206.45
Yakutsk	62.00	50.90	129.60	194.10

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

Figura 1: Se grafican los valores de la concentración electrónica máxima NmF2 en función de la latitud geomagnética para los meses de enero y febrero, para las regiones americana y australoasiática. El parámetro es la hora local habiéndose separado la mañana de la tarde. Se indica explícitamente el ecuador geomagnético.

Figura 2: Idem anterior pero para los meses de noviembre y diciembre.

Figura 3: Idem figura 1 para mayo y junio.

Figura 4: Idem figura 1 para julio y agosto.

Figura 5: Idem figura 1 para marzo y abril.

Figura 6: Idem figura 1 para setiembre y octubre.

REGION AUSTRALO ASIATICA

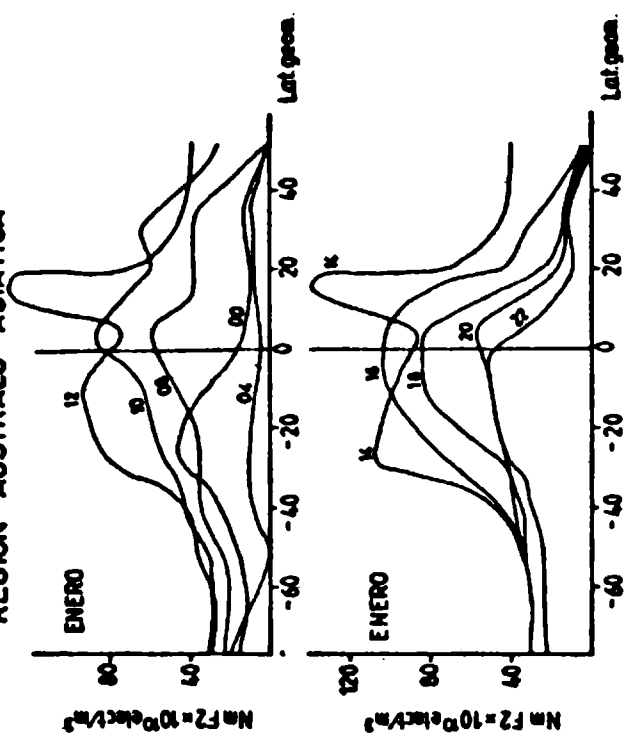


FIG. 1a

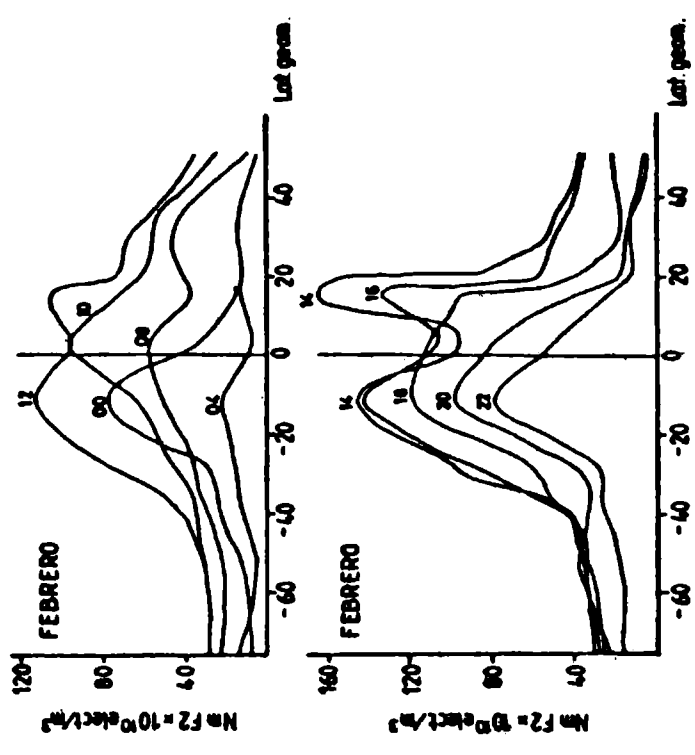
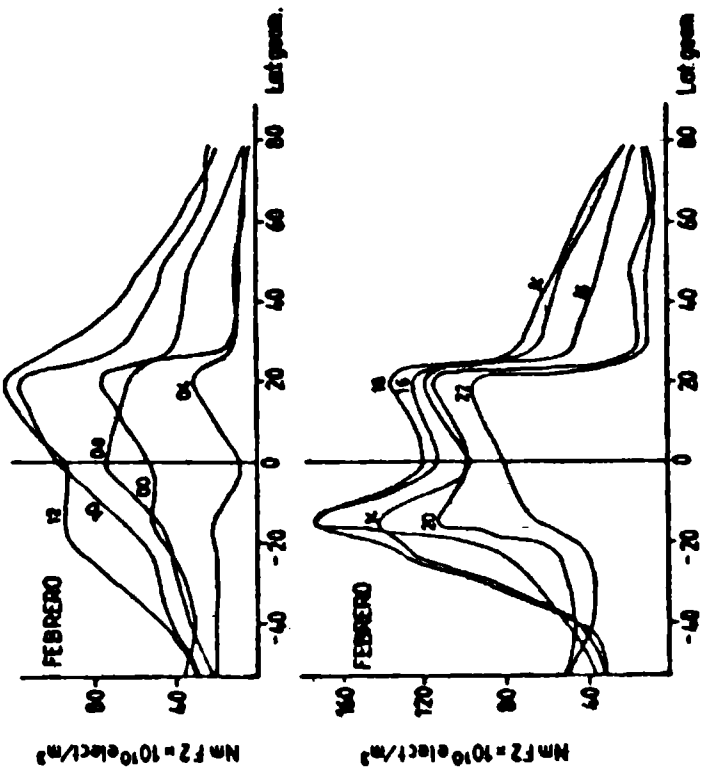
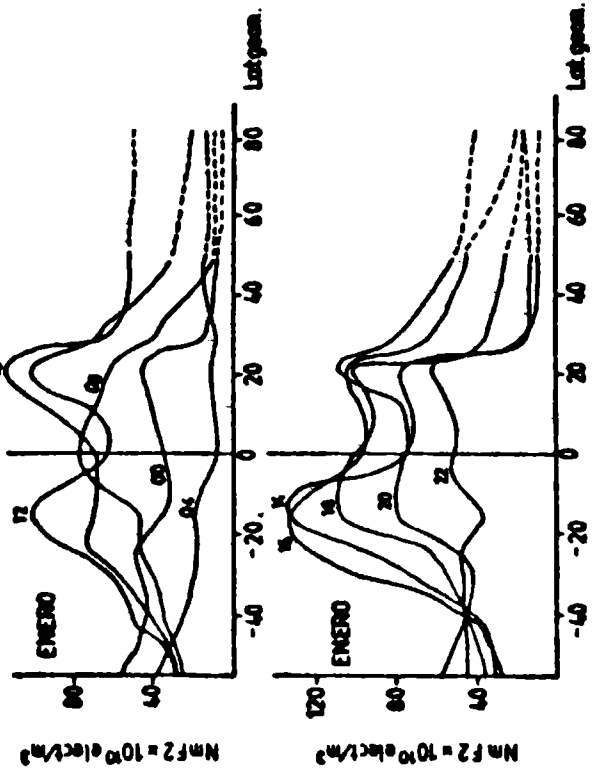


FIG. 1b

REGION AMERICANA



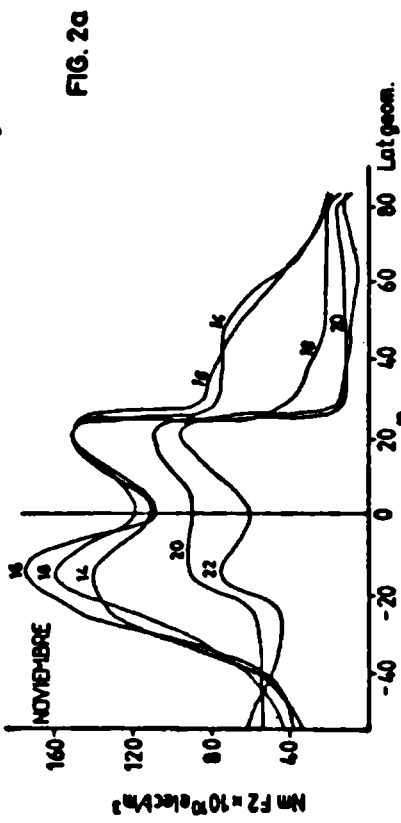
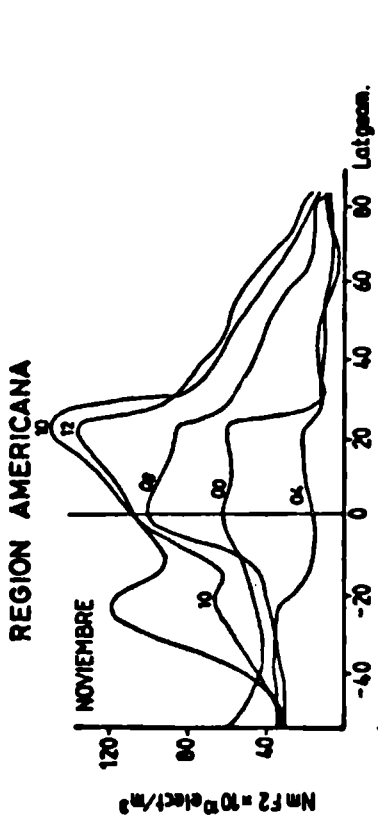


FIG. 2a

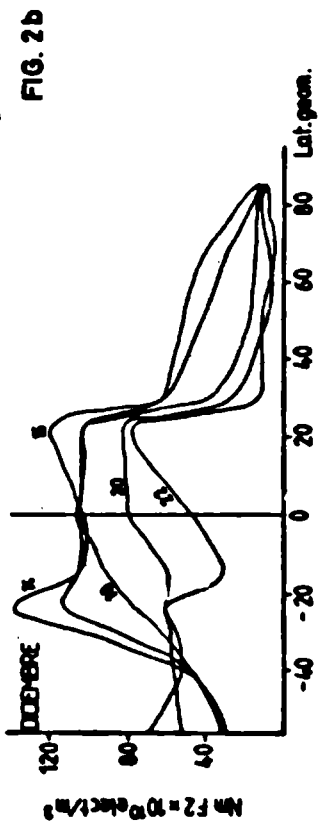
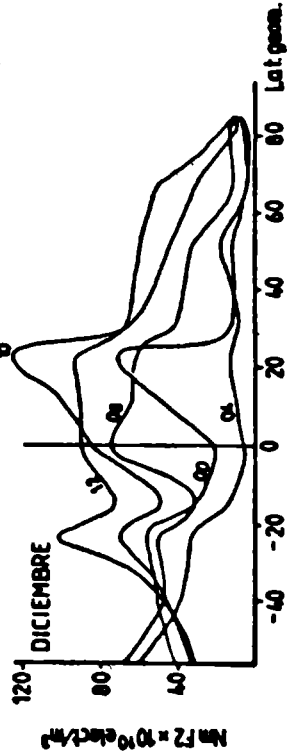
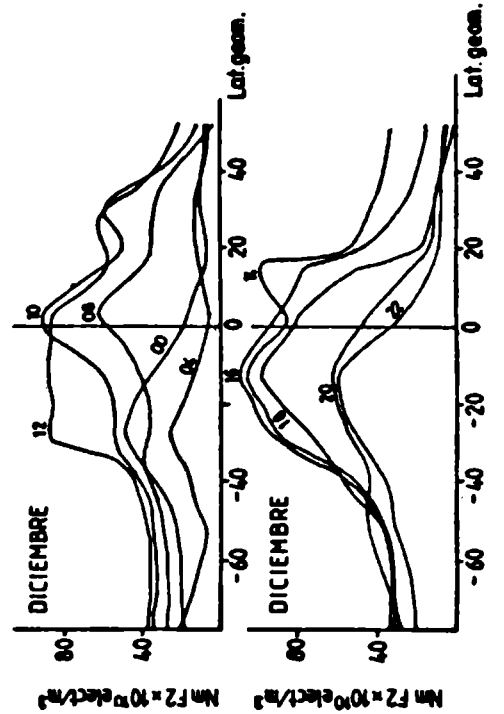
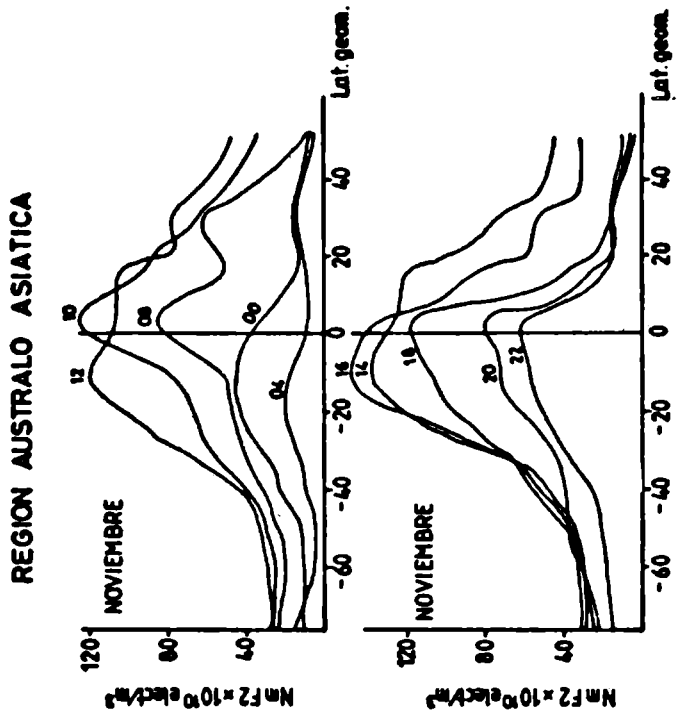


FIG. 2b



REGION AUSTRALO ASIATICA

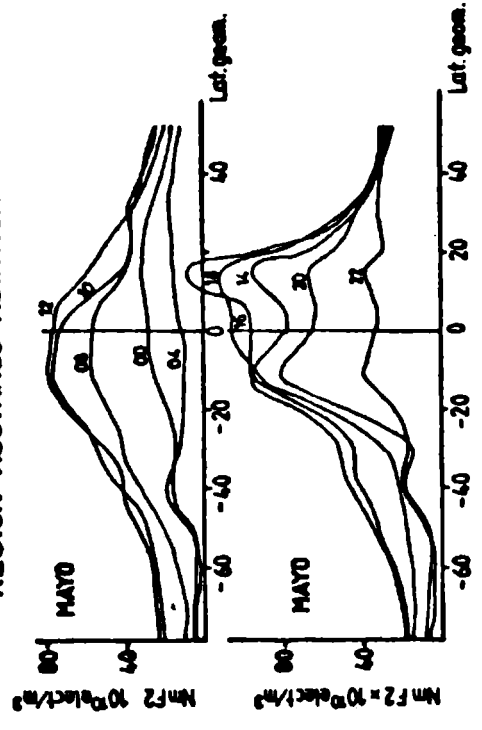


FIG. 3a

REGION AMERICANA

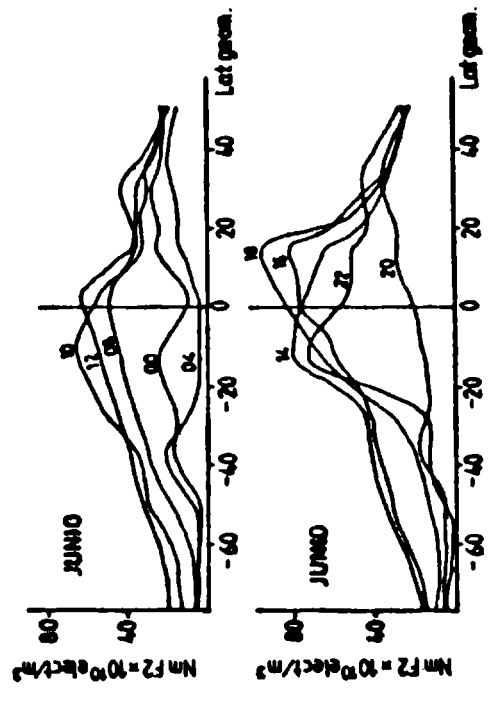
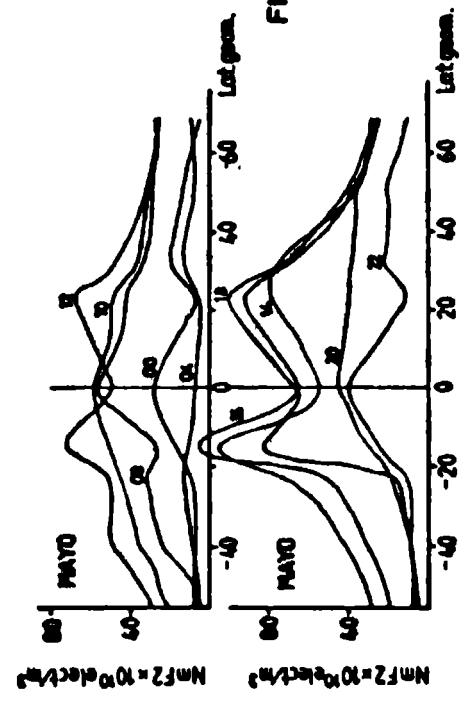
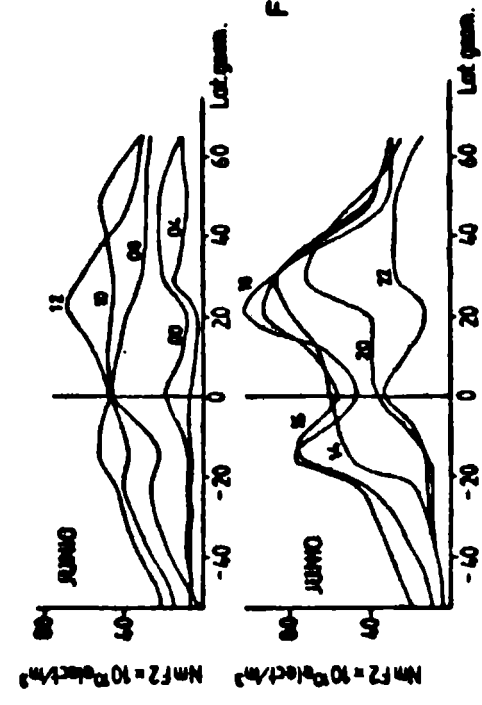


FIG. 3b



REGION AUSTRALO ASIATICA

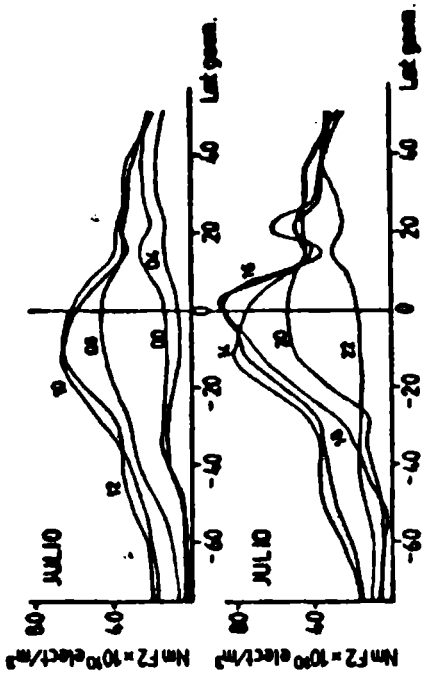


FIG. 4a

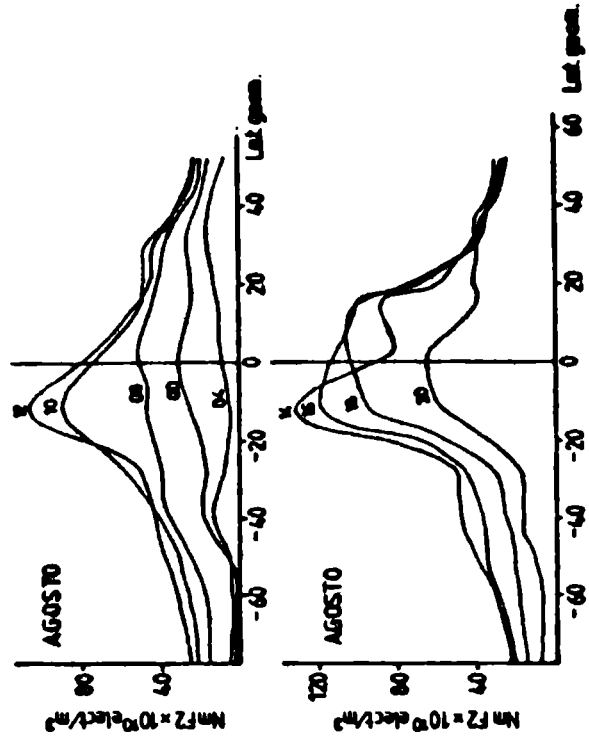
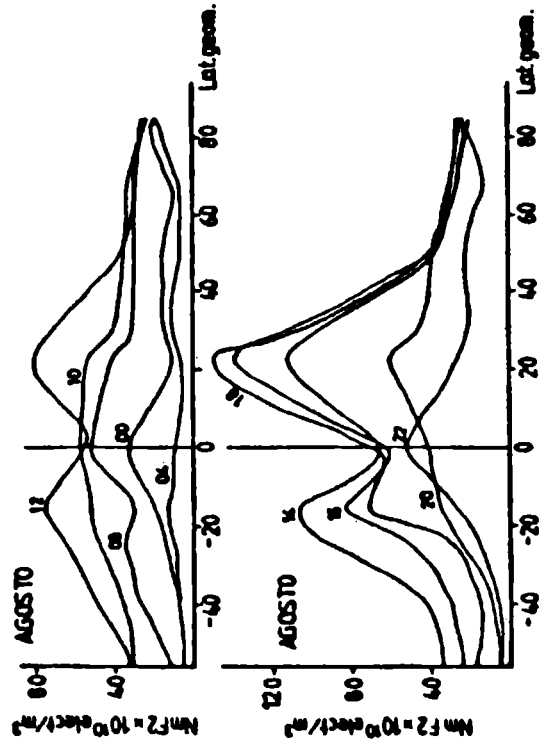
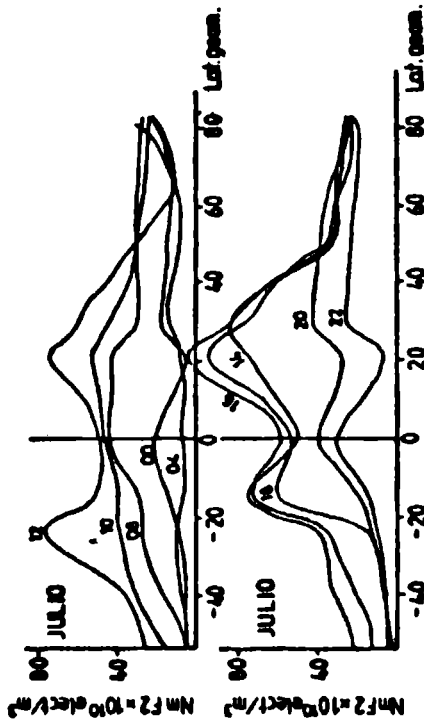


FIG. 4b

REGION AMERICANA



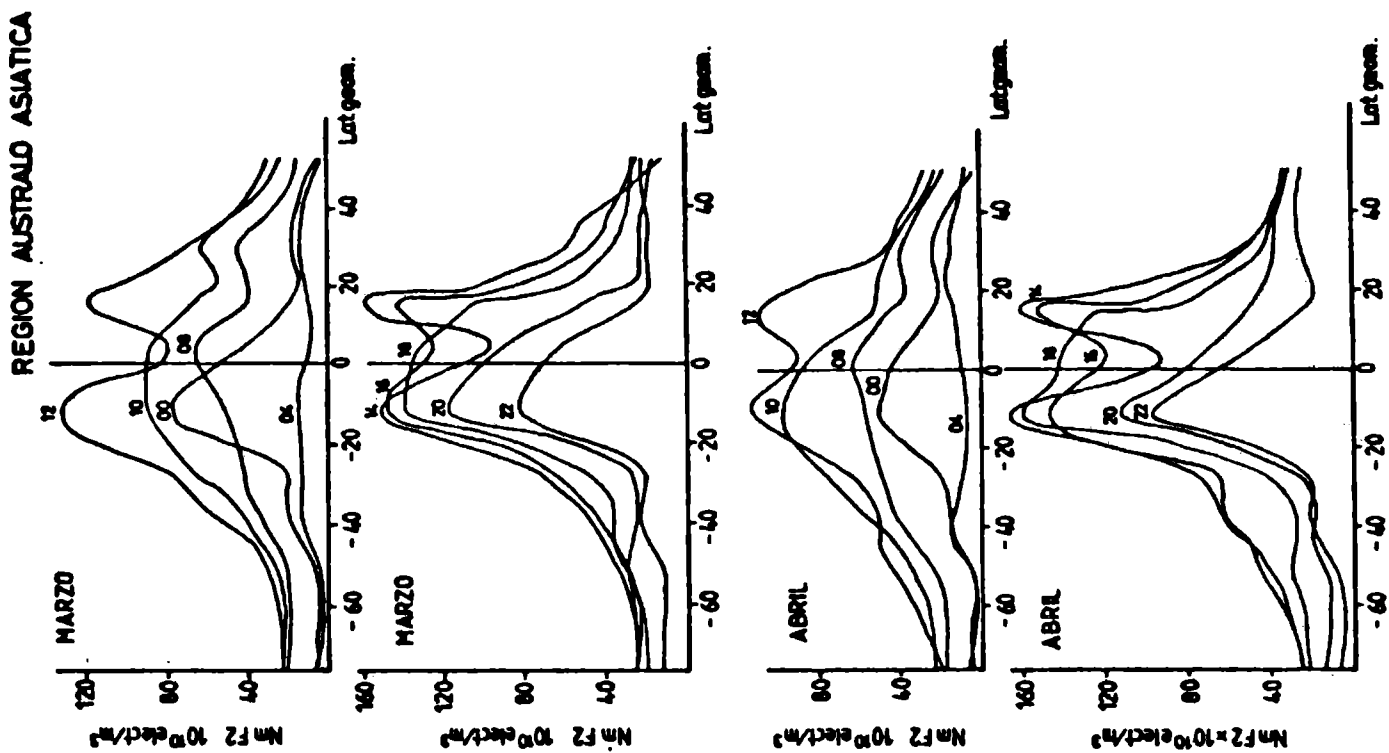


FIG. 5a

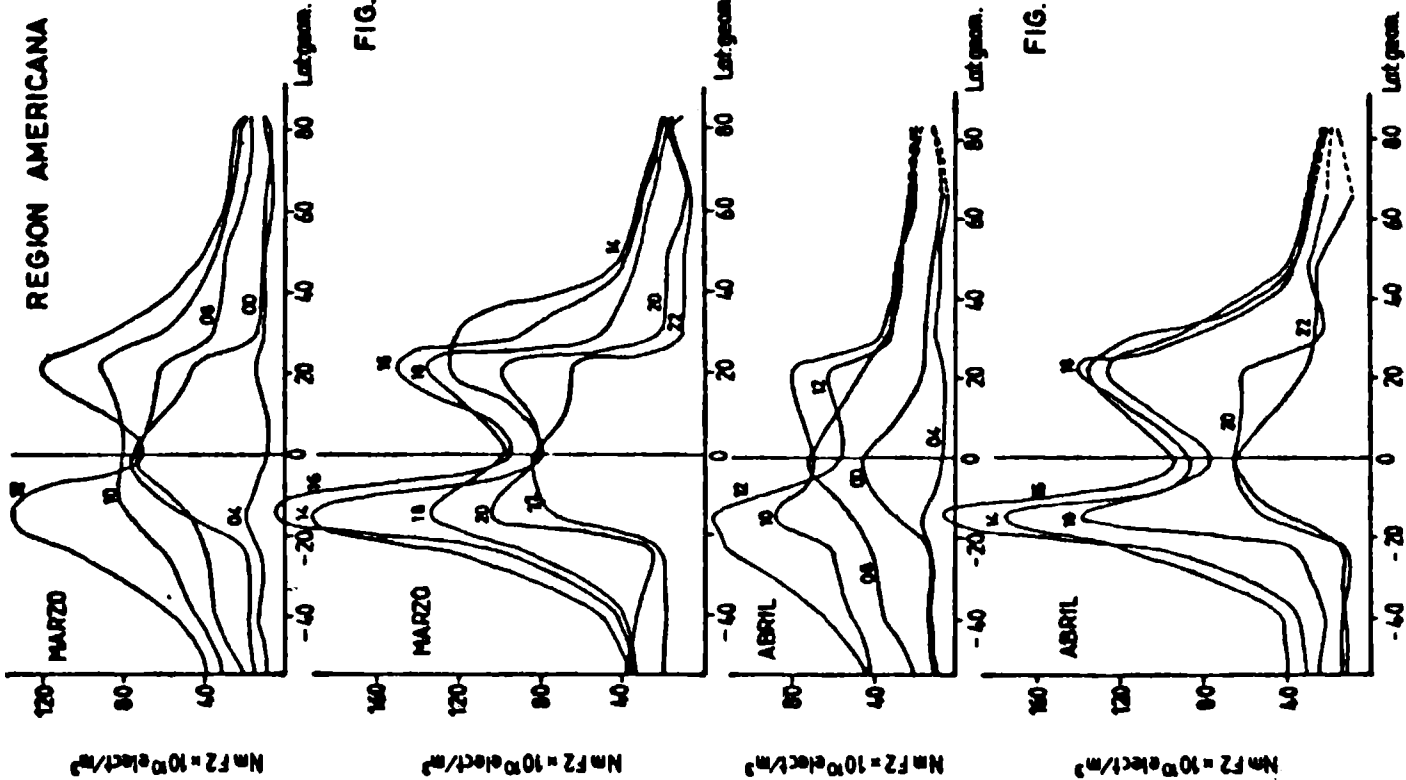


FIG. 5b

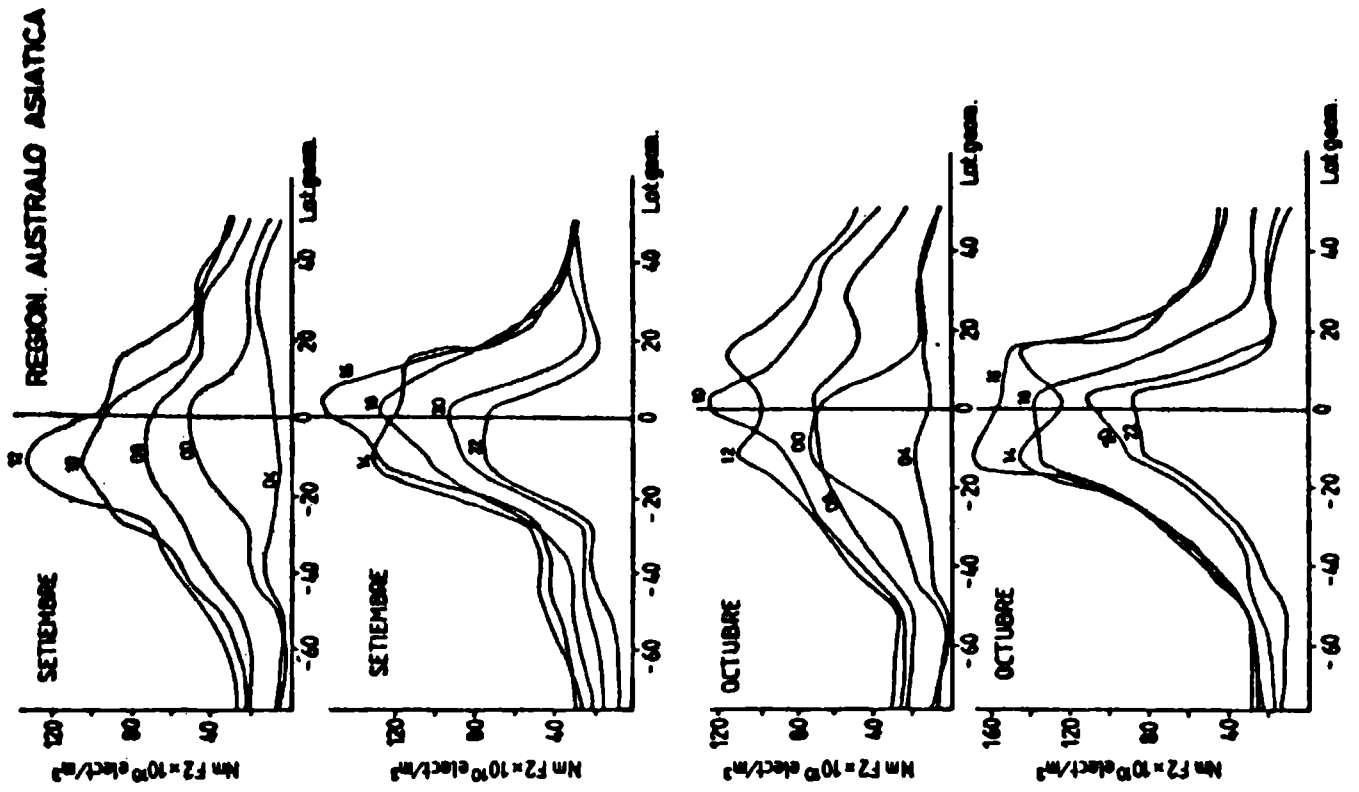


FIG. 6a

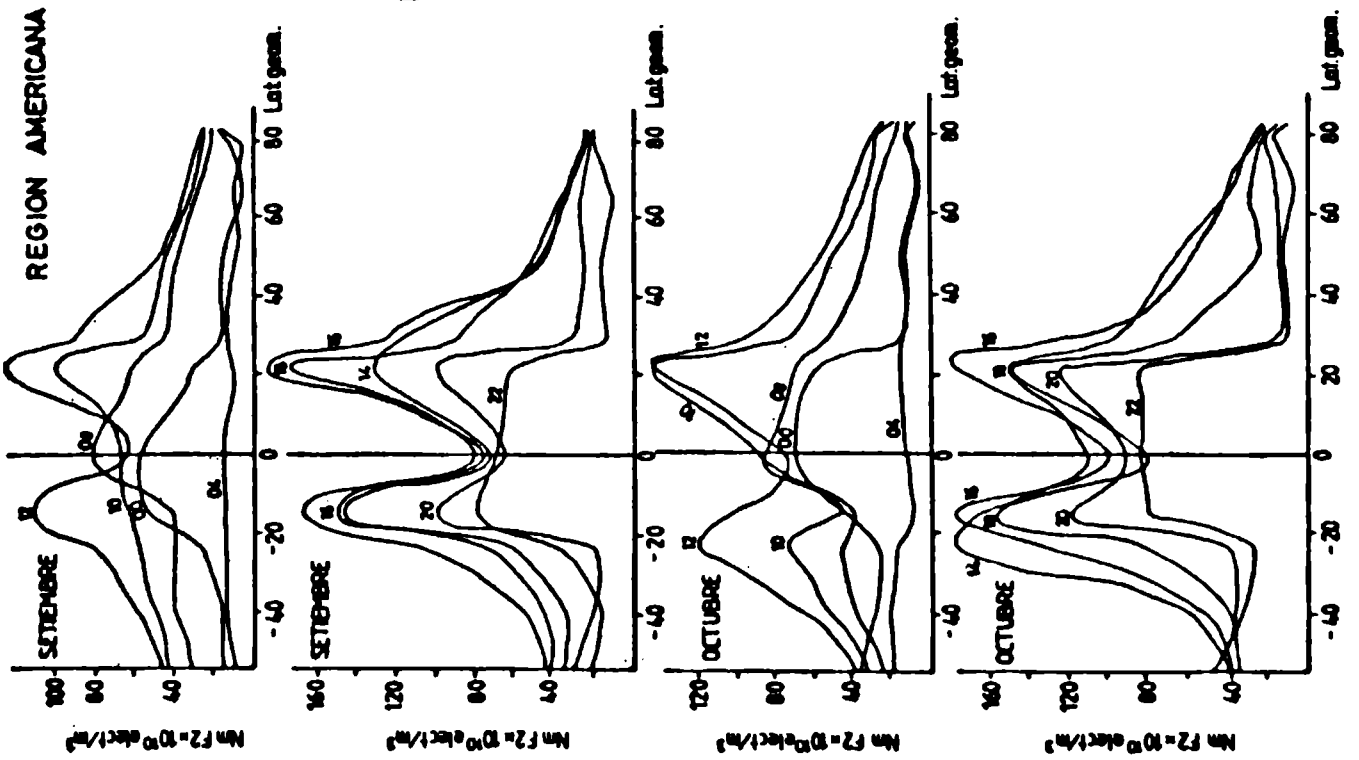


FIG. 6b

UNA METODOLOGIA PARA LA ESTIMACION LOCAL DE LA VELOCIDAD DEL VIENTO
MEDIANTE UN MODELO NUMERICO.

Juan Carlos LABRAGA.

Centro Nacional Patagónico.

Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas.

Puerto Madryn, República Argentina.

RESUMEN.

Se utiliza un modelo numérico unidimensional de la capa límite atmosférica, con clausura turbulenta de segundo orden, para estimar velocidades medias del viento cerca de superficie en lugares donde no existen observaciones disponibles. El modelo emplea como condiciones de contorno datos sinópticos de temperatura, viento geostrofico en niveles standard obtenidos de cartas sinópticas y condiciones locales de rugosidad superficial. El método es verificado por comparación con cuatro series de velocidades de viento, medidas a 15, 60 y 90 metros sobre el nivel de superficie en la localidad de Pampa del Castillo (Chubut), durante los meses de abril, agosto y octubre de 1980 y enero de 1981. Los errores relativos en las velocidades medias computadas en cada uno de los cuatro meses y en cualquiera de los tres niveles son del orden del 5 por ciento. Los errores cuadráticos medios relativos a la varianza y al valor medio son del orden de 0,24 y 0,19 respectivamente en el caso de velocidades medias diarias, y del orden de 0,17 y 0,11 en el caso de velocidades medias semanales. Los resultados numéricos muestran que la metodología puede ser útil para obtener, a un costo computacional razonable series cortas de velocidades medias diarias y semanales, y también, para una rápida estimación de la velocidad media del viento para períodos largos en lugares que no disponen de observaciones.

ABSTRACT.

A one-dimensional atmospheric boundary layer model, with a second-order turbulent closure, is used to estimate near surface mean wind velocities in locations where no observation is available. Synoptic data, such as temperature, geostrophic wind at standard levels obtained from synoptic charts, are used as boundary conditions together with local surface roughness parameterization. As

methodology verification, simulated wind velocity series are compared with observations made at 15, 60 and 90 meters above the ground at Pampa del Castillo (Chubut) location, during april, august and october 1980, and january 1981. Relative errors in computed mean velocities, in each of the four months and at any of the three levels are of order of 5 percent. Mean square errors relative to the variance and to the mean velocity, are about 0,24 and 0,19 respectively in the case of daily mean velocity series, and about 0,17 and 0,11 in the case of weekly mean velocity series. Numerical results show that the methodology can be useful to obtain, at a reasonable computational cost, short series of daily or weekly mean wind velocities, and also, for quick assessment of long-range mean wind velocities at locations where observations are not available.

1. INTRODUCCION.

La tarea de seleccionar los lugares más apropiados para la instalación de sistemas conversores de energía eólica requiere, al menos idealmente, disponer de largas series de datos de viento en todos los sitios de emplazamientos potenciales.

Tanto en éste como en otros emprendimientos en que es necesario el conocimiento estadístico del viento, los plazos de decisión no se compatibilizan con largos y costosos programas de medición. Por esto, con frecuencia se recurre a métodos de estimación del viento cerca de superficie.

Una primera aproximación a la estimación del viento puede obtenerse a través de su interacción con elementos del paisaje, tales como el suelo (erosión) o la vegetación (Wade y Hewson, 1979).

Otra estrategia consiste en la extrapolación de series haciendo uso de la correlación espacial en la velocidad del viento entre series cortas o incompletas y largas series provenientes de estaciones climatológicas en la vecindad de la región (Corotis, 1980; Justus et al., 1978).

La técnica de análisis de la componente principal ha sido exitosamente utilizada por Barros y Estevan (1983), para estimar la velocidad y potencia del viento con gran exactitud. Esta técnica matricial combina la información de un conjunto básico de estaciones de una región, que disponen de largas series de datos, con series cortas de observaciones en lugares escogidos.

Otra aproximación desarrollada por Barchet (1982), consiste en

la identificación de las situaciones sinópticas que con más frecuencia se presentan en la región de estudio. El conocimiento de la velocidad media del viento asociada a cada una de estas situaciones sinópticas dominantes, obtenido mediante cortos programas de medición, permite reconstruir la velocidad media anual o estacional.

Diab y Garstang (1984), han utilizado las características meteorológicas de gran escala asociadas con cada una de las situaciones sinópticas dominantes en una región, como datos de entrada para estimaciones del potencial eólico mediante simulaciones con un modelo numérico bidimensional de mesoescala. De este modo se han obtenido estimaciones de la velocidad y potencia del viento cerca de superficie en dos regiones costeras bien diferenciadas de Sudáfrica.

En el presente trabajo se describe un método para la estimación de series de viento en distintos niveles próximos a la superficie, basado en la integración numérica de un modelo unidimensional de la capa límite atmosférica. Este modelo utiliza como condiciones de contorno datos de viento geostrofico, obtenidos de las cartas sinópticas elaboradas diariamente por el Servicio Meteorológico Nacional, representativos de la región en donde se efectúa la estimación del viento. Emplea además datos de temperatura a nivel del abrigo meteorológico de la estación más próxima al lugar escogido. El efecto de las características físicas de la superficie sobre el perfil del viento se incorpora a través de un parámetro de rugosidad. El método es verificado con datos observacionales de la región de Pampa del Castillo, en la provincia del Chubut.

2. DESCRIPCION DE LA METODOLOGIA.

En este método se emplea un modelo de la capa límite atmosférica con clausura turbulenta de segundo orden, que brevemente se describe a continuación. Una parte fundamental de la metodología es la elección de condiciones de contorno apropiadas, que pueden ser obtenidas de los registros de datos sinópticos convencionales de cualquier servicio meteorológico o banco mundial de datos.

2.1. Descripción del modelo numérico.

El modelo numérico escogido es, con pocas variantes, el que en la categoría establecida por Mellor y Yamada (1974) para clausuras turbulentas de segundo orden basadas en las hipótesis de Rotta y

Kolmogorov, se designa como Modelo Nivel-2. Esta elección se basa en la notable exactitud con que dicho modelo ha simulado las observaciones del Experimento Wangara (Labraga y Helfand, 1983), comparado con modelos de mayor complejidad, y en el relativamente bajo consumo de tiempo de máquina (12 minutos de CPU por día de simulación, en una VAX-11/780).

Las ecuaciones de conservación de momento y energía termodinámica se expresan:

$$\frac{\partial}{\partial t}(U, V) = f(V - V_g, U - U_g) - \frac{\partial}{\partial z}(\langle uw \rangle, \langle vw \rangle) \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \theta_v = - \frac{\partial}{\partial z} \langle \theta_v w \rangle \quad (2)$$

En donde U y V son las componentes horizontales de la velocidad media del viento en las direcciones x e y ; U_g y V_g son las correspondientes componentes del viento geostrofico; θ_v la temperatura potencial virtual media; u , v y w las fluctuaciones turbulentas de la velocidad según los ejes x , y , z ; θ_v la fluctuación turbulenta de la temperatura potencial; t el tiempo.

Las ecuaciones de diagnóstico para los flujos verticales turbulentos de momento $\langle uw \rangle$ y $\langle vw \rangle$, y de calor $\langle \theta_v w \rangle$ pueden reducirse a las siguientes expresiones:

$$(\langle uw \rangle, \langle vw \rangle) = - \epsilon q S_m \frac{\partial}{\partial z}(U, V) \quad (3)$$

$$\langle \theta_v w \rangle = - \epsilon q S_h \frac{\partial}{\partial z} \theta_v \quad (4)$$

En donde $q = (u^2 + v^2 + w^2)^{1/2}$ es la energía cinética turbulenta; ϵ una escala de longitud para procesos turbulentos, función de la altura y de la distribución vertical de q ; S_m y S_h son funciones de la estabilidad dependientes del número de Richardson de flujo R_f , y que se derivan de las ecuaciones para los flujos turbulentos de momento y de calor. En el caso del modelo Nivel-2, estas funciones se expresan como (Mellor y Yamada, 1974):

$$S_m = \{\gamma - D - (6A + 3B)\Gamma C 3A(\gamma - \delta\Gamma)\} / (\gamma - \delta\Gamma + 3AC\Gamma) \quad (5)$$

$$S_h = 3B(\gamma - \delta\Gamma) \quad (6)$$

Donde A , B , C , D , γ y δ son constantes empíricas y Γ se expresa en función del número de Richardson de flujo R_f como:

$$\Gamma = R_f / (1 - R_f) \quad (7)$$

$$R_f = - \beta g \langle w\theta \rangle / \{-\langle wu \rangle \frac{\partial}{\partial z} U - \langle wv \rangle \frac{\partial}{\partial z} V\} \quad (8)$$

Siendo β el coeficiente de expansión térmica. Completando el sistema de ecuaciones del modelo, la ecuación de diagnóstico para q se expresa como:

$$\Lambda^{-1} q^3 = - \langle uw \rangle \frac{\partial}{\partial z} U - \langle vw \rangle \frac{\partial}{\partial z} V + \beta \langle \theta_v w \rangle \quad (9)$$

Donde Λ es una escala de longitud para procesos disipativos, proporcional a z .

2.2. Condiciones iniciales y de contorno.

Como esta metodología se orienta hacia la obtención de series de velocidades de viento en lugares que no cuentan con datos observacionales, se plantea la dificultad de establecer condiciones iniciales apropiadas para el modelo. Esta dificultad es salvada, un tanto arbitrariamente, eligiendo un perfil inicial de viento geostrófico e iniciando la integración en horas de la madrugada (04:00 hs), en momentos en que esta aproximación pueda ser presumiblemente más aceptable.

La condición inicial para la distribución vertical de la temperatura se obtiene a partir de valores observados en los niveles de 700 mb, 850 mb y en el nivel próximo a superficie del radiosondeo de las 09:00 hs más próximo al lugar escogido. Se utiliza además la temperatura de las 04:00 hs al nivel del abrigo meteorológico en la estación más próxima al lugar, y se interpola linealmente entre estos cuatro valores de temperatura para obtener el perfil inicial.

Una verificación experimental de la metodología, descrita en la sección siguiente, se efectuó con datos de viento obtenidos en la localidad de Pampa del Castillo, al sudeste de la provincia del Chubut. Los datos aerológicos para las condiciones iniciales fueron obtenidos de radiosondeos en la localidad de Comodoro Rivadavia, distante 45 km aproximadamente. Los datos de temperatura de abrigo proceden de la estancia Los Molinos, distante 100 km aproximadamente.

En la experiencia numérica efectuada se observa que los datos de viento computados se aproximan rápidamente a los observados dentro de las primeras 24 horas, por lo que el primer día de la serie generada es descartado de todos modos.

La condición de contorno para la temperatura en el borde inferior del modelo está dada por la temperatura horaria al nivel del abrigo meteorológico en la estación más próxima, en tanto que en el nivel superior del modelo (3000 metros aproximadamente) se supone

un gradiente constante de temperatura potencial, igual a $1,3 \text{ }^{\circ}\text{K/km}$.

La condición de contorno para la velocidad del viento en el borde inferior del modelo está dada implícitamente por la suposición de un perfil logarítmico entre el segundo punto de reticulado del modelo (12,5 m) y superficie, obteniéndose la velocidad del viento en el primer punto del retículo (1,5 m) por extrapolación. De este modo se introduce además el efecto de la rugosidad del suelo mediante el parámetro de rugosidad que incluye la conocida ley logarítmica del viento cerca de superficie. En el borde superior del modelo se supone que el viento es constante con la altura.

El modelo incluye además como forzante el viento geostrófico. Este se obtiene por interpolación lineal en el tiempo entre los datos obtenidos de las cartas sinópticas de superficie y de los niveles de 850 mb y 700 mb correspondientes a las 09:00 hs, que se analizan diariamente en el Servicio Meteorológico Nacional. Verticalmente, se recurre a una interpolación parabólica del viento geostrófico entre los niveles mencionados.

3. VERIFICACION DE LA METODOLOGIA.

La disponibilidad de series prolongadas de observaciones de viento en varios niveles sobre superficie no es frecuente en la Argentina. Una excepción es la serie obtenida, por el Centro Nacional Patagónico con instrumental desarrollado por la Comisión Nacional de Energía Atómica, en una torre ubicada en la localidad de Pampa del Castillo (Chubut). Se trata de velocidades y direcciones medias registradas digitalmente cada 10 minutos, en los niveles de 15, 60 y 90 metros, durante algo más de un año. De esta serie se escogieron los meses de abril, agosto y octubre de 1980 y el mes de enero de 1981, por encontrarse más completa en todos los niveles y con el objeto de representar a cada una de las estaciones del año en la experiencia.

De los dos forzantes fundamentales del modelo: temperatura en superficie y viento geostrófico, este último solo se incluye efectivamente una vez al día (09:00 hs), interpolándose linealmente entre datos consecutivos. Por lo tanto, si bien el modelo genera datos con muy alta frecuencia, como es de esperar, los valores computados se van apartando de los observados a medida que se consideran promedios sobre lapsos inferiores a 24 hs.

Como ejemplo, en las Fig. 1, 2, 3 y 4 se presenta la evolución

de la velocidad media diaria computada y observada a 60 m sobre el nivel de superficie, correspondiente a los meses de abril, agosto y octubre de 1980 y enero de 1981.

Se observa en general un buen ajuste entre ambos valores. Las desviaciones más notables corresponden en muchos casos a pasajes de frentes, que el modelo no puede simular adecuadamente con un solo dato de viento geostrofico por día.

Para establecer el grado de validez del método se ha calculado el error cuadrático medio relativo a la varianza:

$$\xi^{\sigma} = \frac{\sum_{i=1}^N (V_i^O - V_i^C)^2}{\sum_{i=1}^N (V_i^O - \bar{V})^2} \quad (10)$$

Donde V_i^O es la velocidad observada i-esima; V_i^C la velocidad computada i-esima; \bar{V} el valor medio observado de la serie.

También se ha calculado la raíz cuadrada del error cuadrático medio relativo al valor medio:

$$\xi^{\bar{v}} = \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (V_i^O - V_i^C)^2 \right)^{1/2} / \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N V_i^O \quad (11)$$

Para una mejor comprensión de los distintos valores obtenidos para ξ^{σ} y $\xi^{\bar{v}}$, se ha calculado la variabilidad del viento $v = \sigma/\bar{v}$, cociente entre el desvío standard y el valor medio de los datos observados.

Por otra parte, si bien la autocorrelación en la velocidad del viento es importante aún para períodos de un día, se ha calculado el coeficiente de correlación ρ entre valores observados y computados. El significado de los valores obtenidos para este coeficiente es pues relativo, ya que los datos consecutivos no son completamente independientes.

En las Tablas 1 y 2 se presentan los valores obtenidos para los errores relativos ξ^{σ} y $\xi^{\bar{v}}$, y para los coeficientes v y ρ antes definidos, correspondientes a los niveles de 15, 60 y 90 metros sobre superficie.

Estos coeficientes fueron calculados tanto para las velocidades medias diarias (Tabla 1) como para las velocidades medias semanales (Tabla 2). En ambos casos se observan correlaciones superiores a 0,9 y errores cuadráticos relativos en las velocidades medias diarias y semanales del orden del 20 y del 10 por ciento respectivamente.

El error relativo de la velocidad media computada en cada uno de los cuatro meses es aproximadamente del orden de 0,05 en cualquier-

ra de los tres niveles (ver Fig. 1 a 4)..

4. CONCLUSIONES.

La metodología desarrollada para estimar la velocidad del viento cerca de superficie, en ausencia de datos observacionales, se muestra especialmente apta para la obtención de series cortas de vientos medios diarios y semanales, teniendo las estimaciones un error relativo del orden del 20 y del 10 por ciento respectivamente. Se trabaja actualmente en la verificación del método con otros conjuntos de datos provenientes de regiones con características físicas diferentes.

Por ser el modelo unidimensional, el método se aplica fundamentalmente a regiones homogéneas. No obstante, se estudia la posibilidad de definir un parámetro de rugosidad variable según la dirección del viento para el tratamiento de superficie no homogéneas y correcciones empíricas en el perfil de velocidades que contemplen las características topográficas del terreno.

Se estima que la obtención de datos bidiurnos de viento geostrófico, a partir de análisis objetivos, mejoraría substancialmente las condiciones de contorno y permitiría una mejor simulación de procesos de escala inferior a las 24 horas. Esto posibilitaría un conocimiento mucho más aproximado de la marcha diurna del viento, ampliando significativamente las posibilidades de aplicación del método.

Agradecimiento: Se agradece al Dr. Vicente Ricardo Barros las valiosas críticas y sugerencias aportadas durante la ejecución del trabajo, y a Beatriz M. Rivero el cuidadoso dactilografiado del mismo.

REFERENCIAS.

- Barchet, W.R., 1982: A Weather Pattern Climatology of the Great Plains Wind Resource. PNL-4430, Pacific Northwest Laboratory, Richland, Washington.
- Barros, V.R. y E.A. Estevan, 1983: On the Evaluation of Wind Power from Short Wind Records. J. Clim. Appl. Meteor., 2, 1116-1123.
- Corotis, R.B., 1980: Application of Statistical Techniques to Wind

- Characteristics at Potential Wind Energy Conversion Sites. DOE/ET/20283-3, Northwestern University, Evanston, Illinois.
- Diab, R.D. y M. Garstang, 1984: Assessment of Wind Power for Two Contrasting Coastlines of South Africa Using a Numerical Model. *J. Clim. Appl. Meteor.*, 23, 1645-1659.
- Justus, C.G., W.R. Hargraves, A.S. Mikhail y D. Graber, 1977: Methods for Estimating the Wind Speed Frequency Distributions. *J. Appl. Meteor.* 17, 350-353.
- Labraga, J.C. y H.M. Helfand, 1983: Selection of a Best Candidate Higher-Order Closure Scheme for Turbulence in the GLAS Fourth Order GCM. NASA Tech. Mem. 84983, 89-93.
- Mellor, G.L. y T. Yamada, 1974: A Hierarchy of Turbulence Closure Models for Planetary Boundary Layers. *J. Atmos. Sci.*, 31, 1971-1806.
- Wade, J. y E.W. Hewson, 1979: Trees as a Local Climatic Wind Indicator. *J. Appl. Meteor.*, 18, 1182-1187.

Mes	Nivel (m)	ξ_d^σ	ξ_d^ν	ρ_d	v_d
Enero	15	0,33	0,33	0,86	0,57
	60	0,20	0,24	0,90	0,53
	90	0,23	0,25	0,89	0,52
Abril	15	0,18	0,18	0,92	0,42
	60	0,20	0,17	0,91	0,38
	90	0,45	0,24	0,88	0,35
Agosto	15	0,15	0,12	0,92	0,32
	60	0,19	0,13	0,89	0,30
	90	0,43	0,16	0,82	0,25
Octubre	15	0,23	0,19	0,95	0,38
	60	0,11	0,12	0,95	0,36
	90	0,15	0,14	0,95	0,36
Promedio		0,24	0,19	0,90	0,40

Tabla 1: Errores cuadráticos relativos a la varianza ξ_d^σ y al promedio ξ_d^ν , coeficiente de correlación ρ_d y variabilidad v_d de las series de velocidades medias diarias.

Nivel (m)	ξ_s^σ	ξ_s^ν	ρ_s	v_s
15	0,18	0,12	0,95	0,28
60	0,07	0,07	0,97	0,25
90	0,17	0,11	0,98	0,27

Tabla 2: Errores cuadráticos relativos a la varianza ξ_s^σ y al promedio ξ_s^ν , coeficiente de correlación ρ_s y variabilidad v_s de las series de velocidades medias semanales.

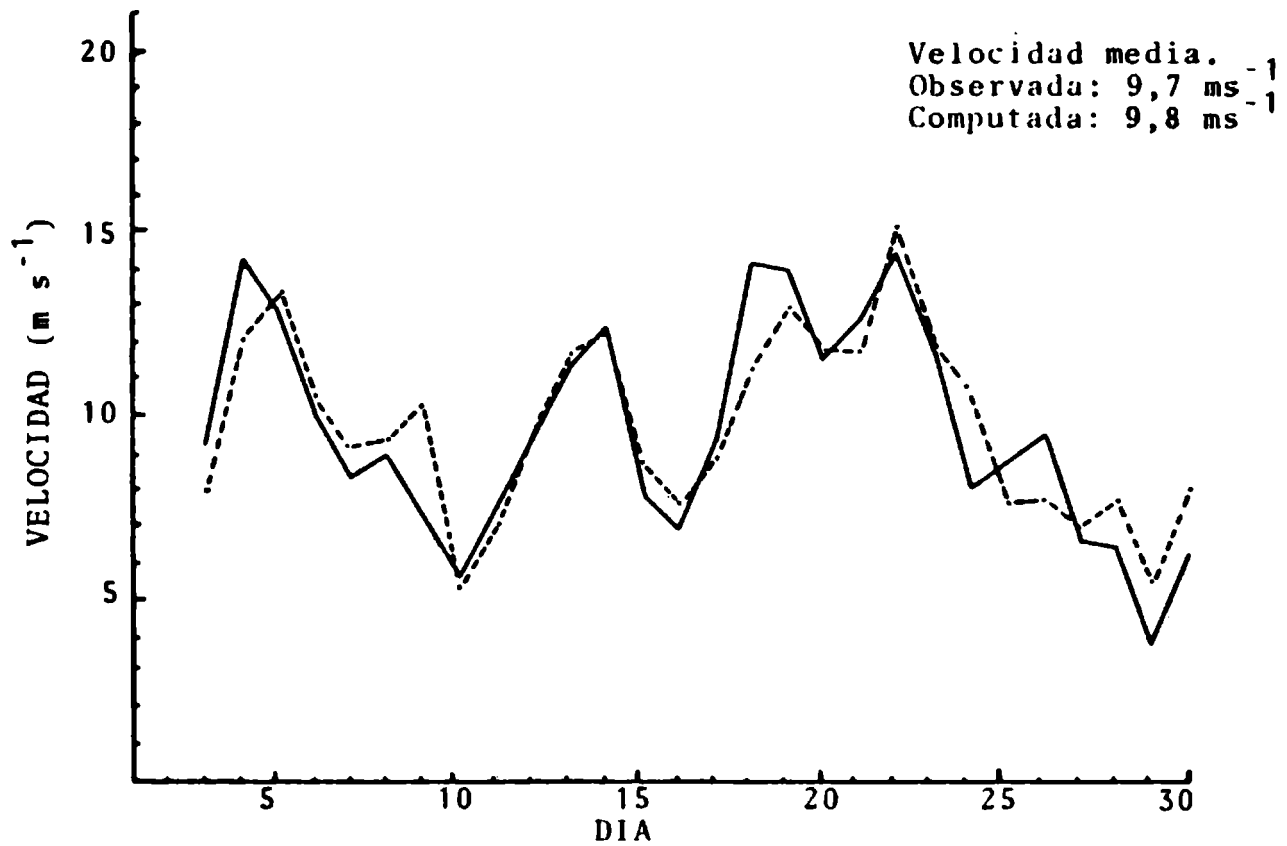


Fig. 1: Velocidad media diaria del viento a 60 m sobre el nivel de superficie. La línea llena representa valores observados, la línea de trazos, valores computados. Mes: Enero de 1981.

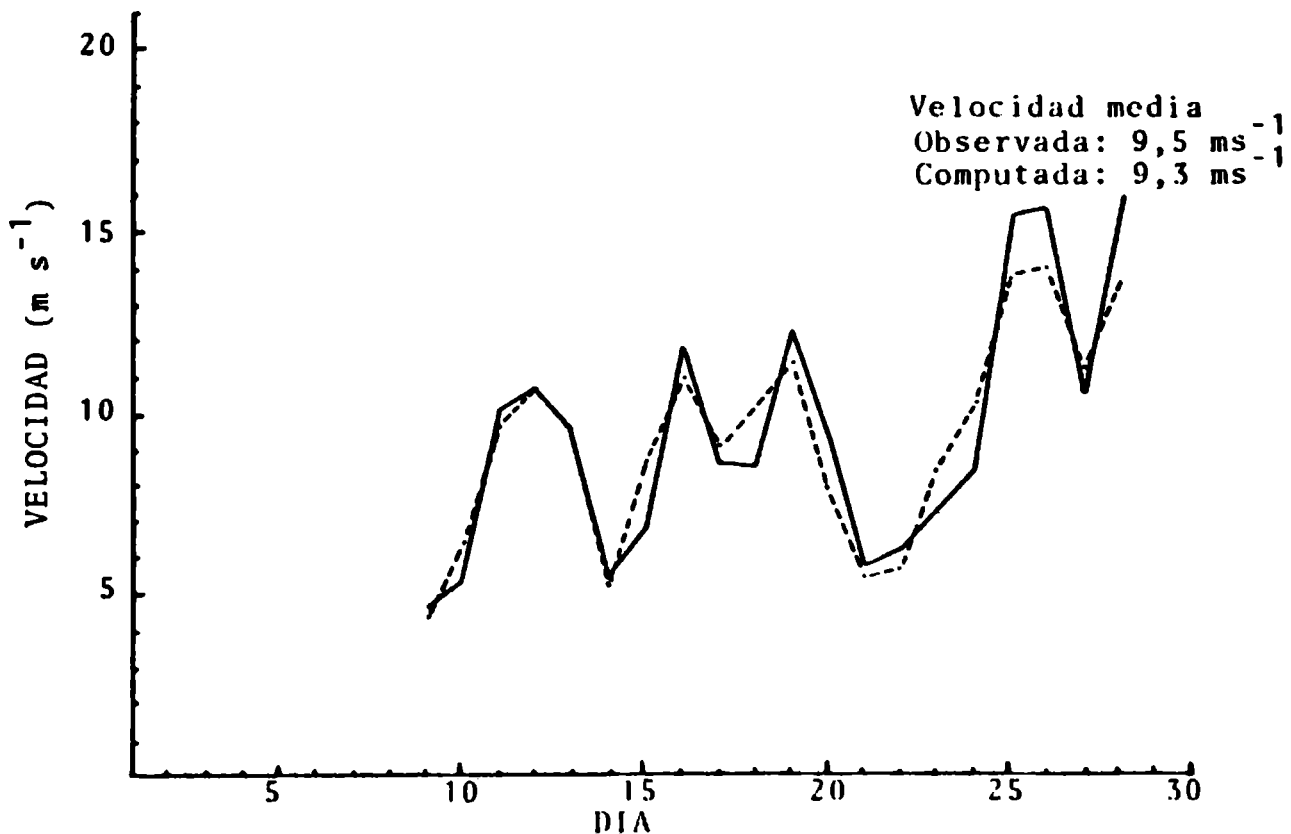


Fig. 2: Velocidad media diaria del viento a 60 m sobre el nivel de superficie. La línea llena representa valores observados, la línea de trazos, valores computados. Mes: Abril de 1980.

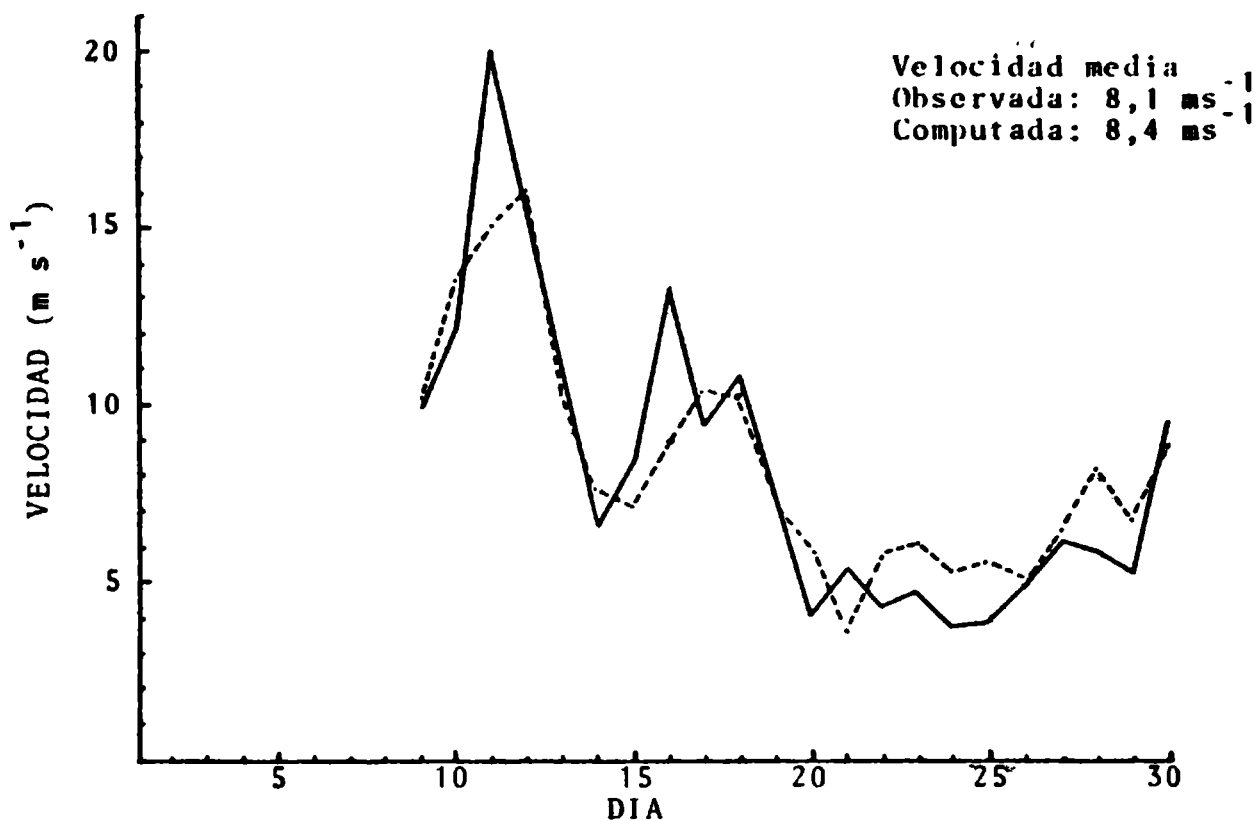


Fig. 3: Velocidad media diaria del viento a 60 m sobre el nivel de superficie. La línea llena representa valores observados, la línea de trazos, valores computados. Mes: Agosto de 1980.

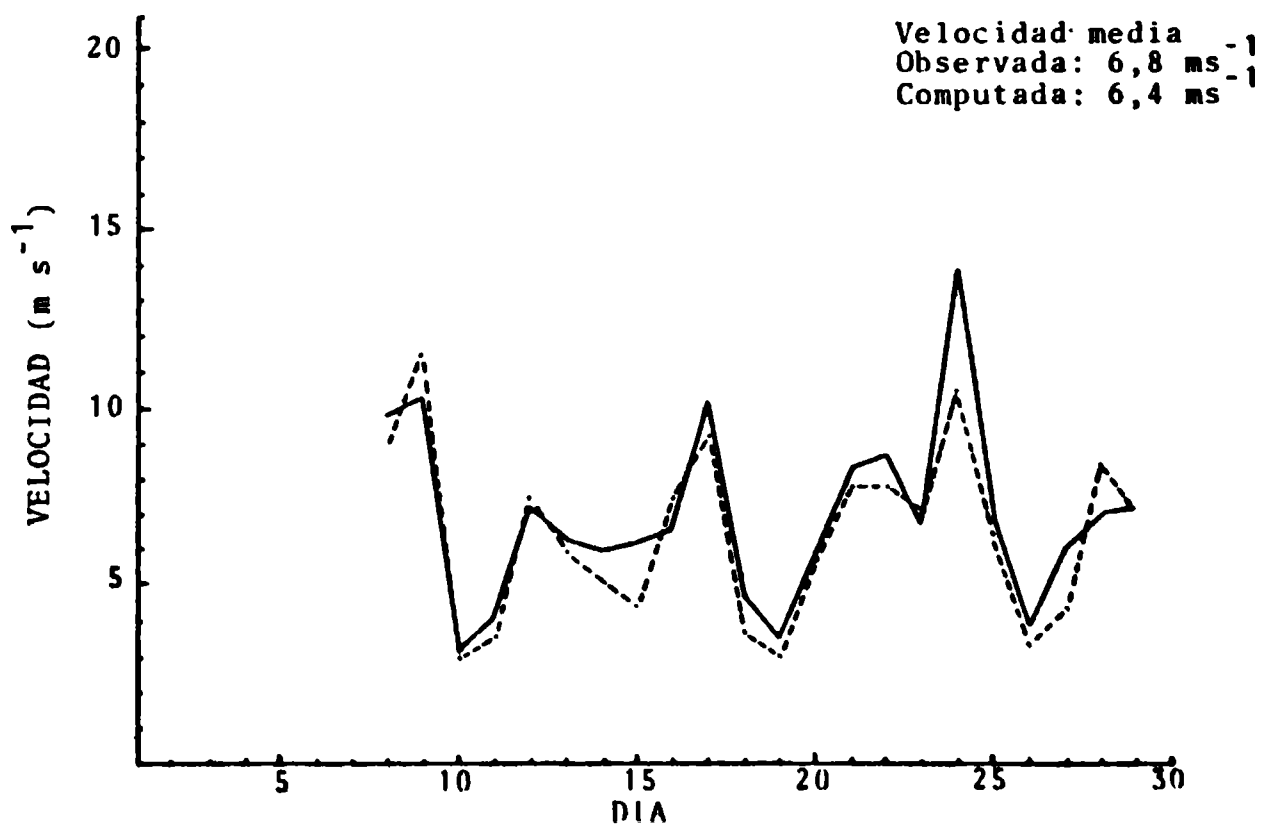


Fig. 4: Velocidad media diaria del viento a 60 m sobre el nivel de superficie. La línea llena representa valores observados, la línea de trazos, valores computados. Mes: Octubre de 1980.

CRECIMIENTO ANORMAL DE GRANO EN HIELO

Olga B. Nasello*, Enrique A. Ceppi y Elena M de Achával**

**Servicio Meteorológico Nacional
Buenos Aires, República Argentina**

**Facultad de Matemática Astronomía y Física
Universidad Nacional de Córdoba
Córdoba, República Argentina**

RESUMEN

Como parte de las investigaciones de crecimiento de grano en hielo, se realizaron experiencias de recocidos isotérmicos en muestras de hielo dopado con 10^{-2} M de HF y NH_4OH . Las temperaturas de recocido estudiadas son -2 , -6 y -10 °C y los tiempos varían entre 24 hs y 3 meses. Las muestras estudiadas tienen una zona externa caracterizada por cristales elongados en la dirección radial y una zona central de cristales equiaxiados.

Los resultados obtenidos muestran que la cinética de crecimiento de los granos pertenecientes a la zona externa es similar a la observada anteriormente, en muestras de hielo dopado con las impurezas que se encuentran naturalmente en la atmósfera. Los cristales de la zona central, sin embargo, presentan una velocidad de crecimiento un orden de magnitud mayor. El diferente comportamiento observado se atribuye a la diferencia de forma de los cristales. Se discute la necesidad de tener en cuenta los presentes resultados cuando se analiza la estructura cristalina de los granizos.

ABSTRACT

Isothermic annealing experiments are made using HF 10^{-2} M and NH_4OH 10^{-2} M frozen solution as a part of the researchs on grain growth in ice. The annealing temperatures are -2 , -6 and -10 °C and the times range from 24 hs to 3 months. The samples have an equiaxed crystal zone surrounded by an outer ring of elongated crystals.

The grain growth kinetic in the outer zone is similar to that already observed in ice samples doped with impurities frequently appearing in the atmosphere. The central crystals, in contrast, have a growth rate 10 times higher. This is attributed to the different crystal shape. The importance of the present results on crystal structure analysis of hailstones is discussed.

* Miembro de la carrera del investigador del CONICET

** Becario del CONICET

1. INTRODUCCION

Una muestra policristalina libre de tensiones experimenta un crecimiento del tamaño medio de sus granos monocristalinos, siendo la fuerza que impulsa el proceso la energía libre superficial almacenada en los límites de grano. En muestras con cristales de tamaño uniforme el proceso se denomina crecimiento normal de grano y en general se lo caracteriza por la velocidad de crecimiento del tamaño medio de los cristales

Diversos autores han estudiado el crecimiento normal de grano tanto en metales como en hielo (Chalmers et al, 1972; Chadwick y Smith, 1976; Jellinek y Gouda, 1969; Levi y Ceppi, 1982; Asuma e Higashi, 1983; etc.). Los resultados obtenidos muestran que la velocidad de crecimiento de grano depende de parámetros tales como: tamaño medio de los cristales, temperatura de recocido, concentración de impurezas, etc.

En materiales puros se observa que el tamaño medio de grano ($\langle D \rangle$) puede expresarse como:

$$\langle D \rangle = (2 K t)^{1/2} + \langle D_0 \rangle \quad (1)$$

donde K depende de la movilidad del límite de grano (M) y de la energía libre superficial (G_{10}).

Cuando la muestra en estudio posee impurezas disueltas la velocidad de crecimiento de los granos se reduce notablemente (Cahn, 1962; Gordon y Vandermeer, 1962; Lucke y Stuwe, 1971; Hillert, 1976). Si las impurezas se presentan en forma de inclusiones dentro del material, la velocidad de crecimiento de los granos también se reduce y de acuerdo con Burke (1949) la cinética de crecimiento de grano puede escribirse como:

$$\frac{d\langle D \rangle}{dt} = K \left[\frac{1}{\langle D \rangle} - \frac{1}{\langle D_0 \rangle} \right] \quad (2)$$

donde el tamaño máximo de los granos ($\langle D_0 \rangle$) depende del tamaño y concentración de las inclusiones presentes en la muestra.

El crecimiento de grano se dice que es anormal o anómalo, cuando en la muestra existen o se producen cristales con tamaños un factor $n = 2$ veces mayor que el promedio (Hillert, 1965). En este caso se observa que dichos cristales crecen continuamente, aumentando la diferencia existente entre su tamaño y el de los cristales que lo rodean.

Este tipo de crecimiento de grano ha sido en general menos estudiado y los trabajos que se encuentran en la literatura se limitan sólo a metales (Martin y Doherty, 1976). En estos casos se admite que la velocidad de crecimiento del grano de mayor tamaño (dD_n/dt) es inversamente proporcional al diámetro medio de los granos que lo rodean ($\langle D_m \rangle$), el cual se supone constante.

$$\frac{dD_n}{dt} = \frac{K}{\langle D_m \rangle} \quad \text{es decir} \quad (3)$$

$$\langle D \rangle = \frac{K}{\langle D_m \rangle} t + \langle D_0 \rangle$$

En el presente trabajo se describen las observaciones realizadas al investigar el crecimiento de grano en muestras de hielo dopado con HF y NH_4OH en una concentración de 10^{-3} M, las cuales presentaron un crecimiento de grano de tipo anormal.

2. DESARROLLO EXPERIMENTAL

Las muestras se preparan en tubos de acero inoxidable de 20 mm de diámetro y 300 mm de largo, los cuales una vez llenos con la solución se enfrían lentamente en una cámara fría. Para observar el comienzo de la congelación, se registra la lectura de una termocupla, soldada a la parte externa del cilindro. La técnica desarrollada permite alcanzar sobreenfriamientos mayores que -2°C siendo por lo tanto la congelación inicial de la solución en forma dendrítica. La solidificación total se logra luego acoplado al eje del cilindro un motor de 3000 rpm y sumergiéndolo el tubo rápidamente en una mezcla refrigerante a -20°C . De esta forma se reducen las inhomogeneidades de la muestra y se asegura una rápida transferencia de calor.

Los cilindros de hielo se extraen por fusión de su zona lateral y se cortan en secciones alternadas de 1 y 5 cm. Los extremos se eliminan por las inhomogeneidades propias de los mismos. Las secciones de 1 cm sirven para fijar las condiciones iniciales y las de 5 cm se termostatan a $-2\text{ }^{\circ}\text{C}$, $-6\text{ }^{\circ}\text{C}$ y $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$, durante tiempos de recocido de hasta 84 días. A lo largo de este periodo se extraen, a tiempos prefijados, secciones de 5 mm de espesor para ser analizadas.

La estructura cristalina de las secciones se revela con la técnica usual de réplicas de Formvar, la cual permite determinar tanto la posición de los límites de grano como la orientación cristalina de cada uno de los granos.

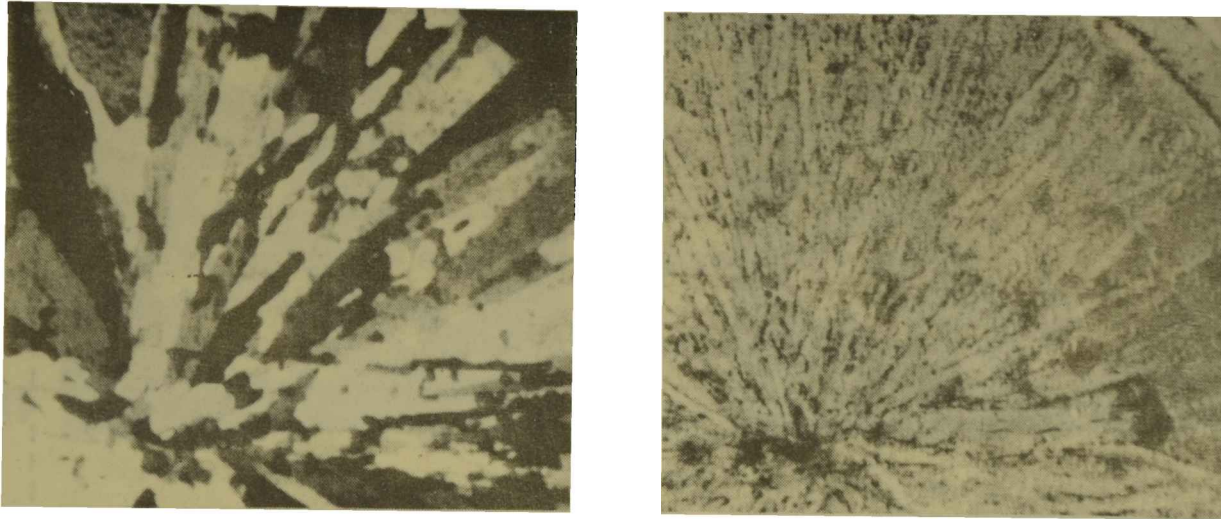
Las muestras ya replicadas se trabajan con micrótopo hasta obtener secciones delgadas de unos 200 μm de espesor, las cuales se fotografían en microscopio con luz transmitida natural y entre polarizadores cruzados. Las fotografías ofrecen una visión global de la estructura de granos y de burbujas.

3. RESULTADOS EXPERIMENTALES

3.1 Estructura inicial de las muestras

Las secciones no recocidas presentan, en su zona externa, cristales alargados en la dirección radial con un factor de forma $\varepsilon = 10$ ($\varepsilon = l/w$, l y w largo y ancho medio de los cristales respectivamente). Los valores iniciales de w son: $w = 0,24\text{ mm}$ en las muestras de HF y $w = 0,25\text{ mm}$ en las de NH_4OH . La zona central de las muestras están formadas por cristales equiaxiados con factor de forma $\varepsilon = 1$ y área media $\langle G \rangle = 0,08\text{ mm}^2$. Las características diferentes de ambas zonas pueden verse en la microfotografía de la sección delgada de hielo dopado con HF, mostrada en la Fig. 1a.

Los cristales de la zona externa tienen, además, una orientación cristalina preferencial: sus eje "c" forman con la dirección radial ángulos de aproximadamente 90° . Esta textura está determinada por el crecimiento dendrítico radial producido durante la primera etapa de solidificación de los cilindros.



(a)

(b)

Figura 1: Microfotografías de una sección delgada de una muestra no recocida, dopada con $10^{-2}M$ de HF:
(a) luz polarizada, (b) luz transmitida natural

En general, las muestras son opacas debido a la presencia de una gran cantidad de pequeñas burbujas. La estructura inicial de burbujas de una de las muestras se puede ver en la microfotografía de la Fig. 1b.

3.2 Estructura cristalina de las muestras sometidas a recocido.

Las características geométricas diferentes de los cristales pertenecientes a las zonas central y periférica de las secciones estudiadas, hace necesario su análisis en forma diferenciada. En la zona central se determina el área media \bar{G} de los cristales y en la zona periférica se mide el ancho medio de los cristales a una distancia $r = 5$ mm del eje del cilindro.

Los resultados obtenidos con las muestras de hielo dopado con HF y NH_4OH se detallan en las Tablas 1 y 2 respectivamente. En éstas se especifican los distintos valores de \bar{G} y w medidos en muestras sometidas a recocidos isotérmicos a la temperatura T_r , durante el tiempo t . En general, se observa que los cristales de la zona central crecen más rápidamente que los de la zona externa. Para $T_r = -6$ °C y -10 °C y $t > 30$ hs, no se detectan variaciones significativas en los valores de w . Estos efectos combinados producen un continuo avance de la zona central y una paulatina

TABLA N° 1: Resultados obtenidos en las experiencias de recocido en hielo dopado con 10^{-2} M de HF.

T_r [°C]	t[hs]	0	21	144	186	480	1106	1992
- 2	w [mm]	0,24	0,38	0,44	0,48	0,46	0,43	0,37
	G [mm ²]		0,47	1,78	1,23	2,65	3,17	4,49
- 6	w [mm]	0,24	0,34	0,30	0,30		0,29	0,28
	G [mm ²]		1,14	1,04	1,50		3,45	
-10	w [mm]	0,24	0,31	0,30	0,33	0,31	0,26	0,33

TABLA N° 2: Resultados obtenidos en las experiencias de recocido en hielo dopado con 10^{-2} M de NH₄OH.

T_r [°C]	t[hs]	0	17	41	114	336	672	1296	2016
- 2	w [mm]	0,25	0,42	0,48	0,56	0,63			
	G [mm ²]	0,08	0,27	0,73	0,92	1,33		2,93	3,84
-10	w [mm]	0,25	0,32	0,26	0,31	0,31	0,34	0,35	0,38
	G [mm ²]	0,08	0,30	0,53	0,43	0,86	0,87	1,13	

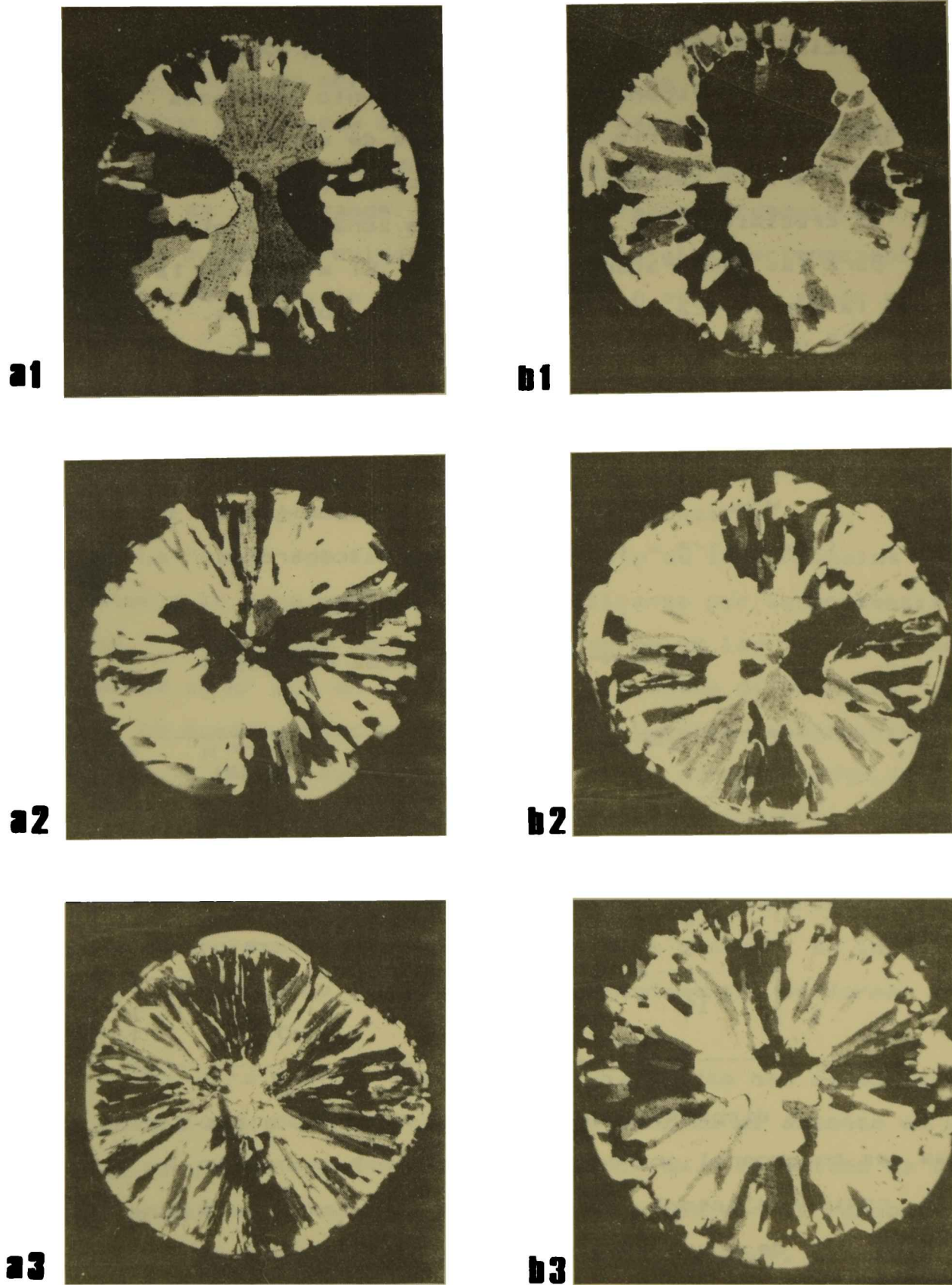


Figura 2: Fotografías de secciones delgadas observadas entre polaroids cruzados; a) hielo dopado con 10^{-2} M HF, tiempo de recocido 1992 hs. b) hielo dopado con 10^{-2} M NH_4OH , tiempo de recocido 1296 hs. 1, 2 y 3 $T_r = -2, -6$ y -10 °C respectivamente.

desaparición de los cristales periféricos en contacto.

Las diferencias de crecimiento señaladas se aprecian claramente en la serie de fotografías de secciones delgadas de la Fig. 2. Para la temperatura de recocido de -2°C se puede observar que el crecimiento de grano en ambas zonas es notablemente mayor que para las temperaturas más bajas. El avance de la zona central sobre la periférica es evidente en todos los casos.

Una comparación directa de las velocidades de crecimiento de grano en ambas zonas se realiza ajustando los puntos experimentales por leyes del tipo:

$$w/w_0 = (t/t_0)^n \quad (\text{periferia}) \quad (4)$$

$$(G/G_0)^{1/2} = (t/t_0)^{n'} \quad (\text{centro}) \quad (5)$$

TABLA N° 3: Coeficientes de ajuste

T_r [$^{\circ}\text{C}$]	Muestra	10^{-2} M HF	10^{-2} M NH_4OH
- 2	n	0,07	0,16
	n'	0,24	0,25
- 6	n	0,01	
	n'	0,14	
-10	n	0,03	0,04
	n'		0,14

La dispersión de los datos respecto a las curvas calculadas es en general grande (50 % cuando $T_r = -6^{\circ}\text{C}$ y 10 al 20 % en los restantes casos). Sin embargo, en la Tabla 3 puede verse que los valores de n' son mayores que los de n siendo, en algunos casos, $n' = 5 n$.

4. DISCUSION Y CONCLUSIONES

Los resultados experimentales muestran que las velocidades de crecimiento de grano de ambas zonas son muy diferentes. En hielo, estas diferencias podrían haberse producido por variaciones

radiales en: el contenido de impurezas, el estado de tensiones o el número promedio de cristales que rodea a un grano.

Como se expresa en la sección 1 las impurezas disueltas o en forma de inclusiones producen una disminución de la velocidad de crecimiento de los granos. En los resultados presentados, este hecho se ha puesto en evidencia en los cristales pertenecientes a la zona externa. En este caso el valor de n es mucho menor que el valor teórico 0,5 predicho por la ecuación 2 (ver Tabla 3), además, se observa un estancamiento en el crecimiento de grano para $T_c = -6$ y -10 °C (ver Tablas 1 y 2). Los dos efectos combinados son, de acuerdo con Levi y Ceppi (1982), el resultado del efecto frenante producido por las burbujas presentes en las muestras.

La mayor velocidad de crecimiento de los cristales pertenecientes a la zona central podría explicarse por la presencia de impurezas, si en esta zona la concentración de las mismas fuera notablemente menor que en la zona externa. Estas diferencias, sin embargo, no pueden estar presentes en las muestras analizadas. En efecto, según se expresa en la sección 2, el congelamiento inicial de los cilindros es en forma de dendritas aproximadamente radiales, lo cual da lugar a una estructura de celdas. Durante el crecimiento posterior el hielo se forma en los espacios interdendriticos, por lo cual las impurezas segregadas durante este proceso, se localizan en estos espacios de una manera aproximadamente uniforme (ver Fig. 1b).

Por otra parte, las muestras analizadas han estado sometidas, durante su obtención, a presiones debidas al aumento de volumen que se produce cuando el agua solidifica. El estado de tensiones así desarrollado, sin embargo, no puede ser el responsable de las diferencias de crecimiento observadas, ya que, en experiencias similares realizadas con hielo puro ó con concentraciones 10^{-4} y 10^{-3} M de NH_4OH no se ha detectado crecimiento diferenciado.

La discusión precedente indica que el proceso de migración de los límites de grano, en ambas zonas de las muestras, está

94. CRECIMIENTO ANORMAL...

principalmente impulsado por la energía libre almacenada en los límites de grano. Por lo tanto, el distinto comportamiento del crecimiento de grano en cada zona se debe a la diferencia del número promedio de cristales que rodea cada grano.

Ahora bien, los valores de n' observados en la Tabla 3 son, en general, $n' < 1$, en consecuencia, en nuestro caso el crecimiento de grano en el régimen anormal no está descrito por la ecuación (3). Este hecho no representa en sí una contradicción. La ecuación (3) es válida para un cristal que crece rodeado íntegramente por los cristales más pequeños y en las muestras utilizadas en el presente estudio un cristal grande está rodeado tanto de cristales grandes como chicos.

Se concluye así que en las muestras analizadas se han dado las condiciones geométricas necesarias para producirse un crecimiento de grano de tipo anormal siendo, sin embargo, la velocidad de crecimiento de los granos menor que la predicha por (3).

Las condiciones geométricas observadas en la estructura cristalina de las muestras analizadas se puede presentar en otro tipo de muestras de hielo. En efecto, en los granizos se distinguen capas de cristales grandes $\langle G \rangle \approx 1 \text{ mm}^2$, rodeados por capas de cristales pequeños $\langle g \rangle \approx 10^{-4}$ a 10^{-3} mm^2 (Pruppacher y Klett, 1978). Además, como se expresa en la sección 3 el crecimiento normal de grano producido en hielo dopado con las impurezas comunes en la atmósfera no difiere del observado en la zona externa. Por lo tanto en los granizos podría ocurrir un crecimiento de grano de tipo anormal con características similares a las aquí observadas. Siendo así, si se almacena un granizo antes de su análisis en una cámara fría durante 1 o 2 días a $T = -10^\circ\text{C}$ las capas de cristales chicos podrían reducir notablemente de espesor y de esta forma se cometerían errores significativos en las deducciones obtenidas de su análisis. De esta manera, para minimizar estos errores, resulta sumamente necesario almacenar los granizos, inmediatamente después de la tormenta, a bajas temperaturas ($T = -20^\circ\text{C}$) y realizar su análisis tan pronto como sea posible.

"Agradecimientos". Los autores agradecen a la Sra. Ana María Schnerish por su colaboración técnica en la obtención de los resultados y a la Dra. Laura Levi por sus valiosas sugerencias.

Este trabajo fue parcialmente financiado por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) y por el Consejo de Investigaciones Científicas y Tecnológicas de la Provincia de Córdoba (CONICOR).

BIBLIOGRAFIA

- Azuma, N., Higashi, A. 1983; J. Phys. Chem., 87, 4060-4064.
- Burke, J.E., 1949; Trans. Amer. Inst. Min. (Metall) Engrs., 180, 73.
- Cahn, J.W., 1962; Acta Met., 10, 789 - 798.
- Chadwick, G.A., Smith, D.A., 1976; Grain Boundary Structure and Properties; Academic Press, London.
- Chalmers, B., Christian, J.W., Massalski, T.B., 1972; Progress in Materials Science; Pergamon Press, 16, Oxford.
- Gordon, P., Vandermeer, R.A., 1962; Trans. AIME, 224, 917 - 928.
- Hillert, M., 1965; Acta Met., 24, 731 - 743.
- Jellinek, H.H., Gouda, V.K., 1969; Phys. Stat. Sol., 31, 413 - 423.
- Levi, L., Ceppi, E., 1982; Il Nuovo Cimento, SC, N. 4, 445 - 461.
- Lucke, K., Stuwe, H.P. 1971; Acta Met., 19, 1087 - 1099.
- Martin, J.M., Doherty, R.D., 1976; Stability of Microstructure in Metallic Systems; Cambridge University Press, London.
- Pruppacher, H.R., Klett, J.D. 1978; Microphysics of Clouds and Precipitation; D. Reidel Publishing Co. Holland.

PARTICULAS DE SULFATOS DEL AEROSOL ATMOSFERICO DE TAMAÑOS
SUBMICROMETRICOS

Emilio A. Caimi

Departamento de Meteorologia
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidade de Buenos Aires
Buenos Aires, República Argentina

Américo F. Kerr

Instituto de Física - Universidad de São Paulo
São Paulo - Brasil

RESUMEN

Se utilizó una técnica de "spot-test" para identificar partículas de sulfatos de tamaños submicrométricos presentes en el aerosol atmosférico de la ciudad de São Paulo. De la distribución de tamaños de las partículas registradas con microscopio electrónico de transmisión surge una preponderancia de aquellas cuyo diámetro es inferior a $1 \mu\text{m}$.

ABSTRACT

"Spot-test" technique was used to identify soluble submicrometer sized sulfate particles presented in the atmospheric aerosol in São Paulo city. A prevailing diameter of less than $1 \mu\text{m}$ is obtained in the size distribution of the particles recorded under transmission electronic microscope.

INTRODUCCION

Según Whitby y col. (1972) y Wilson (1976), la distribución de tamaños del aerosol atmosférico posee una característica bimodal con una moda entre 0,1 y 1,0 μm de diámetro y la segunda entre 1,0 y 10,0 μm . Con anterioridad Junge (1955) estableció que la mayor concentración de partículas está comprendida en el intervalo de diámetros que se extiende desde 0,02 μm hasta 0,2 μm , lo que hace imposible su observación con microscopio óptico. Además, a estos tamaños les corresponden masas entre 10^{-18} y 10^{-14} g que resultan en exceso pequeñas para poder aplicarles los métodos de análisis químicos corrientes.

Los análisis efectuados para determinar las proporciones de ciertos compuestos en una muestra relativamente grande de aerosol, indican la presencia de sulfatos en cantidades preponderantes en las sustancias que forman el material particulado submicrométrico, especialmente en la primera de las modas.

La observación de partículas de estos tamaños puede hacerse mediante el empleo del microscopio electrónico de transmisión (MET) y para identificar las de sulfatos se han desarrollado recientemente técnicas de "spot-test" que las hacen distinguibles del resto (Bigg y col., 1974; Ayres, 1977; Mamane y de Pena, 1978). Estos autores adaptaron a las posibilidades del MET técnicas empleadas anteriormente por Cadle (1951), Lodge y Fanzoi (1954), Vittori (1956), Anz (1966) y Rinehart (1971) para identificar partículas de cloruros y de sulfatos pero de tamaños observables con microscopio óptico.

La reacción de "spot-test" para identificar las partículas de sulfatos se consigue recubriendo la muestra con una capa delgada de cloruro de bario y sometiéndola luego a la acción de una atmos

fera de humedad relativa adecuada. En tales condiciones toda partícula soluble que contiene ion SO_4^{2-} reacciona químicamente para dar lugar a un precipitado de sulfato de bario que se manifiesta en forma de un halo que rodea a la partícula. Se trata en realidad de la formación de los conocidos anillos de Liesegang en esta escala de tamaños.

En este trabajo se aplicó en líneas generales la metodología propuesta por Mamane y de Pena (1978) con algunas modificaciones de detalle como ser el uso de "Formvar" en lugar de la película de carbono y como objetivo se buscó determinar el contenido de partículas de sulfato submicrométricas en una zona (Ciudad Universitaria) de São Paulo en un determinado momento del día.

TOMA Y TRATAMIENTO DE LAS MUESTRAS

Para la captura de las muestras de aerosol se utilizó un impactador en cascada (IC) de baja presión con seis etapas (Hering y col., 1978) que trabaja con un caudal de aspiración de 1,1 litros por minuto.

Frente a los orificios de entrada de la primera y segunda etapas del impactador se colocaron las grillas portadoras de muestra del MET, previamente recubiertas con una película de "Formvar". En estas dos etapas se captaron las partículas cuyos diámetros interesaban a esta investigación.

Se tomó muestras en dos oportunidades subsiguientes a días de lluvia continua. Tales muestras fueron recubiertas "a posteriori" con una capa delgada de cloruro de bario por depósito directo de esa sustancia evaporada al vacío.

El espesor recomendado para esa capa oscila entre 0,027 y 0,036 μm ; si es mayor el halo puede quedar enmascarado pues entonces la capa resulta opaca al haz de electrones, mientras que si es

más delgado la reacción puede no llegar a completarse por carecer de material suficiente. La masa de cloruro de bario a ser evaporada puede calcularse mediante la fórmula:

$$m = \frac{h \operatorname{sen} \theta}{4 \pi r^2 \rho}$$

h: espesor de la película de cloruro de bario

r: distancia de la muestra al punto donde el cloruro de bario se evapora

ρ : densidad del cloruro de bario

θ : ángulo que forma r con la vertical que pasa por el punto donde está ubicada la navecilla de evaporación.

En las presentes experiencias se logró una capa de cloruro de bario de 0,034 μm de espesor, determinado por la diferencia de peso al 0.01 mg.

Una vez recubierta la muestra con el reactivo se la sometió a la acción de una atmósfera de 75% de humedad relativa empleándose para tal fin una solución saturada de cloruro de sodio. Las partículas de ácido sulfúrico desarrollan un halo bien circular, como en la figura 1. Já las partículas que tienen algún sulfato soluble desarrollan un halo de circularidad irregular como en la figura 2, y son en cantidades preponderantes.

La relación entre el diámetro del halo (D_{halo}) y el diámetro real de cada partícula de sulfato es, según Mamane y de Pena, la siguiente:

$$D_{\text{halo}} = 1,66 D_{\text{par.}} - 0,03$$

$D_{\text{par.}}$ = diámetro de la partícula.

RESULTADOS

El aspecto de las partículas de sulfatos, tal como se las observa en el MET luego del tratamiento descrito se muestra en la Figura 2 y Figura 3. En algunas ocasiones el halo resultó elíptico en lugar de circular y a los efectos del cálculo de tamaños de esas partículas se tomó como diámetro del halo el promedio entre el semieje mayor y el menor, ambos medidos sobre la fotografía de la imagen del MET.

Sobre tales fotografías se efectuó un estudio de distribución de tamaños cuyos histogramas aparecen en las Figuras 4 y 5, que representan una combinación entre la distribución de estas partículas en el aerosol atmosférico y la eficiencia de captación de la primera y segunda etapas del impactor respectivamente. Nótese que las medias obtenidas son próximas de la eficiencia de 50% de cada etapa (0,25 e 0,5 μm respectivamente). Si agrupásemos las distribuciones de todas las etapas, tendríamos la distribución de sulfatos en esta atmósfera. Las etapas superiores del impactor fueron despreciables, ya que tenían poquísimas partículas de sulfato. Pero la etapa abajo de uno es un filtro nucleopore con orificios de 0,4 μm y eficiencia de captación total, siendo que no se puede observar al MET. Esta fracción de las partículas ciertamente no son despreciables. Así, la combinación de las etapas 1 e 2 en la figura 6 corresponde a la parte superior de la distribución de sulfato del aerosol observado, cortada por la eficiencia de captación de la primera etapa.

CONCLUSIONES

La técnica de "spot-test" descrita permite la identificación de partículas de sulfatos del aerosol de la atmósfera hasta diámetros de 0,1 μm y aún menores. De las experiencias efectuadas surge

una preponderancia de partículas cuyo diámetro está abajo de $1 \mu\text{m}$ lo que confirmaría que la mayor parte de ellas está incluida en la moda que corresponde a los diámetros menores.

Agradecimientos: Los autores agradecen a la Dra. Lopes de Souza Santos, directora del Laboratorio de Microscopía Electrónica del Instituto de Física de la Universidad de Sao Paulo y al Dr. Rocha Campos, director del Instituto de Geociencias por la gentileza de haber facilitado sus laboratorios y el uso del microscopio electrónico. También agradecen al Dr. Orsini del Instituto de Física por la cesión de los impactores en cascada utilizados en estas experiencias.

BIBLIOGRAFIA

- Anyz, F., 1966: The technique of membrane filter processing in the chemical detection of individual aerosol particles; *J. de Recherches Atmosphériques*, 2, 441-447.
- Ayers, G.P., 1977; An improved thin-film sulfate test for submicron particles; *Atmospheric Environment*, 11, 391-393.
- Bigg, E.K., Ono, A., Williams, J.A., 1974; Chemical test for individual submicron aerosol particles; *Atmospheric Environment*, 8, 1-13.
- Cadle, R.D., 1951; Determination of composition of airborne particulate material; *Analytical Chemistry*, 23, 196-198.
- Hering, S.V., Flagan, R.C., Friedlander, S.K., 1978; Design and evaluation of new low-pressure impactor; *Environmental Science and Technology*, 12, 667-673.
- Junge, C.E., 1955; The size distribution and ageing of natural aerosols as determined from electrical and optical data on

the atmosphere; *J. of Meteorology*, 12, 13-25.

Lodge, J.P., Fanzo, H.M., 1954; Extension of the gelatin method for detection of micron-sized particles; *Analytical Chemistry*, 26, 18-19.

Mamane, Y., de Peña, R.G., 1978; A quantitative method for the detection of individual submicrometer size sulfate particles; *Atmospheric Environment*, 12, 69-82.

Rinehart, G.S., 1971; Sulfates and other water solubles larger than 0.15 μm radius in continental nonurban atmosphere; *J. de Recherches Atmosphériques*, 5, 57-68.

Vittori, O.A., 1956; Research in chemical composition of some forms of atmospheric particles; Technical Note N^o 5, University of Chicago, Dep. of Meteorology, Cloud Physics Lab.

Whitby, K.T., Husar, R.B., Liu, B.Y., 1972; The aerosol distribution of Los Angeles smog; *J. Colloid Science*, 39, 177-204.

Wilson, W., 1976; Chemical characterization of aerosols. Progress and problems; 8th. Materials Research Symposium Methods and Standards for environmental Measurements, Septiembre 20-24, N.B.S., Maryland U.S.A.

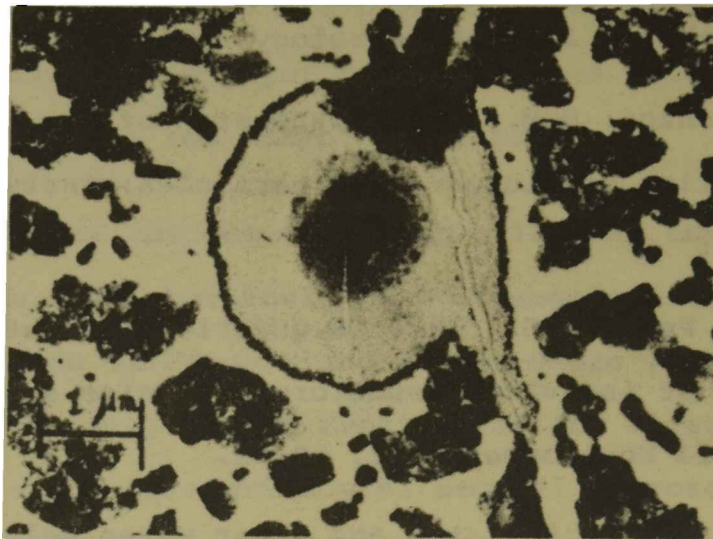


Fig. 1: Aspecto del halo formado por una gotícula de ácido sulfúrico. Aumento final: 13000x. El trazo indica la longitud de 1 μm.



Fig. 2: Halos formados por partículas de sulfatos, captadas en la 1^a etapa del IC. Volumen de aire muestreado: 4,4 litros. Aumento final 26500x. El trazo representa la longitud de 1 μm.

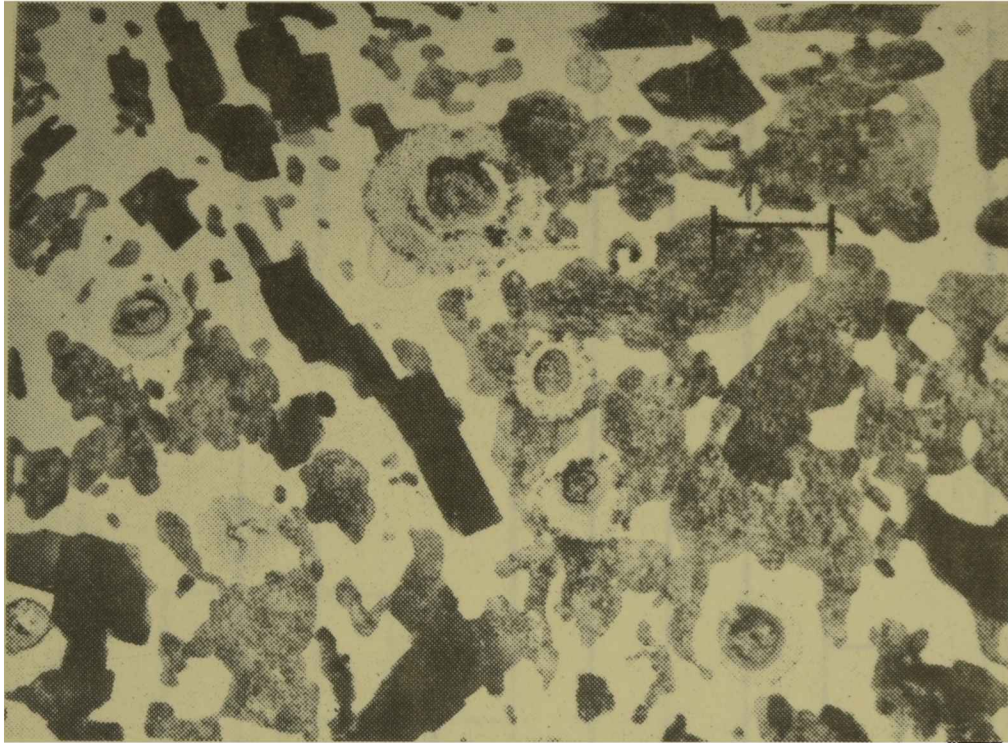


Fig. 3: Halos formados por partículas de sulfato, captadas en la 2^a etapa del IC. Volumen de aire muestreado: 4,4 litros. Aumento final 13000x. El trazo representa la longitud de 1 μm .

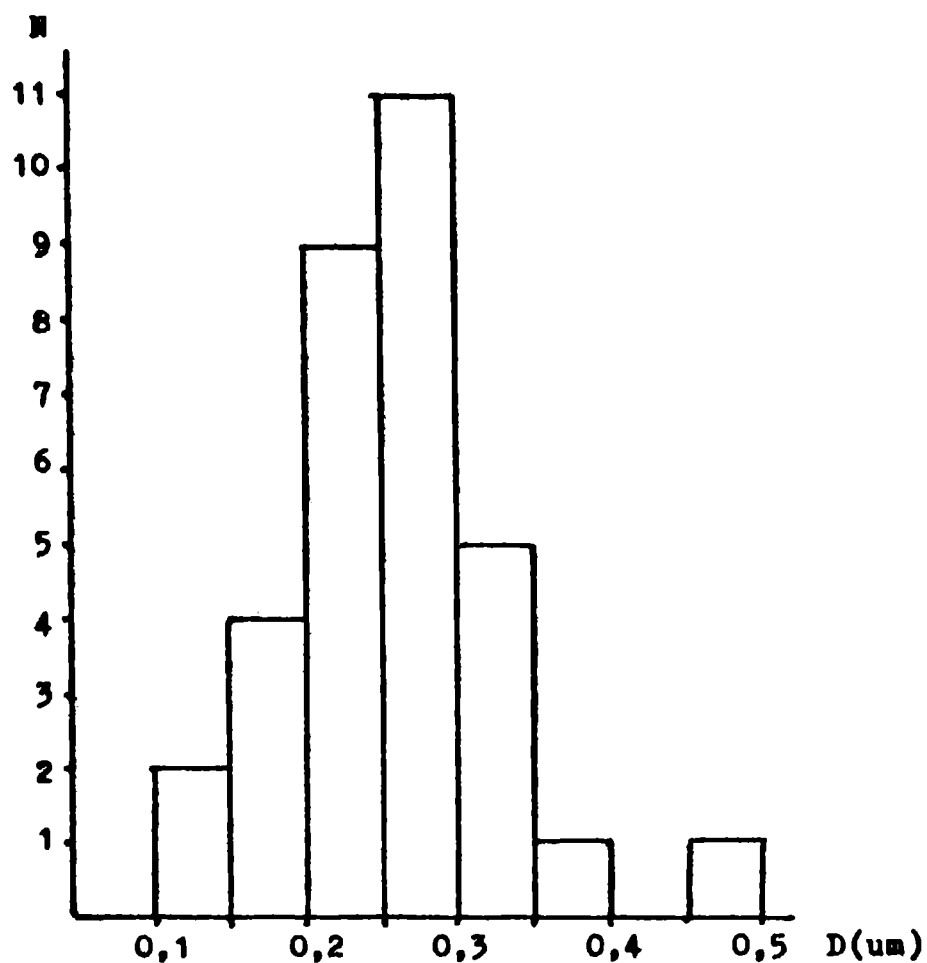


Fig. 4: Histograma correspondiente a las partículas captadas en la 1ª etapa del IC. N = número de partículas; D = diámetro; diámetro medio = 0,026 μm; desvío tipo = 0,073.

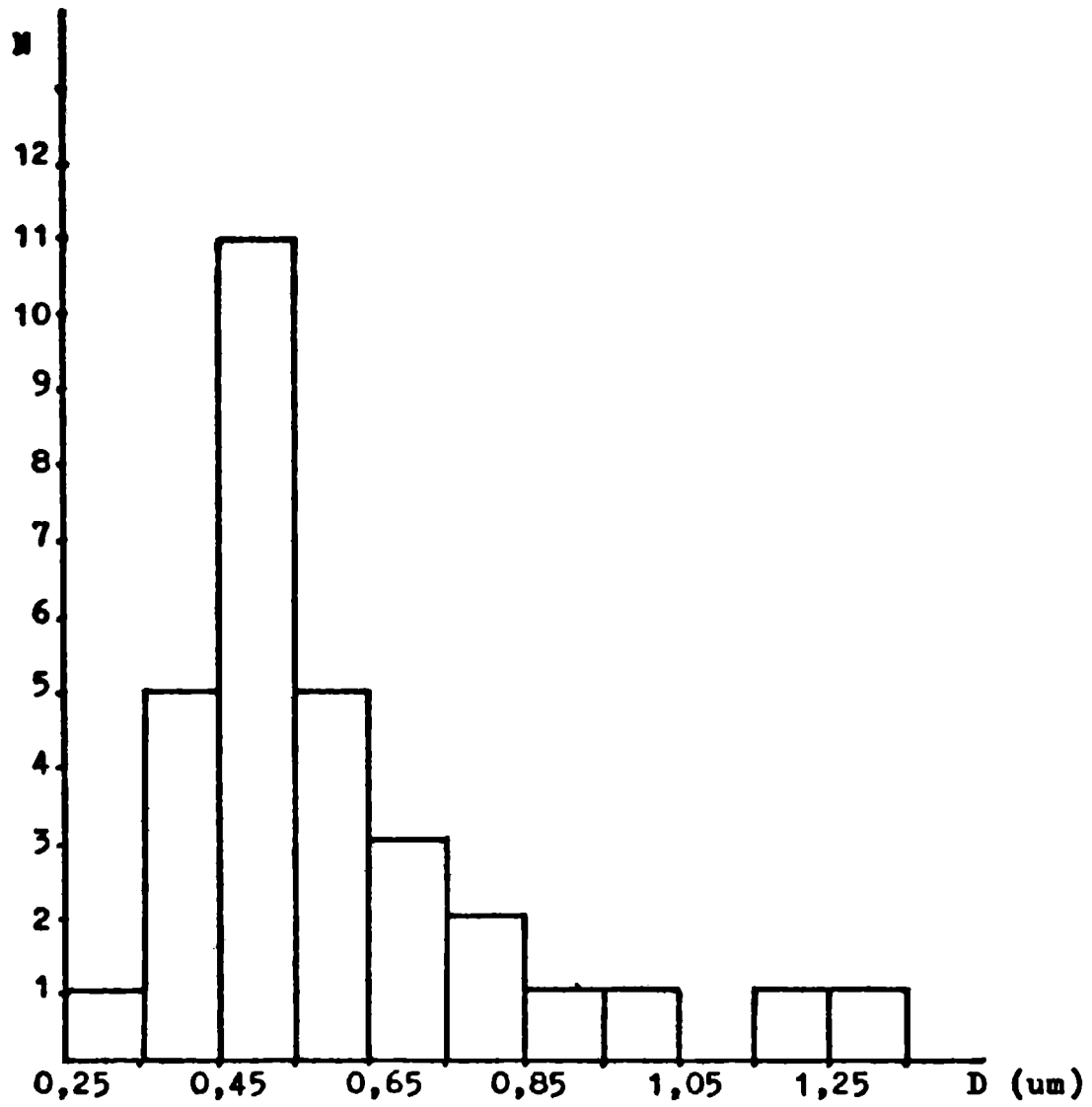


Fig. 5; Histograma correspondiente a las partículas captadas en la 2^a etapa del IC. N = número de partículas; D = diámetro; diámetro medio = 0,60 μm ; desvío tipo = 0,22.

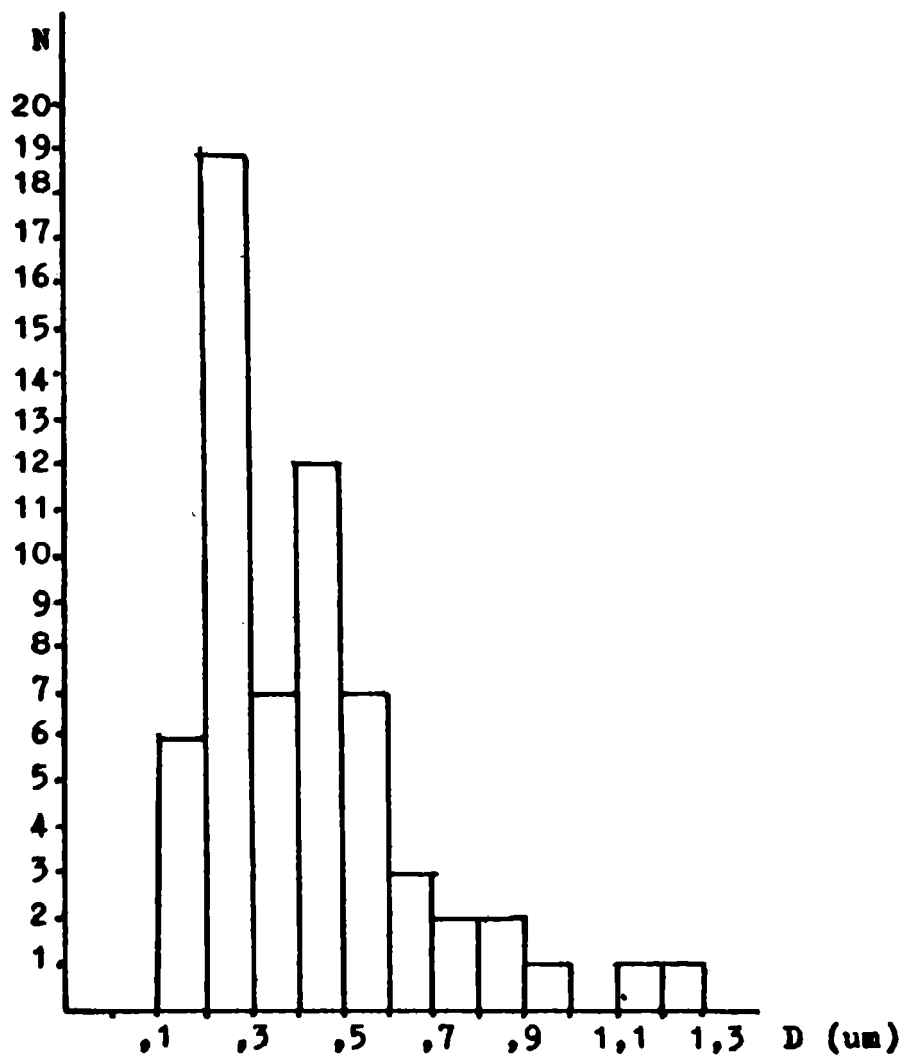


Fig. 6: Histograma correspondiente a las partículas captadas en las dos primeras etapas del IC. N = número de partículas; D = diámetro; diámetro medio = 0,42 μm.

EXPERIMENTOS NUMERICOS CON UN MODELO CLIMATICO DE BALANCE
DE ENERGIA

Norma E. Possía - Mario N. Nuñez
Departamento de Meteorología - Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires
Buenos Aires - República Argentina
María del Carmen Dentoni
Centro Nacional Patagónico
Puerto Madryn - Río Negro - República Argentina

RESUMEN

Se presenta en este trabajo un modelo de "Balance de Energía" basado en las hipótesis de Adem (1970). La ecuación básica utilizada es la ecuación de conservación de energía termodinámica que promediada en el tiempo y en el espacio permite obtener la temperatura media mensual longitudinal de las superficies oceánicas sobre 36 cinturones de 5° de latitud y en intervalos de tiempo mensuales.

Se realizaron dos experimentos. En el primero, se obtuvo la temperatura de un mes determinado, a partir de las condiciones energéticas del mes en cuestión y la temperatura del mes anterior; en el segundo se obtuvo la temperatura para todos los meses del año a partir de la temperatura del mes de enero y las condiciones energéticas del mes considerado.

Los resultados muestran que el modelo reproduce adecuadamente los campos térmicos cuando se realiza el primer experimento, pero en el segundo su validez no puede extenderse más allá de los tres meses de integración.

Se realizaron además, distintas pruebas de sensibilidad, modificando los valores de albedo, cantidad de nubosidad y suma de calor sensible y latente. En todos los casos el modelo reaccionó dando los resultados esperados de acuerdo a los procesos físicos actuantes.

ABSTRACT

Following Adem (1970) a Climatic model "balance of energy type" is developed. The thermodynamic energy equation averaged over the time and space is used. It is written and solved for the mean zonal surface temperature for oceans. The equation is specified for each 5° latitude belt and the time step of one month is used.

Two experiments were performed. In one, the temperature is obtained from energy conditions and the temperature of the previous month. The second experiment made use of only temperature data of the first month (and energy data) as initial conditions. Monthly climatic temperatures for the whole year were obtained, using this initial conditions for January. Using present values for input parameters, the model reproduces quite well several of the major thermal characteristics of the oceans.

Also a series of experiment were performed to study model's sensitivity. It is sensitive to variations of the albedo, cloud cover and sensible and latent heat. Changes in these variables modify the surface temperature field.

1. INTRODUCCION

El clima de la tierra es el resultado de un balance entre diferentes procesos físicos, químicos y bioquímicos relacionados entre sí y que se manifiestan en un sistema de gran complejidad. Este sistema se conoce como "sistema climático" y engloba a la atmósfera, los océanos, el hielo, el suelo y la vegetación. Las interacciones no lineales que tienen lugar en el sistema climático hacen que no sea real tratar de explicar y entender el rol de los procesos señalados anteriormente en la determinación de los climas pasados y presentes, recurriendo a modelos analíticos.

Por lo tanto se hace necesario, para llevar a cabo simulaciones climáticas, recurrir a la integración numérica de un conjunto de ecuaciones de diagnóstico y pronóstico que constituyen un modelo matemático del sistema climático. Estos modelos son usados asiduamente en la actualidad, para diagnosticar el clima y simular su variabilidad y pueden además, ser usados eventualmente para predecir variaciones y cambios climáticos.

El rango de complejidad (definido por el grado de parametrización) de los modelos va desde los modelos unidimensionales de Balance de energía, hasta los tridimensionales de alta resolución que involucran la circulación general de la atmósfera y de los océanos. Los modelos más simples que presentan un grado muy alto de parametrización, son útiles para reproducir condiciones climáticas globales y permiten estimar, con una aproximación del primer orden la sensibilidad del clima frente a las influencias de la escala planetaria. Como contraparte, estos modelos adicionan a su simplicidad la necesidad de bajos tiempos de computación. En cuanto a la bondad de los mismos, cabe señalar que estiman la respuesta del clima frente a incrementos en la cantidad de constituyentes atmosféricos (como C_2O y otros gases), con resultados razonablemente consistentes con los obtenidos a partir de modelos sumamente complejos.

Por lo anteriormente señalado, se estimó conveniente recurrir al uso de modelos simples para llevar a cabo experimentos numéricos de simulación climática.

En este trabajo se utilizó un modelo del tipo de Balance de Energía, basado en las hipótesis formuladas por Adem (1964/1970). Otros trabajos que utilizan estos principios son Morales Acoltzi (1976), del Valle Sanchez (1978) y Buendía Carreras (1978/1982).

2. CONSIDERACIONES TEORICAS Y DESARROLLO DEL MODELO

El modelo está basado en el uso de la ecuación de conservación de la energía termodinámica en la superficie de la tierra, teniendo en cuenta el exceso de radiación en la superficie, el calor latente perdido por evaporación en superficie, el calor sensible entregado a la tropósfera y el almacenamiento de energía en los océanos. De acuerdo con esta ecuación se "pronostican" las temperaturas de las superficies oceánicas, promediadas sobre cinturones de 5° de latitud y para períodos de tiempo que pueden ser estacionales o mensuales. El término pronostican hace referencia en este trabajo a la resolución numérica de una ecuación evolutiva para la temperatura, (ecuación de pronóstico). Con esto se quiere diferenciar del caso en que se obtienen valores climáticos, utilizando una ecuación de diagnóstico.

2.1. Ecuaciones del modelo

El modelo considera a la superficie de la tierra dividida en 36 cinturones de 5 grados de latitud cada uno y resuelve para cada uno de ellos, la siguiente ecuación de balance de energía:

$$\rho_s H_s C_{vs} \frac{\partial [\bar{T}]}{\partial t} = [\bar{E}_s] - [\bar{H}] - [\bar{LE}] \quad (1)$$

donde:

$\rho_s H_s C_{vs} \frac{\partial [\bar{T}]}{\partial t}$ es el almacenamiento de energía de los océanos

ρ_s la densidad de la superficie

H_s la profundidad de la capa considerada

C_{vs} el calor específico

$[\bar{T}]$ es la desviación de la temperatura media temporal-longitudinal, con respecto a la temperatura media global de la superficie de la tierra

$[\bar{E}_s]$ el promedio temporal-longitudinal del exceso de energía en la superficie, siendo su expresión:

$$E_s = a_1 I + \epsilon [\sigma T_{c_1}^4 - E(T_{c_1})] - [\sigma T_s^4 - E_s(T_s)]$$

donde:

$a_1 I$ es la cantidad de energía absorbida por la superficie de la recibida en el tope de la atmósfera

I la radiación incidente en el tope de la atmósfera

a_1 el coeficiente de absorción de la superficie. Se obtiene de acuerdo con la siguiente ecuación

$$a_1 = \frac{q}{I} [I - (1-K)\epsilon] (1-\alpha)$$

siendo:

q la máxima radiación que puede llegar a la superficie con cielo despejado

K el coeficiente de difusión de Sabino-Angstrom

α el albedo de la superficie

ϵ la cantidad de cielo cubierto

$[\sigma T_{c_1}^4 - E(T_{c_1})]$ la energía recibida por la superficie de la emitida por las nubes

$[\sigma T_s^4 - E(T_s)]$ la energía emitida desde la superficie y que no es absorbida por la troposfera

T_{c_1} la temperatura de la base inferior de la cubierta de nubes

T_s la temperatura de superficie

$[\bar{LE}]$ el promedio temporal-longitudinal del calor latente perdido por evaporación desde la superficie

$[\bar{H}]$ el promedio temporal-longitudinal del calor sensible cedido por la superficie a la atmósfera

Los promedios longitudinales se definen para una variable α arbitraria, función del tiempo y del espacio, como:

$$[\alpha] = \frac{1}{2\pi a \cos\psi} \int_0^{2\pi} \alpha(\psi, \lambda, z, t) \cos\psi \, d\lambda$$

siendo:

ψ y λ la latitud y la longitud geográfica

z la altura

t el tiempo

la barra sobre las variables señaladas anteriormente indican promedios temporales tomados en períodos estacionales o mensuales.

La ecuación de pronóstico (1) es aproximada y la misma no tiene en cuenta los flujos a través de los cinturones y otros procesos como deshielos, compresión, fricción, etc.

2.2. Esquemas numéricos

La ecuación (1) dada en 2.1. fue resuelta mediante la utilización de métodos numéricos.

Los distintos experimentos llevados a cabo en el presente trabajo utilizan todos o alguno de los tres esquemas que se indican a continuación:

1. Adelantado: $[\bar{T}_s]^{(n+1)} = [\bar{T}_s]^{(n)} + \Delta t [\bar{f}]^{(n)}$

2. Centrado: $[\bar{T}_s]^{(n+1)} = [\bar{T}_s]^{(n-1)} + 2\Delta t [\bar{f}]^{(n)}$

3. Semi Implícito: (Matsuno):

$$[\bar{T}_s]^{(n+1)*} = [\bar{T}_s]^{(n)} + \Delta t [\bar{f}]^{(n)}$$

$$[\bar{T}_s]^{(n+1)} = [\bar{T}_s]^{(n)} + \Delta t [\bar{f}]^{(n+1)*}$$

donde los supraíndices indican los pasos de tiempo. Estos pasos temporales fueron tomados de 30 días.

2.3. Datos utilizados

Los datos utilizados para este trabajo fueron gentilmente cedidos por el Centro de Ciencias de la Atmósfera de la Universidad Autónoma de México. Los mismos consisten en promedios longitudinales-temporales, para las siguientes variables:

$[\bar{T}]$	temperatura (media mensual) de los océanos
$[\bar{I}]$	radiación (media mensual) que llega al tope de la atmósfera
$[\bar{q}]$	radiación (media mensual) que llega a la superficie con cielo despejado
$[\bar{\epsilon}]$	promedio (estacional) de la cantidad de cielo cubierto
$[\bar{\alpha}]$	promedio (estacional) del albedo de superficie

$[H + LE]$ promedios (estacionales) de la suma de calor latente y sensible.

Se contó con estos datos, con promedios estacionales o mensuales según la variable, para todo el año.

La temperatura del agua en las regiones donde no hay océanos (regiones polares) fueron extrapoladas siguiendo la tendencia espacial de la curva de temperatura para cada mes del año (Buendía Carrera, 1983).

3. EXPERIMENTOS REALIZADOS

3.1 Reproducción de condiciones climáticas globales

Se realizaron dos tipos de experimentos numéricos para la obtención de la temperatura media mensual-longitudinal de los océanos.

- i) Obtención de $[\bar{T}]$ oceánica a partir de la $[\bar{T}]$ del mes anterior y de las condiciones energéticas del mes en cuestión
- ii) Obtención de la $[\bar{T}]$ oceánica para todos los meses del año a partir de la $[\bar{T}]$ del mes de enero y las condiciones energéticas del mes considerado.

En este caso se obtuvieron los valores de $[\bar{T}]$ oceánica para cada uno de los meses del año utilizando la ecuación (1) como ecuación de pronóstico donde las condiciones iniciales de temperatura corresponden al mes de enero para cada uno de los cinturones. Se integró con estas condiciones para obtener los campos de $[\bar{T}]$, para los doce meses del año.

3.2 Estudio de la sensibilidad del modelo

Tomando en cuenta los resultados del experimento i del punto 3.1. se realizó un estudio de la sensibilidad del modelo, comparando los resultados con los que se obtuvieron al modificar (aumentando y disminuyendo) las cantidades de nubosidad, calor sensible más latente y albedo en un 20% para todos los cinturones de latitud.

4. RESULTADOS OBTENIDOS

En la figura 1 se han representado los valores de las temperaturas medias observadas y calculadas para el océano en un corte polo norte-polo sur, correspondiente al mes de febrero (Experimento i). Del análisis de la misma puede inferirse que los valores calculados por el modelo, aproximan en buen grado los valores medios obtenidos de las observaciones. El apartamiento máximo entre los valores calculados y observados se presenta para el cinturón 15° de latitud sur y el mismo alcanza a 1,6°C. Para el resto de los cinturones definidos en 2.1., los apartamientos se mantienen por debajo del valor señalado anteriormente. Para mostrar la bondad de los resultados en este experimento fueron calculados el error medio de los apartamientos y pudo comprobarse que este error no supera el valor de 0.8° C.

Estos resultados son similares para todos los meses del año, cuando se calculan mediante el modelo, los valores de temperatura.

para un mes en particular a partir de los datos de temperatura del mes anterior.

En la Tabla 1 se muestran las diferencias entre los valores observados y los valores numéricos calculados por el modelo para el experimento señalado en ii. En este experimento se calculan las $[T]$ oceánicas para todos los meses del año, a partir de los valores equivalentes del primer mes del año, recurriendo a distintos esquemas numéricos para la integración temporal. De esta Tabla citada anteriormente, puede inferirse que a medida que la integración temporal avanza en el tiempo, las diferencias entre las temperaturas medias calculadas y observadas crecen hasta alcanzar un valor de $11,8^{\circ}\text{C}$ para el mes de diciembre, con el esquema de Matsuno. En los esquemas restantes los valores de las diferencias son ligeramente superiores en casi todos los meses, aunque no se puede definir cual es el esquema que mejor aproxima a los valores observados en el presente experimento. Cabe señalar que estas diferencias, que alcanzan su valor máximo para el mes de diciembre, como consecuencia probable de una propagación de errores, presentan los valores máximos de apartamiento solamente en uno de los distintos cinturones de latitud. En el resto de los cinturones se observa que los apartamientos son sensiblemente inferiores. Con el objeto de cuantificar lo señalado, se calcularon los errores medios sobre todos los cinturones de latitud para cada uno de los meses del año y para cada uno de los tres esquemas temporales de integración. El error medio máximo es de $5,4^{\circ}\text{C}$ para el esquema de Matsuno, $6,0^{\circ}\text{C}$ para el esquema adelantado y $6,3^{\circ}\text{C}$ para el esquema centrado.

Los errores acumulativos señalados precedentemente que aparecen en el experimento ii, se reducen notablemente cuando se reemplazan las temperaturas medias pronosticadas por un promedio móvil trimestral de las mismas, siendo estos promedios los que se utilizan como valor del mes anterior en la integración numérica. En este caso el máximo error medio obtenido es de $2,4^{\circ}\text{C}$.

En las figuras 1, 2, 3 y 4 se han representado los valores medios temporales-longitudinales calculados por el modelo y los correspondientes observados, para todos los cinturones de latitud y para los meses de febrero, mayo, agosto y noviembre, respectivamente. Las mismas corresponden al experimento ii cuando se utilizó el esquema temporal de Matsuno. En cambio, las figuras 5, 6, 7 y 8 son las equivalentes a las anteriores, cuando se utilizan los valores de los promedios móviles de temperatura, ya discutidos anteriormente. El análisis y comparación de las mismas, corrobora lo señalado en los párrafos anteriores.

Como se ha expresado anteriormente se estudió la sensibilidad del modelo, mediante modificaciones en las variables de entrada del mismo con respecto a los valores utilizados en el experimento i del punto 3.1.

Las tablas 2, 3, 4 y 5 muestran para los meses de febrero, mayo, agosto y noviembre respectivamente los promedios hemisféricos y globales de las variaciones de temperatura y la diferencia máxima obtenida al realizar, en experiencias separadas, cambios en la cantidad de nubosidad, albedo y suma de calor latente y sensible.

Con respecto a la nubosidad se puede ver que el efecto que produce en la temperatura un aumento de nubosidad varía con la estación del año, trasladándose la variación máxima de bajas latitudes

en las estaciones intermedias a altas latitudes en verano e invierno (55°), producto de la marcha anual en la posición del sol. El cambio de albedo produce, como era de esperar, la mayor variación de temperatura en los polos donde su efecto es más notable, llegando a 1.1°C en el mes de febrero en el hemisferio Sur. La suma de calor latente y sensible produce la variación máxima en la temperatura de aproximadamente 0.8°C alrededor de los 20° de latitud Sur donde esta variable tiene un máximo en las cuatro estaciones del año.

5. CONCLUSIONES

Los experimentos numéricos realizados con el modelo, mostraron que el mismo reproduce bien las condiciones climáticas globales para la temperatura de superficie (promedios temporales-longitudinales), cuando se utiliza la temperatura señalada del mes anterior para reproducir las condiciones de un mes particular. En cambio cuando se trató de reproducir las temperaturas climáticas globales para superficie (promedios temporales-longitudinales) para cada uno de los doce meses del año, tomando como datos iniciales los valores correspondientes de temperatura para el mes de enero, los esquemas numéricos de integración produjeron errores acumulativos. En este caso el máximo error observado alcanzó 11.8°C para el mes de diciembre y para los cinturones comprendidos entre 10 y 25° de latitud Sur. El cálculo del error medio de acuerdo con los errores de cada uno de los cinturones de latitud dió un valor máximo de 5.4°C cuando se utilizó el esquema de Matsuno. Los resultados para el segundo experimento mejoraron notablemente cuando se introdujo un suavizado temporal en el esquema de integración, siendo el máximo error calculado de 6°C en el mes de diciembre y para el cinturón comprendido entre los 80 y 85° N. El error medio calculado en este caso es de 2.4°C .

Por lo anteriormente señalado, cabe concluir que el modelo utilizado en los experimentos numéricos discutidos en este trabajo reproducen las condiciones climáticas globales con una aproximación de primer orden, para cada uno de los meses del año, si son conocidos los valores de temperatura del correspondiente mes anterior.

En las pruebas de sensibilidad para el modelo, se observó un doble efecto de la nubosidad sobre las variaciones de temperatura. La variación de signos de estos apartamientos muestra según la latitud la influencia del efecto predominante: cuando el aumento de la cantidad de nubosidad impide de tal manera la llegada de radiación que provoca una disminución en la temperatura, o cuando la cantidad de nubosidad no permite la salida al espacio exterior de radiación en onda larga, que provoca el efecto inverso en la temperatura (aumento).

Debido a que el albedo no solo depende de la superficie sino también del ángulo de incidencia de los rayos solares, las mayores variaciones de temperatura se produjeron en los polos donde mas notablemente influyen estos dos factores.

En cuanto a la suma de calor sensible y latente las mayores variaciones de temperatura se produjeron alrededor de los 15°S , donde esta variable tiene un máximo durante las cuatro estaciones del año. Es importante recalcar en este punto la carencia en el modelo del transporte meridional de calor, que provoca un aumento no espe-

rado de la temperatura en las latitudes citadas.

6. BIBLIOGRAFIA

Adem, J., 1964: An the physical basis for the numerical prediction of monthly and seasonal temperatures in the troposphere-ocean-continent system; Monthly Weather Review, Vol 92, N° 3.

Adem, J., 1970: On the prediction of mean monthly ocean temperature Tellus XXII, 4.

Buendía Carrera, E., 1978: El transporte horizontal turbulento en el modelo termodinámico global del clima; Revista de Geofísica Año XXXVII, Vol. 2, N° 2.

Buendía Carrera, E., 1983: Consulta Personal.

Del Valle Sanchez, E., 1978: El flujo de energía superficial en el pronóstico a largo plazo; Universidad Nacional Autónoma de México, Facultad de Ciencias.

Morales Acoltzi, T., 1976: Modelo termodinámico global; Universidad Nacional autónoma de México, Facultad de Ciencias.

Tabla 1: Errores promedio y máximos, a través del año, en el cálculo de la \bar{T} oceánica, utilizando distintos esquemas temporales de integración

	Esquema Adelantado		Esquema Centrado		Esquema Semimplícito		Esquema Matsuno + Suavizado	
	Error Promedio	Error Máximo	Error Promedio	Error Máximo	Error Promedio	Error Máximo	Error Promedio	Error Máximo
FEBRERO	1,0	2,4	1,0	2,4	0,8	2,2	0,5	1,6
MAYO	3,4	9,0	2,2	5,4	2,2	5,0	1,2	3,0
AGOSTO	3,4	7,8	3,8	8,7	4,9	8,7	1,8	3,9
DICIEMBRE	6,0	12,7	6,3	14,7	5,4	11,8	2,4	5,1

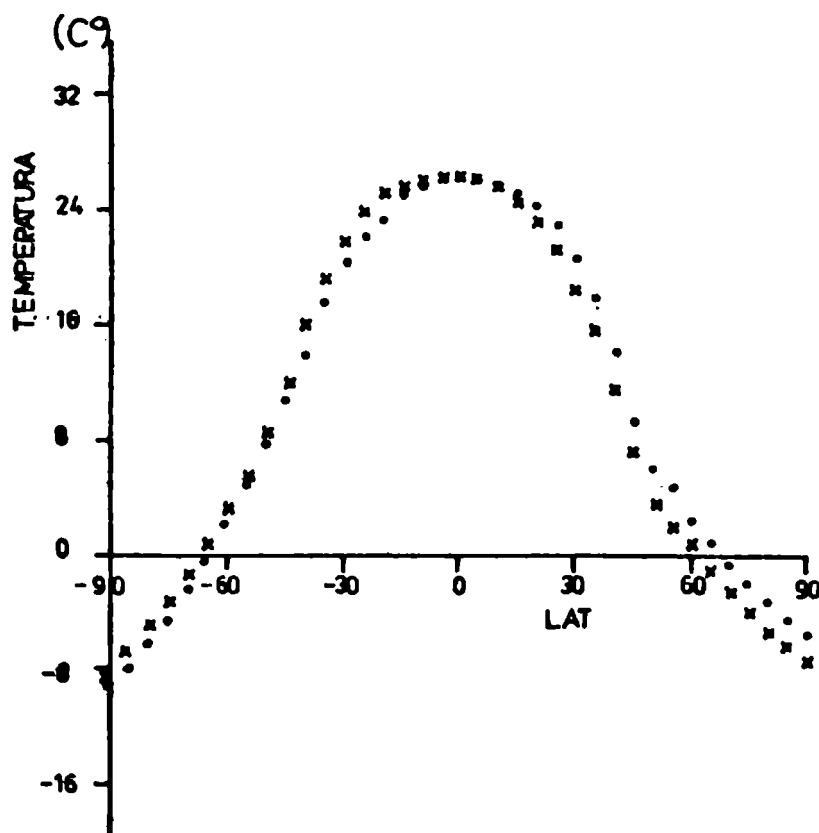


Figura 1: Valores de la \bar{T} observada (x) y calculada (·) en un corte Polo sur-Polo norte correspondiente al mes de febrero, tomando como valor inicial la \bar{T} del mes de enero.

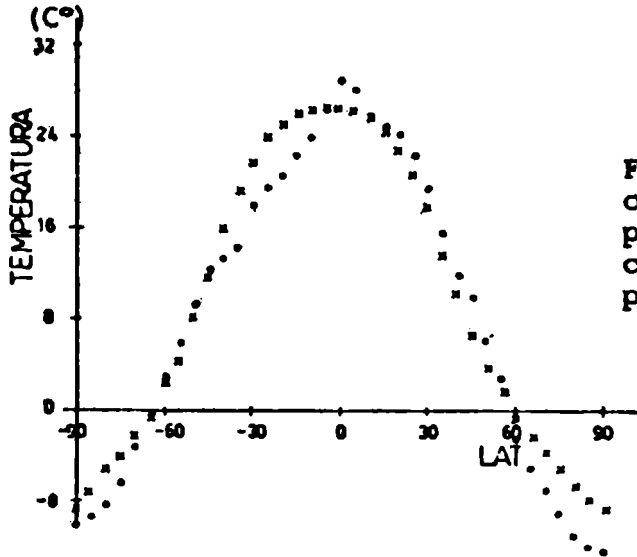


Figura 2: Valores de la \bar{T} observada (x) y calculada (·) por el experimento ii, en un corte Polo sur-Polo norte para el mes de mayo.

Figura 3: Valores de la \bar{T} observada (x) y calculada (·) por el experimento ii, en un corte Polo sur-Polo norte para el mes de agosto.

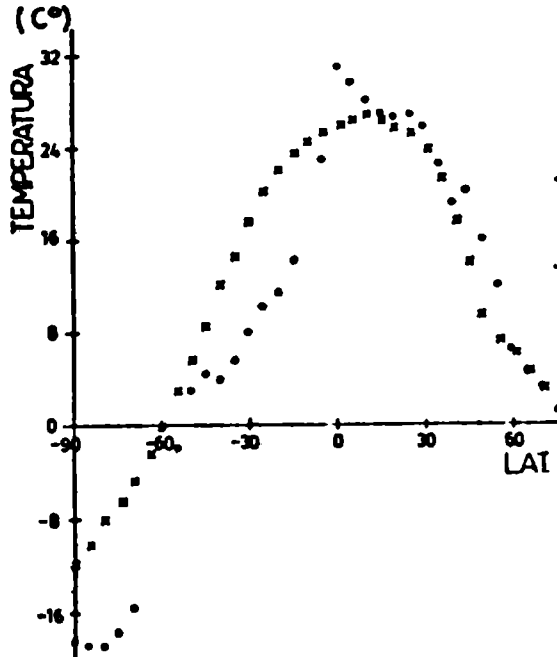
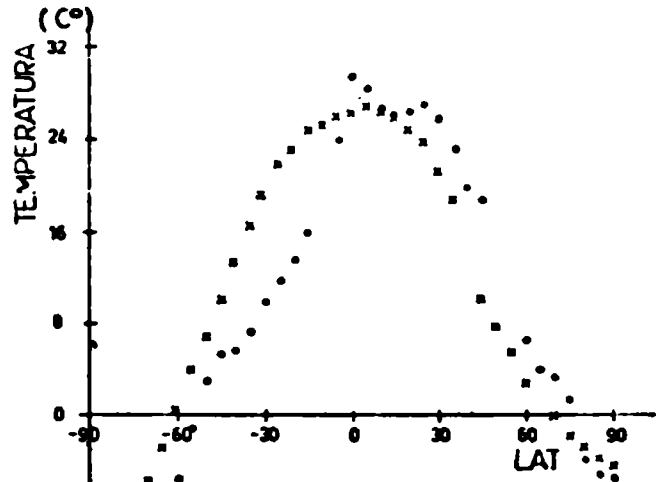


Figura 4: Valores de la \bar{T} observada (x) y calculada (·) por el experimento ii, en un corte Polo sur-Polo norte para el mes de noviembre.

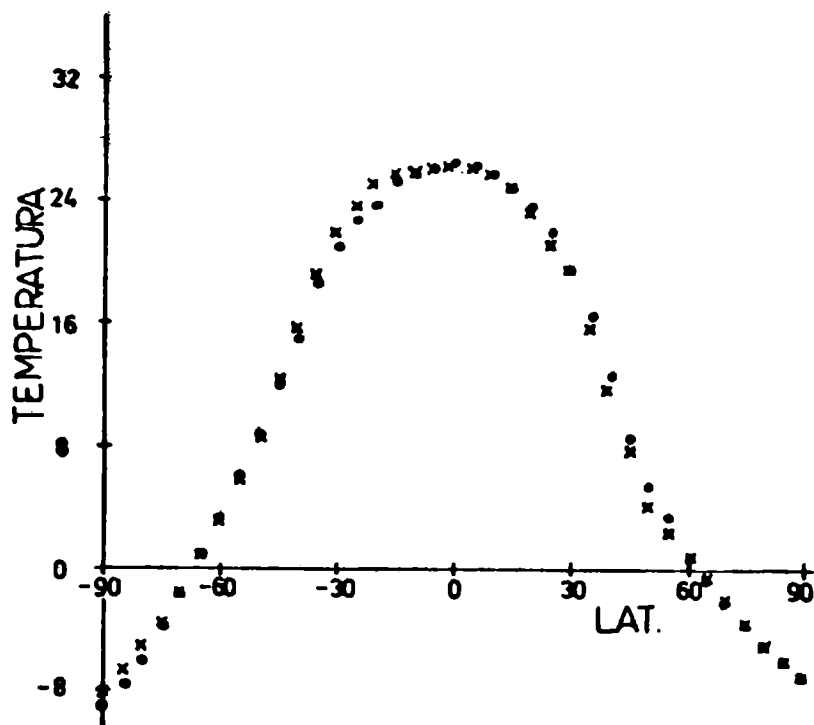


Figura 5: Valores de la \bar{T} observada (x) y calculada (·) utilizando promedios temporales en el experimento ii en un corte Polo sur-Polo norte para el mes de febrero.

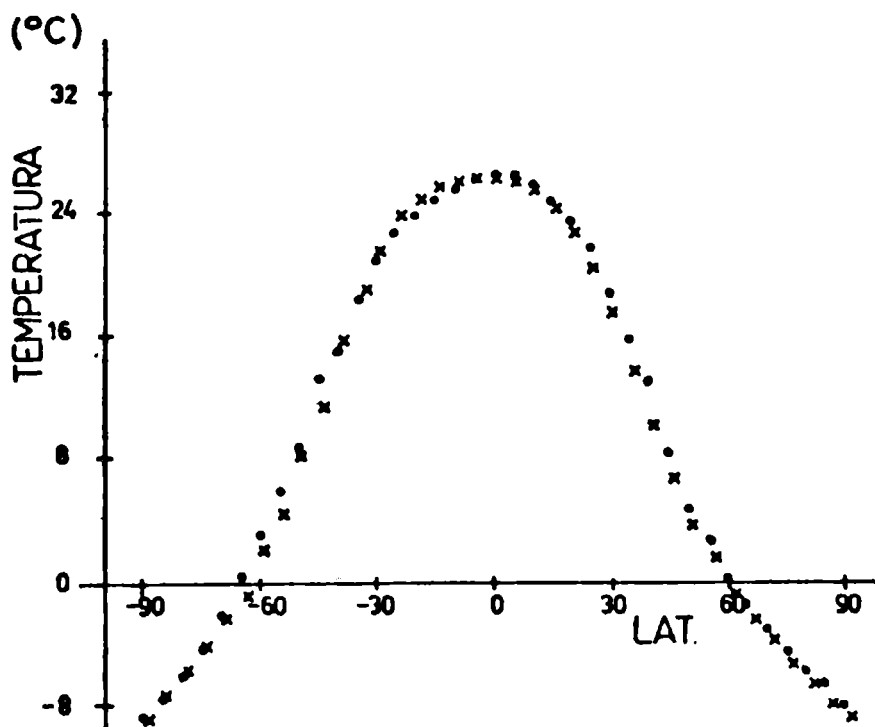


Figura 6: Valores de la \bar{T} observada (x) y calculada (·) utilizando promedios temporales en el experimento ii en un corte Polo sur-Polo norte para el mes de mayo.

Tabla 2: Variaciones de temperatura producidas por cambios en la cantidad de nubosidad, calor sensible y latente y albedo para el mes de febrero

FEBREPO		Variación de temperatura				
Variación de	Promedio HN	Promedio HS	Promedio Global	Máx obtenida	Latitud de la variación máx	
Cantidad de nubosidad(+20%)	0,0	-0,3	0,2	0,4	50°S	
Calor sensible más latente(-20%)	0,5	0,3	0,4	0,7	20°S	
Albedo(+20%)	0,0	0,3	0,1	1,1	90°S	

Tabla 3: Variaciones de temperatura producidas por cambios en la cantidad de nubosidad, calor sensible y latente y albedo para el mes de mayo

MAYO		Variación de temperatura				
Variación de	Promedio HN	Promedio HS	Promedio Global	Máx obtenida	Latitud de la variación máx	
Cantidad de nubosidad(+20%)	-0,1	-0,0	0,1	-0,3	5°N	
Calor sensible más latente(-20%)	0,3	0,4	0,4	0,8	25°S	
Albedo(+20%)	0,2	0,2	0,1	0,5	80°N	

Tabla 4: Variaciones de temperatura producidas por cambios en la cantidad de nubosidad, calor sensible y latente y albedo para el mes de agosto

AGOSTO		Variación de temperatura				
Variación de	Promedio HN	Promedio HS	Promedio Global	Máx obtenida	Latitud de la variación máx	
Cantidad de nubosidad(+20%)	-0,1	-0,3	0,2	-0,4	55°N	
Calor sensible más latente(-20%)	0,2	0,6	0,4	0,8	15°S	
Albedo(+20%)	0,2	0,0	0,1	0,7	90°N	

Tabla 5: Variaciones de temperatura producidas por cambios en la cantidad de nubosidad, calor sensible y latente y albedo para el mes de noviembre

NOVIEMBRE		Variación de temperatura				
Variación de	Promedio HN	Promedio HS	Promedio Global	Máx obtenida	Latitud de la variación máx	
Cantidad de nubosidad(+20%)	0,0	0,1	0,1	0,4	5°S	
Calor sensible más latente(-20%)	0,3	0,2	0,3	0,7	15°S	
Albedo(+20%)	0,0	0,2	0,1	1,0	90°S	

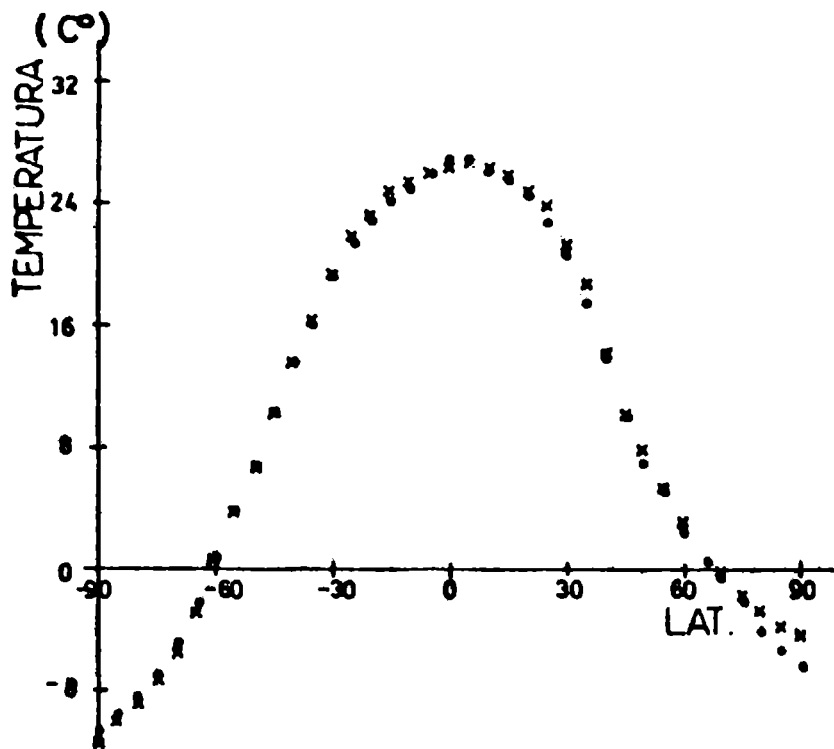


Figura 6: Valores de la T observada (x) y calculada (·) utilizando promedios temporales en el experimento ii en un corte Polo sur-Polo norte para el mes de agosto.

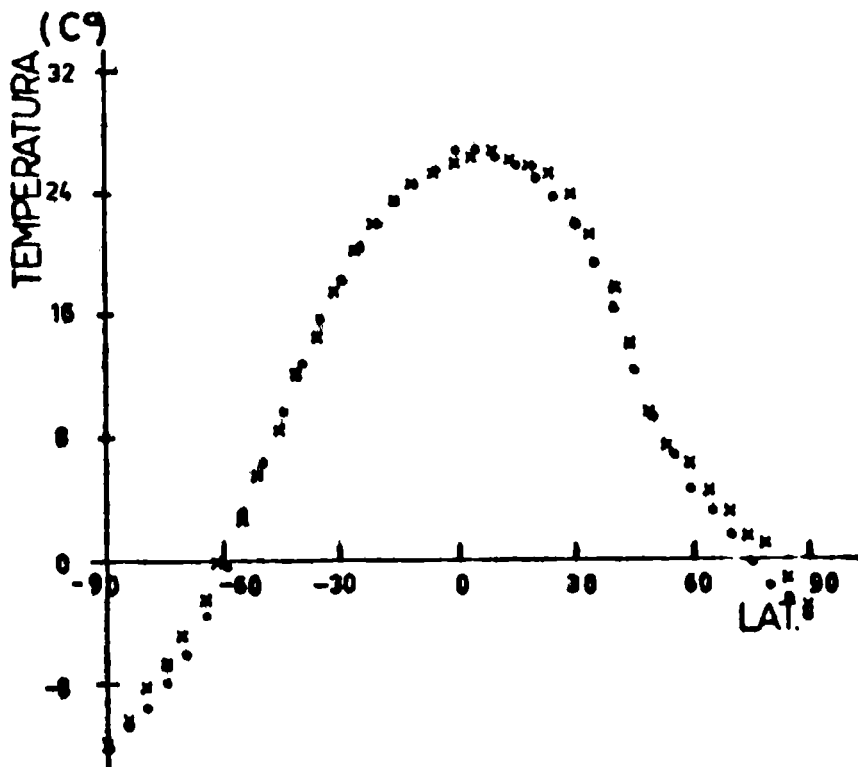


Figura 8: Valores de la T observada (x) y calculada (·) utilizando promedios temporales en el experimento ii en un corte Polo sur-Polo norte para el mes de noviembre.

SIMULACION NUMERICA DE CRECIMIENTO DE GRANIZOS

Luisa Lubart, Lilliana Dessimone* y Laura Levi*

Servicio Meteorológico Nacional

***Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas**

Buenos Aires, Argentina

RESUMEN

Se desarrolla un modelo numérico de crecimiento de granizo modificando y ampliando un modelo previo de crecimiento de "graupel". La primera etapa se inicia simulando el crecimiento de un cono con distintos ángulos de abertura y se continúa pasando de la forma cónica a la esférica hasta completar las dimensiones del embrión. La segunda etapa de la simulación calcula la formación de las sucesivas capas de crecimiento del granizo. El modelo se hace correr para diferentes temperaturas del aire, contenido de agua líquida y radio de la gota congelada alrededor de la cual crece el cono inicial. Se aplica el modelo a un granizo natural recogido en la Ciudad de Córdoba.

ABSTRACT

A hailstone growth model is developed by modifying and extending a previous one for embryo growth. The model simulates the growth of a conical graupel which subsequently changes into a spherical shape and continues as a sphere until the embryo formation is completed. This embryo is next used as a center to simulate the growth of successive hailstone layers. Several runs were made for different values of the parameters such as air temperature, liquid water content and size of the frozen droplet about which the conical graupel grows. The model is applied to simulate the growth of a previously analysed hailstone collected in Córdoba City.

1. INTRODUCCION

En un trabajo anterior (Lubart y Levi, 1984), se desarrolló un modelo numérico para el cálculo de crecimiento de embriones de granizo de tipo "graupel" en el cuál se supone que el embrión mantiene su forma esférica durante todo su crecimiento.

El análisis, en nuestro laboratorio, de varios lotes de granizos naturales señala que la mayoría de los embriones presentan inicialmente una forma cónica y adquieren luego una forma esférica. Con el objeto de tener en cuenta esta característica predominante se modificó el modelo anterior simulando un crecimiento más acorde con los lotes analizados.

2. DESARROLLO DEL MODELO

2.1. 1ª etapa de crecimiento del embrión: cono inicial

En esta etapa se simula el crecimiento de un cono partiendo de una gotita congelada con distintos radios iniciales. Para el cálculo del volumen y del área de la superficie de la partícula consideramos a ésta igual a la suma de un cono recto más un casquete esférico. Si llamamos Ω al volumen y σ al área de la superficie de la partícula y expresamos la altura (h), la generatriz (l) y la diferencia ($h_1 = l - h$) en función del radio de la base (R) y del ángulo de apertura (θ), obtenemos las siguientes ecuaciones:

$$\Omega = 4/3 \pi R^3 A_V \quad (1) \quad \sigma = \pi R^2 A_S \quad (2)$$

$$A_V = \frac{\text{sen}^3 \theta/2}{\text{sen}^2 \theta} \quad (3) \quad A_S = \frac{\text{sen} \theta + 4 \text{sen}^2 \theta/2}{\text{sen}^2 \theta} \quad (4)$$

Teniendo en cuenta la (1) la velocidad terminal de caída V para un cuerpo cónico que cae en un fluido queda expresada por:

$$V = \frac{8 g \rho_g R (A_V)^{\frac{1}{2}}}{3 \rho_a C_D} \quad (5)$$

donde:

g : aceleración de la gravedad

ρ_g y ρ_a : densidad del "graupel" y del aire, respectivamente

R : radio de la base del cono

C_D : coeficiente de arrastre

Para cada valor de R se calcula C_D mediante un método de aproximaciones sucesivas, análogo al utilizado en el trabajo anterior (Lubart y Levi, 1982), teniendo en cuenta la relación funcional empírica entre C_D y el número de Reynolds (R_e) para partículas cónicas con $20 < R_e < 10^5$ (List y Schemenauer, 1971; Heymsfield, 1978).

La temperatura de superficie T_s del cono se calcula de la ecuación de balance calórico que se establece cuando una partícula crece por acreción de gotitas (Mason, 1971).

En los términos de la velocidad de intercambio de calor por conducción y convección forzada y por difusión interviene la relación entre el área del cono y el diámetro máximo de la sección eficaz perpendicular al flujo, la cuál puede escribirse en forma simplificada:

$$\sigma / 2R = \pi R A_s / 2 \quad (6)$$

La expresión de la temperatura de superficie T_s resulta:

$$T_s = \frac{ERVw(L_f + c_w(T_a - T_o) + c_l T_o) + A_s / 2 (D L_s Sh(\rho_{va} - \rho_{vs}) + k T_a Nu)}{A_s / 2 k Nu + ERVw c_l} \quad (7)$$

donde L_f y L_s son los calores latentes de fusión y sublimación, c_w y c_l los calores específicos del agua y del hielo, T_a y T_o las temperaturas del aire y de fusión del hielo, ρ_{va} y ρ_{vs} las densidades de vapor de agua en el aire y en la superficie, Sh y Nu los números de Sherwood y Nusselt, D el coeficiente de difusión del agua en el aire y k la conductividad térmica del aire.

2.2. 2ª. etapa de crecimiento del embrión

Una vez que el cono alcanza dimensiones comparables a las que se obtienen en las muestras analizadas, el modelo pasa de la forma cónica a la esférica hasta completar las dimensiones del embrión.

Los valores iniciales de la densidad de la partícula esférica y de la temperatura del aire coinciden con los calculados en el último paso de la etapa 2.1. El valor del radio inicial se determina calculando el radio de la esfera equivalente al volumen del cono, es decir igualando ambos volúmenes:

$$\frac{4}{3} \pi R_c^3 A_v = \frac{4}{3} \pi R_e^3 \quad (8)$$

donde:

R_c : radio alcanzado por el cono al final de la etapa 2.1.

R_e : radio de la esfera equivalente que resulta igual a:

$$R_e = R_c (A_v)^{1/3} \quad (9)$$

Con la modificación introducida al modelo los cálculos de los diferentes parámetros continúan aún para $T_g = 0^\circ\text{C}$ (Crecimiento húmedo). En este caso el modelo permite calcular el contenido de agua líquida en exceso que no alcanza a congelar, formándose el llamado "crecimiento esponjoso" (Mason, 1971).

2.3. Crecimiento de las capas del granizo

En esta etapa se amplía el modelo para calcular los diferentes parámetros en las sucesivas capas que forman el granizo, supuesto esférico. Los valores estimados de T_g y calculados de w que se introducen como datos en el modelo de crecimiento de cada capa, se obtienen previamente mediante el análisis de la estructura cristalina de las capas, en muestras de granizo natural.

3. RESULTADOS OBTENIDOS

El modelo se aplica para distintos valores de los parámetros: temperatura del aire $-10 > T_g > -25^\circ\text{C}$; contenido de agua líquida $1 < w < 4 \text{ g/m}^3$; radio inicial de la gota $0,1 < R_0 < 1 \text{ mm}$ y ángulo de abertura del "graupel" cónico $\theta = 30,35$ y 45° .

De los diferentes casos estudiados se discuten dos ejemplos:

3.1. Crecimiento a T_g y w constantes

Simulación de un crecimiento en el cuál se mantienen constantes $T_g = -10^\circ\text{C}$ y $w = 2 \text{ g/m}^3$ en las distintas etapas. En la Fig.2 se grafican los resultados obtenidos para los parámetros estudiados. El radio inicial de la gota es $R_0 = 0.2 \text{ mm}$ y la partícula cónica se hace crecer hasta que adquiere un radio de 2 mm a los 9 min. Luego se continúa con la etapa esférica. Se observa que para $t = 18 \text{ min}$ y $R = 5,7 \text{ mm}$, T_g alcanza 0°C (crecimiento húmedo) manteniéndose en ese régimen durante 4 min hasta la suspensión del crecimiento.

3.2. Crecimiento a T_g y w variables

Los granizos naturales analizados muestran que las distintas etapas de crecimiento se forman en diferentes condiciones ambientales de temperatura y contenido de agua líquida. El modelo se aplica a un granizo natural de $R = 12 \text{ mm}$. La Fig.3 muestra la sección del mismo fotografiado en luz natural (3.a) y entre polaroides cruzados (3.b).

El análisis de estructura cristalina ha permitido estimar T_g y calcular w para el embrión y para las dos capas de crecimiento. La Tabla I resume estos valores que son los que se introducen como datos en el modelo de crecimiento. Se agregan en la última columna las alturas que corresponden a las temperaturas T_g calculadas aplicando el modelo de Hirsch modificado (Ghidella y Saluzzi, 1979).

Tabla I

	Crecimiento	T_g ($^\circ\text{C}$)	w (g.l^{-3})	R_{final} (mm)	h (k.m)
Embrión	Cónico	-15	3	2,2	7,3
	Esférico	-10	3	5,8	6,5
	Capa I	-20	2	7,5	8,0
	Capa II	-24	4	12,0	8,6

Los valores de la temperatura T_a que se observan en la Tabla I indican que el embrión sufre un descenso en la nube al pasar de cónico a esférico, el cuál puede relacionarse con la transición de la piedra desde una a otra celda. Debe notarse a este propósito, que el valor de la corriente ascensional, en la cuál se formó el embrión del granizo, debería ser inferior a 10 ms^{-1} , es decir mucho menor que el obtenido para la corriente ascensional principal aplicando el modelo de Hirsch. El subsiguiente ascenso del granizo desde 6,5 hasta 8,5 km de altura puede relacionarse con la penetración de la piedra en la corriente ascensional principal donde las velocidades tienen valores mayores a 30 ms^{-1} . Con respecto a los valores calculados de w éstos son algo inferiores a los que resultarían aplicando el modelo de Hirsch, donde w alcanza el valor de 4 gm^{-3} , siendo aproximadamente iguales entre sí en la última capa.

La Fig.4 es una representación gráfica de los valores obtenidos para los parámetros cuando se simula el crecimiento de un granizo natural. En este caso los valores de T_a y w varían al pasar de una etapa a la otra. Esas variaciones se hacen en forma gradual, durante los últimos pasos de cada etapa, para "suavizar" las correspondientes oscilaciones de los valores de los diferentes parámetros. No obstante T_s experimenta oscilaciones considerables como consecuencia de las variaciones de T_a .

Es interesante notar que, en la etapa cónica, la densidad se mantiene muy baja ($0,2 < \rho < 0,4 \text{ g/cm}^3$), aumenta abruptamente hasta alcanzar su valor máximo de $0,9 \text{ g/cm}^3$ al promediar la etapa esférica y se mantiene constante hasta suspender el crecimiento.

4. CONCLUSIONES

Los resultados obtenidos muestran que las características de crecimiento de un embrión cónico no difieren fundamentalmente de las obtenidas en el trabajo anterior, en el cuál se utilizó un modelo de crecimiento de embrión esférico. En ambos casos la densidad del "graupel" puede ser sensiblemente menor que $0,9 \text{ g/cm}^3$ para radios pequeños ($R < 2 \text{ mm}$), pero aumenta gradualmente y se mantiene próximo a $0,9 \text{ g/cm}^3$, en todo el crecimiento posterior.

La simulación de crecimiento de un granizo real ha permitido comprobar que la introducción en el modelo de magnitudes derivadas del análisis cristalográfico da lugar a resultados plausibles con respecto al tiempo de crecimiento y a la velocidad de caída del granizo en las diferentes etapas. En efecto, tiempos de 15 a 25 minutos y velocidades entre 20 y 30 ms⁻¹ como los obtenidos en las últimas etapas son comparables al tiempo de desarrollo y evolución y a las velocidades máximas de las corrientes ascensionales en nubes convectivas.

Agradecimiento: Las autoras agradecen a la Lic. María Victoria Carrilho por su colaboración en la modificación del programa.

BIBLIOGRAFIA

- Ghidella, M. y Saluzzi, M.E., 1979: Estudio de un modelo numérico de nube convectiva; *Geoacta* 10, 111-122.
- Heymsfield, A.J., 1978: The Characteristics of Graupel Particles in Northeastern Colorado Cumulus Congestus Clouds; *J.Atmos.Sci.* 35, 284-295.
- List, R. y Schemenauer R., 1971: Free-Fall Behaviour of Planar Snow crystals, Conical Graupel and Small Hail; *J.Atmos.Sci.* 28, 110-115.
- Lubart, L. y Levi, L., 1984: Crecimiento de embriones de granizo de tipo "graupel"; *Geoacta* 12, 157-167.
- Mason, B.J., 1971: *The Physics of Clouds*; Clarendon Press-Oxford, p. 351-352.

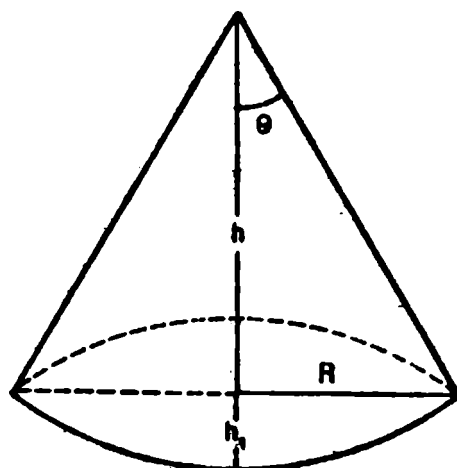


Fig.1: Esquema del cono esférico

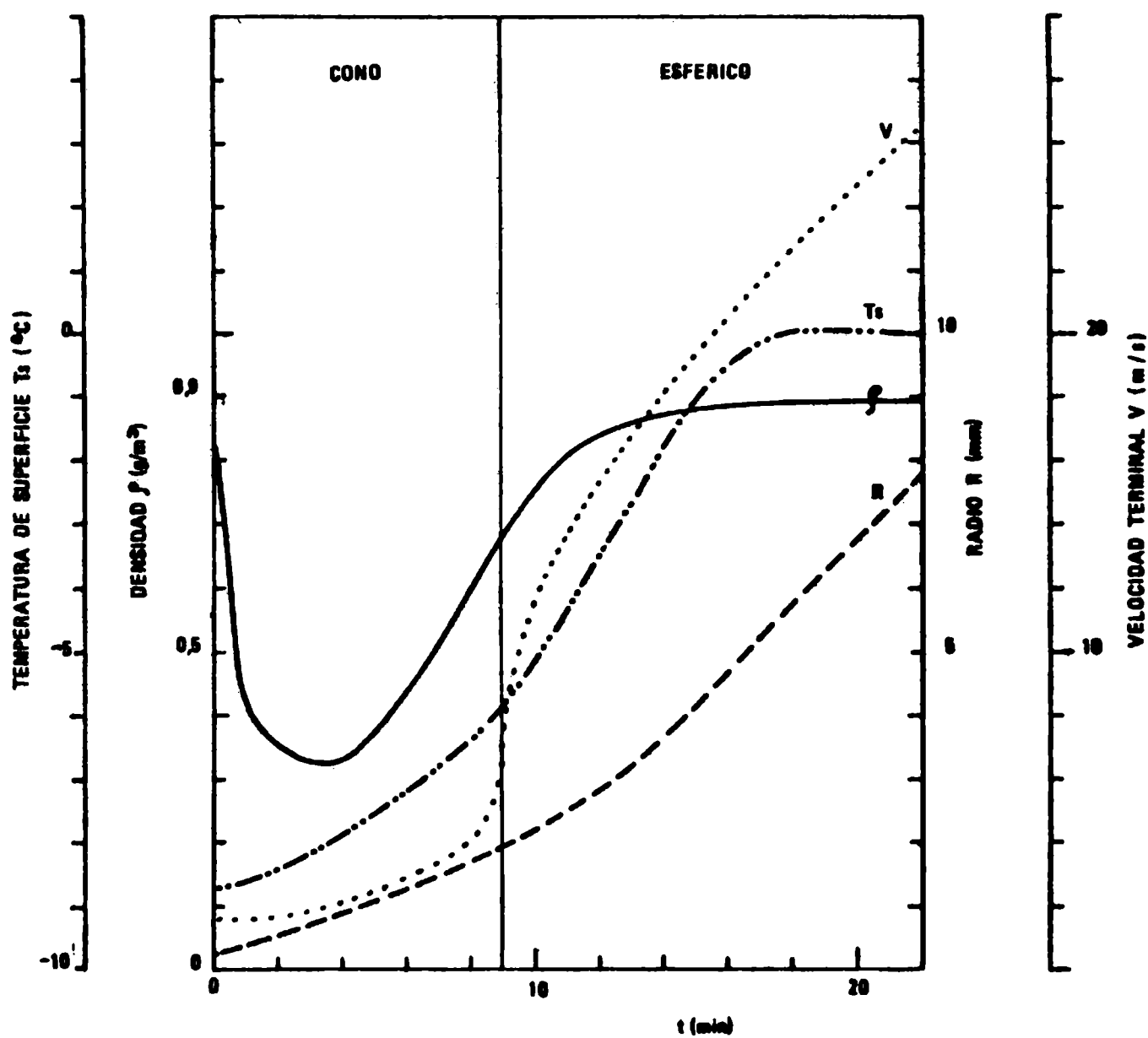
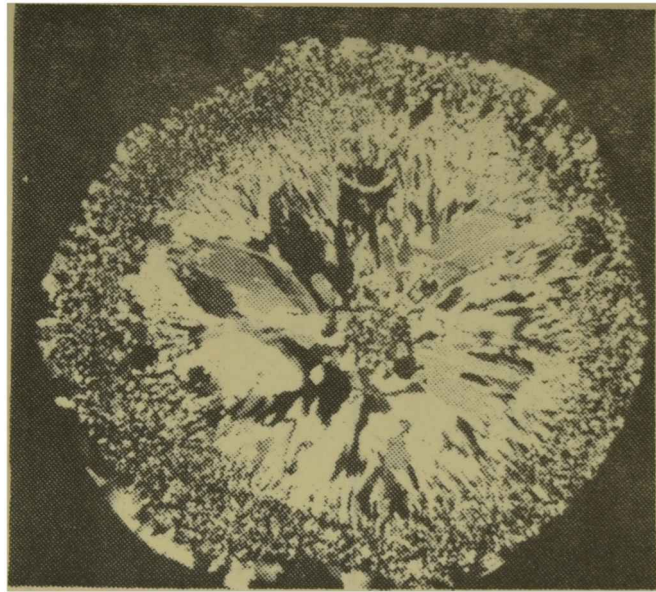
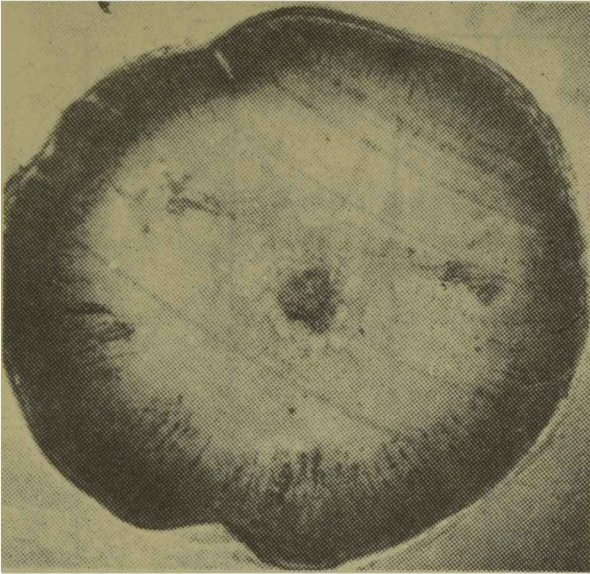


Fig.2: Variación del radio, densidad, temperatura de superficie y velocidad terminal de caída en función del tiempo para $T_{\infty} = -10^{\circ}\text{C}$ y $w = 2 \text{ g}\cdot\text{m}^{-3}$.



(a)

(b)

Fig.3: Sección de un granizo X 56

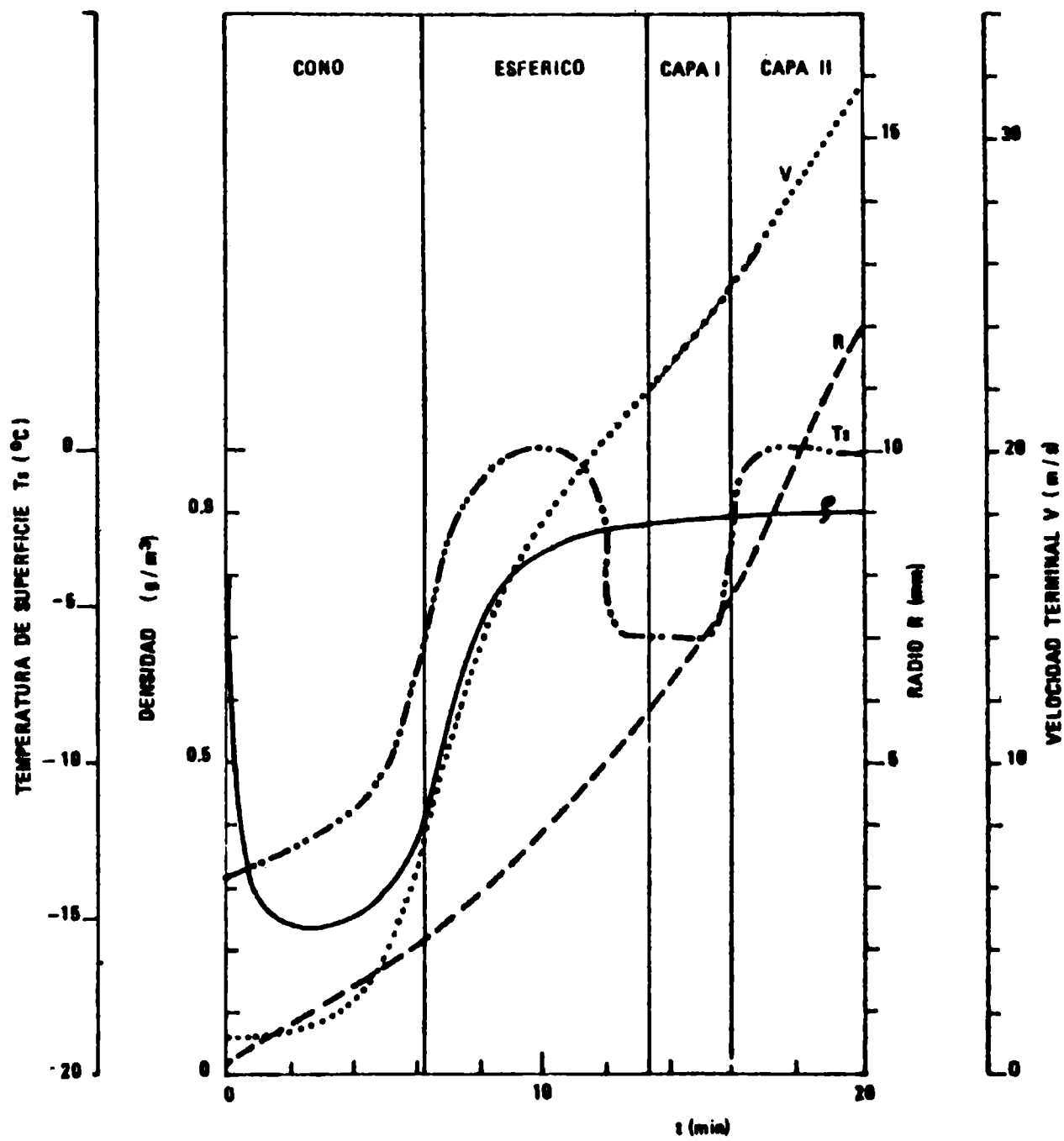


Fig.4: Idem Fig.2 excepto que T_s y w varían de acuerdo a los valores indicados en la Tabla 1.

MODELO TEORICO DE CONCENTRACION DE CO₂

EN LA BAJA TERMOSFERA

Silvia Duhau¹ y Alejandro de la Torre

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

Se calcula numericamente el perfil de densidad de CO₂ en la baja termósfera en condiciones de baja actividad solar. Para ello, la condición de contorno superior es cuidadosamente analizada, así como la influencia de la variabilidad de la concentración del O⁺ sobre los perfiles de CO₂. Finalmente, se comparan los resultados obtenidos con los debidos a otros modelos teóricos y con las mediciones actualmente disponibles.

ABSTRACT

Theoretical computations of CO₂ density profiles are made for the low thermosphere during low solar activity conditions. That for, the upper boundary condition is carefully analyzed and the influence of the variability of the O⁺ concentration in the CO₂ profiles is estimated. Results are compared with other theoretical models ones, and with the available experimental results.

¹ Miembro de la Carrera de Investigador del CONICIT

INTRODUCCION

En los últimos años, varios autores han elaborado modelos teóricos de concentración de dióxido de carbono fuera de la conocida zona de equilibrio de mezcla, es decir, en la termósfera (Hays y Olivero, 1970; Wofsy y otros, 1972; Whitten y otros, 1973; Hunt, 1973; Trinks y Fricke, 1978). En esta región recientes mediciones de Offermann y otros (1981) revelan perfiles de densidad inferiores a los correspondientes a una situación de equilibrio difusivo para el CO_2 , lo cual es explicable a partir de la importancia de los procesos fotoquímicos de pérdida de esta especie en la región E.

En todos los trabajos teóricos mencionados, son fijadas dos condiciones de contorno: una inferior, en la base de la región E y otra superior en la baja región F. La primera reproduce el valor de densidad de CO_2 correspondiente a una distribución de equilibrio de mezcla con todos los demás componentes atmosféricos; para fijar la segunda condición de contorno, los distintos autores realizaron diferentes estimaciones del flujo de moléculas de CO_2 a altitudes donde la concentración de esta especie neutra es relativamente despreciable.

En el presente trabajo, esta última condición y los principales procesos de pérdida de CO_2 consistentes en la fotodisociación y las colisiones con átomos de O^+ serán discutidos y analizados. Como lamentablemente la densidad de esta especie iónica es en la actualidad escasamente conocida, se estima además la influencia de su variabilidad en el perfil de densidad de CO_2 calculado.

ALGUNAS CONSIDERACIONES SOBRE MODELOS DE DENSIDAD DE CO_2

Los trabajos teóricos de concentración de CO_2 usualmente consisten en el sistema acoplado de las ecuaciones de difusión y de continuidad. Este sistema es a menudo resuelto simultáneamente para el CO_2 , CO y en algunos casos además para el CH_4 -el CO es un producto de fotodisociación del CO_2 y las moléculas de OH resultantes de la fotodisociación del H_2O se combinan con monóxido de carbono reobteniéndose CO_2 . La ecuación de difusión es resuelta en la direc

ción vertical para la densidad de CO_2 , $n(\text{CO}_2)$, y para el flujo de estas moléculas, $\Phi(\text{CO}_2)$, aunque en algunos casos $n(\text{CO}_2)$ es sustituida por algún cociente adimensional del tipo $n(\text{CO}_2)/n'$, donde n' representa la densidad total o la de algún otro constituyente de referencia, como el N_2 o el Ar. En la sección anterior ya se mencionó el valor de equilibrio de mezcla que se toma para $n(\text{CO}_2)$ en la mesopausa (Offermann y otros, 1981), luego el procedimiento numérico habitual es iterar la integración del sistema de ecuaciones hasta que algún valor estimado a priori de $\Phi(\text{CO}_2)$ en la región F es obtenido.

Como hasta la actualidad no han sido medidos perfiles de $\Phi(\text{CO}_2)$, los modelos disponibles incluyen diversas estimaciones de este parámetro en la región F, como por ejemplo $\Phi(\text{CO}_2)$ igual a cero o al producto de la escala de altura por la velocidad de pérdida de moléculas de CO_2 debido a procesos fotoquímicos. Esta última estimación supone una resolución aproximada de la ecuación de continuidad.

Finalmente, con respecto a la producción y pérdida de moléculas de CO_2 en procesos fotoquímicos, los modelos mencionados han considerado los siguientes procesos:



a los cuales Hunt (1973) agregó la reacción



Trinks y Fricke (1978) estimaron la importancia de estos procesos y hallaron que por encima de una altitud de 90 km las reacciones de producción - (1) y (2) - son irrelevantes y que la fotólisis y la reacción con O^+ - (3) y (4) - parecen explicar la desviación de una distribución de equilibrio difusivo observada en el perfil medido. Por lo tanto, es posible calcular concentraciones de CO_2 independientemente de los otros componentes del carbono. Esto es lo que se ha hecho en el presente trabajo, donde las ecua-

ciones de difusión y continuidad fueron resueltas usando un método de integración numérica de segundo orden (método de Runge-Kutta). Las consideraciones más importantes de los modelos mencionados en función del presente trabajo, han sido sintetizadas en la Tabla 1.

LAS CONDICIONES DE CONTORNO

La evaluación de la concentración de CO_2 fue realizada en un intervalo de altura que comprende el rango medido: 80 a 160 km. Para ello, fue resuelto el sistema usual de ecuaciones de difusión y de continuidad (ver p. e. Trinks y Fricke, 1978).

Las condiciones de contorno fueron tomadas a 80 y 260 km de altura respectivamente. Fue fijada en el límite inferior una densidad igual al valor de equilibrio de mezcla, la cual es una buena suposición de acuerdo a los resultados de Hays y Olivero (1970).

La condición correspondiente al límite superior fue seleccionada de la siguiente manera: fue observado que si se fijaba a priori $n(\text{CO}_2)=0$ a 260 km un único valor de ϕ , llamémoslo $\phi_{260}(n_{260})$ era capaz de ajustar el perfil de densidades de CO_2 al valor de equilibrio de mezcla a 80 km. Análogamente, fijando $\phi(\text{CO}_2)=0$ a 260 km, era necesario un valor específico de densidad a esa altura, $n_{260}(\phi_{260})$, para nuevamente obtener el valor de $n(\text{CO}_2)$ conocido a 80 km. Estos dos casos límites comprenden un infinito número de pares posibles $(n(\text{CO}_2), \phi(\text{CO}_2))$ a 260 km -estando n y ϕ mutuamente correlacionados-, quedando solamente la condición de contorno inferior - n a 80 km- por fijar. La solución obtenida resulta además muy sensible a pequeñas modificaciones en cualquiera de las dos variables a 260 km, cuando se viola la correlación entre ambas antes mencionada. Dicha pequeña modificación produciría un corrimiento de todo el perfil de $n(\text{CO}_2)$ en forma casi independiente con la altura entre 80 y 180 km.

Como cualquiera de los posibles pares $(n(\text{CO}_2), \phi(\text{CO}_2))$ elegido a 260 km produce el mismo perfil de densidad por debajo de 180 km -y lógicamente hasta los 80 km-, resultan todos ellos equivalentes como condición inicial en la integración de las ecuaciones a fin de pretender una solución unívoca entre 80 y 180 km.

DATOS Y PARAMETROS DEL PRESENTE MODELO

Debido a que los procesos de pérdida de CO_2 son el motivo de la desviación de la distribución de esta especie del equilibrio difusivo, éstos han sido cuidadosamente calculados seleccionando todos los datos para las mismas condiciones solares y atmosféricas. La densidad del CO_2 ha sido hasta la actualidad escasamente medida, y los pocos datos disponibles -provenientes de técnicas espectrométricas- corresponden principalmente a condiciones de baja actividad solar, por lo tanto el cálculo fue realizado en condiciones análogas a fin de comparar los resultados. Los perfiles experimentales seleccionados para esta comparación han sido detallados en la Tabla 2 y en la Figura 1. En los tres vuelos las densidades de los constituyentes neutros mayoritarios N_2 , O_2 y O han sido medidos simultáneamente con el CO_2 . Con respecto a los vuelos S75 B y B2-1, el modelo de Jacchia (1977) reproduce adecuadamente los datos de los constituyentes mayoritarios dentro del error experimental, pero dicho modelo difiere considerablemente de los datos de densidades neutras obtenidos en la experiencia de Aladdin (Trinks y otros, 1978), fundamentalmente alrededor de la región E -ver Figura 2-.

Los perfiles de temperatura neutra utilizados en el cálculo corresponden al modelo de atmósfera de Jacchia (1977). Los coeficientes de difusión y de difusión turbulenta del CO_2 en la atmósfera han sido obtenidos de la U. S. Standard Atmosphere (1976) y de Banks y Kockarts (1973). Las eficiencias de las secciones eficaces fotoquímicas y los coeficientes de reacciones son los mismos que utilizaron Trinks y Fricke (1978) y los flujos solares corresponden a las mediciones de Manson (1976), Higgins (1976) y Torr y otros (1980).

Las densidades de O^+ han sido tomadas de las mediciones hechas a baja actividad solar por Johnson (1966) para alturas mayores que 140 km. Para completar el perfil por debajo de esta altitud, la densidad de O^+ fue evaluada suponiendo equilibrio fotoquímico (Azpiazu y Duhau, 1982) usando las concentraciones de N_2 , O_2 y O predichas por Jacchia (1977) y medidas por Trinks y otros (1978). Cabe aquí consignar que con los datos de atmósfera neutra de estos últimos autores se obtuvo prácticamente el mismo valor calculado de O^+ a 140 km usando el modelo de Jacchia, y que además coincide dentro

del error experimental con el valor obtenido por Johnson.

DISCUSION DE LOS RESULTADOS

Los resultados obtenidos en condiciones de baja actividad solar -temperatura exosférica=800°K- han sido graficados, para facilitar su comparación, junto a los perfiles experimentales antes mencionados -ver Figura 1-. Estos resultados fueron obtenidos en el presente modelo utilizando alternativamente los datos de atmósfera neutra de Trinks y otros (1978) y los predichos por Jacchia (1977). En condiciones diurnas, aparece una diferencia en los perfiles de $n(\text{CO}_2)$ calculados en ambos casos alrededor de la región E donde el perfil de $n(\text{O}^+)$ estimado con los datos de Trinks es levemente menor que el correspondiente al modelo de Jacchia. Por esta razón es que esta diferencia no se presenta durante la noche, al tomar cualquiera de los dos conjuntos de datos atmosféricos -situación de equilibrio difusivo-. Por último, como los dos conjuntos de datos experimentales en condiciones diurnas -Aladdin y B2-1- corresponden a ángulos cenitales solares suficientemente próximos entre sí, la diferencia entre las respectivas curvas teóricas calculables a partir del presente modelo no sería apreciable en la escala de la Figura 1, considerando además que en dichos vuelos los perfiles medidos de N_2 , O_2 y O -obtenidos con idénticas técnicas de espectrometría- son bastante similares.

Cabe señalar que, debido a que los perfiles experimentales son obtenidos normalizando los datos para ajustar el valor de $n(\text{CO}_2)$ alrededor de la base de la región E de acuerdo a un equilibrio de mezcla, el acuerdo entre resultados teóricos y experimentales a estas alturas no es significativo.

Trinks y Fricke (1978) utilizaron, a fin de determinar los perfiles experimentales de la distribución de densidades de los constituyentes N_2 , O_2 , O , Ar y CO_2 , un perfil de temperatura neutra obtenido con radar de retrodispersión: este hecho podría explicar la diferencia entre resultados teóricos y experimentales alrededor de la región F media, ya que a esas alturas, las mediciones hechas con radar de la temperatura ambiente presenta valores muy diferentes de los obtenidos con otras técnicas experimentales en las que

se basa el modelo de Jacchia. Esto es confirmado por el excelente acuerdo entre nuestro modelo y los valores medidos de CO_2 por encima de la región E, donde todos los resultados experimentales de temperatura neutra coinciden. Finalmente, recientes vuelos -S75 B y B2-1- mejoran visiblemente el acuerdo con nuestros resultados teóricos también en la región E, aunque lamentablemente estos vuelos solamente alcanzan alturas de 110 y 105 km respectivamente.

Por último, en la Figura 1 ha sido graficado el perfil teórico obtenido por Hunt (1973) al mediodía. De todos los trabajos teóricos mencionados en la Tabla 1, este último es el único que incluye valores absolutos de $n(\text{CO}_2)$ por encima de los 90 km. Puede observarse que presenta valores considerablemente mayores que los obtenidos en el presente trabajo, de acuerdo al hecho de que su condición de contorno superior $\phi(\text{CO}_2)=0$ a 160 km- conduce a una sobreestimación de la densidad de CO_2 . Tal como fuera señalado anteriormente, para computar $n(\text{CO}_2)$ por debajo de 180 km es una buena elección tomar la condición de contorno superior a 260 km aproximadamente, y en ese caso es irrelevante tomar $\phi(\text{CO}_2)\geq 0$ ó $n(\text{CO}_2)\geq 0$.

BIBLIOGRAFIA

- Azpiazu, M. C. , Duhau, S. , 1982; J. Phys. D.: Appl. Phys., 15, 933-40.
- Banks, P.M. , Kockarts, G. , 1973; Aeronomy; Academic Press, New York.
- Hays, P. B. , Olivero, J.J. , 1970; Planet. Space Sci., 18, 1729-33.
- Higgins, J.E. , 1976; J. Geophys. Res., 81, 1301-5.
- Hunt, B.G. , 1973; J. Atmos. Terr. Phys., 35, 1755-98.
- Jacchia, L.G. , 1977; Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep. N° 375.
- Johnson, C.Y. , 1966; J. Geophys. Res., 71, 330-2.
- Manson, J. E. , 1976; J. Geophys. Res., 81, 1629-35.
- Offermann, D. , Friedrich, V. , Ross, P. , von Zahn, U. , 1981; Planet. Space Sci., 29, 747-64.
- Torr, M. R. , Torr, D. G. , Hinteregger, H. E. , 1980; J. Geophys. Res., 85A11, 6063-8.
- Trinks, H. , Fricke, H. K. , 1978; J. Geophys. Res., 83A8, 3883-6.

- Trinks, H., Offermann, D., von Zahn, V., Steinhauer, C., 1978; J. Geophys. Res., 83A5, 2169-76.
- Whitten, R. C., Sims, J. S., Turco, R. P., 1973; J. Geophys. Res., 78, 5362-74.
- Wofsy, S. C., Mc Donnell, L., Mc Elroy, M. B., 1972; J. Geophys. Res., 77, 4477-93.

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

- Fig. 1: Comparación de perfiles experimentales y teóricos obtenidos con el presente modelo de la densidad de CO₂ para condiciones diurnas, usando los datos atmosféricos de Trinks y otros (1978)(T) y los debidos al modelo de Jacchia (1977) (J77), así como los correspondientes a condiciones de equilibrio difusivo. El perfil teórico calculado para el mediodía por Hunt (1973), ha sido también incluido.
- Fig. 2: Concentraciones de las especies atmosféricas mayoritarias N₂, O₂ y O medidas por Trinks y otros (1978) y predichas por el modelo de atmósfera neutra de Jacchia (1977).
- Tabla 1: Síntesis comparativa de los principales aspectos de los modelos teóricos de densidad de CO₂, en función del modelo presentado en este trabajo.
- Tabla 2: Principales condiciones solares y atmosféricas en las cuales los perfiles experimentales de densidad de CO₂ seleccionados en este trabajo han sido medidos.

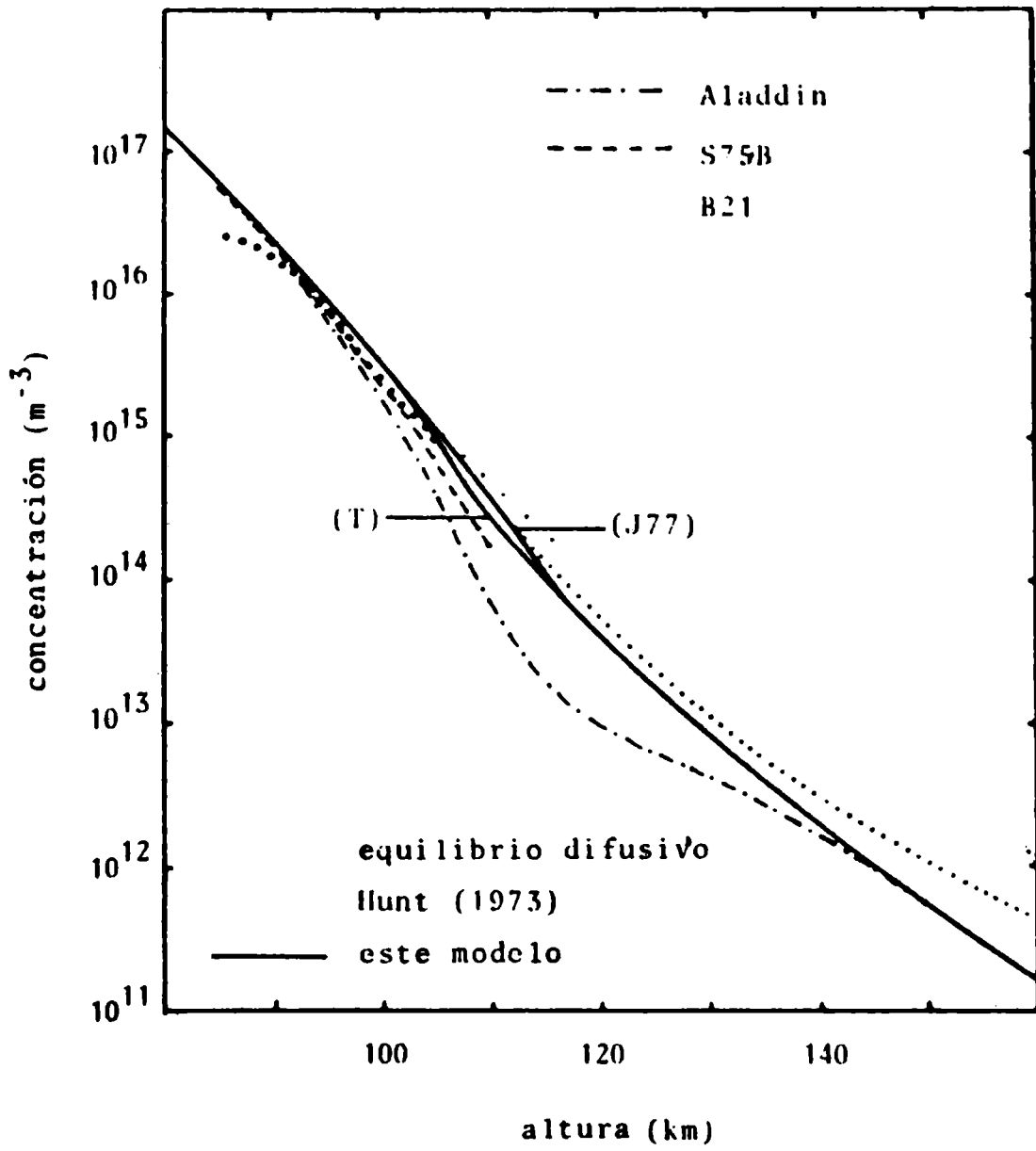


Figura 1

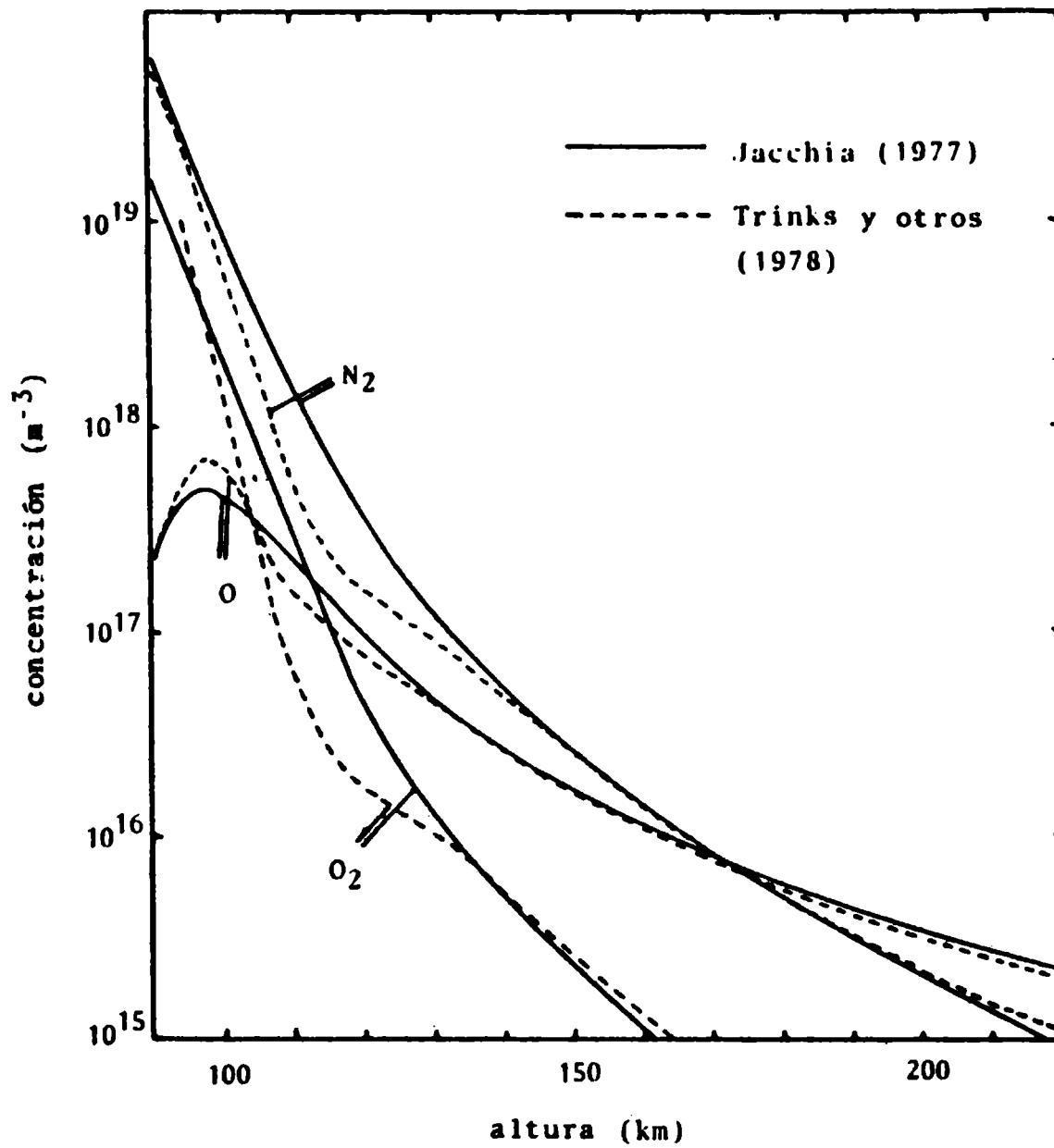


Figura 2

	Hays y Olivero (1970)	Wofsy (1972)	Whitten y otros (1973)	Hunt (1973)	Trinks y Fricke (1978)
Componentes calculados simultáneamente	CO ₂ y CO	CO ₂ , CO y CH ₄	CO ₂ , CO, CH ₄ y otros compuestos del carbono	varios constituyentes atmosféricos e ionosféricos, incluyendo CO, CO ₂ y CH ₄	CO ₂ y Ar
Rango de integración (km)	12 a 200	0 a 120	10 a 90	60 a 160	80 a 180
Parámetro calculado	$n(\text{CO}_2)/n_{\text{total}}$	$n(\text{CO}_2)/n_{\text{total}}$	$n(\text{CO}_2)$	$n(\text{CO}_2)$	$n(\text{CO}_2)/n(\text{Ar})$
Condiciones de contorno para el CO ₂ a la altura z (km)	$n(\text{CO}_2)/n_{\text{total}} = 3.145 \cdot 10^{-4}$, a $z=12$ (*)	$\phi = \text{esc. de alt. atmosf. por la veloc. de pérdida en procesos fotoquím.}$, a $z=120$, y $n(\text{CO}_2)/n_{\text{total}} = \text{eq. mez. a } z=0$	$\phi=0$ a $z=120$, y $n(\text{CO}_2) = 3 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^{-3}$, a $z=10$	$\phi=0$ a $z=160$, y $n(\text{CO}_2)/n_{\text{tot.}} = 3.14 \cdot 10^{-4}$ a $z=58$	$\phi = \text{esc. de alt. del CO}_2 \text{ por la veloc. de pérdida en procesos fotoquím.}$ a $z=180$, y $n(\text{CO}_2)/n_{\text{total}} = 0.0335$ a $z=80$

(*) En este caso, el flujo fue calculado integrando a priori la ecuación de continuidad suponiendo una distribución de equilibrio para el CO₂.

Tabla 1

Satélite	Referencia	F _{10.7}	K _p	A _p	Rango de altura	Hora (UT)	Angulo cenital solar
ALADDIN 74	Trinks y Fricke (1978)	89	3 ⁺	19	92.5-150	2016	43°
B2-1	Offermann y otros (1981)	72	2 ⁺	20	86.5-105	1530	17°
S75 B	Offermann y otros (1981)	98	4	27	85-110	0125	condic. noct.

Tabla 2

INESTABILIDADES HIDROMAGNETICAS

EN EL VIENTO SOLAR

Silvia Duhau¹ y Alejandro de la Torre

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires.

Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

Recientemente, uno de los autores introdujo un nuevo modelo constitutivo para el plasma de baja densidad, el cual incluye un acoplamiento entre las variables termodinámicas de los electrones y de los iones. El flujo de calor de los electrones es mucho mayor que el de los iones en el viento solar, por lo tanto este acoplamiento implica un cambio sustancial en la dinámica del sistema. En el presente trabajo el modelo es utilizado para predecir las ondas hidromagnéticas en el viento solar. Se muestra la relación de dispersión para estas ondas, la que revela la presencia de seis modos propios en lugar de los tres predichos por todos los modelos anteriores. Se obtienen además las condiciones de inestabilidad de los mismos.

ABSTRACT

In a recent work by one of the authors, it was presented a new low density plasma constitutive model which considers the coupling between the thermodynamic variables of ions and electrons. As the heat flux transported by the electrons in the solar wind is considerable greater than that carried by ions, this coupling implies a basic change in the dynamic aspects of this system. In the present work, the model is used in predicting hydromagnetic waves in the solar wind. The dispersion relation is presented, which implies the existence of six modes of oscillation instead of the three predicted by the precedent models. The instability conditions are also discussed.

¹ Miembro de la Carrera de Investigador del CONICIT

INTRODUCCION

Los modelos hidrodinámicos propuestos hasta el presente para el estudio de inestabilidades y ondas en el viento solar -VS-, no tienen en cuenta el flujo de calor de los electrones que es, en ese medio, mucho mayor que el de los iones (ver p.e. Duhau, 1979).

Todos los modelos hidrodinámicos predicen basicamente las mismas inestabilidades, siendo el resultado que en el rango de temperaturas y campos electromagnéticos presentes en el VS, la única inestabilidad hidrodinámica que podría estar excitada es la de "firehose", y solo en los infrecuentes eventos para los cuales $T_{\perp} > 2 T_{\parallel}$ y T_{\perp} son las temperaturas iónicas en la dirección paralela y perpendicular respectivamente al campo magnético- (ver p.e. Burlaga, 1971; Duhau, 1974).

Recientemente Duhau (1984) -de aquí en más D84- introdujo un modelo hidrodinámico que incluye ecuaciones para la energía de los electrones, las que contienen al flujo de calor de los mismos. Para elaborar estas ecuaciones se han tenido en cuenta las propiedades de la función de distribución de los electrones medida en el VS (Feldman y otros, 1975).

Las mediciones mencionadas en el párrafo anterior muestran que el flujo de calor podría estar limitado por una o más inestabilidades del plasma. Por lo tanto, las ecuaciones formuladas en el presente trabajo son utilizadas para obtener la relación de dispersión de ondas hidromagnéticas ($\omega \ll \Omega$, donde ω es la frecuencia de la onda y Ω la de ciclotrón) y las características de los modos predichos por la misma se analizan con énfasis para las condiciones presentes en el VS.

ECUACIONES DEL MODELO

El sistema de ecuaciones hidrodinámicas de Chew, Goldberger y Low (1956) -CGL- para plasma de baja densidad fue modificado en D84, donde al no considerarse despreciable en la ecuación de Vlasov la componente del campo eléctrico paralela al campo magnético, ésta produce una contribución no nula al primer momento de

dicha ecuación, expresada tanto para los electrones como para los iones, es decir, a las ecuaciones de movimiento de ambas especies. La contribución aludida produce como efecto un acoplamiento entre iones y electrones.

El sistema de ecuaciones incluye ahora no solo la ecuación de energía de los iones sino también la de los electrones, tal como se comentó en la sección anterior, siendo el sistema completo:

$$n = ZN \quad (1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (N\vec{u}) = 0 \quad (2)$$

$$MN \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \{ (P_{//} - P_{\perp}) \mathbf{e}\mathbf{e} \} + \vec{\nabla} (p + P_{\perp}) = \frac{\vec{\nabla} \times \vec{B} \times \vec{B}}{4\pi} \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt} (P_{//} B^2 N^{-3}) = 0 \quad (4a)$$

$$\frac{d}{dt} (P_{\perp} N^{-1} B^{-1}) = 0 \quad (4b)$$

$$\frac{d}{dt} (p n^{-5/3}) + \frac{5}{3} n^{-5/3} \vec{\nabla} \cdot (q\mathbf{e}) = 0 \quad (5a)$$

$$\frac{d}{dt} (B n^{-2/3}) - \frac{1}{3} B p^{-1} n^{-2/3} (q\vec{\nabla} \cdot \mathbf{e} - 2\mathbf{e} \cdot \vec{\nabla} q) = 0 \quad (5b)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (6)$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{u} \times \vec{B}) = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (7)$$

donde los distintos parámetros están representados por:

Z, M : número atómico y masa del ión, respectivamente

N, n : concentración de iones y electrones, respectivamente

\vec{u} : velocidad media del plasma

\vec{B} : campo magnético

\mathbf{e} : \vec{B}/B

$P_{//}, P_{\perp}$: componentes del tensor de presión de los iones, de modo de poder representar a dicho tensor como $P^I = (P_{//} - P_{\perp}) \mathbf{e}\mathbf{e} + P_{\perp} I$, donde I es el tensor unitario

p : presión de los electrones, donde el tensor de los mismos está

dado por $P^e = p_i$, y

q : única componente no nula del tensor flujo de calor Q , del cual se obtiene el vector flujo de calor $\vec{q} = 1/2 \text{Traza} Q = 3/2 q \hat{e}$.

Las expresiones (4a,b) y (5a,b) son las ecuaciones de la energía de los iones y de los electrones, respectivamente. En las primeras se ha considerado el flujo de calor nulo. De hecho, la inclusión de la contribución de los iones a este flujo produce modificaciones pequeñas en la velocidad de fase de los modos, comparadas con la contribución de los electrones. En efecto, ambas pueden ser evaluadas considerando las velocidades características dadas por el cociente entre el módulo del flujo de calor y la presión, respectivamente: en el caso de los iones, dicha velocidad es igual a $u^i = 10 \text{ km/seg}$ y para los electrones, $u^e = 250 \text{ km/seg}$, de acuerdo a la estimación realizada en D84.

RELACION DE DISPERSION

Para hallar los modos propios de oscilación y las inestabilidades del plasma con el sistema de ecuaciones dado en la sección anterior se busca la relación de dispersión mediante el método usual de hacer el análisis de Fourier de las pequeñas oscilaciones de las variables macroscópicas. Esto consiste en suponer que cada una de las variables, A , puede representarse como:

$$A = A_0 + \delta A \exp(i\vec{k} \cdot \vec{x} - i\omega t) \quad (8)$$

donde A_0 es el valor de la variable A al orden cero -en este caso constante puesto que se supone al plasma homogéneo y estacionario- y δA , ω y \vec{k} representan la amplitud, la frecuencia y el vector número de onda de la perturbación armónica de orden uno de esa variable. Es conveniente definir la frecuencia localmente desplazada $\tilde{\omega}$, donde

$$\tilde{\omega} = \omega - \vec{k} \cdot \vec{u} \quad (9)$$

Suponiendo que cada una de las variables $-N$, n , \vec{u} , $P_{//}$, P_{\perp} , p , q y \vec{B} son expresables en la forma (8), se puede linealizar el

sistema de las ecuaciones (1) a (7). Si en los términos de la ecuación de movimiento ya linealizada se reemplazan todas las variables en función de las velocidades características

$$c_{//} = (3P_{//}\rho^{-1})^{1/2} \quad (10a)$$

$$c_{\perp} = (2P_{\perp}\rho^{-1})^{1/2} \quad (10b)$$

$$c_a = \{B^2(4\pi\rho)^{-1}\}^{1/2} \quad (10c)$$

$$\alpha = \{5p(2\rho)^{-1}\}^{1/2} \quad (10d)$$

$$v_e = qp^{-1}, \quad y \quad (10e)$$

$$c_f = (c_a^2 + \frac{c_{\perp}^2}{2} - \frac{c_{//}^2}{3})^{1/2} \quad (10f)$$

-donde $\rho = MN$, y los subíndices cero han sido omitidos para compactar la notación-, dejando como variables independientes a $\delta u_{//}$ y δu_{\perp} , se obtiene el siguiente sistema:

$$A'k_{//}^2\delta u_{//} + B'k_{//}\vec{k}_{\perp} \cdot \delta\vec{u}_{\perp} = 0 \quad (11a)$$

$$C'k_{//}\vec{k}_{\perp}\delta\vec{u}_{//} + D'k_{//}^2\delta\vec{u}_{\perp} + E'\vec{k}_{\perp}\vec{k}_{\perp} \cdot \delta\vec{u}_{\perp} = 0 \quad (11b)$$

Los coeficientes A' , B' , C' , D' y E' están definidos por:

$$A' = V(V^2 - c_{//}^2) \quad (12a)$$

$$B' = \{\alpha^2 v_e - V(c_{\perp}^2/2 + \alpha^2)\} \quad (12b)$$

$$C' = -c_{\perp}^2 V/2 \quad (12c)$$

$$D' = V(V^2 - c_f^2), \quad y \quad (12d)$$

$$E' = \alpha^2 v_e - V(c_a^2 + \alpha^2 + c_{\perp}^2) \quad (12e)$$

siendo $V = \bar{\omega}/k_{//}$.

Tomando ahora un sistema de coordenadas cartesianas con el eje x paralelo al campo magnético de forma tal que $k_{//} \equiv k_x$ y $\vec{k}_{\perp} \equiv (k_y, k_z)$, se pueden escribir las ecuaciones (11a,b) desdoblado la (11b) en sus dos componentes y, z en función de las tres componentes de $\delta\vec{u}$. De este modo resulta un sistema de tres ecuaciones con tres incógnitas lineal y homogéneo. Las soluciones del mismo son los valores de V que hacen cero el determinante de sus coeficientes. La relación de dispersión se obtiene anulando dicho determinante, obteniéndose un producto de tres polinomios de grados uno, dos y cin-

co respectivamente. La anulación de los dos primeros ofrecen, respectivamente, las soluciones

$$V = 0 \quad \text{y} \quad V = \pm c_f, \quad (13)$$

mientras que las cinco raíces del polinomio de quinto grado

$$V^5 + V^3 \{-c_f^2 - c_{//}^2 - (c_a^2 + \alpha^2 + c_{\perp}^2) \text{tg}^2 \theta\} + V^2 (\alpha^2 v_e \text{tg}^2 \theta) + V \{(c_{//}^2 c_a^2 + c_{//}^2 \cdot \alpha^2 + c_{//}^2 c_{\perp}^2 - \frac{c_{\perp}^4}{4} - \alpha^2 \frac{c_{\perp}^2}{2}) \text{tg}^2 \theta + c_{//}^2 c_f^2\} + (\frac{c_{\perp}^2}{2} - c_{//}^2) \alpha^2 v_e \text{tg}^2 \theta = 0 \quad (14)$$

donde $\theta = \arccos(\frac{\vec{B} \cdot \vec{k}}{Bk})$, deben resolverse numericamente.

RESULTADOS

Los ceros de $V = \pm c_f$ conducen a la ya mencionada inestabilidad de "firehose". Notese que c_f no depende de los parámetros electrónicos, por lo tanto el resultado es el mismo que el obtenido utilizando el sistema CGL. Observando la definición de c_f -ec. (10f)- se ve que este resultado es una consecuencia de que se haya despreciado la anisotropía electrónica, puesto que c_f depende del campo magnético y de la anisotropía del tensor de presiones de los iones.

Las raíces del polinomio de quinto grado fueron halladas numericamente usando dos métodos iterativos acoplados, para lo cual fueron variadas convenientemente las velocidades características, de acuerdo a los valores experimentales medios de los distintos parámetros que se miden en el viento solar.

En la figura 1 se han graficado los resultados obtenidos para los cinco modos propios de oscilación posibles del polinomio (14), para el caso en que la densidad de iones y electrones es de 10 cm^{-3} . Esta concentración es típica en el viento solar. Las temperaturas electrónica, iónica paralela y iónica perpendicular fueron tomadas iguales a 10^5 , 10^5 y $4 \cdot 10^4$ K respectivamente. El campo magnético se tomó igual a $5 \cdot 10^{-5}$ Gauss y la velocidad característica v_e fue variada en un rango posible de acuerdo a las condiciones en el viento solar, en este caso, entre 50 y 500 km/seg.

La ordenada corresponde a los valores positivos y negativos

de las velocidades de fase $-V-$ para los distintos modos, y la abscisa al ángulo entre 0 y 90° . Fueron graficados unicamente, y a título representativo, los distintos modos para tres valores de v_e : 50 , 250 y 500 km/seg. Puede observarse el crecimiento de una zona de sobreestabilidad para los modos I y II a medida que aumenta v_e . El límite superior de los posibles ángulos de propagación $-\theta-$ correspondiente al modo III aumenta con v_e , conservando un valor de V constante para todas las direcciones posibles. Los modos IV y V son, igual que el III siempre estables, y no experimentan una significativa variabilidad con v_e .

En la figura 2 se muestran los mismos modos de propagación pero calculados ahora con un único valor de $v_e = 250$ km/seg y tres concentraciones: $n = 5, 10$ y 15 cm^{-3} respectivamente. Nuevamente aparece la zona de sobreestabilidad, la cual se amplía a medida que aumenta la densidad. La variabilidad del modo III es análoga a la presentada en el gráfico anterior, y lo mismo puede decirse de los modos restantes en que V es negativa.

Al estudiar el comportamiento de los distintos modos, se encontró que para valores suficientemente pequeños de v_e y n los modos I y II resultan estables para todas las direcciones posibles de propagación, y que estos modos son los únicos que se vuelven sobreestables dentro del rango de los valores de los parámetros iónicos presentes en el viento solar. Debe destacarse además que el cono de ángulos para el cual los modos I y II se hacen sobreestables cuando v_e o n son suficientemente grandes no depende sustancialmente de la diferencia de lo que sucede con la inestabilidad de "firehose" de la anisotropía iónica: si se varía por ejemplo $P_{//}$ fijando P_{\perp} y los restantes parámetros a los valores utilizados en las figuras 1 y 2, el límite superior de este cono permanece constante mientras que el inferior fluctúa siempre en menos de un 10%.

Estas propiedades halladas hacen que la sobreestabilidad pueda ser el factor limitante del flujo de calor de los electrones en el viento solar, y la confirmación de esta posibilidad requiere el cómputo de esta sobreestabilidad en el régimen no lineal.

BI B L I O G R A F I A

Burlaga, L.F., 1971 Hydrodynamic waves and discontinuities in the solar wind; Space Sci. Rev., 12, 600.

- Chew, G. F. , Goldberger, M.L. and Low, F.F. . 1956 · The Boltzmann equation in absence of particle collisions; Proc. Rev. Soc. A236, 112.
- Duhau, S. 1974: Los modelos hidrodinámicos de plasma y su aplicación en el problema de Kelvin-Helmholtz. Tesis, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.
- Duhau, S. , 1979: Los modelos hidrodinámicos en la descripción del viento solar; GEOACTA, 10, 1, 285.
- Duhau. S. , 1984: Hydromagnetic equations for collisionless plasmas in strong magnetic fields; J. Plasma Phys., 32, 23.
- Feldman, W. C. , Asbridge, J. R. , Baume, S. J. , Montgomery, S. D. y Gary, S. P. , 1975: Solar wind electrons; J. Geophys. Res., 80, 4181.

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

Fig. 1: Variabilidad de los cinco modos propios de oscilación obtenidos del polinomio de la ec. (14), para la velocidad $v_e = 50, 250$ y 500 km/seg . El resto de los parámetros utilizados son: $n = 10 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 10^5 \text{ K}$, $T_{//} = 10^5 \text{ K}$, $T_{\perp} = 4 \cdot 10^4 \text{ K}$ y $B = 5 \cdot 10^{-5}$ Gauss.

Fig. 2: Variabilidad de los cinco modos propios de oscilación obtenidos del polinomio de la ec. (14), para la densidad $n = 5, 10$ y 15 cm^{-3} . El resto de los parámetros utilizados son: $v_e = 250 \text{ km/seg}$, $T_e = 10^5 \text{ K}$, $T_{//} = 10^5 \text{ K}$, $T_{\perp} = 4 \cdot 10^4 \text{ K}$ y $B = 5 \cdot 10^{-5}$ Gauss.

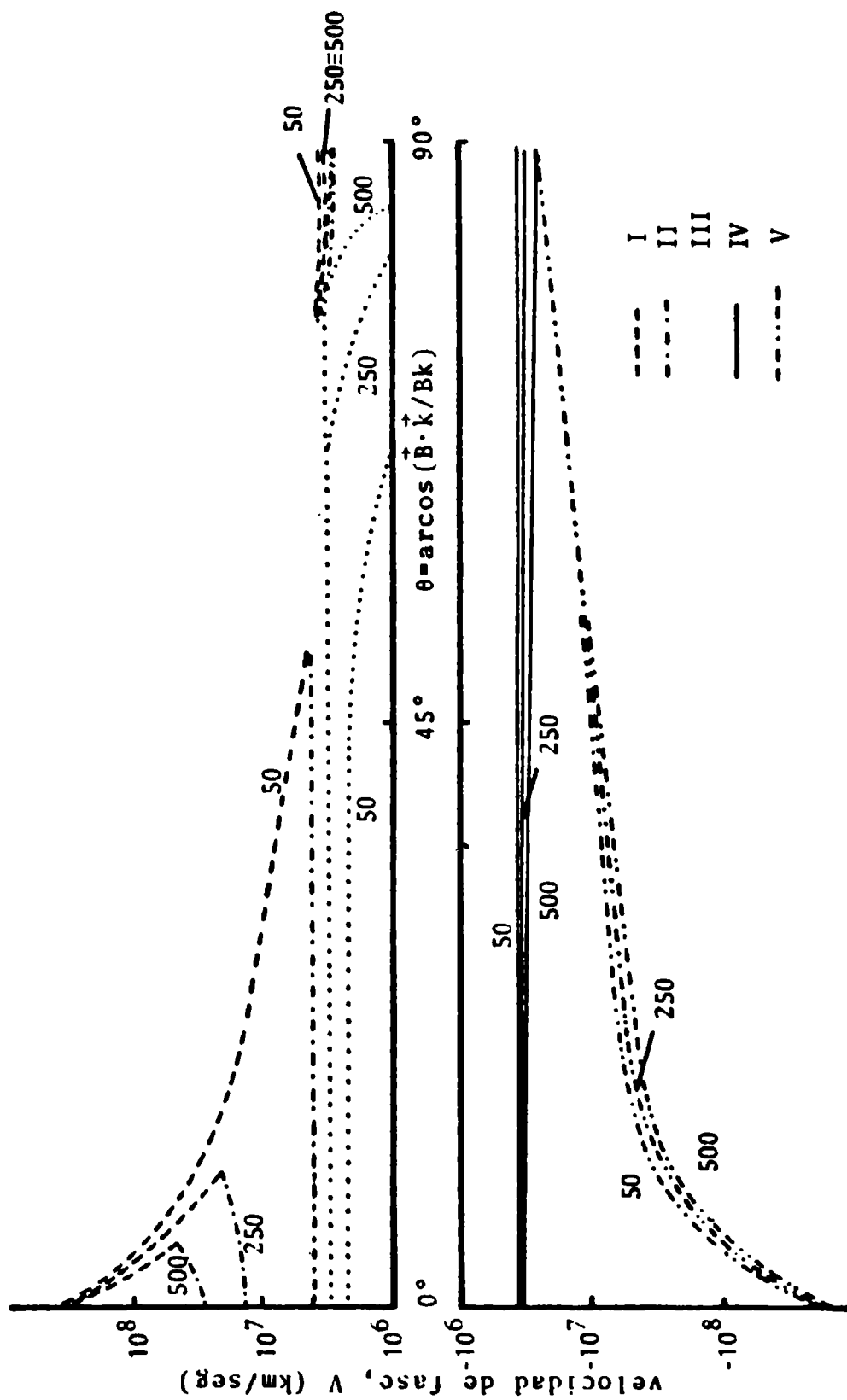


FIGURA 1

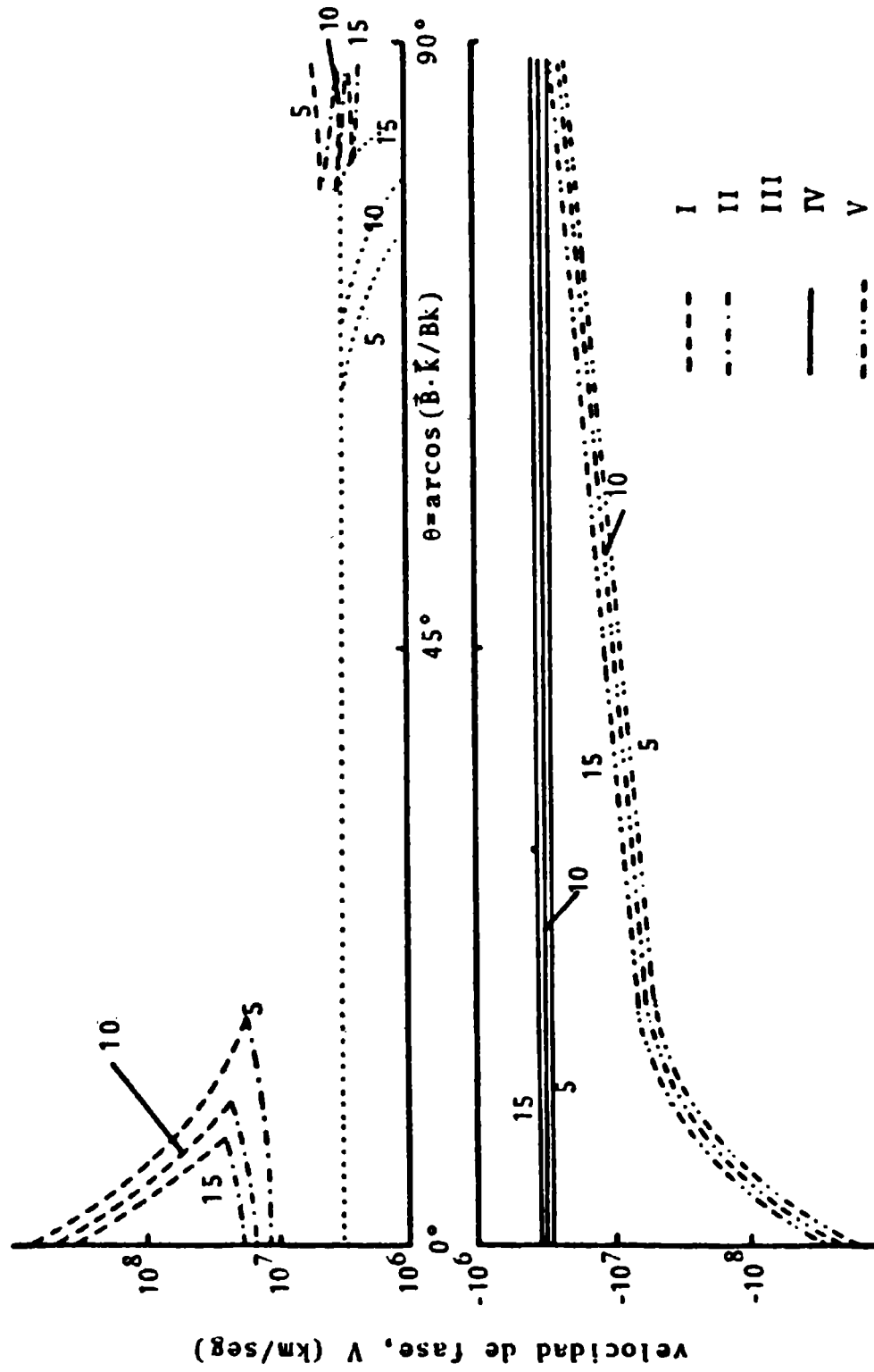


FIGURA 2

MODELO TEORICO PARA LA PREDICCIÓN ANALITICA
DEL CONTENIDO DE CO₂ TERMOSEFÉRICO

A. de la Torre y S. Duhau¹

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

RESUMEN

El método habitual de predicción de la densidad de CO₂ en la termósfera, consistente en la resolución numérica del sistema de ecuaciones de difusión y continuidad, se encuentra frente a dos inconvenientes principales: la condición de contorno a alguna altura fija de moléculas de CO₂ y el error de cómputo acumulado durante la integración numérica. En este trabajo se propone como modelo alternativo la resolución analítica de una ecuación de segundo orden con la variable densidad de CO₂ como única incógnita. Esto posibilita eliminar los inconvenientes antes mencionados y aprovechar el preciso conocimiento existente de la densidad de CO₂ y de su derivada espacial como condiciones de contorno en la zona de equilibrio de mezcla, dentro de la región D.

ABSTRACT

The usual method for predicting CO₂ densities in the thermosphere is the numerical solution of the diffusion and continuity equations. This method has two main difficulties: the CO₂ molecules flux boundary condition and the accumulated error in the numerical integration. A model consisting in a non-numerical solution of a second order differential equation for the CO₂ density, which is the only unknown variable, is proposed. So, the above mentioned difficulties are simultaneously overcome by means of the precise knowledge of CO₂ density and its space derivative in the mixing equilibrium D-region.

¹ Miembro de la Carrera del Investigador del CONICIT

INTRODUCCION

En un trabajo experimental realizado por Offermann y otros (1981) estos autores hallaron que el cociente de densidades medidas entre CO_2 y N_2 resulta aproximadamente constante entre el nivel del mar y una altitud de 95 km, lo que confirma que este constituyente minoritario de la atmósfera se halla en equilibrio de mezcla en toda región. A mayores alturas, los resultados medidos de CO_2/N_2 revelan valores por debajo de los correspondientes a una distribución de equilibrio difusivo, confirmando de este modo los resultados de Hunt (1973) y de Trinks y Fricke (1978) acerca de la importancia de los procesos fotoquímicos de pérdida de moléculas de CO_2 en la atmósfera.

Algunos modelos teóricos de perfiles de densidad de CO_2 han sido realizados en los últimos años por Hays y Olivero (1970), Wofsy y otros (1972), Whitten y otros (1973), Hunt (1973) y Trinks y Fricke (1978). Estos modelos suponen resolver numericamente el sistema de ecuaciones de continuidad y de difusión donde se desprecian las variaciones temporales y las derivadas espaciales en la dirección horizontal. Además se toman como condiciones de contorno la densidad de CO_2 en la zona de equilibrio de mezcla y el flujo de estas moléculas a alguna altura dentro de la atmósfera, para lo cual se hacen distintas hipótesis sobre la difusión de esta especie ya que no existen resultados experimentales del flujo de CO_2 . En este trabajo se propone la resolución analítica de una ecuación de segundo orden, obtenida a partir de las dos ecuaciones de primer orden antes mencionadas y donde la variable densidad es la única incógnita: En este caso, como se verá, pueden tomarse condiciones de contorno conocidas a priori con gran precisión.

ECUACIONES DEL MODELO

Las dos ecuaciones de primer orden y acopladas en las variables densidad, n , y flujo, ϕ , de moléculas de CO_2 mencionadas en la sección anterior tiene la siguiente estructura (ver p.e. Banks y Kockarts, 1973):

$$\frac{d\phi}{dz} + A(z)n = 0 \quad (1)$$

$$\frac{dn}{dz} + B(z)\phi + C(z)n = 0 \quad (2)$$

donde

$$B = (K+D)^{-1}, \quad y$$

$$C = (K+D)^{-1} \left\{ \frac{D}{K} + \frac{K}{H_a} + [K + D(1+\alpha)] \frac{d \ln T}{dz} \right\}$$

A es la velocidad de pérdida de moléculas de CO_2 por procesos químicos y fotoquímicos, z es la altura, T es la temperatura neutra, H y H_a son respectivamente las escalas de altura del CO_2 y de la atmósfera y D, α y K son respectivamente los coeficientes de difusión, de difusión térmica y de difusión turbulenta.

Observando la estructura de estas ecuaciones se vé que si se multiplica la segunda por B^{-1} y se la deriva nuevamente respecto de z, eliminando la derivada de ϕ con la ecuación (1) se llega a una ecuación de segundo orden en la variable n como única incógnita:

$$\frac{d^2 n}{dz^2} + \beta(z) \frac{dn}{dz} + \gamma(z)n = 0, \quad (3)$$

donde:

$$\beta(z) = B \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{B} \right) + C \quad y$$

$$\gamma(z) = B \left[\frac{d}{dz} \left(\frac{C}{B} \right) - A \right]$$

DISCUSION

La integración numérica de las ecuaciones (1) y (2) debe hacerse en el sentido decreciente de z, ya que de lo contrario, la disminución exponencial de n haría que esta variable divergiera rápidamente por acumulación del error de cómputo. La situación de equilibrio de mezcla por debajo de z \approx 80 km garantiza la confiabilidad del valor de n en esta zona como condición de contorno, aunque para ϕ no se puede inferir a priori más que un valor aproximado bien por encima de esta región, el cual se obtiene de la ecuación (1) (ver p.e. Trinks y Fricke, (1973):

$$\phi(z_0) = A(z_0)n(z_0)H \quad (1)$$

Recientemente, Duhau y de la Torre (1985) hallaron que existen infinitos pares posibles de n y ϕ como valores iniciales en la integración numérica de las ecuaciones (1) y (2), tales que reproducen indistintamente la condición de equilibrio de mezcla a los 80 km, reobteniendo además los resultados experimentales hallados en la región E recientemente por Offermann y otros (1981) en condiciones atmosféricas equivalentes. La condición mas restrictiva para obtener estos últimos resultados es que las condiciones de contorno para n y ϕ deben tomarse al menos 100 km sobre la región E.

Como alternativa, puede resolverse la ecuación (3) dados n y dn/dz a alguna altura z_0 . En efecto, de acuerdo a lo discutido anteriormente, tomando z_0 dentro de la zona de equilibrio de mezcla, el problema de las condiciones de contorno queda por demás resuelto así como el originado por los errores acumulados durante la integración numérica en modelos tradicionales. De este modo, estudiando la dependencia de los coeficientes β y γ con z es, en principio, posible resolver dicha ecuación en forma analítica.

Finalmente, queda aún pendiente el problema matemático de una solución en serie de potencias de la ecuación (3), cuyos resultados y respectiva comparación con datos experimentales estan actualmente en desarrollo por los autores.

BIBLIOGRAFIA

- Banks, P.M. y Koçkarts, G., 1973, *Aeronomy*, New York, Academic Press.
- Duhau, S. y de la Torre, A., 1985, *Geoacta*, enviado para su publicación.
- Hays, P.B. y Olivero, J.J., 1970, *Planet. Space Sci.*, 19, 1729.
- Hunt, B.G., 1973, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 35, 1755.
- Offermann, D., Friedrich, V., Ross, P. y von Zahn, U., 1981, *Planet. Space Sci.*, 29, 747.
- Trinks, H. y Fricke, K.H., 1978, *J. Geophys. Res.*, 83A8, 3883.
- Whitten, R.C., Sims, J.S. y Turco, R.P., 1973, *J. Geophys. Res.*, 78, 5362.
- Wofsy, S.C., Mc Connell, P. y Mc Elroy, M.B., 1972, *J. Geophys. Res.*, 77, 4477.

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

S. Duhau* y A.A. Louro

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

RESUMEN

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

ABSTRACT

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

* Miembro de la Carrera del Investigador del CONICET.

1. INTRODUCCION

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

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

2. LA SECCION EFICAZ DE DISPERSION INCOHERENTE DE THOMSON

El RDI mide la potencia dispersada en un ángulo de 180° por las fluctuaciones térmicas de la densidad electrónica cuando se hace incidir verticalmente sobre las partículas ionosféricas una señal cuya longitud de onda λ sea comparable con la longitud característica de esas fluctuaciones.

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

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

donde σ_b es la potencia dispersada por unidad de potencia incidente, de volumen y de frecuencia, r_e es el radio clásico del electrón, N_0 es la densidad electrónica media, z es la dirección longitudinal. ω_0 es la frecuencia angular de la onda incidente y ω es la frecuencia angular; \vec{y}' es un tensor de admitancia adimensionalizado que representa la respuesta del plasma ionosférico, a una fuerza de perturbación \vec{F}_e , definida por la relación entre la perturbación y el flujo de electrones resultante:

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

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

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

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

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

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

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

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

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

3. ANALISIS DE MEDICIONES

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

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

Tabla 1

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

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

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

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

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

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

Tabla II

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

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

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

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

Tabla III

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

4. CONCLUSIONES

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

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

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

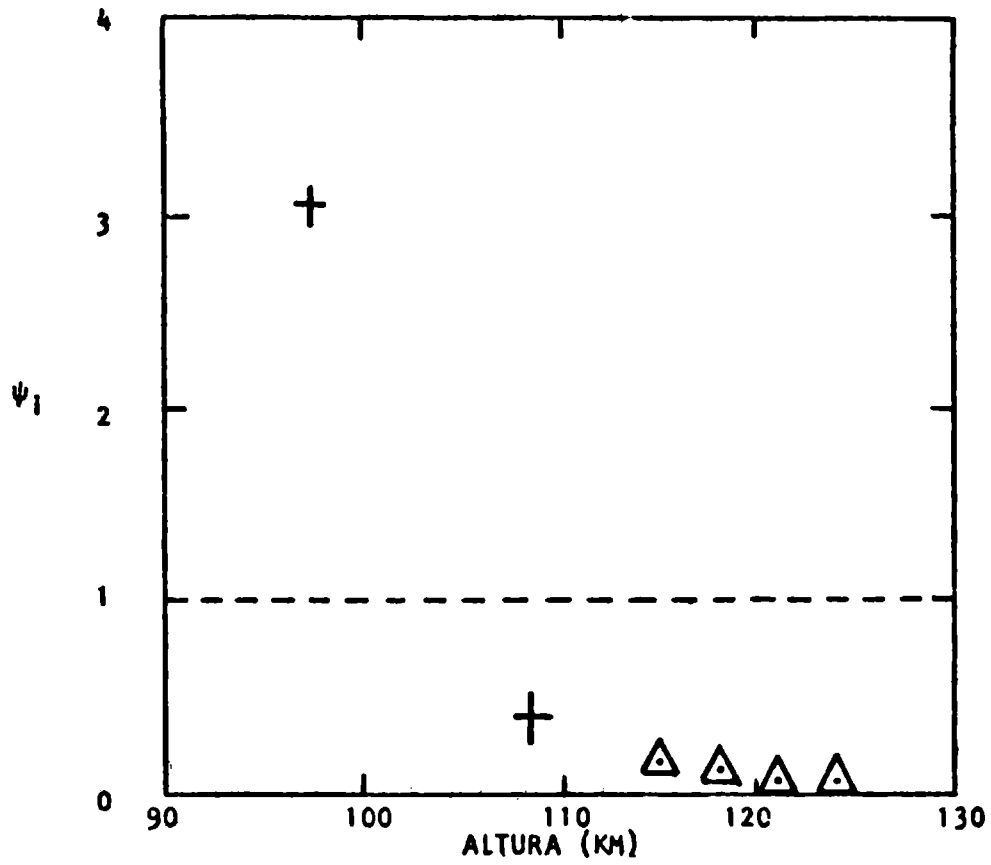


FIGURA 1: Valores de Ψ_1 para las mediciones de Wand y Perkins (1968) (cruces) y Salah y otros (1975) (triangulos).

BIBLIOGRAFIA

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

OBTENCION DE PERFILES DE DENSIDAD ELECTRONICA A PARTIR DE
IONOGRAMAS UTILIZANDO CUADRADOS MINIMOS NO LINEALES

C.E. Moyano*

Instituto de Investigaciones Aplicadas de Ciencias Espaciales,
CRICYT, MENDOZA

A.M. Osella* y S. Duhau*

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

RESUMEN

Se presenta un método de reducción de perfiles de densidad electrónica en la ionósfera en el cual se propone a priori un modelo de perfil de la ionósfera desde donde ésta comienza hasta el máximo de la capa F_2 . Según este modelo, el perfil se representa mediante una familia de funciones que se eligen de manera de reproducir las características ya conocidas de los perfiles de densidad electrónica, tratando de minimizar el número de parámetros de los cuales éstas dependen. Mediante la evaluación numérica de las alturas virtuales a partir de este modelo y la optimización por cuadrados mínimos no lineales de los valores medidos en el ionograma y los calculados con el modelo, se obtiene un conjunto de parámetros óptimos. Este modelo, a diferencia de los otros, no impone restricciones sobre la monotonía de la función propuesta, incorporando naturalmente la posibilidad de la existencia de un valle entre las regiones E y F. Se presentan pruebas realizadas con un ionograma teórico.

ABSTRACT

A method for reducing electron density profiles is introduced, where an a-priori model of the electron density in the region below the F_2 layer is proposed. According to this model, the profile is represented by a family of functions chosen as to reproduce with the least possible number of parameters the known features of the electron density profile. Through the numerical evaluation of the virtual heights obtained with this model and the non-linear least squares optimization of the measured and calculated values, the best set of parameters is obtained. This method makes no restriction about the monotonicity of the proposed function as other methods do, thus including the possibility of the presence of a valley between the E and F region. Tests using a theoretical ionogram are presented.

* Miembro de la Carrera del Investigador del CONICET (Consejo Nacional de Investigaciones científicas y Técnicas).

1. INTRODUCCION

Es de interés, tanto para estudios de radiopropagación como para estudios de dinámica de las regiones ionosféricas, obtener un modelo que permita describir la densidad electrónica en función de la altura. Los perfiles de densidad electrónica pueden ser obtenidos principalmente mediante mediciones in-situ o ser inferidos a partir del análisis de las curvas de altura virtual en función de la frecuencia de sondeo (ionogramas), obtenidos por una red mundial de sondadores ionosféricos.

Este proceso de reducción de ionograma a densidad electrónica es complicado, no ha sido aún totalmente resuelto y sólo un pequeño porcentaje de los ionogramas obtenidos ha sido reducido.

Existen en la literatura diversos métodos para reducir ionogramas, por ejemplo los métodos de Jackson (1972) y de Titheridge y Lobb (1977). En ambos se supone, por razones de cálculo, que la densidad electrónica es una función monótona creciente de la altura. Sin embargo, mediciones in-situ (Jackson, 1971) muestran la existencia de un valle entre las regiones E y F, siendo éste pronunciado a horas alejadas del mediodía local y menos notorio durante las mismas.

Un procedimiento que permite tener en cuenta el efecto del valle fué implementado por Lobb y Titheridge (1977) quienes reemplazan el perfil verdadero por un 'perfil monótono equivalente', que reproduce las mismas alturas reales.

En el presente trabajo se propone un método para determinar los parámetros de un modelo de perfil que, a diferencia de los métodos arriba mencionados, no incluye la hipótesis restrictiva sobre la monotonicidad de la función lo cual permite tener en cuenta la presencia de un valle entre las regiones E y F.

2. OBTENCION DE PERFILES DE DENSIDAD ELECTRONICA

El sondador ionosférico emite pulsos de radio que luego de ser reflejados en la ionósfera son recibidos por el mismo equipo.

Estos pulsos tienen una frecuencia de barrido entre 1 y 25 MHz y se presentan en un diagrama (ionograma) en el cual se grafican la 'altura virtual' h' (proporcional al retardo Δt entre el pulso emitido y el recibido por el sondador) y la frecuencia del pulso.

Esta altura virtual es la distancia que la luz recorrería en el vacío en el tiempo Δt y está relacionada con la altura real h_p a la cual una dada frecuencia

es reflejada, a través de la siguiente transformación integral (ver p. ej. Jackson 1977).

$$h' = \int_0^{h_r} \mu' (N(h), f, B(h), \phi(h)) dh \quad (1)$$

donde f es la frecuencia de sondeo, B es el módulo del campo magnético terrestre, ϕ es el ángulo entre \vec{B} y la dirección de propagación, μ' es el índice de refracción de grupo y N es la densidad electrónica, que se obtiene a partir de la frecuencia de plasma, f_p , mediante la expresión:

$$N(h) = \frac{mf_p^2}{4\pi e^2}$$

donde m y e son la masa y carga, respectivamente, del electrón.

El índice μ' está relacionado con el índice de refracción, μ , por la siguiente expresión:

$$\mu' = \mu + f \frac{\partial \mu}{\partial f} \quad (2)$$

con μ dado por la ecuación de Appleton - Hartree:

$$\mu = \sqrt{\{ 1 - [2X(1-X) - Y_T^2 \pm \sqrt{(Y_T^4 + 4(1-X)^2 Y_L^2)}] \}} \quad (3)$$

con

$$X = f_p^2 / f^2 \quad (3.1)$$

$$Y = f_H / f \quad (3.2)$$

$$Y_T = Y \sin \phi \quad (3.3)$$

$$Y_L = Y \cos \phi \quad (3.4)$$

donde f_H es la frecuencia del ciclotrón de los electrones y los signos +, - delante de la raíz indican el rayo ordinario y extraordinario, respectivamente.

Para resolver este problema la mayoría de los autores en general suponen que la altura es función monótona creciente de la densidad electrónica (ver por ej. Jackson 1971; Titheridge, 1977) con lo que la integral (2) queda expresada como:

$$h'(f) = \int_0^f \mu' \frac{dh}{df_p} df_p + h(0) \quad (4)$$

donde $h(0)$ es la altura de la base de la ionósfera correspondiente a la frecuencia $f_p = 0$.

Existen básicamente dos métodos para determinar $N(h)$: el de láminas y el polinomial (ver por ej. Rishbeth 1969). En el primero de ellos se reemplaza a intervalos discretos de frecuencia de plasma, suponiéndose que dh/df_p es constante en cada lámina; de esta manera se determina $h(f_i)$.

En el método polinomial se supone que la función $h(f_N)$ puede ser representado por un polinomio en potencias de f_N del cual se determinan los coeficientes ya sea en forma directa o por cuadrados mínimos (Titheridge y Lobb, 1977).

2.1. Descripción del método.

En los párrafos anteriores se describieron someramente los métodos habituales para obtener a partir de los pares de alturas virtuales y frecuencias de sondeo correspondiente (h_i', f_i) , la densidad electrónica en la ionósfera, $N(h)$.

En lo que sigue se presentará un método alternativo: se propone a priori un modelo de perfil de densidad electrónica que incluye las capas de la ionósfera hasta el pico de la región F_2 y que consiste en familias de funciones analíticas que se eligen a partir de las características ya conocidas de esos perfiles, tratando de minimizar el número total de parámetros de los cuales éstas dependen.

Sea $N(h, P)$, donde el vector $P = (P_1, P_2, \dots, P_n)$ representa el conjunto de los n parámetros de la familia de funciones elegidas. Con esta función, conocidos $B(h)$ y $\phi(h)$ y partiendo de un valor inicial de los parámetros P_1 , se construye un ionograma mediante la evaluación numérica de la integral (1) de la cual se obtiene h_{ic} , altura virtual calculada para frecuencia de sondeo f_i en función de la respectiva altura real h_{ri}

$$h_{ic}' = \int_0^{h_{ri}} \mu' (N(h), f_i, B(h), \phi(h)) dh \quad (5)$$

Mediante la utilización de un método de optimización por cuadrados mínimos no lineales (Mc Cammon, 1969) se determina $P_{\text{óptimo}}$, que es aquel que produce el

mejor ajuste entre el ionograma calculado y el medido.

La densidad electrónica en función de la altura es entonces $N(h, P_{\text{óptimo}})$.

2.2. Aplicación a un caso particular.

Herbert (1967) da una serie de valores de $N(h)$ y sus respectivos ionogramas a fin de ser usados como pruebas de la exactitud de diferentes métodos de reducción de $N(h)$. Para mostrar la validez del método, entre estos modelos se ha seleccionado uno analíticamente sencillo.

Este modelo queda descripto por dos perfiles parabólicos correspondientes a las regiones E y F y una región de transición (valle) de forma cosenoidal entre ellos.

Aquí se expresa la cantidad f_p^2 (proporcional a N) en función de la altura:

$$\text{Región E} \quad f_p^2 = \frac{f_o E^2 (h - h_m E)^2}{(h_o - h_m E)^2} + f_o E^2 \quad h_o \leq h \leq h_m E$$

$$\text{Valle} \quad f_p^2 = \frac{f_o E^2 + f_v^2}{2} + \frac{f_o E^2 - f_v^2}{2} \cos \left| \frac{2\pi}{a_v} (h_m E - h) \right| \quad h_m E \leq h \leq h_m E + \frac{3}{4} a_v$$

$$\text{Región F} \quad f_p^2 = \frac{f_v^2}{(h_m E + \frac{3}{4} a_v - h F_2)^2} (h - h F_2)^2 + f_o F_2^2 \quad h_m E + 3a_v \leq h \leq h F_2$$

donde h_o es la altura para la cual $f_p = 0$, $f_o E$ es la frecuencia crítica de la capa, $h_m E$ es la altura del máximo de la capa E, a_v es el ancho del valle, f_v es la frecuencia en el mínimo del valle, $f_o F_2$ es la frecuencia crítica de la capa F_2 y, finalmente, $h F_2$ es la altura del máximo de la capa F_2 .

En la figura 1 se muestra un esquema de la familia de funciones usada y se indican los parámetros de los cuales ésta depende; nótese que $f_o E$ y $f_o F_2$ son datos puesto que el ionograma permite obtenerlos directamente, mientras que $h F_2$, h_o , a_v y f_v son las incógnitas a determinar. En cuanto a $h_m E$, se supone siempre igual a 110 km. Resulta entonces un modelo con cuatro parámetros.

Para el cálculo numérico de la integral (1a) se utilizó la regla del punto medio con extrapolación de Richardson, la cual permite dar cuenta del infinito en el integrando que se produce cuando la frecuencia de plasma es igual a la frecuencia de sondeo.

Los cálculos se realizaron sólo para el rayo ordinario. Los valores de los parámetros que corresponden a la función de prueba se indican como 'Perfil Original' en la tabla 1. El gráfico de este perfil junto con el ionograma correspondiente se muestran en la figura 2. Se ha partido de distintos conjuntos de valores de los parámetros de entrada que contemplan distintos casos, dentro de los valores extremos que los parámetros pueden tomar efectivamente en la ionósfera; éstos son:

$$70 \text{ km} \leq h_o \leq 100 \text{ km}$$

$$0 \leq f_v \leq f_o E$$

$$0 \leq a_v \leq 100 \text{ km}$$

$$200 \text{ km} \leq hF_2 \leq 500 \text{ km}$$

En la tabla 1 se presentan cinco casos representativos de conjunto, con distintos anchos y profundidades de valle y distintas alturas del máximo de la capa F_2 y de la altura de la base de la ionósfera h_o . En todos los casos hubo convergencia dentro del error numérico, a los valores indicados como 'perfil Original' en la tabla 1. La figura 3 muestra tres de estos casos.

TABLA 1

Parametros	h_o	f_v	a_v	hF_2	
Perfil Original	90	3	56	271.68	
Perfil de Partida	1	95	3.9	2	250
	2	75	3.5	80	350
	3	85	2	30	500
	4	95	3.9	2	500
	5	80	3.5	50	250

Tabla 1: Conjunto de valores de los parámetros que definen el perfil original y los perfiles de partida.

El excelente acuerdo obtenido en el ejemplo teórico presentado indica que el método de solución del problema inverso presentado en este trabajo es factible de aplicación a ionogramas medidos en cuyo caso podría utilizarse la familia de funciones propuesta, por ejemplo, en el modelo de Dudeney (1978) o en cualquier otro que corresponde a las conducciones locales. Esto será motivo de un próximo trabajo.

Agradecimientos: Este trabajo fue parcialmente financiado por el CONICET (Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas).

Bibliografía

Dudeney, J.R., 1978: An improved model of the variation of electron concentration with height in the ionosphere. *J. Atm. Terr. Phys.*, 40, 195-203.

Jackson, J.E., 1971: The $p'(f)$ to $N(h)$ inversion problem in ionospheric sounding. Goddard Space Flight Center - Preprint. X-625-71-186.

Herbert, Th., 1967: Tables of virtual heights for models of monotonic and non-monotonic ionospheric layers. *Radio Sci.*, 2 (10), 1269-1277.

Lobb, R.J. y J.E. Titheridge, 1977: The valley problem in bottomside ionogram analysis. *J. Atm. Terr. Phys.*, 39, 35-42.

Mc Cammon, R. B., 1969: Fortran IV program for nonlinear estimation. Kansas Geological Survey Computer Contribution 34, 1-20.

Rishbeth, H. y O.K. Garriot, 1969: Introduction to ionospheric physics. Academic Press, N.Y., 1969.

Titheridge, J.E. y R.J. Lobb: 1977: A least-squares polynomial analysis and its application to topside ionograms. *Radio Sci.*, 12 (3), 451-459.

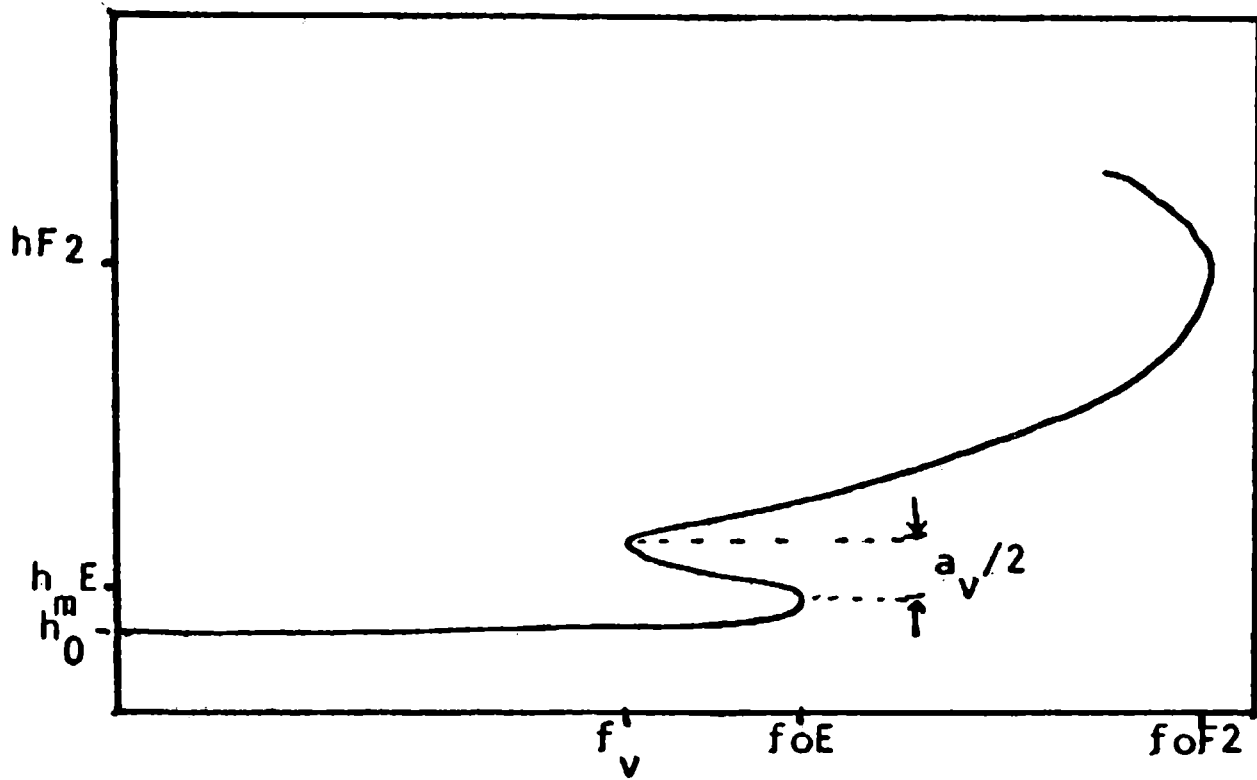


Figura 1. Parámetros del modelo, h_0 : altura de la base de la ionósfera, f_v : frecuencia del mínimo del valle, a_v : ancho del valle, foE : frecuencia crítica de la capa E, hmE : altura del máximo de la capa E, $foF2$: frecuencia crítica de la capa F2, $hF2$: altura del máximo de la capa F2.

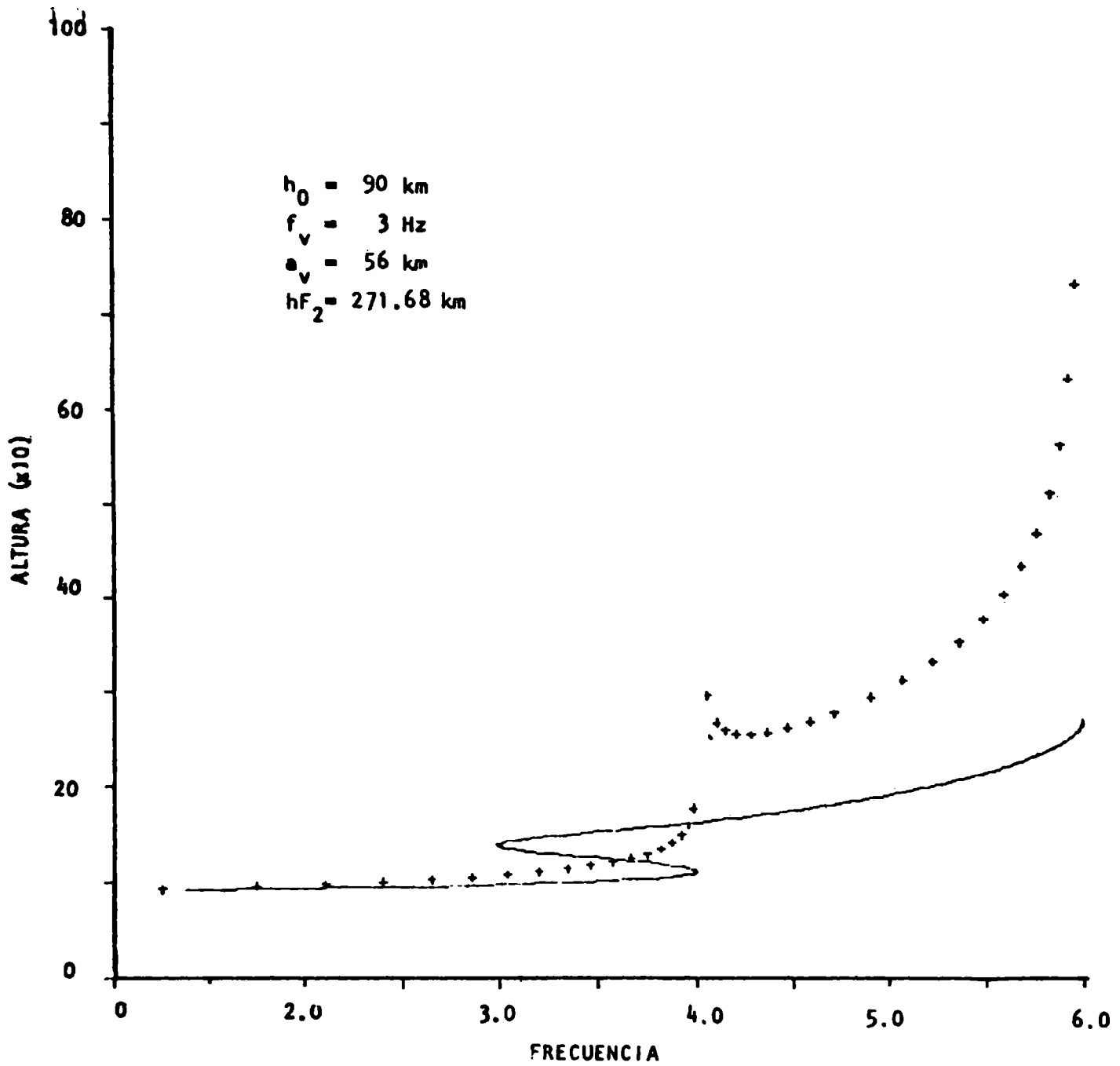


Figura 2. Perfil original con línea llena; con cruces está indicado el ionograma teórico (rayo ordinario) correspondiente.

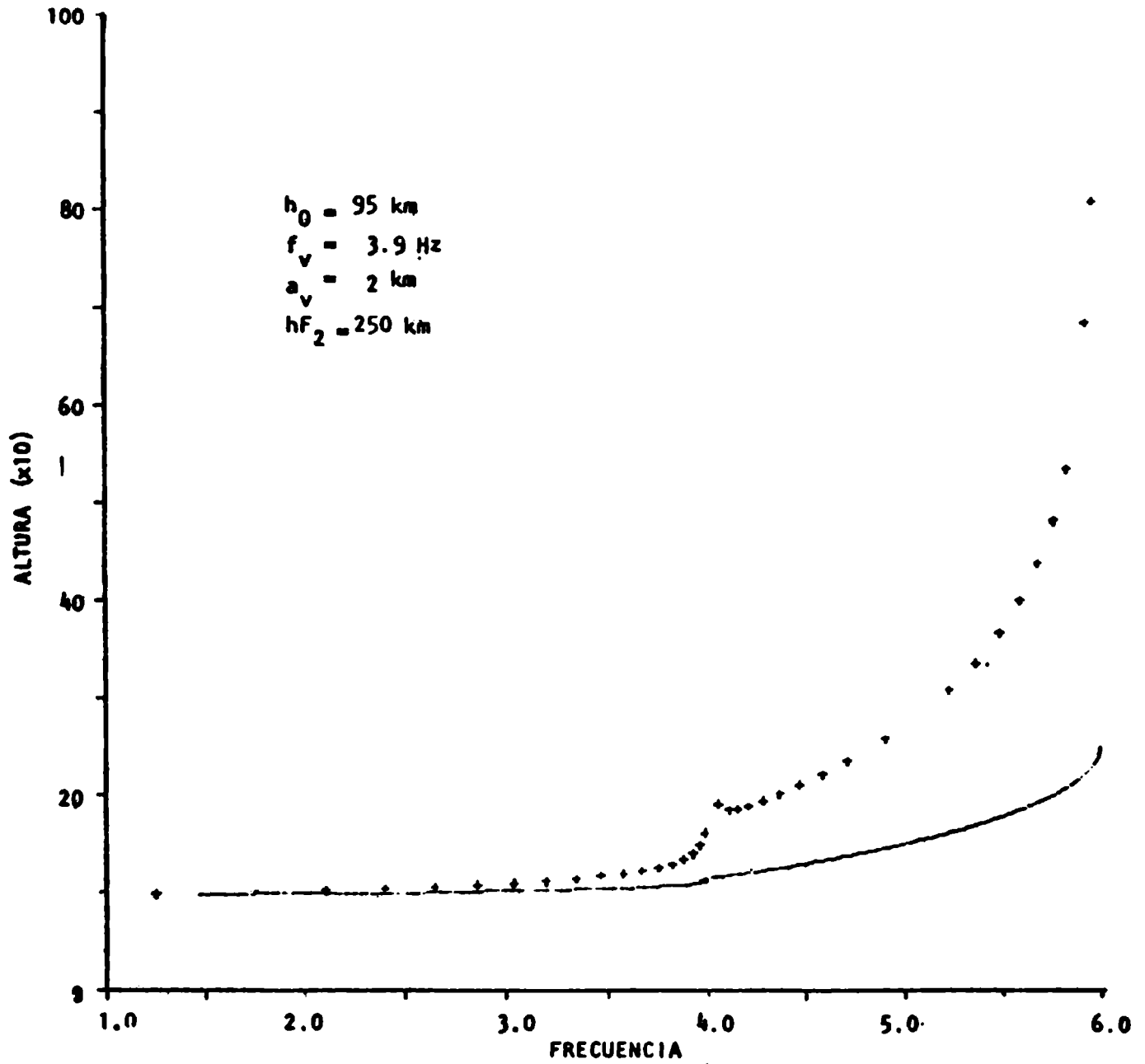


Figura 3a. Perfil de partida 1 (línea llena) y su ionograma (cruces) correspondiente.

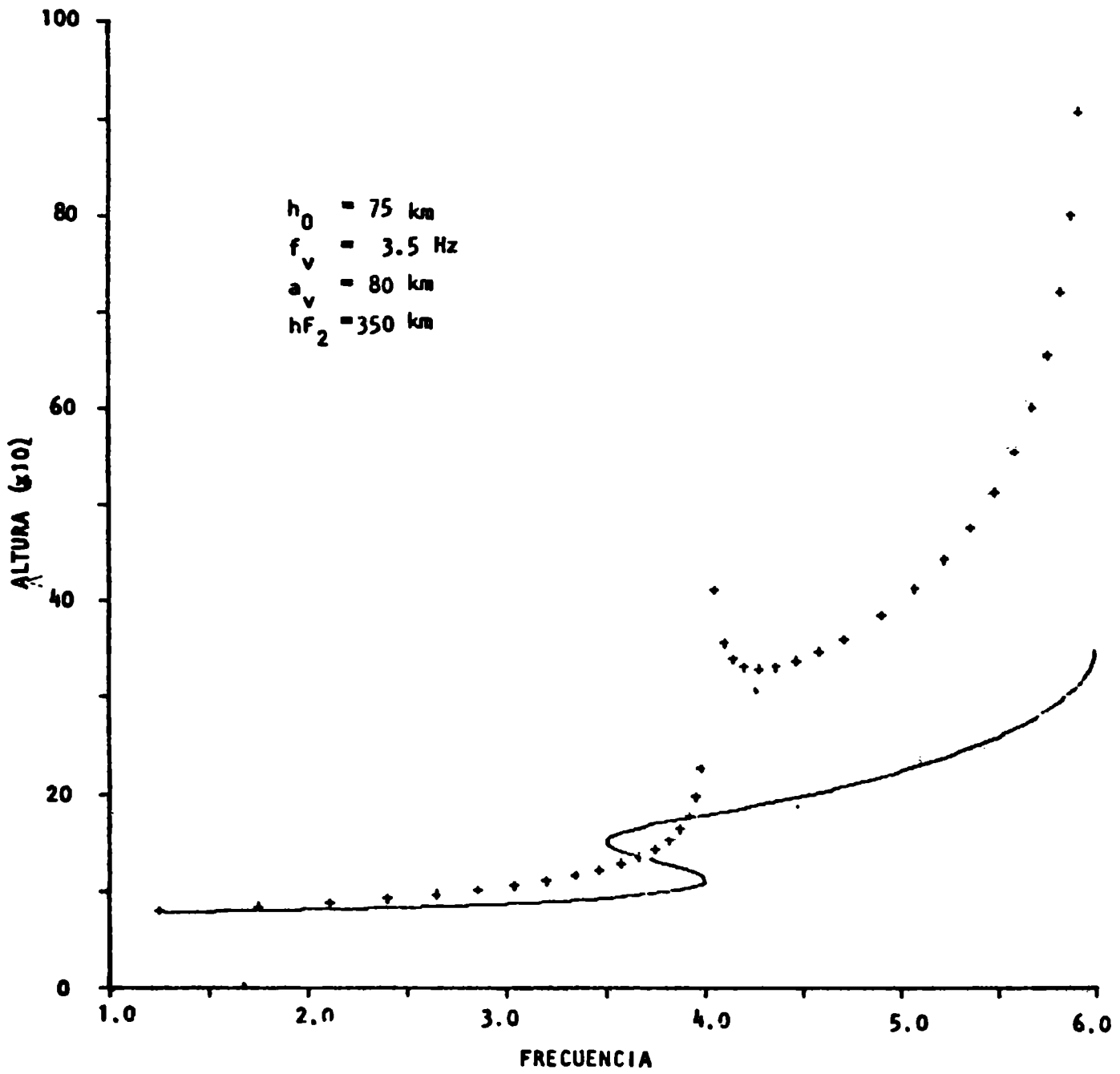


Figura 3b. Perfil de partida 2.

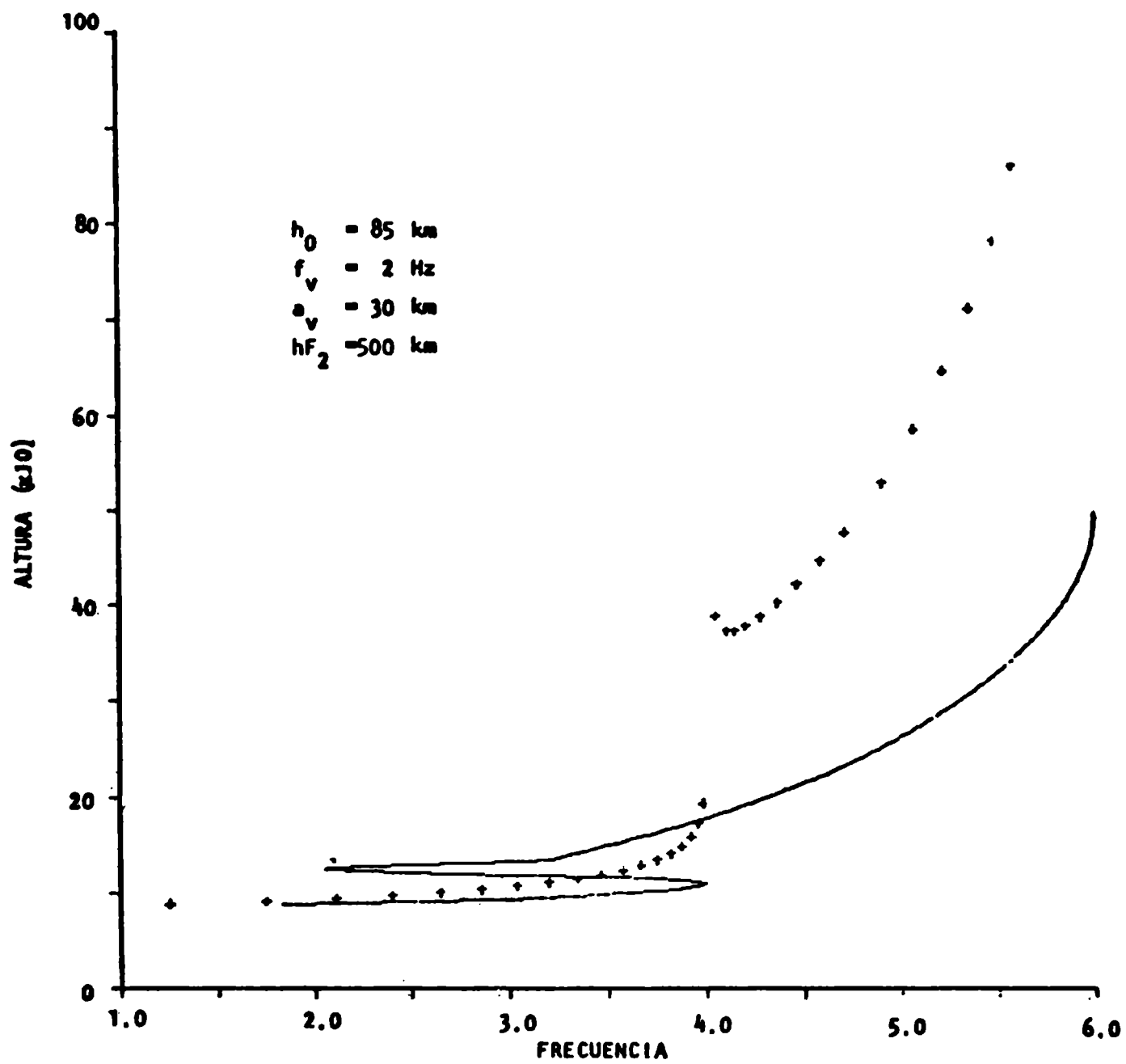


Figura 3c. Perfil de partida 3.

PERFIL TRANSCONTINENTAL SUDAMERICANO
EN EL PARALELO 39°S
(Preliminar)

Alicia Diez Rodriguez y Antonio Introcaso
Instituto de Física de Rosario, Facultad de Ingeniería
Universidad Nacional de Rosario
Rosario, Argentina

RESUMEN

El perfil centrado aproximadamente en el paralelo 39°S, parte de Puerto Saavedra (Chile) y llega hasta Mar del Plata (Argentina), atravesando: Cordillera de la Costa y Valle Central en Chile; Cordillera de los Andes en Chile y Argentina; Cuenca Neuquina, región NW de la Cuenca de Colorado, Cuenca Interserrana Bonaerense y borde S de Tandilia (parte continental) en Argentina.

Las anomalías de Bouguer en Argentina aparecen sobre un nivel regional persistentemente ascendente de W a E.

La máxima anomalía de Bouguer negativa (-110mGal) se presenta en coincidencia con el límite internacional argentino-chileno (71°25'S) bajo el cual y de acuerdo con nuestra interpretación preliminar, la corteza tendría 43Km de espesor.

Hacia el Este, esta anomalía se torna positiva en los alrededores de Bahía Blanca, con una posible vinculación a materiales astenosféricos ascendidos. Al ingresar a la cuenca Interserrana Bonaerense dicha anomalía se hace negativa llegando a un máximo de -30mGal, interpretados con relación a una potente sedimentación paleozoica. Ya en la zona de Tandilia la anomalía de Bouguer es francamente positiva, relación opuesta a la clásica interpretación isostática.

ABSTRACT

The profile centred approximately in latitude 39°south, partly in Puerto Saavedra (Chile) ranging up to Mar del Plata (Argentina), passes through: Coast Range as well as Central Valley in Chile; the Andes both in Chile and Argentina and Neuquén Basin, north-west region of Colorado Basin, Interserrana Basin of Buenos Aires and south border of Tandilia (continental zone) in Argentina.

The gravity anomalies in Argentina appear above a regional level persistently ascendent from West to East.

The major negative Bouguer anomaly (-110mGal) coincides with the international limit between Argentina and Chile (71°25'S), under which and according to our preliminary interpretation might have a thickness of 43Km.

To the East this anomaly becomes positive in the surroundings of Bahía Blanca with the possible link to ascendant astenosferic materials. When getting into the Interserrana Basin of Buenos Aires, the so mentioned anomaly becomes negative again rising to a maximum of -30mGal, which are interpreted with relation to a paleo

zoic sediment thick.

Finally in the Tandilia zone the Bouguer anomaly is undoubtedly positive, an opposite relation to the classical isostatic interpretation.

1. INTRODUCCION

Con datos altimétricos y gravimétricos cedidos por el Instituto Geográfico Militar Argentino y la Universidad Nacional de Chile (Draguicević y otros, 1961) se preparó el perfil en las proximidades del paralelo 39°S, que parte de Puerto Saavedra (38°46'S -73°24'W) en Chile y llega hasta Mar del Plata (37°59'S-57°33'W) en Argentina (Figura 1).

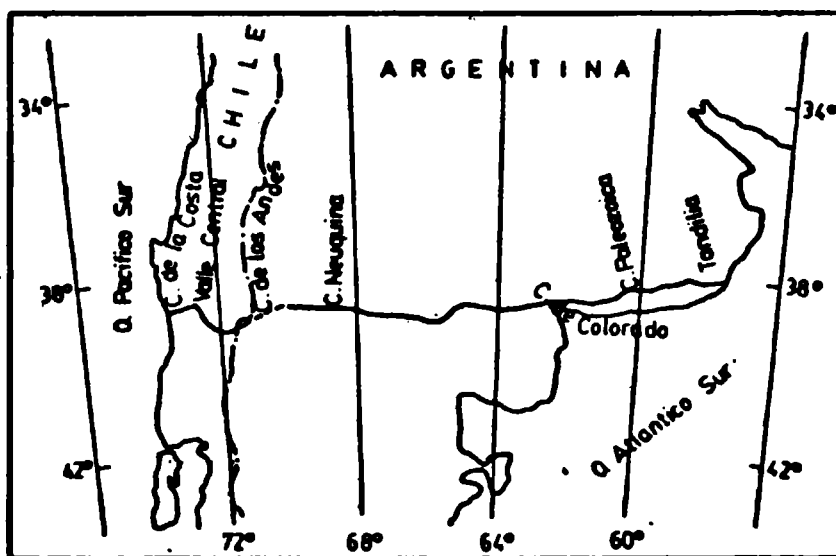


Figura 1: Itinerario del perfil gravimétrico transcontinental sudamericano-paralelo 39°S, desde Puerto Saavedra en Chile hasta Mar del Plata en Argentina. Regiones geológicas atravesadas: Cordillera de la Costa y Valle Central en Chile; Cordillera de los Andes en Chile y Argentina; Cuenca Neuquina, Franja Central Argentina, borde NW de la Cuenca de Colorado (parte continental), Cuenca Interserrana Bonaerense y Tandilia (parte continental en Argentina).

En su recorrido, cruza zonas geológicamente diferentes, las que de W a E son: Chile (Cordillera de la Costa, Valle Central); Chile-Argentina (Cordillera de los Andes); en Argentina (cuenca Neuquina, parte N del "Macizo" Nordpatagónico, borde NW de la cuen-

ca de Colorado, cuenca Interserrana Bonaerense y borde S de Tandilia en su parte continental), vinculando, de esta manera, el Océano Pacífico Sur y el Océano Atlántico Sur.

Barazangui e Isacks (1976) realizaron un estudio, dividiendo el oeste de Sudamérica en cinco segmentos. Esto estaría de acuerdo con lo que señalara Stauder (1973) quién sostuvo que la absorción de la placa de Nazca se realiza no en forma continua sino en episodios localizados y discretos y, en zonas segmentadas completamente diferentes unas de otras. Actualmente, esta idea es en general aceptada. De los cinco segmentos mencionados, el segmento austral se correspondería con el oeste de la sección analizada, cuya interacción con la placa Sudamericana termina a los 46°S, presentando una fuerte inclinación de placa descendente, mientras que materiales astenosféricos parecen separar los contactos de placas. La cuña astenosférica proporciona calor que favorece la fusión parcial ante la introducción de agua por parte de la placa descendente; de esta forma es fácil explicar la aparición del volcanismo cuaternario reconocido en esta zona argentino-chilena.

La zona de sismicidad superficial e intermedia dentro de la placa Sudamericana es tal vez la más activa de todas las zonas de subducción del mundo; la mayor actividad ocurre en los primeros 50 Km de profundidad, es decir, en corteza (Barazangui e Isacks, 1976). Además, esta sección gravimétrica culmina en las cercanías de la zona epicentral del sismo de Chile de 1960 que reconocía movimientos sobre una megafalla de rumbo N10°E, definida como un desplazamiento de inclinación (Plafker y Savage, 1970 y Plafker, 1972). Lomnitz (1969) concluyó en su estudio de la costa chilena, a las latitudes aproximadas de nuestro perfil, que la costa se está hundiendo, mientras que las islas ribereñas están en ascenso; señaló, además, que significativamente los centros volcánicos comienzan a desviarse hacia el oeste y pareciera que esta migración de la actividad tectónica orece hacia el sur. Finalmente, el autor aludido, propuso un mecanismo para explicar

estos hechos basándose en el desplazamiento de los fondos oceánicos y compresión.

Katz (1971) presentó una sección litosférica en los Andes (en el paralelo 40°S, aproximadamente) que destaca un estado extensivo para una faja de unos 300Km de ancho, sobre el extremo oeste de la placa Sudamericana; mientras que Baldi y otros (1982) indican, para la misma zona, un menor esfuerzo continental respecto al mayor esfuerzo (por mayor concentración de masas de la placa Sudamericana) hacia el "codo sudamericano".

En general, el volcanismo en los márgenes continentales activos es fundamentalmente calcoalcalino, pero, como lo han postulado diferentes autores (Saavedra y Lopez, 1974; Llambías y otros, 1982) existe una variación lateral que va desde rocas toleíticas en el lado oceánico hasta alcalinas en la zona continental, pasando por los tipos calcoalcalinos. Un ejemplo claro de esta variación es mostrada por Llambías y otros (1982) al realizar un análisis de los centros volcánicos distribuidos en una faja W-E, situada entre los paralelos 36°S y 37°S:

Volcán	Ubicación	Carácter de las lavas
Longaví	Chile	Toleítico-calcoalcalino (T - CA)
N.de Chillán		
Domuyo	Argentina	Calcoalcalino (CA)
Tromen		Calcoalcalino (CA)
Payún Matrú		Alcalino (A)

En sentido amplio podría inferirse que el carácter toleítico cambia gradualmente de W a E, hasta llegar a ser netamente calcoalcalino en Tromen y alcalino en Payún Matrú; este último cambio es muy brusco, pudiendo estar controlado por condiciones tectónicas bien definidas.

Haciendo una correlación entre un perfil sísmico, el cual determina la zona de Benioff, con la faja volcánica de Llambías, se pueden ver los cambios composicionales asociados con la placa litosférica que subduce (Figura 2).

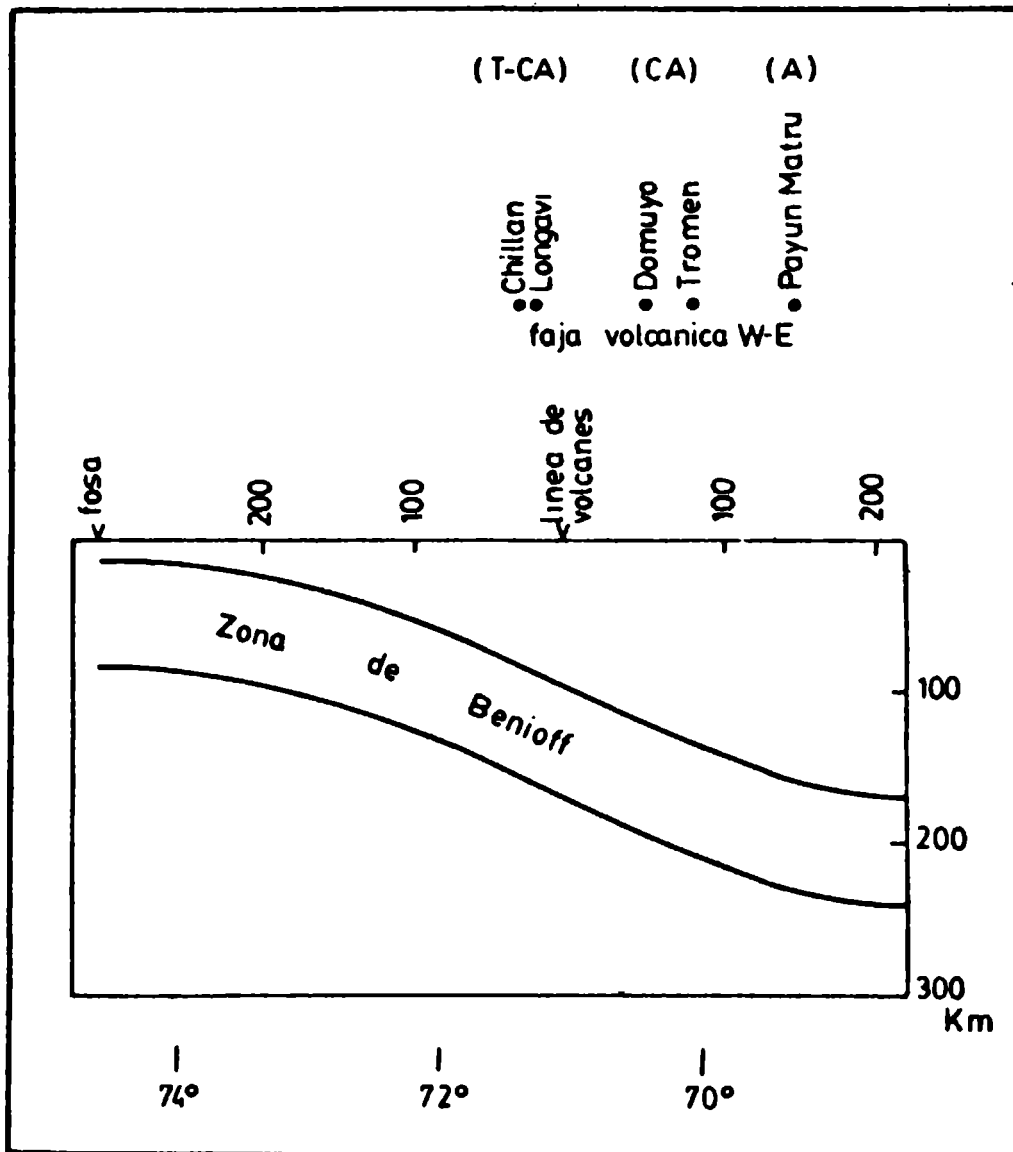


Figura 2: Comparación esquemática entre la ubicación de los centros volcánicos analizados por Llambías y otros (1982) y la zona de Benioff determinada a partir de un perfil de hipocentros sísmicos extraído de Barazangui e Isack (perfil EE, p. 689, 1976)

Por otro lado, el perfil de hipocentros citado (extraído de Barazangui e Isacks, 1976) sugiere una estabilización de la placa subductada a partir de los 200Km desde la línea de volcanes hacia el este.

En este trabajo no se han tenido en cuenta posibles excesos de densidades debidos a la subducción de la placa más fría, que serán considerados en un próximo estudio.

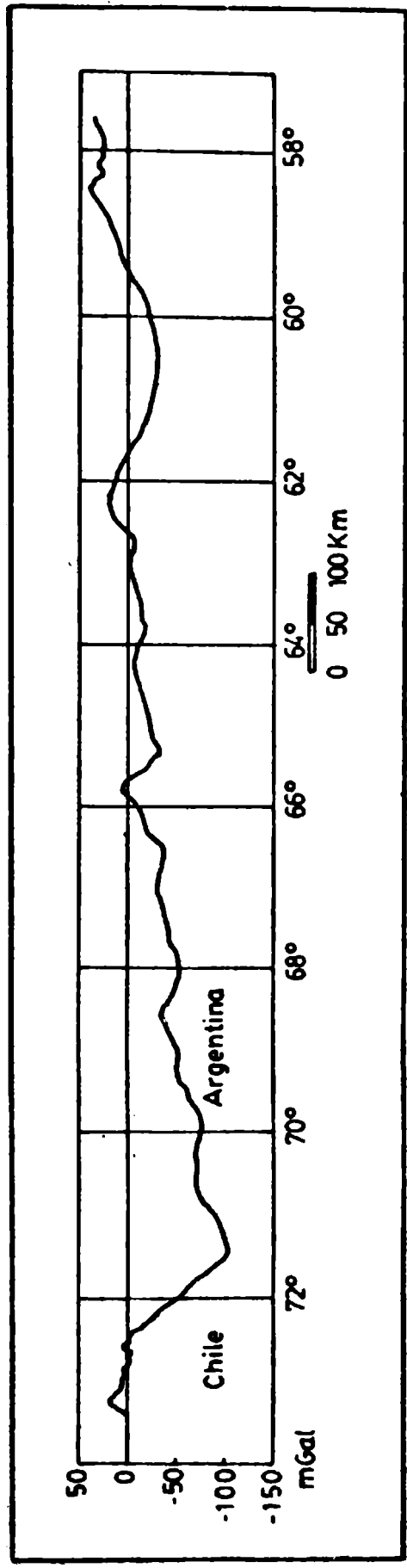


Figura 3: Perfil de anomalías de Bouguer sobre el paralelo 39°S, desde la localidad de Puerto Saavedra en Chile hasta la localidad de Mardel Plata en Argentina, armado con las líneas de medición gravimétrica del I/G.M.Argentino y de la Universidad Nacional de Chile (Draguicević y otros, 1970)

Hacia el este, en las proximidades de la costa Atlántica, el perfil atraviesa el borde NW de la cuenca de Colorado, la cuenca Interserrana Bonaerense y el borde S de Tandilia en su parte continental. Estas entidades, incluidas en las proximidades del margen continental pasivo, responden con anomalías de gravedad que, aunque bien diferenciadas, no son tan significativas como las correspondientes al edificio Andino.

2. RESULTADOS OBTENIDOS

Analizando las anomalías de Bouguer de W a E (Figura 3) se encontró:

En Chile, más exactamente en la región de la cordillera de la Costa, en el tramo que va desde Puerto Saavedra hasta Nueva Imperial muestra una anomalía de Bouguer máxima de +20mGal. Ya en el Valle Central, esta anomalía de gravedad presenta oscilaciones positivas y negativas de unos +5mGal y -20mGal, respectivamente.

En la cordillera Andina, se encontró una fuerte anomalía de Bouguer negativa de alrededor de -110mGal; a ambos lados de este máximo, el perfil gravimétrico presenta pendientes diferentes (a proximadamente 60° en el lado chileno y 30° por el flanco argentino), manteniendo la misma relación dos a uno de otras secciones andinas estudiadas.

Manteniendo su carácter negativo, esta anomalía decrece en valores absoluto hacia el este. Luego de cruzar la cordillera de los Andes, el perfil ingresa en la denominada cuenca Neuquina (específicamente en la región del Engolfamiento Neuquino) por su borde austral, hallándose valores de -56mGal en Plaza Huincul y de -20mGal en Chelforó.

Después de atravesar la faja central argentina, que involucra la zona de fractura transcontinental que en el E termina en el Océano Atlántico Sur, el perfil pasa a valores de gravedad positivos los cuales, en las cercanías de Bahía Blanca (borde NW de la cuenca de Colorado) alcanzan un máximo de +20mGal.

Dejando la zona de Bahía Blanca, se entra en la denominada cuen

ca Interserrana Bonaerense o cuenca Paleozoica Bonaerense, alcanzándose valores de gravedad negativos (máximos: -30mGal).

Finalmente, esta sección gravimétrica termina en Mar del Plata (borde S de Tandilia en su parte continental), hallándose anomalías gravimétricas positivas que no superan los $+30\text{mGal}$.

3. INTERPRETACION

3.1. Tandilia

Las Sierras Septentrionales Bonaerenses, denominadas Tandilia, se extienden desde Olavarría (centro geográfico de la provincia de Buenos Aires) hasta Mar del Plata en su parte continental con rumbo NW-SE. Posee unos 340Km de largo, sólo 55Km de ancho y si bien se destaca de la llanura, sus altitudes son escasas (máximo 500m).

De acuerdo con Terruggi y Kilmurray (1975), entre otros, el sistema serrano representa el basamento más antiguo del país (1800-2200 m.a.) junto con los afloramientos en la isla Martín García.

Esencialmente, consta de un zócalo cristalino precámbrico de aspecto más o menos granítico, con una cubierta sedimentaria de edad paleozoica inferior a precámbrica. Por último, hay sedimentitas cuaternarias y la existencia de terrenos terciarios es sólo probable.

Los resultados gravimétricos fueron estudiados en detalle por Introcaso (1982) y sus principales conclusiones son:

Debido a su escasa elevación y sobretodo a su escaso ancho, señalan a priori las dificultades para admitir un comportamiento isostático local. El análisis de la carta de Bouguer positiva, confirma esta presunción. Los excesos de masas (de poca significación) serían soportados por una corteza que no necesita alterar su potencia por esta causa. Además, aplicando el método de máxima profundidad a las anomalías más significativas encontradas, fue posible ubicar las masas anómalas decididamente en la corteza superior. Las anomalías menores de corta longitud de onda observadas en el perfil Tandil-Mar del Plata, suponen una re-

lación con la parte superior de la estructura fracturada.

3.2. Cuenca Interserrana Bonaerense

Esta cuenca se encuentra ubicada dentro de lo que se denomina el "Positivo Bonaerense" (Yrigoyen, 1975) o "Llanura Interserrana Bonaerense" (Rolleri, 1975), entre las sierras Septentrionales y las sierras Australes de la provincia de Buenos Aires.

La sedimentación antigua, que descansa sobre un sustrato precámbrico, ha alcanzado características similares al basamento cristalino, por lo cual la exploración sísmica es incapaz de detectarla; por el contrario, el método gravimétrico resulta más eficaz ya que es sensible a pequeños cambios de densidad en losas de significativa potencia.

Estos sedimentos paleozoicos, según Zambrano (1972), han adquirido velocidades de propagación de ondas sísmicas mayores a 5,5Km/sg muy similares a las del basamento cristalino (6Km/seg), hecho que dificulta la diferenciación entre uno y otro; por ello, se los ha considerado como "basamento técnico".

A partir del gráfico de relaciones de Mafe y Drake (1958) se desprende que, entre los sedimentos paleozoicos y el basamento cristalino, existe un contraste de densidades de $-0,07\text{gr/cc}$; este déficit de densidad es suficiente como para producir una significativa anomalía de Bouguer negativa del orden de -30mGal , la cual fue detectada en el perfil gravimétrico estudiado (Figura 3).

Tomando esta anomalía de Bouguer se trató de redefinir el límite inferior de los sedimentos paleozoicos (definido preliminarmente por Introcaso en 1982, asimilando la estructura de los mismos a bloques bidimensionales de sección rectangular) mediante el método gravimétrico inverso de Talwani (1959) con bloques bidimensionales de sección poligonal (Guspi, 1983). Para ello, se supuso que la totalidad de la anomalía de gravedad observada es justificada por la existencia de estos sedimentos; además, como se trabajó con valores promedio, también se calculó el límite inferior para densidades diferenciales de $-0,05\text{gr/cc}$ y $-0,09\text{gr/cc}$, de forma tal que que

dara conformada un entorno aceptable para la ubicación del mismo.

Los resultados obtenidos fueron los siguientes (Figura 4):

Densidad Diferencial (gr/cc)	Límite Inferior máximo (Km)
-0,09	9,5
-0,07	12,5
-0,05	17,5

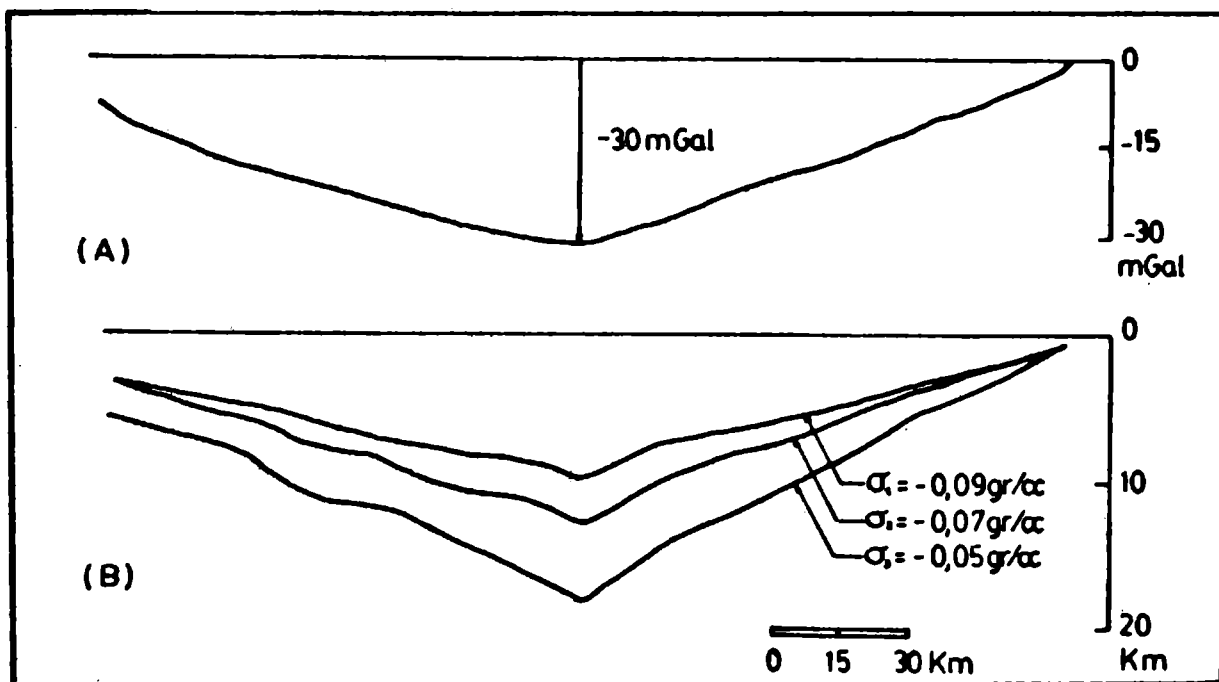


Figura 4: (A) Anomalia de Bouguer observada. (B) Posibles límites inferiores de los sedimentos paleozoicos en la cuenca Interserrana Bonaerense, adoptando densidades diferenciales: $-0,05 \text{ gr/cc}$; $-0,07 \text{ gr/cc}$ y $-0,09 \text{ gr/cc}$.

Las mismas consideraciones en el trabajo antes citado, se pueden hacer acá: el límite inferior definido para una densidad diferencial de $-0,07 \text{ gr/cc}$ pareciera ser el más razonable, pero pensar en $12,5 \text{ Km}$ de sedimentos podrían llegar a ser excesivos. Cabrían aquí dos alternativas: aumentar la densidad diferencial con lo que disminuiría la potencia sedimentaria o suponer que parte de la respuesta gravimétrica pudiera deberse a un efecto más profundo.

3.3. Positivo de la zona de Bahía Blanca (borde NW de la cuenca de Colorado)

La cuenca de Colorado se ubica frente a la parte sur de la provincia de Buenos Aires, extendiéndose, en su mayor parte, en la plataforma continental. Tiene una forma alargada de rumbo E-W aproximadamente.

Sobre un basamento precámbrico-paleozoico (Yrigoyen, 1975) se disponen sedimentos que comenzaron el relleno de la fosa en el Cretácico Inferior. El máximo espesor sedimentario oscila entre 6,5 a 7Km.

Esta cuenca posee una tectónica pasiva traducida, en general, en grandes fallas de tracción de rumbo E-W que van determinando, a través de sucesivas reactivaciones, la subsidencia general de la cuenca. Por otra parte, los sedimentos más jóvenes van ocupando cada vez mayores superficies, es decir, la cuenca se amplía a medida que transcurre el tiempo geológico (Introcaso, 1982).

Este positivo gravimétrico con un máximo de alrededor de + 20 mGal (Figura 5) aparece en el borde NW de la cuenca de Colorado. Al ser corregido por el efecto de los sedimentos, incrementa su valor llegando a un máximo de casi +50mGal

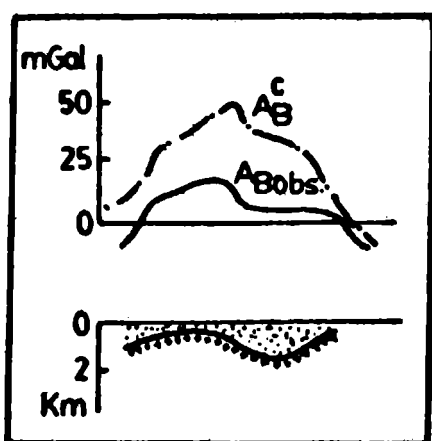


Figura 5: Anomalía de Bouguer observada y anomalía de Bouguer corregida por el efecto gravimétrico de los sedimentos en el borde NW de la cuenca de Colorado (zona de Bahía Blanca). Configuración esquemática de la cubeta sedimentaria.

Es difícil decidir si esta anomalía es parcial o totalmente local, dado que existen los siguientes argumentos que son necesarios señalar:

- 1- la presencia de un significativo acuífero caliente en las proximidades de Bahía Blanca.

ii- la interpretación reciente dada por Introcaso-Ramos (1984), justifica el máximo de gravedad, sobre la vecina cuenca de Salado, mediante la incorporación de materiales astenosféricos en altos niveles litosféricos. Dadas las reconocidas similitudes entre ambas, no es difícil pensar en un proceso similar, pero no es sabido hasta el momento el grado de incidencia en un borde de cuenca.

3.4. Faja Central Argentina

Esta zona presenta una respuesta gravimétrica negativa que no es relacionada significativamente con excesos topográficos, careciendo de elementos de juicio suficientes para llegar a realizar una correcta interpretación.

3.5. Cuenca Neuquina

Por su heterogeneidad, tanto en estructura del basamento como en los hábitos de sedimentación, se la ha considerado integrada por dos ambientes diferentes: sector andino y sector del engolfamiento neuquino; a su vez, el engolfamiento está constituido por dos flancos: flanco sur y flanco norte.

Según Digregorio y Uliana (1980) el sector andino representa una cuenca de retroarco; mientras que el engolfamiento neuquino presenta un cuadro geológico distinto con características aulacogénicas.

En el sector andino el basamento precámbrico-paleozoico se halla dominado por importantes sistemas de fracturación, los cuales han regulado la ingrasión y depositación de las acumulaciones mesozoicas. En cuanto al sector del engolfamiento, la estructura regional está caracterizada por una configuración simétrica adaptándose en forma y estilo estructural a las áreas positivas adyacentes. El flanco norte presenta escalones orientados paralelamente al borde de cuenca con rumbo NW-SE, mientras que en el flanco sur el basamento está regido por un juego de fallas de rumbo E-W. A ambos lados de la zona de mayor acumulación existen fracturas de

tipo directo.

La serie sedimentaria, de una potencia máxima de 7Km, está constituida por sedimentitas de origen marino, continental y de transición, acumuladas a partir del Jurásico Inferior como producto de numerosos episodios transgresivos-regresivos.

Para una mejor interpretación se corrigieron las anomalías de gravedad observadas por el efecto gravimétrico producido por los sedimentos, encontrándose que una buena parte de las anomalías es justificada por la existencia del relleno sedimentario (Figura 6)

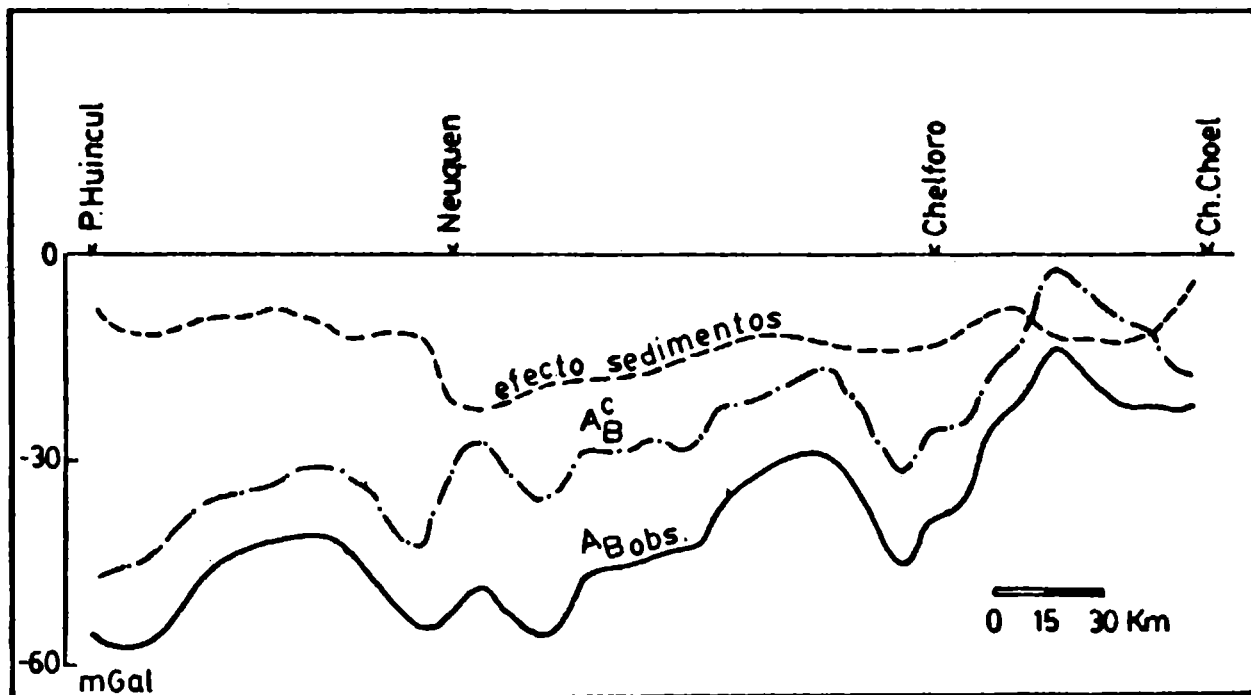


Figura 6: Anomalia de Bouguer observada, efecto gravimétrico producido por los sedimentos y anomalia de Bouguer corregida por dicho efecto, en el borde austral de la cuenca Neuquina (tramo entre Choele Choel y Plaza Huincul).

A partir de la anomalia gravimétrica regional definida luego de corregir la anomalia observada por el efecto del sedimentario, se determinó un modelo cortical bajo la cuenca utilizando el método gravimétrico inverso, adaptándose los siguientes parámetros:

densidad media cortical: 2,9gr/cc

densidad media del manto superior: 3,3gr/cc

espesor normal de corteza: 33Km

En la Figura 7 se muestra el modelo de corteza propuesto; se observa que la corteza apenas engrosada en Choele Choel se espesa hacia el W no muy significativamente, por lo cual, se estarían manifestando condiciones aproximadamente normales bajo el área del engolfamiento neuquino.

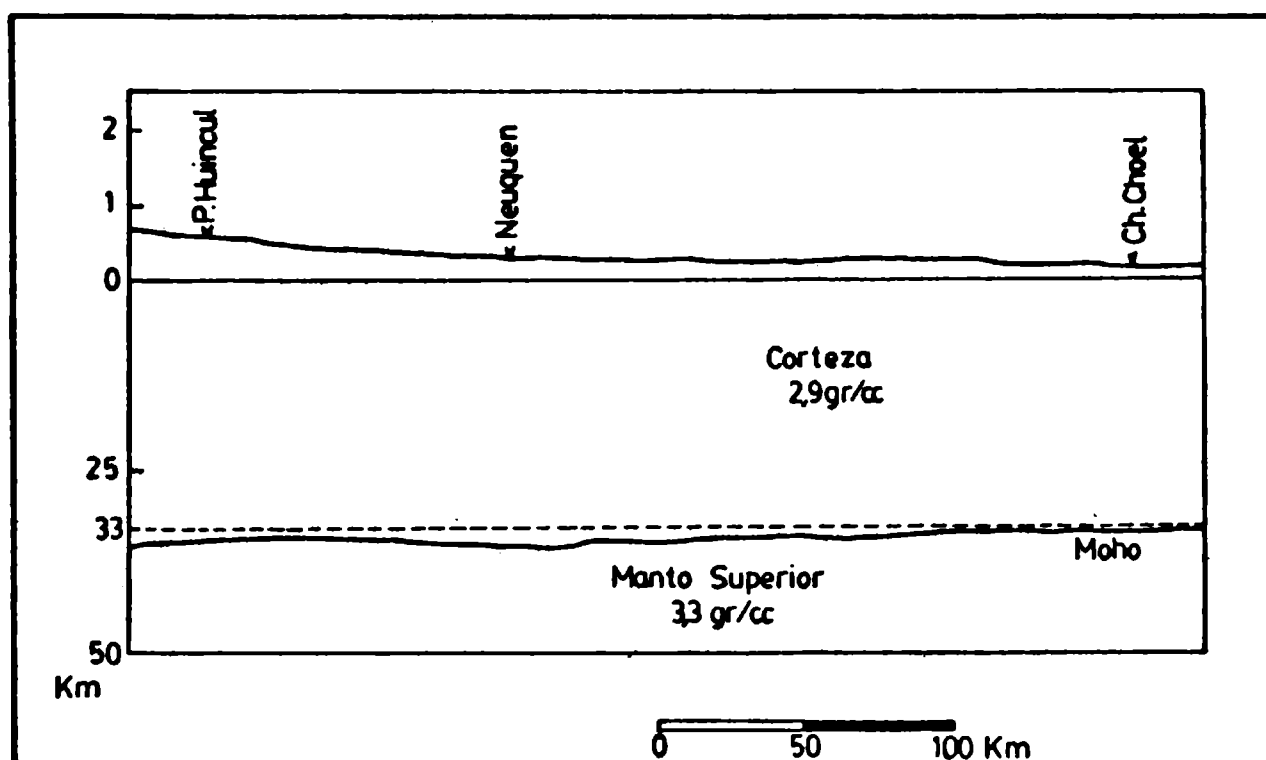


Figura 7: Modelo gravimétrico de corteza bajo el sector del engolfamiento de la cuenca Neuquina obtenido mediante el método gravimétrico inverso suavizado con un polinomio de grado ocho, suponiendo una corteza homogénea hasta el Moho de densidad media 2,9gr/cc.

Este hecho es confirmado al comparar la respuesta gravimétrica del modelo propuesto con la correspondiente a un modelo teórico compensado tipo Airy (Figura 8)

3.5. Cordillera Andina

Este importante arco magmático de margen continental activo presenta una respuesta gravimétrica negativa (máx.: -110mGal) relacionada con la existencia de una "raíz" en fondo de corteza.

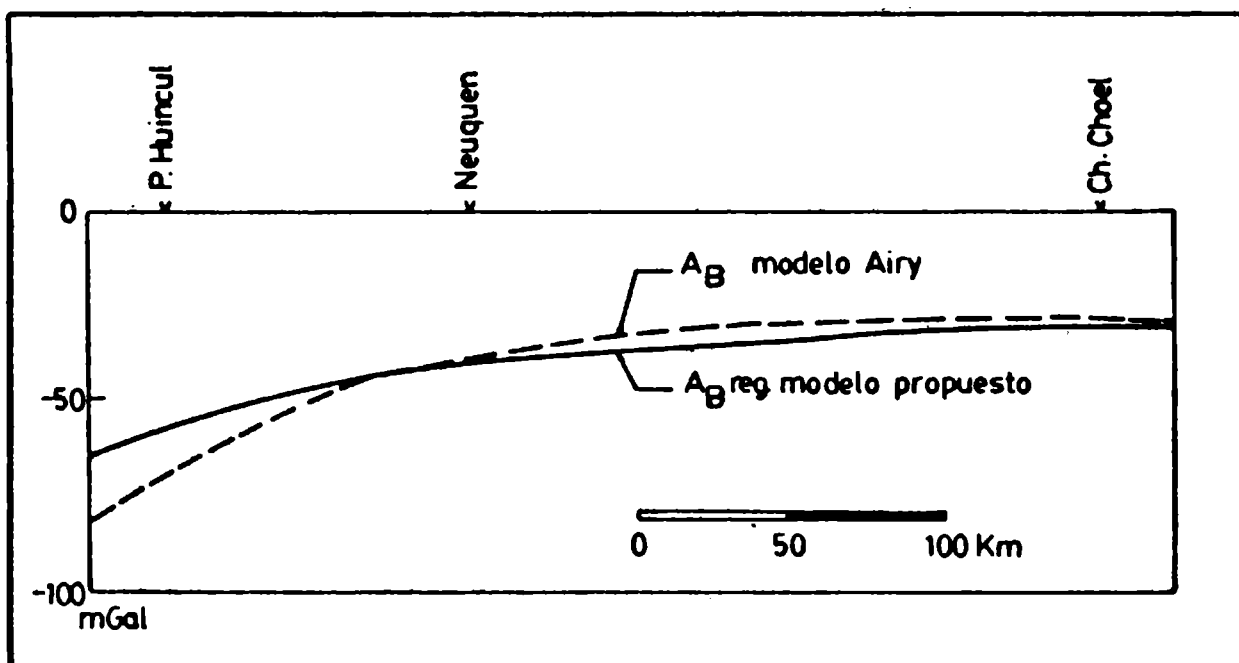


Figura 8: Comparación entre las respuestas gravimétricas del modelo propuesto y de un modelo teóricamente compensado tipo Airy, bajo el sector del engolfamiento de la cuenca Neuquina.

En base a la anomalía regional fue modelizada la corteza bajo el edificio andino mediante el método gravimétrico inverso manteniendo los mismos parámetros antes citados (Figura 9). Este modelo proporcionó un espesor cortical máximo de 43Km.

Comparando las anomalías de gravedad proporcionadas por un modelo cortical isostáticamente compensado de tipo Airy con las anomalías regionales observadas del modelo propuesto, se comprueba que existe un nítido exceso de gravedad del orden de +40mGal, como máximo, en este sector analizado. Esto señalaría un defecto de raíz traduciéndose en un desequilibrio isostático. (Figura 10).

Este modelo cortical fue perfeccionado introduciendo dos losas corticales: la superior frágil y la inferior dúctil, separadas por la denominada discontinuidad de Conrad y de diferentes densidades:

capa superior : 2,79gr/cc

capa inferior : 3gr/cc

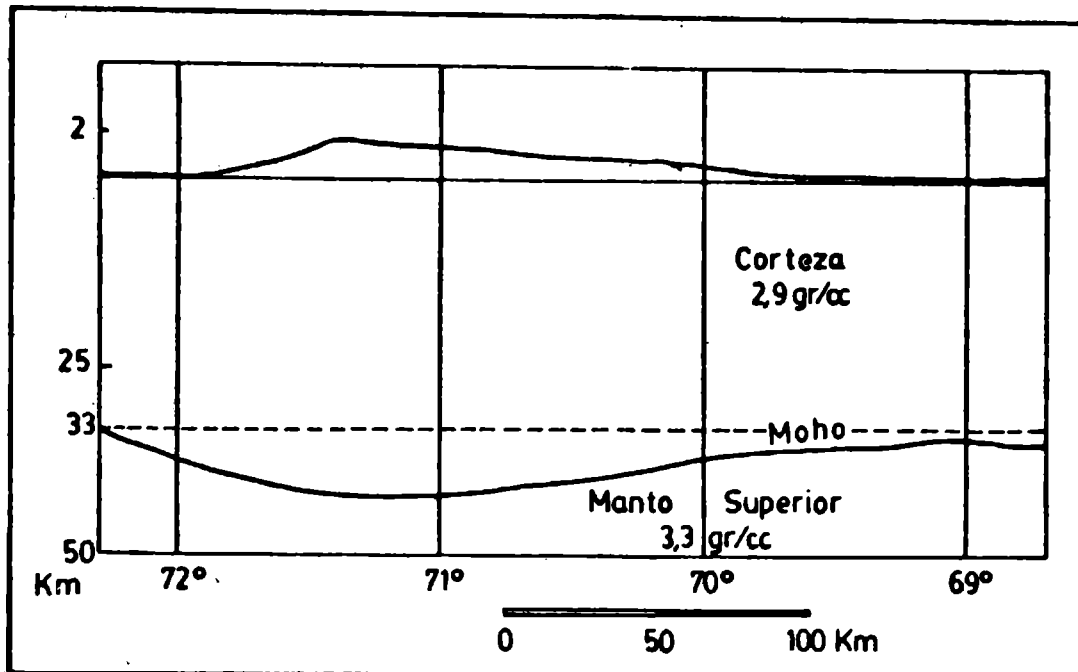


Figura 9: Modelo gravimétrico de corteza bajo el edificio andino obtenido con el método gravimétrico inverso suavizado con un polinomio de grado ocho, suponiendo una corteza homogénea hasta el Moho de densidad 2,9gr/cc.

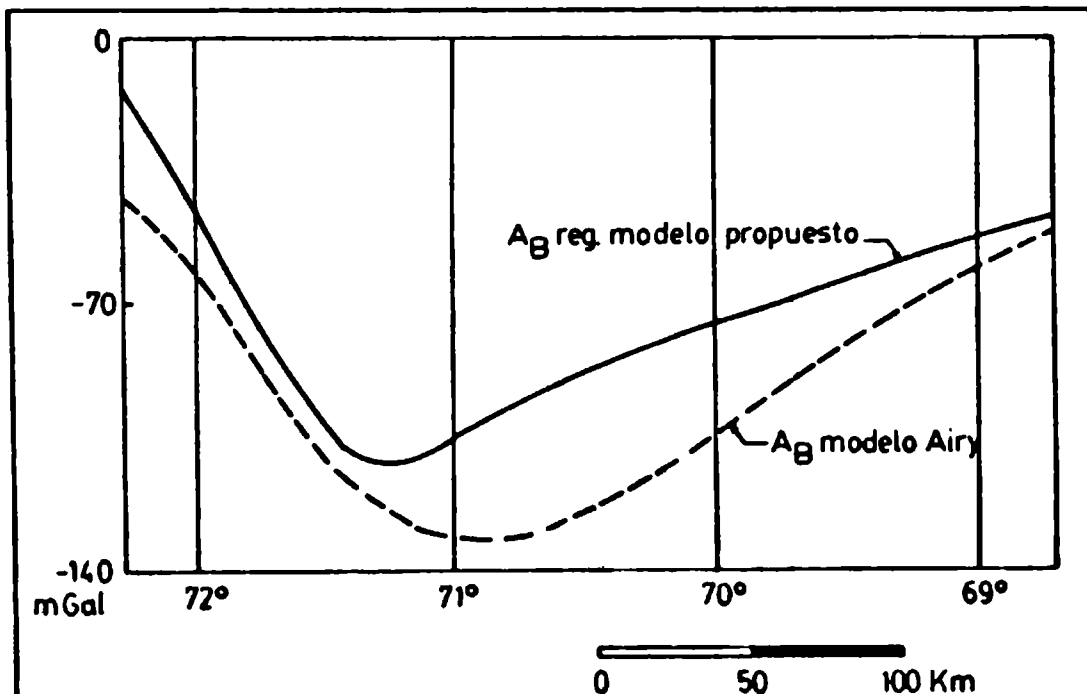


Figura 10: Comparación entre las respuestas gravimétricas del modelo propuesto y de un modelo teóricamente compensado tipo Airy bajo el edificio andino. La falta de coincidencia es un índice del estado isostático.

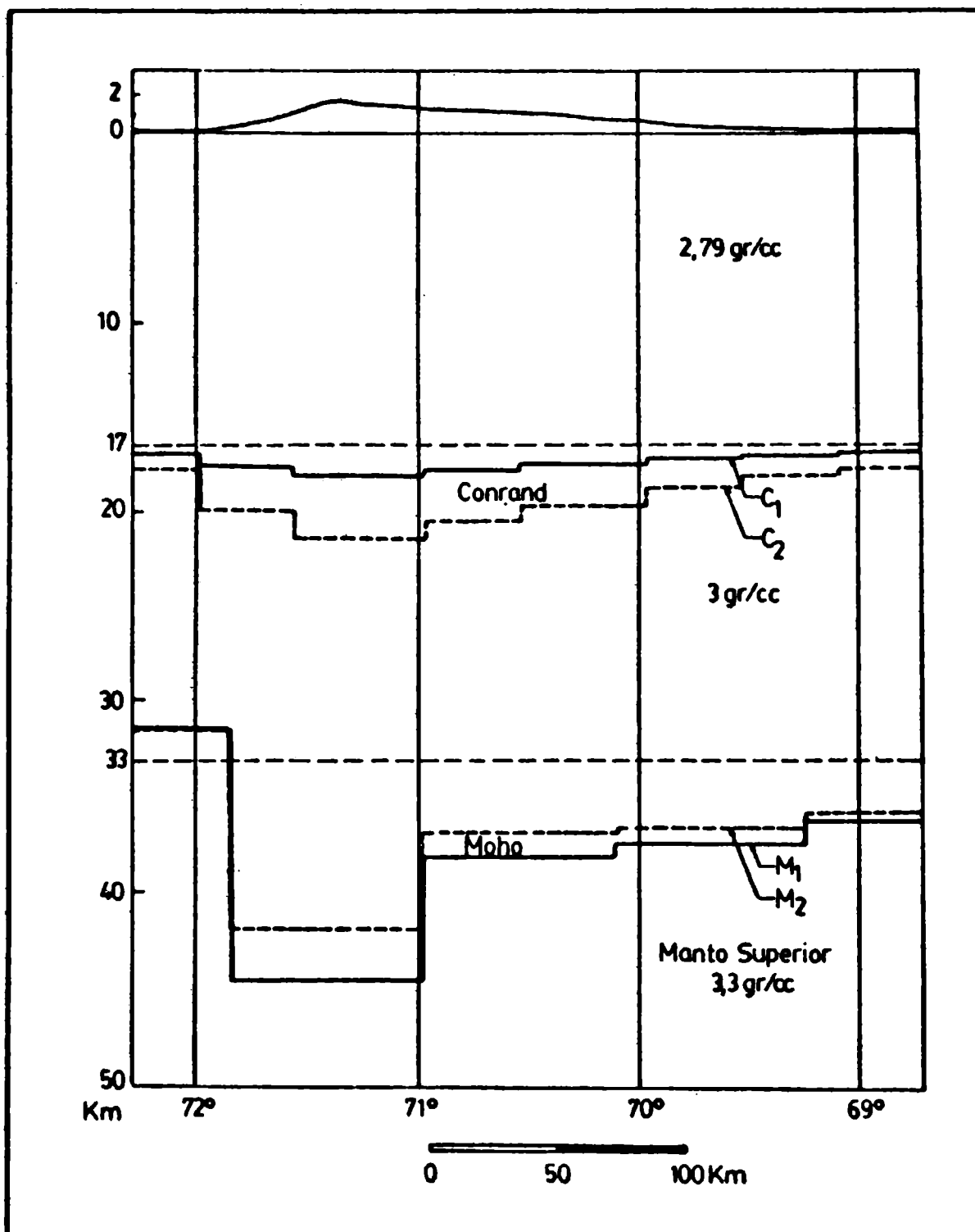


Figura 11: Modelo gravimétrico de corteza para dos discontinuidades en la misma, adoptando dos posibles montos para la "raíz" en Conrand y recalculando la "raíz" en el fondo de corteza con el método gravimétrico inverso.

La repartición de la anomalía entre las dos raíces: la "raíz" en Conrand y la "raíz" en el Moho, disminuye levemente la potencia cortical total, aunque no cambian las conclusiones obtenidas a partir de un modelo cortical homogéneo de una sola capa.

3.6. Valle Central Chileno

Es una depresión tectónica de cerca de 900Km de largo, con un ancho variable entre 20 y 50Km, relleno de sedimentos glaciales, fluvioglaciales, fluviales, eólicos y corrientes de barro (D'Angelo y Aguirre Le Bert, 1968).

Flesh (en Carter y Aguirre, 1965, p.653) y Bruegen (1950) señalaron que el Valle Central está delimitado por dos líneas de fallas de rumbo N-S que separan la cordillera de la Costa de la cordillera de los Andes. Gerth (1955) aceptó la idea de que es un "rift valley" y que el fallamiento que lo originó estuvo estrechamente relacionado con los actuales cinturones volcánicos de la cordillera Andina. Fernner (1961) liga el origen tectónico de este valle con la existencia de lentes magmáticos en profundidad y expresa que se ha formado por hundimientos sucesivos de dichos lentes. Carter y Aguirre (1965) dicen que el Valle Central y el cinturón volcánico están relacionados en tiempo geológico y se han formado bajo condiciones semejantes de "stress" y que ambos elementos parecen haber sido originados después de compresión y plegamiento, probablemente como resultado de distensión. Por último, y de acuerdo con Muñoz Cristi (1956), la subsidencia ocurrió durante el Plioceno, simultáneamente con la elevación de la cordillera de la Costa y la cordillera de los Andes.

El espesor de los sedimentos constitutivos ha sido estudiado mediante métodos gravimétricos y sísmicos al sur de Santiago de Chile (Draguicević, 1970), mostrando que la profundidad del basamento aumenta hacia el sur. En nuestra latitud podría esperarse un espesor sedimentario del orden de 2Km. Esta región presenta una respuesta gravimétrica oscilante entre negativos y positivos que no superan los -20mGal y los +5mGal respectivamente.

3.7. Cordillera de la Costa

Esta última región, en el extremo oeste del perfil, está formada por rocas metamórficas fuertemente plegadas en tiempos pre-triásicos, de edad precámbrica apaleozoica inferior, las que cons

tituyen el basamento cristalino. Las altitudes respecto al nivel del mar son menores a 500m.

Draguicević y otros (1970), en el análisis de un tramo de perfil que va de Nueva Imperial a Puerto Saavedra, señalan: "...puede apreciarse que después de un tramo en que los valores de gravedad aumentan en forma más o menos normal hacia el oeste, en la zona de la costa bajan bruscamente 20mGal. En el primer tramo el perfil atraviesa rocas del basamento cristalino y en la zona de la costa cubre a sedimentos terciarios y cuaternarios. Esta anomalía se debe a un efecto local superficial."

Hay que señalar que los valores gravimétricos utilizados por Draguicević son anteriores al sismo de Chile de 1960. Las reconocidas alteraciones causadas (hundimiento de la región continental y ascenso de las islas ribereñas) durante y después del sismo, tienen que haber provocado cambios de gravedad que no obstante estimamos no alteran las conclusiones generales.

4. CONCLUSIONES

Hemos demostrado (Introcaso-Huerta, 1982) que un aumento de densidad y potencia cortical, sin apartamiento del equilibrio isostático, produce excesos de gravedad. Alternativamente, asumiendo que se mantienen las densidades normales para corteza y manto superior, el exceso de gravedad encontrado bajo el sector Andino señalaría un defecto de "raíz". Este resultado parece indicar, en ausencia de fuerzas tectónicas ascendentes, que la cordillera debería estar actualmente en subsidencia para equilibrar el aparente exceso de masa Andina y, de esta manera, reestablecer el equilibrio isostático. Este pensamiento estaría de acuerdo con:

- la reconocida distensión actual (Katz, 1971)
- variaciones positivas de gravedad (remediciones luego de casi 25 años por la U.N.B.A., Cerrato 1975) en una sección E-W desde Puyehue hasta San Antonio Oeste (aproximadamente 2° de latitud hacia el sur de nuestro perfil) siempre que ambas secciones cercanas mantuvieran el mismo comportamiento regional.

No olvidemos que este modelo está restringido sólo a corteza. Parte de la anomalía de gravedad encontrada podría atribuirse a densidades diferenciales originadas por la losa subductada respecto de los materiales del manto adyacente. Esto plantea otra alternativa que será estudiada en un próximo trabajo.

La existencia de una significativa potencia sedimentaria mesozoica-terciaria en el área del engolfamiento neuquino, estaría justificando una buena parte de la anomalía de gravedad observada. La cuenca presenta, de acuerdo a los datos gravimétricos, una corteza con muy suaves espesamientos que no superan en general el 5% del espesor normal, por lo cual, se estarían manifestando condiciones aproximadamente normales.

Dejando el engolfamiento neuquino y hasta las cercanías de Bahía Blanca, existe una respuesta de gravedad negativa no relacionada con excesos topográficos y que habría que interpretar a la luz de mayores datos.

En el borde NW de la cuenca de Colorado (parte continental), en los alrededores de Bahía Blanca, se infieren procesos de calentamiento por la presencia de un importante acuífero caliente. Se han propuesto para el centro de la cuenca, materiales astenosféricos ascendidos hasta niveles corticales, aunque es difícil saber el grado de incidencia en los bordes.

La cuenca Interserrana Bonaerense posee una patente sedimentación paleozoica con una respuesta gravimétrica claramente negativa interpretada con relación a dicha sedimentación, aunque existen otras explicaciones que involucran suaves efectos isostáticos regionales o una combinación de ambas alternativas.

Por último, Tandilia presenta, con relación a sus escasos excesos de masa, una corteza cuya potencia no necesitaría alterarse, descartando así un comportamiento isostático local.

5. AGRADECIMIENTOS

Agradecemos al Instituto Geográfico Militar Argentino por haber cedido las líneas de medición gravimétrica que fueron utilizadas en el armado del perfil en la parte Argentina. También a Yacimientos Petrolíferos Fiscales por datos geofísicos en general.

6. BIBLIOGRAFIA

- BALDIS, B.A; FEBRER, J. y VACA, A. 1972. "Trasducción: un nuevo fenómeno asociado a los procesos de la tectónica global". Actas del V Cong. Lat. de Geol., Argentina; T.III, pp: 705-718
- BARAZANGUI, M. e ISACKS, B.L. 1976. "Spatial distribution of earthquakes and subduction of the Nazca plate beneath South America." *Geology* 4, pp: 686-692.
- BRUEGEN, J. 1950. "Fundamentos de la Geología de Chile". Instituto Geográfico Militar, Santiago, p. 365.
- CARTER, W. y AGUIRRE, L. 1965. "Structural geology of Aconcagua province and its relationships to the Central Valley Graben, Chile". *Bull. Geol. Soc. Amer.* 76, pp: 651-664.
- CERRATO, H. 1975. "Contribuciones a la Geodesia Aplicada". U.N. B.A., p. 45.
- D'ANGELO, E. y AGUIRRE LE BERT, L. 1968. "Relación entre estructura y volcanismo cuaternario andino en Chile". Simposio Panamericano del Manto Superior, México, pp: 39-46.
- DIGREGORIO, J.H. y ULIANA, M.A. 1980. "Cuenca Neuquina". Segundo Simposio de Geología Regional Argentina, Academia Nacional de Ciencias, Córdoba; vol. II, pp: 985-1032.
- DRAGUICEVIC, M.; KAUSEL, C.; LOMNITZ, C.; MEINARDUS, H. y SILVA, L. 1961. "Levantamiento Gravimétrico en Chile". Universidad Nacional de Chile, publicación A4 (Apartado de los Anales de la Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas), pp: 221-242.
- DRAGUICEVIC, M. 1970. "Carta gravimétrica de los Andes Meridionales e interpretación de las anomalías de gravedad en Chile Central". Universidad Nacional de Chile, Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, Departamento de Geofísica y Geodesia, p42

- FERNNER, R. 1961. "Geostática". 8a parte, Revista Minerales 72, Santiago, pp: 72-108.
- GERTH, R. 1955. "Der Geologische Bau der Sudamerikanischen Kordillere". Berlín-Nicolasse, Grebrüder Borntraeger, p. 264.
- INTROCASO, A. 1982. "Características de la corteza en el Positivo Bonaerense: Tandilia-Cuenca Interserrana-Ventania, a través de datos de gravedad". IFIR, publicaciones del Observatorio Astronómico Municipal de Rosario.
- INTROCASO, A. y HUERTA, E. 1982. "Interpretación del exceso de gravedad en Uruguay". Actas del V Cong.Lat.de Geol., Argentina, T. IV, pp:87-104.
- INTROCASO, A. y RAMOS, V.A. 1984. "La cuenca del Salado: un modelo de evolución aulacogénica". Actas IX Cong.Geol.Argentino, T. III, pp:27-46.
- KATZ, H. 1971. "Continental margins in Chile - Is tectonic style compressional or extensional?". The American Association of Petroleum Geologists Bull., vol. 55, N°10, pp:1753-1758.
- LOMNITZ, C. 1969. "Sea-floor spreading as a factor of tectonic evolution in southern Chile". Nature, vol. 222.
- LLAMBIAS, E.; PALACIOS, M. y DANDERPER, J. 1982. "Las erupciones holocenas en el volcán Tromen (provincia de Neuquén) y su significado en un perfil transversal E-W a la latitud de 37°S". V Cong.Lat.de Geol., Argentina, T. III, pp:537-545.
- MUÑOZ CRISTI, J. 1956. "Chile" en Handbook of South America Geology. Geol.Soc.Amer.Mem. 65, pp:191-214.
- NAPE y DRAKE 1958 (inédito). Ver Grant-West 1965: "Interpretation theory in Applied Geolophysics". Fig.77, p. 200.
- PLAFKER, G. 1972. "Alaskan earthquake of 1964 and Chilean earthquake of 1960: implications for arcs tectonics". Jour.Geoph.Res 77, pp:901-925.
- PLAFKER, G. y SAVAGE, J.C. 1970. "Mechanism of Chilean earthquake of May 21 and 22, 1960". Soc.Amer.Bull., vol. 81, N°4, pp 1001-1030.
- ROLLERI, E. 1975. "Provincias Geológicas Bonaerenses". Geología

- de la provincia de Buenos Aires, VI Cong.Geol.Argentino, Buenos Aires, pp:29-53.
- SAAVEDRA, V. y LOPEZ, J. 1974. "Volcanismo: dinámica y petrología de sus productos". Colección Colegio Universitario, 4, p. 481, Madrid.
 - STAUDER, W. 1973. "Mechanism and spatial distribution of Chilean earthquakes with relation to subduction of the oceanic plates". Jour.Geoph.Res., pp:5033-5061.
 - TALWANI, M. 1959. "Rapid gravity computation of two-dimensional bodies with application to the Mendocino Submarine Fracture Zone". Jour.Geoph.Res., vol. 64 N°1, pp:49-58.
 - TERRUGGI, M. y KILMURRAY, J. 1975. "Tandilia". Relatorio de la Geología de la Provincia de Buenos Aires, VI Cong.Geol.Arg., pp 55-77.
 - YRIGOYEN, M. 1975. "Geología del subsuelo y plataforma continental". En Geología de la provincia de Buenos Aires, VI Cong.Geol Arg., pp:139-168.
 - ZAMBRANO, J. 1972. "Las cuencas sedimentarias en la plataforma continental argentina". Petrotécnica, Rev.Inst.Arg. del Petroleo, XXI 4, pp:26-37.

•

FLEXION ELASTICA DE CORTEZA Y LITOSFERA

Alicia Diez Rodríguez y María Cristina Pacino

Instituto de Física de Rosario. Facultad de Ingeniería

Universidad Nacional de Rosario

Rosario, República Argentina

RESUMEN

Han sido propuestos modelos de flexión elástica cortical causados por el cargamiento originado por las Sierras de Córdoba y por la Cordillera Andina. Se trató el cálculo con cargas bidimensionales (Gunn, 1943), suponiendo cargas concentradas y cargas repartidas en láminas horizontales.

En este trabajo se propone además, y con mejores resultados, la repartición de la carga en láminas verticales adyacentes.

Los respectivos efectos gravimétricos de los modelos hallados han sido calculados y comparados con las anomalías de Bouguer observadas y con los efectos gravimétricos producidos por modelos teóricos en la clásica postulación de Airy.

El análisis comparativo realizado en la región de las Sierras de Córdoba lleva a pensar, en principio, que variando convenientemente los parámetros elásticos corticales (rigidez flexural D , módulo de Young E , espesor cortical T , etc) las mismas podrían responder a mecanismos cuyos efectos son similares a los de flexión. Por otro lado, se reconoce que la cordillera andina responde, en general, a mecanismos de compensación hidrostática; por lo tanto, la flexión elástica cortical propuesta no representaría un mecanismo dominante.

ABSTRACT

Models of crustal elastic bending caused by the loading originated by the Córdoba Hills and the Andes have been proposed. The calculation with two-dimensional loads (Gunn, 1943) has been dealt with, on supposing concentrated loads as well as those distributed in horizontal sheets.

Moreover, in this paper the distribution of the loads in vertical nearby sheets has been proposed and with better results.

The different gravimetric effects of the found out models have been calculated and compared with the observed Bouguer anomalies and with the gravimetric effects produced by theoretical models in the classic postulate of Airy.

The comparative analysis made in the region of the Córdoba Hills at first leads us to think that conveniently changing the crustal elastic parameters (flexural rigidity D , Young's modulus E , crustal thickness T , etc) the so-mentioned hills may respond to mechanisms the effects of which are similar to those of bending. On the other hand, it is known that the Andes respond, in general, to mechanisms of hydrostatic compensation; thus, the proposed crustal elastic bending would not represent a dominant mechanism.

1- INTRODUCCION

El moderno concepto de la tectónica de placas considera que las placas litosféricas se comportan como unidades rígidas por algunos cientos de millones de años. Esta idea es contraria al principio de isostasia (Watts et al., 1975). En la clásica formulación de Airy se admite que puede haber flotación a pequeñas profundidades en la corteza en respuesta a la aplicación de esfuerzos diferenciales. Sin embargo, un gran número de estudios (Barrell, 1915; Gunn, 1947 y 1949; Vening Meinesz, 1931; Heiskanen y Vening Meinesz, 1958; Walcott, 1970; ...) enfatizan la importancia de considerar la deformación finita de la capa exterior del planeta para explicar los datos geofísicos y geológicos obtenidos en las proximidades de cargas superficiales.

Así, bajo condiciones de un cargamiento rápido, la zona exterior del manto se comportaría esencialmente como un sólido; mientras que, bajo un cargamiento más lento, como es el caso de la sedimentación, éste respondería como un líquido viscoso y denso (Brotchie y Silvester, 1969).

En este trabajo consideraremos la corteza descansando sobre el manto superior, la cual puede ser modelizada como una delgada lámina elástica que flota sobre un sustrato más denso. El esfuerzo de cargamiento vertical aplicado se supone inferior al límite elástico de la corteza.

Se realizaron cálculos con ejemplos reales sobre secciones, aplicando distintos métodos de distribución de cargas considerando además sus ventajas y desventajas. Se efectuaron comparaciones de los modelos obtenidos por flexión cortical con los hidrostáticos tipo Airy correspondientes a cada caso, calculándose sus respectivas respuestas gravimétricas.

2- DEFORMACION ELASTICA DE LA CORTEZA
POR CARGAMIENTO VERTICAL

La flexión de la placa debida a aplicación de una carga vertical produce presiones originadas por el desplazamiento del fluido, $(\rho_m - \rho_c) g w$, y por la reacción elástica de la lámina, $D \nabla_1^4 w$, siendo: ρ_m : densidad bajo la lámina, ρ_c : densidad encima de la lámina, g : gravedad, D : rigidez flexural = $E T^3 / 12(1 - \sigma^2)$ (3) de la lámina y w : desplazamiento vertical de la lámina.

La presión combinada es igual a P debajo de la carga y 0 en cualquier otro lugar (Walcott, 1970), es decir:

$$D \nabla_1^4 w + (\rho_m - \rho_c) w g = P \text{ debajo de la carga (1)}$$

$$D \nabla_1^4 w + (\rho_m - \rho_c) w g = 0 \text{ a los lados de la carga (2)}$$

E: Módulo de Young

T: Espesor de la lámina

$$\nabla^4 = \frac{\partial^4}{\partial x^4} + \frac{\partial^4}{\partial y^4} + 2 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2}$$

α : Relación de Poisson

P: Carga

Se dan distintas soluciones de (1) de acuerdo a la característica de la carga aplicada.

Así, para una carga puntual P, y de acuerdo con Hertz (1884):

$$w = \frac{a^2 P}{2 \pi (\rho m - \rho c) g} \int_0^\infty \frac{e^{-arv} \operatorname{sen} arv \, dv}{(v^2 - 1)^{1/2}} \quad (4)$$

donde:

$$a = \sqrt[4]{\frac{(\rho m - \rho c) g}{4 D}}$$

r: distancia desde el punto de aplicación de P al punto donde se determina w

v: variable de integración

$\alpha = 1/a$, parámetro flexural con dimensiones de longitud

Para una carga lineal P, y de acuerdo con Gunn (1943):

$$w = \frac{a P}{2 (\rho m - \rho c) g} e^{-ax} (\operatorname{sen} ax + \operatorname{cos} ax) \quad (5)$$

Para una carga bidimensional que varía armónicamente, $g \beta \operatorname{cos} kx$, donde β es la masa por unidad de longitud y $k=2 \pi/\lambda$, siendo λ la longitud de onda de la carga, Jeffreys (1959) da una solución para (1):

$$w = \frac{g \beta \operatorname{cos} kx}{D k^4 + (\rho m - \rho c) g} \quad (6)$$

3- PARAMETROS CORTICALES O LITOSFERICOS

Un parámetro de gran utilidad en el estudio de flexión para cargas verticales, es la rigidez flexural (D) que es la medida de la resistencia de la corteza (ó litosfera) a la deformación.

Watts et al. (1975) destacan que la rigidez flexural no es la rigidez real de la corteza, pero es la rigidez de una capa elástica uniforme que responde a la aplicación de una carga de la misma manera que lo haría la corteza.

Para los valores clásicos: $T=33\text{Km}$, $\sigma = 0,25$ y $E=10^{12}$ dinas/cm², la rigidez flexural de la corteza arroja un valor de $3,19 \times 10^{30}$ dinas cm. Para diferentes valores de T, la rigidez flexural varía de acuerdo con la gráfica de la Figura 1.

Otro parámetro importante en este tipo de estudio, lo constituye el parámetro

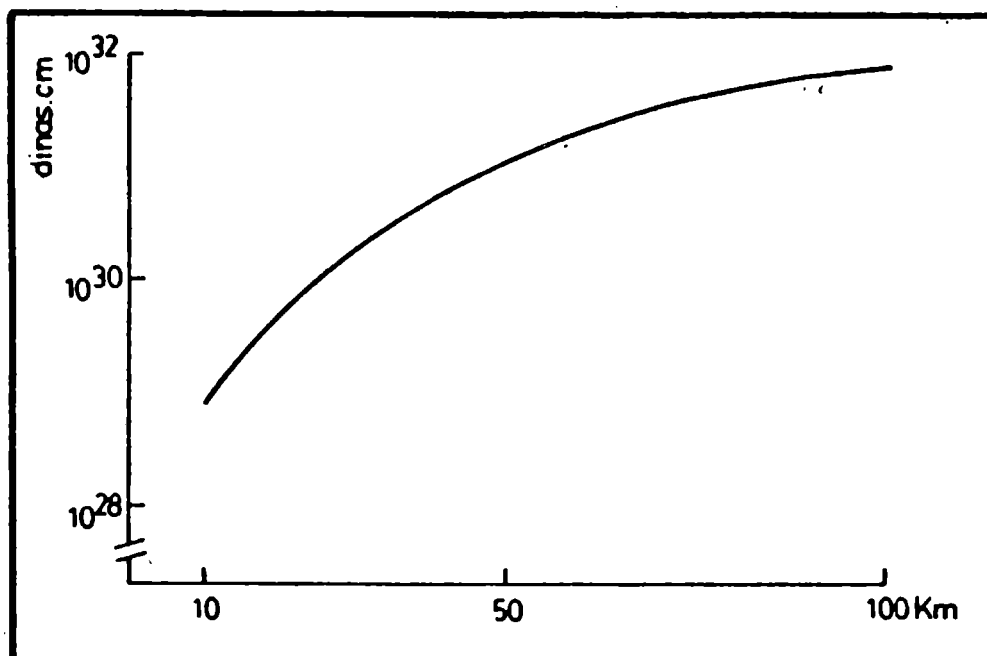


Figura 1: Variación de la rigidez flexural de una lámina en función de los espesores de la misma.

flexural α el cual nos indica el alcance de la deformación medida desde el punto de aplicación de la carga. Para los valores clásicos antes citados de E , T y σ y considerando $\rho_m = 3,32 \text{ gr/cc}$ y $\rho_c = 2,67 \text{ gr/cc}$, el parámetro flexural es aproximadamente 129 Km . Si el fenómeno tiene lugar bajo el agua, debe introducirse en el contraste de densidades, la densidad del agua $\rho_a = 1,028 \text{ gr/cc}$ y $T = 8 \text{ Km}$, obteniéndose un valor de 47 Km .

Walcott (1970) define otro factor de importancia en el problema de la flexión, el factor de amplificación ϕ , como cociente entre la amplitud total después de la carga y la amplitud antes de la carga: $W + H / H$, siendo H : la altura de la carga aplicada.

A partir de la ecuación (6), ϕ queda entonces definido:

$$\phi = \frac{D k^4 + \rho_m g}{D k^4 + (\rho_m - \rho_c) g} \quad (7)$$

Si $D k^4$ es pequeño respecto a $\rho_m g$, entonces $\phi = \rho_m / (\rho_m - \rho_c)$. El valor de ϕ depende de los valores de ρ_m y ρ_c . Considerando que:

$$2,5 < \rho_c < 2,7$$

$$3,3 < \rho_m < 3,4$$

resulta:

$$3,8 < \phi < 5,5$$

Si $D k^4$ es grande, entonces $\phi = 1$.

La ecuación (7) expresa entonces la idea intuitiva de que pequeñas longitudes de onda de la carga no producen desplazamiento diferencial debida a que la rigi-

dez de la litósfera impide el combamiento; mientras que cargas de gran longitud de onda producirán el máximo desplazamiento diferencial posible, que es igual al de una lámina infinita cargada uniformemente.

La ecuación (7) en términos del parámetro flexural α y de la longitud de onda de la topografía λ , puede expresarse como:

$$w = \frac{H \rho c}{\left[\frac{(2 \pi \alpha / \lambda)^4}{4} + 1 \right] (\rho m - \rho c)} \quad (8)$$

o bien:

$$\phi = \frac{\rho c + (\rho m - \rho c) \left[(2 \pi \alpha / \lambda)^4 + 4 \right]}{(\rho m - \rho c) \left[(2 \pi \alpha / \lambda)^4 + 4 \right]} \quad (9)$$

4- CALCULO DE LA FLEXION LITOSFERICA DEBIDA A UNA CARGA BIDIMENSIONAL CONCENTRADA

Muchos autores consideran para el cálculo de la flexión cortical o litosférica, que la carga se halla concentrada en el centro de gravedad de la formación en estudio, sin tener en cuenta la longitud de onda de la topografía.

Esto nos conduciría a pensar que formaciones topográficas diferentes con igual masa, provocarían idéntica flexión, hecho que intuitivamente es descartable.

5- CALCULO DE LA FLEXIÓN LITOSFERICA PARA CARGAS BIDIMENSIONALES REPARTIDAS EN LÁMINAS HORIZONTALES SUPERPUESTAS

Brotchie y Silvester (1969) proponen considerar a la masa topográfica en estudio responsable de la flexión, como compuesta por n capas uniformes superpuestas, de espesor h y ancho an.

La suma de las deformaciones debidas al peso de cada capa, aplicado en el centro de gravedad respectivo, da como resultado la flexión total de la corteza o litósfera.

Este procedimiento, si bien tiene en cuenta la geometría de la carga, si la misma es simétrica, los centros de gravedad de las láminas se dispondrán alineados sobre una misma recta que pasa por el centro de gravedad total, conduciéndonos, de esta manera, al caso anterior. Si la carga es asimétrica obtenemos un perfil de flexión desplazado respecto al que intuitivamente deberíamos obtener (ver Figura 2).

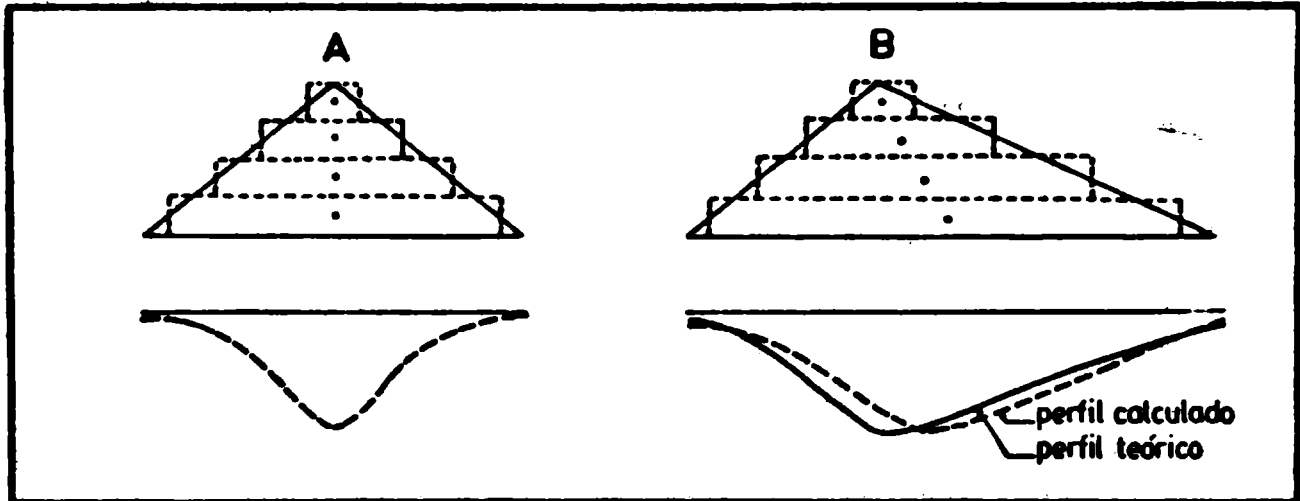


Figura 2: Esquemas de repartición de la carga en láminas horizontales para: A) carga simétrica y B) carga asimétrica, mostrando en cada caso su perfil de flexión elástica.

6- CALCULO DE LA FLEXION LITOSFERICA PARA CARGAS BIDIMENSIONALES REPARTIDAS EN LAMINAS VERTICALES ADYASCENTES

Proponemos aquí la idea de subdividir a la masa responsable de la flexión en n láminas verticales adyacentes de ancho a_n y altura variable h_i en función de la altura de la carga, como lo muestra la Figura 3.

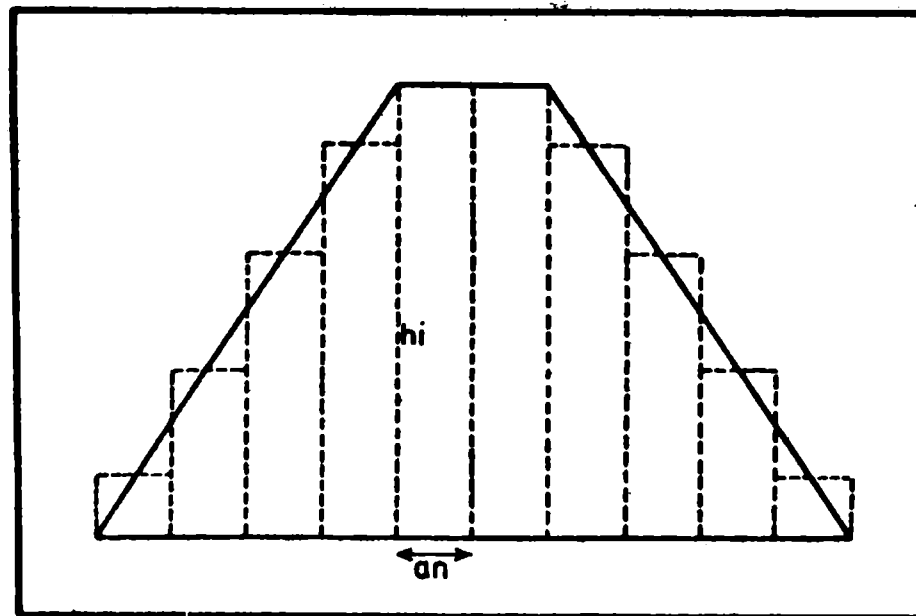


Figura 3: Esquema de repartición de la carga en láminas verticales adyacentes de ancho a_n y altura variable h_i .

El peso ejercido por cada lámina se lo considerará concentrado en su centro de gravedad.

Obviamente, cuanto mayor sea la cantidad de láminas consideradas, mejor preci-

sión se conseguirá en los resultados.

Para el cálculo de la flexión se considerará, en cada punto, la contribución de cada lámina en función de la distancia existente entre el punto de aplicación de la carga y el punto en el cual se lleva a cabo la determinación.

7- EJEMPLOS

7.1- Ejemplo 1: Flexión elástica de la corteza producida por una masa topográfica ubicada en la región cordillerana de la Cuenca Neuquina.

7.1.1- Flexión cortical

Parámetros adoptados:

Espesor cortical normal: $T = 33\text{Km}$

Densidad media de la masa topográfica: $\rho_t = 2,54\text{gr/cc}$

Densidad media de corteza: $\rho_c = 2,9\text{gr/cc}$

Densidad media del manto superior: $\rho_m = 3,3\text{gr/cc}$

Módulo de Young: $E = 10^{12} \text{ dinas/cm}^2$

Relación de Poisson: $\sigma = 0,25$

Gravedad normal: $g = 980\text{Gal}$

La carga total P de la masa topográfica considerada es $9,48 \times 10^{15} \text{ dinas/cm}$.

7.1.1.1- Carga concentrada

Fue calculada la flexión considerando la carga P concentrada en el centro de gravedad de la masa, hallándose un valor máximo de $5,3\text{Km}$ (Figura 4)

7.1.1.2- Carga repartida en láminas horizontales

Se dividió a la estructura en láminas horizontales de igual altura y diferentes anchos, calculando para cada una de ellas, y aplicada en su centro de gravedad, el valor de P_i correspondiente según la siguiente expresión:

$$(L_i \times A_i) \rho_t g = P_i \text{ carga de cada lámina (10)}$$

donde:

L_i : ancho de la lámina

A_i : altura de la lámina

La Figura 4 muestra el perfil de flexión resultante con un máximo de $4,8\text{Km}$.

7.1.1.3- Carga repartida en láminas verticales adyacentes

En este caso se asimiló la geometría de la masa topográfica a láminas verticales de igual ancho y altura variable, calculándose para cada una de ellas su carga P_i concentrada en su centro de gravedad siguiendo la expresión (10).

En la Figura 4 se ha graficado también el perfil de flexión hallado para esta nueva repartición con un máximo de $3,5\text{Km}$.

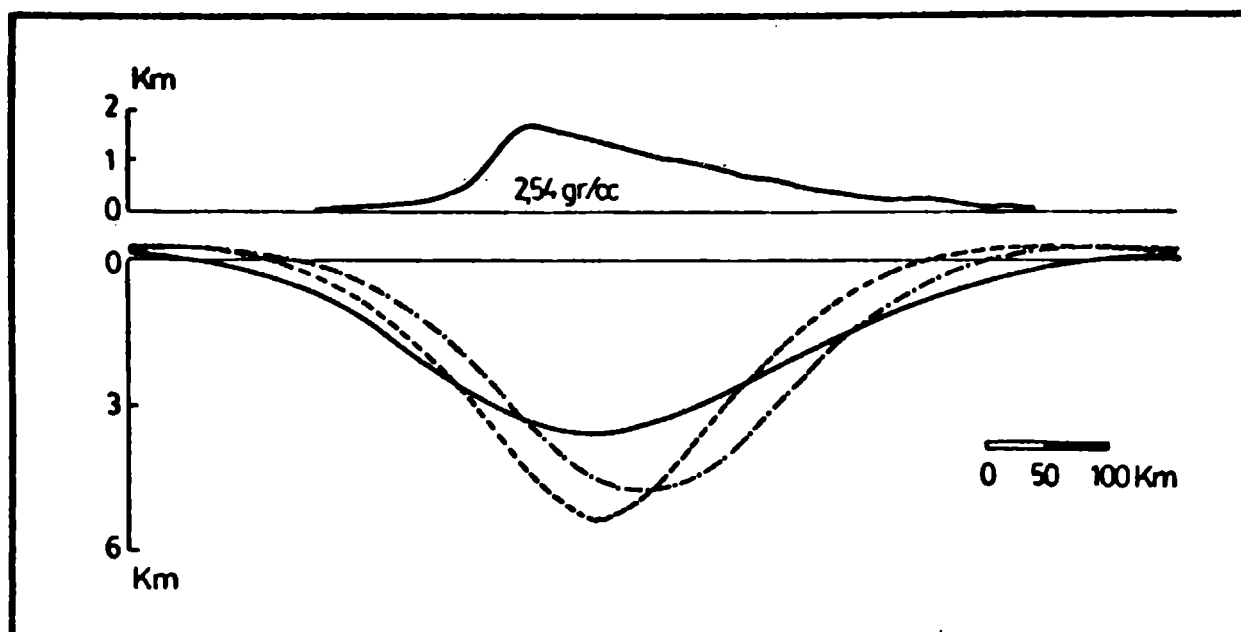


Figura 4: Perfiles de flexión elástica de la corteza producidos por la masa cordillerana en la región de la Cuenca Neuquina, para diferentes reparticiones de la carga:

- _____ carga repartida en láminas verticales
- .-.-. carga repartida en láminas horizontales
- · — · carga concentrada

7.1.2- Anomalías gravimétricas

Se han calculado las anomalías de gravedad producidas por la deflexión hallada en el tercer caso (7.1.1.3.), asumiendo un contraste de densidades al Moho de $-0,4\text{gr/cc}$, mediante el método directo bidimensional (Figura 6).

El modelo hidrostático de Airy (Figura 5) muestra los máximos valores de "raíz" posibles, al existir compensación isostática.

El modelo de flexión elástica hallado no justifica las anomalías de gravedad observadas (Figura 6), por lo cual, se puede inferir que la flexión elástica de la corteza no representa, en esta zona en estudio, un mecanismo dominante.

Se sabe, que la región cordillerana responde, en general, a mecanismos de compensación hidrostática. Fue propuesto un modelo cortical (Diez Rodríguez e Introcaso, 1984) que justifica totalmente la anomalía de Bourguer regional, subcompensado respecto al modelo teórico de Airy.

7.2- Ejemplo 2: Flexión elástica cortical producida por el sobrecargamiento montañoso en la zona de las Sierras de Córdoba.

7.2.1- Flexión cortical

Este ejemplo sólo fue computado para una distribución de la carga en láminas verticales ya que de los tres casos propuestos, es el que mejor se ajusta a la

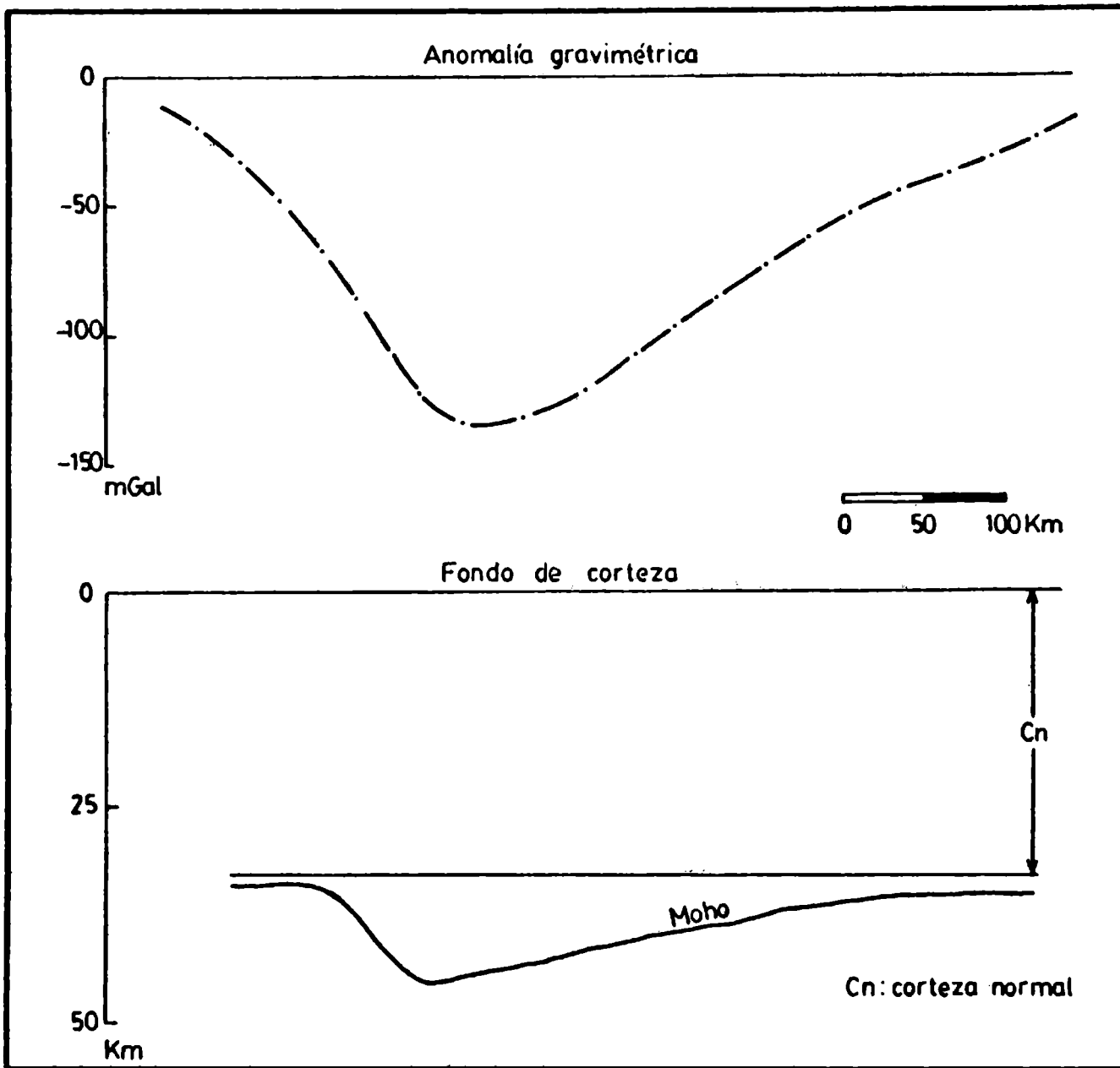


Figura 5: Modelo hidrostático cortical en la región de la Cuenca Neuquina y su correspondiente efecto gravimétrico, suponiendo una densidad media de corteza: 2,9gr/cc y una densidad media del manto superior: 3,3gr/cc.

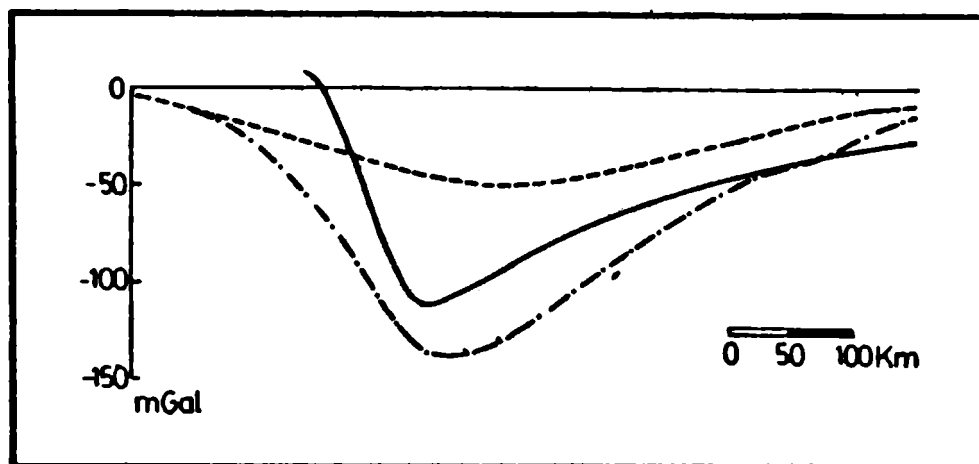


Figura 6: Comparación entre las anomalías de Bouguer observadas y los correspondientes efectos gravimétricos de los modelos de flexión e hidrostático para la región de la Cuenca Neuquina.

- Anomalía de Bouguer observada
- - - Efecto gravimétrico del modelo de flexión
- . - . Efecto gravimétrico del modelo hidrostático tipo Airy

masa topográfica. El máximo de flexión producido es de 4 Km (Figura 7).

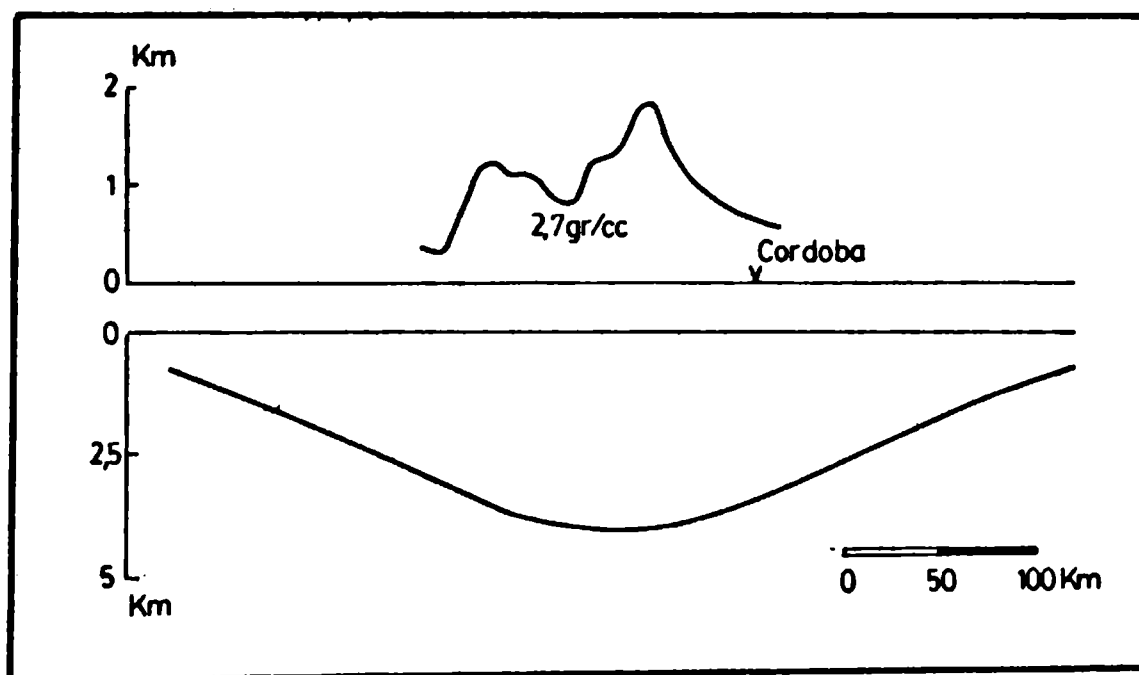


Figura 7: Modelo de flexión elástica de la corteza en la región de las Sierras de Córdoba para una repartición de la carga en láminas verticales.

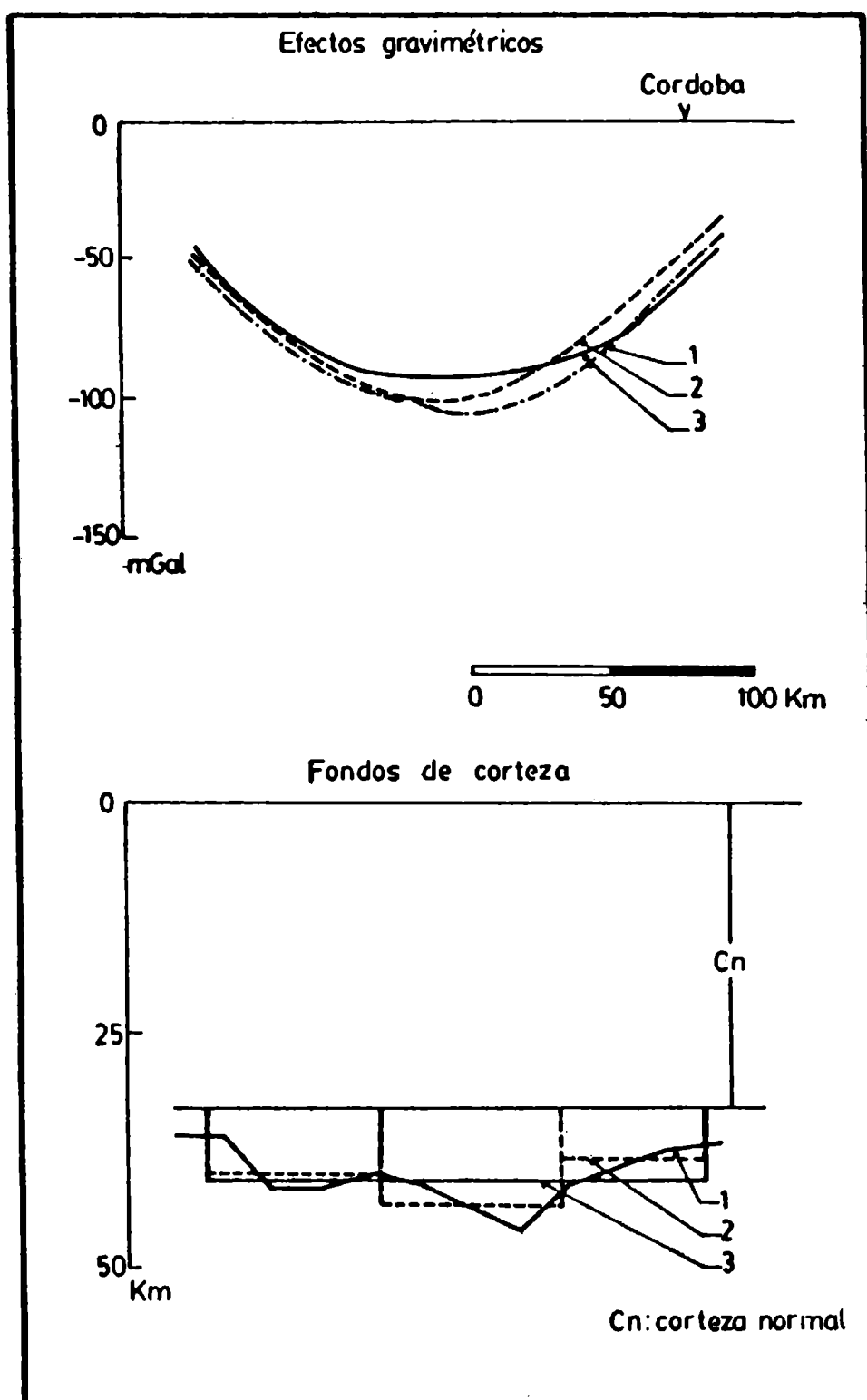


Figura 8: Modelos hidrostáticos corticales en la región de las Sierras de Córdoba y sus correspondientes efectos gravimétricos, suponiendo una densidad diferencial al Moho de $-0,4\text{gr/cc}$.

- (1) Modelo hidrostático respetando las altitudes individuales de la masa topográfica.
- (2) Modelo hidrostático repartiendo la masa en tres bloques.
- (3) Modelo hidrostático repartiendo la masa en un solo bloque.

7.2.2. Anomalías de gravedad (Datos de observación: Introcaso, 1977)

Se prepararon distintos modelos hidrostáticos (Figura 8):

- i) considerando bloques que respetan las altitudes individuales (de 17,5 Km de ancho.
- ii) repartiendo la masa topográfica en tres bloques de 60, 65 y 50 Km de ancho.
- iii) repartiendo el total de la masa topográfica en un solo bloque de 175 Km de ancho.

Las dos últimas alternativas son físicamente más razonables, dado que la isostasia parece ser operativa para masas de ancho no pequeño (Woollard, 1959 y 1968; Woollard et al., 1960;...).

En todos los casos se calcularon las respuestas gravimétricas de las respectivas "raíces" encontradas (densidad diferencial: $-0,4\text{gr/cc}$). Además, y suponiendo el mismo contraste de densidades se hallaron las anomalías de gravedad del modelo de flexión propuesto (Figura 9).

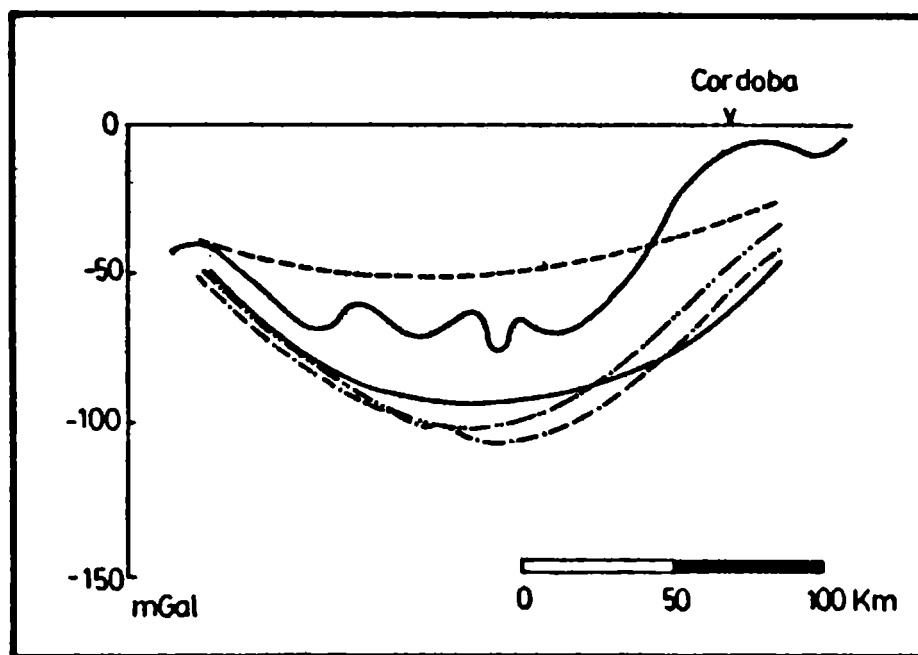


Figura 9: Comparación entre las anomalías de Bouguer observadas y los correspondientes efectos gravimétricos de los modelos de flexión e hidrostáticos propuestos para la región de las Sierras de Córdoba.

- _____ Anomalías de Bouguer observadas
- Efecto gravimétrico del modelo de flexión
- .-.-. Efecto gravimétrico del modelo hidrostático (1)
- ...- Efecto gravimétrico del modelo hidrostático (2)
- Efecto gravimétrico del modelo hidrostático (3)

Se puede observar (Figura 9) que los modelos hidrostáticos exceden el valor de gravedad observado; mientras que el modelo de flexión es insuficiente para justificar la anomalía de Bouguer observada.

Pareciera que, variando convenientemente los parámetros elásticos corticales, las Sierras de Córdoba podrían responder a un mecanismo cuyos efectos son similares a los de flexión.

8- CONCLUSIONES

- Diferentes autores asimilan la carga considerándola concentrada en su centro de gravedad o repartida en láminas horizontales superpuestas, resultando efectivas en ciertos casos particulares. Se propone aquí, llevar a cabo la repartición en láminas verticales adyacentes, método que se adapta a cualquier geometría de la carga.
- La Cordillera de los Andes se comporta en general según la clásica postulación de isostasia, suponiendo entonces que la flexión elástica no representa un mecanismo dominante. Esto se ve confirmado en las respuestas gravimétricas de los modelos de flexión e hidrostático tipo Airy comparadas con las anomalías observadas.
- Si bien existen diferencias entre las distintas respuestas gravimétricas de los modelos hidrostáticos y de flexión propuestos comparados con las anomalías de Bouguer observadas; las Sierras de Córdoba pareciera que responden a mecanismos cuyos efectos son similares a los de flexión, siempre que se varíen convenientemente los parámetros elásticos corticales (rigidez flexural D , módulo de elasticidad E , espesor cortical T , etc.) adoptados.

9- BIBLIOGRAFIA

- BARREL, J. 1915. "The strenght of the earth's crust, 8, Physical conditions controlling the nature of lithosphere and asthenosphere". Jour.Geol.,23: 425-443.
- BROTCHIE, J. and SILVESTER, R. 1969. "On crustal flexure". Jour. Geoph., 74 N° 22: 5240-5252.
- DIEZ RODRIGUEZ, A. e INTROCASO, A. 1984. "Perfil gravimétrico trascontinental sudamericano. Estudio Preliminar". Presentado en la 13a. Reunión Científica Argentina de Geofísica y Geodesia, Bariloche. Enviado a Geoacta.
- INTROCASO, A. 1977. "Resultados gravimétricos a través de la parte media de la Sierra de Córdoba-República Argentina". Rev. de Geofísica (I.P.G.H.) N° 6: 119-131.
- GUNN, R. 1947. "Quantitative aspects of juxtaposed ocean deeps, mountain chains and volcanics ranges". Geophysics, 12: 238-255.
- GUNN, R. 1949. "Isostasy extended". Jour. Geol. 57: 263-279.

- HEISKANEN, W. and VENING MEINEZS, F. 1958. "The earth and its gravity field". Mc Graw-Hill, New York.
- HERTZ, H. 1884. "On the equilibrium of floating elastic plates". Weidmann's Annalen 22: 449-455.
- JEFFREYS, H. 1959. "The earth". 4th ed. Cambridge Univ. Press, London. 420 p.
- VENING MEINEZS, F. 1931. "Une nouvelle méthode pour la réduction isostatique régionale de l'intensité de la pesanteur". Bull. Geol., 29.
- WALCOTT, R. 1970. "An isostatic origin for basement uplifts". Can. J. Earth Sci., 7:931-937.
- WATIS, A.; COCHRAN, J. and SELZER, G. 1975. "Gravity anomalies and flexure of the lithosphere: a three-dimensional study of the Great Meteor Seamount, Northeast Atlantic". Jour. Geop. Res., 80 N°11.
- WOOLLARD, G.P. 1959. "Crustal structure from gravity and seismic measurements". Jour. Geoph. Res., vol. 64 N°10: 1521-1544.
- WOOLLARD, G.P. 1968. "The interrelationship of the crust, the upper mantle and Isostatic Gravity anomalies in the United States". Am. Geoph. Union. Monograph 12: 312-341.
- WOOLLARD, G.P.; OSTENSO, N.A.; THIEL, E. and BONINI, W. 1960. "Gravity anomalies, crustal structure and geology in Alaska. Jour. Geoph. Res., vol. 65 N°3: 1021-1037.

ANÁLISIS DEL POSIBLE EFECTO DE LA CIUDAD EN LA SERIE DE
PRECIPITACION DE BUENOS AIRES

Walter M. Vargas (*)
Olga C. Penalba
Departamento de Meteorología
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires

RESUMEN

Se supone que el gran crecimiento que tuvo la edificación de la ciudad de Buenos Aires pudo haber motivado cambios en las variables climáticas, en especial en la precipitación.

Para medir ello, se comparó la serie de precipitación mensual y anual de Buenos Aires con la de Chascomús, considerada de referencia.

Asimismo, se postula que a partir del año 1940 aproximadamente se acentúa el crecimiento de la ciudad.

Para poder determinar diferencias o similitudes, se han aplicado diversos métodos estadísticos, a los cuales se los ha sometido, en primera instancia, a una simulación, para ver si estos individualizan o resaltan los hipotéticos cambios y a su vez, hasta qué nivel de significación lo hacen.

A través de todo el análisis, se puede inferir que la serie de precipitación de Buenos Aires no tiene diferencias con respecto al régimen general de la región que se supone representa Chascomús. Queda sin dilucidar totalmente si esta estación tiene las condiciones necesarias y suficientes para ser considerada como referencia. Debe mencionarse que no fue posible encontrar otra estación para incluirla también como referencia en lo que hace a condiciones en calidad y cantidad de datos.

ABSTRACT

It is supposed that the great urban development of the city of Buenos Aires could have led to changes in the climatic variables, specially in precipitation. At least one reference station is required for comparison.

It is also assumed that the city development increased after 1940. Various statistic methods have been applied to determine differences or similarities. The methods were first tested to find whether the hypothetical changes were individualized (or were made to stand out), and also to what significance level this was accomplished.

It can be inferred through the entire analysis that the Buenos Aires series of precipitation, differ in relation to the region general regime, which would be represented by Chascomús.

It is only left to establish if this station meets all the necessary requirements to be used as reference.

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

1. INTRODUCCION

Los estudios de los datos meteorológicos que se han realizado hasta el momento demuestran que el clima rara vez es constante. Por lo tanto, para la realización de los modelos de diagnóstico y pronóstico, ya sean estadísticos o dinámicos, es importante conocer la naturaleza de los procesos que afectan a las series. Para ello es necesario analizar sus parámetros, los cuales tienen que ser representativos de la población, para que el ajuste de los modelos sea estable.

Es posible predecir que la mayoría de las series más largas de la Argentina podrían estar afectadas por modificaciones en el entorno de la estación. Esto se debe a que en los lugares donde se mide han surgido ciudades. Por lo tanto, es necesario analizar el efecto antropogénico que podría afectar las series. Si bien las ciudades son de distintas dimensiones, interesa conocer la naturaleza de los cambios producidos en una de ellas y extrapolar conclusiones para las demás.

Un tema relacionado ha sido tratado por Khemani y Ramana Murty (1), indicando que las regiones no urbanas, ubicadas corriente abajo del complejo industrial urbano, registraron un aumento de la precipitación alrededor del 15% para un nivel de significación del 1% durante 1941-1969, período en que ocurre el aumento de la industrialización.

2. METODO

El estudio de modificaciones potenciales del régimen de lluvia, independientemente de las técnicas a usar, exige ciertas condiciones en lo que hace a la calidad de los datos, el tipo de variables (diaria, mensual, anual) y a la necesidad de utilizar records que abarquen al menos, dos períodos bien determinados: uno con la influencia perturbadora de la ciudad y el otro sin ella. Esto último y la exigencia a priori, de estaciones de referencia fuera de la edificación, limita las posibilidades de inferencia, ya que, encontrar series largas ubicadas a poca distancia de las ciudades argentinas, es dificultoso. Por ende, en el caso particular de este trabajo, sólo se pudo tomar la serie pluviométrica mensual de Chascomús ($35^{\circ}34'S$, $58^{\circ}E$), distante de la ciudad de Buenos Aires ($34^{\circ}35'S$, $58^{\circ}29'E$) 114 km con un record de 80 años. Se advierte entonces que la hipótesis de partida será la detección o no de cambios mediante valores mensuales y anuales.

La región donde están ubicadas las dos estaciones es llana y homogénea (2), desde el punto de vista climático, con precipitaciones promedio anuales que varían de 900 a 1000 mm, sin que se detecten máximos y mínimos mensuales apreciables.

Desde el punto de vista metodológico, es necesario encontrar modelos estadísticos que individualicen o resalten los hipotéticos cambios producidos en la serie pluviométrica de Buenos Aires, si ellos existen. Desde ya, no se supone aquí un cambio del régimen pluviométrico a priori, sino que se intenta inferir su posible manifestación por medio de métodos estadísticos específicos y con series mensuales y anuales.

Es necesario admitir que la influencia de la ciudad podría manifestarse en forma continua y con diferente magnitud en el tiempo, en la medida que la ciudad aparece y crece. Ello impediría precisar una división de los períodos aludidos anteriormente. Asimismo, obligaría a un estudio detallado de las estadísticas de construcciones, infraestructuras acopladas, etc. Por simplicidad y aceptando la complejidad en la elección de los períodos, se supondrán límites aproximados.

Se eligieron dos períodos: el primero comprendido entre 1890 a 1939 en el cual, ninguna de las dos estaciones tendría una "fuerte" influencia de la ciudad y el segundo de 1940 a 1970. En este último, se supone que la serie de Buenos Aires podría sufrir algún cambio debido a su gran desarrollo y que ello no ocurre en la estación considerada de referencia.

Si las series de Buenos Aires y Chascomús fueran estacionarias durante los dos períodos, la conclusión es obvia. En cambio, si cualquiera de las dos series o ambas en distintos grados, no lo fueran, se tendría que detectar un cambio al compararlas. Cualquiera sea el caso anterior, se necesita saber si los métodos son sensibles para individualizarlos. Con este objeto se realiza un estudio de sensibilidad.

3. SIMULACION CON METODOS PARTICULARES

Se postuló que los cambios en la precipitación por efectos antropogénicos pueden ser individualizados por métodos estadísticos simples. Lo anterior no implica suponer que todos los cambios físicos posibles son detectables mediante el uso de las herramientas estadísticas. Para inspeccionar las posibilidades se hace un pequeño ensayo o simulación con una serie construida, a la cual se le aplicó tres tipos de cambios climáticos específicos.

Para ello, la serie aludida está compuesta por un lapso inicial de 30 años de precipitación anual de Buenos Aires. El lapso siguiente con que continúa la serie está formado por los datos de los años anteriores, más los cambios que alternativamente se incluyen. En otras palabras, se supone que la serie luego de 30 años continúa con los mismos valores a los que se agregan los siguientes hipotéticos cambios que produciría la presencia de la ciudad:

- a) la precipitación anual aumenta (disminuye) en el segundo período en K milímetros respecto al primero,
- b) la precipitación anual aumenta (disminuye) en el segundo período en K por ciento de la precipitación respecto al primero,
- c) la precipitación anual aumenta (disminuye) en el segundo período en Kxt (t =tiempo) respecto al primero.

El efecto antropogénico así planteado podría producir un cambio en la media de la serie, en la variabilidad o en la secuencia de los valores. Teniendo en cuenta esto, se utiliza como método de análisis las distribuciones de T de Student, Fisher y Análisis de Fourier (3).

En el caso de T de Student y Fisher se puede proceder de las siguientes formas: o se calcula cuál es la región crítica necesaria para detectar en las muestras los cambios impuestos o definida la región crítica, obtener cuales son los cambios posibles de detectar. En este trabajo, se toma el primer criterio y se lo aplica a los hipotéticos casos ya nombrados.

Los resultados mostraron que para un nivel de significación del 5% la T de Student detecta cambios superiores al 7% en la precipitación anual tanto para el promedio como para el porcentaje y tendencias mayores a 0.09. En el caso de Fisher, detecta los cambios producidos por porcentajes mayores al 26% y tendencias superiores a 0.02, ya que cuando el dato sufre en todo instante de tiempo un aumento constante, dicho cambio no se refleja en la varianza. Con respecto al Análisis Armónico, en el caso de las modificaciones a) y b) la amplitud y la varianza explicada por cada armónica no se alteran, como puede verificarse mediante el análisis de las expresiones de Fourier (3). En la Figura 1 se muestra el espectro de Fourier y la varianza acumulada de los 30 años sin cambios y que corresponden a los datos reales del primer período de la simulación. Por el contrario, en el caso de la inclusión de una tendencia ($k = 0.1$) las amplitudes y la distribución de las varianzas se modifican sustancialmente, detectando el cambio como lo muestra la comparación de las Figuras 1 y 2.

4. ANALISIS Y RESULTADOS OBTENIDOS EN UN CASO REAL

En el siguiente análisis se intenta inferir, en el caso real, la existencia de un cambio en términos estadísticos, aunque no se investiga su naturaleza física.

Para ello, se hacen las siguientes consideraciones: si la serie de precipitación de Chascomús es estacionaria, su comparación con Buenos Aires debe arrojar para ésta, la misma condición, ya que se ha supuesto homogeneidad

regional; si ello no ocurre, es que existe una alteración.

En el caso en que la serie de referencia no sea estacionaria se puede recurrir a dos alternativas: la primera es transformar en estacionaria a Chascomús y aplicando las mismas constantes a Buenos Aires verificar si adquiere la misma propiedad. Otro camino sería analizar si Chascomús registra diferencias objetivas de propiedades entre los dos períodos y verificar en caso de que ello ocurra, si en Buenos Aires se experimenta lo mismo, si ningún cambio particular está presente. En este caso, se recurre a la segunda alternativa. O sea, se trata de verificar la constancia de las diferencias mencionadas entre períodos.

Como una primera aproximación de esto, orientada a establecer el grado de homogeneidad entre Chascomús y Buenos Aires y la estacionaridad de sus muestras, se calcularon los estadísticos de T de Student y F de Fisher.

De acuerdo a lo establecido en el punto anterior, se considera al nivel de significación del 0.05 como aquél, a partir del cual se juzgará la existencia o no de cambios climáticos producidos en las muestras.

En la Tabla I se muestran estos resultados de los que se infieren según este criterio que la serie de Buenos Aires podría haber sufrido un cambio en su promedio, aunque el valor de T de Student no está muy lejano al valor crítico, por lo tanto, el resultado está lejos de ser concluyente. Si alternativamente, suponemos que la homogeneidad climática puede manifestarse en la constancia o invariabilidad de las diferencias entre los totales de precipitación anual de las dos estaciones se podría demostrar mediante Student que no hay cambios significativos entre los dos períodos. No se incluye este cálculo aquí, aunque se ha verificado.

Para aumentar los elementos de diagnóstico en la búsqueda de un cambio, se analiza la relación entre los regímenes mensuales de precipitación, de Buenos Aires y Chascomús, mediante frecuencias de ocurrencia conjunta.

Para ello, se calcularon las tablas de contingencia de las series de quintiles divididas en tres cuatrimestres: enero-abril, mayo-agosto y setiembre-diciembre. Esto último, se efectúa, con el objeto de inferir la existencia de épocas preferenciales de perturbación de la lluvia. De no existir ninguna relación entre ambas estaciones, la distribución de frecuencias observadas no debería diferir de aquella que se esperaría si los procesos fuesen independientes.

La Tabla II muestra, por medio del coeficiente de Pearson corregido $c^*(3)$, que existe una fuerte relación y que no varía esencialmente de período a período.

Puesto que la asociación anterior no exige un tipo predeterminado de relación entre ambas series, se investiga si en realidad ésta es lineal. Para ello, se hallan las constantes de regresión lineal y su correspondiente coeficiente de correlación a partir de valores mensuales estandarizados, mediante el promedio general de precipitación y separados por cuatrimestres.

De la Tabla III se puede ver que el coeficiente de correlación es muy similar a los valores de c^* obtenidos anteriormente, con lo que valen las mismas conclusiones. Asimismo, estos resultados y los anteriores de coeficiente de asociación acreditan relación de regímenes pero no identidad absoluta entre los mismos. Es evidente, que si existiera algún cambio en Buenos Aires, no se manifiesta tampoco en este análisis.

Una propiedad que sí podría ser sensible al efecto aludido es la tendencia posible en las series anuales. En la Tabla IV se presentan las tendencias lineal y cuadrática para ambas estaciones. Se observa que en Buenos Aires sólo hay un corrimiento en la ordenada al origen que justificaría el resultado del primer análisis, pero de ninguna forma asegura la existencia de una tendencia. Por otra parte, esta última no es significativa en ningún caso. Además, la aplicación del Test de Mann-Kendall confirmó lo anterior. Por lo tanto, estos resultados no avalan la existencia de un cambio en el régimen de lluvia de Buenos Aires por efecto de ciudad.

Finalmente, podría suponerse que cualquier cambio en las series de lluvia se manifiesta en las frecuencias de las ondas que la "componen". En otras pala-

bras, la comparación de los espectros de Fourier por período y estación podrían ayudar en la exploración sobre la presencia del efecto ciudad en la precipitación. A tal efecto, se aplicó análisis armónico, para comparar las varianzas explicadas y acumuladas entre estaciones y períodos.

Previamente, para independizarse en parte de la distancia entre estaciones y filtrar la onda estacional se transformó la serie de la siguiente forma:

$$P^i = P_i / \bar{P}_i$$

donde

P_i = precipitación del mes i

\bar{P}_i = precipitación promedio del mes i .

Hay dos formas para realizar el estudio, la primera es analizar la relación entre las varianzas acumuladas por armónica de Buenos Aires y Chascomús para cada período. Si existe el mismo régimen, la relación se conserva entre los períodos y los puntos en un gráfico de varianza acumulada de Buenos Aires versus la respectiva a Chascomús, se sitúan según una recta de 45°. La segunda es analizar la relación entre la varianza acumulada entre períodos, pero ahora para cada estación y postular identidad de regímenes si las relaciones son idénticas.

En este trabajo se realizan ambas formas y en la Figura 3 se presentan los resultados aptos para la primera. Aquí se muestran las relaciones entre las varianzas acumuladas de Buenos Aires versus las de Chascomús para todas las armónicas en cada uno de los períodos. Si se operó un cambio en Buenos Aires en el segundo período la relación del primero respecto a éste será distinta. Con el objeto de "medir" lo anterior se ajustan los puntos que representará las relaciones para cada lapso de tiempo mediante rectas y se comparó sus pendientes b y ordenadas al origen a previa verificación de un buen ajuste. Los resultados de la Tabla V y la aplicación del T de Student (4) para las constantes muestran que ambas rectas tienen pendientes y ordenadas al origen que no difieren significativamente entre sí. Si comparamos cualquiera de estas rectas con las que correspondería a varianzas acumuladas de dos estaciones con idéntico régimen (ordenada al origen = 0 y pendiente = 45°) se infiere que no existen diferencias significativas entre ellas, por lo tanto, la homogeneidad de régimen pluvial entre Chascomús y Buenos Aires es real. A su vez, la posibilidad de cambio del régimen de precipitación de Buenos Aires por efecto de la ciudad no se vislumbra a través de este análisis.

Como se anticipó se puede ensayar otra variante de análisis cuyos elementos de desarrollo están en la Figura 4. Aquí se muestran las relaciones entre las varianzas acumuladas de cada armónica entre períodos y para cada una de las estaciones. Si se procede como en el caso anterior, se obtienen para cada estación la recta que relaciona ambos períodos. En la tabla VI se muestran los resultados de los que se infieren, test de Student mediante, que los parámetros de ambas rectas no difieren, con lo que la variación de régimen, si la hubo de período a período, fue la misma en ambas estaciones. Se evidencia aquí nuevamente que no existen elementos que permitan inferir un cambio antropogénico de la lluvia por efecto de la serie de Buenos Aires.

5. CONCLUSIONES

- La simulación de los cambios antropogénicos en una serie anual de precipitación, mostró que el nivel de rechazo del 5% es suficiente para detectar variaciones reales y de importancia climática en las muestras, salvo en el caso de una constante en el Test de Fisher.

- La descomposición mediante Análisis Armónico, permite detectar dichas modificaciones, salvo la constante. Esto no ocurre con la varianza explicada por cada una de ellas ni con la varianza acumulada en el caso de la constante y el porcentaje.
- La serie de Buenos Aires sufrió un cambio a partir de 1940 en su promedio pero no en su varianza, mientras que en Chascomús no se determinaron variaciones significativas en ninguno de los dos parámetros. Es en esta propiedad en la que podría haber una débil traza de cambio antropogénico.
 - Existe una relación entre los regímenes de ambas estaciones, no estrictamente conservativo de período a período. Ello es observable a través del análisis de las tablas de contingencia.
 - La serie anual del O.C.B.A. y Chascomús en ningún período de los considerados muestran tendencias significativas.
 - El espectro de Fourier para cada período y para cada estación no muestra diferencias entre los regímenes de ambas estaciones. A su vez, se infiere que son idénticos reforzando la consideración de homogeneidad regional. Por otra parte, esta misma estructura permite inferir que las variaciones de régimen período a período de una estación ocurren simultáneamente en la otra.
 - Salvo los débiles resultados obtenidos mediante el Test T de Student los análisis propuestos no muestran efectos antropogénicos en la serie anual de Buenos Aires.

6. REFERENCIAS

- (1) Kemany, L.T. y Ramana Murty, B.V. "Rainfall variations in an urban industrial region", *Journal of Applied Meteorology*. 187-194. Febrero 1973.
- (2) Hoffmann, J.A.J. "Características de las series de precipitación en la República Argentina", *Meteorológica*, Vol. I. No. 3, 1970.
- (3) Panofsky, H.A. y Brier, G.W. "Some Applications of Statistics to Meteorology" University Park, Pennsylvania, 1965.
- (4) Chou, Ya-Lun. "Análisis estadístico", ST John's University, México, 1984.

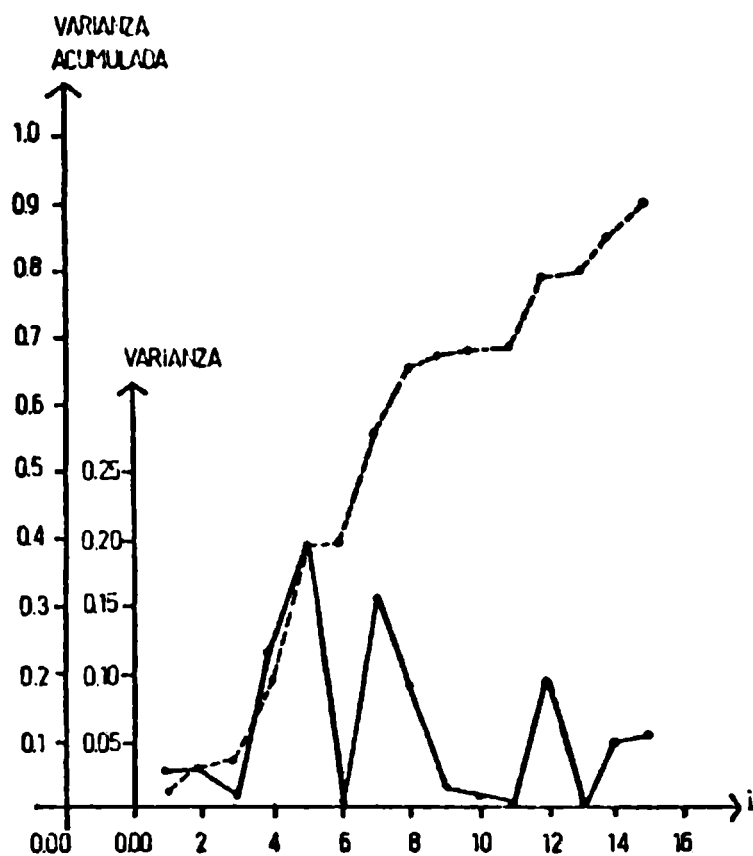


Figura 1: Espectro de Fourier (—) y varianza acumulada (- - -) para la simulación de los datos del primer período y cuando se les sumó una constante y un porcentaje.

Tabla I

Valores obtenidos para la T de Student y F de Fisher para un nivel de significación del 5%.

	BUENOS AIRES	CHASCOMUS
m	1055.12	925.03
	955.30	859.72
S	237.33	211.72
T	2.26	1.66
F	1.00	1.00

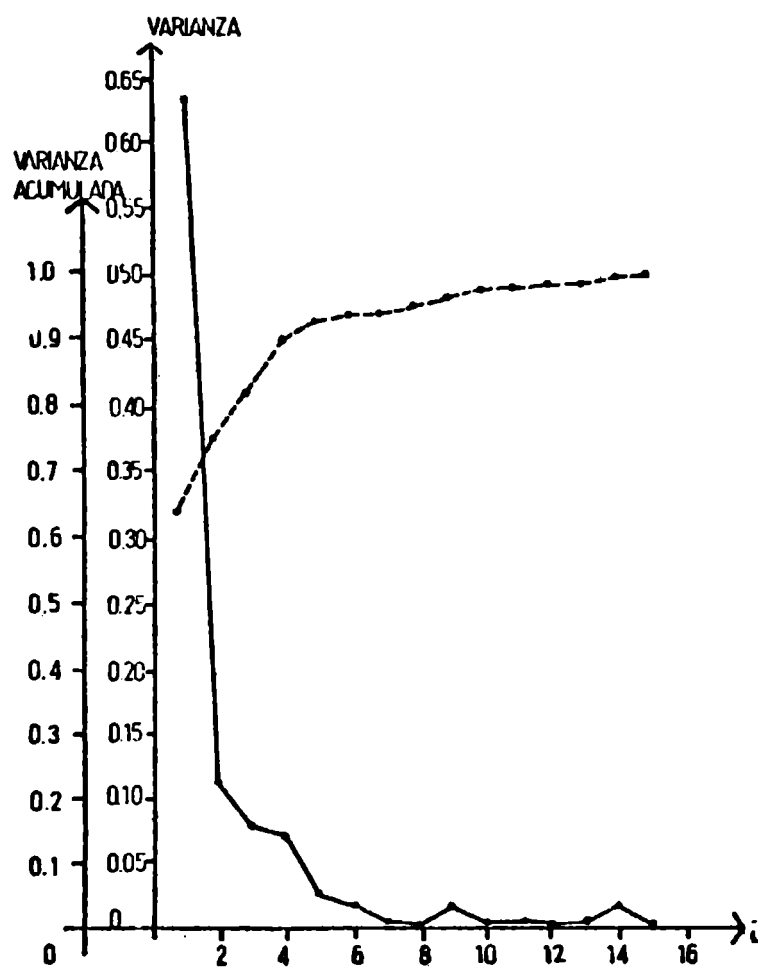


Figura 2: Espectro de Fourier (—) y varianza acumulada (- - -) cuando a los datos del primer período se les sumó una tendencia.

Tabla II

Coficiente χ^2 y de Pearson corregido (C') para Buenos Aires y Chascomús en los dos períodos. (1° período $N = 200$ meses, 2° períodos $N = 124$ meses).

CUATRIMESTRE	PRIMERO		SEGUNDO		TERCERO	
	1	2	1	2	1	2
PERIODO						
χ^2	99.50	85.60	142.50	98.70	113.90	85.00
C'	0.64	0.71	0.70	0.70	0.67	0.71

Tabla III

Coefficiente de regresión lineal entre Buenos Aires y Chascomús para ambos períodos separados por cuatrimestres (a = ordenada al origen, b = pendiente).

CUATRIMESTRE	PRIMERO		SEGUNDO		TERCERO	
	1	2	1	2	1	2
PERIODO						
a	0.43	0.44	0.29	0.21	0.39	0.24
b	0.63	0.66	0.60	0.67	0.65	0.79
r	0.70	0.65	0.67	0.71	0.69	0.72

Tabla IV

Constantes de la tendencia lineal y cuadrática para la lluvia anual de Chascomús y Buenos Aires en los dos períodos. (r = estimación del coeficiente de correlación).

		Tendencias					
		a + b . t			a + b . t + c . t ²		
	Período	a	b	r	a	b	c
Buenos Aires	Primero	1.025,0	-1.2	-0.06	1050.1	-4.4	0.07
	Segundo	1.028,7	1.6	0.06	1051.2	-2.4	0.13
Chascomús	Primero	889.8	0.1	0.007	907.9	-2.1	0.05
	Segundo	936.4	-0.7	-0.03	874.9	10.5	-0.3

Tabla V

Constantes de la regresión lineal entre las varianzas acumuladas de Buenos Aires versus la de Chascomús, para cada período (t = estadístico T de Student).

Período	Ordenada al origen	Pendiente		Cantidad de datos	t
	a	b	r		
Primero	-0.06	1.01	0.98	25	30.3
Segundo	-0.06	0.94	0.98	15	22.8

Tabla VI

Constantes de la regresión lineal entre las varianzas acumuladas del primer período versus la del segundo, para cada estación (t = estadístico T de Student).

Estación	Ordenada al origen	Pendiente		Cantidad de datos	t
	a	b	r		
Chascomús	-0.02	0.75	0.98	15	17.8
Buenos Aires	0.02	0.67	0.98	15	22.1

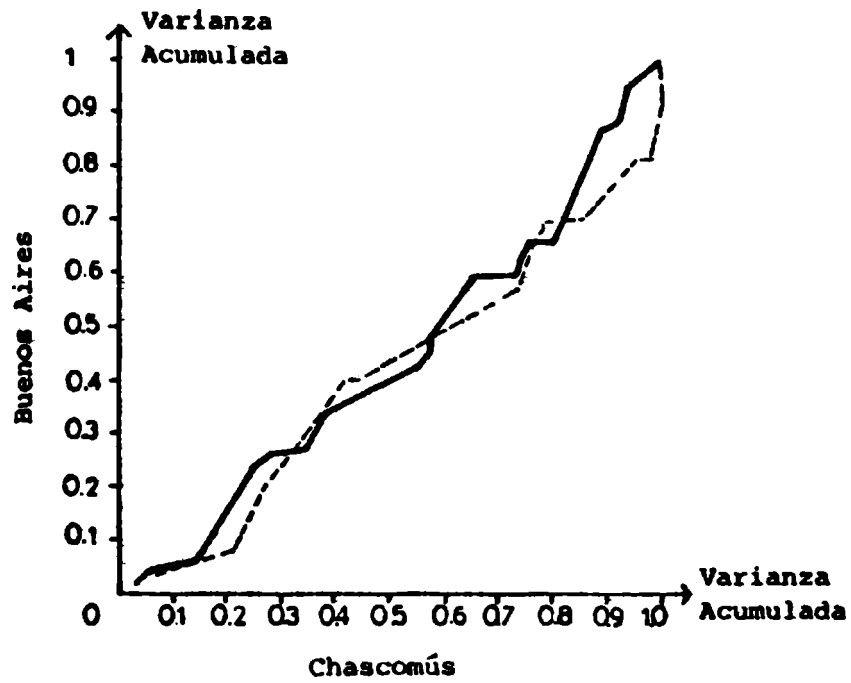


Figura 3: Varianza acumulada de las armónicas del primero (—) y segundo (- - -) período de Buenos Aires versus las correspondientes en Chascomús.

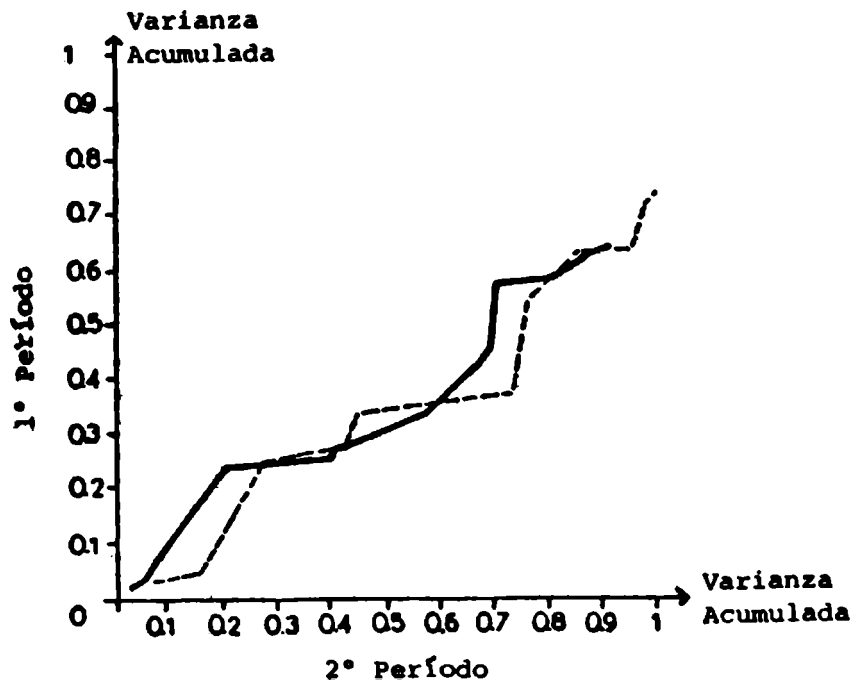


Figura 4: Varianza acumulada de las armónicas del primer período versus la del segundo para Buenos Aires (—) y Chascomús (- - -).



EFFECTOS DE LA ANOMALIA INVERNAL SOBRE LA PROPAGACION DE SEÑALES
DE MBF ENTRE TRELEW Y TUCUMAN

Olga I. Pintado
Centro de Investigaciones Regionales
de San Juan-Argentina

Marcelo Pérès
Servicio Naval de Investigación y Desarrollo
Buenos Aires-Argentina

RESUMEN

Se estudia el posible efecto de la anomalía invernal de la Región D sobre señales de MBF (12,9 KHz) que se propagan desde Trelew (43,2°S;294,6°E) hasta Tucumán (26,9°S;294,7°E).

La diferencia entre las alturas de reflexión nocturna y diurna de las señales de MBF no presenta una variación regular entre los equinoccios, a diferencia de la absorción ionosférica que crece hacia el solsticio de invierno. Sin embargo la ocurrencia de importantes descensos diurnos del nivel de reflexión, durante días aislados, es más frecuente para los meses de mayo, junio y julio. Como estos eventos coinciden parcialmente con la observación en Ushuaia (54,8°S;291,7°E) de una fuerte absorción ionosférica en FM (2,28 MHz), son atribuidos a incrementos anormales de la concentración electrónica, que ocurren en todo el rango de alturas de la Región D durante días de anomalía invernal "excesiva" (Schwentek, 1971). Esta interpretación también es consistente con otro estudio reciente sobre la anomalía.

ABSTRACT

The response of VLF signals (12.9 KHz) to the D-Region winter anomaly is studied over the path Trelew (43.2°S;294.6°E) to Tucumán (26.9°S;294.7°E).

The night to day descent of the VLF reflection height shows no regular trend between equinoxes, unlike the ionospheric absorption which peaks at the winter solstice. However, the occurrence of major diurnal drops of the reflection height on particular days is more frequent during May, June and July. As these events partially coincide with the observation at Ushuaia (54.8°S;291.7°E) of very high MF absorption (2.28 MHz), they are attributed to electron concentration enhancements occurring in the whole range of the D-Region heights on days of "excessive" winter anomaly (Schwentek, 1971). This interpretation is also consistent with other recent study of the anomaly.

INTRODUCCION

El objetivo principal del trabajo consiste en determinar si la llamada Anomalia Invernal (AI), que es observada en la absorción ionosférica de ondas decamétricas y causada por incrementos en la ionización diurna de la Región D, puede afectar de manera mensurable la propagación de una señal de muy baja frecuencia (MBF), emitida por la estación Omega-Argentina (43,20°S;293,60°E) y recibida en Tucumán (26,90°S;293,70°E).

De acuerdo a estudios morfológicos (Schwentek, 1974, 1976), la AI constituye un fenómeno de latitudes medias ($(\lambda/37^\circ)$). Por lo tanto, aproximadamente la tercera parte del camino de propagación de la señal de MBF penetra en la zona anómala (Figura 1).

Sin embargo, cabe un primer interrogante: ¿Puede extenderse la ionización anómala hasta la baja Región D (70 Km de altura), como para causar variaciones en la altura de reflexión de la señal de MBF?

Los perfiles de concentración electrónica anómala, obtenidos por diversos métodos, indican que los mayores incrementos de ionización ocurren entre los 70 y 90 Km de altura. Precisamente la AI ha sido asociada con la variación estacional de la altura donde los iones multihidratados ceden su papel preponderante a los NO⁺ (Dickinson y otros, 1976; Pérès, 1981). Esta transición, que produce un fuerte gradiente en la concentración electrónica, ocurre aproximadamente a los 85 Km de altura en condiciones normales y unos 10 Km más abajo en días de anomalía invernal. Sin embargo este efecto, atribuible a calentamientos en la mesopausa, no puede por sí solo explicar los altos valores de absorción observados. Por eso se considera que debe coexistir otro factor causante de la anomalía (Offermann y otros, 1979). Para dar cuenta de este cofactor se ha recurrido a la vieja idea que explicaba el fenómeno por aumentos en la concentración del óxido nítrico de la Región D. Las escasas mediciones de ese componente minoritario no habían confirmado la hipótesis; pero durante la Campaña Europea de la AI, se han obtenido dos perfiles de la concentración de NO que muestran claros incrementos en toda la Región D, hasta debajo de los 70 Km (Beran y Bangert, 1979). La consiguiente ionización del NO, producida por la radiación Lyman- α , debería afectar la propagación diurna de MBF.

Para uno de los períodos estudiados, dispusimos también de mediciones de la absorción ionosférica sufrida sobre Ushuaia por ondas de frecuencias medias. Dada la distancia entre este sitio y la porción austral del trayecto Trelew-Tucumán (entre 1000 y 2000 Km, ver Figura 1), cabe la pregunta sobre si el fenómeno puede ocurrir simultáneamente sobre ambos lugares.

Para contestar este nuevo interrogante, supondremos válida la distinción propuesta por Schwentek (1971) entre:

(i) La "anomalía regular", que consiste en un moderado y constante crecimiento de la absorción desde el equinoccio de otoño al solsticio de invierno.

(ii) Eventos de excesiva absorción que se superponen al comportamiento regular durante grupos de días.

(Ocasionalmente se observan, durante el invierno, días de absorción no anómala.)

Los dos aspectos de la AI pueden ser discriminados en la variación estacional de la absorción ionosférica, si bien esa tarea involucra cierta interpretación (Figura 2a).

A partir de datos de absorción, obtenidos simultáneamente en 16 estaciones, Schwentek (1974) estudió las correlaciones que muestran los dos componentes del fenómeno. Según sus resultados, mientras la anomalía regular es un fenómeno global de las latitudes medias, los eventos de anomalía excesiva muestran una correlación que decrece con la distancia entre las estaciones, haciéndose no significativa para distancias mayores de 1500 Km aproximadamente.

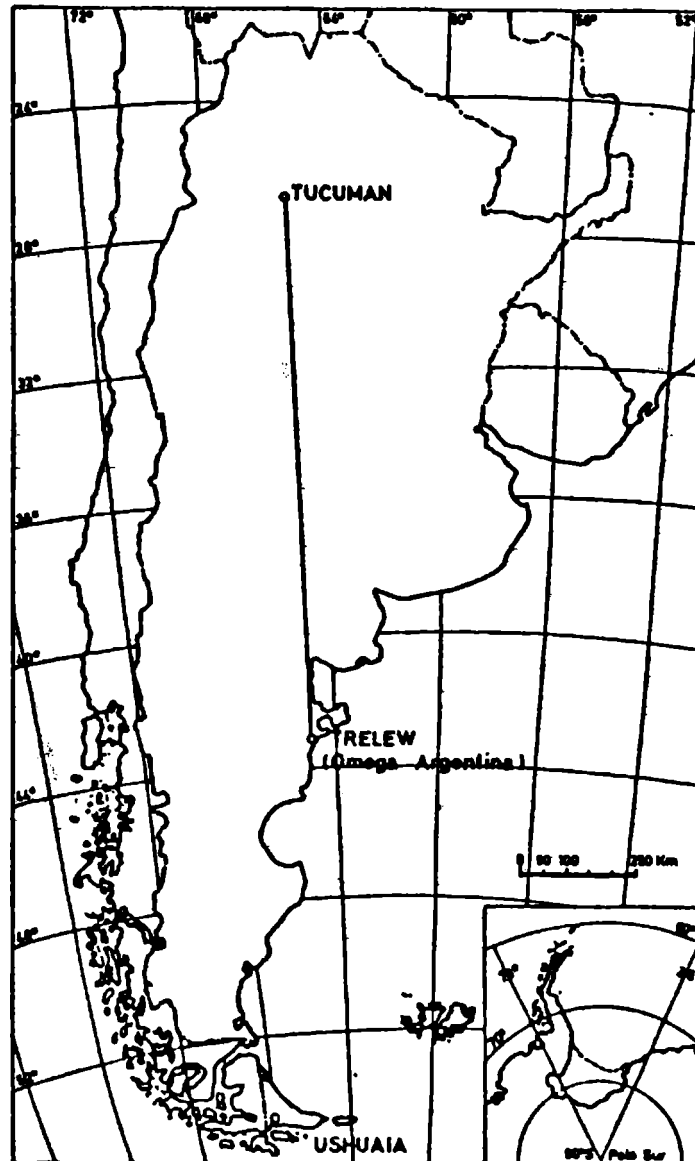


Fig. 1: Camino de propagación de las señales de muy baja frecuencia y ubicación del medidor de absorción.

DATOS EXPERIMENTALES

Los datos de MBF (12,9 KHz), registrados en Tucumán (variaciones de amplitud y de fase, ΔA y $\Delta \phi$), han sido procesados suponiendo que la propagación ocurre en una guía de ondas formada por la superficie terrestre y la base de la ionosfera. A partir de los valores registrados, pueden calcularse los cambios de la altura de reflexión mediante la siguiente ecuación (Burgess y Jones, 1967; Pintado y otros, 1981):

$$\Delta h = (\Delta A \frac{\delta \phi}{\delta \beta} - \Delta \phi \frac{\delta A}{\delta \beta}) \left(\frac{\delta A}{\delta h} \frac{\delta \phi}{\delta \beta} - \frac{\delta A}{\delta \beta} \frac{\delta \phi}{\delta h} \right)^{-1} \quad (1),$$

donde β es un parámetro relacionado con la conductividad de la ionosfera. Para obtener las derivadas parciales debe tenerse en cuenta la longitud del camino de propagación y las características de las paredes de la guía de ondas (Wait y Walters, 1963). En este trabajo empleamos los valores deducidos por Radicella y otros (1985), quienes supusieron un camino de propagación de 1800 Km de longitud aproximadamente y un perfil exponencial para la concentración electrónica:

$$\frac{\delta \phi}{\delta h} = -0,0823 \text{ Km}^{-1} \qquad \frac{\delta \phi}{\delta \beta} = 0,0108 \text{ Km}$$

$$\frac{\delta A}{\delta h} = 13,8 \text{ dB/Km} \qquad \frac{\delta A}{\delta \beta} = -471 \text{ dB Km}$$

Debido a inestabilidades en el oscilador patrón del receptor, los registros de fase presentan una deriva (drift) que impide la determinación de las alturas absolutas de reflexión. Para cada día, se calculó la diferencia entre la altura de reflexión nocturna y la diurna, utilizando los valores de amplitud y fase obtenidos a medianoche y a mediodía.

La absorción ionosférica de una onda de 2,28 MHz de frecuencia, fue medida al mediodía en Ushuaia (54,8°S; 291,7°E) mediante el método de reflexión de pulsos con incidencia vertical (Rawer, 1975). La técnica de procesamiento de los datos puede ser consultada en Pérès y Puig (1979).

Tanto las alturas diurnas de reflexión de las señales de MBF, como la absorción sobre Ushuaia, dependen de la inclinación de los rayos solares. Por lo tanto es conveniente eliminar esa variación del análisis, normalizando los valores para el máximo ángulo cenital solar (X) de mediodía (solsticio de invierno). La dependencia estacional de la diferencia noche-día de la altura de reflexión fue considerada proporcional a

$$\text{COS } X \qquad (\text{Rishbeth y Garriott, 1969}),$$

y la de la absorción a

$$\text{COS}^{0,7}(X) \qquad (\text{Rawer, 1975}).$$

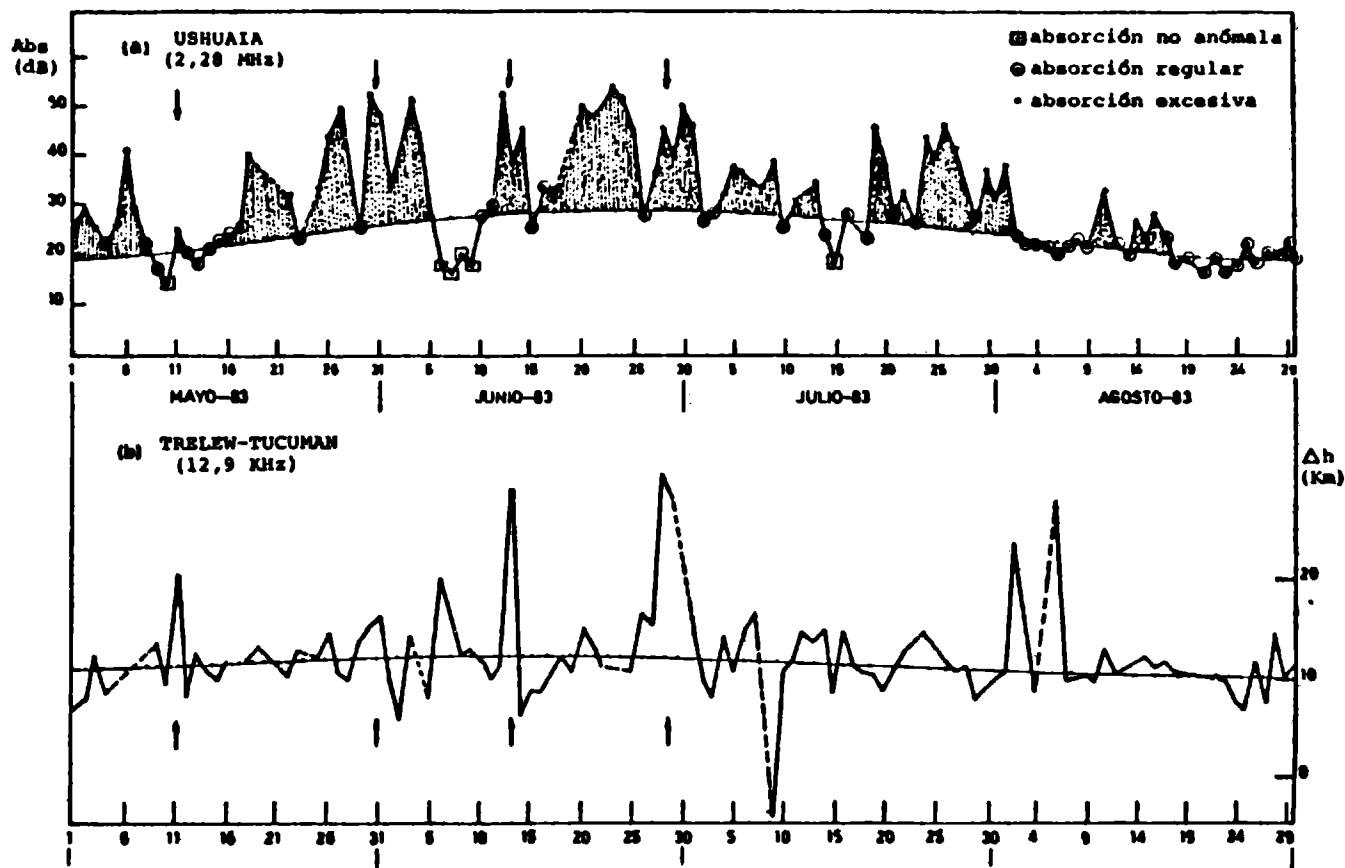


Fig. 2: Variación diaria de la absorción (a) y de la diferencia noche-día de altura de reflexión (b), para el invierno 1983.

RESULTADOS

La Figura 2 permite cotejar el comportamiento de la AI sobre Ushuaia con las diferencias entre las alturas de reflexión nocturna y diurna de la señal de MBF (Δh).

Un valor normal de Δh es 10 Km, es decir, la reflexión a mediodía ocurre usualmente unos 10 Km más abajo que la reflexión nocturna. Como la altura de ésta última no varía más de 3 ó 4 Km (en condiciones invernales normales), los altos valores de Δh ($>15\text{Km}$), que se observan en la Figura 2b, indican un anormal incremento en la concentración electrónica diurna de la baja Región D.

Anomalía regular

Sobre la variación día a día de la absorción se ha dibujado nuestra estimación del componente regular de la anomalía. A pesar del carácter ligeramente arbitrario de la clasificación entre los días regulares y los de absorción excesiva, resulta claro que una discriminación semejante no puede hacerse en la Figura 2b. La curva trazada en esta última une los valores medianos mensuales de Δh , que apenas insinúan una tendencia estacional. Puesto que las medianas casi no son afectadas por los valores extremos de Δh , interpretamos su variación como indicio de un muy leve crecimiento invernal de la ionización de base en la baja Región D.

En otras palabras, consideramos que las señales de MBF son sólo

afectadas muy ligeramente por el componente regular de la AI.

Anomalia excesiva

La correlación entre los valores de absorción y los Δh resultó no significativa. De acuerdo con lo expresado en la Introducción, este resultado era previsible: por un lado las señales de MRF son casi insensibles al componente regular de la anomalía; por el otro, y en relación con los eventos de anomalía excesiva, la distancia entre las zonas observadas por ambos experimentos es grande. Además debe tenerse en cuenta que las dos técnicas de medición son sensibles a cambios de la ionización ocurridos a dos diferentes alturas de la Región D; por lo cual es razonable esperar una correlación aun menor que la obtenida por Schwentek (1974).

Sin embargo, la ocurrencia de fuertes picos de Δh , que no pueden ser causados por perturbaciones magnéticas (Pintado y Radicella, 1982), y la coincidencia de algunos de ellos con eventos de absorción excesiva sobre Ushuaia (señalados en el gráfico), nos indujeron a presumir que pueden estar indicando la ocurrencia de días fuertemente anómalos sobre parte del trayecto de MRF.

Para examinar la presunción planteada, recurrimos a la variación estacional de Δh , calculada para el período nov. 1980-oct. 1982. La Figura 3 indica que los promedios mensuales aumentan claramente para los meses de mayo, junio y julio. Como nuevamente, a partir de los valores diarios de Δh , puede desecharse la existencia de una significativa variación estacional regular, atribuimos la tendencia observada en los promedios a la ocurrencia más frecuente de altos valores de Δh durante los meses cercanos al solsticio.

Consideramos entonces que las señales de MRF son afectadas, de manera mensurable, durante algunos días fuertemente anómalos.

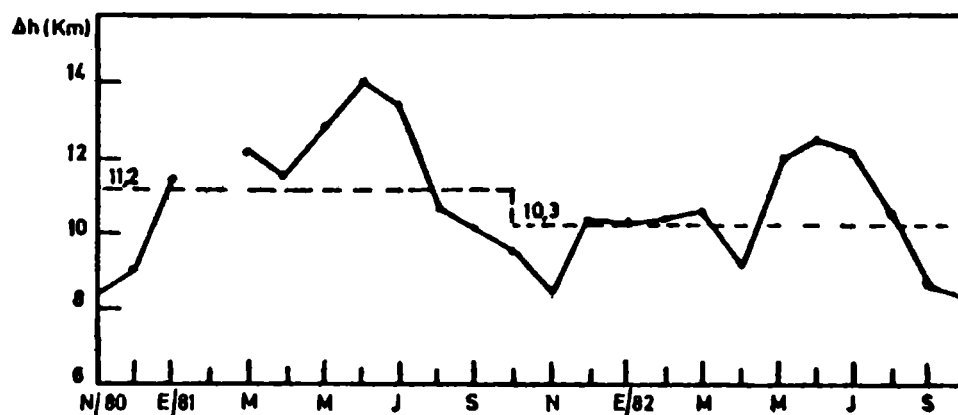


Fig. 3: Promedios mensuales de la diferencia noche-día de altura de reflexión, desde nov. 1980 a oct. 1982. Las líneas de trazos indican el promedio anual.

DISCUSION

Los resultados del trabajo son consistentes con la explicación de la AI que ha sido propuesta por Offermann y otros (1982). Estos autores también recogen la distinción morfológica entre anomalía regular y excesiva, para vincular ambos aspectos del fenómeno con los dos factores tenidos por causa de los incrementos en la concentración

electrónica de la Región D:

(i) Reducción de la velocidad de recombinación (efectiva) de los electrones debida a la disminución en la concentración de iones multihidratados que ocurre alrededor de la mesopausa por aumentos de la temperatura (anomalía regular).

(ii) Crecimiento de la producción de electrones debidos a la fotoionización del NO transportado a toda la Región D durante los eventos de anomalía excesiva.

Resulta claro que sólo el segundo factor puede afectar a la baja Región D como para producir cambios importantes en la altura de reflexión diurna de las señales de MBF.

Agradecimiento. Expresamos nuestro reconocimiento a María M. Schultze y a Luis Rongeti por haber efectuado, con toda competencia, la ardua tarea de interpretar los registros de absorción y de MBF.

BIBLIOGRAFIA

- Beran, D. y Bangert, W., 1979: Trace constituents in the mesosphere and lower thermosphere during winter anomaly events; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 41, 1091-1095.
- Burgess, B. y Jones, T.B., 1967: Solar flares effects and VLF radio waves observations of the lower ionosphere; *Radio Science*, 2, 619-626.
- Dickinson, P.H.G., Hall, J.E. y Bennett, F.D.G., 1976: Rocket measurements of electron concentration in the lower ionosphere at two European locations; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 38, 163-173.
- Offermann, D., Curtis, P., Cisneros, J.M., Satrustegui, J., Lauche, H., Rose, G. y Petzoldt, K., 1979: Atmospheric temperature structure during the Western European Winter Anomaly Campaign 1975/76; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 41, 1051-1062.
- Offermann, D., Bruckelmann, H.G.K., Barnett, J.J., Labitzke, K., Torkar, K.M. y Widdel, H.U., 1982: A scale analysis of the D-region winter anomaly; *J. Geophys. Res.*, 87, 8286-8306.
- Pérez, M. y Puig, L., 1979: Análisis preliminar de la anomalía invernal de la absorción ionosférica en Ushuaia; *GEOACTA*, 10, 2, 141-156.
- Pérez, M., 1980: Sobre la variación diurna de la absorción ionosférica; *GEOACTA*, 10, 2, 141-156.
- Pintado, O.I., Ezquer, R.G., Radicella, S.M. y Restberg, V., 1981: Las anomalías nocturnas de fase y el oxígeno atómico en la mesosfera. Parte I: Datos Experimentales; *GEOACTA*, 11, 1, 285-295.
- Pintado, O.I. y Radicella, S.M., 1982: Respuesta de la ionosfera inferior a tormentas geomagnéticas; *Revista Geofísica del IPGH*, 17, 139-144.
- Radicella, S.M., Pintado, O.I. y Fernández, P.M., 1985: Análisis de la variación estacional de señales de MBF en un circuito norte-sur; *GEOACTA*, D12, 2, 31-43.
- Rawer, K. (Ed.), 1975: Manual on Ionospheric Absorption Measurements; WDC-A for Solar-Terrestrial Physics, Rep. UAG-57, NOAA, Boulder, Colorado, U.S.A.
- Rishbeth, H. y Garriott, O., 1969: Introduction to Ionospheric

- Physics, Academic Press, New York.
- Schwentek, H., 1971: Regular and irregular behaviour of the winter anomaly in ionospheric absorption; J. Atmos. Terr. Phys., 33, 1647-1650.
- Schwentek, H., 1974: Some results obtained from the European cooperation concerning studies of the winter anomaly in ionospheric absorption; Methods of Measurements and Results of Lower Ionosphere Structure. Akademie Verlag, Berlin, 293-303.
- Schwentek, H., 1976: Ionospheric absorption between 53 N and 55 S observed on board ship; J. Atmos. Terr. Phys., 38, 89-92.
- Wait, J.R. y Walters, L.C., 1963: Reflection of VLF radio waves from an inhomogeneous ionosphere. Part I: Exponentially varying isotropic model; Journal of Res. NBS, 67D, 361-367.

POLIGONALES DE ALTA PRECISION

Saúl Berendorf - Antonio L. D'Alvia

Instituto Geográfico Militar

República Argentina

RESUMEN

En la década del 70, se estudió y aplicó una estructura de poligonación, denominada de Alta Precisión como extensión de la red fundamental de triangulación.

Esta estructura, tenía como antecedente que respalda una muy buena calidad, el sistema poligonal, realizado por E.E.U.U., superponiéndolo sobre su red fundamental en una extensión aproximada de 40.000 km y con el objeto de dar escala a su red satelitaria y controlar su triangulación geodésica de primer orden.

Las características de esta estructura, los trozos de cadena efectuados, tolerancias fijadas y la comparación de costos, son los aspectos básicos de este trabajo.

ABSTRACT

In the seventies a traversing structure was studied and applied. It was called of High Accuracy as an extension of the triangulation fundamental network.

This structure had an antecedent which backs a very good quality, the traversing system performed by the U.S., overimposing it on its fundamental network of an approximate length of 40,000 km to scale its satellite network and control its first order geodetic triangulation.

The characteristics of this structure, the segments of chain performed, tolerances set and the cost comparisons are the basic aspects of this paper.

OBJETIVO DE LA PRESENTACION

El objeto de esta presentación es informar sobre las poligonales de alta precisión y los motivos que dieron lugar a su ejecución.

FUNDAMENTOS

En muchas oportunidades se ha planteado la siguiente pregunta:

¿Qué se debe exigir para que una red cumpla con los objetivos para la cual fue proyectada?

La respuesta sería:

Lograr un tipo de red que se adapte funcionalmente a las características geográficas y económicas del país y satisfaga simultáneamente los objetivos científicos nacionales e internacionales.

Dentro de esquemas clásicos, la estructura ideal para redes fundamentales es la triangulación con todos sus ángulos y lados medidos, y con el aporte de suficientes determinaciones astronómicas, cumpliría sin duda, con los requerimientos de la geodesia.

Este tipo de estructura es muy costosa, fundamentalmente en las etapas de reconocimiento y medición angular dado que la medición lineal incide levemente en el costo.

Por lo expuesto, un proyecto de red debe ser ejecutado atendiendo objetivos científicos y prácticos, ajustado a los aspectos geográficos de un país y tratando de lograr, como resultado, que la precisión y economía se conjuguen integralmente.

Por la extensión del territorio argentino y su geografía física, una solución constituyó la denominada "Poligonal de Alta Precisión", tal como se desprende de la comparación en tiempos y costos que se indica más adelante.

Resulta necesario efectuar comentarios sobre dos factores técnicos que inciden sobre la calidad de un sistema de triangulación fundamental y que por su importancia constituye también el fundamento del porqué se debió abandonar el encañamiento clásico de triángulos reemplazándolo por el de la poligonal arriba mencionada.

El primer factor se apoya en el trabajo del Ingeniero ESTEBAN HORVAT, "Investigación sobre la Precisión de la Triangulación Fundamental", donde pone de manifiesto los inconvenientes estructurales de la red argentina. Según el autor debe admitirse un error sistemático en la mencionada red, provocado por el hecho de no medir los ángulos en variadas condiciones atmosféricas, al efectuarse en períodos relativamente cortos (2 ó 3 días), sintiéndose la influencia de circunstancias existentes de carácter unilateral y por lo tanto sistemático.

Lo expuesto permite suponer que la triangulación fundamental clásica consistis

tente en cuadriláteros o triángulos con bases invar cada 200 km aproximadamente tiene un grave inconveniente estructural, solucionable si a las cadenas ya medidas anteriormente se pudiese agregar la medición de los lados (trilateración) o por lo menos un lado de cada figura en el sentido de la cadena, tarea que realizó el IGM a partir de la incorporación de electrodistanciómetros.

Respecto al segundo factor, es conocido el hecho que la desviación de la vertical influye sobre las direcciones medidas en forma distinta punto a punto, alcanzando valores significativos en circunstancias especiales.

La determinación del valor de un ángulo para el cálculo de triángulos, se efectúa en función de direcciones acimutales medidas en el terreno y afectadas por la desviación vertical, las cuales deben por lo tanto reducirse al pasar a la superficie de referencia o sea al elipsoide, mediante una conocida expresión matemática.

No escapa, que esta reducción debe hacerse antes de la compensación y es fundamental para toda red que pretenda ser utilizada con fines científicos.

Este cálculo exige conocer las componentes de la desviación de la vertical en todos los puntos de la red, en que los ángulos de altura de las direcciones adquieren un valor superior al grado sexagesimal.

El actual proyecto de red y su efectiva realización, muestran una distribución de puntos astronómicos en general cada 2 grados de latitud por 2 de longitud, en algunos casos en cadena meridiana cada grado, pudiéndose por lo tanto interpolarse linealmente la desviación de la vertical cada 100 ó 200 km con las consecuencias negativas que ello puede acarrear.

Concluyendo, a nuestra red, hasta tanto se defina algún otro procedimiento, se le deberá aumentar la cantidad de los puntos astronómicos, para resolver por esos medios la determinación de la desviación.

A propósito de lo expuesto se estima conveniente transcribir la conclusión del trabajo efectuado por TH. N. KRASSOWSKY y M.S. MOLODENSKI sobre la determinación de la forma del geoide y publicado en el Folleto de Divulgación N° 11 del Instituto Geográfico Militar, que dice:

"Del presente trabajo se saca la conclusión de que en la deducción de las distancias del geoide respecto al elipsoide adoptado para la triangulación, es posible la limitación a una cantidad relativamente reducida de puntos astronómicos, si se emplea simultáneamente el material del relevamiento gravimétrico general. Los puntos astronómicos de las cadenas de triangulación establecidas para el traspaso de las alturas del geoide en terreno llano, pueden ser determinados a distancias de 70 - 100 km, mientras que para la nivelación astronómica se requiere distancias recíprocas de 10 - 20 km para los mismos.

En el nuevo procedimiento aquí considerado, debe conocerse la distribución de la gravedad para una franja de 100 - 150 km de ancho a cada lado del tiro de nivelación astronómico-gravimétrico. En el centro de la franja los puntos deben formar una red densa; hacia las márgenes la densidad puede disminuir hasta estar

por debajo de la normal.

En regiones con levantamiento gravimétrico que no ostentan lagunas, el traspaso de la altura del geóide puede llevarse a cabo con ayuda de los puntos astronómicos existentes".

Teniendo en cuenta los fundamentos expuestos y la necesidad de no producir dentro de las partidas asignadas a la "Ley de la Carta" una grave incidencia para trabajos de triangulación, trilateración y gran cantidad de puntos astronómicos, el Instituto Geográfico Militar adoptó la estructura de "Poligonal de Alta Precisión" como solución técnico-económica más favorable.

A continuación se exponen los antecedentes que permitieron apoyar la ejecución de esta poligonal en el Instituto Geográfico Militar.

Los primeros antecedentes corresponden a informaciones provenientes del TOPOCOM (USA) sobre la intención de desarrollar una estructura poligonal denominada transcontinental que cubriendo el territorio de EE.UU. permitiría dar escala al sistema satelitario y controlar su red de triangulación fundamental.

Posteriores informes comenzaron a dar resultados de las mediciones efectuadas, cuyos valores correspondientes a un circuito de 1.200 km se muestran en la Lámina N° 1.

Por estos valores y en función de un estudio de prefactibilidad el IGM proyectó a partir del año 1979 la ejecución de una estructura sensiblemente similar, en reemplazo de los cuadriláteros o triángulos con lados medidos. La figura de encadenamiento la constituye un romboide alargado, que denominamos diamante y cuya configuración se indica en la Lámina N° 2.

En la Lámina N° 3a se pueden apreciar las diferencias de tareas, organización y tiempos, para un trozo de 200 km de cadena, entre el método convencional y el actual. Es necesario señalar que si bien la menor cantidad de PT sería aparentemente desfavorable, a los efectos prácticos esto se soluciona con mayor economía con la red de densificación geodésica. La Lámina N° 3b muestra la diferencia en cantidad de trabajo por cada figura de avance.

En la Lámina N° 4 se muestran las diferencias entre los dos métodos de la cantidad de tareas a cumplir.

En la Lámina N° 5, y en concordancia con la anterior, se comparan tiempos y valores económicos a una fecha determinada. Se puede comprobar que las economías producidas, alcanzan en viáticos y sueldos a un 58%, pudiendo alcanzar un 80% incluyendo otros gastos.

Asimismo con respecto a resultados provisionales, los cierres angulares y lineales de figura han sido en general buenos, oscilando los primeros entre 1"3 y 0"5 y los segundos entre 8 cm y 5 cm.

Finalmente en la Lámina N° 6 se muestra el anillo 1P, conformado por un trozo de cadena convencional y tres trozos de cadena poligonal diamante.

El cierre planimétrico obtenido por cálculo provisional fue de 1,18 m en 645 km, resultando un error relativo de $\frac{1}{645.000}$

CONCLUSION

La posibilidad de efectuar una estructura a un costo 4 veces menor, ha permitido con parte de esa economía, intensificar la cantidad de puntos astronómicos y en consecuencia disponer de mayor cantidad de datos para efectuar las correcciones mencionadas, reduciendo simultáneamente los costos de los trabajos.

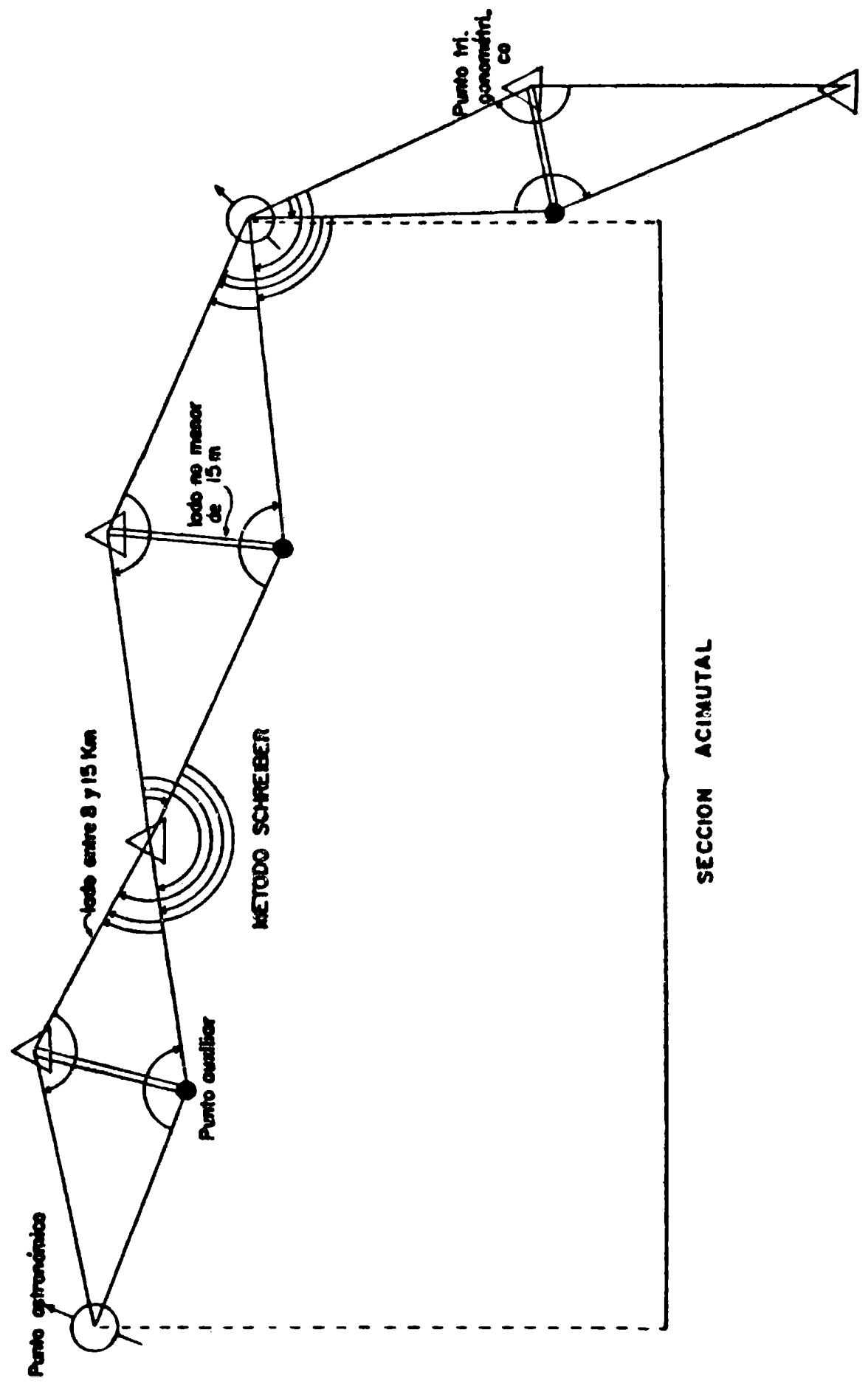
LAMINA Nº 1

VALORES OBTENIDOS EN UN CIRCUITO DE 1200 KM DE POLIGONAL DE ALTA
 PRECISION EFECTUADA EN ESTADOS UNIDOS :

	Circuito
Error de cierre de una figura de diamante	0".70
Máximo error de cierre de una figura de diamante	2.16
Promedio de corrección e una dirección	0.21
Error máximo de corrección e una dirección	1.16
Promedio de corrección al azimut de Laplace	0.54
Máxima corrección al azimut de Laplace	0.96
Error probable de una dirección observada	0.24
Promedio de error de la observación con geodómetro (cm)	0.4
Máxima corrección de una observación con geodómetro (cm)	1.6

LAMINA N° 2

POLIGONAL DE ALTA PRECISION
Encadenamiento de figuras características geométricas y elementos medidos



LAMINA N° 3a

PLANILLA COMPARATIVA DE TAREAS_ORGANIZACION_ TIEMPOS PARA UN TROZO DE
200 Km DE CADENA FUNDAMENTAL :

METODO	TAREAS	ORGANIZACION				TIEMPO COMISION	MESES COMISION			
		JEFE	AYTE	CHOFER	PEON		JEFE	AYTE	CHOFER	PEON
CONVENCO - NAL	Reconoc. de triang.	1	3	4	9	4 meses	4	12	16	36
	Medic. ang. y lineal	1	2	3	7	4,5	4,5	9	13,5	31,5
	Montaje y desman.	1	-	2	10	2,5	2,5	-	5	25
TOTAL CONVENCIONAL		3	5	9	26	11	11	21	34,5	92,5
POLIGONAL DE ALTA PRECISION	Reconocimiento - Medición angular y lineal - Mont. y desmontaje de to- rras.	1	5	5	16	2,5	2,5	12,5	12,5	40
DFERENCIA		2	-	4	10	8,5	8,5	8,5	22	52,5
% EN MENOS		66%	0%	44%	38%	77%	77%	40%	64%	57%

GRAFICO DEMOSTRATIVO DE CANTIDAD DE TRABAJO POR CADA FIGURA DE AVANCE

METODO TRIANGULACION CON LADOS MEDIDOS

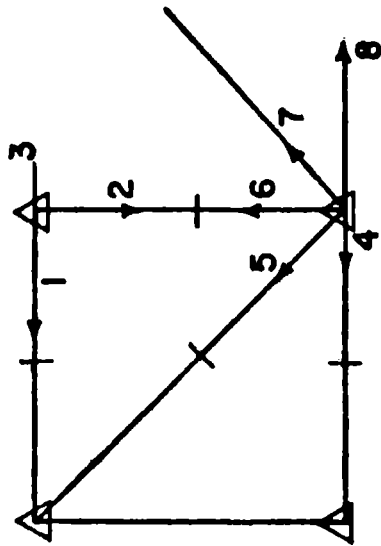


FIGURA ESTRUCTURAL

METODO DE POLIGONAL DE ALTA PRECISION

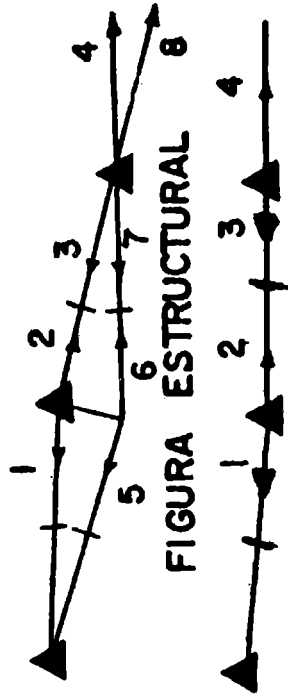


FIGURA EQUIVALENTE POR MAGNITUD DE TRABAJO

→ dirección acimutal medida.

┆ lado medido.

Peso de medición angular: 9

LAMINA N° 4

PLANILLA COMPARATIVA DE CANTIDAD DE TRABAJO EN UN
TROZO DE CADENA DE 200 km

METODO	PUNTOS A DETERMINAR	DIRECCIONES NUEVAS A RECON. Y MEDIR	LADOS A MEDIR	FIGURAS DE AVANCE
CONVENCIONAL	22	88	44	11
POLIGONAL DE ALTA PRECISION	16	32	16	8
DIFERENCIA % EN MENOS	6 27%	56 64%	28 64%	3 27%

PLANILLA COMPARATIVA DE COSTOS DE VIATICOS Y SUELDOS

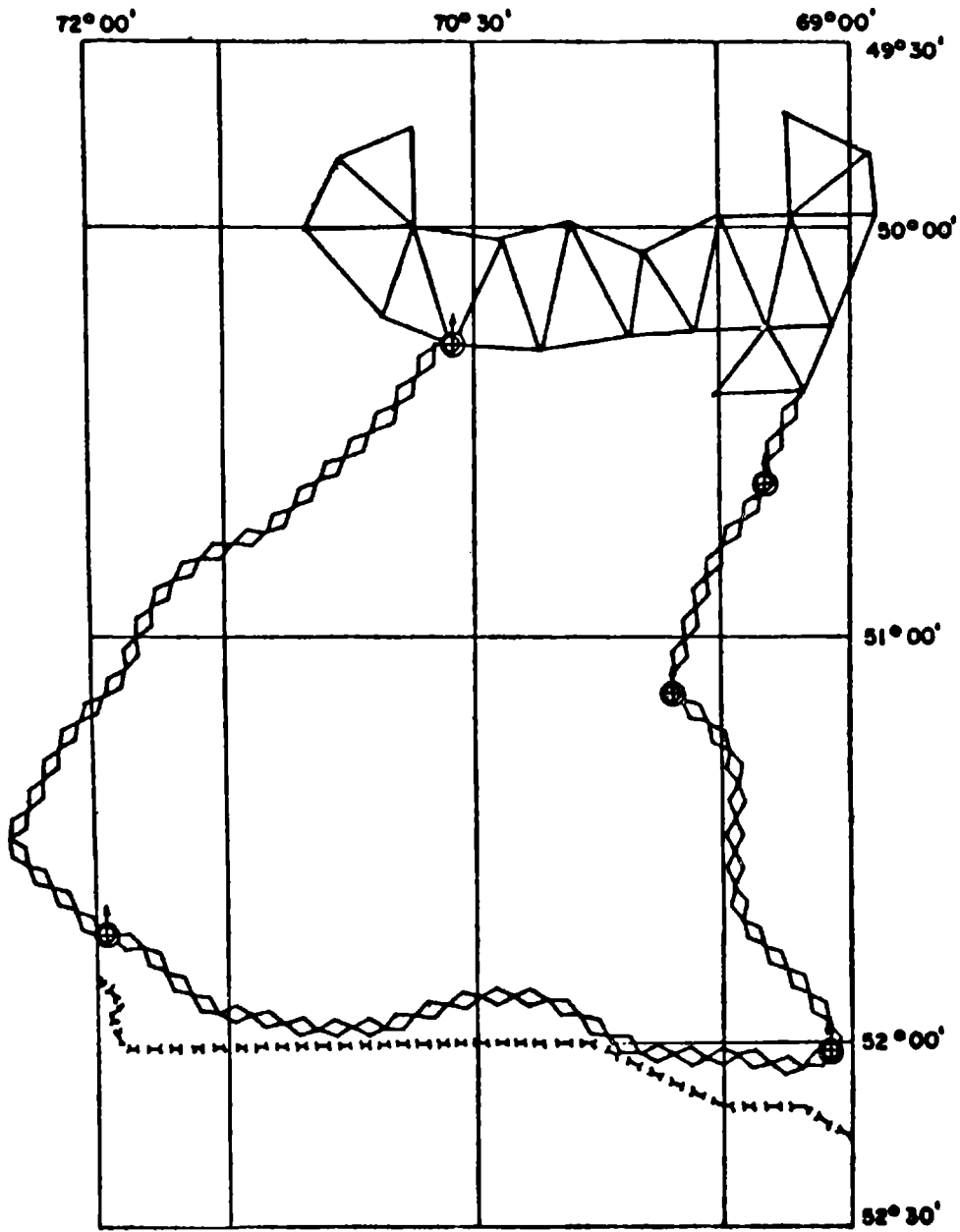
FUNCION	VALOR MENSUAL		TIEMPO EN MESES		COSTO		
	VIATICOS	SUELDOS	TOTAL	METODO CONVENCIONAL	POLIG. ALTA PREC.	METODO CONVENCIONAL	POLIG. ALTA PREC.
JEFE	60 000	70 000	130 000	11	2,5	1 430 000	325 000
AYTE	51 000	60 000	111 000	21	12,5	2 331 000	1 387 500
CHOFER	45 000	35 000	80 000	34,5	22,5	2 760 000	1 000 000
PEONES	—	20 000	20 000	92,5	40	1 850 000	800 000
DIFERENCIA						8 371 000	3 512 500
% EN MENOS						485 000	58 %

ADEMAS SE DEBE CONSIDERAR : MENOR GASTO EN MATERIAS PRIMAS Y MATERIALES.

MENOR GASTO DE COMBUSTIBLE Y MANTENIMIENTO.

AMORTIZACION DE EQUIPOS Y VEHICULOS.

MENORES GASTOS GENERALES.



VERIFICACION DE LOS PRONOSTICOS DE PRECIPITACION PARA LA CIUDAD DE
BUENOS AIRES

Ingeborg C. Malaka y Silvia C. Simonelli

Servicio Meteorológico Nacional, Fuerza Aérea Argentina

Buenos Aires, Argentina

RÉSUMEN

Se compararon los pronósticos diarios de precipitación con los registros pluviométricos para el período 1974-1983.

Los pronósticos emitidos por el Servicio Meteorológico Nacional expresados en forma determinística y probabilística se verificaron mediante el uso de los siguientes parámetros: tabla de contingencia, porcentaje de aciertos, porcentaje climatológico de aciertos, Skill-score e índice de Brier los que muestran que dichos pronósticos superan poco en bondad a la que se podría alcanzar por medio de los pronósticos climatológicos.

Se comprobó además, que la bondad de los pronósticos emitidos a la noche, no obstante su menor período de validez, no diferían mayormente de los elaborados al mediodía.

ABSTRACT

Daily precipitation forecasts were compared with rainfall occurrence, during the period 1974-1983.

The forecasts made by the National Meteorological Service, expressed in deterministic and probabilistic terms, were verified using the following parameters: contingency table, percentage of correct forecasts, climatological percentage, Skill-score and Brier index. They show that those forecasts are slightly better than the climatological score.

It is also verified that evening forecasts, in spite of their shorter validity, don't differ significantly from the midday ones.

1. INTRODUCCION

El pronóstico de la precipitación tiene como fin ser útil en la toma de decisiones por parte de los usuarios que intervienen en un sinnúmero de actividades y, además de redundar en un beneficio económico nacional en muchos casos, tiende a mitigar los efectos desastrosos que hacen peligrar la seguridad de la vida humana.

Un aspecto tan importante como es la predicción del tiempo, la verificación de su bondad es imprescindible para:

- a) el conocimiento por parte de la institución que elabora la información, así como del propio usuario, acerca de la exactitud de las predicciones,
- b) el conocimiento del progreso alcanzado con la introducción de nuevos datos o métodos de elaboración,
- c) ayudar en la elaboración de métodos estadísticos de pronósticos,
- d) la corrección de las principales falencias.

Los pronósticos elaborados en la Central de Pronósticos del Servicio Meteorológico Nacional en el período 1974-1983 se expresaron bajo dos formas diferentes: determinística y probabilística. En el lapso comprendido entre 1974 y 1978 se utilizó la forma determinística y a partir del año 1979 se inició la emisión de pronósticos probabilísticos.

Hasta el presente los pronósticos se preparan utilizando el método sinóptico-subjetivo; la asignación de los porcentajes ha sido también meramente subjetiva y no tienen por lo tanto la base físico-matemática necesaria.

2. DATOS UTILIZADOS

Se utilizaron los siguientes datos e informaciones:

- a) Registros pluviométricos de la estación meteorológica Observatorio Central Buenos Aires, para el período 1974-1983.
- b) Boletines Informativos diarios emitidos por la Central de Pronósticos. Los pronósticos que se elaboran al mediodía tienen una validez de 36 horas y están separados en dos períodos: uno de 12 horas y otro de 24 horas, en tanto que, los que se preparan a la noche tienen una validez de solamente 24 horas.

La información meteorológica utilizada en este estudio ha sido obtenida del Archivo Nacional de Meteorología.

3. CRITERIOS CONSIDERADOS

Dadas las características aleatorias de la precipitación, para simplificar el estudio de la verificación, se establecieron los siguientes criterios:

- i) Se consideró "lluvia" cuando la cantidad registrada durante el período de validez del pronóstico fue ≥ 0.1 mm y "no lluvia" cuando el fenómeno no aconteció o cuando el observador no anotó una precipitación tan escasa.
- ii) No se tuvieron en cuenta los datos pluviométricos de otras estaciones meteorológicas ubicadas en el área del Gran Buenos Aires.
- iii) No se consideraron la intensidad, duración, tipo y carácter de la precipitación.

En lo que concierne a los pronósticos y sus períodos de validez fue necesario también establecer ciertos criterios:

- i) Para verificar los pronósticos en forma determinística en el período 1979-1982, en el cual los mismos se enunciaron en términos de probabilidades, se consideró "lluvia" cuando se consignó un determinado porcentaje (30%, 70%, 90% o 100%).
- ii) En el pronóstico determinístico de 36 horas de validez se consideró "lluvia" cuando este fenómeno se consignó en uno cualquiera de los dos períodos que abarca el pronóstico.
- iii) En el pronóstico probabilístico se consideraron las siguientes probabilidades: 0%, 30%, 70%, 90% y 100%. Cuando en los dos períodos en que se divide el pronóstico de 36 horas se hayan dado probabilidades diferentes, se tuvo en cuenta el porcentaje más elevado.
- iv) Se eliminaron los casos en los que se utilizó el término "inestable".

4. METODOLOGIA

Para la verificación de los pronósticos en forma determinística se usaron los siguientes parámetros:

a) Tabla de contingencia;

O \ P	SI	NO	Σ
SI	(AB)	(αB)	(B)
NO	(Aβ)	(αβ)	(β)
Σ	(A)	(α)	N

siendo N el número de pronóstico

- (A) número de veces que se pronosticó si
- (α) número de veces que se pronosticó no
- (B) número de veces que se observó si
- (β) número de veces que se observó no

con $(A) + (\alpha) = N$ y $(B) + (\beta) = N$

Además:

- (AB): número de veces que se pronosticó si y ocurrió si
- (Aβ): número de veces que se pronosticó si y ocurrió no
- (αB): número de veces que se pronosticó no y ocurrió si
- (αβ): número de veces que se pronosticó no y ocurrió no

donde

$(AB) + (Aβ) + (\alpha B) + (\alpha\beta) = N$
 $(AB) + (Aβ) = (A)$; $(\alpha B) + (\alpha\beta) = (\alpha)$

y

$(AB) + (\alpha B) = (B)$; $(Aβ) + (\alpha\beta) = (\beta)$

b) Porcentaje de aciertos:

$A = (AB) + (\alpha\beta) / N \quad 100\%$

c) Porcentaje climatológico de aciertos:

La probabilidad que ocurra precipitación es:

$p = (B) / N \quad 100\%$

y que no ocurra:

$q = (\beta) / N \quad 100\%$

Se elige el valor mayor de manera tal que:

$C = p = (B) / N \quad 100\% \quad p \geq q$

$C = q = (\beta) / N \quad 100\% \quad q > p$

d) Skill-score o grado de acierto

$$S = (AB) + (\alpha\beta) - L / N-L$$

donde $(AB) + (\alpha\beta)$ es el número de aciertos y

$$L = (A) (B) + (\alpha) (\beta) / N$$

el número de aciertos por "chance climatológica"

Si

$S = 1$ significa todos los pronósticos son acertados,

$$(AB) + (\alpha\beta) = N$$

$S = 0$ significa que el número de pronósticos correctos es igual al número de aciertos que se hubiera obtenido por chance climatológica: $(AB) + (\alpha\beta) = L$

Para la verificación de los pronósticos en forma probabilística se calculó:

a) La relación entre las probabilidades pronosticadas x_i : 0%, 30%, 70%, 90% y 100% y las frecuencias relativas $y_i = m/n$ donde:

n es el número de veces que se pronosticó la probabilidad x_i .
 m es el número de veces que llovió en esos casos.

b) Índice de Brier:

Se define como " el promedio del valor absoluto de la diferencia entre la probabilidad pronosticada elevada al cuadrado con 1 si se observó precipitación y 0 si no se observó ".

$$\bar{D} = 1/N \sum_{i=1}^N D_i$$

donde

$D_i = (1-x_i)^2$ para los casos en que aconteció precipitación y

$D_i = x_i$ para los casos en que no aconteció; siendo x_i las probabilidades pronosticadas.

Es de notar, que cuanto menor es \bar{D} tanto mejor son los pronósticos. Si $\bar{D} = 0$ corresponde al acierto absoluto determinístico. Con este índice, Brier pretende que el pronosticador se esfuerce a alejarse del promedio climatológico, acercándose a las probabilidades extremas, es decir:

Probabilidad $\begin{cases} 0 & \text{corresponde al pronóstico determinístico NO} \\ 1 & \text{corresponde al pronóstico determinístico SI} \end{cases}$

5. RESULTADOS

La Fig.1 representa las tablas de contingencia en forma porcentual para los pronósticos de 36 y 24 horas de validez. Tal como se mencionó anteriormente, los pronósticos que se elaboran al mediodía tienen una validez de 36 horas y están separados en dos períodos: uno de 12 horas y otro de 24 horas, en tanto que los que se preparan a la noche tienen una validez de 24 horas. Estas tablas presentan un resumen de las precipitaciones observadas y pronosticadas correspondientes a los 2000 casos considerados durante el período 1974-1982.

Puede observarse que el porcentaje de aciertos (A) es del 76% para ambos períodos, tomando en cuenta todos los casos en que fue correctamente pronosticada la ocurrencia o no de precipitación. Se aprecia que aún cuando los pronósticos elaborados a la mañana tienen un mayor período de validez y no estar disponible el juego completo de cartas analizadas y pronosticadas de superficie y altura, el porcentaje de aciertos no difiere del obtenido para los pronósticos emitidos a la noche. Esto podría atribuirse, en parte, a que para la emisión del pronóstico de la noche se utiliza como herramienta básica el análisis de la carta de superficie de 21:00 TMG, que no siempre suele ser la más representativa para la preparación de dichos pronósticos.

Se nota también que los porcentajes climatológicos de aciertos (C) de ocurrencia de precipitación para los pronósticos de 36 y 24 horas de validez son del 36% y 28%, y los de no ocurrencia de dicho fenómeno del 64% y 72% respectivamente.

Además, puede notarse que los porcentajes de aciertos (A) difieren poco de los climatológicos de aciertos (C), especialmente en los pronósticos emitidos a la noche: A = 76% y C = 72%. Sin embargo, aplicando un test de significancia al nivel del 5%, las muestras de los porcentajes de aciertos y climatológico de aciertos de 36 y 24 horas, difieren significativamente. No obstante, será necesario mejorar la calidad de los pronósticos recurriendo al uso de otros métodos tales como: estadísticos, de pronóstico numérico, etc.

En los desaciertos se nota un mayor porcentaje de "sorpresas" en los pronósticos elaborados a la mañana (14%) que en los de la noche (12%); esto podría atribuirse a la mayor extensión del período de validez. En cambio las "falsas alarmas" son superiores en los pronósticos emitidos a la noche (12%) en relación a los de la mañana (10%). Dado que en ambos casos las diferencias son pequeñas, se aplicó también un test de significancia al nivel del 5%, no existiendo diferencias significativas para los desaciertos "sorpresas" en tanto que, para las "falsas alarmas", difieren significativamente.

La fig. 2 muestra las marchas anuales de los porcentajes de aciertos (A) y climatológico de aciertos (C) de los pronósticos de 36 y 24 horas de validez. Se observa que en ambos períodos los porcentajes de aciertos se mantienen superiores a los climatológicos durante todos los meses del año, con excepción del mes de septiembre en los pronósticos emitidos a la noche. Se nota además, que los porcentajes de aciertos alcanzan sus valores máximos en los meses de invierno.

Se calculó el Skill-score al nivel anual para los dos períodos de validez establecidos, obteniéndose los siguientes resultados:

$$\bar{S}_{36 \text{ hs.}} = 0.45$$

$$\bar{S}_{24 \text{ hs.}} = 0.41$$

Esto indica, que existe una mayor tendencia hacia el número de aciertos que se obtendrían por "chance climatológica" en los pronósticos elaborados a la noche, que para los emitidos a la mañana.

Se verificó con un test de significancia al nivel del 5% que las muestras de los Skill-scores de 36 y 24 horas de validez no difieren significativamente.

La Fig. 3 representa la marcha anual de los valores del Skill-score. Se observa que los mismos se mantiene por debajo de 0.50 a través

de todo el año, excepto en los meses junio y julio para los pronósticos de 36 horas. Se nota también, que los scores de los pronósticos de 24 horas se mantienen inferiores a los de 36 horas, con excepción del mes de abril.

La Fig. 4 muestra la relación entre las probabilidades pronosticadas y las frecuencias relativas observadas para el período 1979-1983. Este gráfico permite visualizar la confiabilidad de los pronósticos probabilísticos. La confiabilidad perfecta está indicada por una relación lineal. Los números entre paréntesis indican el número de veces que se dió un determinado porcentaje para el período considerado. Se observa que los pronósticos con porcentajes más elevados tienen un apartamiento hacia las probabilidades más altas, mientras que, los porcentajes 0% y 30% muestran una tendencia hacia las probabilidades más bajas.

Si comparamos ambas curvas vemos que el grado de confiabilidad de los pronósticos probabilísticos con porcentajes elevados, es mayor en los pronósticos elaborados a la mañana que a la noche, mientras que con las probabilidades de 0% y 30% se manifiesta lo contrario.

De esto se infiere que para mejorar la bondad de los pronósticos en términos probabilísticos, el meteorólogo debería no sólo ajustar la escala de probabilidades actualmente en uso, sino considerar también las veces que deberían darse los distintos porcentajes, ya que hay una tendencia a dar ciertos porcentajes con mayor frecuencia. (Pronóstico de 36 hs: 155 veces 70% y 56 veces 90%, ver Fig. 4).

El índice de Brier se calculó a nivel anual para los dos períodos de validez establecidos con las diferentes probabilidades subjetivas en uso. Los resultados obtenidos para ambos períodos fueron similares como puede verse a continuación:

$$B_{36 \text{ hs.}} = 0.42$$

$$B_{24 \text{ hs.}} = 0.41$$

Finalmente, este índice se calculó considerando las probabilidades fundamentales climatológicas obtenidas en las tablas de contingencia de la Fig. 1 para los períodos de 36 y 24 horas (36% y 28%) que arrojaron los siguientes valores:

$$B_{\text{clim } 36 \text{ hs.}} = 0.46$$

$$B_{\text{clim } 24 \text{ hs.}} = 0.41$$

Puede verse que el pronóstico probabilístico no difiere sustancialmente del pronóstico climatológico (0.42 contra 0.46 y 0.41 contra 0.41), lo cual se refleja también a través del análisis de los parámetros de las Fig. 1 y 2.

5. CONCLUSIONES

Los pronósticos emitidos por el Servicio Meteorológico Nacional superan en bondad a la que se podría alcanzar por medio de los pronósticos climatológicos. Sin embargo, esta mejora no es sustancial teniendo en cuenta los resultados de los distintos parámetros utilizados en este estudio.

A fin de mejorar el grado de acierto de los pronósticos, habrá que recurrir a otros métodos o técnicas que sirvan de apoyo al método sinóptico subjetivo, tales como: pronóstico numérico, pronóstico es

tadístico, etc.

Para lograr una mayor confiabilidad de los pronósticos probabilísticos, sería útil ampliar la escala de probabilidades actualmente en uso, mediante la aplicación de métodos sinópticos estadísticos.

Finalmente, se observó que la bondad de los pronósticos emitidos a la noche, no obstante su período de validez menor, no diferían de la bondad de los pronósticos elaborados a la mañana.

Agradecimientos

Las autoras agradecen especialmente al Dr. Erich LICHTENSTEIN por las sugerencias brindadas sobre distintos aspectos de este trabajo; a la Srta. Gabriela ANDRIETTI y al Sr. Raúl VALDIVIESO por su valiosa colaboración.

BIBLIOGRAFIA

- Brier G. y Allen R.: Compendium of Meteorology. American Meteorological Society, pág. 842-848.
- Panofsky H.A., Brier G., 1968: Some application of statistics to Meteorology.
- Petterssen S. Weather Analysis and Forecasting, Vol. 2.
- Promet, 1974: Vorhersageprüfung. Deutscher Wetterdienst. Vol.4.
- Technical Note, 1972: Review of forecast verifications techniques W.M.O. N°120.

Pronósticos de 36 hs. (mañana)

O \ P		PRONOSTICO		Σ (%)
		CON PRECIPITACION	SIN PRECIPITACION	
OBSERVACION	CON PRECIP	ACIERTO 22	DESACIERTO SORPRESA 14	36
	SIN PRECIP	DESACIERTO FALSA ALARMA 10	ACIERTO 64	64
M (%)		32	68	100

Pronósticos de 24 hs. (noche)

O \ P		PRONOSTICO		Σ (%)
		CON PRECIPITACION	SIN PRECIPITACION	
OBSERVACION	CON PRECIP	ACIERTO 16	DESACIERTO SORPRESA 12	28
	SIN PRECIP	DESACIERTO FALSA ALARMA 12	ACIERTO 60	72
M (%)		28	72	100

FIG. 1 : Tablas de contingencia porcentual de los pronósticos de precipitación de 36 y 24 hs. de validez. Período 1974-1982.

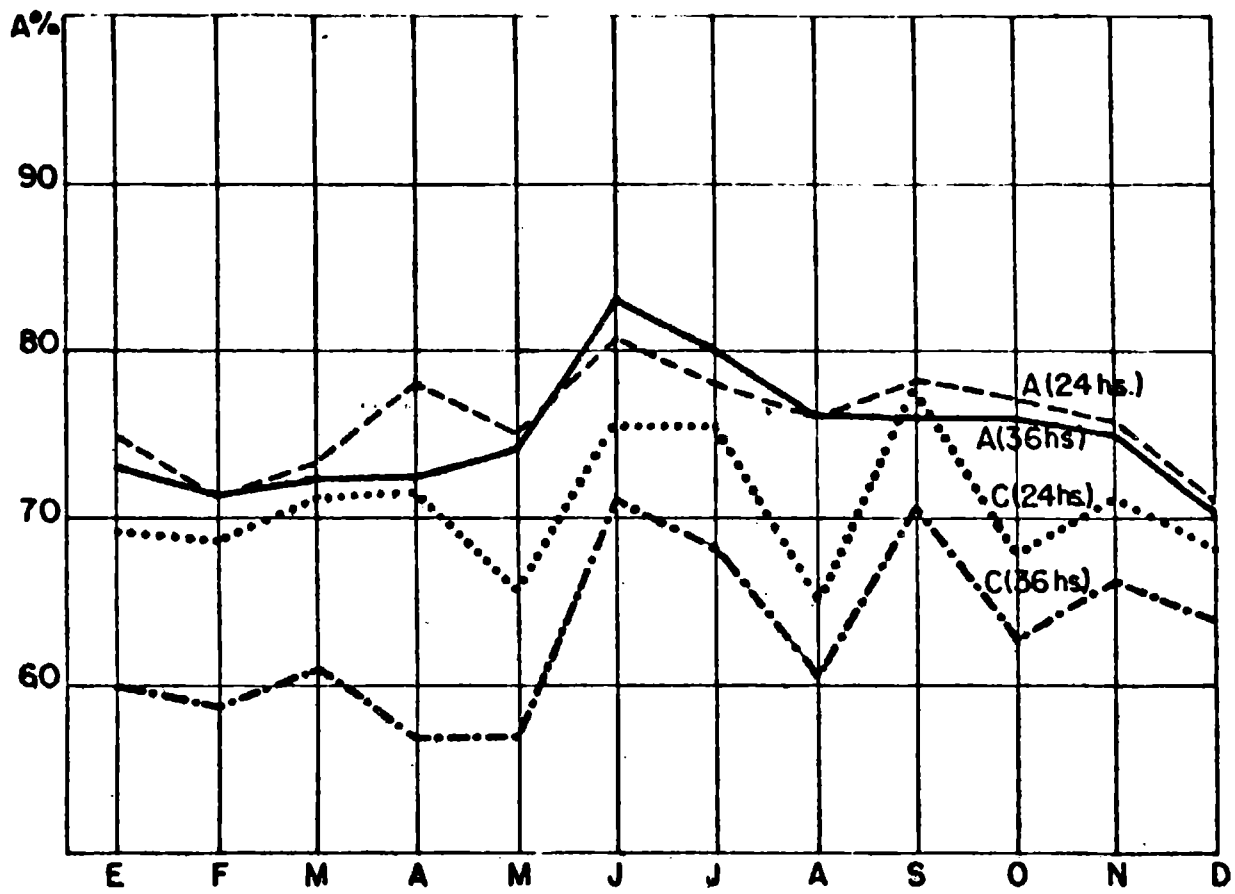


FIG. 2 : Marcha anual del porcentaje de acierto (A) y porcentaje climatológico de acierto (C) de los pronósticos de 36 y 24 hs. de validez. Período 1974-1982.

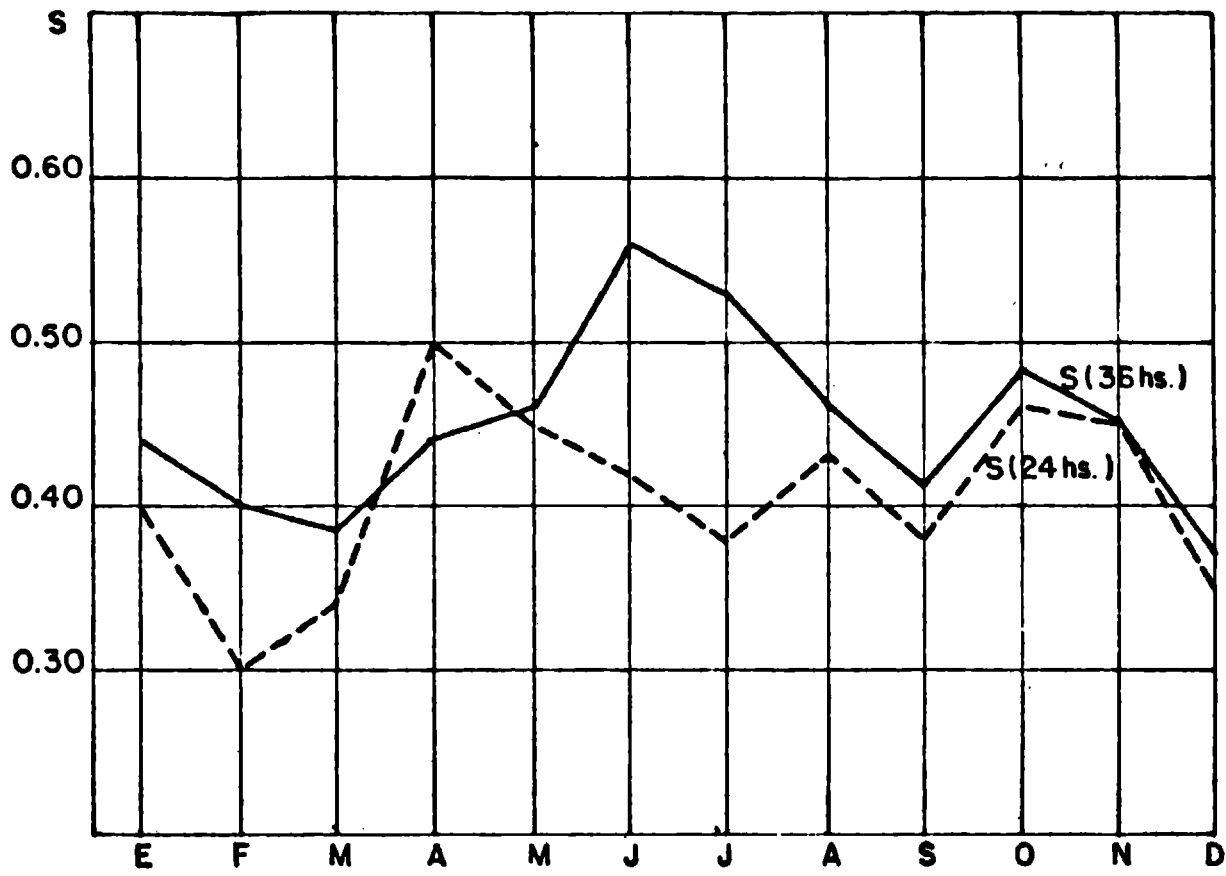


FIG. 3 : Marche annuel del Skill-Score (S) de los pronósticos de precipitación de 36 y 24 hs. de validez. Período 1974-1982.

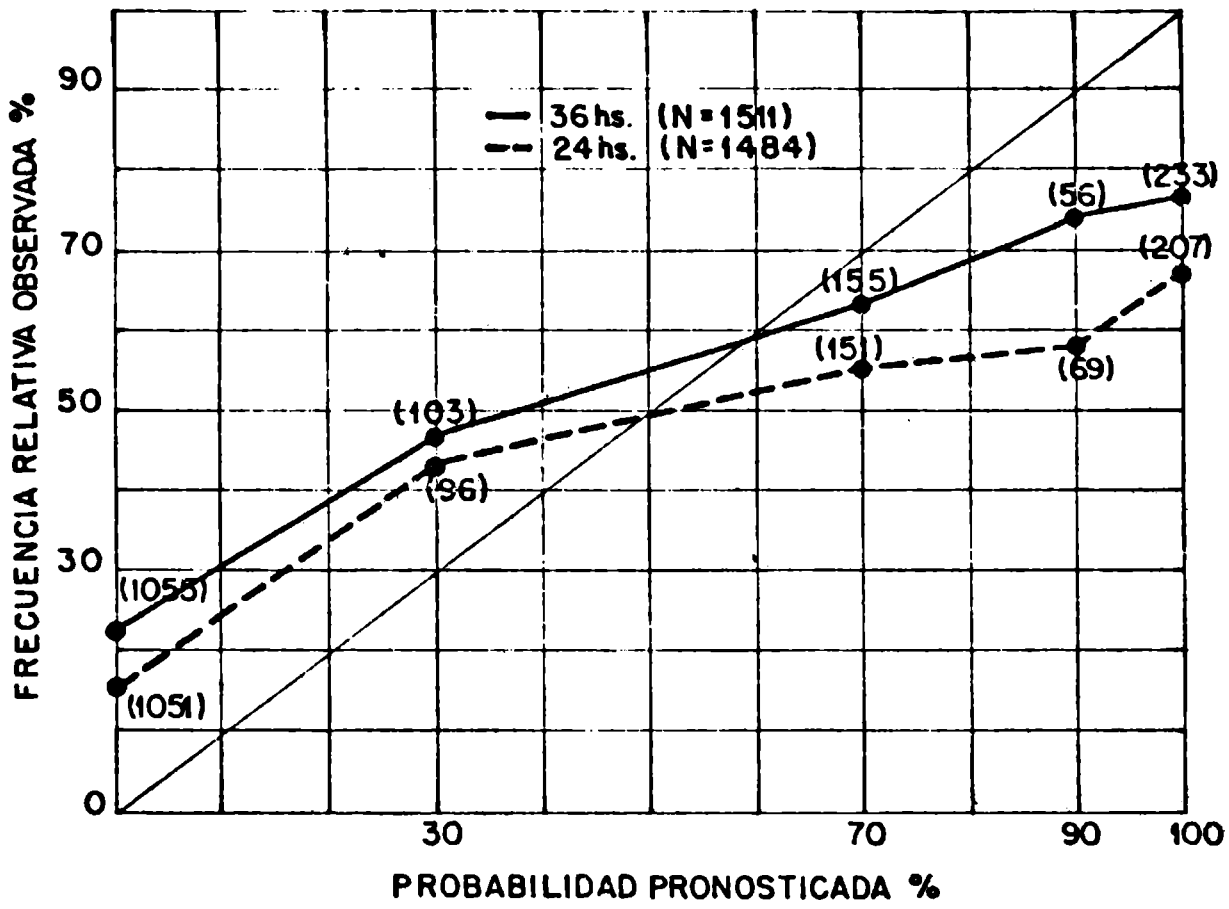


FIG. 4 : Relación entre las probabilidades pronosticadas y las frecuencias relativas observadas. Período 1979-1983.

EL GRANIZO DE CORDOBA DEL 17 DE NOVIEMBRE DE 1981

María Elena Saluzzi y Erich R. Lichtenstein

Departamento de Meteorología
Universidad de Buenos Aires y Servicio Meteorológico Nacional
Buenos Aires, Argentina

RESUMEN

El 17 de noviembre de 1981 a las 16 HOA se desencadenó sobre la ciudad de Córdoba una tormenta eléctrica acompañada con granizo de unos 2 cm de diámetro. De acuerdo con los datos disponibles se observa que: una hora antes de la culminación de la tormenta había, en superficie, una convergencia de $40 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ en la mesoescala; la nube convectiva se formó sobre las Sierras Grandes de Córdoba, la tormenta fue acompañada por un mesociclón de al menos 2 mb y el fenómeno se produjo inmediatamente delante y sobre el flanco izquierdo de una línea de inestabilidad que avanzaba desde el sur.

A partir de estudios de la estructura de los granizos recogidos fue posible el cálculo de los valores logrados por los más significativos macro parámetros de la nube: máxima velocidad de la corriente ascendente, y máximo valor del contenido total de agua, los cuales resultaron coincidentes con los valores de los mismos parámetros obtenidos a partir de la aplicación del modelo de Hirsch (inicializado con los datos del radiosondeo de Córdoba de la fecha de 12 TMG), convalidándose los valores obtenidos por dos caminos diferentes.

ABSTRACT

A thunderstorm with hail of about 2 cm of diameter hit the town of Córdoba the 17th de november 1981 at 16:40 PM local time.

According to the data available, one hour before there was a mesoscale convergence of $40 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ at surface, the convective choud formed over the Sierras Grandes mountains of Córdoba, the storm was associated to a mesocyclone of at least 2 mb and the system was situated immediately in advance of a squall line approaching from the south and on its left flank.

From the study of collected hail stones structure it was possible to calculate the values of significant cloud parameters as maximum updraft and maximum total water content. These values are in accord with the ones obtained with the Hirsch's model. For this case the model was initialized with the Córdoba rawisonde data of November 17 at 1200 TMG.

1. INTRODUCCION

Es bien conocido que en la Argentina al norte de 38°S la mayor parte de la precipitación se produce por intermedio de fenómenos convectivos durante la mitad más cálida del año.

Con mucha frecuencia esta convección se organiza en forma de una línea de inestabilidad (Lichtenstein, Schwarzkopf, 1974), generalmente lo hace en la cercanía de un sistema frontal y de una perturbación ciclónica en la escala sinóptica (Lichtenstein y Altinger, 1970).

La convección en muchos casos produce fenómenos violentos, tales como inundaciones repentinas, granizo destructor, ráfagas intensas y tornados (Schwarzkopf y Migliardo, 1973).

Algunos estudios en la mesoescala se han hecho (Bullorini y Flores, 1979, Benzaquén, 1974) y aunque en este caso no se cuenta con observaciones de radar, se encara su estudio por haber sido posible recoger el granizo y estudiar su estructura.

Mediante el análisis en la mesoescala y de la estructura de los granizos se trata de estudiar algunas características de la tormenta.

2. LA SITUACION SINOPTICA

A las 12 TMG del día 17 (Figura 1) se encuentra un extenso sistema frontal que va desde las Islas Orcadas del Sur hasta Mendoza. Detrás de una joven onda, que se formó sobre el Golfo San Matías el día anterior, avanza el frente frío a razón de unos 30 km/h, hallándose a 75 Km al sudoeste del lugar de ocurrencia de la tormenta, a la hora de su culminación.

El análisis de 300 mb (Figura 2) revela dos máximos de velocidad hallándose el septentrional muy poco al norte de la Ciudad de Córdoba, reflejando la corriente un chorro subtropical y el meridional a la altura de Neuquén marcando la posición de la corriente en chorro polar. Los oestes contienen un pronunciado tren de ondas cortas con una vaguada difluente en el Pacífico a una longitud de unos 77°O y cuya influencia sobre la región de Córdoba aumenta durante el día.

En 850 mb el campo de humedad (Figura 3) denota un secamiento por advección y subsidencia detrás de una vieja depresión en el Atlántico. Esta zona seca abarca la provincia de Buenos Aires y parte del Litoral, pero más al oeste se nota la franca entrada de aire tropical marcándose una angosta lengua de aire tropical cálido y húmedo.

Un centro cerrado de máxima humedad, mayor de 15°C en el punto de rocío, también visible en 700 mb denota, en la región de Córdoba, un proceso de ascenso en la escala sinóptica.

La advección de aire cálido y húmedo, desde el norte, debajo de una tropósfera inferior cada vez más fría, ha creado un área de inestabilidad con máxima expresión en Córdoba, donde el índice de Showalter desciende a -7.

Bajo estas condiciones parece natural el estallido de actividad convectiva prefrontal en el centro del país, sin embargo, no es antes del mediodía del mismo 17 que sus manifestaciones dispersas se incrementan para formar una línea de inestabilidad que se extiende desde las Sierras de San Luis hasta el noroeste de la provincia de Buenos Aires.

3. CARACTERISTICAS DE MESOESCALA

Cumulus dispersos se notan en la zona desde las 11 HOA. A las 16 horas hay, en un área circular de 90 km, alrededor del lugar de evento, una convergencia en superficie de $40 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, tiempo al que la imagen de satélite en infrarrojo muestra un yunque aislado orientado O-E, de unos 50 km de largo, ubicado sobre las Sierras Grandes de Córdoba y en el aeropuerto de Córdoba se observan 2/8 de cumulonimbus.

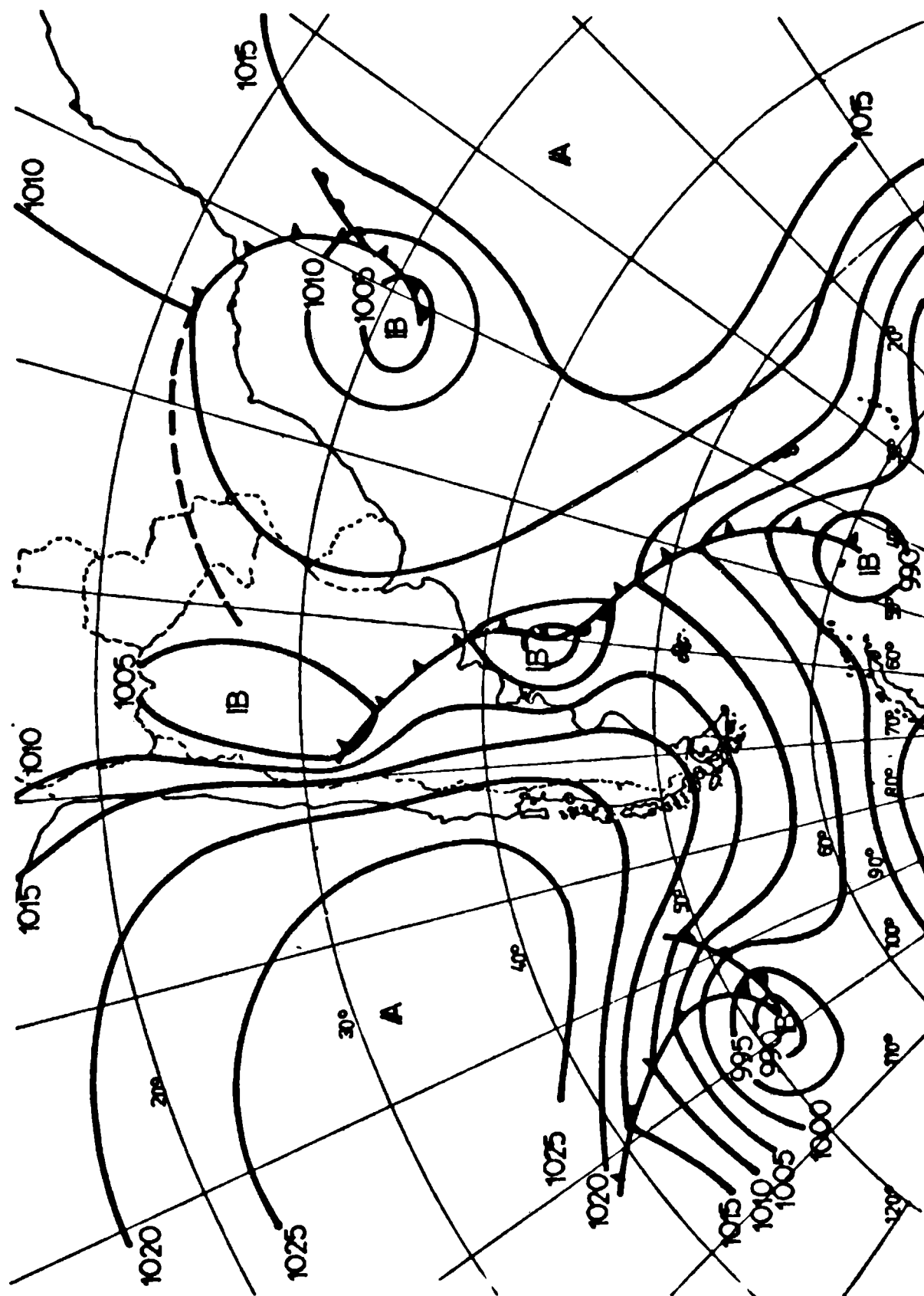


Figura 1. Situación sinóptica de superficie del 17/11/81 a las 12 TMG. El frente frío se acerca a Córdoba desde el Sudoeste.

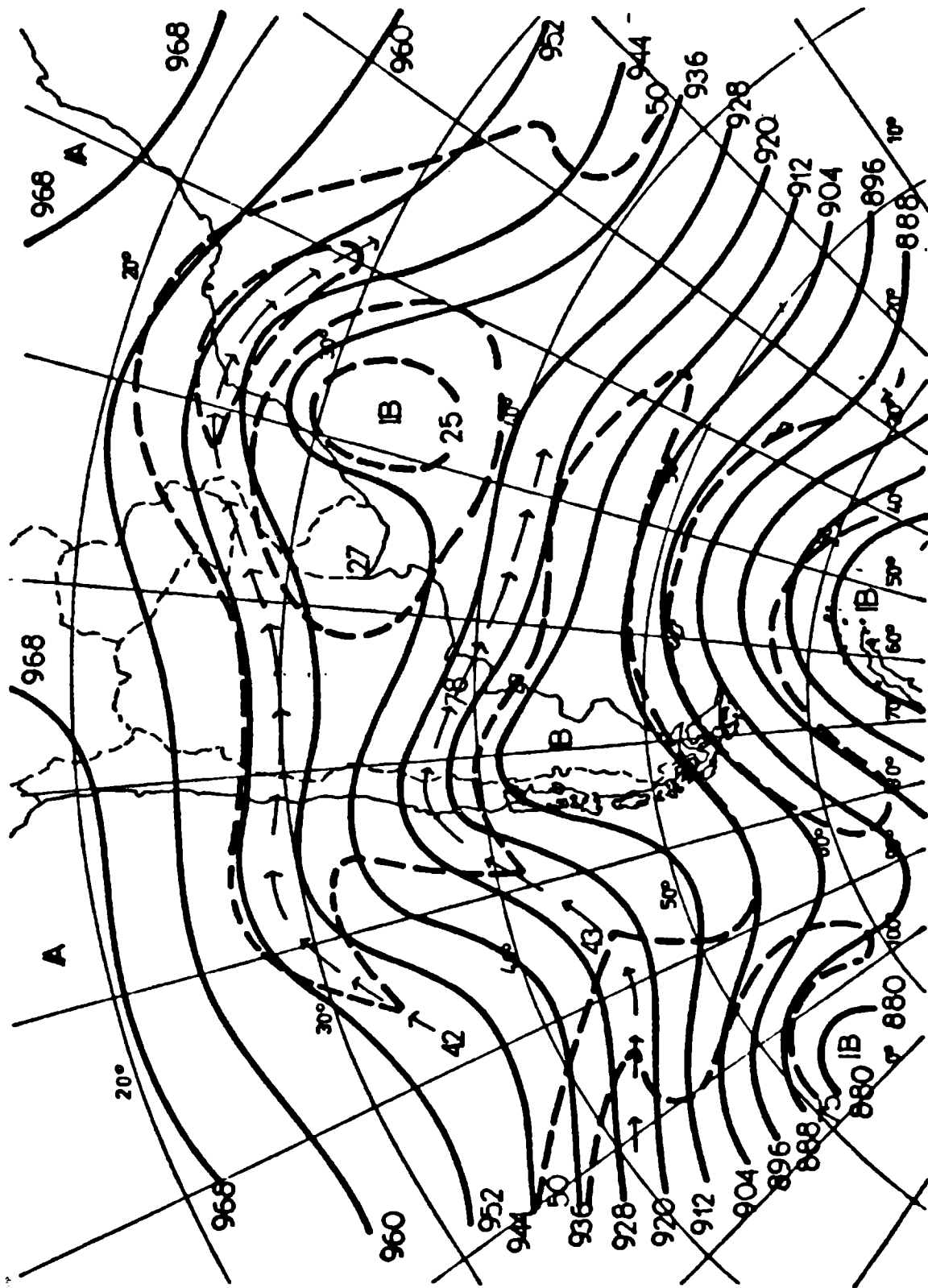


Figura 2: Isohipsas de 300 mb, el 17/11/1981 a 12 TMG. Se observan los dos máximos de viento zonal.

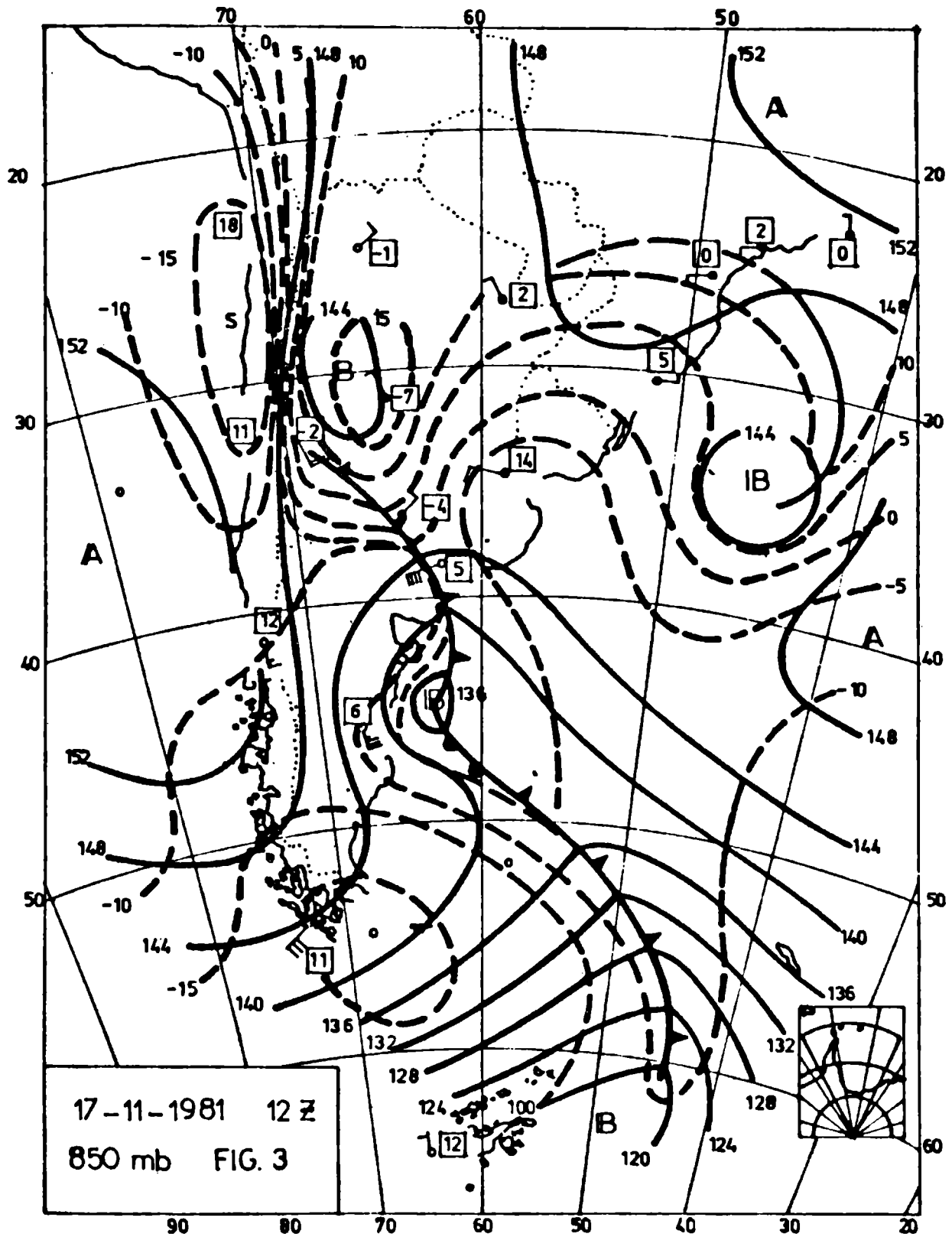


Figura 3: Análisis de 850 mb, para las 12 Z del 17 de noviembre de 1981.
 Los números recuadrados son los valores del índice de Schwalter.
 ————— Isohipsas
 - - - - - líneas de punto de rocío

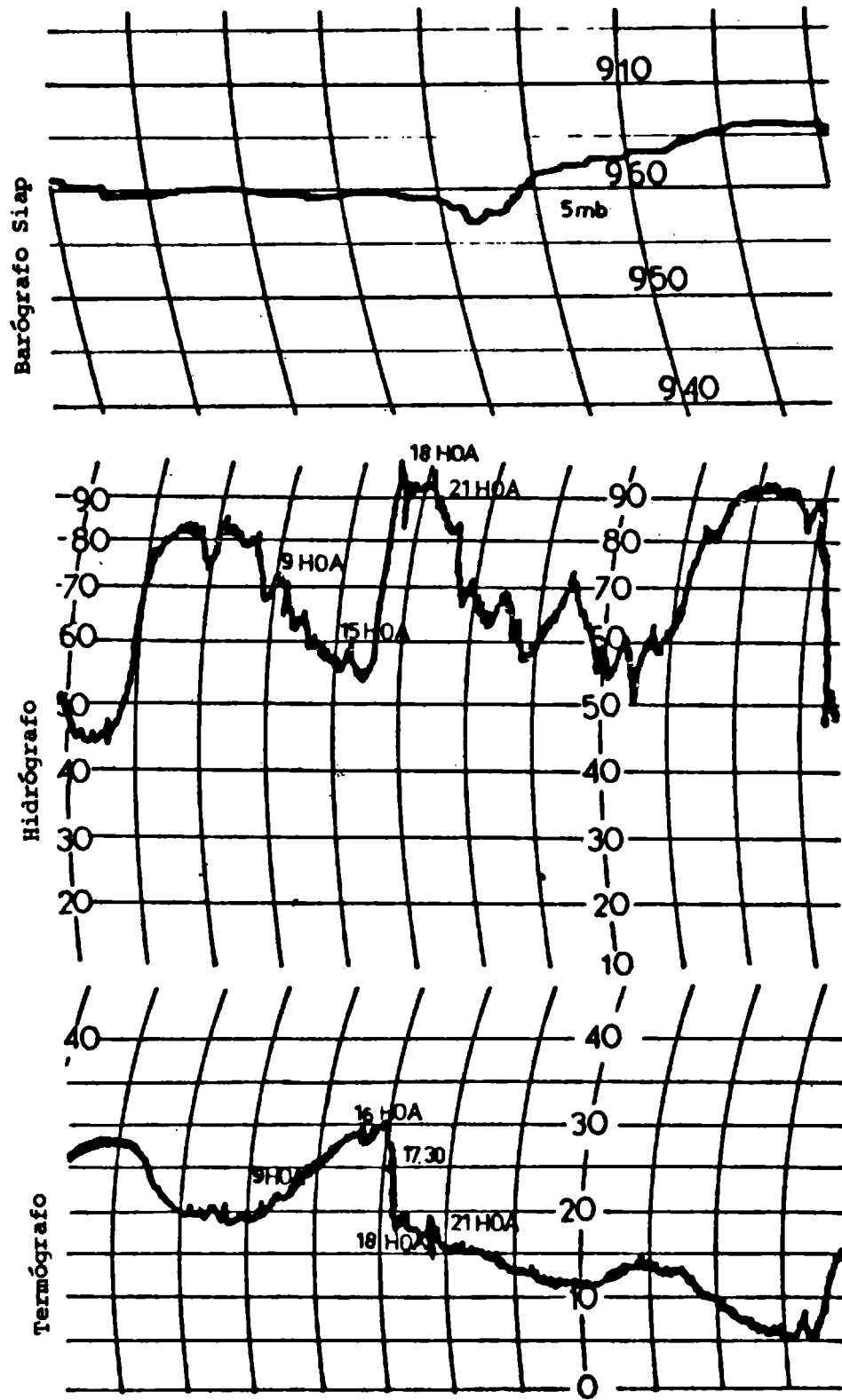


Figura 4: Registro del meso-ciclón y descenso de Temp. y humedad el 17-11-81 a partir de las 16 HOA en Córdoba-Aero.

El sistema convectivo se halla apenas separado de la nubosidad correspondiente a la línea de inestabilidad, hallándose inmediatamente delante y sobre el flanco izquierdo de la misma.

En el Aeropuerto de Córdoba, que también fue alcanzado por el granizo, el evento fue acompañado por un mesociclón de 2 mb, de una hora de duración aproximadamente (Figura 4), vientos del E 20 nudos, un descenso de 14°C en la temperatura y un aumento en la humedad relativa de hasta 100%.

4. LA CELDA CONVECTIVA

Finalmente una gran nube convectiva, formada, como ya se dijo, delante de la línea de inestabilidad y en su extremo izquierdo, según la dirección de desplazamiento, se desarrolla. Madura sobre la ciudad de Córdoba, originando una intensa granizada.

Según el RS de Córdoba de 12 TMG para el día de la fecha y considerando la $T_{\text{máx}}$ registrada, de 30,2°C, (se tomaron como datos iniciales P, T y T_d en cada punto significativo del sondeo) se calculó el modelo de nube convectiva profunda unidimensional y atemporal.

Las características de esta nube calculada se ven en la salida gráfica del citado modelo de Hirsh (Ghidella M.H. y Saluzzi, M.E., 1979) modificado (Figura 5) donde se observa que la corriente ascendente alcanza un valor máximo de 41 m/s, el tope de la nube se encuentra a 12900 m snm. y el máximo contenido de agua es de 5,35 g/kg. a los 7300 m con una temperatura, en la nube, de -15, 7°C.

4.1 Los Granizos Recogidos

La muestra de piedras coleccionadas fue muy numerosa (superó el centenar) y fueron analizados en el Laboratorio de Física de Nubes del Centro de Física de la Atmósfera del Servicio Meteorológico Nacional. (Lubart L. y otros, 1979).

Sus características fueron:

Forma: casi esférica.

Radio: entre 1 y 2 cm.

Embriones: 40% de gotas congeladas visibles.

60% de estructuras policristalinas cónicas.

En los embriones de gota congelada muy pocas llegan a los 7 mm. Las gotas más pequeñas se rodean de una capa de cristales de tamaño reducido y opacos.

Capas periféricas: denuncian condiciones de crecimiento húmedo y presentan, en general, una zona de cristales más pequeños que las rodean.

Se muestra en la Tabla I los resultados del análisis de estructura de algunos de los granizos.

puede apreciarse que, como fue anticipado, las capas periféricas, crecen todas, salvo una, en condiciones de crecimiento húmedo, para temperaturas en la nube entre -10° a -24°C, siendo el mayor requerimiento de agua de $4,48 \cdot 10^{-6}$ g/cm³ y con un tiempo de crecimiento variando entre 7 a 15 1/2 min. La máxima velocidad de ascenso computada fue de 37 m/s.

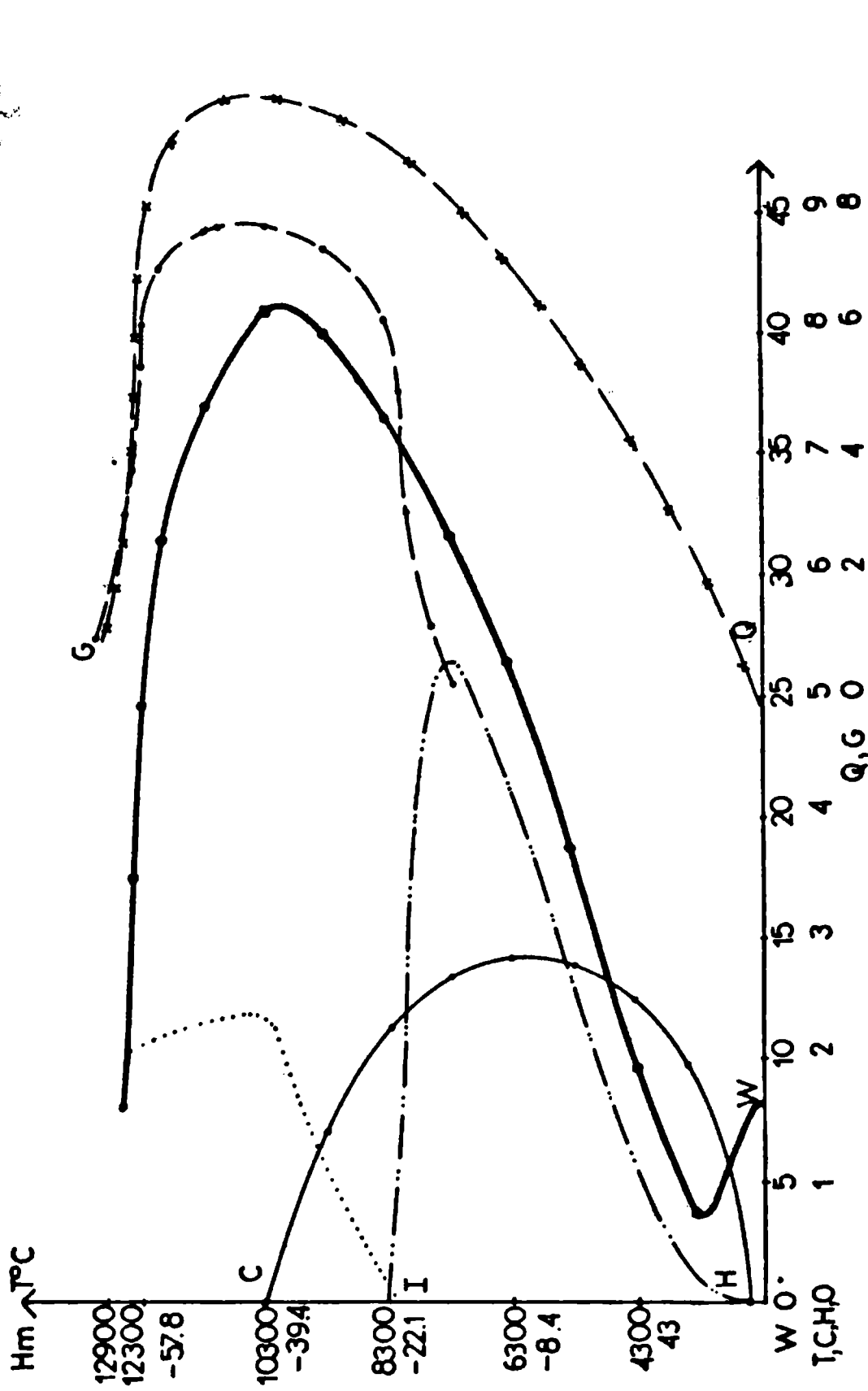


Figura 5: Características de la nube convectiva (salida gráfica del modelo).
 W velocidad corriente ascendente (m/s). — · · — H agua de hidrometeoros (g/kg). — C agua de nube (g/kg). · · · · · I hielo de nube (g/kg). — G agua de graupel: granizo (g/kg). — x — Q agua total (g/kg).

TABLA I

GRANIZO	CAPAS PERIFERICAS	T _s (°C)	T _a (°C)	w(g/cm ³)	t (min)	U(m/s)
X37	Capa que rodea al centro.	0 (húm.)	-13	2,93.10 ⁻⁶	10 1/2	
	Capa de cristales chicos.	0 (húm.)	-22	3,53.10 ⁻⁶	2 1/3	
				total	13	
X32	Capa que rodea al centro.	0 (húm.)	-13	3,13.10 ⁻⁶	6	
	Capa de cristales chicos.	0 (húm.)	-23	3,80.10 ⁻⁶	5	
				total	11	
X56	B	0 (húm.)	-10	2,96.10 ⁻⁶	7 1/5	
	C	-6 (seco)	-20	2,26.10 ⁻⁶	3 1/2	
	D	0 (húm.)	-24	3,91.10 ⁻⁶	3 1/2	
				total	14,1/5	
X39 (B)C)D)	B	0 (húm.)	-17	4,48.10 ⁻⁶	3	10,3
	C	0 (húm.)	-10	2,05.10 ⁻⁶	7 1/4	33,3
	D	0 (húm.)	-24	3,60.10 ⁻⁶	5 1/3	37,1
				total	15 1/2	
<p>Donde X identifica al lote de piedras y los números a la misma. B,C,D identifica las capas consideradas. T^s es la temperatura de superficie calculada para la capa. T^a es la temperatura ambiente (en la nube) donde la capa crece. w^a es el contenido de agua líquida, en la nube, mientras estaba creciendo la capa. t es el tiempo de crecimiento por capa y el total de todas las capas. U es la velocidad de la corriente ascendente que mantiene a la piedra en suspensión.</p>						

TABLA I: Donde se consignan las características de las capas periféricas de los granizos precipitados en Córdoba por la tormenta del 17/11/81.

5. DISCUSION

Al comparar estos valores con los obtenidos según la computación numérica del modelo de nube convectiva utilizado, puede apreciarse que, a partir de los datos iniciales (el radiosondeo de Córdoba de 12 TMG) la nube computada se muestra razonablemente coincidente con los requerimientos que, a su nube originaria, le plantean los granizos analizados.

Parece entonces posible estimar para esta nube convectiva las siguientes características:

Tope: 13000 m.

Base: 2360 m.

Temperatura en la base: 14,2 C (base caliente).

Velocidad máxima de la corriente ascendente: 37 m/s según lo requirió el mayor de los granizos analizados; 41 m/s según el modelo.

Máximo contenido de agua: en el nivel de -17°C en la nube, ubicado según modelo a los 7300 m, de acuerdo con el análisis de las piedras: $4,48 \cdot 10^{-8} \text{ g/cm}^3$ y según los cálculos del modelo: 5,4 g/kg.

Con lo que se ha podido (dentro de un error límite estimado en un 10%) caracterizar dos parámetros decisivos de la nube en forma objetiva.

5.1 Comparación con granizos de diferente área geográfica

Para los granizos recogidos en el área N de la Prov. de Mendoza (Saluzzi 1983), fue establecido que:

- a) La zona de crecimiento de los granizos grandes se encuentran entre los -15° a los -25°C , entre los 400 a 350 mb.
- b) Independientemente de los embriones (que resultan ser en su mayoría cónicos), se confirma que los granizos crecen sustancialmente durante la etapa estacionaria de la vida de la nube originaria y mientras se mantienen a temperaturas relativamente altas (T_a de -14° a -18°C). Además la posibilidad de que el crecimiento se realice en el límite del crecimiento húmedo, es decir para $T_a = 0^{\circ}\text{C}$ resulta un factor condicionante decisivo para lograr tiempos de crecimiento compatibles con la evolución mostrada por las nubes originarias.
- c) El tiempo de crecimiento de las piedras en la nube originaria es variable y excede generalmente los 15 m. Es del orden de los 20 a 25 m.

Si se comparan estas conclusiones con los resultados que figuran en la Tabla I, se advierte que los granizos originados por la tormenta en estudio, localizada en otra zona del país, muestran características similares con la única excepción de que algunos de ellos evidencian que algunas de sus capas periféricas crecieron a temperaturas levemente superiores.

CONCLUSIONES

La formación inicial de la tormenta tuvo lugar poco después de mediodía sobre la Sierra Grande de Córdoba, para trasladarse luego lentamente hacia la ciudad. Si bien no fue acompañada por ráfagas intensas, el tamaño del granizo así como la mesodepresión que la acompañó la marcan como una tormenta severa.

Su auge se produjo inmediatamente delante de una línea de inestabilidad y sobre el flanco izquierdo de la misma y a 75 Km de distancia de un intenso frente frío.

Las Sierras de Córdoba y San Luis con su sistema de brisas en horas de la tarde, en conjunto con el embalsamiento del aire frío procedente de la línea de inestabilidad, han producido, en este caso, un campo de convergencia en capas bajas más intenso de lo que ocurre en el llano.

La información obtenida permite un conocimiento, en primera aproximación (con un error estimado en los valores del 10%) de la celda convectiva originaria.

Los datos obtenidos del estudio de estructura de los granizos son comparables con los resultados obtenidos por la modelación numérica.

Al comparar los resultados de los estudios de estructura de las piedras de esta tormenta, con los obtenidos para los granizos mendocinos, se observa que, a pesar de las diferencias geográficas de las dos regiones, las características del producto de la nube convectiva, son similares.

Agradecimientos: Los granizos estudiados fueron analizados por los profesionales del Laboratorio de Física de Nubes del Centro de Física de Nubes del Centro de Física de la Atmósfera del Servicio Meteorológico Nacional; Técnicos del Centro Climatológico del citado Servicio leyeron los registros barográficos y de los anemocinemógrafos de las estaciones meteorológicas de la región cordobesa. La computación del modelo convectivo y otras fueron realizadas en el Centro de Cómputos del Centro Espacial San Miguel (CNIE). La elaboración de la información básica que sustenta la referencia (Saluzzi, 1983) fue realizada por los profesionales que integraron el Programa Nacional de Lucha Antigranizo (CNIE). A todos ellos, los autores agradecen su dedicación.

6. BIBLIOGRAFIA

1. Lichtenstein, E.R., Schwarzkopf, M.L.A. 1974: Aspectos estadísticos de las líneas de inestabilidad en la Argentina. Meteorológica. Vol. 1, N°1.3-13.
2. Lichtenstein, E.R. y Altinger, M.L. 1970: Condiciones meteorológicas asociadas a la ocurrencia de líneas de inestabilidad. Meteorológica. Vol. 1 N°2. 79-89.
3. Schwarzkopf, M.L.A. y Migliardo, R. 1973: El tornado de San Justo, provincia de Santa Fe, ocurrido el 10 de enero de 1973. Meteorológica. Vol. IV Nos. 1,2,3. 65-87.
4. Bullorini, S.B., Flores, I.V., 1979: Estudio del mesosistema del 13 de Abril de 1972. Meteorológica. Vol. X. N° 2. 43-53.
5. Benzaquén, R. 1974: Análisis de una línea de inestabilidad con la ayuda de imágenes proporcionadas por satélites meteorológicos. Meteorológica. Vol. V. N°1, 2 y 3. 5-31.
6. Antonio Soliño, 1984: Distribución geográfica de los tornados en la República Argentina presentado en la Decimotercera Reunión Científica de la AAGG.
7. Servicio Meteorológico Nacional, Estadística Climatológica, 1961-1970.
8. Ghidella, M.H. y Saluzzi, M.E. 1979: Estudio de un modelo numérico de nube convectiva. Geoacta. Vol. 10. N° 1. 111-122.
9. Lubart, L., Saluzzi, M.E., Núñez, J.M. y Levi L. 1979: Estudio comparado de la estructura de granizos. Geoacta. Vol. 10. N°1. 41-50.
10. Saluzzi, M.E. 1983: Aspectos físicos de la convección severa en Mendoza Departamento de Meteorología. UBA. Tesis.

VARIACIONES GEOMAGNETICAS TRANQUILAS EN CABO DE HORNOS

Otto Schneider y M.A. Van Zele

Consejo Nacional de Investigaciones Cientificas y Técnicas
Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

Durante el Primer Año Polar Internacional, una expedición francesa instaló en Bahía de Orange ($-55^{\circ}31'$ lat. geog., $70^{\circ}25'$ long. geog. O), próxima al Cabo de Hornos, un observatorio geomagnético; los registros abarcaron los 11 meses del período octubre 1882 a agosto 1883. Con el fin de estudiar las variaciones tranquilas (Sq) se interpola algebraicamente el mes faltante, previa eliminación de la variación secular, obteniéndose las variaciones cuatrimestrales de invierno, verano y equinoccios de las componentes X, Y, Z. La componente Z muestra su mínimo durante la mañana local, característica ya encontrada en el observatorio de Isla Año Nuevo ($-54^{\circ}39'$ lat. geog., $64^{\circ}09'$ long. geog. O), mientras que típicamente suele alcanzar el máximo en ella. Se complementa con este trabajo el perfil de Sq en territorio argentino rescatando datos registrados hace un siglo.

ABSTRACT

During the First International Polar Year a French expedition installed a geomagnetic observatory at Orange Bay ($-55^{\circ}31'$ geogr. lat., $70^{\circ}25'$ W long.), near Cape Horn; the records comprised the 11 months from October 1882 through August 1883. In order to complete a full annual period for an analysis of the quiet solar diurnal variation (Sq), the mean Sq of the missing month was interpolated algebraically after reduction for secular variation. From this yearly record the mean seasonal variation (winter, summer, equinoxes) of the components X, Y, Z were obtained. The Z component of Sq shows a fore-noon minimum, a feature already found at New Year's Island ($-54^{\circ}39'$ geogr. lat., $64^{\circ}09'$ W long.), in contrast to the maximum typically occurring during these hours. The present results drawn from observations made a century ago, are intended to fill a gap in the North-South chain of Sq in Argentine territory.

INTRODUCCION

El objetivo del trabajo es estudiar las variaciones geomagnéticas tranquilas (S_q) en Bahía de Orange, próxima a Cabo de Hornos, utilizando valores horarios instantáneos de los elementos H, D y Z registrados en el observatorio que allí funcionó desde el 1 de octubre de 1882 hasta el 31 de agosto de 1883. Las observaciones fueron hechas 10 minutos antes de cada hora entera local. La actividad solar en dicho período, representada como el promedio de los valores R mensuales de Zurich (Chapman S. y Bartels J., 1940) acusa un valor $R=59$, que siendo aproximadamente el máximo de ese ciclo solar, es sin embargo un valor intermedio.

METODOLOGIA

1. Selección de días quietos

La determinación de la tranquilidad de los días se efectúa sobre la base de índices semidiarios en tiempo universal M (Mayaud P.N., 1973). Debido al corrimiento de algo más que 4 horas entre tiempo local y tiempo universal se consideran para cada día local 3 valores de M: los correspondientes a ese día universal y aquél que corresponde a la primera mitad del día universal siguiente. Se define como día local tranquilo el que satisface que todos los valores de M asignados a él son menores o iguales a 13.

Quedan así seleccionados 94 días tranquilos para los 11 meses de funcionamiento del observatorio.

2. Caracterización de las variaciones registradas

En cada elemento, cada valor horario correspondiente al día 15 de cada mes se determina considerando los valores registrados para dicha hora en días tranquilos:

a) se calcula para cada una de las horas 0 a 24 el polinomio de tercer grado que mejor ajusta los valores registrados durante un trimestre y el valor que dicho polinomio asigna al día 15 del mes intermedio;

b) la falta de registros en el mes de setiembre hace necesario interpolar valores horarios en él, con el fin de dar una caracterización anual; para ello es necesario eliminar la variación secular;

I) con el valor medio de las horas 1, 2, 3 y 4 de los días tranquilos se determina en cada elemento la recta que mejor ajusta tales promedios a partir del 1-9 de 1882; sus coeficientes y la dispersión se muestran en la tabla 1;

elemento	m	b	
H	0,00323nT d	28544,06nT	13,23nT
D	-0,0092 d	20 +11,51	0,61
Z	-0,6879 nT d	37902,56nT	13,34nT

Tabla 1: coeficientes de la recta que mejor ajusta los promedios de las 4 primeras horas de cada día local tranquilo a partir del 1-9-1882 y que representa la variación secular de cada componente en el periodo estudiado y su dispersión, supuesta normal.

II) las diferencias entre el valor registrado y el que le asigna la recta, para cada hora de cada día tranquilo del trimestre comprendido entre el 1 de agosto y el 31 de octubre se ajustan con el polinomio de tercer grado; con él se calcula el valor horario correspondiente al día 15 de setiembre, y otros, de modo de utilizarlos en aquellos 2 trimestres en que setiembre es mes extremo; los valores horarios calculados en el último caso corresponden a días que resultan simétricos con los del otro mes extremo de cada uno de los 2 trimestres;

c) con los 25 valores horarios así calculados para el día 15 de cada mes del año se hace la corrección por marcha lineal (generalmente debida a efectos de post-perturbación), determinándose los 24 valores horarios típicos de S_q para cada mes en cada elemento.

RESULTADOS OBTENIDOS

Agrupados en cuatrimestres caracterizados como: SI (solsticio de invierno: mayo, junio, julio, agosto), SV (solsticio de verano: noviembre, diciembre, enero, febrero) y EQ (equinoccios: setiembre, octubre, marzo, abril) se calculan promedios cuatrimestrales de cada elemento, y el promedio anual.

Es habitual expresar a S_q en coordenadas X, Y, Z; para ello se transforman los elementos H y D, obteniéndose los correspondientes valores cuatrimestrales y anual de las componentes del vector variación del campo geomagnético a partir del valor de la medianoche.

La proyección del vector variación sobre el plano tangente a la superficie en el observatorio, y sobre el plano meridiano geográfico del lugar está representada en las figuras 1 y 2 respectivamente.

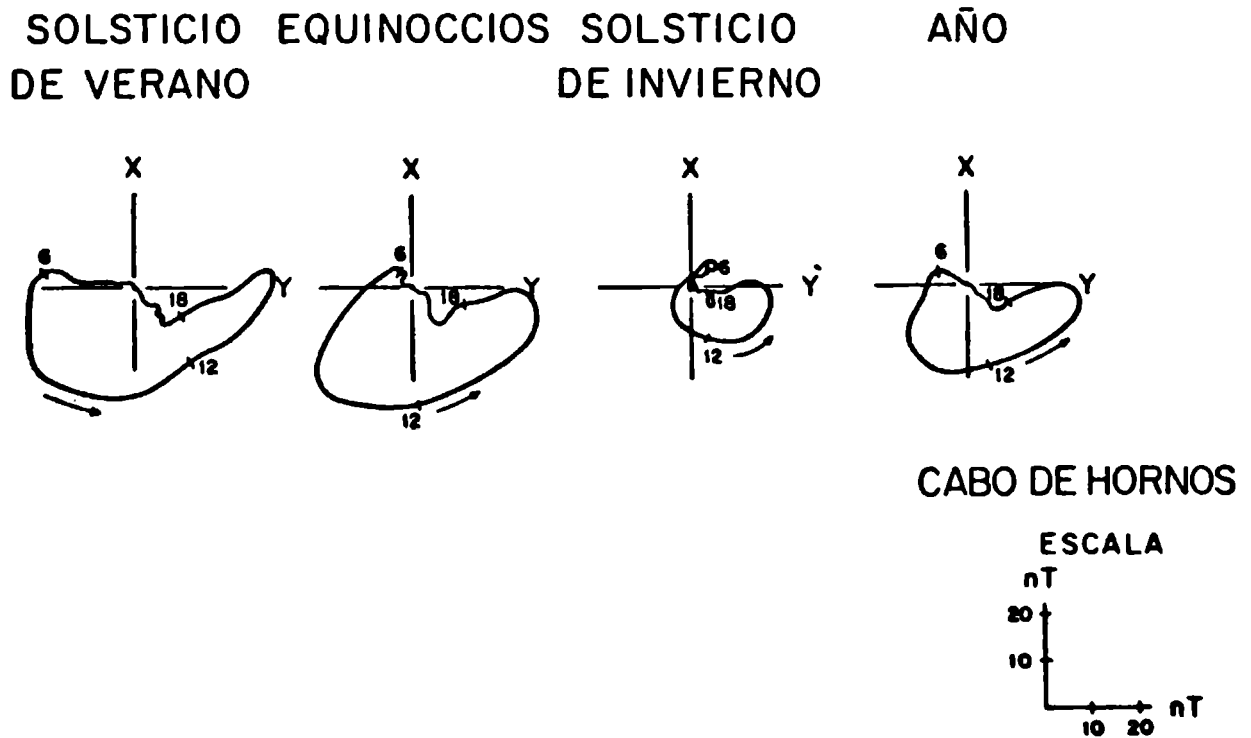


Figura 1: proyección del vector campo magnético sobre el plano tangente a la superficie terrestre en el observatorio, para distintas épocas del año, y promedio anual.

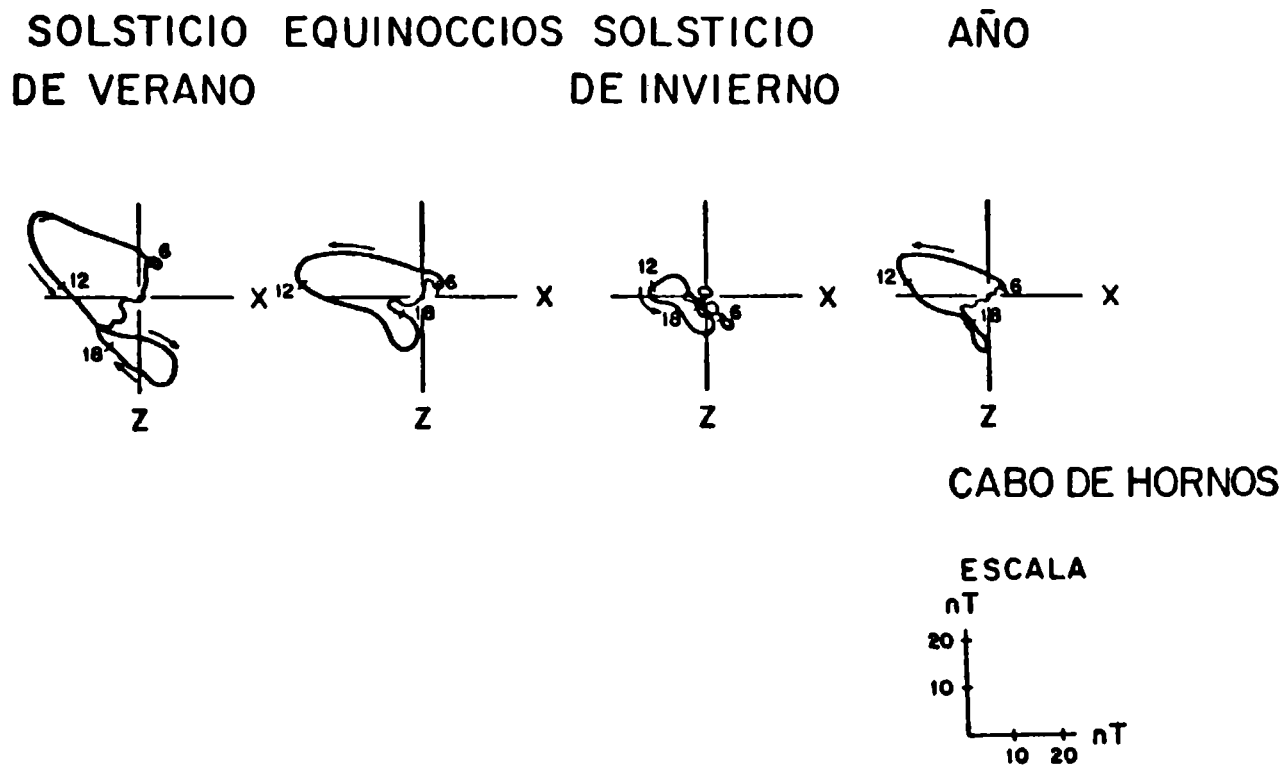


Figura 2: proyección del vector campo magnético sobre el plano meridiano del observatorio, para distintas épocas del año y promedio anual.

El trazo grueso señala el intervalo entre la salida y la puesta del sol a 105 km de altura sobre el nivel del mar, altura que se considera el nivel, medio de la región E ionosférica, principal región responsable de Sq. Dicho intervalo se muestra en la tabla 2; en la curva media anual se adopta el correspondiente a los equinoccios.

	SV	EQ	SI
h_s	2,22	4,77	6,60
h_p	21,78	19,23	17,40

Tabla 2: hora de salida (h_s) y de puesta (h_p) del sol en tiempo local, a 105 km sobre el nivel del mar en Cabo de Hornos.

SV: solsticio de verano; EQ: equinoccios;
SI: solsticio de invierno.

Las variaciones de las componentes horizontales resultan similares a las halladas en latitudes próximas. La variación de Z tiene típicamente su máximo durante la mañana local; aquí presenta un mínimo en las horas previas al mediodía, comportamiento ya observado en Isla Año Nuevo (Vecchi y otros, información no publicada, 1982), de localización próxima a Cabo de Hornos.

Es habitual determinar el S_q característico de un mes como promedio de valores horarios de días tranquilos medidos a partir del valor de la medianoche. Entonces, la dispersión de los mismos representa la fluctuación respecto de tal valor, supuesto idéntico para todos los días considerados.

En este trabajo la determinación de cada valor horario para el día 15 del mes es independiente del valor de la medianoche. Los valores de cada elemento para cada hora de días tranquilos de un trimestre se los considera una variable gaussiana de varianza constante (Chernuschi F. y Greco F.I., 1968). Las dispersiones representan fluctuaciones del valor total de cada elemento. Como es de esperarse, éstas son mayores en horas de mediodía.

La conversión de H y D a X e Y de los valores cuatrimestrales en lugar de los mensuales introduce, a raíz de la variación secular, un error que aquí se desprecia.

Reconocimientos: este trabajo fue realizado en dependencias de la Fac. de Ciencias Exactas y Naturales de la U.B.A., con parte del subsidio 8838 c 82 del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas.

BIBLIOGRAFIA

- Chapman S. y Bartels J., 1940; Geomagnetism, Oxford at the Clarendon Press.
- Chernuschi F. y Greco F.I., 1968; Teoría de errores de medición, Editorial Universitaria de Buenos Aires.
- Mayaud P.N., 1973; A hundred year series of geomagnetic data 1868-1967, IAGA Bulletin N 33; UGGI.
- Vecchi M.C., Van Zele M.A. y Schneider O.; 1982; Variaciones geomagnéticas solares en días tranquilos en territorio argentino según la actividad solar; a publicar en GEOACTA.

TORMENTAS MAGNETICAS EN ISLA AÑO NUEVO

María del Carmen Vecchi, María Andrea Van Zele y Otto Schneider
Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas
Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

En los casi 16 años que funcionó el Observatorio de Isla Año Nuevo se registraron 25 tormentas magnéticas de comienzo brusco o marcado, con información explotable en los tres elementos. Se ha estudiado su morfología en H, componente más sensible a estos disturbios en latitudes no polares despejando sus dos principales aportes, Dst (variación en tiempo de tormenta) y DS (variación diaria de la perturbación en tiempo local), previa eliminación de la variación tranquila Sq subyacente. En el promedio Dst acusa la característica depresión en las primeras 12 horas, del orden de unos 40 nT, con muy lenta recuperación. La semi-amplitud media de DS^1 , la componente armónica fundamental de DS, es de unos 15 nT, amortiguándose rápidamente en los primeros dos días.

ABSTRACT

During the nearly 16 years the Isla Año Nuevo observatory was in operation, 25 magnetic storms with a sudden or clear commencement can be identified, for which complete records in all three elements are available. The storm morphology was analyzed for H, the component most sensitive to these disturbances in non-polar latitudes. After elimination of the underlying quiet (Sq) variation, the main contributions could be separated, viz.: Dst (storm time variation) and DS (disturbance daily variation in local time). The average Dst shows the characteristic depression of H during the first 12 hours, of order 40 nT; it undergoes a very slow recovery. The semi-amplitude of DS^1 , the fundamental harmonic component of DS, is about 15 nT, and shrinks quickly during the first two days.

GENERALIDADES

Las tormentas geomagnéticas tal como se registran en la superficie terrestre son la manifestación de una superposición de procesos magnetosféricos, ionosféricos e intraterrestres, desencadenados, en última instancia, por esporádicas perturbaciones solares transferidas a la Tierra a través de intensificaciones transitorias del viento solar. De los tres aportes citados, los dos primeros son causantes del tercero por inducción electromagnética. Este efecto, modificado localmente por la distribución de la conductividad eléctrica en el interior, es capaz de modelar la morfología resultante de las tormentas registradas, constituyendo por tanto un factor contaminante cuando se analizan las tormentas en escala global. En el presente estudio, que investiga esta morfología en un solo observatorio, es lícito considerar dicho modelado como prácticamente constante, por lo cual no se intentará analizarlo en detalle.

DATOS ANALIZADOS

Las tormentas que son el objeto de nuestro análisis forman parte del conjunto de las registradas en el Observatorio Isla Año Nuevo (lat. geog. $-54,6^{\circ}$; long.geog. $-64,1^{\circ}$; lat.geomag. -44°) entre los años 1902 y 1917. De las tormentas calificables como tales con mayor o menor rigor, y que totalizaron 114 casos, se eligieron por ahora las de características nitidas en lo que se refiere a la brusquedad o definición de su comienzo, sin discriminarlas según su intensidad, (subdivisión aconsejable, ésta última, cuando el volumen de la muestra lo permite). En la selección se incluyeron las tormentas calificadas como siendo "de comienzo brusco" (sc) o "abruptas" (a) en una compilación mundial (observatorio de Greenwich, 1955) y que satisfacen además, determinadas exigencias en lo que respecta al grado de perturbación del campo en escala planetaria durante el día de comienzo y posteriores. Como criterios para ello hemos utilizado en primer lugar los índices planetarios semidiarios M (Mayaud P.N., 1973) y la lista de comienzos bruscos compilada por el

mismo autor, consultando asimismo, como dato de apoyo, los índices horarios de actividad k del observatorio Potsdam (Bartels J., 1949). Excluidas así las tormentas caracterizadas por un menor grado de perturbación global o una indeterminación de su comienzo, como así mismo aquéllas que en la fase principal o posterior de su desarrollo se enciman con otra posterior, resultaron un total de 25 casos aprovechables. Las menos perturbadas o menos definidas serán objeto de un análisis posterior; podemos anticipar, sin embargo, que en lo referente a los rasgos aquí analizados, su desarrollo no se distingue fundamentalmente de las primeras. Dada la ubicación de Isla Año Nuevo en una latitud media, estimamos suficiente analizar por el momento sólo la componente horizontal H , particularmente sensible a las tormentas en esta zona.

RASGOS PRINCIPALES DE LA MORFOLOGIA

En el desarrollo temporal de una tormenta típica registrada fuera de los casquetes polares se distinguen dos procesos superpuestos que pueden adjudicarse con alguna aproximación, aunque no en forma excluyente, a los aportes magnetosférico e ionosférico antes mencionados, respectivamente, sin perjuicios de rasgos que pueden caracterizar a una tormenta individual, pero se borran si se forman promedios de numerosos casos a fin de hallar la morfología típica. Así lo han revelado diversos estudios previos de las últimas décadas, entre las cuales se destaca como particularmente extenso el de Sugiura y Chapman (1960), el que sin embargo no contempla debidamente la parte austral del continente sudamericano, razón que justifica el presente análisis y otros análogos a efectuarse en los restantes observatorios argentinos.

El primero de los procesos constitutivos se desarrolla en función del "tiempo de tormenta", T , contado a partir del comienzo de la perturbación a través de tantos días como se haga sentir el efecto residual de la misma. Este aporte recibe el nombre de "disturbio en tiempo tormenta" y se simboliza con la notación D_{st} ; su desarrollo es simultáneo en toda la Tierra. El segundo proceso es una variación diaria en tiempo local t ; este

último se relaciona con el tiempo de tormenta T por $t=T+t'_i$, siendo t'_i el instante de comienzo de la tormenta, expresada en tiempo local. Este segundo aporte, denominado "disturbio en tiempo solar" (DS) es formalmente análogo a las otras variaciones en tiempo solar, S_q y S_D , pero con la importante diferencia de que su intensidad (y en menor grado su fase) experimentan un cambio progresivo en el transcurso de la tormenta, tendiendo a disminuir la intensidad.

La superposición $Dst+DS$ sólo representa la marcha media del vector perturbación (o de sus componentes), la que prescinde, gracias al proceso de promediar, de otro rasgo constituyen de cada tormenta individual, las subtormentas. También prescinde, -y no por eliminación automática, sino gracias a una depuración "ad hoc"-, de la marcha diaria tranquila S_q que debe suponerse subyace a la perturbación, aunque generalmente enmascarada por ella. La justificación teórica de la persistencia del S_q subyacente no se puede sobreentender. En efecto, si bien cabe admitir que las causas de S_q , la ionización fotónica de la ionosfera y los movimientos cuasi-periódicos diarios de la atmósfera neutra, están también presentes durante los disturbios, quedaría por comprobar que no son modificados por efecto de la precipitación de partículas que produce la perturbación. Este problema está pendiente de solución; por el momento debemos conformarnos con una eliminación previa de un S_q no modificado, aunque en la definición del S_q más verosímil nos apartaremos de los antecesores.

PROCEDIMIENTOS DE ANALISIS

Los datos iniciales son valores horarios instantáneos del elemento magnético en cuestión, en nuestro caso H . De este universo de extraen sucesiones de 73 diferencias inter-horarias consecutivas para cada tormenta, comenzando en la penúltima hora entera anterior al instante t'_i de tiempo local. El uso de diferencias en lugar de los valores originales obedece sólo a conveniencias operativas; en una etapa posterior del procesado se restituye la marcha de los datos primitivos, referida al

nivel de H previo al comienzo.

Para eliminar el Sq subyacente de cada tormenta individual, Sugiura y Chapman (1960) habían adoptado el criterio de suponerlo dado por la marcha media de los 5 días tranquilos internacionales. Nosotros estimamos más realista obtener esa marcha por interpolación entre los dos días internacionales tranquilos más cercanos al de la tormenta. Con este fin expresamos los Sq de estos días de apoyo en forma de desviaciones de sus niveles nocturnos, asignando luego a cada uno de ellos un peso igual al recíproco de su distancia en tiempo respecto del día inicial de tormenta y hallando el promedio ponderado, hora por hora, entre los dos días de apoyo. La marcha así obtenida fue restada a los valores horarios primitivos, reducidos a su vez al nivel de pre-tormenta.

El escaso volumen de la muestra no permitió fraccionarla según la estación del año, la magnitud de las tormentas, el nivel de actividad solar u otros conceptos. En consecuencia sólo se halló en la primera etapa del análisis el desarrollo medio de H en tiempo tormenta, o sea Dst, como representando una tormenta tipo. Para ello se determinó el valor medio, para cada hora en tiempo tormenta, de los desvios de H antes descriptos. El resultado se muestra en la Figura 1, la que da también las dispersiones medias cuadráticas para cada hora de T.

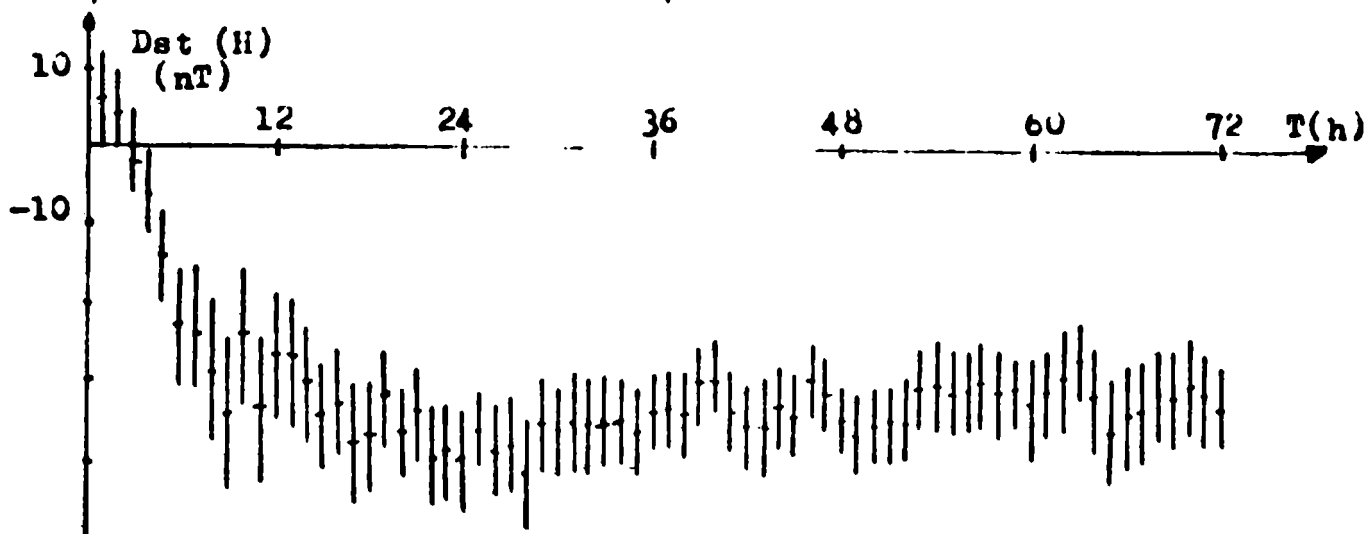


Figura 1: valores horarios y dispersión de perturbaciones producidas en la componente H, promedios de 25 tormentas con comienzo brusco registradas en el observatorio de Isla Año Nuevo entre 1902 y 1917, con inicios en cualquier instante del día local.

En la marcha media Dst así expresada queda virtualmente borrada la influencia de la contribución DS, debido a que ésta, respondiendo a tiempo local, se presenta con diferentes fases en las diferentes tormentas individuales, anulándose con buena aproximación en la superposición de los 25 casos. Para rescatar el aporte DS, es necesario depurar previamente cada tormenta individual en concepto de Dst. Basta para ello restar a cada valor horario, en tiempo de tormenta T, su correspondiente contraparte del Dst medio. El residuo así obtenido debe luego ser sincronizado en tiempo local t, lo cual se logra o bien por agrupamiento de casos similares de valores de t_i , o mediante una corrección individual de fase en el análisis armónico al que habrá de ser sometida cada tormenta. El primero de estos dos procedimientos, aplicado aquí sólo con un fin ilustrativo, arrojó los resultados graficados en la Figura 2. Cada uno de sus cuatro grupos comprende todas aquellas tormentas cuyo valor t_i cae en un determinado intervalo prefijado, de 6 horas; estos grupos están escalonados progresivamente, de 6 en 6 horas. Se aprecia, aunque en forma algo borrosa, cómo se insinúan en estos residuos ciertas fluctuaciones de período diario, desfasados de grupo en grupo.

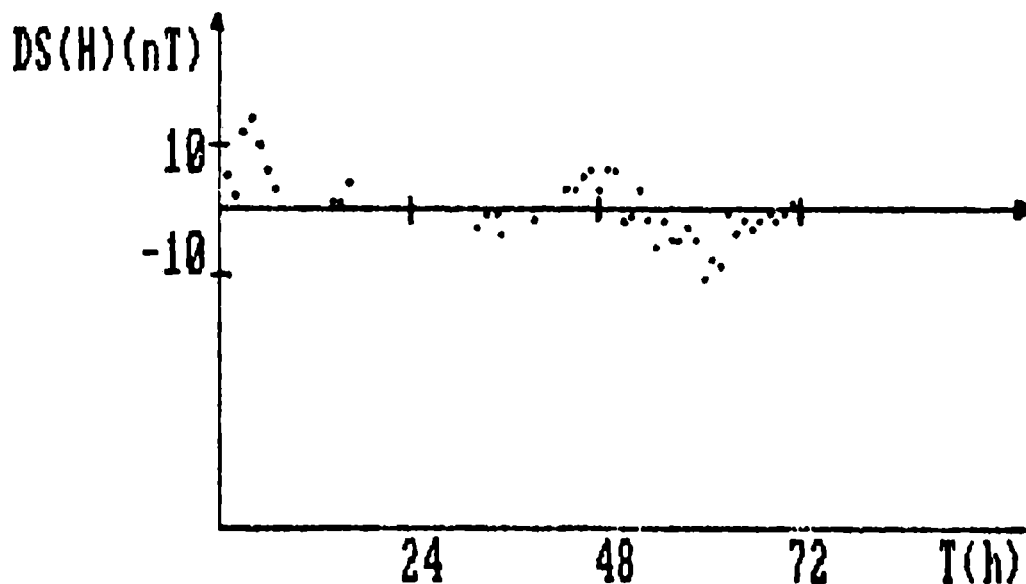


Figura 2a: diferencias entre los valores horarios promedios de aquellas 6 tormentas consideradas en el Dst (H) de la figura 1 con instante de inicio en el intervalo [3,9) T.L., y los valores Dst de la mencionada figura.

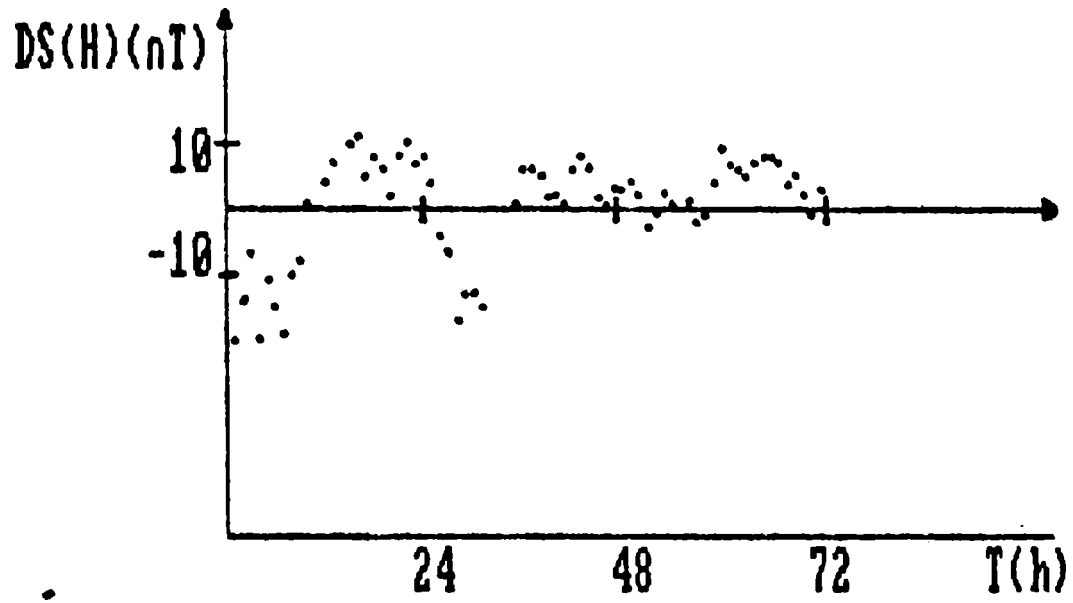


Figura 2b: idem 2a pero para las 8 tormentas con inicio en el intervalo $[9,15)$ T.L.

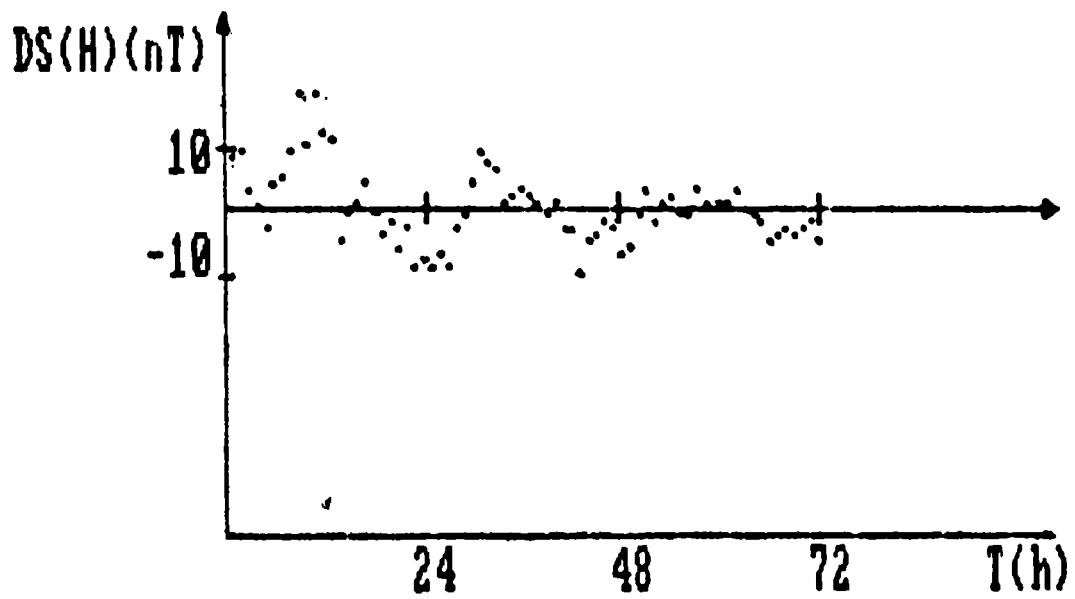


Figura 2c: idem 2a pero para las 8 tormentas con inicio en el intervalo $[15,21)$ T.L.

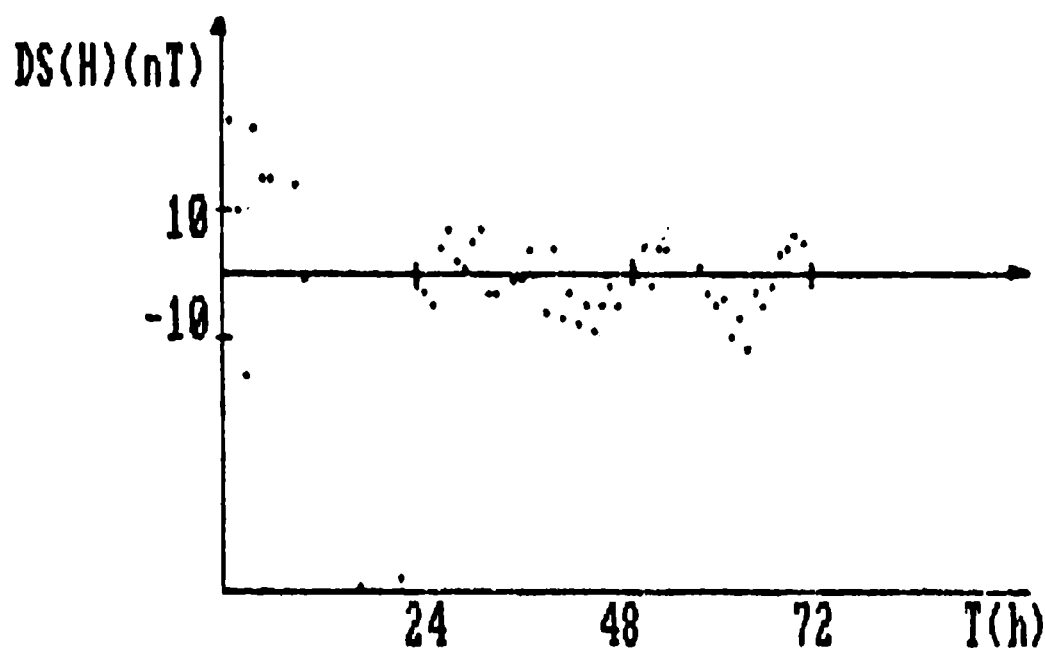


Figura 2d: idem 2a pero para las 3 tormentas con inicio en el intervalo $[21,3)$ T.L.

El segundo procedimiento posible, aquí adoptado, es el de un análisis armónico, tormenta por tormenta, en busca de una determinación cuantitativa de la intensidad de DS y su modulación en tiempo tormenta T . Nos hemos limitado a contemplar sólo la componente diaria. Para obtener su comportamiento a través de la tormenta, este análisis armónico, con período fundamental de 24 horas, se ha repetido en forma escalonada cada 6 horas, abarcando sucesivamente las horas $T=1...24$ el primero de ellos, $T=7...30$ el segundo, etc., hasta terminar en $T=49...72$. Estos 9 pasos quedaron simbolizados mediante los números arábigos 1 a 9, respectivamente. En la Figura 3, que es un reloj armónico, está representado el resultado de este análisis escalonado, ya promediado con la totalidad de las 25 tormentas; también está indicado, para el primero y último grupo de la sucesión, la dispersión cuadrática media de estos promedios.

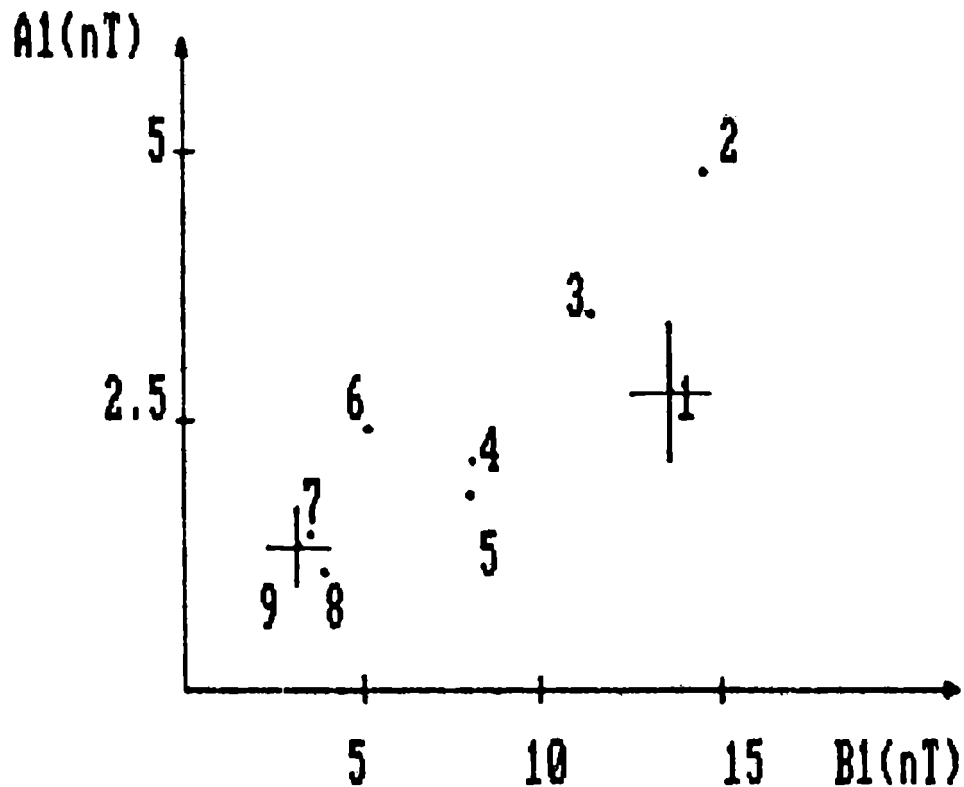


Figura 3: promedio de las componentes armónicas del DS de las 25 tormentas, con periodo de 24 horas, escalonado cada 6 horas en 3 días.

COMENTARIOS

1) En la Figura 1 se destacan con claridad las 3 fases que suelen distinguirse en la morfología de las tormentas, a saber la fase inicial, la principal y la de recuperación, correspondientes respectivamente al impacto del flujo solar intensificado sobre la magnetopausa, la formación (o la realimentación) de la corriente anillo ecuatorial y el paulatino decaimiento de esta corriente.

2) En la interpretación de la magnitud relativamente modesta de la fase inicial, que es sólo de unos 5 a 10 nT, y su duración, de unas 3 horas, debe tenerse presente el efecto de achatamiento producido por el hecho de haberse utilizado valores individuales pertenecientes a horas enteras, y a la diferente duración de las fases iniciales de las tormentas individuales.

3) La característica depresión de H en la fase principal alcanza un valor medio de 35 a 40 nT, dejando entrever que en tormentas individuales puede ser considerablemente mayor,

gracias no sólo a la fluctuación estadística de las intensidades sino también la de los momentos de máxima depresión.

4) La recuperación durante el proceso de perturbación residual es extremadamente lenta.

5) La variación media DS (Figura 3), con semiamplitudes de unos 15 nT al comienzo de las tormentas, se amortigua muy rápidamente en el transcurso de las mismas, decayendo en el tercer día hasta cerca de 1/3 de su valor inicial.

6) El cambio de fase de DS en el primer tramo de la sucesión se puede considerar como real, aunque desfigurado en parte por los inevitables efectos del procedimiento, tales como una eliminación imperfecta de Dst en cada tormenta individual, y por la duración variable de la fase inicial; como real se lo supone vinculado a la transición de la fase inicial a la principal. No se puede emitir juicio por otra parte, respecto de la aparente constancia de fase en el resto de la evolución de DS en función de T. Este rasgo debe ser objeto de un estudio ulterior.

7) La Figura 2 pone de manifiesto que la perturbación DS culmina a las 6 de la mañana aproximadamente, cualquiera sea la hora de inicio de la tormenta, manifestando una asimetría respecto del eje sol-tierra.

Reconocimiento: Manifestamos nuestro agradecimiento al Instituto Antártico Argentino por las facilidades brindadas para la compilación de los datos y las primeras etapas de su laborioso procesamiento, tareas que estuvieron a cargo de la Srta. Catalina T. Cano. En las etapas posteriores concurren, con diversos grados de participación, el Sr. Horacio Curto, el Sr. Jorge Petraglia, la Srta. Sofía Orué Núñez y la Srta. Miriam G. Nieto. Por último, es un grato deber dejar constancia del apoyo recibido por parte del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, en forma de los subsidios 8392/78 (Res. N° 703/78) y 8838d/83 (Res. N° 761) y la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, por las facilidades otorgadas en el ámbito de su Departamento de Ciencias Geológicas.

BIBLIOGRAFIA

- Bartels, J., 1949; Three-hour-range indices, \bar{k} , for Potsdam-Seddin-Niemegk, 1900-1936; Geomagnetic Indices, k and C , 1948; [International] Association of Terrestrial Magnetism and Electricity, 12b, 82.
- Observatorio Real de Greenwich, 1955; Sunspot and geomagnetic storm data, derived from Greenwich observations, 1874-1954.
- Mayaud, P.N., 1973; A Hundred Year Series Of Geomagnetic Data 1868-1967; IAGA, 33.
- Sugiura, M. y Chapman, S., 1960; The average morphology of geomagnetic storms with sudden commencement; Akademie der Wissenschaften in Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse, Sonderheft Nr. 4. (Reproducido también en : 1961; University of Alaska, Geophysical Institute, 8_50).

ESTUDIO DE LA ANOMALIA EN LA DISTRIBUCION DE LA
CONDUCTIVIDAD TERRESTRE EN LA ZONA ECUATORIAL AFRICANA

A.M. Osella^{*}, S. Duhau^{*} y C.E. Moyano^{*}

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

RESUMEN

La presencia de una anomalía en la distribución de la conductividad terrestre en la zona ecuatorial africana fue detectada en las variaciones geomagnéticas diarias medidas en esa zona. Un análisis preliminar mostró una discontinuidad en la profundidad de la capa no conductora del manto superior terrestre.

En el presente trabajo se analizan en forma más detallada las posibles causas de esta anomalía, teniendo en cuenta los efectos producidos por un manto de contorno irregular y los debidos a la presencia de una zona conductora en la corteza.

ABSTRACT

The presence of an anomaly in the distribution of the earth conductivity in the african equatorial zone was detected in the geomagnetic daily variations measured in this zone. A first analysis showed a discontinuity in the depth of the non-conducting layer of the upper mantle.

In the present work a further analysis of this anomaly is done, taking into account the effects produced by a mantle with an irregular boundary and the ones due to the presence of a conductive zone in the crust.

* Miembro de la Carrera del Investigador del CONICET.

1. INTRODUCCION

En un trabajo previo, Duhau y Osella (1984) separaron las variaciones geomagnéticas diarias medidas en la zona ecuatorial africana por Fambitakoya (1973) en sus partes de origen interno y externo y de esta última obtuvieron el sistema de corrientes ionosféricas. Dado que para separar el campo magnético total no se hicieron hipótesis previas acerca del campo inducido, los resultados hallados permiten obtener información sobre la estructura interna de la tierra.

Usando un modelo simple para la distribución de la conductividad terrestre, que consiste en una capa no conductora de espesor p y un semiespacio perfectamente conductor debajo de él, se calculó el campo inducido por el sistema de corrientes previamente hallado y se encontró que los valores de p que mejor ajustan la parte interna de las variaciones geomagnéticas diarias son distintos al norte y al sur del ecuador magnético (Duhau y Osella, 1984).

Por lo tanto para obtener una buena descripción de todo el perfil, es necesario proponer un modelo para la distribución de la conductividad terrestre que considere la presencia de un gradiente latitudinal en p . Teniendo en cuenta este hecho, en el presente trabajo se va a calcular el campo inducido por el sistema externo de corrientes en presencia de un manto de contorno no uniforme en la dirección norte-sur, ajustando los parámetros del modelo de modo de reproducir la parte interna de las citadas variaciones en la zona estudiada.

2. DESCRIPCION DEL MODELO

Para calcular el campo inducido por el sistema de corrientes ionosféricas frente a la presencia de un manto de contorno irregular, se va a utilizar un modelo ya introducido por Osella y Duhau (1985) en un trabajo previo y que se resumirá a continuación.

Como en la zona ecuatorial la corriente circula en la dirección este-oeste se va a considerar el siguiente sistema bidimensional: un semiespacio perfectamente conductor con un contorno dado por la función $f(x,z)$, con x,z las coordenadas cartesianas en las direcciones norte-sur y vertical saliente respectivamente, que representa el manto y un semiespacio perfectamente dieléctrico por encima de éste, siendo todas las propiedades y los campos independientes de la coordenada y , que representa la dirección oeste-este (figura 1a.)

Para representar los resultados se usarán las coordenadas geomagnéticas usuales (x,y,z en las direcciones norte-sur, este-oeste vertical positiva hacia abajo).

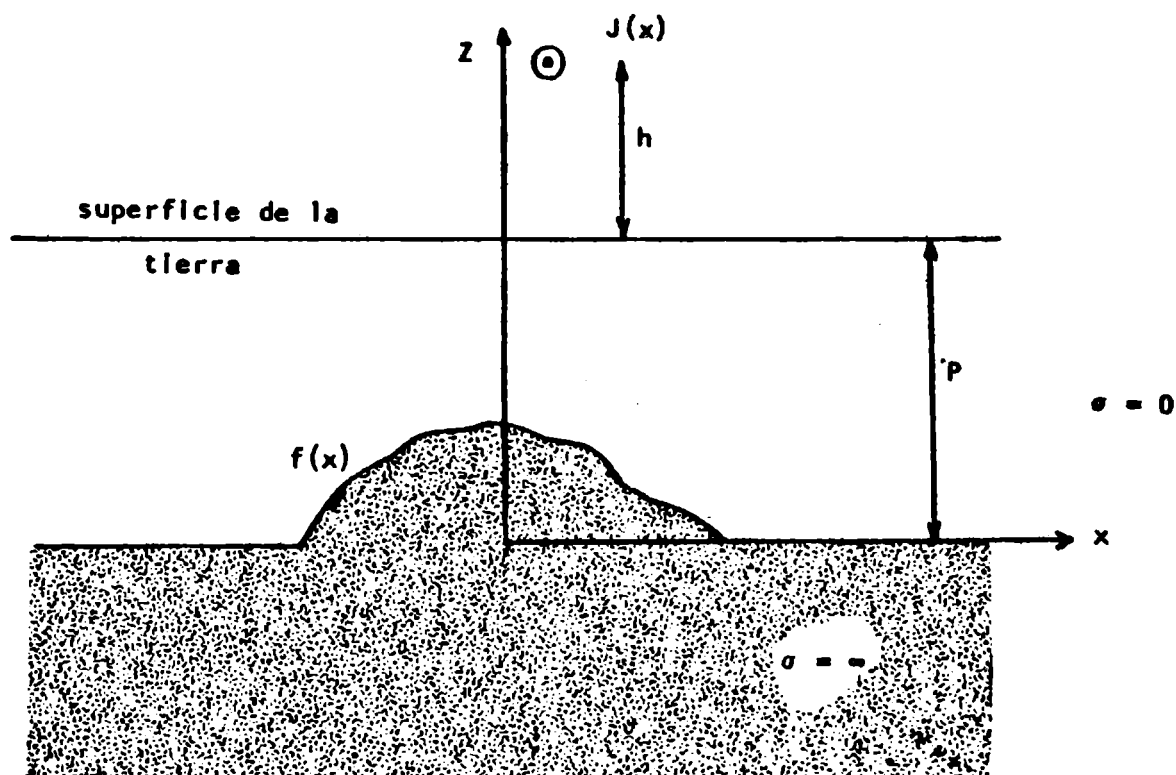


Figura 1 Modelo propuesto para el cálculo del campo inducido por el sistema de corrientes ionosféricas.

Las componentes vertical, Z , y horizontal H , del campo magnético producido por una densidad de corriente $J(x',z')$ se obtienen como:

$$Z(x,z) = \int J(x',z') G_z(r,r') dx' dz' \tag{1a}$$

$$H(x,z) = \int J(x',z') G_H(r,r') dx' dz' \tag{1b}$$

donde $G_z(r,r')$ ($G_H(r,r')$) es la función de Green que da la componente vertical, (horizontal), del campo producido en r ($r = (x,z)$) por una línea de corriente de intensidad igual a la unidad ubicada en r' ($r' = (x',z')$) frente a esta configuración.

Para representar la corriente ionosférica, $J(x',z')$ se la supone de la forma:

$$J(x',z') = J(x') \delta(z'-(h+p)) \tag{2}$$

donde p indica la posición, en el sistema usado, de la superficie de la tierra, h , la altura sobre éste a la cual circula la corriente, y $J(x')$ es la densidad superficial de corriente.

Como en general es difícil encontrar la función de Green, es útil hacer una transformación de coordenadas de modo tal de transformar el contorno del conductor

en un plano; siendo el presente un problema bidimensional, se resuelve mediante una transformación conforme.

Sean w, W las variables complejas definidas como:

$$w = x + iz \quad W = u + iv \quad (3)$$

y supongamos que existe una transformación conforme $W = g(w)$ que transforma el contorno del conductor en el plano w , en una línea en el plano W . Entonces la función de Green resulta:

$$G_Z(w, w') = I_m \left[- \frac{1}{2\pi} \frac{\mu_0}{W-W'} \left(\frac{1}{W-W'} - \frac{1}{W-W'^*} \right) \frac{\partial g(w)}{\partial w} \right] \quad (4a)$$

$$G_H(w, w') = -R_e \left[- \frac{1}{2\pi} \frac{\mu_0}{W-W'} \left(\frac{1}{W-W'} - \frac{1}{W-W'^*} \right) \frac{\partial g(w)}{\partial w} \right] \quad (4b)$$

donde μ_0 es la permeabilidad magnética y

$$W' = g(w') = g(x' + iz') \quad (5a)$$

$$W'^* = g^*(w') \quad (5b)$$

Como la corriente fluye a una altura $(p+h)$ y el campo magnético se calcula sobre la superficie de la tierra, entonces:

$$W = g(x + ip) \quad (6a)$$

$$W' = g(x' + i(p+h)) \quad (6b)$$

De modo que las componentes vertical y horizontal del campo magnético total están dadas por

$$Z(x, p) = \int J(x') G_Z(x, p; x', (p+h)) dx' \quad (7)$$

$$H(x, p) = \int J(x') G_H(x, p; x', (p+h)) dx'$$

Como el sistema de corrientes externo se conoce, se pueden calcular las componentes vertical, Z_e , y horizontal, H_e , del campo externo y por consiguiente, las componentes Z_i y H_i del campo interno se obtienen como:

$$Z_i = Z - Z_e \quad (8a)$$

$$H_i = H - H_e \quad (8b)$$

3. APLICACION

Este modelo se va a aplicar el caso particular de una elevación semielíptica

del manto, eligiéndose este contorno ya que variando adecuadamente los parámetros se pueden reproducir tanto una discontinuidad localizada como una extensa.

La función

$$w = f(W) = \frac{aW + \sqrt{W^2 - b^2}}{a+1} \quad (10)$$

transforma el eje real en el plano W , en el eje real del plano w , excepto por un contorno semielíptico alrededor del origen, con semiejes horizontal r_h y vertical r_v dados por:

$$r_h = ab/(a+1) \quad (11a)$$

$$r_v = b/(a+1) \quad (11b)$$

El sistema de corrientes en la zona ecuatorial tiene una parte extensa, J_p , y una parte localizada debida al electrochorro, J_j , dadas por (Duhau y Osella, 1984):

$$J_p(x') = J_{op} e^{kh} \cos [k(x' - x_0 - x_p)] \quad (12a)$$

$$J_j(x') = \begin{cases} J_{oj} [1 - (x' - x_0)^2/D^2] & -D+x_0 \leq x' \leq x_0+D \\ 0 & x' < -D+x_0 \\ & x' > x_0+D \end{cases} \quad (12b)$$

con x_0 la distancia del ecuador magnético respecto al centro de la elipse.

En la zona ecuatorial africana los parámetros toman los siguientes valores (Duhau y Osella, 1984)

$$J_{op} = 0.0302 \text{ Amp/m}$$

$$J_{oj} = 0.111 \text{ Amp/m}$$

$$k = 7.6 \times 10^{-4} \text{ km}^{-1}$$

$$h = 107 \text{ km}$$

$$D = 350 \text{ km}$$

$$x_p = 700 \text{ km}$$

Para determinar los valores de los parámetros que definen el contorno del manto (p, r_v, r_h) y la posición del ecuador magnético (x_0) se utiliza un método de cuadrados mínimos (ver Moyano y otros 1985), de modo de optimizar el ajuste entre el campo calculado y la parte interna de las variaciones geomagnéticas diarias.

4. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

Se obtuvieron los siguientes resultados (ver figura 2)

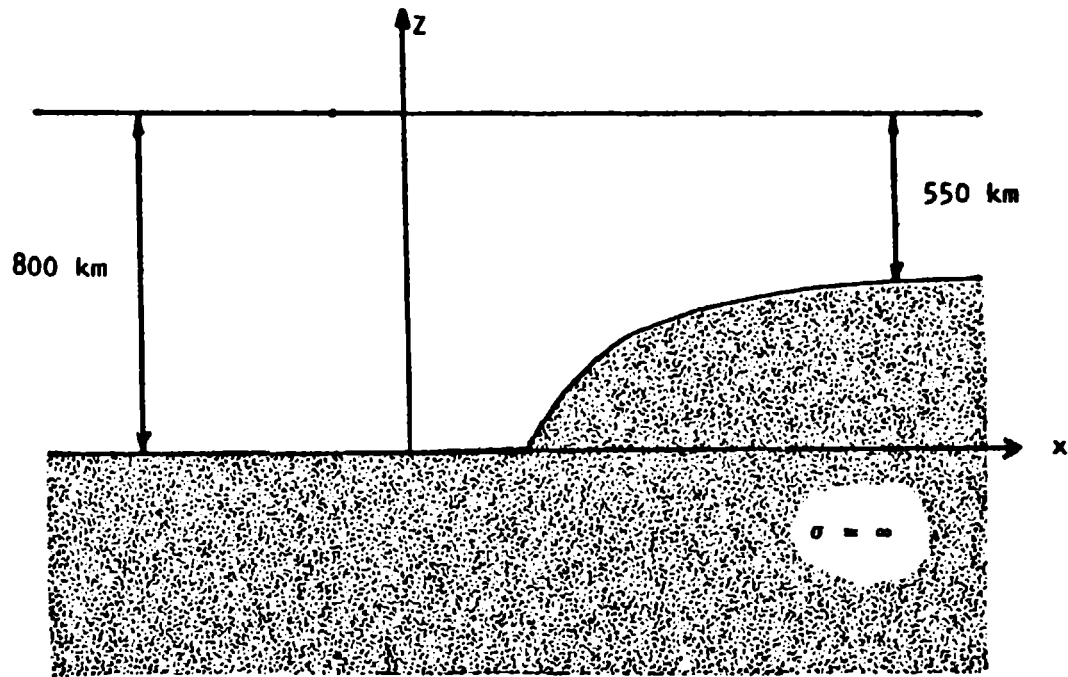


Figura 2 Perfil resultante obtenido al ajustar los parámetros que definen el modelo.

$$p = (800 \pm 50) \text{ km}$$

$$r_h = (3800 \pm 100) \text{ km}$$

$$r_v = (500 \pm 50) \text{ km}$$

$$x_0 = (4500 \pm 100) \text{ km}$$

La figura 3 muestra el ajuste entre la parte interna de las variaciones geomagnéticas diarias y el campo inducido calculado con estos parámetros, tanto para la componente horizontal (fig. 3a) como vertical (fig. 3b)

Se observa un buen ajuste para la componente horizontal, lo cual confirma los

resultados hallados previamente que daban una discontinuidad lateral en la profundidad de la capa no conductora ($p=1000$ km al sur del ecuador y $p = 500$ km al norte del mismo) (Duhau y Osella, 1984). Las diferencias observadas, especialmente en la componente vertical pueden ser debidas, en parte, a la presencia de una zona conductora en la superficie. De hecho, Shankland y Waff (1977) detectaron en la región cercana al ecuador, al norte del mismo, a partir de mediciones magnetotélúricas la presencia de una capa superficial localizada de mayor conductividad. Usando un modelo introducido en un trabajo previo (Duhau y Osella, 1984) se calculó el efecto que podría producir en las variaciones geomagnéticas diarias la presencia de una zona superficial localizada, para la cual se utilizó una capa con una conductividad integrada de $0,1 \Omega^{-1}\text{km}$, valor que se estimó a partir de los resultados de Shankland y Waff (1977). Se encontró que dicho efecto es de aproximadamente 2nT , lo cual no alcanza a explicar las diferencias halladas. Otra causa podría ser la debida al hecho de que la función analítica usada para modelar la variación latitudinal de p no permite reproducir discontinuidades bruscas o tipos distintos de irregularidades superpuestas.

En conclusión, se puede decir que utilizando este modelo, se confirmó la presencia de un gradiente latitudinal en p , con valores al norte y al sur que coinciden aproximadamente con los hallados previamente y que las diferencias observadas no pueden atribuirse a efectos superficiales localizados sino más bien a la presencia de una discontinuidad más brusca que las que pueden representarse por la familia de elipses supuestas en el modelo.

En un trabajo futuro se tendrán en cuenta curvas que permitan reproducir discontinuidades bruscas.

Agradecimientos. Este trabajo fue parcialmente financiado por el CONICET (Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas)

BIBLIOGRAFIA

- Duhau, S. y A.M.Osella, 1984: Depth of the non-conducting layer at Central Africa, *J. Geomag. Geoelectr.*, 36, 113.
- Duhau, S. y A.M.Osella, 1984: Description of the coast effect at equatorial latitudes with applications to the Peruvian and Nigerian zones, *Planet. Sp. Science*, 32 (7), 845.
- Fambitakoye, O., 1973: Effects induits par l'electrojet equatorial au centre de l'Afrique *Ann. Geophys.* 29, 149.

Moyano, C., A.M.Osella y S.Duhau, 1985: Obtención de perfiles de densidad eléctrica a partir de ionogramas utilizando cuadrados mínimos no lineales. (enviado para su publicación).

Osella, A.M. y S.Duhau, 1985: Analysis of the effect produced by lateral inhomogeneities in the mantle at equatorial latitudes J. Geomag. Geoelectr. (en prensa).

Shankland, T.J. y H.S.Waff, 1977: Partial Melting and electrical conductivity anomalies in the upper mantle; J. Geophys. Res., 82 (33), 5409.

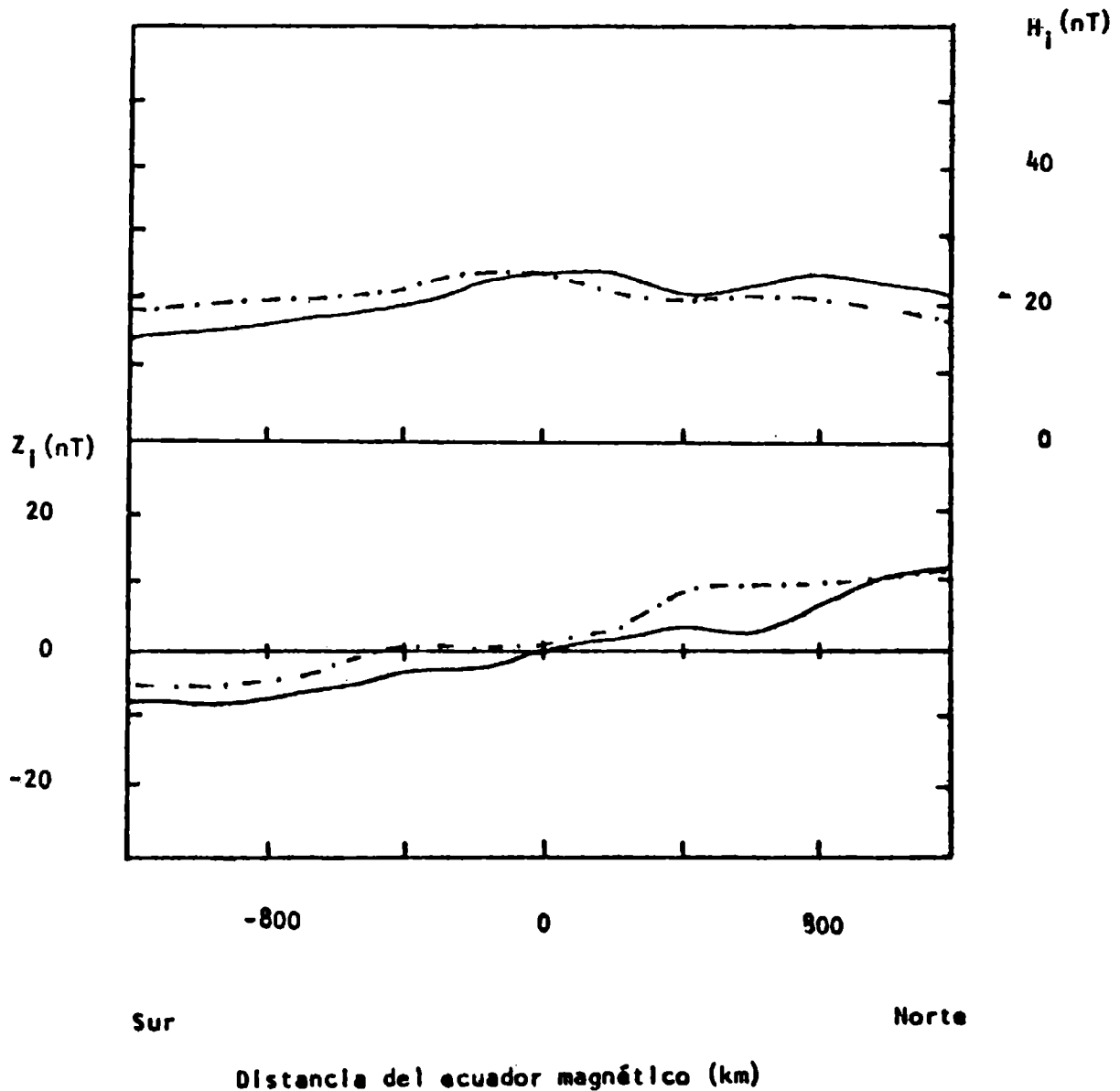


Figura 3 Componentes horizontal, H_1 , (a) y vertical, Z_1 , (b), de la parte interna de las variaciones geomagnéticas diarias (curva llena) y las calculadas usando el modelo descrito en la fig. 1 (curva de puntos y rayas).

COMPORTAMIENTO DE IONES O^+ y H^+ . RESULTADOS TEORICOS
Y EXPERIMENTALES

Victor Hugo Ríos (*) y Griselda Luccioni

Instituto de Física-Facultad de Ciencias Exactas y Tecnología-
Universidad Nacional de Tucumán

RESUMEN

Este trabajo plantea un nuevo método de cálculo para la determinación de densidades iónicas mayoritarias (O^+ , H^+) a partir de la resolución de las ecuaciones de continuidad y momentos dependientes del tiempo para un campo magnético dipolar. El algoritmo utilizado en los cálculos numéricos usa la técnica de convergencia binaria y las integraciones son resueltas mediante el método de Simpson con extrapolación de Aiken. El modelo de atmósfera neutra utilizada en estos cálculos es el de Jacchia. Los resultados teóricos son comparados con las mediciones obtenidas por el espectrómetro de masas del satélite ionosférico ISS-b para la órbita 4873 del 14 de febrero de 1979, durante la cual la actividad geomagnética fue casi nula. Se puede considerar que la aproximación al comportamiento experimental es muy buena. Ello muestra la existencia del efecto de "llenado" ionosférico por "vaciamiento" protonosférico.

ABSTRACT

This paper presents a new method of calculus for determination of majoritary ion densities (O^+ , H^+), starting from the resolution of the time dependen continuity and momentum equations, for a dipolar magnetic field. For numerical calculus, the binary convergence technique algorithm has been used. The integrations are solved by the Simpson method with Aiken extrapolation. The Jacchia neutral atmosphere model has been used in the calculus. The theoretical results are compared with measurements of the ISS-b ionospheric satellite mass spectrometer, for the orbit 4873 on 14. February, 1979 and through which the geomagnetic activity was almost null. It can be considered that the approximation to the experimental behaviour is very good, showing this results the existence of the ionospheric filling by protonospheric depletion.

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

INTRODUCCIÓN

A grandes distancias de la Tierra las ecuaciones que gobiernan la distribución de iones bajo efectos gravitatorios predicen que la masa media iónica debería decrecer continuamente. Sin embargo, con las primeras mediciones de "silbidos" en ondas de baja frecuencia se pudo demostrar la presencia electrónica e iónica alrededor de la Tierra hasta varios radios terrestres. Inicialmente se pensó que los iones hidrógeno provenían del sol, pero después se mostró que dichos iones en su gran parte surgen directamente de las reacciones ion-neutro dentro de la capa F2.

La presencia de los iones He^+ en el tope de la ionosfera fue sugerida en 1961 como consecuencia del descubrimiento del helio neutro como constituyente importante de la alta atmósfera. Las observaciones experimentales realizadas a partir de datos satelitarios y de cohetes revelaron que la ionosfera arriba del pico de la capa F2 está formada por una mezcla ternaria de iones O^+ , He^+ y H^+ que se encuentran en equilibrio difusivo.

Es muy conocido que la plasmaspausa es el borde en el cual algunas líneas de campo son convectivas hacia la cola magnética y otras corrotan con la Tierra. Las líneas de campo abiertas en el frente de la magnetosfera conducen el flujo de plasma hacia afuera pudiendo llegar a ser supersónico (Banks y Holtzer, 1969). Si el período es magnéticamente calmo, las líneas de medias y bajas latitudes corrotan con la Tierra y permanecen cerradas. Sin embargo, se sabe que la plasmasfera en el lado diurno se mueve hacia valores de L menores que 3 cuando ocurre una tormenta magnética (Bycroft y Burnell, 1970).

Así, los tubos magnéticos en latitudes medias forman parte del movimiento convectivo dentro de la cola magnética de la magnetosfera permitiendo una pérdida de plasma a través de ellos.

Después de una tormenta magnética la región de convección retorna a valores altos de L y los tubos de latitudes medias comienzan a cerrarse estando vacíos.

El llenado de los tubos magnéticos vacíos se realiza fundamentalmente mediante flujos alineados con el campo magnético, los cuales pueden ser supersónicos (Banks, Nagy y Axford; 1971).

Banks et al. (1971) calcularon el tiempo requerido para que las densidades iónicas lleguen a alcanzar la variación periódica diurna sin perturbaciones después de una tormenta magnética, estimando

lo en 3 a 15 días, dependiendo de la latitud. Debido a que el tiempo entre dos tormentas magnéticas puede ser menor que el requerido para el llenado por H^+ de los tubos de flujo, es posible que la ionosfera y la magnetosfera en la región limitada aproximadamente entre $L = 2.5$ y $L = 5$, esté continuamente en estado dinámico.

Park (1970) ha realizado observaciones directas de las pérdidas de plasma como resultado de una tormenta magnética y encontró que el tiempo requerido para que las densidades de plasma alcancen el equilibrio difusivo fue mayor que el tiempo entre dos tormentas magnéticas.

Banks et. al. (1971) calcularon densidades O^+ y H^+ en el rango de 500 a 4500 Km, suponiendo que el O^+ estaba en equilibrio difusivo en este rango de alturas. El procedimiento numérico usado en este trabajo cubre toda la región, desde los 200 Km hasta el punto del cruce ecuatorial de la línea de campo dipolar.

El propósito de este trabajo es doble; primero, reproducir las mediciones realizadas por el satélite ISS-b y segundo, realizar un estudio teórico del llenado de tubos magnéticos mediante flujos de O^+ y H^+ desde el comienzo (estado supersónico) hasta su recuperación (estado subsónico). Para esto es necesario resolver las ecuaciones de continuidad y momentos para el plasma ternario (O^+ , H^+ , e^-).

ECUACIONES Y PARAMETROS

Para examinar el comportamiento diario de los iones H^+ y O^+ en latitudes medias resolvemos las ecuaciones dependientes del tiempo que surgen de las ecuaciones de continuidad y momentos para O^+ , H^+ , e^- . Ellas son:

$$\phi_{O^+}(s,t) = -B(s) \int_s^{s_e} \frac{1}{B(s)} \{ Q_{O^+} - L_{O^+} - \frac{\partial n_{O^+}}{\partial t} \} ds \tag{1}$$

$$\frac{\kappa}{m_{O^+}} \left\{ T_i + \frac{n_{e^+}}{n_e} T_e \right\} \frac{\partial}{\partial s} (\log n_{O^+}) = - \left\{ g \sin I + \frac{\kappa}{m_{H^+}} \frac{\partial}{\partial s} (T_i + T_e) + \frac{\kappa T_e}{m_{O^+} n_e} \frac{\partial n_{H^+}}{\partial s} - \nu_{O^+N} v \cos I \right\} + \frac{I_{e^+}}{n_{O^+}} \left\{ \nu_{O^+H^+} + \nu_{O^+N} + \frac{m_{O^+}}{m_{H^+}} \nu_{H^+O^+} \right\} - C \frac{m_{O^+}}{m_{H^+}} \frac{\nu_{O^+H^+}}{n_{O^+}} \tag{2}$$

donde

$$C(s,t) = B(s) \int_s^{s_e} \frac{1}{B(s)} \left\{ Q_{H^+} + Q_{e^+} - L_{O^+} - L_{H^+} - \frac{\partial n_{O^+}}{\partial t} - \frac{\partial n_{H^+}}{\partial t} \right\} ds \tag{3}$$

Q_{O^+} : Producción de iones O^+ , $B(s)$: Inducción magnética dipolar
 L_{O^+} : Pérdida de iones O^+ , n_{O^+} : Densidad iónica O^+ , ϕ_{O^+} : Flujo de O^+ , g : Aceleración de la gravedad, I : Angulo de Dip, T_i : Temperatura iónica, T_e : Temperatura electrónica, n_{H^+} : Densidad de protones, m_{O^+} : masa de O^+ , m_{H^+} : masa de H^+ , ν_{O^+N} : Frecuencia de colisión O^+ - Neutros, $\nu_{O^+H^+}$: Frecuencia de colisión O^+ - H^+ , $\nu_{H^+O^+}$: Frecuencia

cia de colisión $H^+ - O^+$, κ : Constante de Boltzman, n_e : Densidad Electrónica, $I_{O^+} = -\phi_{O^+}$ = Flujo de iones O^+ , $I_{H^+} = -\phi_{H^+}$ = Flujo de iones H^+ , u velocidad del viento neutro.

La ecuación de momentos para electrones ha sido utilizada con el objeto de eliminar el campo electrostático. En ella fueron despreciados todos los términos de fuerza salvo el debido al campo eléctrico.

Ecuación de continuidad para H^+

$$\phi_{H^+}(s,t) = -B(s) \int_s^{s_e} \frac{1}{B(s)} \left\{ Q_{H^+} - L_{H^+} - \frac{\partial n_{H^+}}{\partial t} \right\} ds \quad (4)$$

Ecuación de momentos para H^+

$$\frac{\kappa}{m_{H^+}} \left\{ T_i + \frac{n_{H^+}}{n_e} T_e \right\} \frac{\partial}{\partial s} (\log n_{H^+}) = - \left\{ g \sin I + \frac{\kappa}{m_{H^+}} \frac{\partial}{\partial s} (T_i + T_e) + \frac{\kappa T_e}{m_{H^+} n_e} \frac{\partial n_{O^+}}{\partial s} - \nu_{H^+N} u \cos I \right\} + \frac{I_{H^+}}{n_{H^+}} \left\{ \nu_{H^+O^+} + \nu_{H^+N} + \frac{m_{H^+}}{m_{O^+}} \nu_{O^+H^+} \right\} - C \frac{m_{H^+} \nu_{O^+H^+}}{m_{O^+} n_{O^+}} \quad (5)$$

donde ν_{H^+N} ; Frecuencia de colisión (H^+ - Neutro)

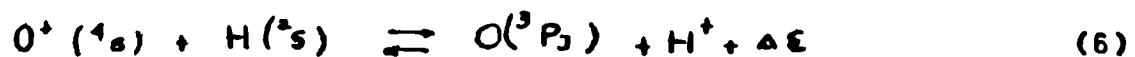
Las frecuencias de colisión para transferencia de momentos utilizadas en este trabajo fueron obtenidas de Schunk y Walker (1970).

El modelo de campo magnético utilizado en este trabajo es dipolar.

Los modelos de temperatura iónica y electrónica han sido obtenidos de la Ionósfera Internacional de Referencia (IRI) recopiladas por Bilitza (1979).

PRODUCCION DE IONES

La reacción más importante en la producción de iones hidrógeno u oxígeno en la región F_2 y arriba de ella, es la reacción resonante de intercambio de cargas.



Debido a que los defectos de energía en esta ecuación son relativamente pequeñas con respecto a las que se representan en la termosfera ($KT \sim 0.05$ a 0.1 eV) el proceso de intercambio de cargas se produce rápidamente en ambas direcciones. La velocidad de producción de iones oxígeno

donde R : velocidad de la reacción; $n(O)$: Densidad del oxígeno atómico; n_{H^+} : Densidad de protones.

El otro proceso de producción para iones oxígeno incluimos en los cálculos es debido a fotoionización.

La velocidad de fotoionización ha sido calculada a partir de

$$P_{O^+} = I_{\infty} \pi \sigma_0^i n(O) \exp(-\tau) \quad (7)$$

donde las variables definidas con el subíndice 0 están asociadas con el oxígeno atómico. Los valores del producto $\tau_0 n_0^+$ han sido tomadas de Hinteregger et.al. (1965), que dan aproximadamente $5 \times 10^{-7} \text{ seg}^{-1}$. La profundidad óptica Z se la obtiene a partir de

$$Z = \epsilon^{\wedge} \{ n(O) H(O) + n(N_2) H(N_2) + n(O_2) H(O_2) \} \sec \chi \quad (8)$$

donde χ : Angulo Cenital Solar; ϵ^{\wedge} : Sección eficaz de absorción; $n(\gamma)$ Densidad numérica de la especie; \mathcal{U} : Eficiencia de Ionización; $H(\gamma)$: Altura de escala de la especie.

Los símbolos N_2 y O_2 se refieren a las moléculas de nitrógeno y oxígeno respectivamente. Las alturas de escala y las densidades se obtienen a partir del modelo de Jacchia (1977). Debe notarse que la radiación ionizante decrece exponencialmente debido a la presencia de átomos de oxígeno y de moléculas de nitrógeno y oxígeno. El valor medio usado para la sección eficaz de absorción $\epsilon^{\wedge} = 1.5 \times 10^{17} \text{ cm}^2$. El ángulo cenital solar puede obtenerse a partir de la relación

$$\cos \chi = \sin \delta \cos \theta + \cos \delta \sin \theta \cos H \quad (9)$$

donde δ Declinación Solar; θ : Colatitud; H : Angulo Horario del sol medio a partir del mediodía.

El valor de $\sec \chi$ se aproxima a infinito al anochecer y al amanecer y debe ser reemplazado por la función de Chapman.

Si se incluyen ambos procesos de producción, se obtiene la producción total de O^+ como:

$$Q_{O^+} = P_{O^+} + R n_H n(O) \quad (10)$$

Los procesos de pérdidas de O^+ considerados en este trabajo, son debidos a la inversión de la ecuación



La velocidad de esta reacción depende de la constante de equilibrio termodinámico, la cual es función de la temperatura. El límite de esta constante cuando la temperatura tiende a valores grandes es $8/9$.

Debido a las altas temperaturas ionosféricas es posible usar este valor asintótico. Bajo esta suposición la pérdida por segundo de iones oxígeno debido a la reacción anterior es: $9R n(H) n_{O^+}/8$ donde n_{O^+} : Densidad de iones O^+ y $n(H)$: Densidad de átomos de Hidrógeno.

También los iones oxígeno se pierden por neutralización de acuerdo a las reacciones



las que son por reacciones de recombinación disociativa



Las reacciones de intercambio de cargas de ión-átomo (12) se producen más lentamente que los procesos de recombinación disociativa (13) en la región F, por lo tanto las dos ecuaciones (12) determinaron el coeficiente de recombinación:

El número de iones O^+ perdidos por segundo será:

$$L_{\text{O}^+} = \beta n_{\text{O}^+} + q R n(\text{H}) n_{\text{O}^+} / \theta \qquad (14)$$

La producción de iones H^+ surge a través de la reacción (11), siendo la velocidad de producción: $q R n(\text{H}) n_{\text{O}^+} / \theta$. Los protones producidos por fotoionización se obtienen a partir de:

$$P_{\text{H}^+} = I \sigma_{\text{H}^+} n(\text{H}) \exp(-\tau)$$

siendo σ_{H^+} sección eficaz de ionización.

La producción total de iones H^+ se obtiene sumando los procesos anteriores, así: $Q_{\text{H}^+} = P_{\text{H}^+} + q R n(\text{H}) n_{\text{O}^+} / \theta$ (15)

La pérdida se obtiene a partir de la relación: $L_{\text{H}^+} = R n(\text{H}) n(\text{O}^+)$ (16)

Para obtener las distribuciones diurnas de los componentes neutros fue necesario utilizar el modelo de Jacchia (1977). Los valores iniciales utilizados en estos cálculos para las densidades de O , O_2 y N_2 a 120 Km fueron:

$$n_{120}(\text{O}) = 7.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3} \quad n_{120}(\text{O}_2) = 7.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3} \quad n_{120}(\text{N}_2) = 4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

El valor de la densidad del hidrógeno a 120 Km ha sido elegido de tal manera que la densidad a 400 Km sea $n(\text{H}) \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$.

RESULTADOS

Con este modelo se trata primeramente de examinar el "llenado" y "vaciado" de la protonosfera y los efectos subsecuentes en la ionosfera. Para resolver las ecuaciones de continuidad y momentos para O^+ y H^+ es necesario introducir distribuciones iniciales de estos componentes cuyas características damos a continuación. La distribución de O^+ tiene un pico en la concentración de $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ a 286 Km de altura y el contenido es de $5.8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (para $L=4$).

La distribución de H^+ tiene un valor ecuatorial de $1.3 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$ y un valor de contenido de $1.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (para $L=4$).

Para la integración de las ecuaciones (1), (2), (3), (4) y (5) se usó la aproximación en diferencias para las derivadas temporales

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \frac{n_i(s, t) - n_i(s, t - \Delta t)}{\Delta t}$$

donde el valor de "i" puede representar O^+ o H^+ . Las integraciones

son resueltas mediante el método de Simpson con extrapolación de Aiken. El algoritmo utilizado en la determinación de los valores de densidades de O^+ y H^+ sobre las líneas de campo es el de convergencia binaria.

En la figura 1 se muestran los perfiles de H^+ de mediodía calculados para un día magnéticamente perturbado donde el parámetro indica el día a partir del cual se ha comenzado la integración. De ella se deduce que la recuperación de la protonosfera es muy lenta bajo las condiciones impuestas.

En la figura 2 se observan los perfiles de H^+ para diferentes horas del 18avo día desde el comienzo de la recuperación.

Los perfiles diurnos de H^+ muestran un doble pico mientras que los nocturnos tienen un pico único. Los picos inferiores en los perfiles diurnos resultan de la producción química de H^+ , los cuales tienden a desaparecer en la noche debido a la baja densidad de H y al decaimiento de la capa de O^+ . Los picos superiores surgen sin embargo como resultado de la presencia del campo eléctrico, que disminuye el efecto gravitatorio, creado por la distribución de O^+ , por las colisiones entre los iones O^+ y H^+ (Banks, 1973), manifestados a través de Te y Ti.

La figura 3 muestra los perfiles de H^+ para mediodía donde los números indican los días de recuperación. Ellos han sido obtenidos cambiando el perfil de hidrógeno neutro multiplicando por 1.5. Se observa que las densidades de protones aumentan en un factor 10, es decir, son fuertemente controlados por la densidad del neutro.

De la figura deducimos que existen diferentes estados protonosféricos los cuales exhiben cambios rápidos indicando que la protonosfera todavía no alcanzó el llenado completo. En la figura 4 se muestran las variaciones de NmF2 calculados a través de diferentes días de recuperación. Los valores de NmF2 nocturnos crean estacionalmente día a día debido al decrecimiento en la pérdida neta de O^+ dada por: $\uparrow R n(H) n(O^+)/g - R n(H^+) n(O)$. Debemos notar que el retorno del flujo de H^+ desde la protonosfera es lo suficiente como para mantener al valor de NmF2 (ver figuras 4 y 7) en las últimas horas de la tarde del día 22.

El comportamiento del contenido de O^+ se muestra en la figura 5. Se ve que es muy similar al de NmF2. El pequeño decaimiento en el contenido en las horas de la tarde puede ser debido al efecto combinado de la producción por fotoionización y recombinación de O^+ . Se conoce que el viento neutro crece en la tarde y que las temperaturas iónicas y electrónicas aumentan suavemente entre las 15 y

17 hs. Nótese además que el cálculo del contenido de O^+ sin considerar la química se lo ha marcado con la línea de trazos para el día 22.

La Protonosfera continúa su llenado durante los primeros 22 días de recuperación (Figura 6). En los primeros estados el contenido de H^+ continúa creciendo a través de la noche y comienza a decrecer gradualmente desapareciendo cuando la protonosfera se está llenando. Desde ese momento comenzará a existir flujo desde la protonosfera.

En la figura 7 mostramos el comportamiento del flujo de H^+ , el cual es bastante complicado, dependiendo de la temperatura, frecuencias de colisión y densidades de O^+ , O y H . El pico en el flujo dentro de la protonosfera ocurre un poco antes que el valor de pico en NmF2. Esto se debe probablemente a que hay un decrecimiento rápido en las temperaturas iónicas y electrónicas y por consiguiente en la neutra, la cual es inversamente proporcional a la concentración de H ; por consiguiente debe producirse un incremento en el valor de $n(H)$. El valor máximo del flujo varía poco de día a día, lo que puede atribuirse al pequeño crecimiento diurno en la densidad de O^+ cuando la protonosfera se llena. El decrecimiento rápido del flujo de H^+ en la puesta del sol resulta del crecimiento rápido de las temperaturas, el decrecimiento de $n(H)$ y el consiguiente decrecimiento de O^+ . Así debe producirse un flujo hacia abajo en la noche contribuyendo al crecimiento de $n(H)$, después de la puesta del sol.

En la figura 8 se muestra el crecimiento en el contenido de H^+ día por día. Se se extrapola linealmente a crecimiento nulo se observa, que son necesarios aproximadamente 65 días para que el contenido vuelva al estado inicial propuesto.

En la figura 9 se muestran los resultados experimentales de las mediciones de densidad iónica realizadas por el satélite ISS-b para el día 11 de Febrero de 1979 (Orbita 4873) y las densidades correspondientes obtenidas mediante el cálculo numérico. De ella se deduce que la aproximación utilizada es bastante buena, aunque no reproduzca la estructura fina, la cual puede ser atribuida a ondas gravitatorias, que no son consideradas en el cálculo.

CONCLUSIONES

Los resultados sugieren que existe un intercambio de flujo de iones O^+ y H^+ responsable del mantenimiento nocturno de la capa F, en concordancia con los resultados obtenidos por Banks et.al.(1973) De las gráficas se observa de manera general que durante los 22 días de cálculo la protonosfera y la ionosfera se encuentran en un

continuo estado dinámico, ya que la protonosfera necesitaría alrededor de 65 días para que el contenido vuelva al estado inicial, mientras que el tiempo entre la concurrencia de tormentas magnéticas es relativamente menor.

La reproducción exacta de las observaciones es bastante difícil ya que en las ecuaciones no han sido introducidas fuentes de energía (por ejemplo: fotoelectrones) y el flujo interhemisférico (Bailey et.al., 1982). Esto está previsto para un próximo trabajo, con el objeto de obtener resultados más acordes con los datos experimentales, y siguiendo la línea de trabajo de (Young, 1980), por ejemplo.

Tampoco fueron introducidos a este trabajo gradientes horizontales de temperatura (Chandler, 1982), los cuales darían mejores resultados sobre las variaciones longitudinal y latitudinal de los perfiles de iones.

Sin embargo, el método global planteado da buena información sobre los resultados e hipótesis acerca del acoplamiento ionosfera-protonosfera.

BIBLIOGRAFIA

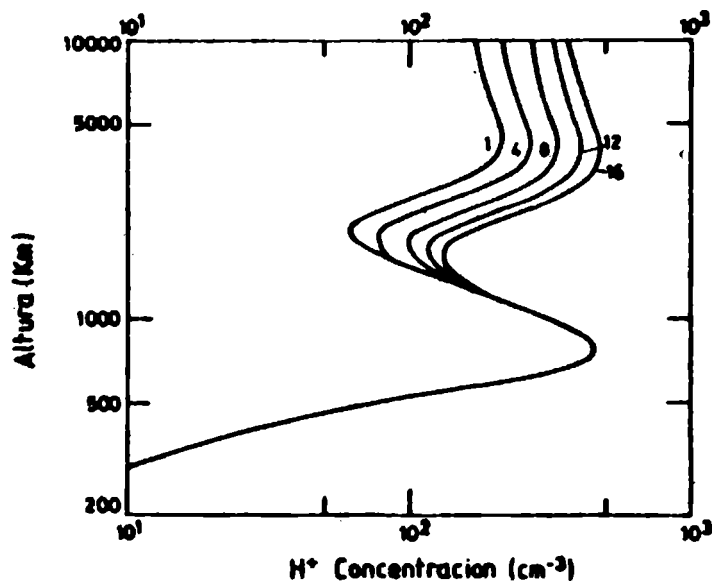
- Bailey, G.F.; Vickrey, J.F. and Swartz W.E., 1982: The topside ionosphere above Arecibo during summer at sunspot minimum and the influence of an interhemispheric flow of thermal protons. *J. Geophys. Res.*, 87, 7557.
- Banks, P.M., 1966: Collision frequencies and energy transfer electrons. *PLANET.Space Sci.*, 14, 1085 - 1966.
- Banks, P.M. and Kockarts G., 1973: *Aeronomy*, Academic Press, New York.
- Banks, P.M., Nagy. A.F. and Axford W.F., 1971: Dynamical behavior of thermal protons in the mid-latitude ionosphere and magnetosphere. *Planet. Space Sci.*, 19, 1053.
- Banks P.M. and Holtzer T.E., 1969: High Latitude plasma transport: The polar wind. *J. Geophys. Res.*, 74, 6317.
- Bilitza D. and Rawer K., 1981: International Reference Ionosphere-IRI 79. Report of URSI Working Group G.4 - World Data Center for Solar-Terrestrial Physics.
- Chandler, M.O., 1982: Theory and observations of the low and mid-latitude ionosphere. Technical Report. National Science Foundation. Washington, D.C.
- Hinteregger, H.E.; Liell, L.A. and Smiltke G., 1965: *Space Research X*, 1175.

- Park, C.S., 1970: Whistler observations of the interchange of ionization between the ionosphere and the protonosphere. *J.Geophys. Res.*, 75, 4249.
- Aycroft, I.J. and Burnell S.J., 1970: Statistical analysis of movements of the ionospheric trough and the plasmopause. *J.Geophys. Res.*, 75, 5600.
- Schunk, R.W. and Walker, J.C.G., 1970: Minor ion diffusion in the F-region of the ionosphere. *Planet. Space Sci.*, 81, 1319.
- Summary Plots of Ionospheric Parameters obtained from Ionosphere Sounding Satellite - b Bol I - II (1983). Radio Research Laboratories. Ministry of Posts and Telecommunications. Japan
- Young, E.R.; Torr, D.G.; Richards P.G. and Nagy A.F., 1980: A computer Simulation of the mid-latitude plasmasphere and ionosphere. *Planet. Space Sci.*, 28, 881.

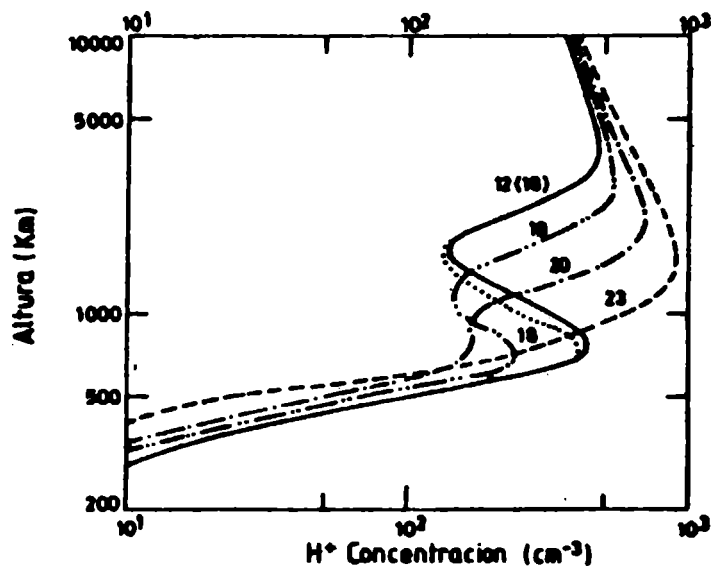
Agradecimientos: Los autores agradecen al Dr. Manzano por las sugerencias brindadas sobre distintos aspectos de este tema y a los Técnicos Julio C. Ríos y Oscar Anibal Lascano por sus asistencia en la elaboración de los datos para el presente trabajo.

EPIGRAFES DE FIGURAS

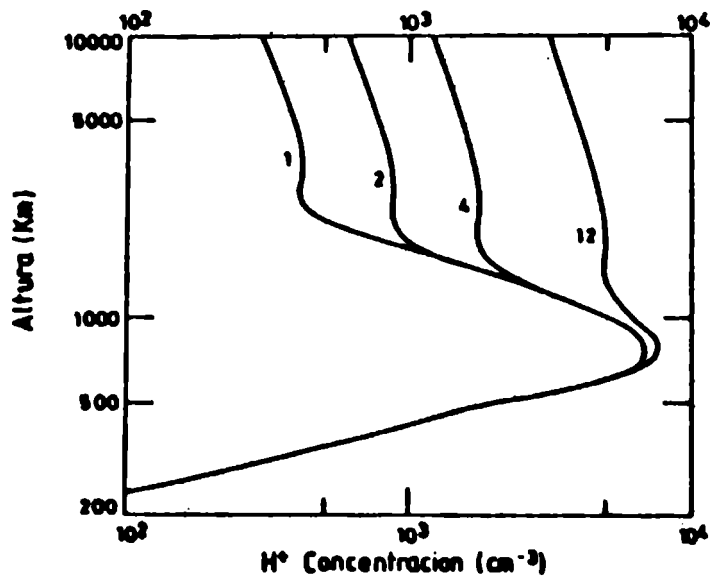
- Figura 1: Perfiles en el mediodía local de H^+ para los primeros 16 días de recuperación subsónica.
- Figura 2: Perfiles de H^+ para el día 18 calculados a las 12, 18, 19, 20 y 23 hs. de TL.
- Figura 3: Perfiles de H^+ en el mediodía local para los días 1, 2, 4 y 12 de recuperación subsónica.
- Figura 4: Variación diurna de la densidad electrónica máxima para los primeros 22 días de recuperación.
- Figura 5: Variación diurna del contenido de O^+ para los primeros 22 días de recuperación.
- Figura 6: Variación diurna del contenido de H^+ para los primeros 22 días de recuperación.
- Figura 7: Variación diurna del Flujo de H^+ a través de 1000 Km para los primeros 22 días de recuperación.
- Figura 8: Crecimiento día por día del contenido de H^+
- Figura 9: Densidades iónicas calculadas y medidas para el 14 de Febrero de 1979.



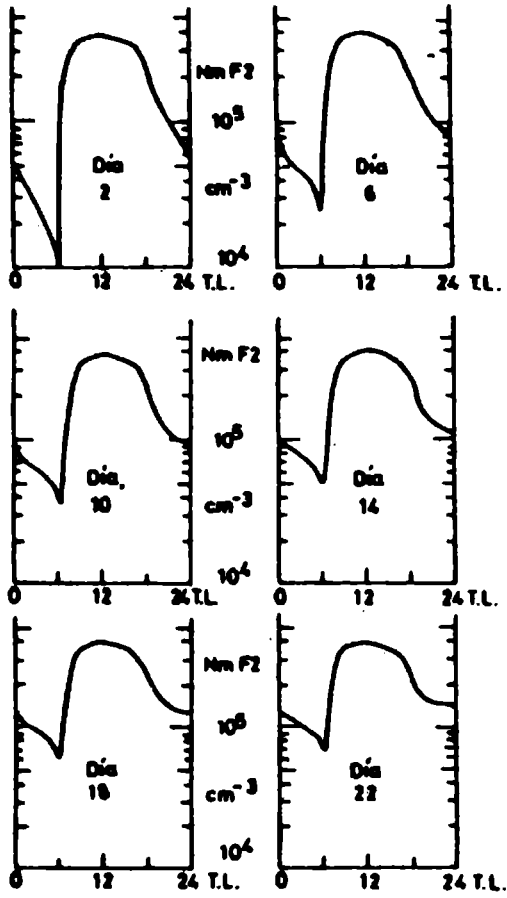
PERFILES EN EL MEDIODIA LOCAL DE H⁺ PARA LOS PRIMEROS 16 DIAS DE RECUPERACION SUBSONICA (Fig.1)



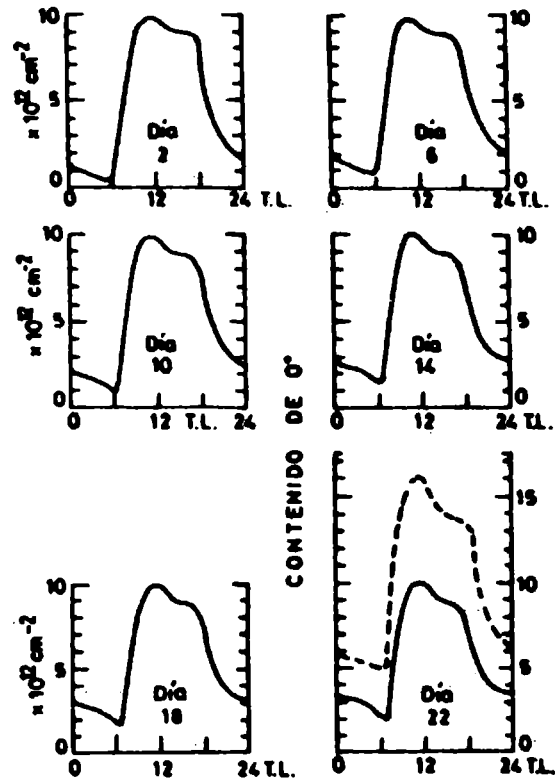
PERFILES DE H⁺ PARA EL DIA 16 (Fig.2)



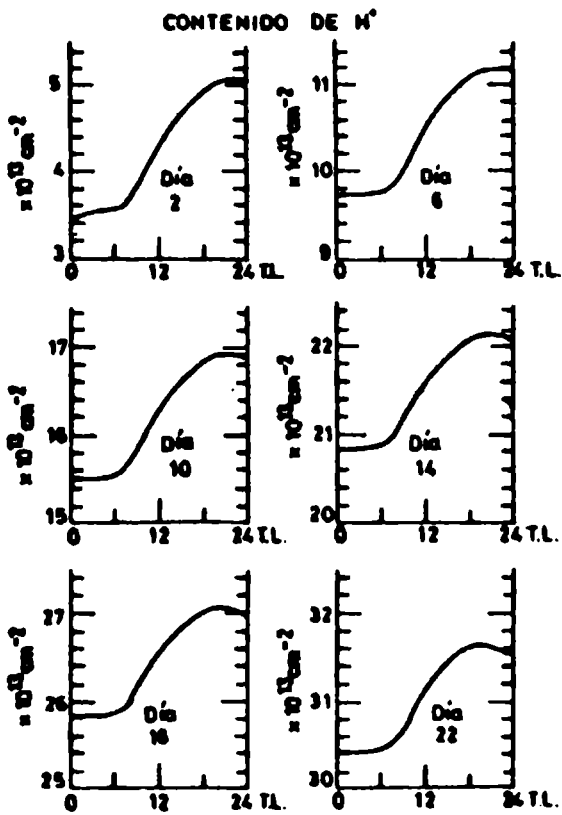
PERFILES EN EL MEDIODIA LOCAL DE H⁺ (Fig.3)



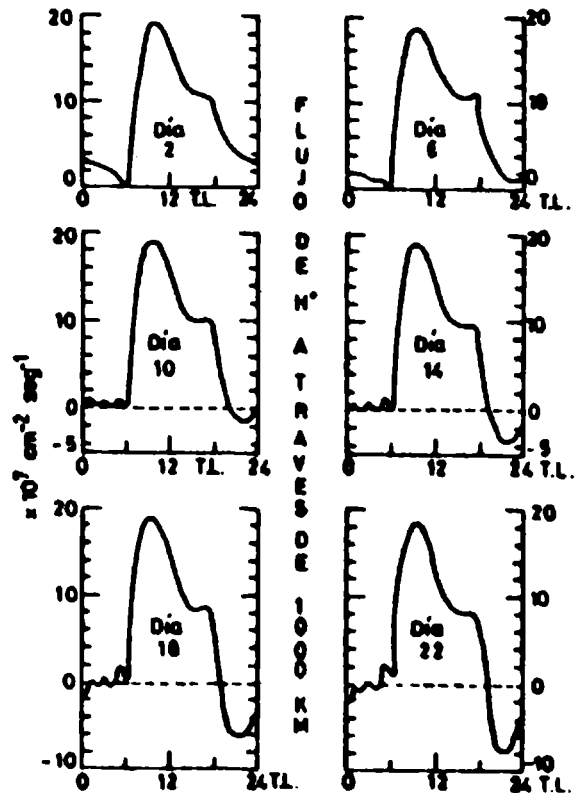
VARIACION DIURNA DE Nm F2 (Fig 4)



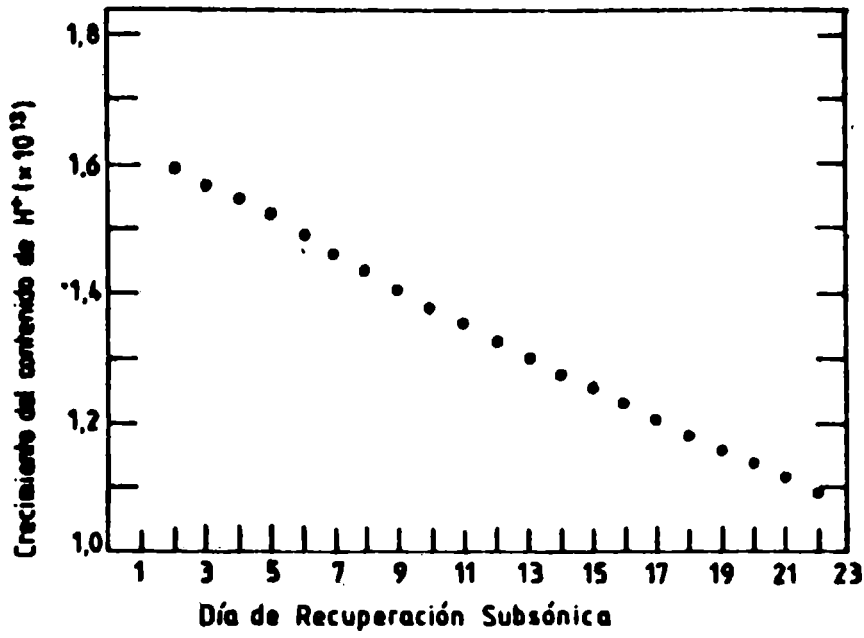
VARIACION DIURNA DE O⁺ (Fig.5)



VARIACION DIURNA DE H⁺ (Fig 6)



VARIACION DIURNA DEL FLUJO H⁺ (Fig.7)



CRECIMIENTO NETO DEL CONTENIDO DE H⁺ (Fig. 8)

DENSIDADES IONICAS

14 de febrero de 1979
 ORBITA 4873
 SATELITE ISS-B

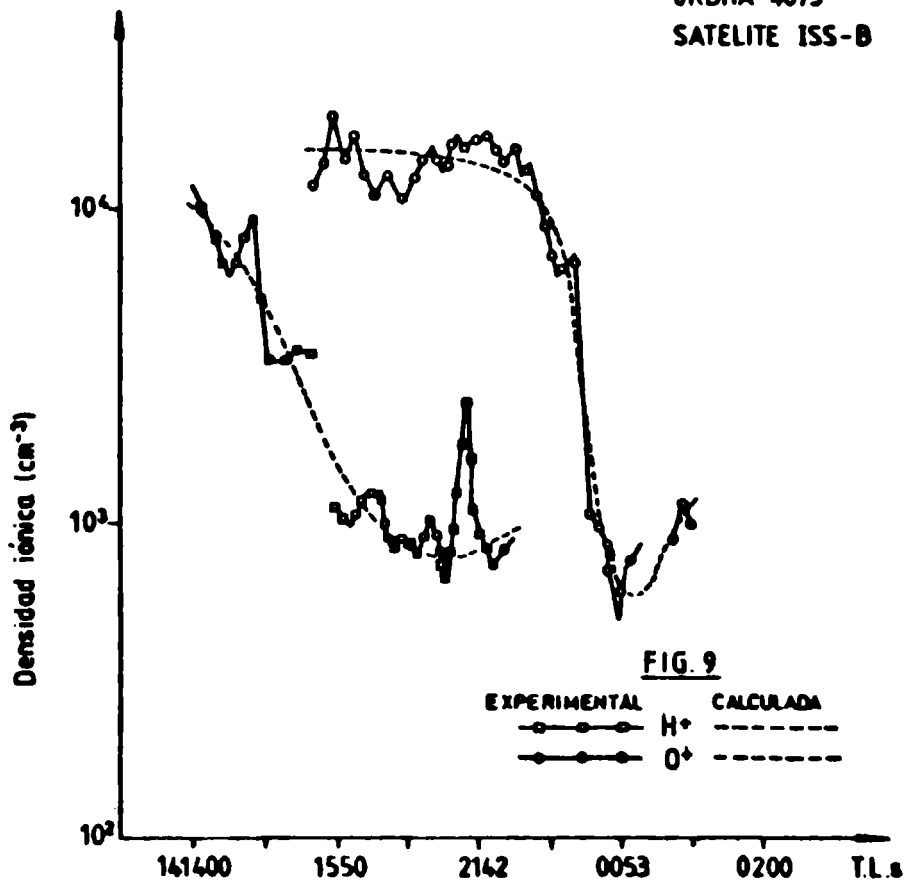


FIG. 9

EXPERIMENTAL CALCULADA
 ○—○—○ H⁺ - - - - -
 ●—●—● O⁺ - - - - -

ESTRUCTURAS TECTONICAS EN EL BORDE ORIENTAL DE LA PENINSULA ANTARTICA
Y SU POSIBLE RELACION CON EL CINTURON DE COMPRESION
DEL ARCO VOLCANICO MESOZOICO (*)

Rodolfo A. del Valle y Héctor J. Nuñez

Instituto Antártico Argentino

Buenos Aires

RESUMEN

Se presentan los resultados de las observaciones estructurales realizadas en tres localidades, ubicadas en la zona de borde de una cuenca sedimentaria, en el extremo NE de la península Antártica. En esas localidades las deformaciones son compresivas; se disponen conformando una faja rocosa de 120 km de extensión y tienen el mismo estilo estructural. Ello se correlaciona con los corrimientos, fallas de empuje y plegamientos existentes en algunos sectores de la península y que también afectan el borde y el basamento de la cuenca.

Considerando que: a) el desarrollo de esta cuenca está vinculado con la evolución de un arco volcánico situado delante de la misma; b) las rocas que se hallan entre la cuenca y el arco fueron deformadas por compresión y c) las estructuras tectónicas analizadas responden a las características propias de este tipo de deformación, se concluye que dichas estructuras forman parte del "cinturón de compresión" que acompaña a una cuenca de pos arco.

ABSTRACT

The results of the structural observations carried out in three localities, situated in the border zone of a sedimentary basin, in the NE end of the Antarctic Peninsula are presented. In those localities the deformations are compressional; they are laid out conforming a rocky strip of 120 km in extent and they have the same structural style. They are correlated with the thrusts, thrust faults and foldings that exist in some sectors of the peninsula and that affect also the border and the basement of the basin.

Considering that: a) the development of this basin is linked to the evolution of a volcanic arc situated before the basin; b) the rocks that are between the basin and the arc were strained by compression and c) the tectonic structures analyzed respond to the characteristics that are typical of this kind of deformation, it is concluded that the said structures form part of the "compression belt" that accompanies a postarc basin.

RESUME

On présente ici les résultats des observations structurales réalisées dans trois localités situées dans la zone du bord d'un bassin sédimentaire, dans le extrême Nord-Est de la péninsule Antarctique. Dans ces localités les déformations sont compressives, elles forment une couche rocheuse de 120 km de surface et ont les mêmes caractéristiques dans sa structure. Cela se rapporte aux charriages, aux failles inverses et aux plissements qui existent dans quelques zo-

(*) Contribución científica del Instituto Antártico Argentino N° 321.

nes de la péninsule et qui affectent aussi le bord et le soubassement du bassin.

Si on considère que: a) les roches qui se trouvent entre le bassin et l'arc volcanique ont été déformées par compression; b) le développement de ce bassin est lié à l'évolution d'un arc volcanique situé devant lui, et c) les structures tectoniques analysées ont les caractéristiques propres de ce type de déformation, on peut établir finalement que ces structures-là font partie de la ceinture de compression qui accompagne à un bassin de postarc.

ZUSAMMENFASSUNG

Es werden die Ergebnisse vorgelegt, die aus den an drei Stellen der Randzone eines Ablagerungsbeckens an der nordöstlichen Spitze der antarktischen Halbinsel vorgenommenen Struktur-Beobachtungen hervorgehen. An diesen Stellen sind die Deformationen kompressiv und so angeordnet, dass sie einen 120 km langen Gesteinsstreifen gleichen Strukturstils bilden. Dieses steht in Zusammenhang mit den Verschiebungen, Schiebungsbrüchen und Faltungen, die in einigen Gebieten der Halbinsel vorhanden sind und die ebenfalls den Rand und das Grundgebirge des Beckens betreffen.

Unter Berücksichtigung, dass: a) die Entwicklung dieses Beckens mit der Evolution eines vulkanischen vor diesem Becken gelagerten Bogens verbunden ist; b) die sich zwischen Becken und Bogen befindlichen Gesteine durch Kompression deformiert wurden, und c) die analysierten tektonischen Strukturen die Eigenschaften dieser Art Deformation aufweisen wird daraus geschlossen, dass diese Strukturen den "Kompressionsgürtel", der ein Nach-Bogen-Becken begleitet, bilden.

1. INTRODUCCION

Sobre el flanco oriental de la península Antártica, entre los 64° y 65° de latitud Sur (fig. N°1), el reconocimiento de campo ha determinado la existencia de una faja de rocas deformadas por compresión. Dentro de esta zona se halla el borde de una cuenca sedimentaria pos-triásica y aflora una parte de su basamento metamórfico, el que posee una antigüedad paleozoica (?) a triásica.

El desarrollo de esta cuenca ha sido vinculado con la evolución de un arco volcánico, cuya actividad magmática habría tenido sede en la península Antártica desde el Jurásico hasta el Terciario bajo. El origen de esta actividad estaría relacionado con la migración hacia el noroeste de un antiguo arco volcánico paleozoico, el que habría estado ubicado en lo que es actualmente el mar de Weddell, y cuyos remanentes son visibles en las costas Wilckins (Fraser y Grimley, 1968) y Black, en el extremo austral de la península (Smellie, 1981). Las investigaciones aeromagnéticas que está realizando el Instituto Antártico Argentino (Paterlini et al., 1984) podrían demostrar la presencia de aquellos remanentes bajo el mar de Weddell, en el área de plataforma que se desarrolla hacia el extremo noreste de la península.

El frente de subducción, tanto el del arco paleozoico como el del arco mesozoico, habría estado ubicado en áreas próximas al borde noroeste de la península Antártica, en el actualmente denominado mar de Bellingshausen, y la cuenca sedimentaria del flanco oriental ocupó una posición de pos arco. Para esta cuenca se han obtenido espesores sedimentarios de hasta 6,4 km mediante métodos geofísicos (del Valle et al., 1993), corroborados por información geológica de superficie (del Valle et al., 1983; del Valle y Fourcade; en preparación).

En el borde de la cuenca, las formaciones sedimentarias y su basamento están afectados por plegamientos, fallas de empuje y corrimientos, cuyos ejes estructurales y planos de ruptura, respectivamente, son paralelos a la península Antártica (fig. N°2).

Para caracterizar a la faja de compresión se levantaron perfiles geológicos con rumbo noroeste, atravesando las estructuras tectónicas; estos perfiles se describen a continuación.

2. ESTRUCTURAS DEL MONTE WILD

El monte Wild, la más septentrional de las localidades estudiadas se halla situada en las cercanías de la boca sur del canal Príncipe Gustavo (fig. N°1). Está constituido por rocas metamórficas del basamento de la cuenca, las que pertenecen al Complejo Metamórfico Península Trinidad, y por filones de doleritas que tienen afinidades con las vulcanitas del arco, siendo éstas participes del Grupo Volcánico Península Antártica (Thomson, 1977). Las entidades rocosas mencionadas están afectadas por un sistema de fallas inversas, que posee rumbo general noroeste e inclina aproximadamente 45° hacia el sudeste. A través de estas fallas se produjo un corrimiento de sudeste a noroeste; el efecto resultante de los esfuerzos que produjeron esta estructura, fue el desplazamiento del techo de las fallas hacia el noroeste, configurando un sistema de fallas inversas o de empuje (fig. N°2).

Los esfuerzos compresivos, que habrían actuado según la dirección sudeste-noroeste, provocaron una gran deformación interna (tectonización) en las filitas del piso del sistema de fallas (fig. N°3).

El desplazamiento relativo de los bloques no pudo ser medido directamente porque no se hallaron elementos homólogos a ambos lados de la estructura; pero sobre la base de la gran extensión de las rocas tectonizadas, es posible inferir que los esfuerzos compresivos actuantes en el monte Wild fueron de gran magnitud.

3. ESTRUCTURAS DEL MONTE LOMBARD

El monte Lombard está ubicado en el extremo sur de la península Sobral, a unos 12 km del borde oriental de la península Antártica (fig. N°1). Está formado exclusivamente por sedimentitas del Cretácico inferior pertenecientes a la Formación Pedersen (del Valle y Medina, inédito), las que se hallan plegadas formando un amplio sinclinal (fig. N°4) cuyo eje estructural posee rumbo norte 45°este y buzamiento de 30° hacia el sudoeste; la charnela del plieque se sitúa en el extremo sudeste del monte y sus alas sobrepasan los 4,5 km de extensión horizontal (fig. N°4). El ala noroccidental del sinclinal está afectada por un corrimiento que tuvo su origen, en un sistema de fallas inversas de bajo ángulo: estas fallas disminuyen sistemáticamente sus inclinaciones de sudeste a noroeste, desde un valor máximo de 35° hacia el sur 45°oeste hasta un mínimo de 25° hacia el sur 40°oeste, adoptando una clara disposición en "abanico" (fig. N°5) y tendiendo además, a horizontalizarse hacia el sudeste para coincidir en una angosta zona de falla subhorizontal que es la que controla el corrimiento.

Los bloques delimitados por estas fallas pueden considerarse como "cuñas tectónicas" o escamas imbricadas, formadas por rocas sedimentarias tectonizadas en grado variable. La mayor tectonización se produjo en la escama del extremo sudeste (escama Ø en la fig. N°5), donde los conglomerados originales han sufrido metamorfismo dinámico y fueron transformados en tectonitas "S" en todo el ancho (60 m) de la escama; los clastos sedimentarios originales han sido completamente deformados desarrollando planos de deslizamiento y de microfracturación interna, paralelos a las fallas marginales de la escama; dichas microfracturas están rellenas por zeolitas. En las proximidades de las fallas es posible inferir la dirección del movimiento, a través de los deslizamientos internos observados en los clastos (fig. N°5).

En el techo del corrimiento y en contacto tectónico con la escama Ø, que es la que presenta mayor grado de metamorfismo dinámico, existe un paquete de lutitas negras (fig. N°5) de unos 15 m de espesor, el que ha sufrido arrastre a lo

largo del plano de corrimiento. Estas lutitas inclinan 15° hacia el sur en las adyacencias de la falla, pero en los sectores más alejados retoman la inclinación general (30° hacia el sudeste) del ala sinclinal; poseen clivaje interno y despegues intraestratales adquiridos como respuesta al desplazamiento ocurrido durante el corrimiento.

Al noroeste del corrimiento, en el piso de dicha estructura, las capas sedimentarias inclinan entre los 70° y 80° hacia el noroeste y están afectadas por un sistema de fallas inversas (fig. N°5), como el que participó directamente en el corrimiento; estas fallas inclinan en el mismo sentido que esas capas, aumentan sistemáticamente su inclinación hacia el noroeste y constituyen un sistema imbricado antitético al que provocó el corrimiento.

4. ESTRUCTURAS TECTONICAS DEL NUNATAK PEDERSEN

El nunatak Pedersen se halla situado en el extremo austral de la zona estudiada, a 10 km al sudeste de la península Antártica, formando parte del grupo de los nunataks Foca (figs. N°1 y 2). Está compuesto por conglomerados con escasas intercalaciones de areniscas y pelitas pertenecientes a la Formación Pedersen (del Valle y Medina, inédito); estas rocas fueron deformadas plegándose según el llamado pliegue "similar", pues los espesores de los estratos son mayores en los ejes que en los lumbos de los pliegues (fig. N°6). El plegamiento comprende dos amplios sinclinales contiguos, con sus ejes subparalelos y orientados de norte a sudoeste coincidiendo con la dirección general de la península Antártica (fig. N°2). Los dos pliegues son suavemente buzantes hacia el sudoeste y están separados por una falla inversa de alto ángulo, cuyo rumbo es norte 45° este e inclinación de 70° al sudeste (fig. N°6).

A partir de estas observaciones se infiere que plegamiento y fallamiento obedecieron a esfuerzos compresivos que actuaron según la dirección noroeste - sudeste.

5. CONCLUSIONES

Las deformaciones observadas en el nunatak Pedersen y en el monte Lombard tienen el mismo estilo estructural puesto que ambos presentan plegamientos sinclinales con longitudes de onda de magnitudes comparables; están orientados de manera semejante y están asociados con fallas de empuje que, inclinando hacia el sudeste, afectan sus alas occidentales. Una interpretación genética para estas estructuras permite suponer que se originaron en la misma deformación compresiva, que ésta tuvo magnitud regional y que su desarrollo fue paralelo al borde oriental de la península Antártica.

La ausencia de grandes plegamientos asociados al corrimiento estructural existente en el monte Wild se debería al comportamiento mecánico de las metamorfitas que lo componen. Pero, el hecho de que aquella estructura tenga origen en esfuerzos compresivos, que éstos hayan actuado según la dirección noroeste - sudeste y que el plano, a través del cual se produjo el movimiento posea rumbo subparalelo a la península Antártica, permite correlacionar estructuralmente esta localidad con las mencionadas más arriba. Por otra parte, en el canal Principe Gustavo se ha inferido la existencia de una zona de falla cuya actividad se habría manifestado a través de importantes movimientos, desde su formación, en varias direcciones (Bibby, 1966). El desarrollo de la extensa falla principal sería paralelo a la península Antártica y su traza controlaría la forma curva del canal (fig. N°1); esta falla afecta rocas del Complejo Metamórfico Península Trinidad (Paleozoico ? - Triásico; Adie, 1957), y a entidades cretácicas (Fm. Lagrellius y Fm. Kotick Point, en sus niveles inferiores; Bibby, 1966, y Grupo Marambio; Rinaldi et al., 1978) del borde de la cuenca mesozoica. Asociado con esta zona de falla existe un plegamiento de gran longitud de onda, cuyos ejes estructurales son subparalelos a la misma (Bibby, 1966). Además, Fraser y Grimley

(1968) señalan la presencia de una zona compresiva que se extiende al sur de los 68° 30' de latitud Sur, sobre el borde oriental de la península Antártica (fig. N°1), y cuyas evidencias se observan en el nunatak Key (bahía Mobiloil), en el monte Argus (al sur de la bahía Mobiloil) y en las cercanías de los cabos Walcott e Hinks, sobre la costa de Wilkins.

Finalmente, como consecuencia de todo lo expuesto, se reconoce una faja de deformación desarrollada a lo largo del borde oriental de la península Antártica, desde el canal Príncipe Gustavo hasta la costa de Wilkins, que se asocia con la existencia de la franja de compresión característica de las cuencas de retroarco.

En la figura 1 se señalan los elementos tectónicos que suelen presentarse en el desarrollo de un arco magmático (Dickinson, 1974). En este caso, el que tuvo lugar en la península Antártica presenta esos elementos, en particular, los corrimientos (estructuras que son la razón de este trabajo) y la cuenca sedimentaria que se extiende hacia el mar de Weddell. Los corrimientos pertenecen a la franja de compresión ubicada en el borde occidental de dicha cuenca; esta franja, que Dickinson llama "cinturón de compresión" ("thrust belt"), corresponde a la deformación provocada por el arco volcánico desarrollado durante parte del período Mesozoico (Jurásico - Cretácico) en la península Antártica.

Este trabajo pretende ser un aporte para completar parte del esquema geotectónico propuesto para la península Antártica durante el Mesozoico (Rowley y Williams, 1977; Suárez, 1976; del Valle y Fourcade, en preparación).

BIBLIOGRAFIA

- Adie, R.J., 1957: The Petrology of Graham Land: III. Metamorphic Rocks of the Trinity Peninsula Series. Falkland Island Dependencies Survey, Sci. Rpt. 53, 1-26.
- Bibby, J.S., 1966: The stratigraphy of part of North-East Graham Land and the James Ross Island Group. British Antarctic Survey, Sci. Rpt. 53, 1-37.
- Del Valle, R.A., Fourcade, N.H. y Medina, F.A., 1983: Geología del flanco oriental de la península Antártica e islas adyacentes entre los 63°25' y los 65°15' de latitud Sur. Instituto Antártico Argentino, Contribución N°276.
- Del Valle, R.A., Demichelli, J., Febrer, J.M., Fournier, H.G., Casco, J.C., Irigoien, H., Keller, M.A. y Pomposiello, M.C., 1983: Résultats des premiers sondages magneto-telluriques (M-T) effectués au large de la bordure NE de la Péninsule Antarctique. Géologie Marine, C.R. Acad. Sc. Paris, t.296 (25 de avril 1983). Série II-1189.
- Del Valle, R.A. y Medina, F.A.: La Formación Pedersen. Instituto Antártico Argentino. Informe (inédito).
- Del Valle, R.A. y Fourcade, N.H.: La cuenca sedimentaria pos-triásica del extremo nororiental de la península Antártica. Instituto Antártico Argentino; en preparación.
- Dickinson, W.R., 1974: Sedimentation within and beside ancient and modern magmatic arcs. In: R.H. Dott, Jr., & R.H. Shauer (eds.), Modern and ancient geosynclinal sedimentation. Soc. Econ. Paleont. Mineral., Sp. Pub. 19, 230-239.
- Fraser, A.G. y Grimley, P.H., 1968: The geology of parts of the Bowman and Wilkins Coasts, Antarctic Peninsula. British Antarctic Survey, Sci. Rpt. 67, 1-59.
- Paterlini, C.M., Núñez, J.H. y Keller, M.A., 1984: Relevamiento aeromagnético regional en el mar de Weddell noroccidental, Antártida. Instituto Antártico Argentino, Contribución N°306.
- Rinaldi, C.A., Massabie, A., Morelli, J., Rossenman, H.L. y del Valle, R.A., 1978: Geología de la isla Vicecomodoro Marambio, Antártida. Instituto Antártico Argentino, Contribución N°217.
- Rowley, P.D. y Williams, P.L., 1977: Geology of the norther Lassiter Coast and southern Black Coast, Antarctic Peninsula. In: Antarctic Geosciences, C. Craddock (Ed.), Madison, U.S.A., 339-348.
- Smellie, J.L., 1981: A complete arc-trench system recognized in Gondwana sequences of the Antarctic Peninsula region. Geol. Mag., 118(2), 139-159.
- Suárez, M., 1976: Plate-tectonic model for southern Antarctic Peninsula and its relation to southern Andes. Geology, 4, 211-214.
- Thomson, M.R.A., 1977: Mesozoic paleogeography of west Antarctica. In: Antarctic Geoscience, C. Craddock (ed.), Madison, U.S.A., 331-337.

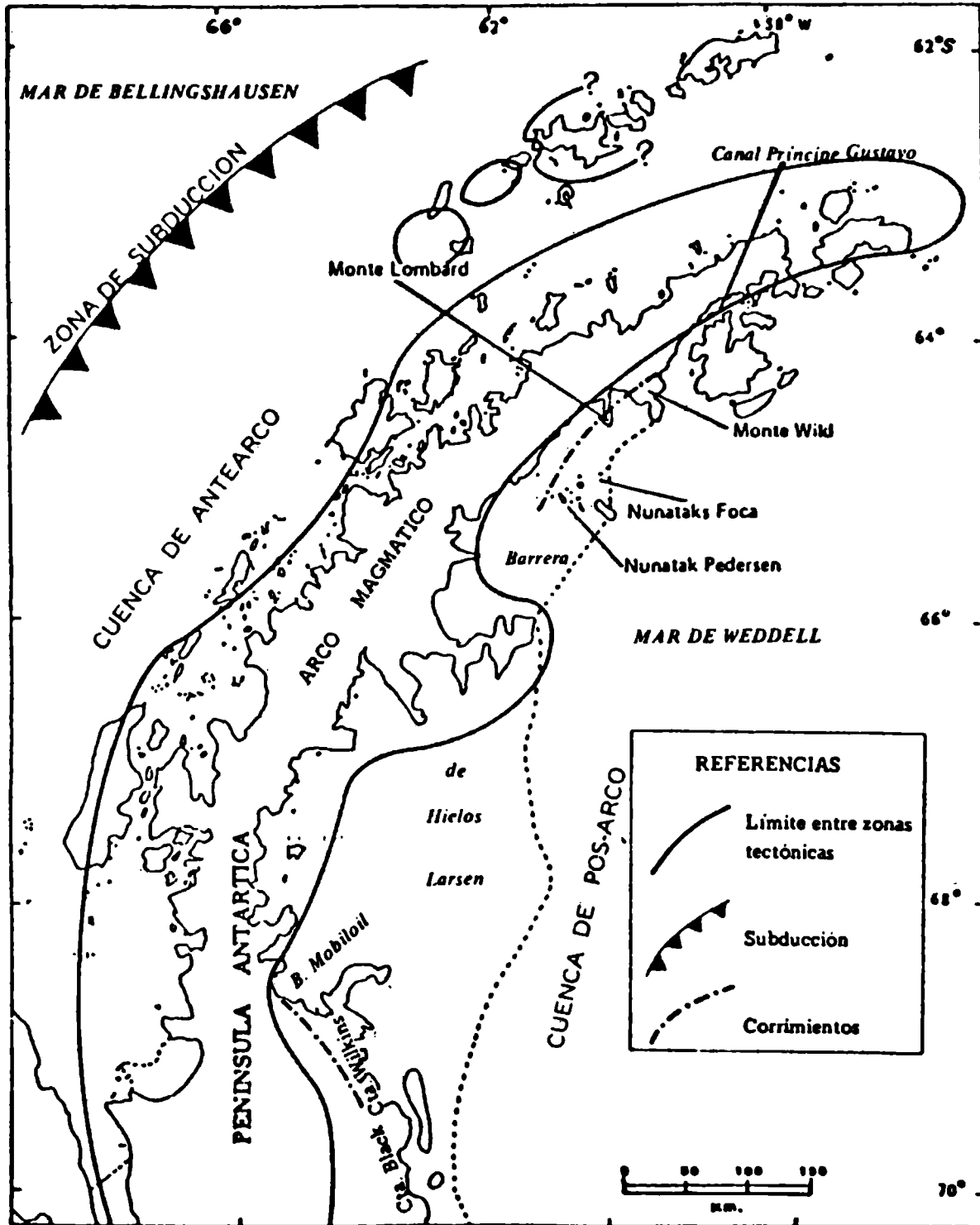


FIG. 1 GRAFICO DE UBICACION DEL AREA ESTUDIADA Y ESQUEMA DE LAS ZONAS TECTONICAS PARA EL MESOZOICO SUPERIOR.

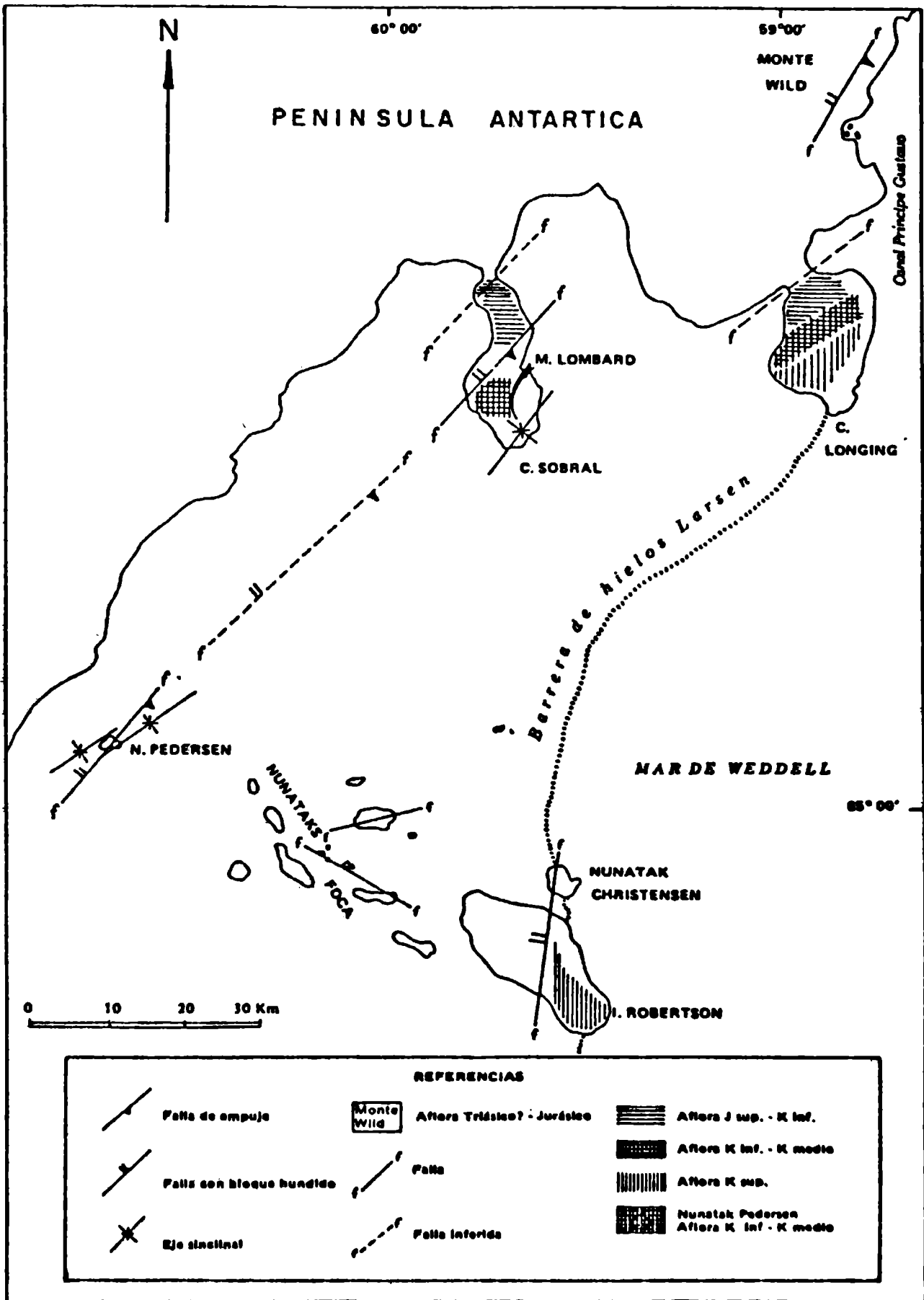


FIG. 2. BOSQUEJO ESTRUCTURAL DEL AREA OBSERVADA

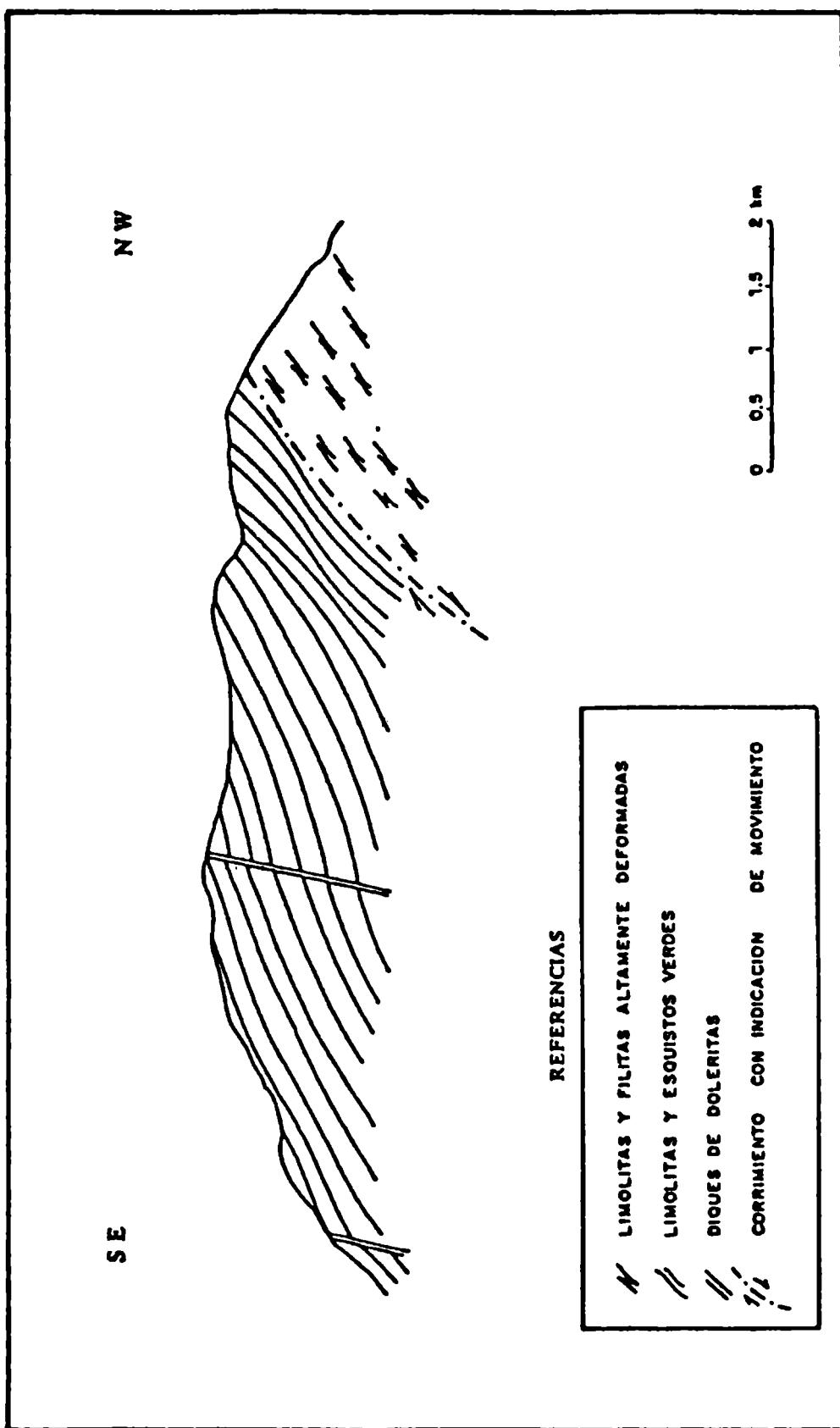


FIG. 3 ESQUEMA DEL CORRIMIENTO DEL MONTE WILD.

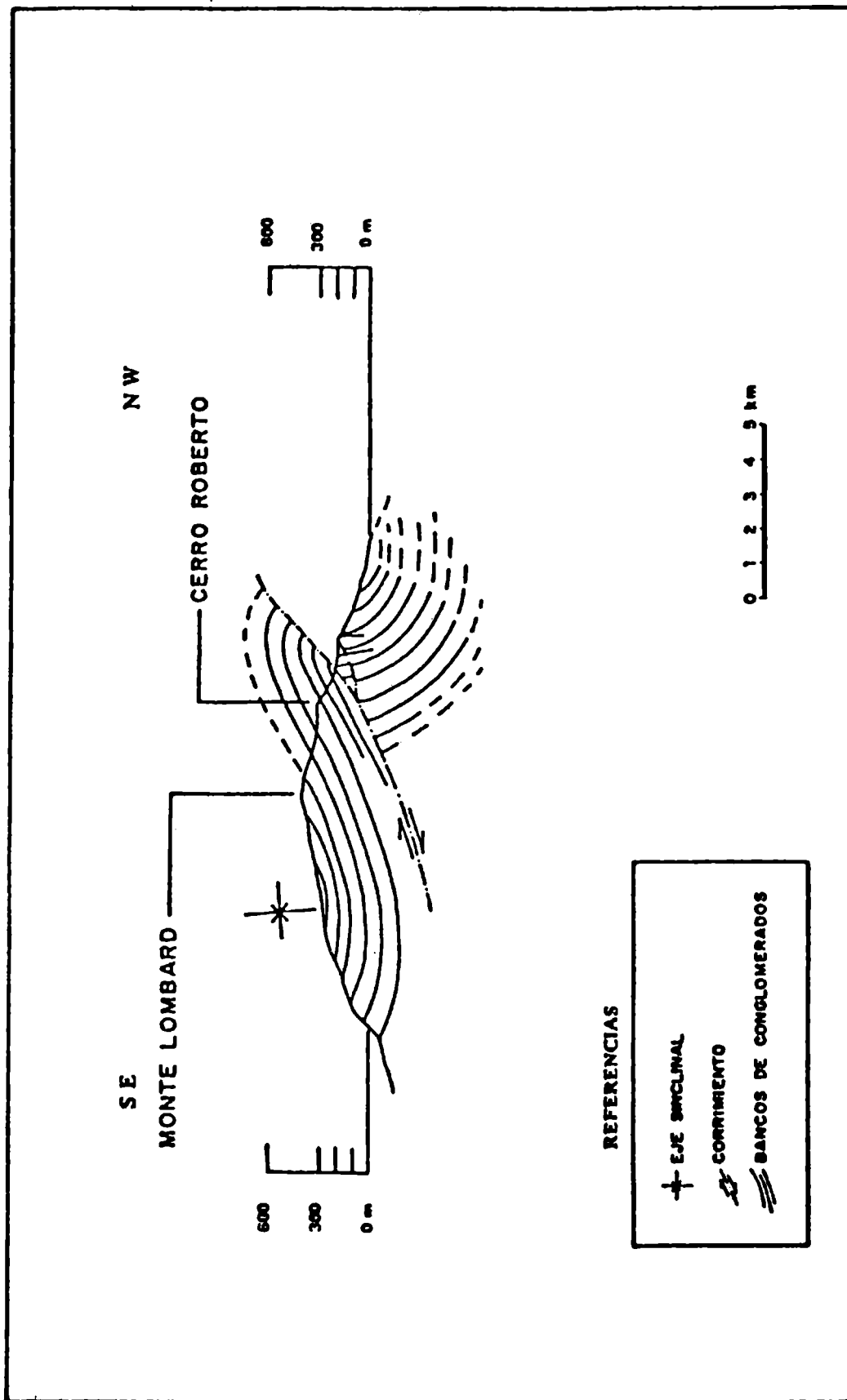


FIG 4. PERFIL GEOLOGICO ESQUEMATICO DEL MONTE LOMBARD.

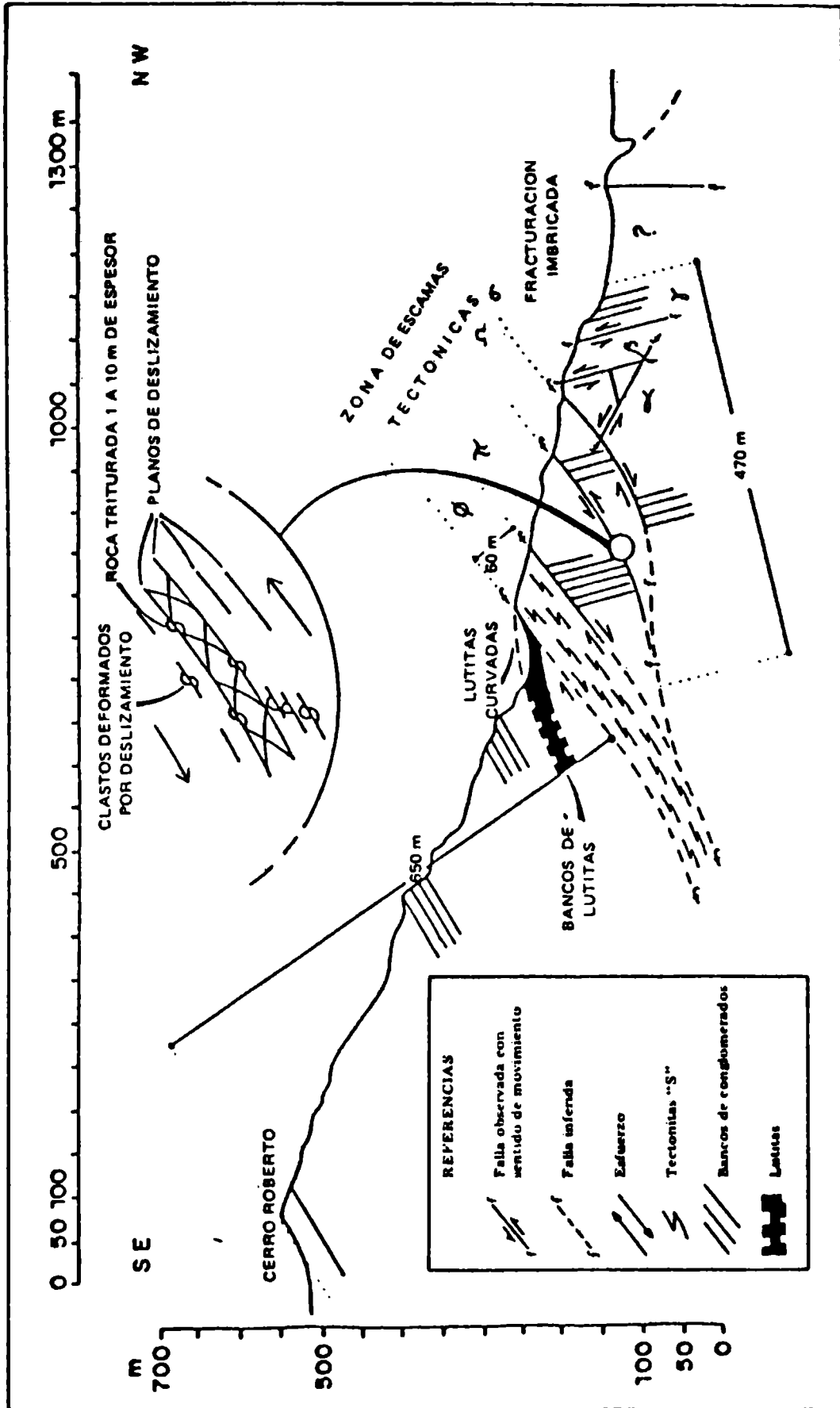


FIG. 5. ESQUEMA TECTONICO DEL MONTE LOMBARD.

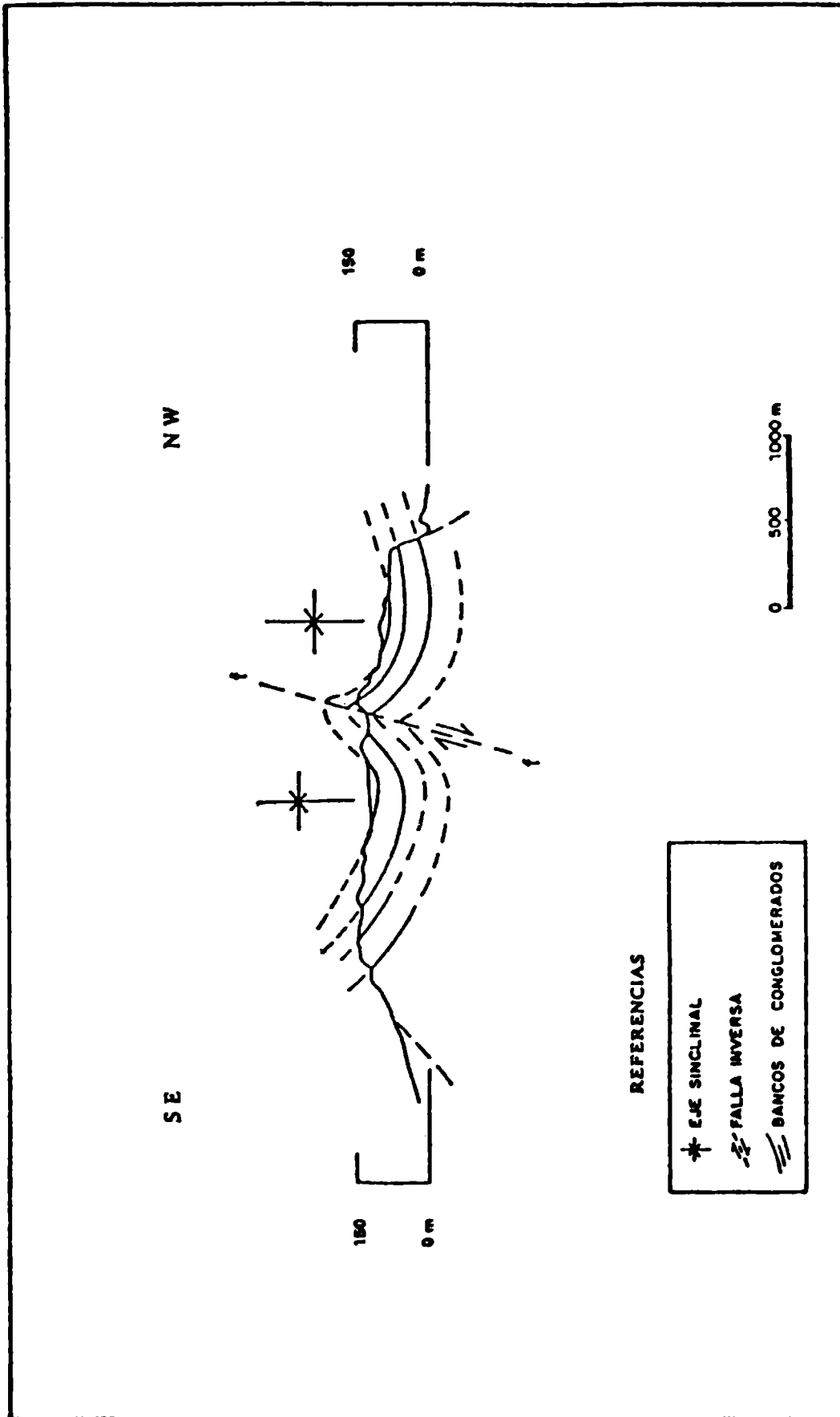


FIG 6 PERFIL GEOLOGICO ESQUEMATICO DEL NUNATAK PEDERSEN

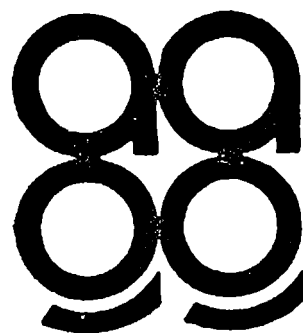
INDICE DE AUTORES

Página

ACOSTA, María de (de EZQUER R.G., ADLER N. de y...):Cálculo del contenido electrónico mediante ionogramas. Comparación con el contenido Faraday.	49
ACHAVAL, Elena M. de (de NASELLO O.B., CEPPI E.A. y...):Crecimiento anormal de grano en hielo.	85
ADLER, Nieves de(de EZQUER, R.G.,...y ACOSTA M. de): Cálculo del contenido electrónico mediante ionogramas. Comparación con el contenido Faraday.	49
BERENDORF, Saúl (de... y D'ALVIA A.L.): Poligonales de alta precisión.	237
CAIMI, Emilio A. (de... y KERR A.F.): Partículas de sulfatos del aerosol atmosférico de tamaños submicrométricos.	97
CEPPI, Enrique A. (de NASELLO O.B.,... y ACHAVAL E.M. de): Crecimiento anormal de grano en hielo.	85
D'ALVIA, Antonio L. (de BERENDORF S. y ...): Poligonales de alta precisión.	237
DE LA TORRE, Alejandro (de... y DUHAU S.): Modelo teórico para la predicción analítica del contenido de CO ₂ termosférico.	155
DE LA TORRE, Alejandro (de DUHAU S. y...): Modelo teórico de concentración del CO ₂ en la baja termosfera.	133
DE LA TORRE, Alejandro (de DUHAU S. y...): Inestabilidades hidromagnéticas en el viento solar.	145
DEL VALLE, Rodolfo A. (de ... y NUÑEZ H.J.): Estructuras tectónicas en el borde oriental de la península antártica y su posible relación con el cinturón de compresión del arco volcánico mesozoico.	313
DENTONI, María del Carmen (de POSSIA N.F., NUÑEZ M.N. y...): Experimentos numéricos con un modelo climático de balance de energía.	109
DESSIMONE, Liliana (de LUBART L,... y LEVI L.): Simulación numérica de crecimiento de granizos.	123
DIEZ RODRIGUEZ, Alicia (de... e INTROCASO A.): Perfil transcontinental sudamericano en el paralelo 39° S (Preliminar).	179
DIEZ RODRIGUEZ, Alicia (de... y PACINO M.C.): Flexión elástica de corteza y litosfera.	203
DUHAU, Silvia (de... y DE LA TORRE A.): Modelo teórico de concentración de CO ₂ en la baja termosfera.	133
DUHAU, Silvia (de... y DE LA TORRE A.): Inestabilidades hidromagnéticas en el viento solar.	145
DUHAU, Silvia (de... y LOURO A.A.):Reinterpretación de espectros de dispersión de Thomson provenientes de la Región E de la ionosfera.	159
DUHAU, Silvia (de DE LA TORRE A. y...): Modelo teórico para la predicción analítica del contenido del CO ₂ termosférico.	155
DUHAU, Silvia (de OSELLA A.M.,... y MOYANO C.E.): Estudio de la anomalía en la distribución de la conductividad terrestre en la zona ecuatorial africana.	291
DUHAU, Silvia (de MOYANO C.E., OSELLA A.M. y...): Obtención de perfiles de densidad electrónica a partir de ionogramas utilizando cuadrados mínimos no lineales.	167
EZQUER, Rodolfo G. (de ..., ADLER N. de y ACOSTA M. de): Cálculo del contenido electrónico mediante ionogramas. Comparación con el contenido Faraday.	49
GIRALDEZ, Alberto E.: Propagación de ondas mecánicas (gravitatorias y mareas) en la alta atmósfera terrestre.	1
IBÁÑEZ, Carlos R. (de... y RODRIGUEZ R.C.): Análisis comparativo de dos métodos de densificación geodésica.	37
INTROCASO, Antonio (de DIEZ RODRIGUEZ A. y...): Perfil transcontinental sudamericano en el paralelo 39°S (Preliminar).	179

	Página
KERR, Américo F. (de CAIMI E.A. y...): Partículas de sulfatos del aerosol atmosférico de tamaños submicrométricos.	97
LABRAGA, Juan Carlos: Una metodología para la estimación local de la velocidad del viento mediante un modelo numérico.	73
LEVI, Laura (de LUBART L., DESSIMONE L. y...): Simulación numérica de crecimiento de granizos.	123
LICHTENSTEIN, Erich R. (de SALUZZI M.E. y...): El granizo de Córdoba del 17 de noviembre de 1981.	261
LOURO A.A. (de DUHAU S. y...): Reinterpretación de espectros de dispersión de Thomson provenientes de la Región E de la ionosfera.	159
LUBART, Luisa (de..., DESSIMONE L. y LEVI L.): Simulación numérica de crecimiento de granizos.	123
LUCCIONI, Griselda (de RIOS V.H. y...): Comportamiento de iones O^+ y H^+ . Resultados teóricos y experimentales.	299
MALAKA, Ingeborg C. (de... y SIMONELLI S.C.): Verificación de los pronósticos de precipitación para la ciudad de Buenos Aires.	249
MARTINEZ de GARAT, Ana: Estudio sobre la estructura longitudinal de la Región F 2.	59
MOYANO, C.E. (de ..., OSELLA A.M. y DUHAU S.): Obtención de perfiles de densidad electrónica a partir de ionogramas utilizando cuadrados mínimos no lineales.	167
MOYANO C.E. (de OSELLA A.M., DUHAU S. y...): Estudio de la anomalía en la distribución de la conductividad terrestre en la zona ecuatorial africana.	291
Nasello, Olga B. (de..., CEPPI E.A. y ACHAVAL E.M. de): Crecimiento anormal de grano en hielo.	85
NORTE, Federico A. : Características termodinámicas y aerológicas fundamentales en una situación de Zonda intenso.	11
NORTE, Federico A. : Definición del Zonda en la cordillera frontal mendocina por su efecto técnico.	25
NUÑEZ, Héctor J. (de DEL VALLE R.A. y...): Estructuras tectónicas en el borde oriental de la península antártica y su posible relación con el cinturón de compresión del arco volcánico mesozoico.	313
NUÑEZ, Mario M. (de POSSIA N.E., ... y DENTONI M. del C.): Experimentos numéricos con un modelo climático de balance de energía.	109
OSELLA A.M. (de..., DUHAU S. y MOYANO C.E.): Estudio de la anomalía en la distribución de la conductividad terrestre en la zona ecuatorial africana.	291
OSELLA A.M. (de MOYANO C.E., ... y DUHAU S.): Obtención de perfiles de densidad electrónica a partir de ionogramas utilizando cuadrados mínimos no lineales.	167
PACINO, María C. (de DIEZ RODRIGUEZ A. y...): Flexión elástica de corteza y litosfera.	203
PENALBA, Olga C. (de VARGAS W.M. y...): Análisis del posible efecto de la ciudad en la serie de precipitación de Buenos Aires.	217
PERES, Marcelo (de PINTADO O.I. y...): Efectos de la anomalía invernal sobre la propagación de señales de MBF entre Trelew y Tucumán.	229
PINTADO, Olga I. (de... y PERES M.): Efectos de la anomalía invernal sobre la propagación de señales de MBF entre Trelew y Tucumán.	229
POSSIA, Norma E. (de..., NUÑEZ M.N. y DENTONI M. del C.): Experimentos numéricos con un modelo climático de balance de energía.	109
RIOS, Víctor Hugo (de... y LUCCIONI G.): Comportamiento de iones O^+ y H^+ . Resultados teóricos y experimentales.	299
RODRIGUEZ, Rubén C. (de IBÁÑEZ C.R. y...): Análisis comparativo de dos métodos de densificación geodésica.	37
SALUZZI, María Elena (de... y LICHTENSTEIN E.R.): El granizo de Córdoba del 17 de noviembre de 1981.	261
SCHNEIDER, Otto (de... y VAN ZELE M.A.): Variaciones geomagnéticas tranquilas en Cabo de Hornos.	273
SCHNEIDER, Otto (de VECCHI M.C., VAN ZELE M.A. y ...): Tormentas magnéticas en Isla Año Nuevo.	279
SIMONELLI, Silvia C. (de MALAKA I.C. y...): Verificación de los pronósticos de precipitación para la ciudad de Buenos Aires.	249

	Página
VAN ZELE, María Andrea (de SCHNEIDER O. y...): Variaciones geomagnéticas tranquilas en Cabo de Hornos.	273
VAN ZELE, María Andrea (de VECCHI M.C.,... Y SCHNEIDER O.): Tormentas magnéticas en Isla Año Nuevo.	279
VARGAS, Walter M. (de... y PENALBA O.C.): Análisis del posible efecto de la ciudad en la serie de precipitación de Buenos Aires.	217
VECCHI, María del Carmen (de..., VAN ZELE M.A. y SCHNEIDER O.): Tormentas magnéticas en Isla Año Nuevo.	279



publicado por:

ASOCIACION ARGENTINA DE GEOFISICOS Y GEODESTAS

Obtención de perfiles de densidad electrónica a partir de ionogramas utilizando cuadrados mínimos no lineales. C.E. MOYANO, A.M. OSELLA Y S. DUHAU	167
Perfil transcontinental sudamericano en el paralelo 39°S (Preliminar). ALICIA DIEZ RODRIGUEZ Y ANTONIO INTROCASO	179
Flexión elástica de corteza y litosfera. ALICIA DIEZ RODRIGUEZ Y MARIA CRISTINA PACINO	203
Análisis del posible efecto de la ciudad en la serie de precipitación de Buenos Aires. WALTER M. VARGAS Y OLGA C. PENALBA	217
Efectos de la anomalía invernal sobre la propagación de señales de MBF entre Trelew y Tucumán. OLGA I. PINTADO Y MARCELO PERES	229
Poligonales de alta precisión. SAUL BERENDORF Y ANTONIO L. D'ALVIA	237
Verificación de los pronósticos de precipitación para la Ciudad de Buenos Aires. INGEBORG C. MALAKA Y SILVIA C. SIMONELLI	249
El granizo de Córdoba del 17 de noviembre de 1981. MARIA ELENA SALUZZI Y ERICH R. LICHTENSTEIN	261
Variaciones geomagnéticas tranquilas en Cabo de Hornos. OTTO SCHNEIDER Y MARIA ANDREA VAN ZELE	273
Tormentas magnéticas en Isla Año Nuevo. MARIA DEL CARMEN VECCHI, MARIA ANDREA VAN ZELE Y OTTO SCHNEIDER	279
Estudio de la anomalía en la distribución de la conductividad terrestre en la zona ecuatorial africana. A.M. OSELLA, S. DUHAU Y C.E. MOYANO	291
Comportamiento de iones O ⁺ y H ⁺ . Resultados teóricos y experimentales. VICTOR HUGO RIOS Y GRISELDA LUCCIONI	299
Estructuras tectónicas en el borde oriental de la península antártica y su posible relación con el cinturón de compresión del arco volcánico mesozoico. RODOLFO A. DEL VALLE Y HECTOR J. NUÑEZ.	313

CONTENIDO	Página
Propagación de ondas mecánicas (gravitatorias y mareas) en la alta atmósfera terrestre. ALBERTO E. GIRALDEZ	1
Características termodinámicas y aerológicas fundamentales en una situación de Zonda intenso. FEDERICO A. NORTE	11
Definición del Zonda en la cordillera frontal mendocina por su efecto técnico. FEDERICO A. NORTE	25
Análisis comparativo de dos métodos de densificación geodésica. CARLOS R. IBÁÑEZ Y RUBEN C. RODRIGUEZ	37
Cálculo del contenido electrónico mediante ionogramas.. Comparación con el contenido Faraday. RODOLFO G. EZQUER, NIEVES DE ADLER Y MARIA DE ACOSTA	49
Estudio sobre la estructura longitudinal de la Región F2. ANA MARTINEZ DE GARAT	59
Una metodología para la estimación local de la velocidad del viento mediante un modelo numérico. JUAN CARLOS LABRAGA	73
Crecimiento anormal de grano en hielo. OLGA B. NASELLO, ENRIQUE A. CEPPI Y ELENA M. DE ACHAVAL	85
Partículas de sulfato del aerosol atmosférico de tamaños submicrométricos. EMILIO A. CAIMI Y AMERICO F. KERR	97
Experimentos numéricos con un modelo climático de balance de energía. NORMA E. POSSIA, MARIO N. NUÑEZ Y MARIA DEL CARMEN DENTONI	109
Simulación numérica de crecimiento de granizos. LUISA LUBART, LILIANA DESSIMONE Y LAURA LEVI	123
Modelo teórico de concentración de CO ₂ en la baja termosfera. SILVIA DUHAU Y ALEJANDRO DE LA TORRE	133
Inestabilidades hidromagnéticas en el viento solar. SILVIA DUHAU Y ALEJANDRO DE LA TORRE	145
Modelo teórico para la predicción analítica del contenido de CO ₂ termosférico. ALEJANDRO DE LA TORRE Y SILVIA DUHAU	155
Reinterpretación de espectros de dispersión de Thomson provenientes de la Región E de la ionosfera. S. DUHAU Y A.A. LOURO	159