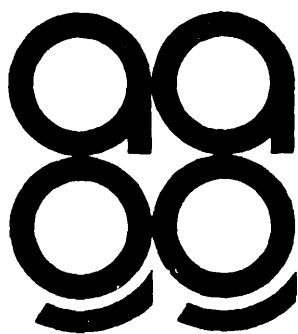


1984

G E O A C T A

VOLUMEN 12

NUMERO 1



publicado por:

ASOCIACION ARGENTINA DE GEOFISICOS Y GEODESTAS

C. C. 106 - Suc. 28

1428 - BUENOS AIRES

1984

G E O A C T A

VOLUMEN 12

NUMERO 1



publicado por:

ASOCIACION ARGENTINA DE GEOFISICOS Y GEODESTAS

C. C. 106 - Suc. 28

1428 - BUENOS AIRES

COMISION DIRECTIVA

Presidente:

Contraalm.Dr. Rodolfo Panzarini

Vicepresidente:

Cnl Ing Carlos A. Quinteros

Secretario:

Lic. Marcelo Perés

Tesorero:

Lic. Francisco Hirsch

Vocales Titulares:

Ing. Pastor J. Sierra

Dr. Erich R. Lichtenstein

Dr. José R. Manzano

Ing. Federico Mayer

Vocales Suplentes:

Agrim. Raúl Malberti

Profa. Mercedes B. de O'Neill

Ing. Luis M. Cabanillas

Ing. Antonio D'Alvia

SUBCOMISION DE PUBLICACIONES

Ing. Esteban Horvat

Ing. Oscar Parachú

Ing. Daniel A. Valencio

Dr. Otto Schneider

Ing. Rodolfo Martín

Ing. Carlos Novogrudsky

Dr. Roberto E. Giraldez

Dr. José Manzano

Ing. Roberto Quintela

Dr. José H. Hoffmann

Dr. Erich R. Lichtenstein

Ing. Fernando Vila

Ing. Simón Gershanik

Ing. Juan Castano

Editores:

Ing. Juvenal Llordén Ramírez

Agrim. Mario Ornstein

La publicación del primer número del Volumen 12 de GEOACTA, ha sido financiada con subsidios otorgados por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) y la Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires (CIC), que no se hacen responsables de su contenido.

En este primer número del Volumen 12 de GEOACTA se publican trabajos presentados en la 12a Reunión Científica realizada en Mar del Plata en octubre de 1982.

Está en preparación el segundo número del Volumen 12 que contendrá los de más trabajos recibidos correspondientes también a la 12a Reunión Científica.

ANALISIS DE LAS VARIACIONES PALEOSECULARES DEL CAMPO MAGNETICO
TERRESTRE SOBRE LA BASE DE ESTUDIOS PALEOMAGNETICOS
RADIMETRICOS EN SEDIMENTOS LACUSTRES

Ana M. Sinito
Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas
República Argentina

Daniel A. Valencio y Juan F. Vilas
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires - República Argentina

Kenneth M. Creer
Departamento de Geofísica, Universidad de Edimburgo
Reino Unido

RESUMEN

Se analizan los resultados de los estudios paleomagnéticos y radimétricos de sedimentos extraídos del fondo de lagos del sudoeste argentino (Lagos El Trébol, Moreno y Nahuel Huapi, provincia de Río Negro) con el objeto de definir las variaciones paleoseculares del campo magnético terrestre en tiempos postglaciales.

Los perfilajes de declinación e inclinación del magnetismo remanente estable de los sedimentos en función de su profundidad, muestran oscilaciones que pueden ser utilizadas tanto para su correlación entre los diferentes lagos, como para la construcción de curvas de referencia de variaciones paleoseculares para esta área de América del Sur. Estas curvas son comparadas con las obtenidas para Australia, notándose una similitud en las correspondientes a las anomalías de la inclinación, lo cual sugiere que la velocidad de la deriva hacia el Oeste de las fuentes del campo no dipolar para este parámetro, fue del mismo orden que la actual.

ABSTRACT

The results of paleomagnetic and radiometric studies of sediments obtained from the bottom of lakes of southwestern Argentina (Lakes el Trébol, Moreno and Nahuel Huapi, province of Río Negro) are analyzed. The logs of declination and inclination of stable remanent magnetization vs depth show oscillations that may be used for correlation among different lakes, and also for the construction of master curves of paleosecular variation for this area of South America. These curves are compared with those obtained for Australia, a similitude can be observed in the curves which show the anomalies of the inclination, this suggests that the westward drift rate of the sources of the non dipolar field for this parameter was of the same magnitude as to-day.

1. INTRODUCCION

El estudio paleomagnético de sedimentos holocenos tiene objetivos geomagnéticos y estratigráficos. El primero de ellos consiste en el análisis de las variaciones temporales del campo magnético terrestre (cmt) registradas por los sedimentos en un lugar. Esto puede extenderse a nivel regional y global, mejorando el conocimiento de los procesos que generan el cmt. El objetivo estratigráfico se basa sobre la utilización de los parámetros del magnetismo de las rocas en la correlación de sedimentos recientes y el conocimiento del régimen en el que se formaron.

En este trabajo se analizan los resultados de estudios paleomagnéticos y radimétricos de sedimentos lacustres, postglaciaros, del sudoeste de la Argentina con objetivos geomagnéticos, es decir con la finalidad de utilizar los resultados obtenidos para el análisis de las características del cmt durante la época de deposición de dichos sedimentos, particularmente de las variaciones lentas y progresivas de su dirección en el tiempo, es decir sus variaciones paleoseculares (VP).

Los datos utilizados son los obtenidos del estudio de los sedimentos de testigos extraídos del fondo de tres lagos localizados en los alrededores de San Carlos de Bariloche (Fig. 1). Dichos lagos son: los lagos El Trébol, Moreno y Nahuel Huapi (Brazo Campanario), 47°S, 71°O. Los resultados detallados de los estudios paleomagnéticos y sedimentológicos de los mismos, así como su aplicación a la estratigrafía, han sido expuestos en tres trabajos (Valencio y otros, 1982, Mazzoni y Sinito, 1982 y Sinito y otros, 1983) y serán utilizados en un cuarto, en preparación, en el cual se analizará su significado geológico regional.

2. ESTUDIOS PALEOMAGNETICO Y RADIMETRICO

Se extrajeron 3 ó 4 testigos de sedimentos del subsuelo de cada lago, de aproximadamente 6 m de longitud, en diferentes ubicaciones; se obtuvieron también testigos más cortos ($\approx 1,5$ m) que no fueron utilizados para esta parte del estudio, pero que resultaron útiles para lograr una mejor definición de los datos correspondientes a los estratos superiores, ya que los mismos suelen aparecer perturbados en el material recuperado en los testigos largos.

El estudio paleomagnético consistió, esencialmente, en medir la magnetización remanente natural (mrn) y la susceptibilidad mag-

nética (χ) de las muestras obtenidas a lo largo de los testigos y realizar los ensayos clásicos para aislar la magnetización remanente estable (mre) de las mismas (Valencio, 1965 y 1980).

Este estudio fue llevado a cabo en los laboratorios de paleomagnetismo de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales de la Universidad de Buenos Aires y del Departamento de Geofísica de la Universidad de Edimburgo (Reino Unido).

El estudio radiométrico consistió en la datación por C^{14} de 16 muestras de 25 cm de largo correspondientes a distintos niveles de algunos de los testigos, coincidentes con rasgos paleomagnéticos característicos y fue realizado en el NERC Radiocarbon Laboratory de las Universidades Escocesas (Reino Unido) (Tabla 1).

3. ANALISIS DE LOS RESULTADOS

3.1. En cada lago.

Se construyeron perfiles de la intensidad del mrn (J_n) y la susceptibilidad (χ) en función de la profundidad para cada testigo. La similitud de los rasgos característicos de los perfiles de estos dos parámetros para un mismo testigo indica que los rasgos presentes en ambos perfiles están asociados a la composición mineralógica, la granulometría y/o el número de partículas magnéticas de los sedimentos, y no están relacionados, por lo menos a simple vista, con variaciones de la intensidad del cmt (Valencio y otros, 1982).

La comparación de los perfiles de la J_n (Fig. 2) (Mazzoni y Sinito, 1982) y la χ para los distintos testigos de un mismo lago permitió establecer líneas de correlación litoestratigráficas, las que se vieron corroboradas por la observación macroscópica de la litología de los sedimentos. Como puede observarse estas líneas no son siempre horizontales sino que muestran una profundización de los rasgos magnéticos similares en algunos testigos (más evidente en LM4 y LM5 en el ejemplo presentado); por tal razón para cada lago se eligió un testigo patrón y se ajustaron, a partir de las profundidades de los rasgos magnéticos característicos del mismo, las escalas de profundidad de los otros testigos de dicho lago a la escala de aquél (Fig. 3), utilizando una interpolación lineal.

Se realizaron también los perfiles de la declinación (D) e inclinación (I) (Fig. 4) del mre en función de la profundidad para cada testigo, observándose que existen rasgos similares en aquellos correspondientes a un mismo lago. Esta similitud no permite,

a diferencia de lo observado en los perfiles de J_n y χ correlacionar rasgos locales individuales sino "tendencias", las que están esbozadas por las curvas punteadas en la Fig. 4. Las líneas de correlación que surgen de la comparación de perfiles de I y D son de carácter cronoestratigráfico ya que las variaciones de estos parámetros reflejan cambios direccionales del cmt a lo largo del tiempo, es decir VP. Como puede observarse las líneas de correlación a sí definidas tampoco son horizontales, sino que presentan el mismo comportamiento que las litoestratigráficas determinadas sobre la base de los perfilajes de J_n y χ . Por tal razón se llevaron los perfiles de D e I de los testigos de cada lago a las mismas escalas de profundidad patrones elegidas anteriormente para cada uno de ellos sobre la base de J_n y χ , viéndose que de esa forma las lí neas de correlación definidas para los parámetros direccionales también se horizontalizaban. Esto demuestra que para un lago las líneas de correlación surgidas de los perfiles de J_n y χ , tienen también sentido cronoestratigráfico. Hecho esto se calculó una cur va promedio de D e I para cada lago, utilizando un promedio corrido con ventanas de 12 cm y pasos de 2 cm (Fig. 5).

3.2. Entre Lagos.

El intento de realizar una correlación entre los testigos de El Trébol, Moreno y Nahuel Huapi utilizando los parámetros J_n y χ no fue exitoso, lo que descarta la posibilidad de utilizar dichos parámetros para realizar correlaciones cronoestratigráficas entre diferentes lagos. Para tal fin se recurrió a los perfiles promedio de D e I para cada lago (Fig. 5); la comparación de los mismos per mitió establecer varias posibles correlaciones, ilustradas por las líneas 1-9 en dicha figura, las que sí tienen un significado crono estratigráfico.

A partir de las líneas de correlación así definidas se llevaron los perfiles de D e I de los tres lagos a una escala de profun didad común en forma similar a lo hecho para cada lago sobre la ba se de los perfilajes de J_n y χ . En este caso se tomó el perfil del lago Moreno como patrón, sobre esta escala de profundidad común se trasladaron, luego, las dataciones C^{14} (Tabla 1) obtenidas para ca da lago, logrando una función de transferencia (edad vs profundi dad) que permitió obtener los perfiles de D e I promedio en una es cala de tiempo común para los tres lagos (Fig. 6). Cabe destacar que el valor de 3040 años para el testigo LT1 fue descartado debido a su falta de coherencia con el resto de los resultados radimé-

tricos, incluso con los obtenidos para el mismo testigo en otros niveles.

3.3. Curvas de referencia de D e I.

A partir de los perfiles patrones de D e I en función del tiempo para los tres lagos, se construyeron las curvas representativas de las variaciones de D e I para América del Sur. Para ello se hicieron en los perfiles patrones de D e I de cada lago promedios corridos con ventana de 120 años y se llevó a cabo una interpolación de forma de tener datos a intervalos de 20 años. Los datos de los tres lagos así logrados fueron luego promediados entre sí, obteniéndose las curvas mostradas en las Fig. 7 b y d.

Estas curvas han sido comparadas con las construídas a partir de los datos de D e I de una zona de Australia Fig. 7 a y c (Barton, 1978 y Barton y Mc Elhinny, 1981); se puede observar que existe una similitud en los rasgos de las curvas de ambos continentes tanto en los perfiles de I como en los de D, aunque el parecido es más notable en el primero de ellos. Aquí es de recordar que las anomalías del campo magnético no dipolar (cmnd), además de desplazarse hacia el oeste, varían en intensidad y extensión areal con el tiempo por lo que no es de esperar una similitud rigurosa entre las curvas VP de América del Sur y Australia. Además los perfiles de Australia particularmente el de D, presentan muy pocas oscilaciones, lo que ha sido objeto de comentarios diversos en reuniones científicas y en trabajos publicados sobre el tema (Barton, 1978 y Barton y Mc Elhinny, 1981).

En la Fig. 7 se han marcado con los símbolos $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \epsilon$ y $\varphi(?)$ los rasgos similares más característicos de los perfiles de I y con letras A, B y C los correspondientes a los perfiles de D. Puede observarse, en ambos casos, un corrimiento en el tiempo entre dichos rasgos siendo las edades de los mismos menores para la Argentina que para Australia.

Teniendo en cuenta las correlaciones sugeridas por el análisis de las curvas de VP de I se ha construído un gráfico de edades de rasgos característicos para la Argentina en función de las edades de los rasgos de Australia que han sido correlacionados con los mismos (Fig. 8). Se obtuvo una recta de pendiente $0,95 \pm 0,13$ y ordenada al origen -1130 ± 430 años. Los datos correspondientes a los rasgos correlacionados en los perfiles de VP de D han sido también volcados en este gráfico; los mismos son escasos para definir por sí solos un ordenamiento significativo. Considerados en conjunto

6. ANALISIS DE LAS VARIACIONES ...

los datos de D muestran una tendencia general similar a los de I, pero si se los incluye en la determinación de los parámetros de la recta definida por estos valores, aumentarían notablemente los valores de dispersión de los parámetros de la misma.

La obtención de una recta de pendiente próxima a 1 para los rasgos de I indica que la velocidad de deriva de los mismos ha sido constante en el tiempo considerado. A partir de ello y conociendo el desfase entre los rasgos correlacionables de Argentina y Australia, es decir la ordenada al origen de la recta hallada, se puede calcular la velocidad de dicha deriva durante los últimos 6000 años. Dada la deriva hacia el oeste actual del cmnd, es razonable asumir una deriva del mismo sentido para los rasgos de I en el pasado inmediato, y puesto que las edades de los rasgos correlacionados son menores en la curva correspondiente a Argentina, la separación longitudinal que debe considerarse entre Australia y Argentina es de 210° . Esto lleva a una velocidad de deriva de las anomalías de I de $0,19 + 0,07$ grados/año.

4. CONCLUSIONES

1) Se han obtenido los perfiles compuestos representativos de la variación secular de D e I del cmt para el Sudoeste argentino durante los últimos 6000 años. Los rasgos obtenidos son semejantes a los observados en Australia, especialmente los correspondientes a los perfiles de la I.

2) La velocidad de deriva al oeste obtenida para las anomalías de I ($0,19 + 0,07$ grados/año) es del orden de la velocidad de deriva del cmnd actual: $0,2$ grados/año (Bullard y otros, 1950), lo que sugiere que el aporte más importante a la variación secular registrada para I en Argentina y Australia está dado por el cmnd, el cual habría mantenido constante su velocidad de desplazamiento hacia el Oeste durante, por lo menos, los últimos 6000 años.

3) El análisis de los rasgos característicos de D no permite arribar a conclusiones similares, ya que es mucho más difícil establecer correlación entre las curvas de VP correspondientes a Australia y Argentina. Como ha sido mencionado en el ítem 3c, en otros trabajos se ha llamado la atención respecto a la ausencia de anomalías en la VP de D en Australia en el intervalo de 7000 a 4000 años antes del presente, desconociéndose si ello se debe a un comportamiento particular del cmt o a que las mismas no han sido registradas en los sedimentos estudiados.

Es de destacar que no necesariamente las VP de I y D deben presentar el mismo comportamiento. Barton y Barbetti (1982) observaron que los registros arqueomagnéticos y paleomagnéticos del Sudeste australiano no coincidían con la hipótesis de que la velocidad de desplazamiento del cmnd hacia el Oeste de unos 0,2 grados/año se haya mantenido constante, desprendiéndose que un modelo simple de deriva hacia el Oeste de todo el cmnd no es adecuado para explicar la variación secular en Australia en el pasado reciente. Los datos presentados en este trabajo sugieren que esto sería válido para las anomalías de D y no para las de I.

Por otra parte Creer y otros (1981) observaron que el desfase entre las curvas de VP correspondientes al Reino Unido y Grecia no era el mismo para la D y la I, deduciendo que las fuentes responsables del cmnd han cambiado durante el tiempo en que ellas derivaron del Reino Unido hacia Grecia.

Por otra parte en comparaciones de registros de VP de la I del cmt obtenidas a partir de estudios paleomagnéticos de sedimentos post y glaciales tardíos del hemisferio Norte se arribó a la conclusión de que la deriva hacia el Oeste del cmnd se ha mantenido en los últimos 12000 años (Creer y otros, 1981), pero a diferencia de lo observado en el hemisferio Sur en este trabajo se señaló una variación de la velocidad de la deriva con el tiempo; sus valores se estimaron entre 0,14 y 0,16 grados/año, entre los 12000 y 2500 años, unos 0,5 grados/año alrededor de los 2500 años, para decaer nuevamente a su valor histórico de aproximadamente 0,2 grados/año. Todo esto sugiere que las causas de las VP del cmt pueden variar con la latitud y el tiempo.

AGRADECIMIENTOS

Los autores desean expresar su agradecimiento a la Universidad de Buenos Aires, al Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, al British Council, a la Universidad de Edimburgo y al NERC Radiocarbon Laboratory of the Scottish Universities Research and Reactor Centre, que hicieron posible la realización del presente trabajo.

BIBLIOGRAFIA

Barton, C.E., 1978 Magnetic studies of some Australian lake sediments: Tesis doctoral de la Universidad Nacional Australiana.

- Barton, C.E. y Barbetti, M., 1982: Geomagnetic secular variation from recent lake sediments, ancient fireplaces and historical measurements in Southeastern Australia. *Earth and Planet. Sci. Lett.*, 59, 375-382.
- Barton, C.E. y Mc Elhinny, M., 1981: A 10000 year geomagnetic secular variation record from three Australian maars *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 67, 465-486.
- Bullard, E.D., Freedman, C., Gellman, H. y Nixon, J., 1950: The westward drift of the earth's magnetic field. *Phil. Trans. R. Soc. London. Ser. A.* 243, 67-92.
- Creer, K.M., Readman, P.W. y Papamarinopoulos, S., 1981: Geomagnetic secular variations in Greece through the last 6000 years obtained from lake sediment studies. *Geophys. J. R. astr. Soc.* 66, 193-219.
- Mazzoni, M.M. y Sinito, A.M., 1982: Estudio paleomagnético y sedimentológico de ambientes lacustres. Parte II - Lago Moreno, *Rev. Asoc. Geol. Arg.* XXXVII, n° 3, 348-357.
- Sinito, A.M., Alonso, M.S. y Ambrosini, G.L., 1983: Estudio paleomagnético y sedimentológico de ambientes lacustres. Parte III - Lago Nahuel Huapi, Brazo Campanario. *Rev. Asoc. Geol. Arg.* en prensa.
- Valencio, D.A., 1965: Resultados preliminares del estudio paleomagnético del basalto de la Barda Negra. *Rev. Asoc. Geol. Arg.* XX, 1, 7-28.
- Valencio, D.A., 1980: El magnetismo de las rocas. Editorial Universitaria de Buenos Aires, p. 351.
- Valencio, D.A., Creer, K.M., Sinito, A.M., Vilas, J.F.A., Mazzoni, M.M., Spalletti, L.A., Romero, E.J. y Fernández, C.A., 1982: Estudio paleomagnético, sedimentológico y palinológico de ambientes lacustres. Parte I - Lago El Trébol. *Rev. Asoc. Geol. Arg.*, XXXVII, n° 2, 183-204.

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

- Fig. 1 - Mapa de ubicación de los lugares de muestreo.
- Fig. 2 - Perfiles de intensidad del magnetismo remanente natural (J_n) correspondientes a los testigos LM2, LM3, LM4 y LM5 extraídos del lago Moreno.
- Fig. 3 - Perfiles de intensidad del magnetismo remanente natural (J_n) correspondientes a los testigos LM2, LM3, LM4 y LM5 llevados a una escala de profundidad patrón; se eligió para tal fin el testigo LM5.
- Fig. 4 - Perfiles de inclinación (I) del magnetismo remanente estable correspondientes a los testigos LM2, LM3, LM4 y LM5.
- Fig. 5 - Perfiles de inclinación (I) y declinación (D) promedio para los lagos El Trébol, Campanario y Moreno, se eligió para cada lago una escala de profundidad patrón correspondiente a uno de los testigos del mismo.
- Fig. 6 - Perfiles de I y D promedio para los tres lagos llevados a una escala de tiempo común.
- Fig. 7 - Curvas de referencia de D e I correspondientes a Australia (a y c) y la Argentina (b y d), en función de la edad.
- Fig. 8 - Edades de los rasgos característicos de las curvas de referencia de la VP de I y D de la Argentina en función de las edades para los rasgos de Australia que han sido correlacionados con aquéllos.

TABLA 1: DATACIONES C^{14} DE DISTINTOS NIVELES DE TESTIGOS EXTRAIDOS EN LOS LAGOS EL TREBOL, MORENO Y CAMPANARIO.

| Lago | Testigo | Profundidad (cm) | Edad C^{14} (años) | δ^{13} (o/oo) |
|------------|---------|------------------|----------------------|----------------------|
| El Trébol | LT1 | 115 | 3040 ± 180 | -28.4 |
| | LT1 | 170 | 1410 ± 60 | -26.8 |
| | LT1 | 450 | 5780 ± 100 | -28.4 |
| | LT2 | 70 | 650 ± 60 | -27.0 |
| | LT2 | 130 | 1320 ± 50 | -28.2 |
| | LT2 | 170 | 1840 ± 60 | -27.8 |
| | LT2 | 350 | 4210 ± 60 | -26.6 |
| Moreno | LM3 | 240 | 4730 ± 140 | -22.2 |
| | LM3 | 340 | 7540 ± 160 | -20.9 |
| | LM3 | 455 | 11710 ± 120 | -23.0 |
| | LM4 | 100 | 1660 ± 60 | -23.2 |
| | LM4 | 300 | 8600 ± 70 | -23.1 |
| | LM4 | 370 | 10820 ± 90 | -23.5 |
| Campanario | LC7 | 70 | 540 ± 50 | -23.1 |
| | LC7 | 150 | 1650 ± 50 | -23.6 |
| | LC7 | 330 | 5190 ± 70 | -23.3 |

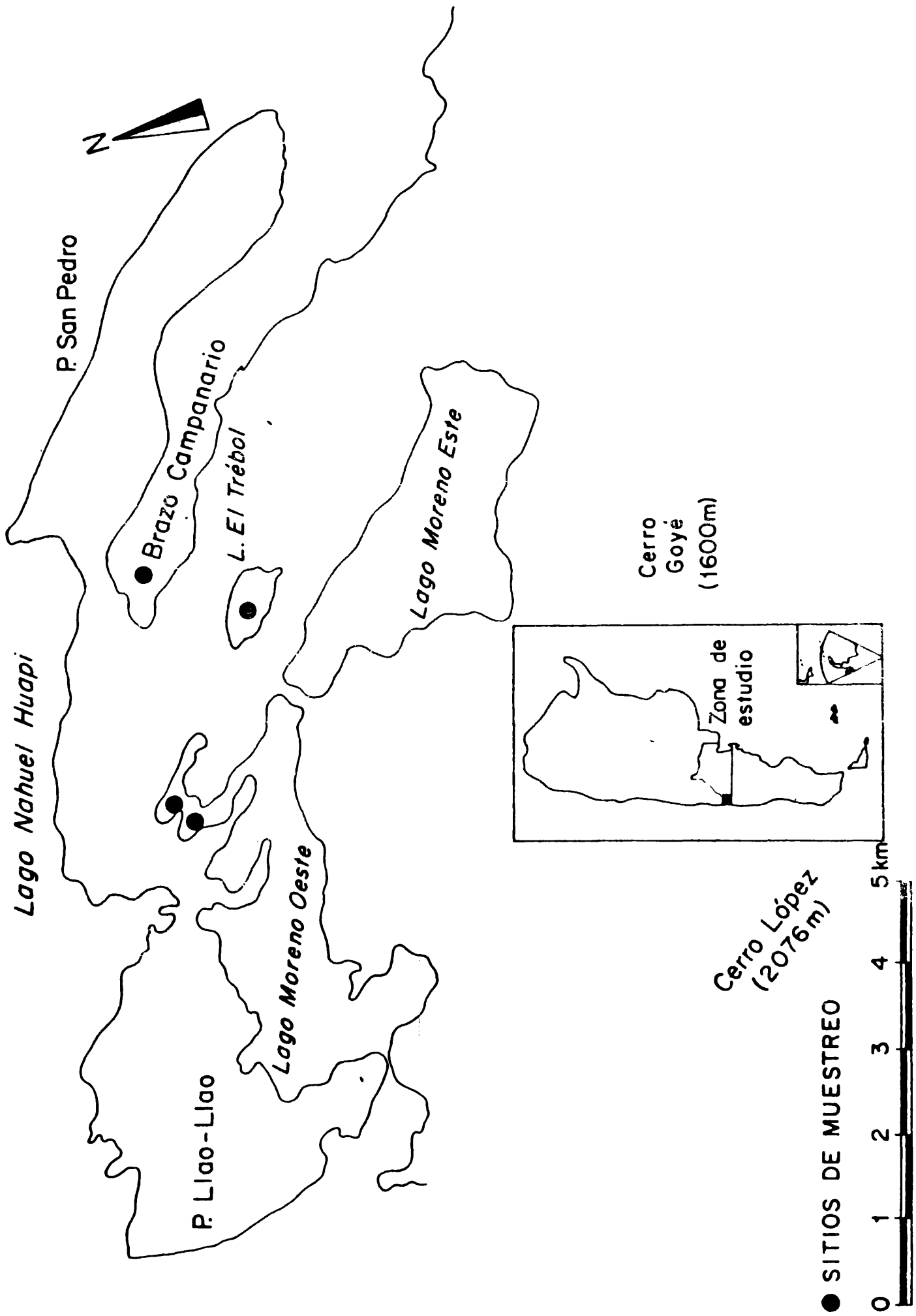


Fig. 1

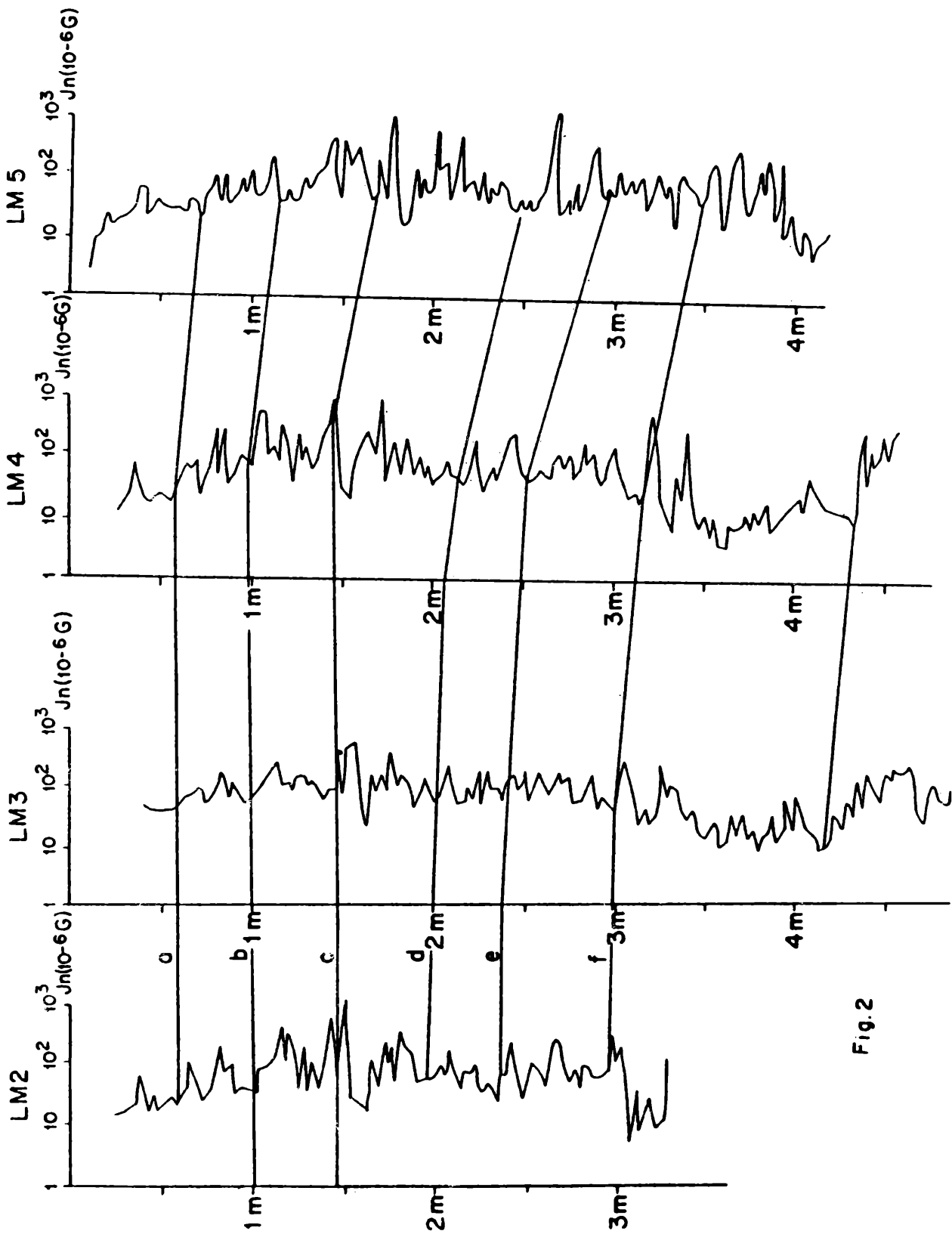


Fig.2

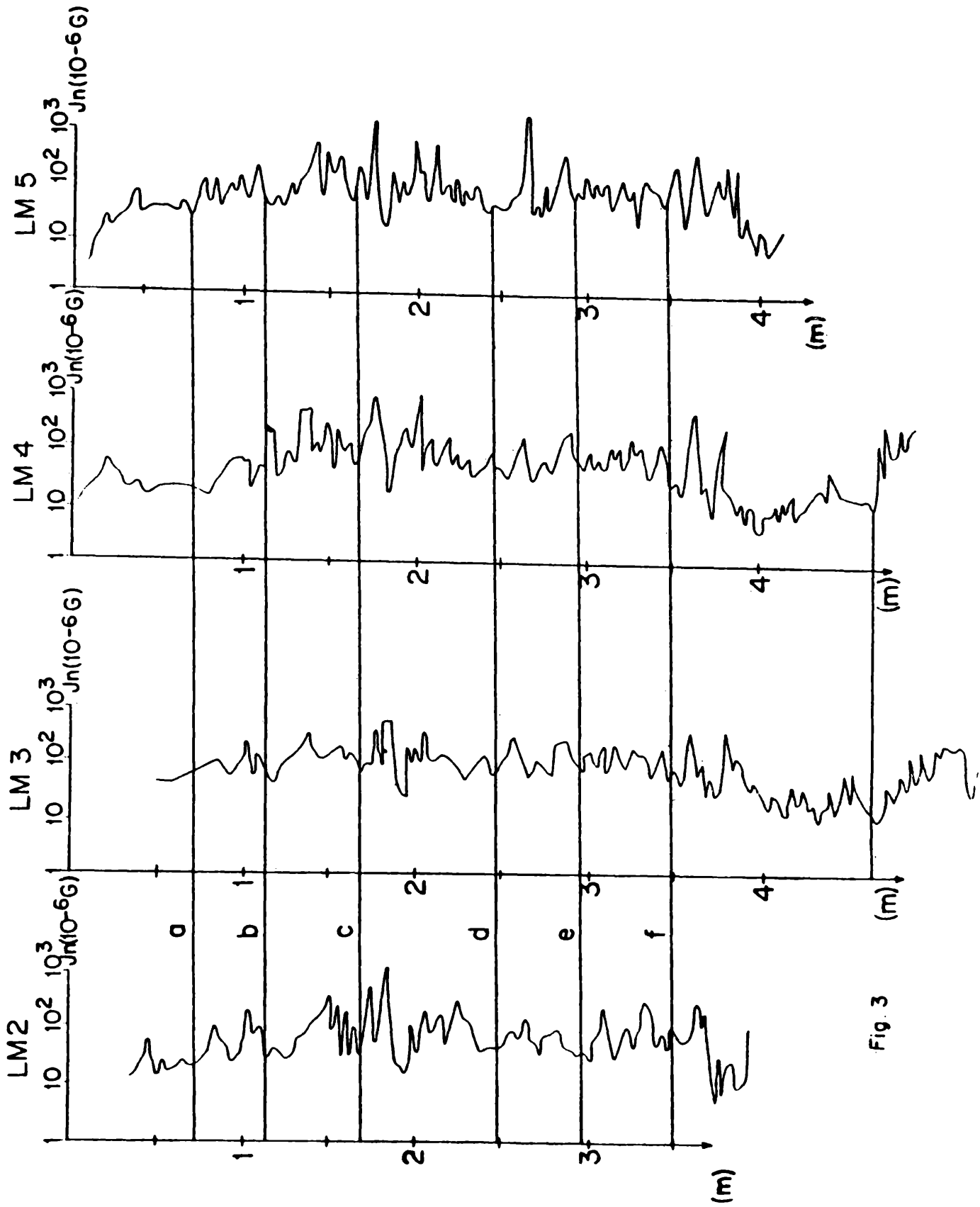


Fig. 3

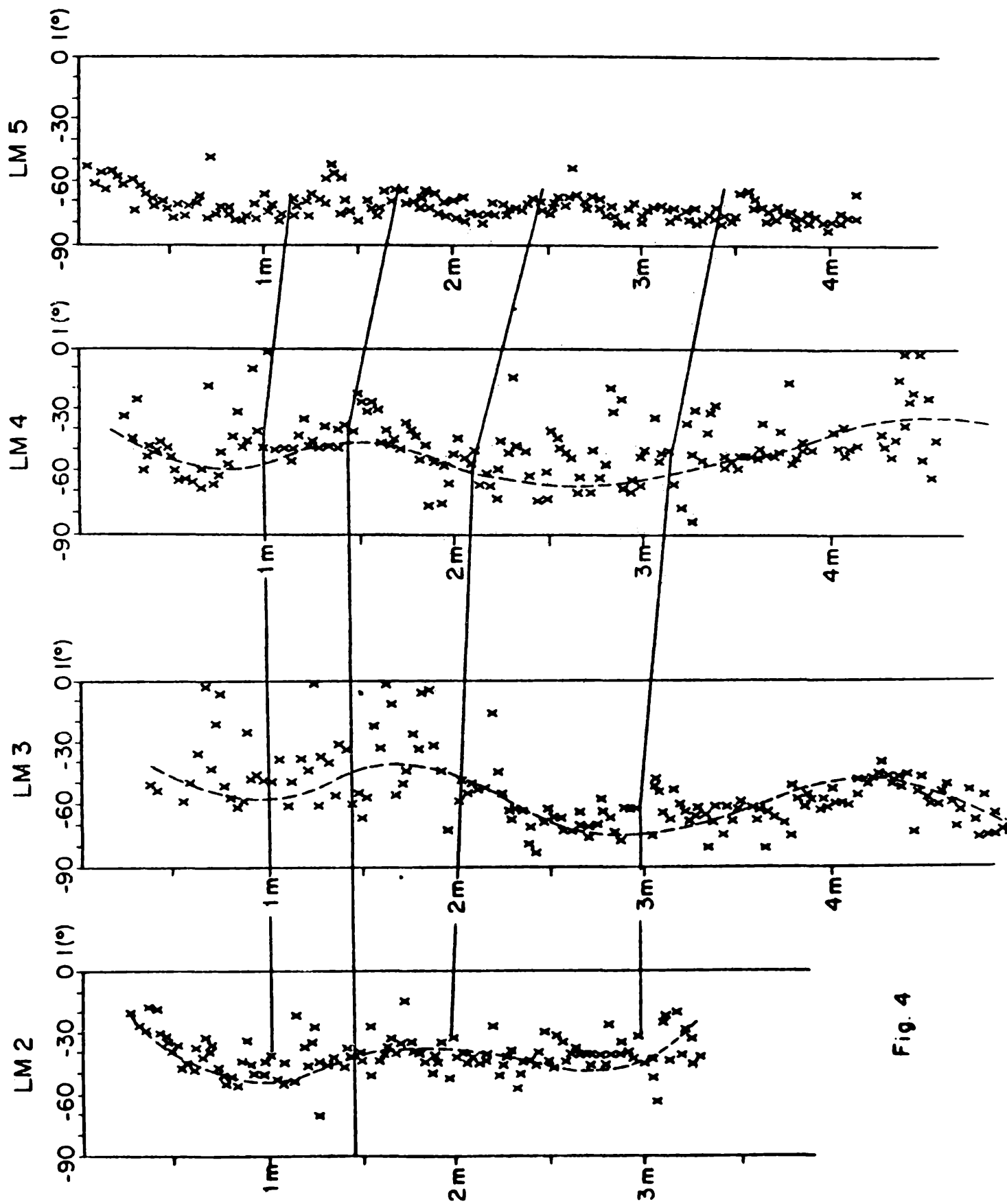


Fig. 4

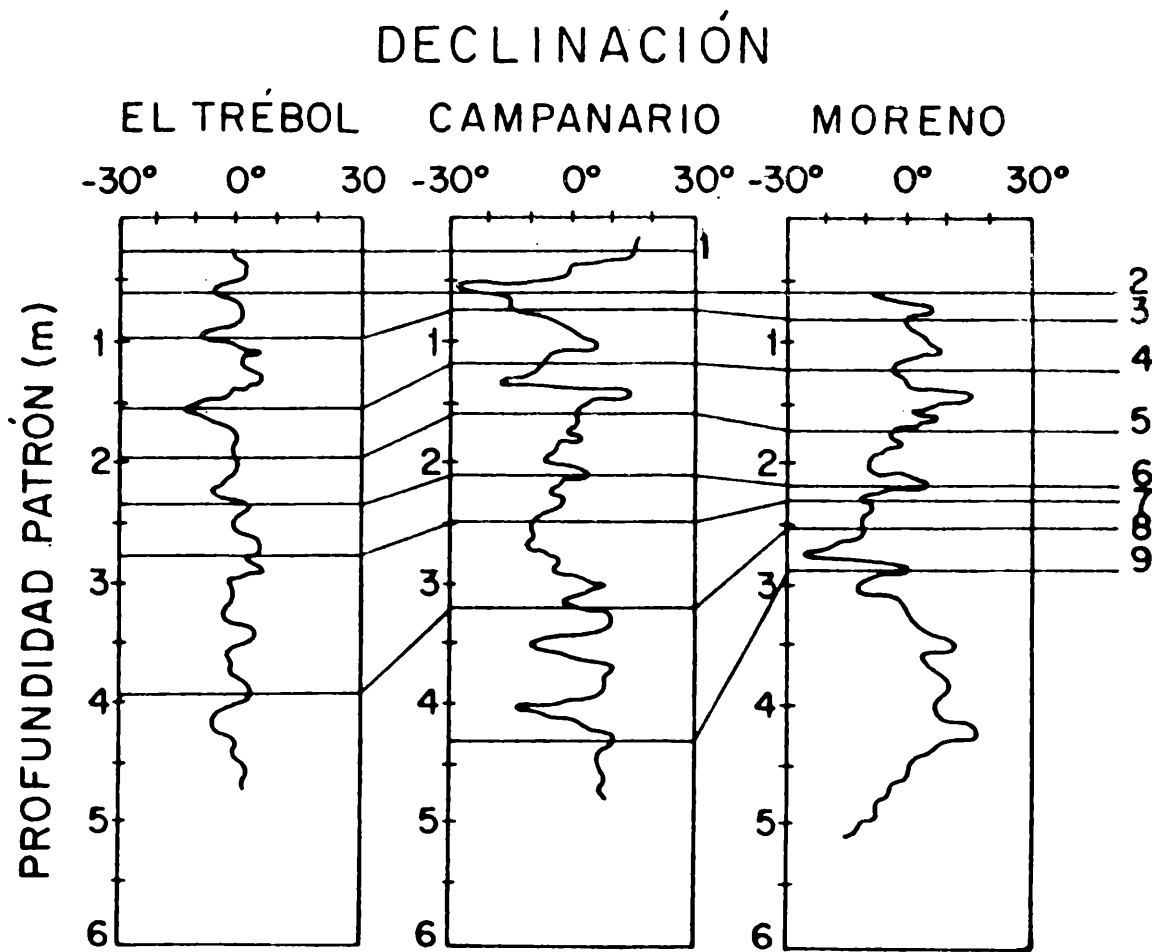
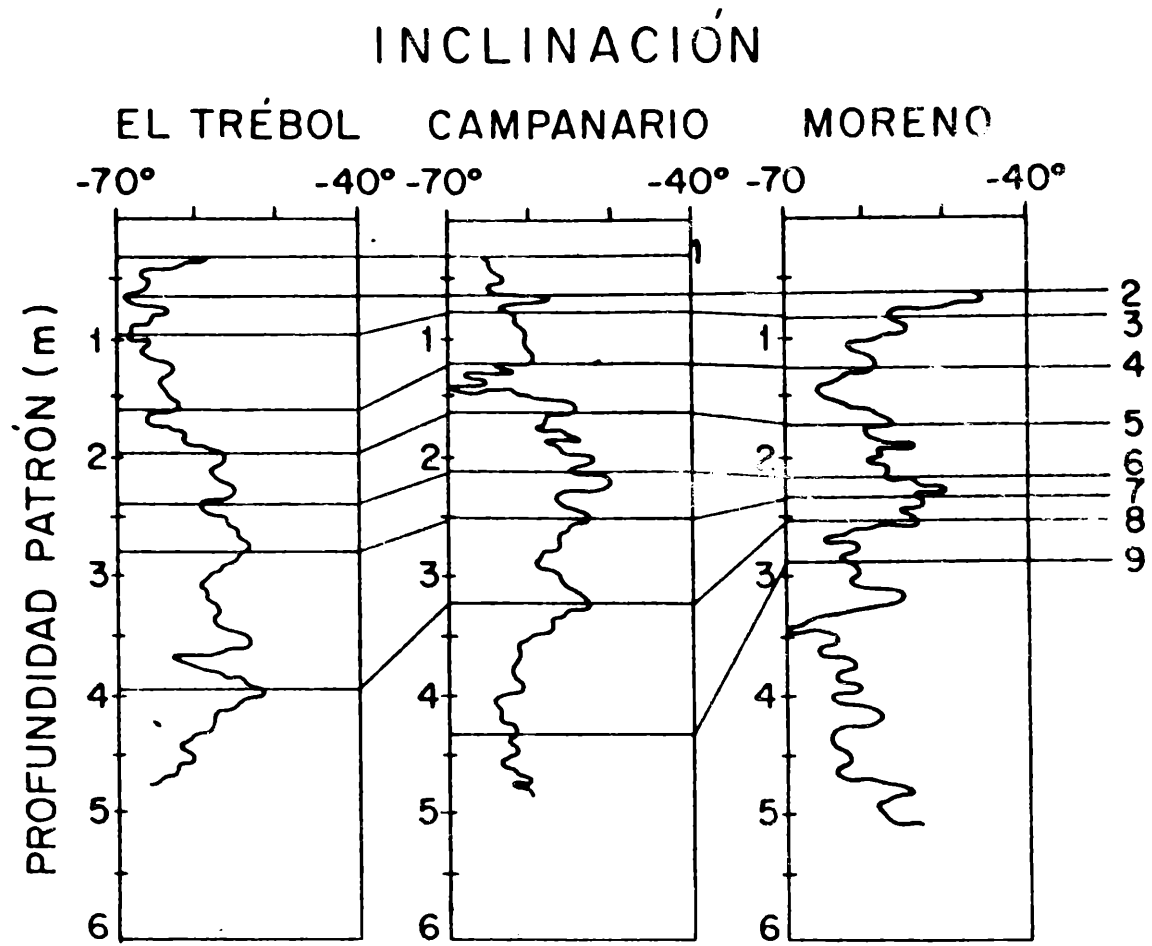


Fig. 5

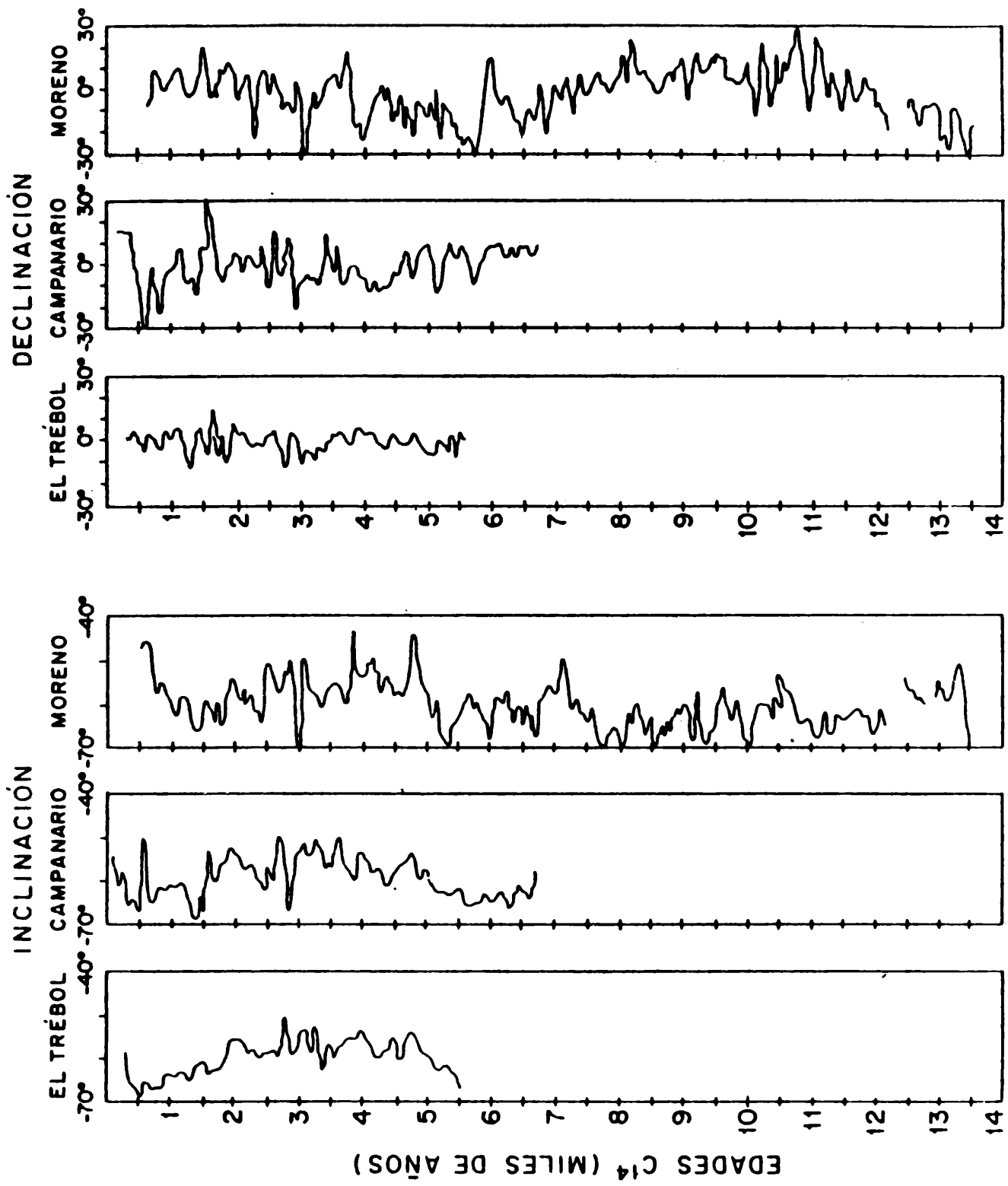


Fig. 6

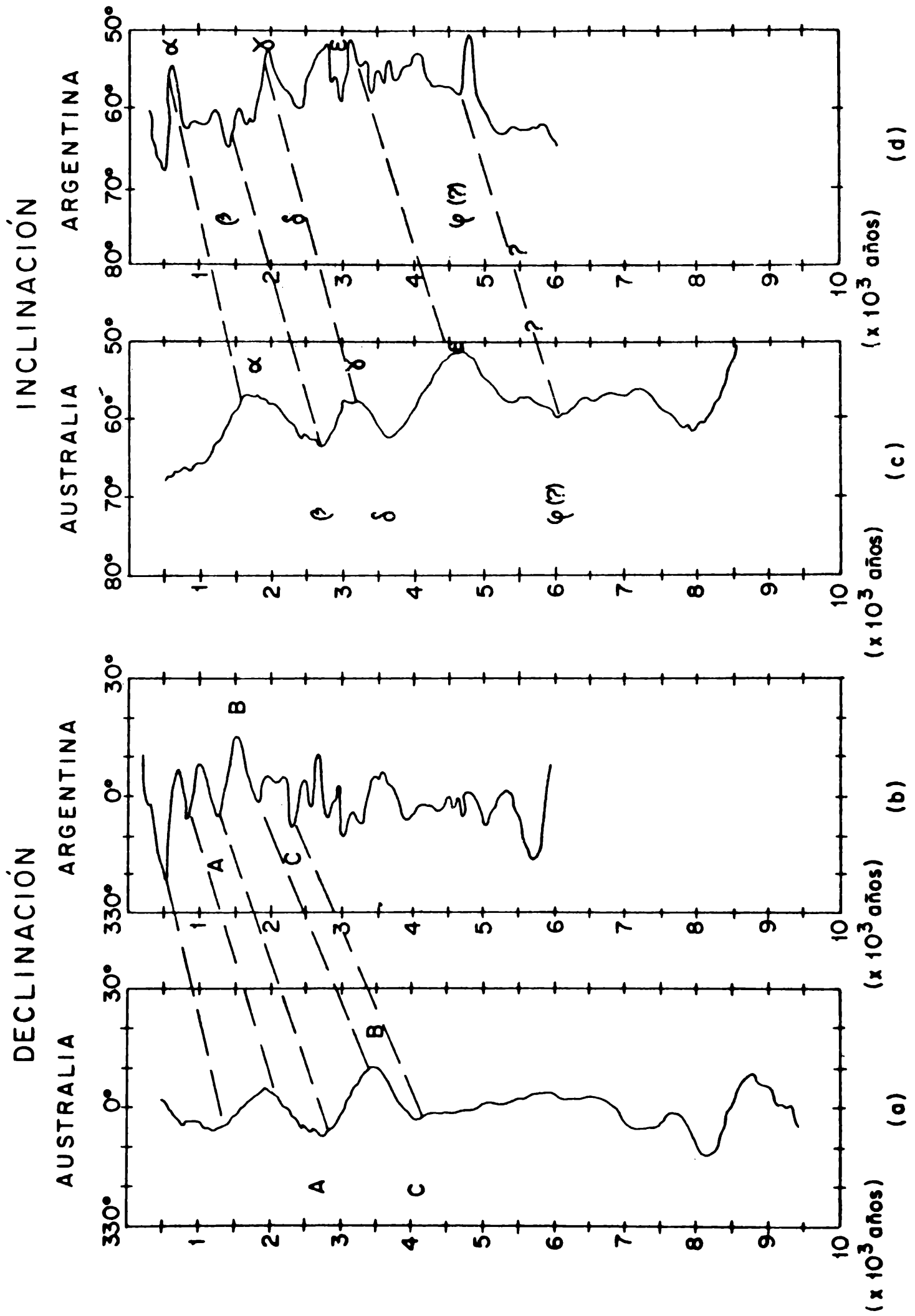


Fig. 7

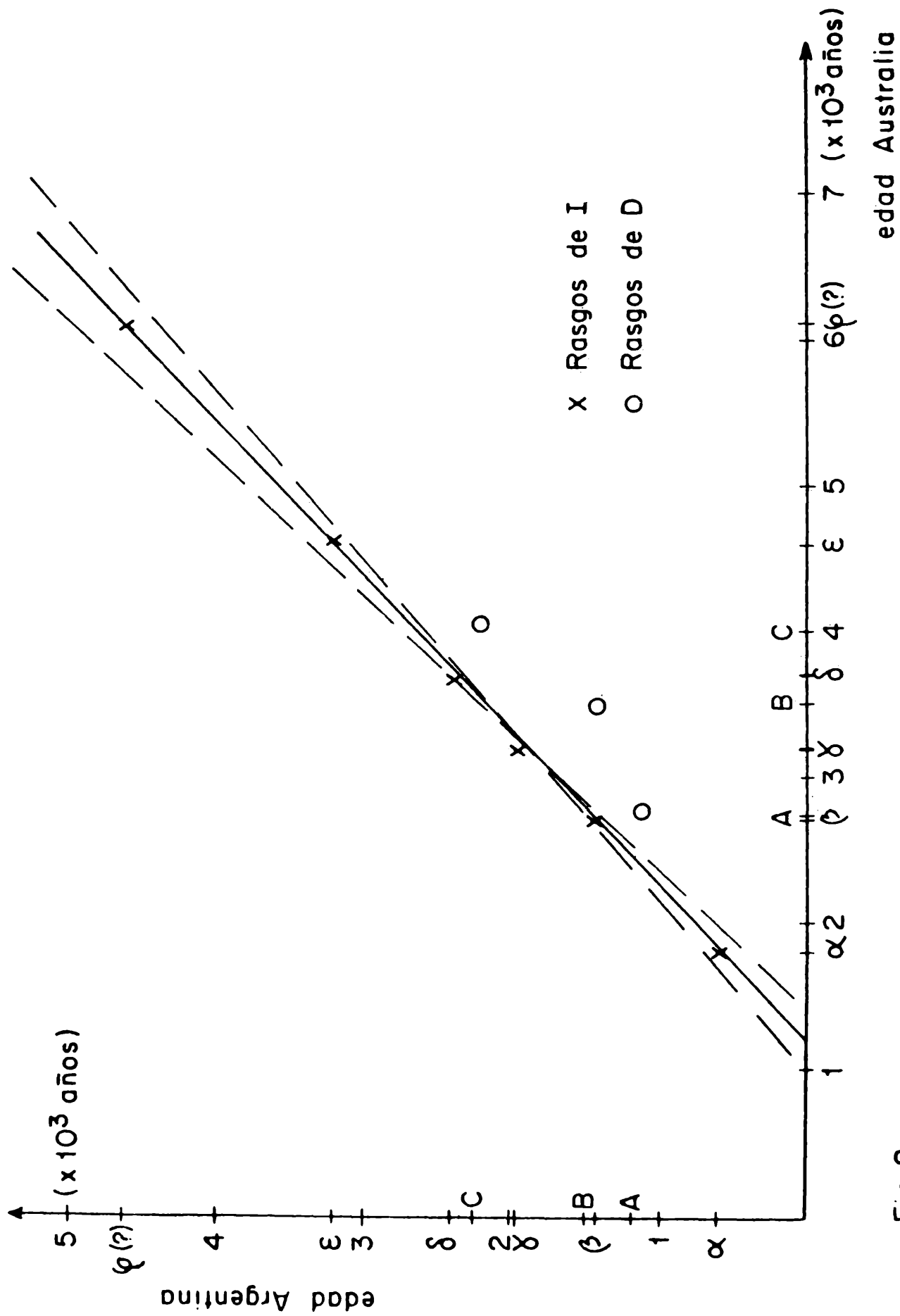


Fig. 8

**VERIFICACION DE LOS PRONOSTICOS DE TEMPERATURAS
MINIMAS Y MAXIMAS PARA EL OBSERVATORIO CENTRAL BUENOS AIRES**

Ingeborg C. Malaka, Silvia C. Simonelli, Gabriela I. Andrietti

Servicio Meteorológico Nacional-Fuerza Aérea Argentina

Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

Se compararon los pronósticos diarios con las observaciones correspondientes para el período 1974-81.

La evaluación del error medio, el error absoluto medio, el error cuadrático medio, el error cuadrático medio por persistencia y el coeficiente de correlación entre la variación pronosticada y observada, muestra que el método sinóptico-subjetivo que se emplea supera al pronóstico por persistencia y que existe la tendencia a dar una temperatura mínima demasiado baja, especialmente en otoño e invierno.

Además, la bondad de los pronósticos no ha sufrido cambio alguno del principio al final del período investigado, lo que indica que para mejorar los pronósticos debe recurrirse a otros métodos.

SUMMARY

The daily forecasts were contrasted with the corresponding observations for the period 1974-81.

The evaluation of mean error, absolute mean error, root mean-square error, root mean-square error for persistence and the correlation coefficient between forecasted and observed variations all show that the subjective synoptic forecast method used, is somewhat better than using

the persistence one, and that there is a tendency to forecast minimum temperatures too low specially in autumn and winter.

Besides the goodness of the forecasts has not shown any change since the beginning of the investigated period, so that to achieve any improvement should be developed other forecast methods.

1. INTRODUCCION

Para los pronósticos de las temperaturas mínimas y máximas se emplea en la actualidad el método sinóptico-subjetivo. El meteorólogo formula los mismos en base a la evaluación sinóptica, teniendo en cuenta los diversos parámetros meteorológicos que inciden en la ocurrencia de las temperaturas extremas, como por ejemplo: nubosidad, humedad, viento, precipitación, etc. y estima simultáneamente el factor de la persistencia. En el presente trabajo se estudia la eficiencia del método empleado, tanto en su marcha anual, como así también, a través del período usado.

2. DATOS UTILIZADOS

Los pronósticos de las temperaturas extremas se elaboran diariamente a distintas horas sinópticas principales e intermedias y con un período de validez de hasta 24 horas.

Se utilizaron las observaciones diarias de las temperaturas mínimas y máximas de la estación meteorológica Observatorio Central Buenos Aires, para el período 1974-81. Los correspondientes valores pronosticados se obtuvieron de los Boletines Informativos que se confeccionan diariamente al mediodía y a la noche, en la Central de Pronóstico.

Las temperaturas mínimas se verificaron con los pronósticos formulados a la mañana, en base al mapa sinóptico de 12:00 TMG y con los pronósticos

de la noche efectuados, ya sea, en base a los mapas sinópticos de 23:00 TMG ó 21:00 TMG. Para la verificación de las temperaturas máximas se utilizaron los pronósticos de la noche exclusivamente.

La información meteorológica fue suministrada por el Archivo Nacional de Meteorología.

3. METODOLOGIA

Considerando P el valor pronosticado y O el valor observado, el error del pronóstico está definido por $E = P - O$ y siendo N el número de casos, se calcularon los siguientes parámetros de verificación:

i) error medio:

$$\bar{E} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N E_i = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (P_i - O_i) = \bar{P} - \bar{O}$$

ii) error absoluto medio:

$$|\bar{E}| = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |E_i| = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |P - O|_i$$

iii) error cuadrático medio:

$$\epsilon = \pm \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N E_i^2}{N}}$$

iv) error cuadrático medio por persistencia:

$$V = \pm \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \delta_o^2}{N}}$$

donde $\delta_o = O_{n+1} - O_n$ diferencia entre el valor observado al día siguiente y el valor observado en el día del pronóstico.

Finalmente se calculó:

v) coeficiente de correlación entre la variación pronosticada y la variación observada:

$$R = \frac{\sum_{i=1}^N \delta p_i \delta o_i}{N \sigma_p \sigma_o}$$

donde:

$$\delta_p = P_{n+1} - O_n$$

$$\delta_o = O_{n+1} - O_n$$

σ_p y σ_o varianzas de δ_p y δ_o respectivamente.

4. RESULTADOS

La Fig. 1 muestra el histograma de los errores individuales (E_i) de todo el conjunto de datos considerados y las Figs. 1a y 1b indican los de las temperaturas máximas y mínimas pronosticadas respectivamente. En las Figs. 1 y 1b se observan que los errores individuales se distribuyen en forma cuasi normal alrededor del acierto presentando un máximo absoluto para el intervalo de 0.00 C a 1.00 C y otro secundario de -2.00 C a -1.00 C. En la Fig. 1a también se denota una distribución cuasi normal con dos máximos principales entre los intervalos 0.00 C a 1.00 C y 1.00 C a 2.00 C.

La tabla 1 muestra los promedios anuales de los errores medio (\bar{E}), absoluto medio ($|\bar{E}|$), cuadrático medio ($\bar{\xi}$) y cuadrático medio por persistencia (V), y del coeficiente de correlación entre la variación pronosticada y la variación observada (R) de ambos parámetros para el período considerado.

El error medio anual de las temperaturas mínimas indica una tendencia a pronosticarse las mismas demasiado bajas, no observándose lo mismo con las temperaturas máximas.

Los promedios anuales del error absoluto medio varían entre 1.60 C y 2.00 C mientras que los del error cuadrático medio se hallan entre

$\pm 2.20\text{ C}$ y $\pm 2.70\text{ C}$. Puede verse que en ambos casos los errores de las temperaturas mínimas a la noche son inferiores a los de la mañana. Los promedios anuales del error cuadrático medio por persistencia son para ambos parámetros de $\pm 3.40\text{ C}$, siendo superiores a los correspondientes errores cuadráticos medio.

El coeficiente de correlación entre la variación observada y la variación pronosticada es de 0.62 para las temperaturas máximas y de 0.63 y 0.73 para las temperaturas mínimas de la mañana y de la noche respectivamente.

La Fig. 2 representa la marcha anual del coeficiente de correlación entre la variación observada y pronosticada. Los mejores coeficientes de correlación se observan para las temperaturas mínimas de la noche en todos los meses del año, siendo mínimos en el mes de febrero. Los coeficientes correspondientes a las temperaturas máximas en general son inferiores presentando los mínimos valores en los meses de invierno.

La Fig. 3 representa la marcha anual del error medio. Las curvas indican que las temperaturas mínimas tienen una tendencia a darse demasiado bajas en todos los meses del año, especialmente en otoño e invierno, alcanzando el mínimo absoluto de -1.00 C en el mes de setiembre. En cambio, la curva correspondiente a la temperatura máxima indica que las mismas tienden a pronosticarse levemente bajas en primavera y verano y altas en las demás épocas del año. Estas singularidades podrían atribuirse, en parte, a una cierta inercia del pronosticador de subestimar la influencia que ejercen los procesos radiativos que se hacen más significativos en determinados meses del año.

La Fig. 4 indica la marcha anual del error absoluto medio. Se ve que

los errores de las temperaturas mínimas pronosticadas de la noche se mantienen inferiores a los de la mañana en el transcurso de todo el año, mientras que, los de las temperaturas máximas son mayores en primavera-verano y tienden a ser menores en otoño.

Las Figs. 5 y 6 representan las marchas anuales de los errores cuadrático medio y cuadrático medio por persistencia. Las curvas del error cuadrático medio por persistencia muestran una marcha anual definida y reflejan la influencia de la variabilidad interdiurna de ambos parámetros. Las curvas del error cuadrático medio acompañan a las de la persistencia y se mantienen debajo de las mismas en todos los meses del año.

En general, el error cuadrático medio por persistencia supera valores de ± 3.00 C, en todos los meses del año. Los mínimos se detectan en el mes de febrero para las temperaturas mínimas y en el mes de abril para las temperaturas máximas.

Finalmente, para evaluar si el método ha mejorado a través del tiempo, se graficaron las marchas temporales del error cuadrático medio y del coeficiente de correlación entre la variación observada y pronosticada para el conjunto de datos considerados, las cuales se muestran en las Figs. 7 y 8. En ambas figuras se observa una notable constancia a través de los años, siendo los valores promedio $\bar{\epsilon} = \pm 2.40$ C y $R = 0.64$. Dada la poca variación temporal de ambos parámetros, se infiere que el método sinóptico subjetivo que se emplea está agotado. Esto se verificó también mediante un test de significancia aplicado a ambas muestras. Los resultados obtenidos indican que existe una probabilidad del 95% de que el error cuadrático medio y el coeficiente de correlación estén comprendidos entre:

$$\pm 2.3^{\circ}\text{C} \leq \varepsilon \leq \pm 2.4^{\circ}\text{C}$$

y

$$0.62 \leq R \leq 0.66$$

De lo escrito anteriormente, se desprende que con el método sinóptico - subjetivo utilizado no puede esperarse un mejor grado de acierto en los pronósticos. Se estima que podría perfeccionarse mediante el apoyo de otras técnicas, como por ejemplo, el método sinóptico-estadístico (Malaka y Simonelli, 1982).

5. CONCLUSIONES

Los pronósticos de las temperaturas extremas superan la bondad del pronóstico por persistencia en todos los meses del año. El grado de acierto de los pronósticos de las temperaturas mínimas supera a los de las temperaturas máximas. Asimismo, las temperaturas mínimas pronosticadas de la noche son mejores que las de la mañana, dado que el período a pronosticarse es más corto. Habrá que recurrir a nuevas técnicas (datos, métodos, etc.) para disminuir el error de los pronósticos.

Agradecimientos

Se agradece al Dr. Erich Lichtenstein las sugerencias brindadas sobre el tema.

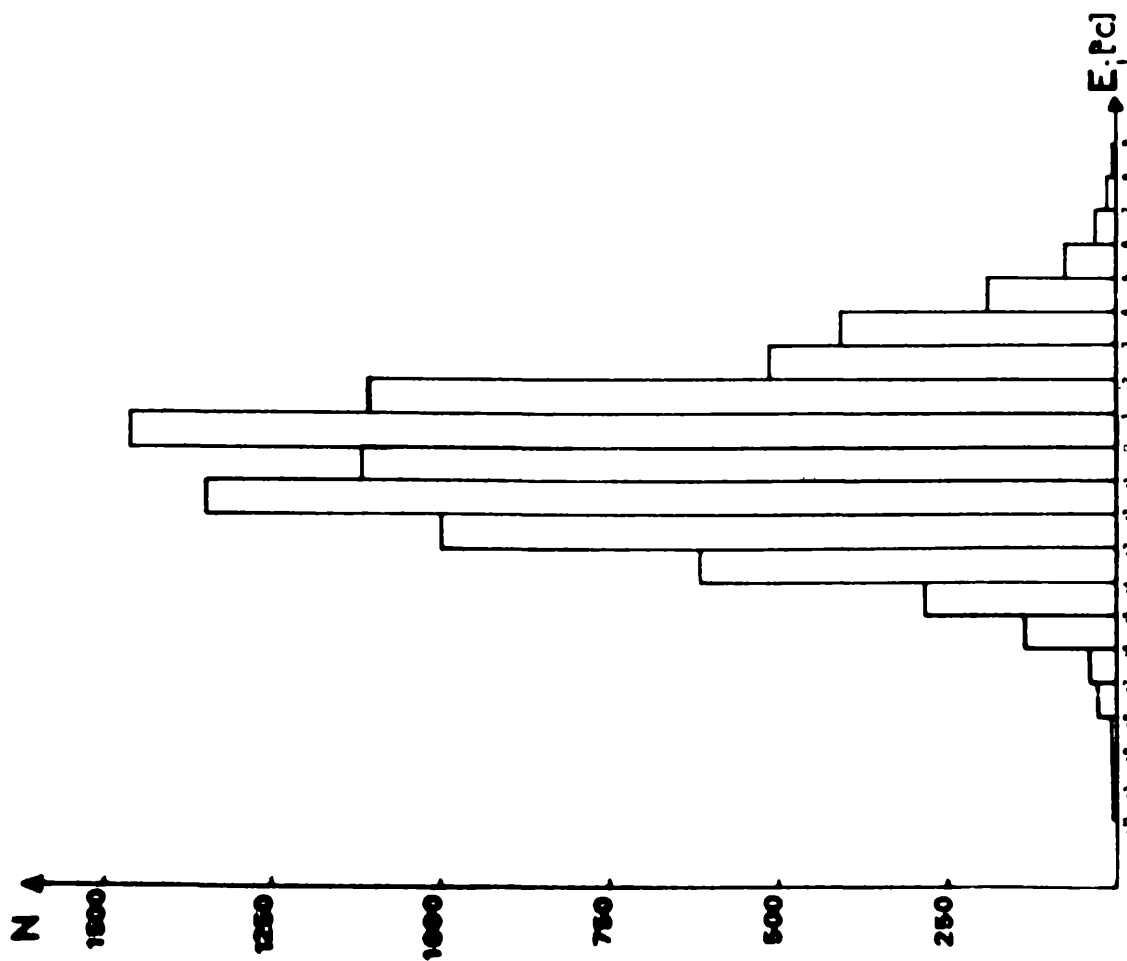
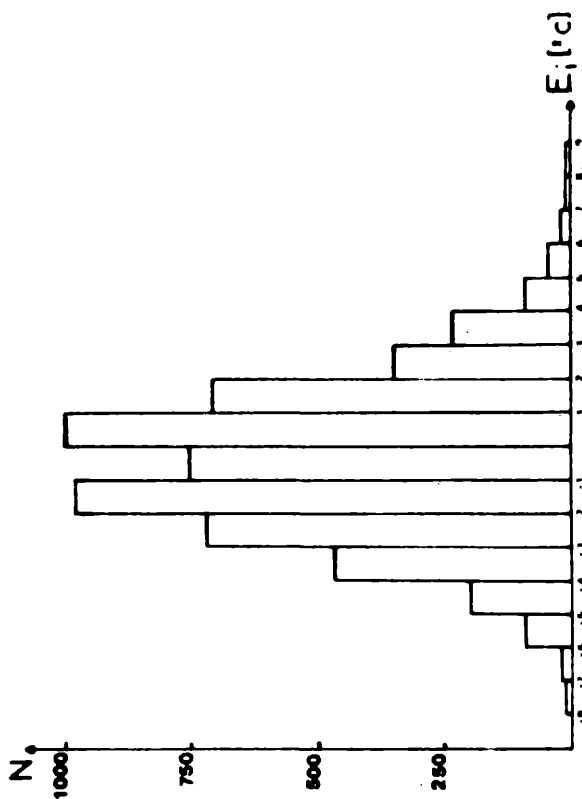
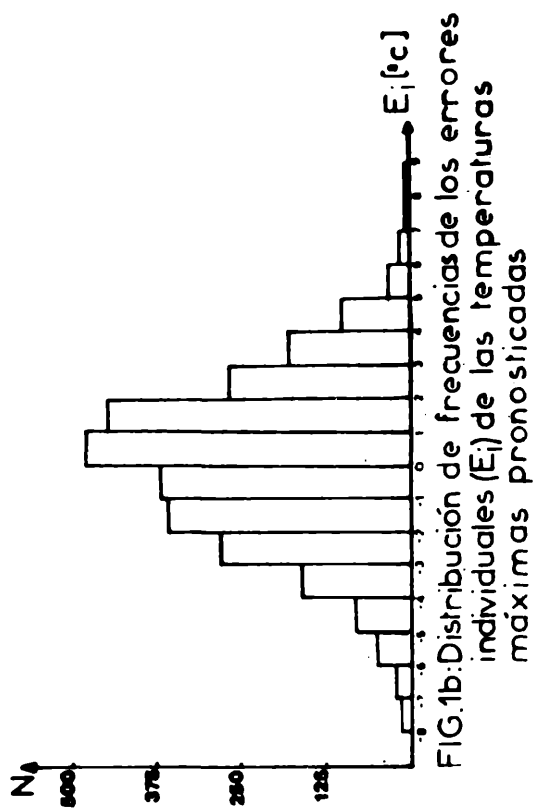
BIBLIOGRAFIA

Malaka I., Simonelli S., 1982; Pronóstico objetivo de la temperatura mínima para el Observatorio Central Buenos Aires, para el mes de julio. GEOACTAS, Vol. 11. No 2, 299-311.

Panofsky H., Brier G., 1968; Some applications of Statistics to Meteorology.

Promet, 1974; Vorhersageprüfung. Deutscher Wetterdienst. Heft 4.

Technical Note, 1972; Review of forecast verification techniques. W. M. O.



| | EM | EM | EM | EM | RM |
|--|------|-----|-----|-----|-----|
| | (E) | (E) | (E) | (E) | (R) |
| TEMPERATURA MINIMA PRONOSTICADA (mañana) | -0.6 | 1.9 | 2.6 | 3.1 | 63 |
| TEMPERATURA MINIMA PRONOSTICADA (noche) | -0.4 | 1.6 | 2.2 | | 73 |
| TEMPERATURA MAXIMA PRONOSTICADA | 0.0 | 2.0 | 2.7 | 3.4 | 62 |

TABLA 1: Promedios anuales de los errores medio (E), absoluto medio (E), cuadrático medio (E) y cuadrático medio por persistencia (V) y del coeficiente de correlación entre la variación pronosticada y observada (R) de las temperaturas mínimas y máximas pronosticadas, para el Observatorio Central Buenos Aires (período 1974-1981)

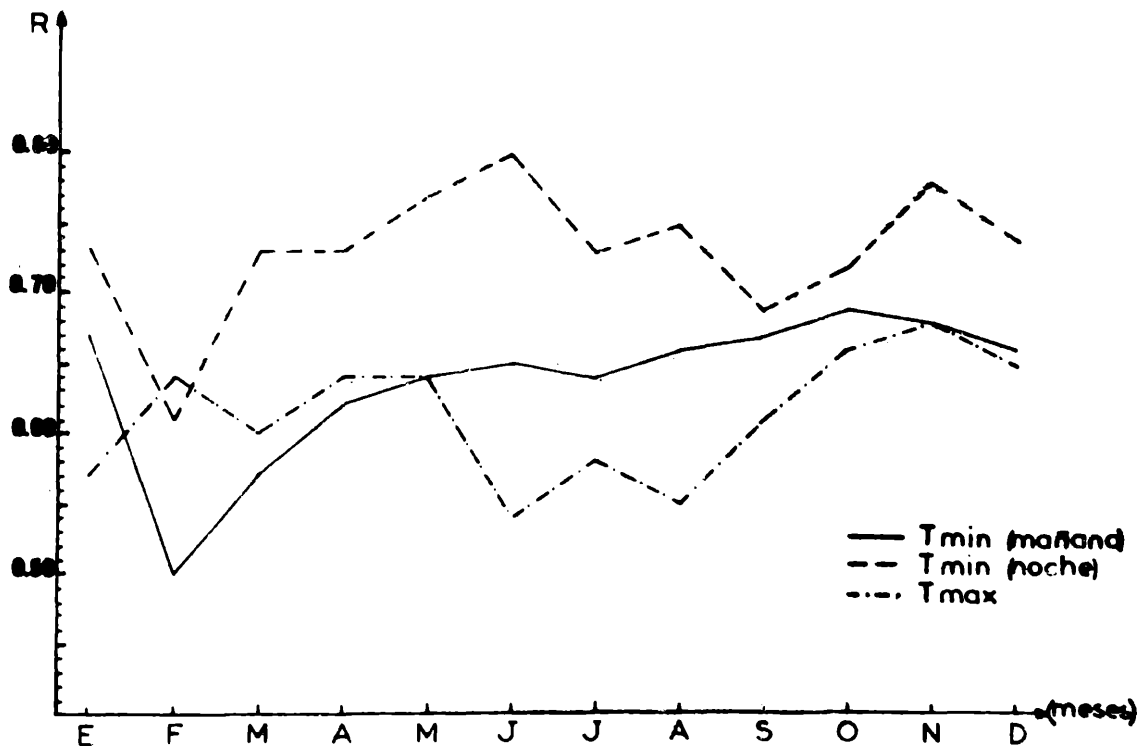


FIG. 2 - Marcha anual del coeficiente de correlación entre la variación pronosticada y la variación observada de las temperaturas mínimas y máximas

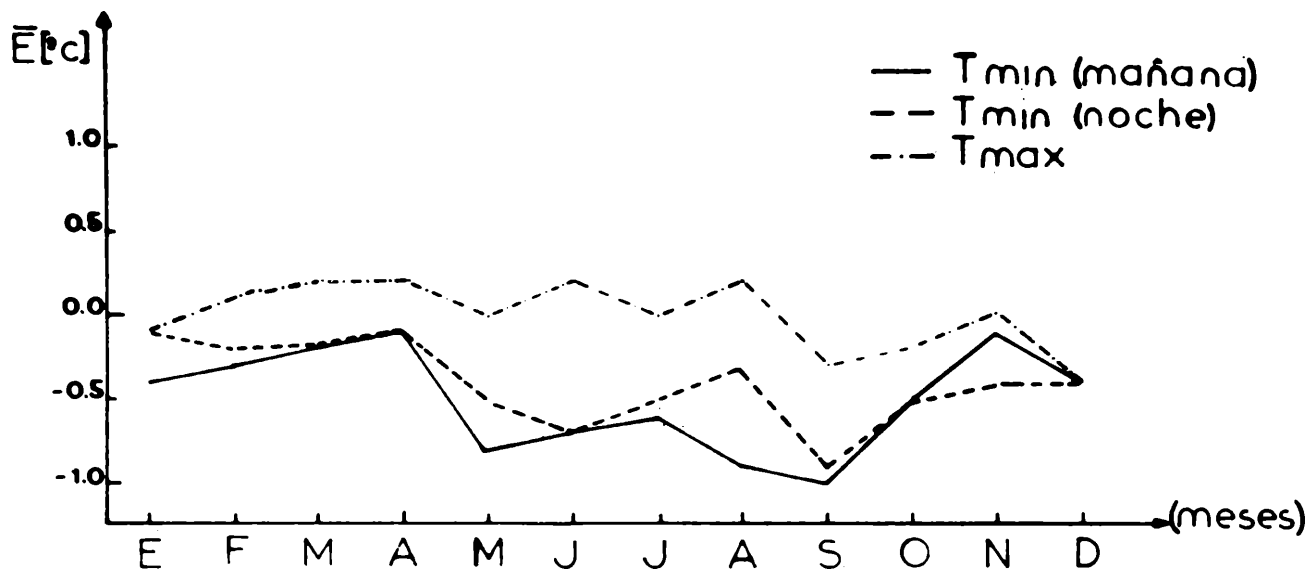


FIG.3:Marcha anual del error medio (\bar{E}) de las temperaturas mínimas y máximas pronosticadas

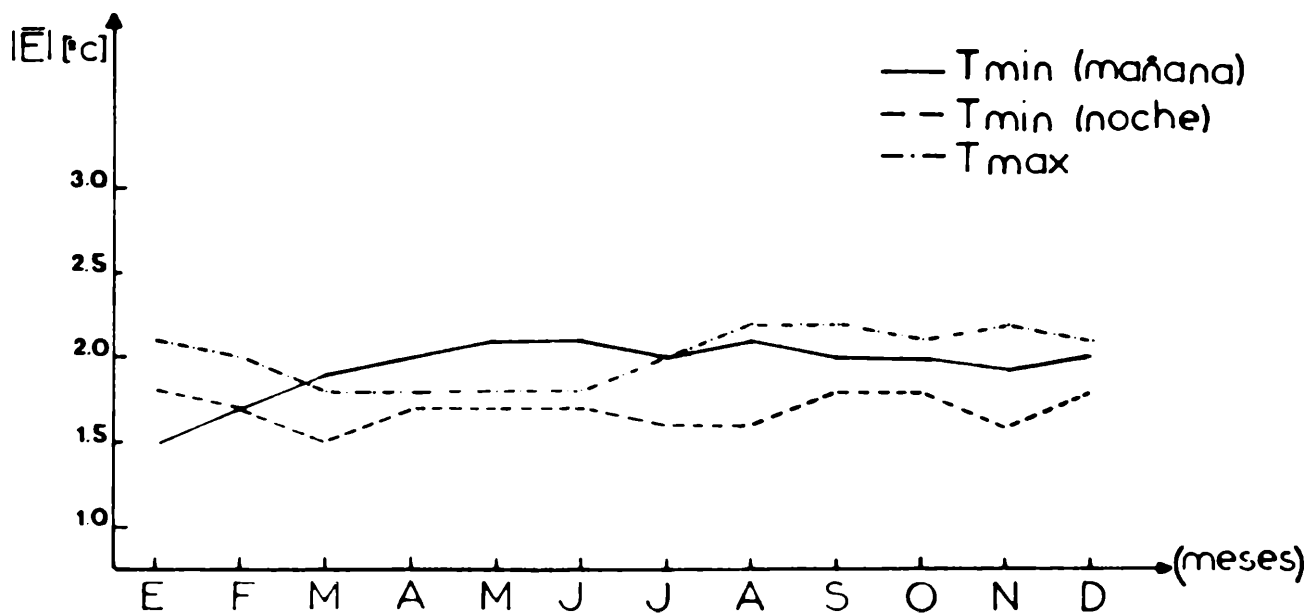


FIG.4 Marcha anual del error absoluto medio ($|\bar{E}|$) de las temperaturas mínimas y máximas pronosticadas

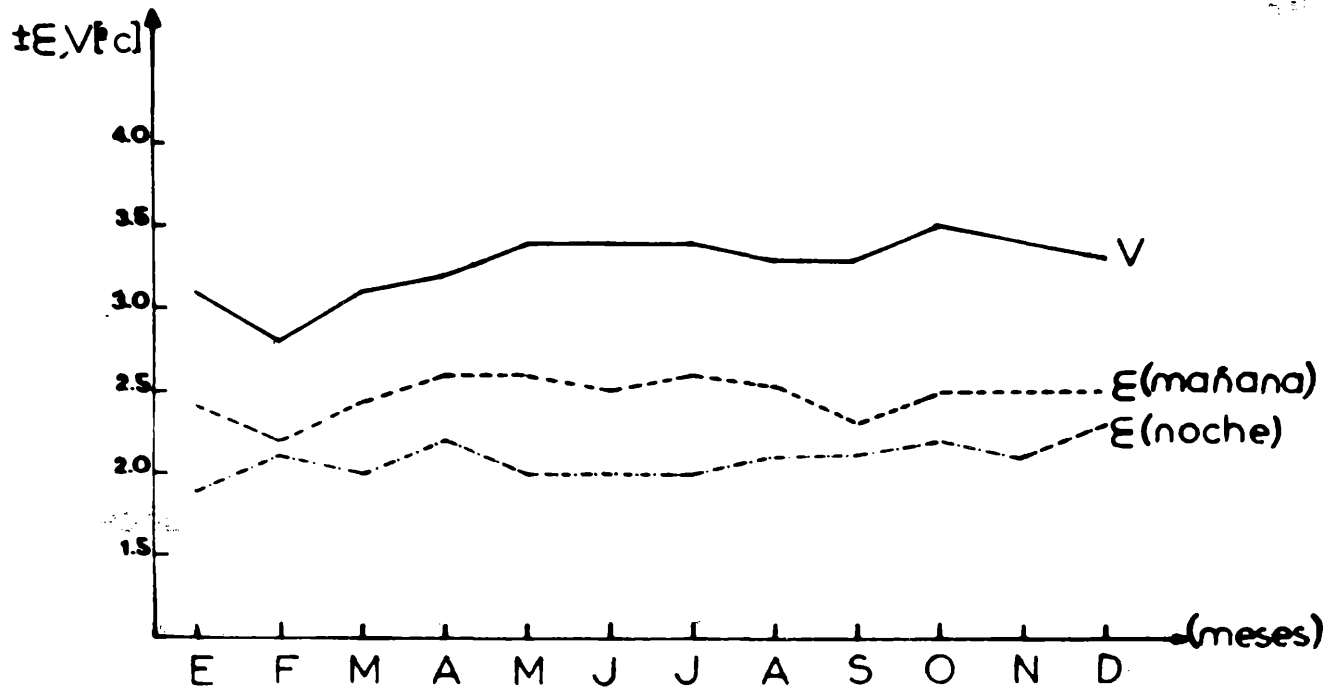


FIG. 5: Marcha anual de los errores cuadrático medio (E) y cuadrático medio por persistencia (V) de la temperatura mínima pronosticada

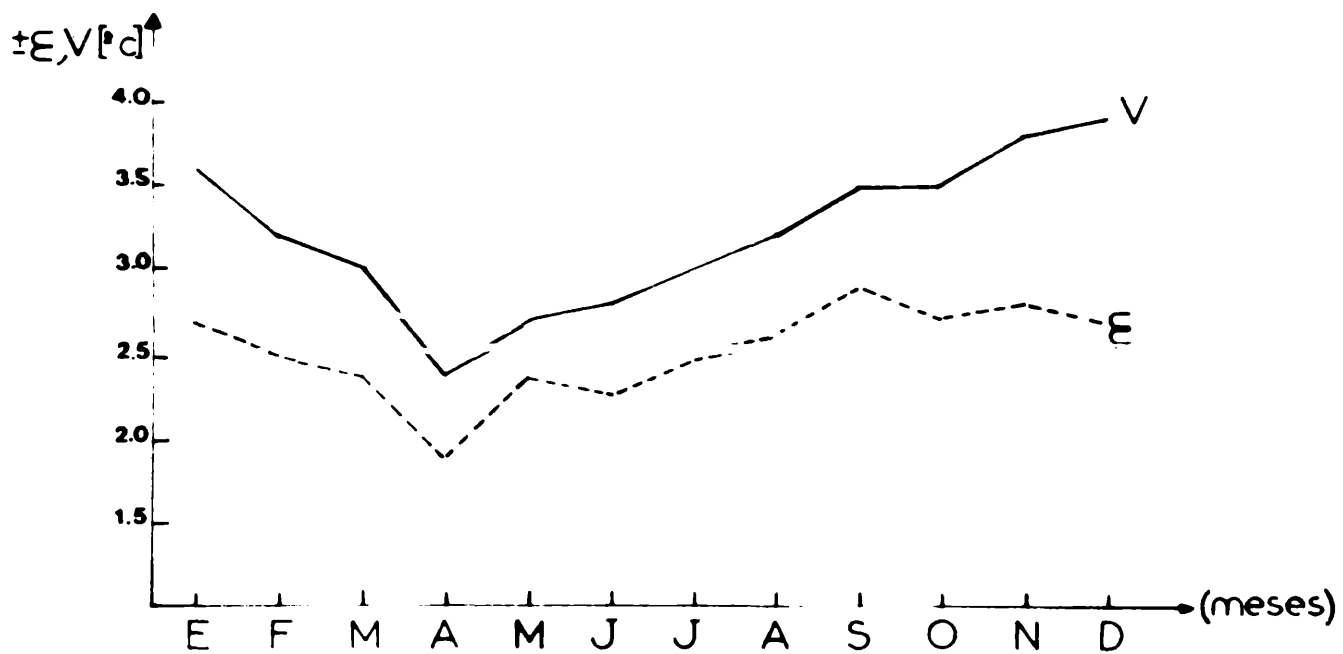


FIG. 6: Marcha anual de los errores cuadrático medio (E) y cuadrático medio por persistencia (V) de la temperatura máxima pronosticada

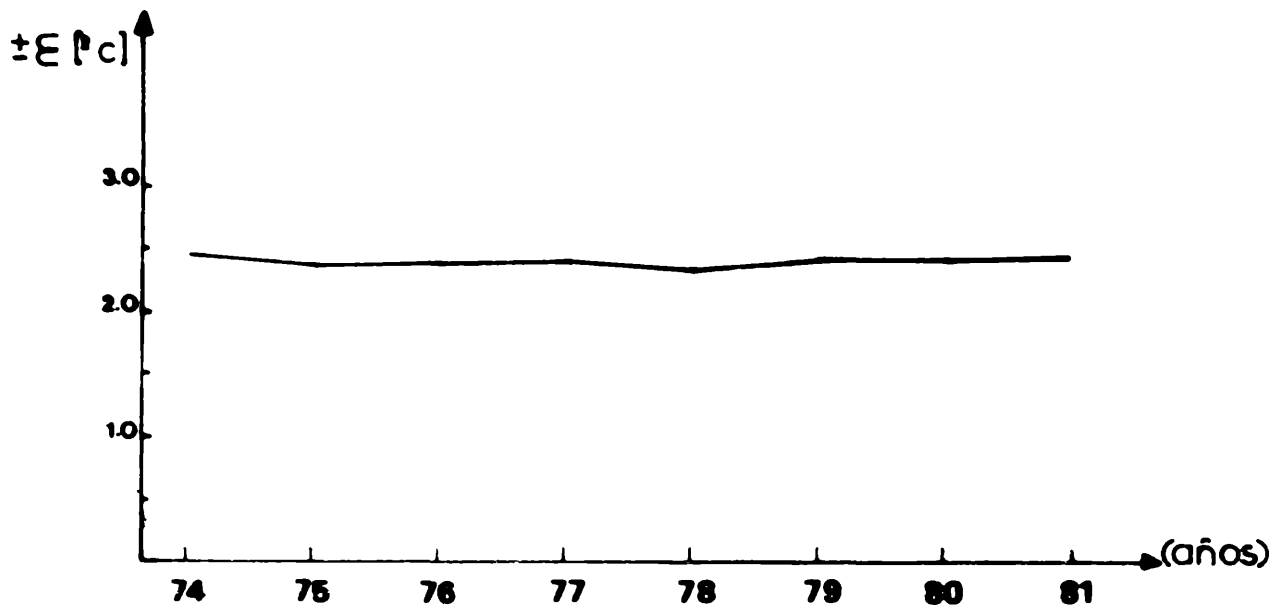


FIG. 7: Marcha temporal del error cuadrático medio de todo el conjunto de datos considerados

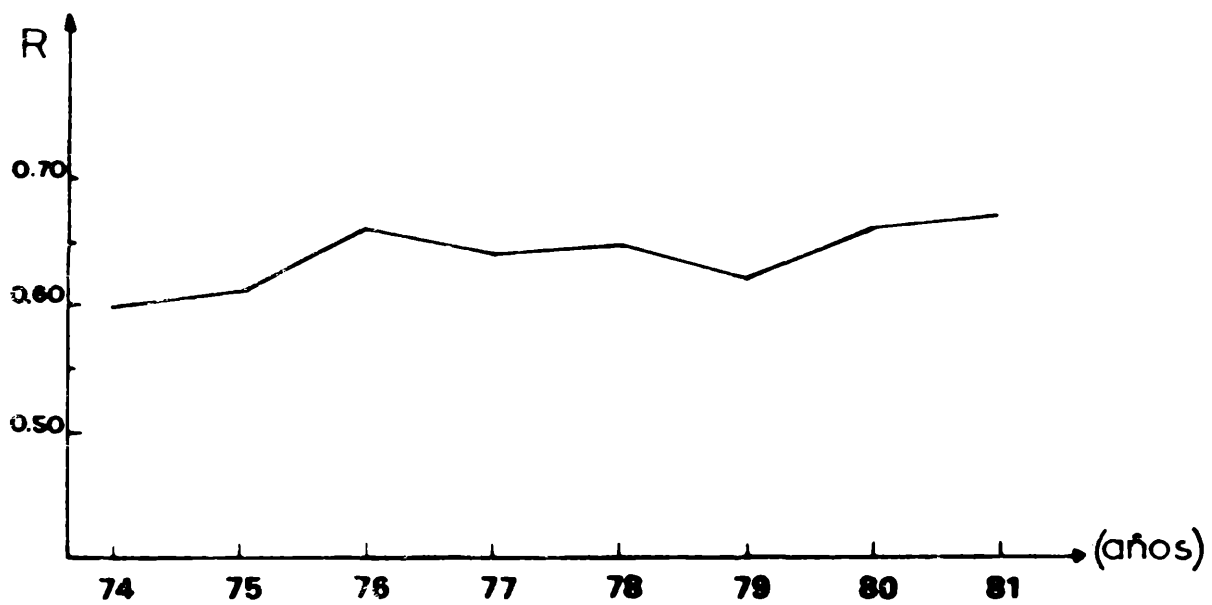


FIG. 8 : Marcha temporal del coeficiente de correlación entre la variación pronosticada y observada de todo el conjunto de datos considerados

EVOLUCION DE ONDAS GRAVITATORIAS EN LAS REGIONES
E Y F DE LA IONOSFERA

Alberto E. Giraldez
Laboratorio Ionosférico de la Armada
Servicio de Comunicaciones Navales
Vicente López - República Argentina

RESUMEN

Se analiza la propagación de Ondas Gravitatorias internas en un trayecto experimental Sur-Norte de 5700 Km., generadas por una perturbación auroral en la ionósfera media.

Los resultados del análisis espectral de la perturbación para la banda de períodos entre 30 y 200 minutos indica la existencia de una asociación directa entre los efectos observados en la región E (100 Km.) y la región F (300 Km.).

Al mismo tiempo la distribución y evolución espectral de ambas regiones (E y F) muestra una clara perturbación que se propaga de sur a norte.

El análisis teórico de los resultados obtenidos permite obtener información en cuanto a las características de propagación y efectuar estimaciones en cuanto a la influencia de los vientos neutros de base.

ABSTRACT

Gravity waves propagation in a South-North path covering 5700 Km, generated by an auroral disturbance in the mid ionosphere are analyzed.

The spectral analysis results show a direct association between effects at E and F regions in the period range 30-200 minutes.

The spectral distribution and evolution at both regions (E and F) show a clear perturbation travelling equatorward from south.

Theoretical analysis of results provides information concerning the propagation characteristics and gives estimation as to the influence of the underlying neutral winds.

INTRODUCCION

El análisis espectral de secuencias temporales de datos ionosféricos está siendo aplicado exitosamente a diferentes técnicas de diagnóstico ionosférico.

En el presente caso, análisis espectral de Fourier es aplicado a series secuenciales de variación de la frecuencia crítica ordinaria de la capa F ($\Delta f_0 F_2$) y a secuencias simultáneas de variación de la frecuencia de apantallamiento de capas E-Esporádicas ($\Delta f_b E_s$), respecto de los valores medios de predicción, para la misma perturbación y en diferentes ubicaciones geográficas.

Esta técnica fue utilizada para una posición geográfica fija y diferentes alturas; Hearn y Yeh (1977, 1978) y Yeh et al (1979) para diferentes alturas en la región F; Manson y Meek (1980) a alturas de regiones D y F; y Drobojev et al (1979) en las regiones E y F en valores medios sobre largos períodos de tiempo.

Todos los autores mencionados utilizaron en sus estudios técnicas de mediciones diferentes, radar por retrodispersión los dos primeros, drift y sondajes oblicuos los dos últimos, respectivamente.

La aplicación del análisis de diferentes ubicaciones geográficas para una misma altura (Giraldez 1980a) para la región E, indica que un cierto evento productor de ondas internas en la ionósfera se desarrolla aproximadamente como se preve teóricamente en función del tiempo y al alejarse de la fuente de producción.

El uso de secuencias de datos de $f_b E_s$ como trazadores de ondas acústico-gravitatorias en la región E se basa en el mecanismo de producción de capas E-Esporádicas en latitudes medias (Radio Science 1975; Miller y Smith, 1978; Smith y Miller, 1980) y la respuesta esperada de ese tipo de capas frente a una perturbación del sistema de vientos, Chiu y Ching (1978).

Debido a que las ondas gravitatorias internas producen perturbaciones al sistema de vientos (Hines, 1960; Midgley y Liehmon, 1966; Francis, 1975; Yeh y Liu, 1974; Richmond, 1978; Volland, 1969; Tuan y Tadic, 1982), el análisis espectral de las perturbaciones de frecuencia crítica (densidad iónica) de capas E-Esporádicas respecto de las previsiones de valores medios (Giraldez, 1980b) provee información de la composición espectral de la perturbación. El uso de perturbaciones de $f_0 F_2$ respecto a los valores medios esperados como series temporales de datos para analizar las características de las ondas gravitatorias ha sido analizado por muchos autores, algunos de ellos mencionados anteriormente. En la sección correspondiente al análisis teórico se dará un breve esquema de los mecanismos mencionados en relación con la validez de los datos obtenidos y sus limitaciones.

RESULTADOS EXPERIMENTALES

Se efectuó el análisis de ionogramas de una cadena de seis estaciones ionosféricas, prácticamente alineadas en longitud, siguiendo el procedimiento mencionado anteriormente de procesar las diferencias de las mediciones respecto de sus valores esperados en condiciones calmas.

TABLA I

| <u>ESTACION</u> | <u>LATITUD GEOGRAFICA</u> (grados sur) | <u>LONGITUD GEOGRAFICA</u> (grados este) |
|-----------------------|---|---|
| Tucumán | 26.9 | 294.6 |
| Buenos Aires | 34.55 | 301.3 |
| Trelew | 43.2 | 294.7 |
| Port Stanley | 51.7 | 302.2 |
| Ushuaia | 54.8 | 291.7 |
| Base General Belgrano | 77.99 | 321.4 |

El conjunto de estaciones analizadas figura en la Tabla I. El día elegido es el 15 de diciembre de 1965, por ser un día calmo. Los datos de parámetros geofísicos de importancia para esta calificación de día calmo son: $K_p = 0-01$; $\Delta 2.800GH_z = 76.8$; Nro. de Wolf (R_z) = 14. No fue informada ninguna tormenta geomagnética en este día ni en los anteriores. Esta información es necesaria pues establece fehacientemente que la perturbación analizada fue generada localmente en la región del óvalo auroral antártico y la perturbación corresponde a un evento aislado y de reducidas dimensiones físicas, ya que no genera perturbaciones geofísicas de orden planetario.

La perturbación en alta latitud se observa en el gráfico f de la Base General Belgrano para este día como se muestra en la figura 1, donde se puede observar una muy intensa perturbación en la región E.

La observación de los gráficos-f, en las restantes ubicaciones de la Tabla I muestran una propagación de las perturbaciones de f_oF_2 y f_bE_s hacia el ecuador.

La determinación de la amplitud de la perturbación en la región F se efectuó utilizando la diferencia entre los valores medios mensuales obtenidos por el método de predicción del CCIR y las observaciones, mientras que para la capa Es, la diferencia utilizada es entre los valores obtenidos del método de predicción, Giraldez, (1980b) y las observaciones.

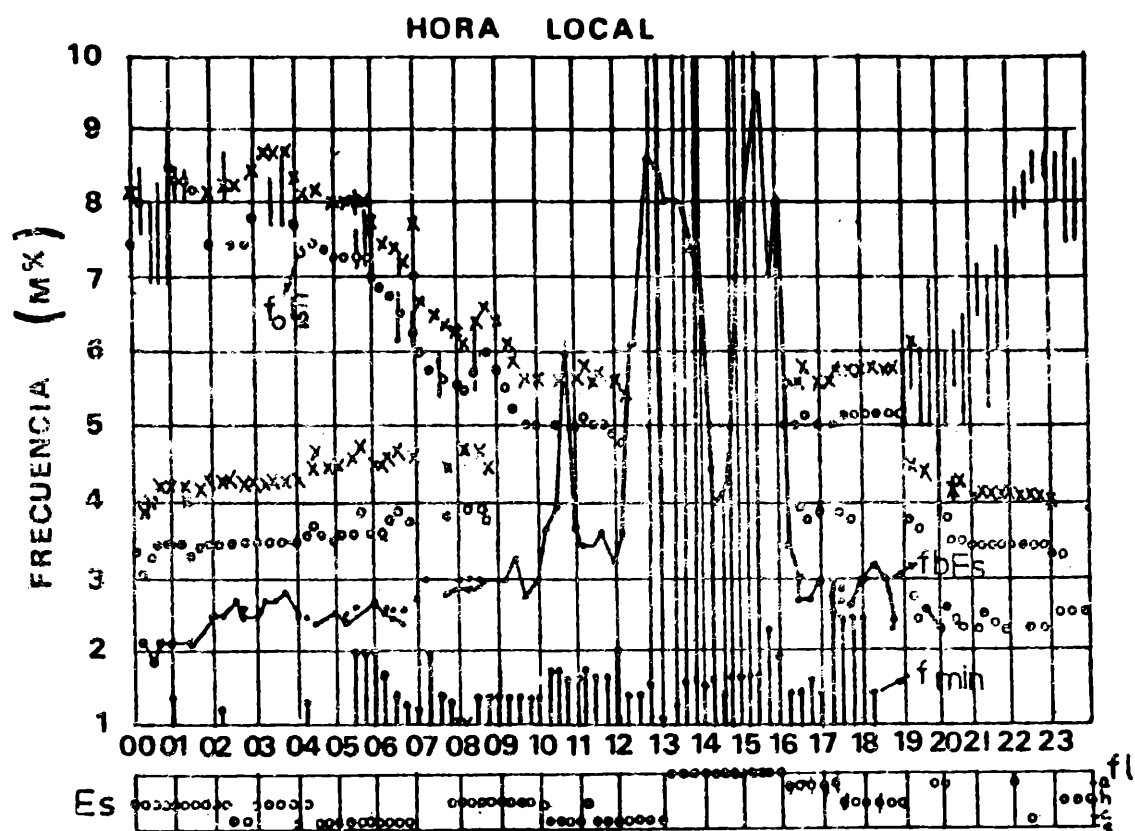


Figura 1: Gráfico f para la estación Base Gral. Belgrano del 15 de diciembre de 1965. Las características de interés (F_0 , F_2 y F_b , E_s) medidas, se muestran cada 15 minutos en función de hora local.

La determinación de la hora de comienzo de la perturbación en las distintas estaciones indica que la velocidad de propagación es aproximadamente de 300 m/seg. sur-norte en ambas regiones (E y F).

Para el análisis espectral de Fourier de las perturbaciones se utilizaron datos secuenciales a razón de un dato cada 15 minutos en cada ubicación geográfica para períodos de observación de más de cinco horas; se utilizó además una ventana de Hanning como filtro de las componentes de alta frecuencia, ajustada al número de datos utilizados.

De los espectros resultantes, se efectuó el estudio de líneas espectrales con períodos entre 30 y 200 minutos tanto en la región E como en la F para todas las estaciones excepto la Base General Belgrano, ya que en ésta estación los datos de región F están completamente enmascarados por los de la región E, como se observa en la figura 1.

Las líneas espectrales obtenidas se analizan a partir de suponer que las mismas corresponden a la superposición de ondas ionosféricas viajeras en cada región además de ser oscilaciones asociadas en las diferentes alturas. Algunos espectros obtenidos se muestran en la Figura 2.

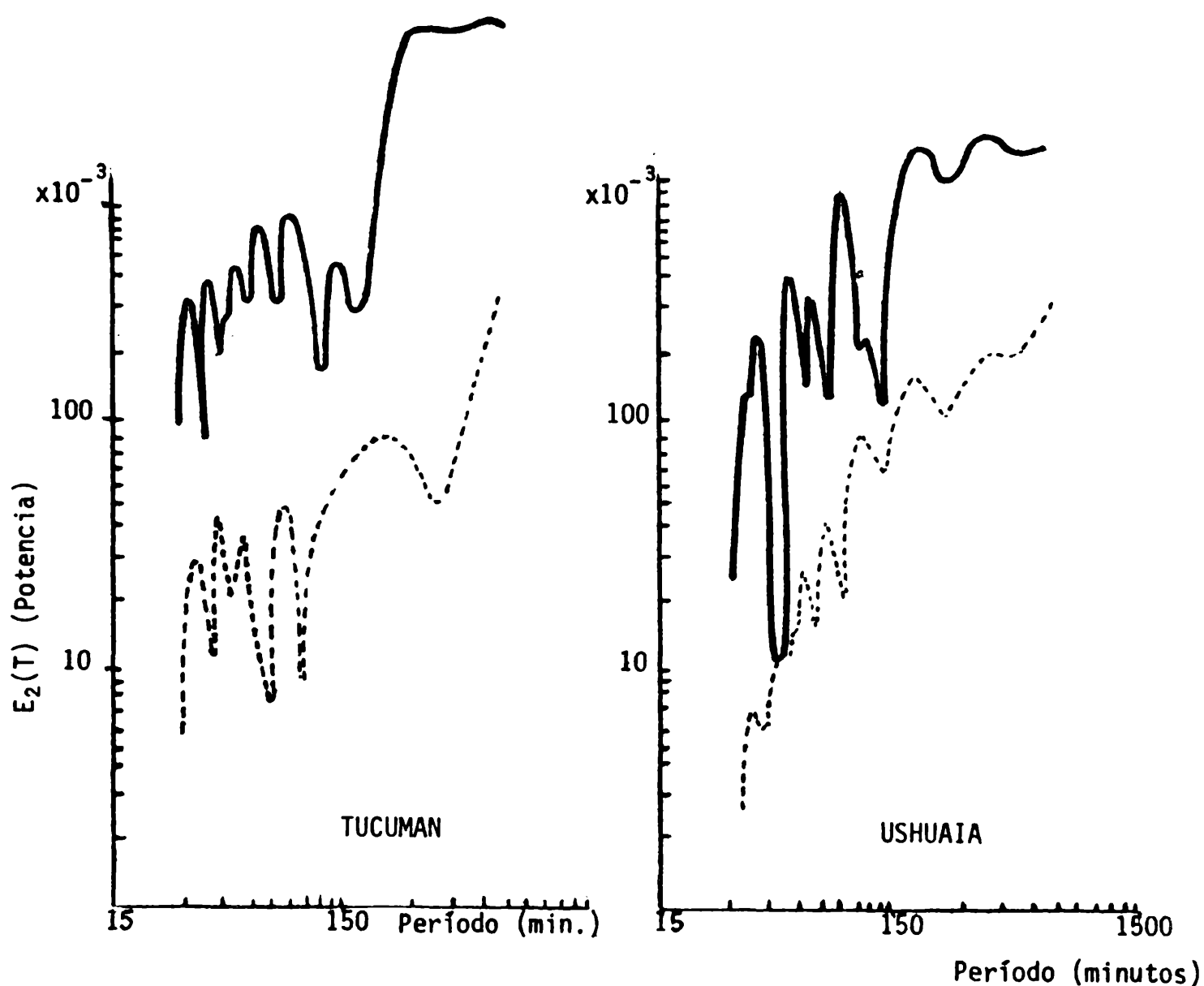


Figura 2: Espectros calculados para las estaciones que se detallan

Trazo lleno: espectro de $\Delta f_0 F_2$

Trazo discontinuo: espectro de $\Delta f_b E_s$

El espectro de trazo continuo está desplazado un orden de magnitud hacia arriba del de trazo discontinuo.

Los espectros observados son espectros de potencia en función del período, no espectros de frecuencia. Se adoptó este método de representación por la ventaja adicional que significa que la potencia del espectro $E_2(T)$ es proporcional a la energía asociada a la perturbación en función de su período.

El correspondiente espectro de frecuencia $E_1(\omega)$ está relacionado con $E_2(T)$ por medio de:

$$\int_0^{\infty} E_1(\omega) d\omega = \int_0^{\infty} E_2(T) dT, \text{ que lleva a definir } E_2(T) = \frac{2\pi}{T} E_1(\omega)$$

Las pruebas efectuadas para determinar la confiabilidad de los resultados fueron, el cambio del tamaño de ventana para detectar cambios en la posición de líneas y el cálculo de $\frac{d \ln E(\omega)}{d \ln (\omega)} = \gamma$

En el primero de ellos, se observó que la posición de las líneas no varía con el cambio de ventana, indicando la estabilidad del espectro y en el segundo el cálculo de γ da valores constantes en todo el rango del espectro bajo estudio (sin cambios de pendiente) y con valores numéricos entre 0.75 y 1 para los diferentes espectros, indicando así que los mismos no son de ruido ($\gamma=0$).

El análisis de las líneas observadas en ambas regiones y en las diferentes posiciones geográficas fue efectuado de acuerdo con los criterios mencionados anteriormente; propagación horizontal hacia el ecuador y asociación de las oscilaciones en la región E, con las oscilaciones observadas en la región F.

Las líneas identificadas para ambas regiones y en las diferentes ubicaciones geográficas son indicadas en la Tabla II.

TABLA II

| | REGION E | REGION F |
|--------------------|---|------------------------------------|
| | Período (minutos) de las líneas espectrales | |
| LATITUD GEOGRAFICA | | |
| 26.9° | 32.5; 40; 51.5; 75 | 32.5; 36.5; 46; 56; 80; 115 |
| 34.5° | 32.5; 39; 47.5; 58; 71; 95 | 31; 37.5; 46; 54; 62; 78; 102; 160 |
| 43.2° | 32.5; 39; 62; 140; 130 | 31; 37; 48; 92 |
| 51.7° | 34; 44; 57.5; 78; 114 | 32.5; 38; 47; 58; 67.5; 106; 140 |
| 54.8° | 34; 40; 55; 68; 98; 160 | 36; 49; 60; 80; 100; 170 |
| 77.99° | 32; 41; 51; 66; 86; 155 | NO OBSERVABLES |

Se interpreta como ondas gravitatorias aquellas que presenten un gradual aumento de período al alejarse de la fuente, de acuerdo con las previsiones teóricas.

Desde este punto de vista, un grupo de cinco líneas por cada ubicación geográfica son identificadas en la región E y F, mostrando la superposición de ondas con diferentes valores de corrimiento de período.

El cálculo de correlación para la posición de las líneas en función de la latitud indica que las mismas responden adecuadamente a una correlación lineal entre período y latitud, siendo la función.

$$T \text{ (min)} = A + B \cdot \Delta(\text{lat})$$

$\Delta(\text{lat})$ = diferencia de latitud entre dos estaciones, en valor absoluto.

mostrando un comportamiento coherente con lo esperado para ondas internas en propagación libre.

La figura 3 muestra el diagrama observado de líneas espectrales para el conjunto de estaciones analizado.

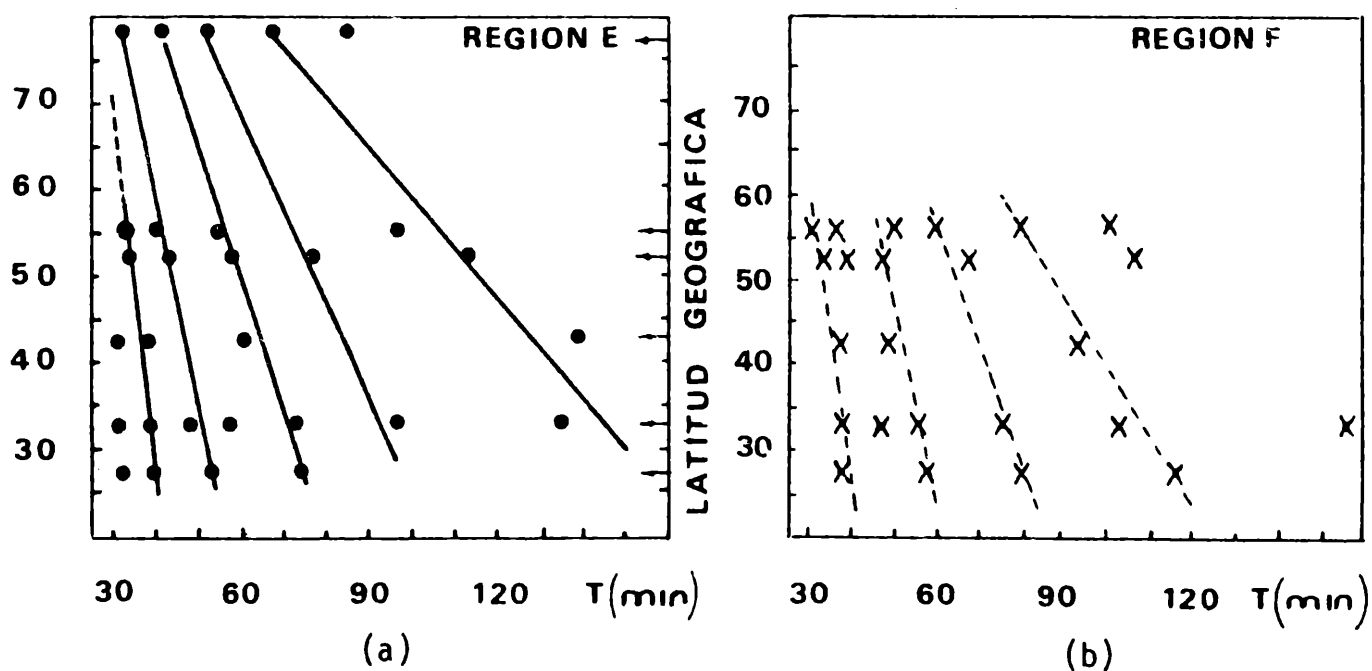


Figura 3: Diagrama de líneas espectrales observadas (círculos y cruces) en el plano período/latitud geográfica sur.

La comparación de espectros en las diferentes ubicaciones geográficas muestra que la forma general de los mismos no varía de un lugar a otro en forma abrupta, excepto en la posición de las líneas espectrales.

De la comparación de resultados entre las regiones E y F para cada ubicación geográfica, se observa que ambas regiones poseen un conjunto de líneas que aparecen asociadas, siempre la región E con líneas de menor período que la correspondiente a la F (la figura 3a. para la región E y 3b para la región F)

Esta asociación de líneas espectrales a diferentes altitudes con pequeña diferencia de frecuencia son mencionadas en la literatura para análisis espectrales entre 200 y 300 Km (Yeh et al 1979) y entre las regiones D y F (Drobjev et al 1979) pudiéndose inferir, de acuerdo a la teoría que se verá en la próxima sección, que corresponden a la misma onda gravitatoria, con el correspondiente desfase y corrimiento en frecuencia debido a la diferencia de altura y la influencia de la magnitud y dirección del viento neutro de base, definiendo a éste como el movimiento de masa de período mucho mayor que el analizado.

FUNDAMENTOS TEORICOS DEL METODO

La ionósfera terrestre debe su existencia a la radiación solar y la fisicoquímica de los componentes atmosféricos asociados a la misma; las causas de formación y la evolución de las propiedades ionosféricas están regidas fundamentalmente por la interacción de la radiación solar con los componentes atmosféricos. Un análisis ya clásico del tema puede buscarse en Banks y Kockarts (1973).

En este caso particular el interés está centrado en demostrar que la existencia de un movimiento de masa (viento neutro) afecta la distribución iónica, y que esa modificación (observable con sondadores ionosféricos en este caso) tendrá la misma frecuencia de oscilación que el viento que la produce, aún cuando no esté en fase ni sea proporcional a su amplitud en todos los casos.

Para la región F de la ionósfera, esto se demuestra en forma esquemática utilizando la ecuación de continuidad para las especies ionizadas.

Tomando perturbaciones de primer orden de la densidad electrónica:

$$N = N_0(z) + N'(\vec{r}, t) = N(z, t) = \text{densidad total}$$

z = coordenada vertical (normal a la superficie de la tierra).

y la presencia de un viento neutro de velocidad V dado por:

$$\vec{V} \approx \vec{V}_0 e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$$

y una velocidad inducida en los iones dada por V_i tal que: $\vec{V}_i = (\vec{V} \cdot \hat{B}) \hat{B}$.

\hat{B} = dirección del campo magnético terrestre.

La ecuación de continuidad indica que en equilibrio de procesos químicos:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \cdot (N \cdot \vec{V}_i) = 0 \quad \vec{B} = \text{campo magnético terrestre.}$$

y tomando perturbaciones a primer orden $\frac{DN}{Dt} = 0 \rightarrow \frac{\partial N'}{\partial t} + \nabla \cdot (N_0 \vec{V}_i) = 0$

$$-\frac{\partial N'}{\partial t} = \vec{V}_i \cdot \nabla N_0 + N_0 \nabla \cdot \vec{V}_i$$

considerando medio estratificado $\nabla N_0 = \frac{\partial N_0}{\partial z} \hat{z}$

$$\vec{V}_i \cdot \nabla N_0 = (\vec{V} \cdot \hat{B}) \hat{B} \cdot \frac{\partial N_0}{\partial z} \hat{z}$$

$$N_0 \nabla \cdot \vec{V}_i = N_0 (-j \vec{k} \cdot \vec{V}_i) = -N_0 j \vec{k} \cdot \left[(\vec{V} \cdot \hat{B}) \hat{B} \right] = -j N_0 \left[(\vec{V} \cdot \hat{B}) \hat{B} \right] \cdot \vec{k} =$$

$$= -j N_0 (\vec{V} \cdot \hat{B}) (\vec{k} \cdot \hat{B}) \quad \text{que resulta} \quad -\frac{\partial N'}{\partial t} = (\vec{V} \cdot \hat{B}) \left(\hat{B} \cdot \hat{z} \frac{\partial N_0}{\partial z} \right) - j N_0 (\vec{V} \cdot \hat{B}) (\vec{k} \cdot \hat{B})$$

$$\text{resultando finalmente} \quad -\frac{\partial N'}{\partial t} = (\vec{V} \cdot \hat{B}) \left[-j (\vec{k} \cdot \hat{B}) + \hat{B} \cdot \hat{z} \frac{\partial}{\partial z} \right] N_0$$

debido a que $V \propto \exp(j\omega t)$; $\frac{\partial N'}{\partial t} \propto \exp(j\omega t)$ y puede determinarse entonces que la variación de la perturbación de densidad con el tiempo será armónica y de frecuencia ω , si la velocidad del viento lo es.

En general, aún cuando en este esquema se ha despreciado la difusión y la presencia de campos eléctricos en la región, que afectan en realidad la dinámica del plasma ambiental; la inclusión de los términos mencionados solo

afecta la fase y amplitud de $\frac{\partial N'}{\partial z}$ respecto de la perturbación de velocidad, pero no su frecuencia.

En el caso presente, debido a que el parámetro experimental utilizado es la frecuencia crítica ($f_0 F_2$) y este se obtiene del máximo de ionización de la región, puede aún simplificarse mas la expresión, pues:

$$\frac{\partial N_0}{\partial z} = 0 \quad (\text{condición de máximo de la densidad electrónica})$$

y aproximadamente se obtiene que $N' = \frac{(\vec{V} \cdot \hat{B})}{\omega} (\vec{K} \cdot \hat{B}) N_0$

$$\left(\frac{\partial N'}{\partial t} = j\omega N'\right).$$

La explicación anterior justifica la asignación de frecuencia de oscilación de la onda a frecuencia de oscilación de la densidad iónica del medio provocada por una onda, a menos del corrimiento Doppler provocado por el viento preexistente, que será analizado posteriormente.

La justificación para la región E y en particular para las capas E Esporádicas que son las utilizadas en el presente trabajo es la siguiente: La teoría de vientos cizallantes (Whitehead, 1970) propone que un gradiente vertical de vientos horizontales puede conducir la ionización ambiente a lo largo de líneas de campo magnético resultando una acumulación o disminución de ionización en los nodos. Según este mecanismo los vientos Norte-Sur serían los más efectivos, pero un estudio más profundo indica que son los vientos Este-Oeste con la producción de campos de polarización y a través de la fuerza de Lorentz los que resultan más efectivos en la redistribución de ionización.

Consideremos un sistema de coordenadas X, Y, Z; X = Norte; Y = Oeste; Z = Vertical hacia arriba y \vec{B}_0 = campo magnético terrestre.

Si la atmósfera se supone estratificada y calma (equilibrio), entonces:

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0$$

Por lo tanto, de la ecuación de Maxwell:

$$\nabla \wedge E = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \Rightarrow E_x, E_y = \text{ctes.}$$

La ecuación de movimiento para la componente α cargada es:

$$0 = Z_{\alpha} e(\vec{E} + \vec{V}_{\alpha} \times \vec{B}_0) + m_{\alpha} \nu_{\alpha} (\vec{V}_n - \vec{V}_{\alpha})$$

Z_{α} = número de cargas netas de la especie α

ν_{α} = frecuencia de colisiones entre la especie α y el gas neutro

\vec{V}_{α} = velocidad de la especie α

\vec{V}_n = velocidad del gas neutro

El término de presión, no incluido, es el responsable de la difusión, pero no es fundamental para la comprensión del mecanismo.

Asumiendo un viento neutro \vec{V}_n en dirección Este-Oeste con gradiente vertical ($V_n = V = (0, V(Z), 0)$) la componente de velocidad vertical es:

$$V_{\alpha z} (\nu_{\alpha}^2 + \omega^2 B_{\alpha}^2) = - \omega B_{\alpha} \nu_{\alpha} V \sin\theta + (Z_{\alpha} \omega^2 B_{\alpha}^2 e/m_{\alpha} \nu_{\alpha}) E_x \sin\theta \cos\theta -$$

$$- (e \omega B_{\alpha} Z_{\alpha} / m_{\alpha}) E_y \sin\theta + (Z_{\alpha} e/m_{\alpha} \nu_{\alpha}) (\nu_{\alpha}^2 + \omega^2 B_{\alpha}^2 \cos^2\theta) E_z$$

donde $\omega B_{\alpha} =$ girofrecuencia $(\frac{Z_{\alpha} e B}{m_{\alpha}})$

$\theta =$ ángulo polar del campo magnético.

en realidad $\alpha = \begin{cases} e(\text{electrones}) \\ i(\text{iones}) \end{cases}$

para los electrones de la región E se cumple que: $\omega B_e^2 \cos^2\theta \gg \nu_e^2$ (excepto en la cercanía del ecuador magnético) y la expresión para el campo E_z queda:

$$E_z = - (m_e \nu_e / e \cos^2\theta) V_{e_z} + (m_e \nu_e^2 \sin\theta / \omega B_e e \cos^2\theta) V - \text{tg}\theta E_x -$$

$$- (\nu_e \sin\theta / \omega B_e \cos^2\theta) E_y$$

Para los iones: $\omega_i^2 \ll \nu_i^2$

queda entonces:

$$v_{iz} v_i^2 = -\omega B_i v_i V \sin\theta + (e v_i / m_i) \cdot E_z$$

la neutralidad de carga requiere que $N_i = N_e \equiv N$, y además que:

$$V_{iz} = V_{ez} \equiv V_z \text{ donde } V_z = -\frac{\omega_i}{v_i} V \sin\theta - \frac{e \sin\theta}{m_i v_i \cos\theta} E_x - \frac{e v_e \sin\theta}{\omega B_e m_i v_i \cos^2\theta} E_y$$

Como resultado del viento neutro horizontal, la ionización debe desplazarse verticalmente.

En la región E, en ausencia de vientos la ionización satisface

$$q = \alpha N_0^2$$

q = función de producción

α = coeficiente de recombinación

En presencia de vientos la ecuación de continuidad toma la forma:

$$\frac{\partial (V_z N)}{\partial z} = q - \alpha N^2 = \alpha (N_0^2 - N^2)$$

el perfil de ionización se obtiene de resolver esta ecuación y depende de la forma de V_z .

Como V_z es proporcional a V neutro, $N \propto \exp(j\omega t)$ las oscilaciones serán armónicas y en la misma frecuencia del Viento neutro.

Una solución explícita simple a esta ecuación se obtiene para la altura de densidad límite (máximo o mínimo) donde: $\frac{\partial N}{\partial z} \Big|_{z=z_0} = 0$

en este caso:

$$\left(\frac{N(z_0)}{N_0} \right)^2 - \eta \cdot \left(\frac{N(z_0)}{N_0} \right) - 1 = 0$$

$$\eta = -\frac{1}{\alpha N_0} \left(\frac{dV_z}{dz} \right) \Big|_{z=z_0}$$

$$\frac{N(z_0)}{N_0} = \frac{1}{2} \left[\eta + (\eta^2 + 4)^{1/2} \right]$$

Dado que también $V_z(t) \propto \exp(j\omega t)$, resulta:

$$\frac{N(z_0)}{N_0} \propto e^{j\omega t} \quad \text{conservándose la frecuencia de oscilación de la onda como frecuencia de oscilación de la densidad electrónica.}$$

EFFECTO DE LOS VIENTOS DE BASE

Como se mencionó en un párrafo anterior, la existencia de vientos meridionales y zonales de periodicidad 24 horas o constantes a lo largo de días (períodos estacionales) y por lo tanto constantes para el análisis de periodicidades inferiores a 3 horas como las de interés de este trabajo en la región afecta la frecuencia observable de la onda, de acuerdo con la expresión:

$$\omega' = \omega - \vec{K} \cdot \vec{V}_0$$

donde: ω' = frecuencia observable

ω = frecuencia de la onda

\vec{K} = vector de propagación del viento ambiente

\vec{V}_0 = velocidad del viento ambiente constante (independiente de la onda)

De esta expresión se deduce que la presencia de un sistema de vientos modificará la frecuencia observada, respecto de la frecuencia de onda, en forma mayor cuanto mayor sea la magnitud del viento ambiente y menor la frecuencia de la onda. En los resultados experimentales obtenidos, este efecto puede verse en el aumento de dispersión de los valores observados para períodos mayores de onda (frecuencias menores) en comparación con la dispersión de trenes de mayor frecuencia (Fig. 3a y 3b).

Este efecto de corrimiento de la línea espectral observada respecto a la que puede calcularse teóricamente a partir del formalismo, debido a la presencia de vientos de base no previsible teóricamente en su correcta amplitud y dirección, hace que sea muy dificultoso el ajuste de los parámetros atmosféricos necesarios para el cálculo de frecuencias y direcciones de propagación de ondas gravitatorias que reproduzcan exactamente los valores observados.

Un cálculo estimado para la región E, suponiendo longitudes de onda horizontales del orden de 1000 Km. indica que la velocidad del viento neutro de base es del orden de 1 a 10 m/seg., si se toma para el cálculo la diferencia de frecuencias obtenida de la frecuencia observada menos la frecuencia calculada

por correlación lineal de las observadas en todo el rango de latitud. Este orden de magnitud concuerda con el observado en mediciones y cálculo de mareas en latitudes medias y región F (Mayr et al, 1978).

CONCLUSIONES

Analizando los resultados experimentales en función de las previsiones teóricas expuestas y la teoría de propagación de ondas internas en la ionósfera, se determina que las variaciones de densidad electrónica observadas pueden catalogarse como ondas gravitatorias ionosféricas con las siguientes características:

- a) La perturbación se propaga del polo al ecuador con velocidad del orden de 300 m/s tanto en la región E como en la región F de la ionósfera.
- b) Se observa en este caso una multiplicidad de frecuencias en el fenómeno indicando esto que las frecuencias observadas a una cierta distancia de la fuente de perturbación no son fijadas por el medio sino que dependen de la distribución espectral inicial del fenómeno, y que dicha distribución espectral varía solo lentamente y linealmente al alejarse de la fuente.
- c) La distribución espectral en la ionósfera media (Región E) y en la alta ionósfera (Región F) para el mismo fenómeno son muy similares, al igual que su evolución con el tiempo, observándose solo un crecimiento lineal de la distribución con la altura y la distancia horizontal.
- d) Las componentes espectrales de frecuencias mas bajas son afectadas en mayor medida por el sistema de vientos neutros de base, observándose que para períodos superiores a 150 minutos, la incertidumbre en cuanto al valor verdadero del período puede ser tan alta como para invalidar los resultados obtenidos, independientemente del método de análisis espectral utilizado.

Agradecimientos: El autor agradece la inestimable colaboración de la Sra. Inés Lama y las Srtas. Liliana Puig y Alejandra Garbini, en la obtención y procesamiento de los datos utilizados en el presente trabajo.

BIBLIOGRAFIA

- BANKS, P.M. y KOCKARTS, G., "Aeronomy, Parts A y B", Academic Press, 1973.
- CHIU, Y.T. and CHING, B.K., "The response of atmospheric and lower ionospheric layer structures to gravity waves" *Geophys. Res. Letters*. 9, 539-542, 1978.
- DROBJEV, V.I.; KRASNOV, V.M. and SALIHOV, N.M., "Temporal variation of ionospheric waves in the D-and F-regions", *Journal of Atmos. Terrestrial Physics*. 41, 1011-1013, 1979.
- FRANCIS, S., "Global propagation of atmospheric gravity waves: A review", *Journal of Atmos. Terrestrial Physics*, 37, 1011-1053, 1975.
- GIRALDEZ, A.E. (a) "Evidence of gravity waves at E-Region height", *Geophys. Res. Letter*. 7, 170-172, 1980a.
- GIRALDEZ, A.E. (b) "Daytime sporadic-E blanketing frequency prediction", *Solar Terr. Prediction Proceedings. NOAA-ERL, Vol. IV pp C87-C106, 1980b.*, ed R. Donnelly.
- HEARH, A.L. and YEH, K.C., "Medium Scale TID's and their associated internal gravity waves as seen through height-dependent electron density power spectra" *J. Geophys. Res.* 82, 4983-4989, 1977.
- HEARH, A.L. and YEH, K.C., "A study of electron density spectra of travelling ionospheric disturbances". *J. Geophys. Res.* 83, 1442-1446, 1978.
- HINES, C.O., "Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights", *Can J. Phys.* 28, 1441-1481, 1960.
- MANSON, A.H. and MEEK, C.E., "Gravity waves of short period (5-60min.) in the lower thermosphere at 52° N (Saskatoon, Canada)", *Journal of Atmos. Terrestrial Physics*. 42, 103-114, 1980.
- MAYR, H.G; HARRIS, Z y SPENCER, N.W., "Some properties of upper atmospheric dynamics", *Rev. Geophys. and Space Physics*. Vol 16 N° 4, pp.539-565, 1978.
- MIDGLEY, J.E. and LIEMOHN, H.B., "Gravity waves in a realistic atmosphere" *J. Geophys. Res.* 71, 3729-3748, 1966.
- MILLER, K.L. and SMITH, L.G. "Incoherent scatter radar observations of irregular structure in mid-latitude sporadic-E layers"., *J. Geophys, Res.* 83, 3761-3769, 1978.
- Radio Science Special Issue, "Recent advances in the physics and chemistry of the E-region, Vol. 10, n°3, 1975.

- RICHMOND, A., "Gravity wave generation, propagation and dissipation in the thermosphere", J. Geophys. Res. 83, 4131-4146, 1978.
- SMITH, L.G. and MILLER, K.L., "Sporadic-E layers and unstable wind shears", J. Atmos. Terr. Physics. 42, 45-50, 1980.
- TUAN, T.F. y TADIC, D. "A dispersion formula for analyzing 'Modal Interference' among guided and free gravity wave modes and other phenomena in a realistic atmosphere" J. Geophys. Res. Vol. 87, N°A3 pp. 1648-1668, 1982.
- VOLLAND, H., "The upper atmosphere as a multiply refractive medium for neutral air motions" J. Atmos. and Terr. Phys., Vol. 31 pp 491-514, 1969.
- WHITEHEAD, J. "Production and prediction of Sporadic E" Rev. Geophys. Space Phys., Vol. 8 n°1, pp. 65-144, 1970.
- YEH, K.C. and LIU, C.H., "Acoustic Gravity waves in the upper atmosphere" Rev. Geophys and Space Physic. 12, 193-216, 1974.
- YEH, K.C.; LIU, C.H. and HEARN, A.L., "Propagation of gravity wave spectra in the thermosphere" J. Geophys. Res. 84, 834-838, 1979.

EL DESPLAZAMIENTO HORIZONTAL DE LOS CONTAMINANTES EN UNA CAPA DE SUPERFICIE ATMOSFERICA NEUTRALMENTE ESTRATIFICADA

Nicolás A. Mazzeo^(*) y Laura E. Venegas.

Departamento de Meteorología. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires.

Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

En este trabajo se encuentra que existe diferencia entre los valores de \bar{X} y X utilizados en la hipótesis de la semejanza lagrangiana aplicada a la difusión vertical de los contaminantes emitidos en la capa de superficie de la atmósfera estratificada neutralmente.

Para describir la concentración de los contaminantes en aire se considera la solución de la ecuación parabólica de difusión con un perfil potencial de viento.

Se encuentra que \bar{X} coincide con X cuando el exponente (m) del perfil del viento es igual a cero y que \bar{X} es menor que X a medida que m aumenta, siendo

$$\bar{X} = 0.77X \text{ para } m = 0.6.$$

ABSTRACT

A difference between \bar{X} and X values considered in the lagrangian similarity hypothesis applied to the vertical diffusion of contaminants emitted in a neutral atmospheric surface layer is found.

The solution of the parabolic diffusion equation and a potencial wind profile are considered to describe the air pollution concentration.

It is found that $\bar{X} = X$ when the exponent (m) of the wind profile is zero, \bar{X} is less than X if m increases and for $m = 0.6$, it is $\bar{X} = 0.77 X$.

INTRODUCCION

Hasta el presente, diferentes trabajos han sido desarrollados utilizando la hipótesis de la semejanza lagrangeana aplicada a la difusión vertical de los conta-

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

minantes emitidos a la capa de superficie de la atmósfera, desde una fuente ubicada en superficie.

A partir de las ideas originales de Monin (1959) y Batchelor (1959, 1964), Gifford (1962), Cermak (1963), Pasquill (1966), Chatwin (1968), Klug (1968), Pasquill (1974), Venegas (1981), Mazzeo y Venegas (1982a, 1982b) entre otros, han aplicado la hipótesis de la semejanza lagrangeana combinándola con la teoría del transporte-gradiente.

El concepto principal de la hipótesis mencionada consiste en determinar las propiedades estadísticas de la velocidad de las partículas en la capa de superficie de la atmósfera utilizando los mismos parámetros que se emplean para estimar las propiedades eulerianas.

En un flujo neutral, estas propiedades están caracterizadas por la velocidad de fricción (u_{*0}) y en un flujo estratificado térmicamente se incluye adicionalmente la componente vertical del flujo turbulento de calor (H_3). Estos dos parámetros, combinados forman la escala de longitud (L_0) de Monin-Obukhov que está relacionada con la estabilidad de la atmósfera (Mazzeo, 1982).

Para contaminantes emitidos desde una fuente puntual ubicada a nivel del suelo, se encuentra que la variación temporal del desplazamiento medio vertical (\bar{Z}) de un conjunto de contaminantes tiene la siguiente forma funcional:

$$\frac{d\bar{Z}}{dt} = b u_{*0} F(\bar{Z}/L_0) \quad (1)$$

donde b es una constante universal y $F(\bar{Z}/L_0)$ es una función universal a ser determinada experimentalmente. Mazzeo y Venegas (1982a) muestran que b es función de la estabilidad atmosférica y que $F(\bar{Z}/L_0) = \phi_H^{-1}(\bar{Z}/L_0)$ donde ϕ_H es el perfil vertical adimensional de temperatura. Cuando el flujo está estratificado neutralmente $F(\bar{Z}/L_0) = 1$.

Asimismo, la hipótesis de la semejanza lagrangeana supone, que la variación temporal del desplazamiento medio horizontal (\bar{X}) es igual a la velocidad media

del viento a una altura relacionada con \bar{Z} :

$$\frac{d\bar{X}}{dt} = \bar{u} (c \bar{Z}) \quad (2)$$

donde c es una constante, que no fue considerada en los primeros trabajos sobre el tema. Batchelor (1964) la introduce al considerar la influencia de la variación vertical de la velocidad del viento sobre la variación temporal de \bar{X} .

Mazzeo y Venegas (1982b) demuestran que c es función de la altura adimensional (\bar{Z}/Z_0) y de la estabilidad atmosférica (\bar{Z}/L_0), siendo Z_0 la longitud de rugosidad de la superficie.

Las expresiones (1) y (2) vinculadas con las velocidades medias vertical ($d\bar{Z}/dt$) y horizontal ($d\bar{X}/dt$) del conjunto de contaminantes constituyen un modelo físico completo destinado al tratamiento de la dispersión vertical atmosférica. Asimismo, al sustituir las formas de $F(\bar{Z}/L_0)$ y de la variación del viento con la altura en (1) y (2), y combinándolas entre sí se encuentra un método práctico para estimar el coeficiente vertical de difusión (Pasquill, 1974).

En los trabajos citados anteriormente se supone que $\bar{X}=X$, donde X es la coordenada en la dirección del viento medio.

En este trabajo se encuentra que para las condiciones impuestas en la solución particular de la ecuación parabólica de difusión y en algunos casos de flujos neutrales, \bar{X} difiere de X en valores que pueden influir en los resultados del modelo físico considerado.

ECUACION DE DIFUSION

El proceso de la difusión turbulenta de los contaminantes emitidos continuamente a la atmósfera desde una línea de fuentes de longitud infinita ubicada en superficie en forma perpendicular a la dirección del viento medio, está descrito matemáticamente por la siguiente ecuación parabólica (Mazzeo, 1980):

$$\bar{u}(Z) \frac{\partial \bar{C}}{\partial X} = \frac{\partial}{\partial Z} \left[K_3(Z) \frac{\partial \bar{C}}{\partial Z} \right] \quad (3)$$

donde \bar{C} es la concentración media de contaminantes en el aire,

\bar{u} es la velocidad media del viento,

Z es la coordenada vertical,

K_3 es la componente vertical de la difusividad turbulenta atmosférica de contaminantes.

En la ecuación (3) se ha considerado que:

$$\bar{u}(Z) \frac{\partial \bar{C}}{\partial X} \gg \frac{\partial}{\partial X} \left[K_3 \frac{\partial \bar{C}}{\partial X} \right]$$

Las condiciones de contorno impuestas al problema considerado son:

$$\left. \begin{array}{l} \text{a) } \bar{C} \rightarrow 0 \text{ cuando } X, Z \rightarrow \infty \\ \text{b) } \bar{C} \rightarrow \infty \text{ cuando } X = Z = 0 \\ \text{c) } K_3(Z) \frac{\partial \bar{C}}{\partial Z} \rightarrow 0 \text{ cuando } Z \rightarrow 0, \quad X > 0 \\ \text{d) } \int_0^{\infty} \bar{u}(Z) \cdot \bar{C}(X, Z) dZ = Q \text{ para } X > 0 \end{array} \right\} \quad (4)$$

donde Q es la masa de contaminantes emitidos a la atmósfera por unidad de tiempo y de longitud.

Cuando $K_3(Z) = k u_{*0} Z$ (Mazzeo, 1980), donde k es la constante de von Kármán y $\bar{u}(Z) = \bar{u}(Z_1) \cdot (Z/Z_1)^m$, donde m es una función de Z/Z_0 y de Z/L_0

(Mazzeo, 1977), la solución de la ecuación (3) con las condiciones (4) es:

$$\bar{C}(X, Z) = \frac{Q}{k u_{*0} X (1+m)} \exp \left[- \frac{\bar{u}_1 Z^{m+1}}{(1+m)^2 k u_{*0} X Z_1^m} \right] \quad (5)$$

DESPLAZAMIENTO HORIZONTAL DE LOS CONTAMINANTES

El desplazamiento medio vertical de los contaminantes (Z) está definido por la siguiente expresión:

$$\bar{z} = \frac{\int_0^{\infty} z \bar{c} dz}{\int_0^{\infty} \bar{c} dz} \quad (6)$$

Introduciendo la expresión (5) en (6) e integrando, resulta:

$$\bar{z} = (1+m)^{\frac{2}{m+1}} \frac{\Gamma(\frac{2}{m+1})}{\Gamma(\frac{1}{m+1})} \left[\frac{k u_{*o} X \bar{z}^m}{\bar{u}(\bar{z})} \right]^{\frac{1}{m+1}} \quad (7)$$

donde $\Gamma(x)$ es la función Gamma de x .

Despejando X de esta ecuación se obtiene:

$$X = \left[\frac{\Gamma(\frac{1}{1+m})}{\Gamma(\frac{2}{1+m})} \right]^{m+1} \frac{\bar{u}(\bar{z}) \bar{z}}{(1+m)^2 u_{*o} k} \quad (8)$$

En esta ratificación térmica neutral, la relación (1) con $b=k$ (Ellison, 1959, Pasquill, 1966), se transforma en:

$$\frac{d\bar{z}}{dt} = k u_{*o} \quad (9)$$

que combinada con la (2) resulta:

$$\frac{d\bar{x}}{d\bar{z}} = \frac{\bar{u}(\bar{z})}{k u_{*o}} \quad (10)$$

cuando $c=1$.

Integrando la ecuación (10) se obtiene:

$$\bar{x} = \frac{\bar{u}(\bar{z}) \bar{z}}{(m+1) k u_{*o}} \quad (11)$$

Combinando las relaciones (8) y (11) resulta:

$$\bar{x} = (m+1) \left[\frac{\Gamma(\frac{2}{m+1})}{\Gamma(\frac{1}{m+1})} \right]^{m+1} X \quad (12)$$

El valor de m puede ser obtenido mediante la combinación de la ley potencial del viento con la variación vertical de la velocidad del viento proveniente de la hipótesis de la semejanza de Monin-Obukhov (Mazzeo, 1977). Esto da por resultado que m depende de Z/Z_0 y de Z/L_0 . En condiciones neutrales m varía entre 0.15 y 0.6 para $10 \leq Z/Z_0 \leq 10^4$.

Por otra parte, la ecuación (5) es válida para $K_3 = k u_w Z$ que corresponde a condiciones neutrales.

En la Figura está representada la relación \bar{X}/X en función de m . En ella se observa que sólo cuando $m=0$ (es decir, la velocidad del viento es constante con la altura), $\bar{X}=X$. A medida que m aumenta \bar{X} es menor que X y para $m=0.6$ se cumple que $\bar{X}=0.77X$. La variación de \bar{X}/X con m es aproximadamente lineal (coeficiente de correlación $r \approx -0.99$) y la expresión obtenida por el método de cuadrados mínimos es:

$$\frac{\bar{X}}{X} = -0.39 m + 1$$

o bien $\bar{X} = (-0.39 m + 1) X$

CONCLUSIONES

De lo expuesto en este trabajo se encuentra que, en condiciones de neutralidad atmosférica y suponiendo la validez de la ecuación (5) para describir el proceso de la dispersión de contaminantes emitidos continuamente a la capa de superficie desde una línea de fuentes perpendicular a la dirección del viento medio, existe diferencia en la consideración de X en lugar de \bar{X} en la relación (2).

Esta diferencia es función del exponente del perfil potencial del viento y alcanza su mayor valor cuando $m=0.6$ que corresponde a $\bar{X}=0.77X$. Esta relación entre \bar{X} y X influirá en la determinación del coeficiente de difusión vertical estimado mediante la aplicación de la hipótesis de la semejanza lagrangeana.

REFERENCIAS

- Batchelor, G. K. Note on the Diffusion from Sources in a Turbulent Bounda-

- ry Layer, unpublished, 1959.
- Batchelor, G. K.: Diffusion from Sources in a Turbulent Boundary Layer, Arch. Mech. Stosowanej, 3, 1964.
 - Cermak, J. E.: Lagrangian Similarity hypothesis applied to diffusion in turbulent shear flow, J. Fluid. Mech, 15, 1963.
 - Chatwin, P. C.: The dispersion of a puff of passive contaminant in the constant stress region, Quart. J. Roy. Met. Soc. Vol. 94, 1968.
 - Ellison, T. H.: Meteorology, Sci. Progress 47, 1959.
 - Gifford, F.: Diffusion in the diabatic surface layer. J. Geoph. Res., Vol 59, 1962.
 - Klug, W.: Diffusion in the atmospheric surface layer: comparison of similarity theory with observations, Quart. J. Roy. Met. Soc., 94, 1968.
 - Mazzeo, N. A.: Desarrollo de un método de estimación cuantitativa de la difusión atmosférica basado en la transformación de variables. F.C.E.y N-UBA, 1977.
 - Mazzeo, N. A.: Difusión turbulenta en la capa de superficie atmosférica, Meteorologica, Vol XI, 1, 1980.
 - Mazzeo, N. A.: Características de la turbulencia en la capa de superficie de la atmósfera. Pub.Nº 2. Dto. de Meteorología. F.C.E.y N-UBA, 1982.
 - Mazzeo, N. A. y Venegas, L. E. : Hipótesis de la Semejanza Lagrangiana y Difusión Vertical de los Contaminantes en la Capa de Superficie Atmosférica (a publicar en Meteorologica, 1982), 1982a.
 - Mazzeo, N. A. y Venegas, L. E.: Una discusión sobre las "constantes" b y c de la hipótesis de la semejanza lagrangeana aplicada a la dispersión vertical atmosférica de contaminantes (a presentar en la XII Reunión Científica de Geofísicos y Geodestas, 1982), 1982b.
 - Monin, A. S.: Smoke propagation in the surface layer of the atmosphere, Adv.

in Geoph. Vol. 6, 1959.

- Pasquill, F: Lagrangian similarity and vertical diffusion from a source at ground level, Quart. J. Roy. Met. Soc., Vol 92, 1966.
- Pasquill, F.: Atmospheric Diffusion, New York, John Wiley & Sons, Inc, 1974.
- Venegas, L. E.: Hipótesis de la Semejanza Lagrangeana aplicada a la Difusión de contaminantes en la Capa de Superficie de una Atmósfera Diabática. (Tesis final de la Licenciatura en Cs. Meteorológicas) F.C.E.y N-UBA, 1981

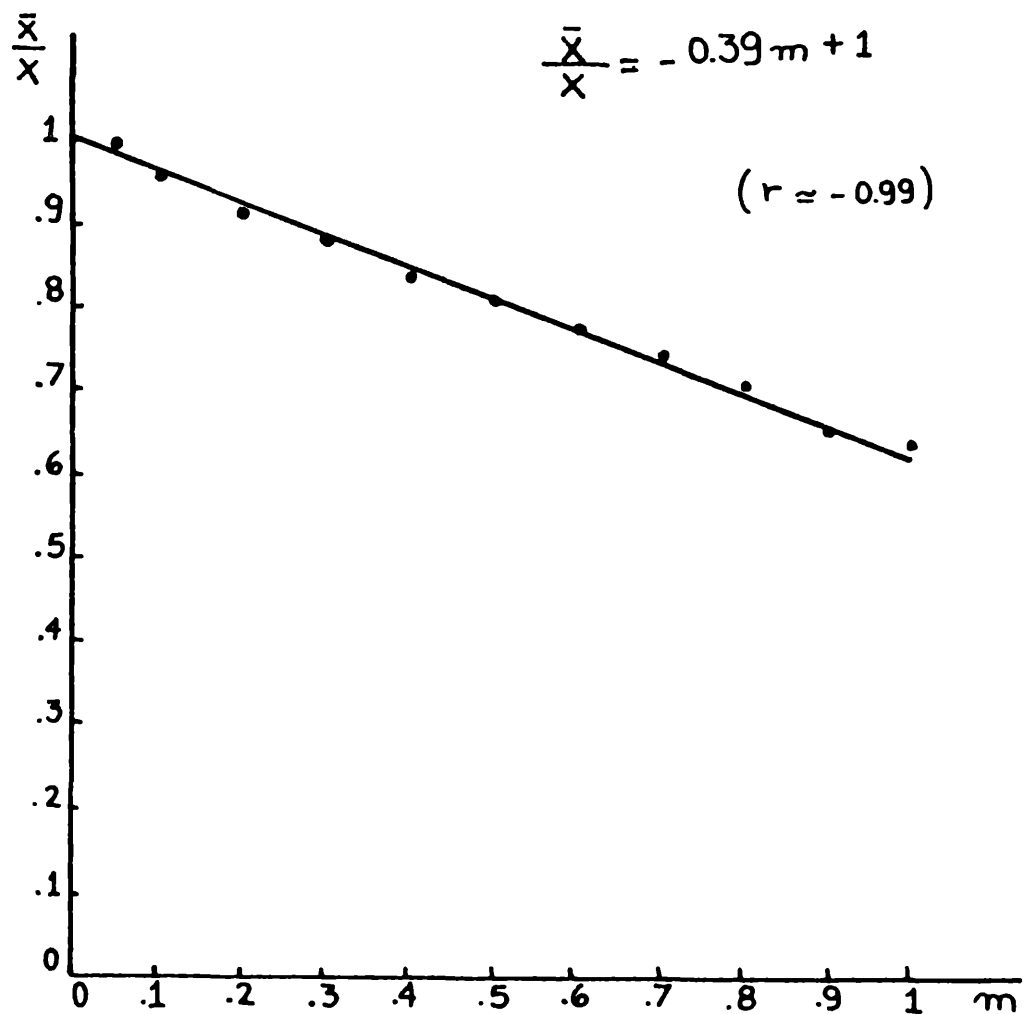


Figura: Variación de \bar{X}/X con el exponente del perfil del viento (m).

UNA DISCUSION SOBRE LAS "CONSTANTES" b Y c DE LA HIPOTESIS DE LA SEMEJANZA LAGRANGEANA APLICADA A LA DISPERSION VERTICAL ATMOSFERICA DE LOS CONTAMINANTES

Nicolás A. Mazzeo (*) y Laura E. Venegas

Departamento de Meteorología

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

Buenos Aires - Argentina

RESUMEN

La hipótesis de la semejanza lagrangeana aplicada a la dispersión vertical atmosférica de contaminantes emitidos desde una fuente ubicada en superficie, incluye las "constantes" b y c en las siguientes relaciones dimensionales:

$$d\bar{z}/dt = b u_{*o} F(\bar{z}/L) \quad \text{y} \quad d\bar{x}/dt = \bar{u}(c \bar{z})$$

Utilizando la ecuación parabólica de difusión, la teoría K_z , formas semiempíricas de los perfiles adimensionales de la velocidad del viento y de la temperatura $K_{zz} = K_H = K_v Z^{1-\eta}$ y un perfil vertical potencial de la velocidad media del viento, se encuentra que $b = B(Z/L)$ y $c = c(Z/Z_o, Z/L)$. Las variaciones de estos coeficientes, para un rango de estabilidad atmosférica ($-1 \leq Z/L \leq 1$) es del 91% para B y del 120% para c .

ABSTRACT

The lagrangian similarity hypothesis applied to vertical atmospheric dispersion of contaminants emitted from a ground source, includes the b and c "constants" in the following dimensional expressions

$$d\bar{z}/dt = b u_{*o} F(\bar{z}/L) \quad \text{and} \quad d\bar{x}/dt = \bar{u}(c \bar{z})$$

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

Using the parabolic equation of diffusion; the K theory, semiempiric expressions of the nondimensional wind and thermal profiles, $K_{23} = K_H = K_1 \cdot Z^{1-n}$ and a mean wind potential vertical profile, it is developed that $b = B (Z/L)$ and $c = c (Z/Z_0, Z/L)$

The variations of these coefficients in a stability range ($-1 \leq Z/L \leq 1$) is 91% for B and 120% for c .

1 INTRODUCCION

La hipótesis de la semejanza lagrangeana constituye una de las bases destinadas a la descripción de la dispersión vertical atmosférica de contaminantes emitidos desde una fuente ubicada en superficie.

Las relaciones dimensionales de Monin (1959) y Batchelor (1964) han sido relacionadas con la teoría del transporte-gradiente entre otros, por Ellison (1959), Pasquill (1966), Chatwin (1968), Nieuwstadt y Van Ulden (1978), Venegas (1981) y Mazzeo y Venegas (1982)

Sin embargo, en la mayoría de esas aplicaciones se considera que b y c son iguales a la constante de von Kármán, $k = 0.4$ ó 0.35 y a 0.56 respectivamente.

En este trabajo se encuentra que tanto b como c no son constantes y que dependen de la estabilidad de la atmósfera y de otros parámetros físicos.

2. CONCEPTOS FUNDAMENTALES DE LA HIPOTESIS DE LA SEMEJANZA.

La hipótesis de la semejanza euleriana de Monin-Obukhov propone que las propiedades de la turbulencia atmosférica, en la capa de superficie están determinadas sólo por la altura Z , la velocidad de fricción u_{*0} , la componente vertical del flujo de calor H_3 y los parámetros: ρ_m (densidad media del aire), c_p (capor específico del aire a presión constante) y el parámetro de empuje (g/θ_m) donde g es la aceleración de la gravedad y θ_m es la temperatura potencial media de la capa atmosférica considerada. La combinación de estos parámetros permite reducir su número a los siguientes: Z , u_{*0} y la longitud de

Monin-Obukhov,

$$L = - \frac{u_{*0}^3 c_p \rho_m}{k \frac{g}{\theta_m} H_3}, \quad H_3 = (\overline{w'T'}) \rho_m c_p$$

La hipótesis de la semejanza lagrangeana (Pasquill, 1974) extiende esta pro-

puesta a la difusión vertical de contaminantes en la capa de superficie de la atmósfera.

Esta hipótesis supone que la variación temporal del desplazamiento medio vertical (\bar{z}) de contaminantes emitidos desde una fuente ubicada en superficie es

$$\frac{d\bar{z}}{dt} = b u_{*0} F(\bar{z}/L) \quad (1)$$

donde b es una constante y F es una función de la estabilidad de la atmósfera ($F(0) = 1$)

Se supone que la variación temporal del desplazamiento medio horizontal (\bar{x}) es:

$$\frac{d\bar{x}}{dt} = \bar{u}(c \bar{z}) \quad (2)$$

donde c es una constante y \bar{u} es la velocidad media del viento

Si las constantes b y c y las formas funcionales de F y de \bar{u} son conocidas, se puede determinar \bar{z} en función de \bar{x} , u_{*0} y L (Mazzeo y Venegas, 1982)

Suponiendo que la difusión vertical desde una fuente ubicada a nivel del suelo puede ser descrita por la teoría K (Venegas, 1981, Mazzeo y Venegas, 1982) se encuentra que:

$$\frac{d\bar{z}}{dt} = b u_{*0} \phi^{-1}\left(\frac{\bar{z}}{L}\right) \quad (3)$$

donde la función ϕ describe la dependencia de la difusividad turbulenta (K_{zz}) de la estabilidad de la atmósfera mediante la siguiente expresión:

$$K_{zz} = k u_{*0} z \phi^{-1}\left(\frac{z}{L}\right) \quad (4)$$

Combinando las relaciones (2) y (3) e integrando resulta:

$$\bar{x} = \frac{1}{u_{*0} b} \int_{z_0}^{\bar{z}} \bar{u}(c \bar{z}) \phi\left(\frac{z}{L}\right) dz \quad (5)$$

Mazzeo y Venegas (1982) comprueban que en condiciones atmosféricas estables no existen diferencias notorias al considerar $K_{zz} = K_H = K_M$, mientras que en

condiciones inestables los valores experimentales se ajustan mejor a los predichos cuando $K_{zz} = K_H$. En el trabajo citado se muestra que $b = B (Z/L)$ y se utiliza $c = 1$

3. EL PARAMETRO "b"

Se considera un proceso que cumple con las siguientes características:

- conservación de los contaminantes en el aire,
- la hipótesis de Reynolds para flujos turbulentos aplicada a la velocidad del viento (u) y a la concentración de contaminantes en el aire (χ).
- la teoría del transporte-gradiente, que permite relacionar los flujos turbulentos con el gradiente de la concentración media:

$$\overline{u_i \chi'} = - K_{ij} \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial x_j} \quad i, j = 1, 2, 3$$

donde se considera sólo las componentes de la diagonal principal del tensor difusividad turbulenta (K_{ij}),

- el eje $X > 0$ ubicado en la dirección del viento medio, el eje Y es horizontal y perpendicular a X , y el eje Z está en la dirección vertical.
- la velocidad media del viento (\bar{u}) es función sólo de la altura,
- el término $\frac{\partial}{\partial x} \left[K_{xx} \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial x} \right]$ es despreciable comparado con $\bar{u}(z) \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial x}$

A partir de estas consideraciones se obtiene una expresión de la ecuación de difusión, que integrada con respecto a X e Y resulta:

$$\frac{\partial \bar{\chi}_{xz}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[K_{zz} \frac{\partial \bar{\chi}_{xz}}{\partial z} \right] \quad (6)$$

donde

$$\bar{\chi}_{xz} = \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\chi}(x, y, z, t) dy dx$$

Para hallar una solución de la expresión (6), es necesario conocer la forma funcional de K_{zz} . Se postula como hipótesis la siguiente ley potencial:

$$K_{zz} = K_1 z^{1-\eta} \quad (7)$$

donde

$$K_1 = K_{zz}(z_1) z_1^{n-1}$$

Con estas suposiciones, la distribución vertical de la concentración de contaminantes en la atmósfera, que satisface la expresión (6), es (Pasquill, 1974):

$$\bar{\chi}_{xz}(z) = \bar{\chi}_{xz}(0) \exp[-a z^q] \quad (8)$$

donde

$$\bar{\chi}_{xz}(0) = \frac{Q}{q^{2/q} K_1^{1/q} \Gamma(1/q) t^{1/q}} \quad (9)$$

Γ es la función Gamma.

$$a = (q^2 K_1 t)^{-1}, \quad q = n + 1$$

y la solución es válida para $-1 < n < 1$.

Monin y Yaglom (1971) consideran que los procesos físicos de intercambio de calor y de contaminantes son semejantes. Aceptando esta hipótesis, $K_H = K_{zz}$

y como

$$K_H = \frac{k u_{*o} z}{\phi_H(z/L)} \quad (10)$$

donde $\phi_H(z/L) = \frac{z}{T_{*o}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z}$ es el perfil adimensional de temperatura y T_{*o} es la temperatura característica. $\left(T_{*o} = - \frac{(\overline{w'T'})_o}{k u_{*o}} \right)$

Combinando (7) y (10) se obtiene que el perfil adimensional de temperatura presenta la siguiente variación con la altura:

$$\phi_H(z/L) = \frac{k u_{*o} z^n}{K_1} \quad (11)$$

Teniendo en cuenta la distribución de contaminantes con la altura (expresión (8)) y la forma potencial de $\phi_H(z/L)$ (11), la relación (1) puede ser expresada

mediante la siguiente ecuación:

$$\frac{d\bar{z}}{dt} = k(n+1) \left[\frac{\Gamma(\frac{z}{n+1})}{\Gamma(\frac{1}{n+1})} \right]^{n+1} u_{*o} \phi_H^{-1}\left(\frac{z}{L}\right) \quad (12)$$

donde

$$b = B(n) = k(n+1) \left[\frac{\Gamma(\frac{z}{n+1})}{\Gamma(\frac{1}{n+1})} \right]^{n+1} \quad (13)$$

$$y \quad F(z/L) = \phi_H^{-1}(z/L) \quad (14)$$

A continuación se analiza la variación de $B(n)$ con la estabilidad atmosférica.

Para ello se grafica la expresión (13), obteniéndose la curva que se presenta en la Figura 1. Se observa que $B(n)$ se adapta a una función lineal con n (coeficiente de correlación = 0.99). La expresión funcional obtenida por el método de cuadrados mínimos es la siguiente:

$$B(n) = -0.152 n + 0.35 \quad (15)$$

La dependencia de n con el parámetro de estabilidad atmosférica (Z/L) puede obtenerse a partir de la expresión (11). Relacionando el perfil adimensional de temperatura a dos alturas y considerando las expresiones de $\phi_H(Z/L)$ obtenidas por Businger (1973):

$$\phi_H\left(\frac{Z}{L}\right): \begin{cases} 0.74 + 4.7 \frac{Z}{L} & \frac{Z}{L} \geq 0 \\ 0.74 \left(1 - 9 \frac{Z}{L}\right)^{-1/2} & \frac{Z}{L} < 0 \end{cases} \quad (16)$$

puede encontrarse la forma funcional de la variación de n con la estabilidad de la atmósfera expresada por la forma:

$$n\left(\frac{Z}{L}\right): \begin{cases} 4.7 \left(\frac{Z}{L}\right) \left(0.74 + 4.7 \frac{Z}{L}\right)^{-1} & \frac{Z}{L} \geq 0 \\ 4.5 \left(\frac{Z}{L}\right) \left(1 - 9 \frac{Z}{L}\right)^{-1} & \frac{Z}{L} < 0 \end{cases} \quad (17)$$

que combinadas con la expresión (15) permiten encontrar la curva de $B(Z/L)$ representada en la Figura 2. Se observa una variación de B entre los valores 0.42 y 0.22 dentro del rango de estabilidad considerado. La mayor variación se presenta en condiciones cercanas a la neutralidad. En el caso neutral, el valor es $B = k = 0.35$ (Businger, 1973).

Por otra parte, para el rango $-1 \leq Z/L \leq 1$, B representa una variación máxima del 91%

4. EL PARAMETRO "C"

Para determinar una forma funcional del parámetro "c" se utiliza la definición

de velocidad media advectiva:

$$\bar{u}(c\bar{z}) = \frac{d\bar{x}}{dt} = \frac{\int_0^{\infty} \bar{u}(z) \chi_{xz} dz}{\int_0^{\infty} \chi_{xz} dz} \quad (18)$$

y el perfil potencial del viento:

$$\bar{u}(z) = \frac{\bar{u}_1}{z_1^P} z^P \quad (19)$$

donde \bar{u}_1 es la velocidad media del viento a la altura z_1 . El parámetro P depende de la rugosidad de la superficie, de la estabilidad atmosférica y de la altura según la expresión (Mazzeo, 1977):

$$P = \frac{\phi_m\left(\frac{z}{L}\right)}{\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi\left(\frac{z}{L}\right)} \quad (20)$$

donde z_0 es la longitud de rugosidad de la superficie,

ϕ_m es el perfil adimensional del viento y presenta la siguiente variación con la estabilidad (Businger, 1973)

$$\phi_m\left(\frac{z}{L}\right) \begin{cases} 1 + 4.7 \frac{z}{L} & \frac{z}{L} \geq 0 \\ \left(1 - 15 \frac{z}{L}\right)^{-1/4} & \frac{z}{L} < 0 \end{cases} \quad (21)$$

La función $\psi(z/L)$ es igual a

$\psi(z/L) = -4.7 z/L$ para condiciones estables y

$$\psi(z/L) = 2 \ln\left(\frac{1+\phi_m^{-1}}{2}\right) - \ln\left(\frac{1+\phi_m^{-2}}{2}\right) + 2 \operatorname{arctg} \phi_m^{-1} - \frac{\pi}{2}$$

en condiciones inestables.

Reemplazando (8), (9) y (19) en (18) e integrando resulta:

$$\bar{u}(c\bar{z}) = \frac{\bar{u}_1}{z_1^P} \left[\bar{z} \frac{\Gamma(1/q)}{\Gamma(2/q)} \right]^P \frac{\Gamma(P/q)}{\Gamma(1/q)} \quad (22)$$

o también

$$\bar{u}(c\bar{z}) = \frac{\bar{u}_1}{z_1^P} \left[\frac{\Gamma(1/q)}{\Gamma(2/q)} \left(\frac{\Gamma(P/q)}{\Gamma(1/q)} \right)^{1/P} \bar{z} \right]^P \quad (23)$$

de esta última expresión, se desprende que:

$$c = \frac{\Gamma(1/q)}{\Gamma(2/q)} \left[\frac{\Gamma(P/q)}{\Gamma(1/q)} \right]^{1/P} \quad (24)$$

En la Figura 3 se encuentra el gráfico de c para valores de q comprendidos entre $0.6 \leq q \leq 2.0$ y de p en el rango $0.05 \leq p \leq 0.8$. En la misma se observa que c varía entre un valor mínimo de 0.46 para $p \rightarrow 0$ y $q = 0.6$ hasta prácticamente 1 para $p \rightarrow 1$ y $q = 2$. Esta variación es aproximadamente el 120% y en términos relativos es semejante a lo encontrado por Monin-Yaglom (1971) y por Mazzeo (1980) aplicando la ecuación hiperbólica de difusión. Para estudiar la dependencia del parámetro c con la rugosidad del terreno, la altura y la estabilidad atmosférica, se combinan las variaciones de p con Z/Z_0 y Z/L (expresiones (20) y (21)) y las de $q = n + 1$ con Z/L (expresión (17)) con la relación (24).

En la Figura 4 se representa la variación de c con la estabilidad atmosférica (Z/L) para diferentes alturas adimensionales (Z/Z_0).

Los valores de c varían entre 0.46 y 1. Asimismo, se observa que aumentan con la estabilidad de la atmósfera y disminuyen con la altura.

A partir de ese gráfico se obtienen los valores representados en la Figura 5, que muestra que en condiciones cercanas a la neutralidad ($-0.1 \leq Z/L \leq 0.1$) el valor de c es aproximadamente constante con la altura y presenta su mayor variación con la estabilidad, en un rango comprendido entre $0.55 \leq c \leq 0.7$.

Para condiciones estables el valor de c está comprendido entre $0.75 \leq c \leq 1$ y en condiciones inestables entre $0.46 \leq c \leq 0.6$, dependiendo de la altura considerada.

Conceptualmente, el criterio de encontrar una altura efectiva ($Z_e = c \bar{Z}$) conformaría la suposición de que la nube de contaminantes es advectada por la velocidad del viento correspondiente a un nivel inferior de \bar{Z} como resultado del perfil vertical del viento.

5 CONCLUSIONES

La hipótesis de la semejanza lagrangeana y la teoría "K" aplicadas a la difusión vertical de los contaminantes emitidos a la atmósfera desde una fuente ubicada en la superficie terrestre han sido utilizadas con resultados relativamente satisfactorios.

En este trabajo se discuten algunos aspectos relacionados con las "constantes" b y c utilizadas en las relaciones dimensionales de esta hipótesis.

Se encuentra que $b = B(Z/L)$ puede variar entre 0.42 para condiciones inestables y 0.22 para condiciones estables. Hasta el presente diversos autores consideraron b igual a la constante de von Kármán ($k = 0.35$).

Asimismo, se obtiene que c varía entre 0.46 y 1 para $-1 \leq Z/L \leq 1$ siendo el valor más comúnmente utilizado de $c = 0.56$.

Este trabajo presenta los resultados analíticos, necesitándose datos experimentales detallados y precisos para efectuar las comprobaciones y verificaciones necesarias.

REFERENCIAS

- Batchelor G. K. 1964. Diffusion from Sources in a Turbulent Boundary Layer. Arch. Mech. Stosowany 3, 661-670.
 - Businger, J. A. 1973. In. Workshop on Micrometeorology. Haugen, D. A. (ed.), American Meteorological Society.
 - Chatwin, P. C. 1968. Dispersion of a Puff of Passive Contaminant in the Constant Stress Region. Quart. J. Roy. Met. Soc. 94, 350-360.
 - Ellison, T. H. 1959. Meteorology, Sci. Progress 47.
 - Mazzeo, N. A., 1977. Desarrollo de un método de estimación cuantitativa de la difusión atmosférica basado en la transformación de variables.
- Departamento de Meteorología- Facultad de Ciencias Exactas y Naturales.

Universidad de Buenos Aires.

- Mazzeo, N. A. 1980. Difusión turbulenta en la capa de superficie atmosférica. *Meteorológica* Vol XI, No 1.
- Mazzeo, N. A. y Venegas, L. E. 1982. Hipótesis de la Semejanza Lagrangeana y Difusión Vertical de los Contaminantes en la Capa de Superficie Atmosférica. (a presentar CONGREGMET IV, 13-17 de setiembre de 1982- Buenos Aires - Argentina).
- Monin, A. S. 1959. Smoke Propagation in the Surface Layer of the Atmosphere, *Advances in Geophysics* 6, 331-344.
- Monin, A. S. y Yaglom, A. M. 1971. *Statistical Fluid Mechanics*, The MIT Press.
- Nieuwstadt, F. T. y Van Ulden, A. P. 1978. A Numerical Study on the Vertical Dispersion of Passive Contaminants from a Continuous Source in the Atmospheric Surface Layer. *Atm. Env.* 12, 2119-2124.
- Pasquill, F. 1966. Lagrangian Similarity and Vertical Diffusion from a Source at Ground Level. *Quart. J. R. Met. Soc.* 92, 185-195.
- Pasquill, F. 1974. *Atmospheric Diffusion*. New York. John Wiley and Sons Inc.
- Van Ulden, A. P. 1978. Simple Estimates for Vertical Diffusion from Sources near the Ground. *Atm. Env.* 12, 2125-2129.
- Venegas, L. E. 1981. Hipótesis de la Semejanza Lagrangeana Aplicada a la Difusión de Contaminantes en la Capa de Superficie de una Atmósfera Diabática. (Tesis final de la Licenciatura en Ciencias Meteorológicas). Departamento de Meteorología. Universidad de Buenos Aires. Argentina.

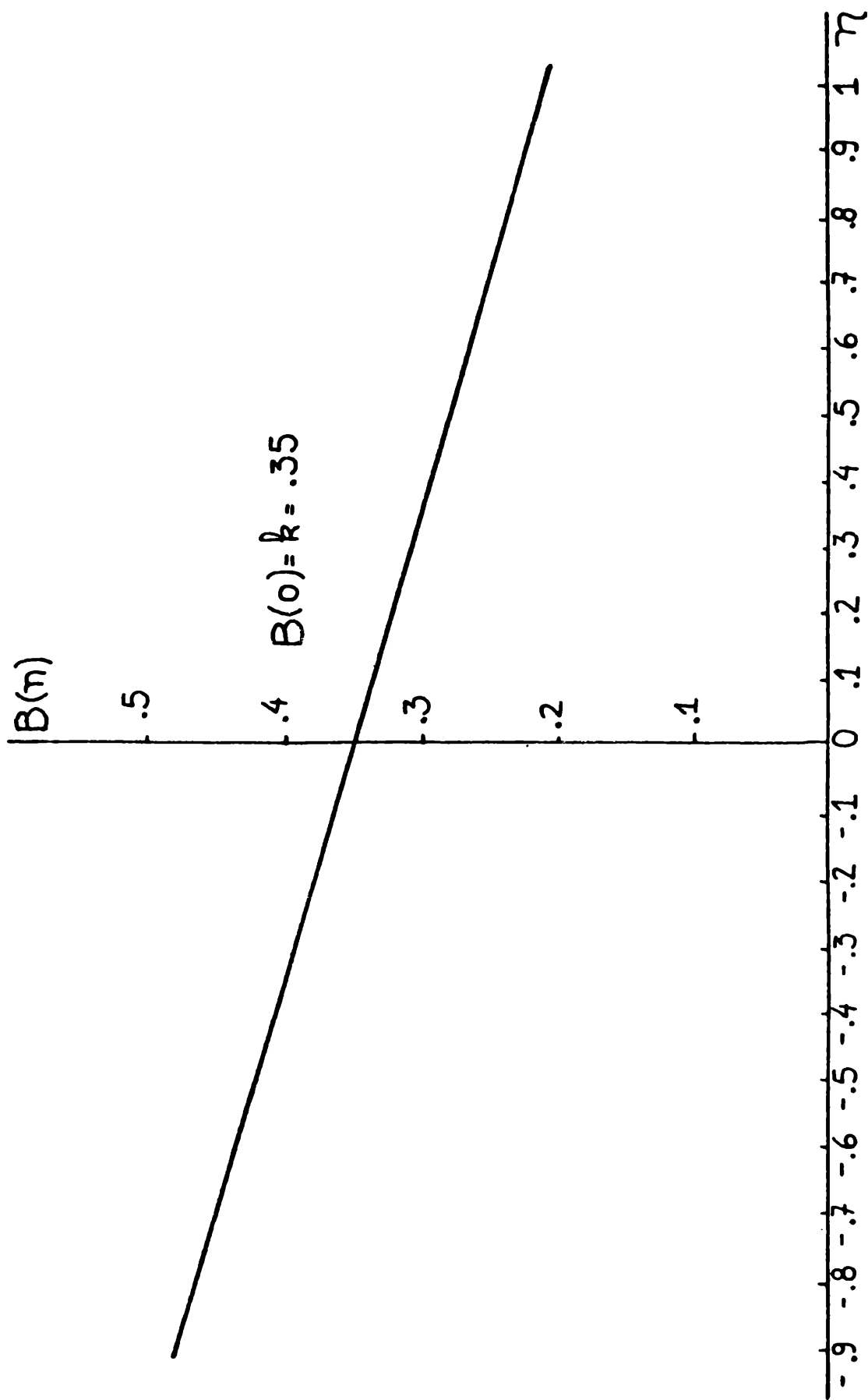


Figura 1. Variación de $B(\eta)$ en función del parámetro η

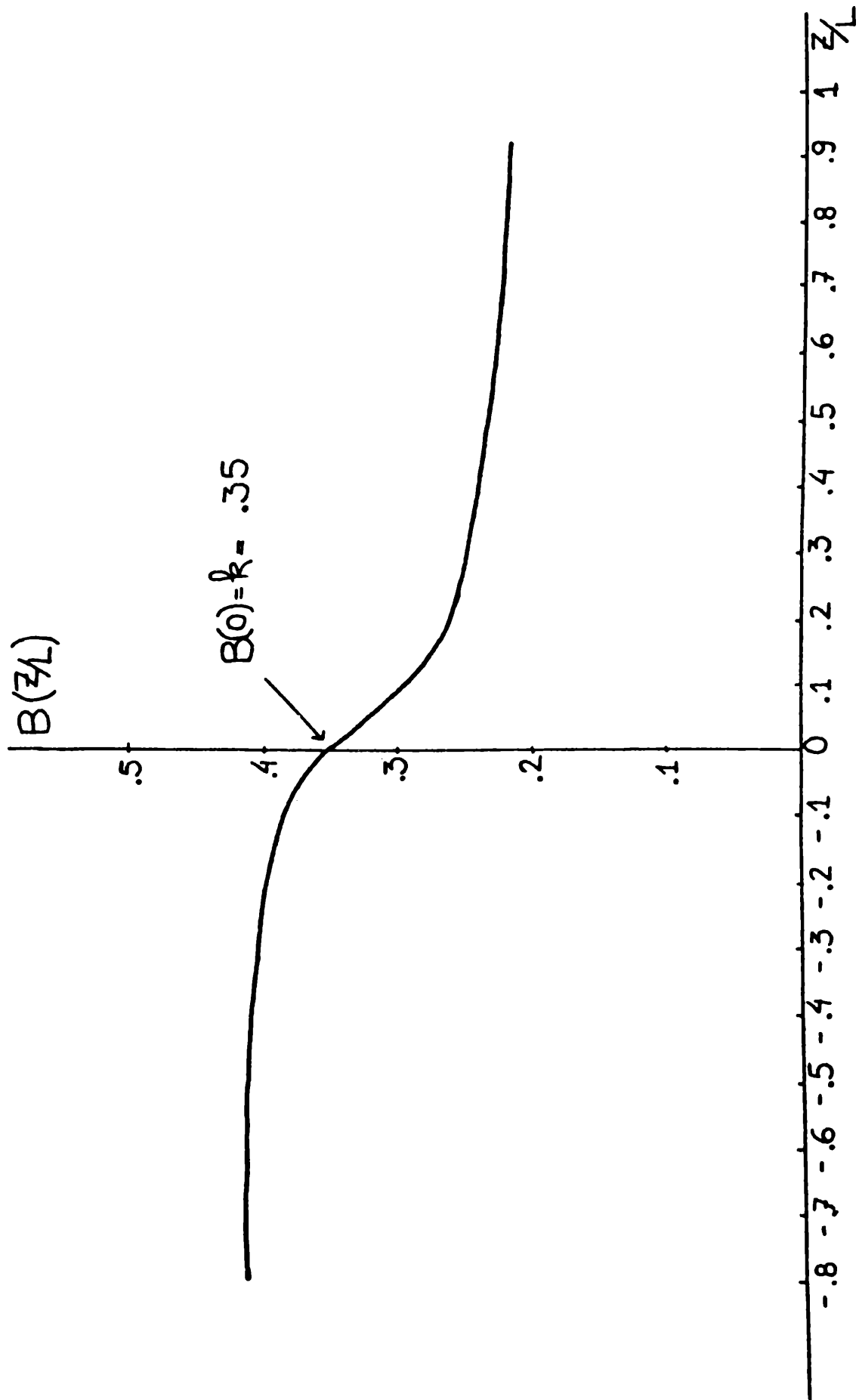


Figura 2. Variación de $B(z/L)$ con la estabilidad atmosférica (z/L) .

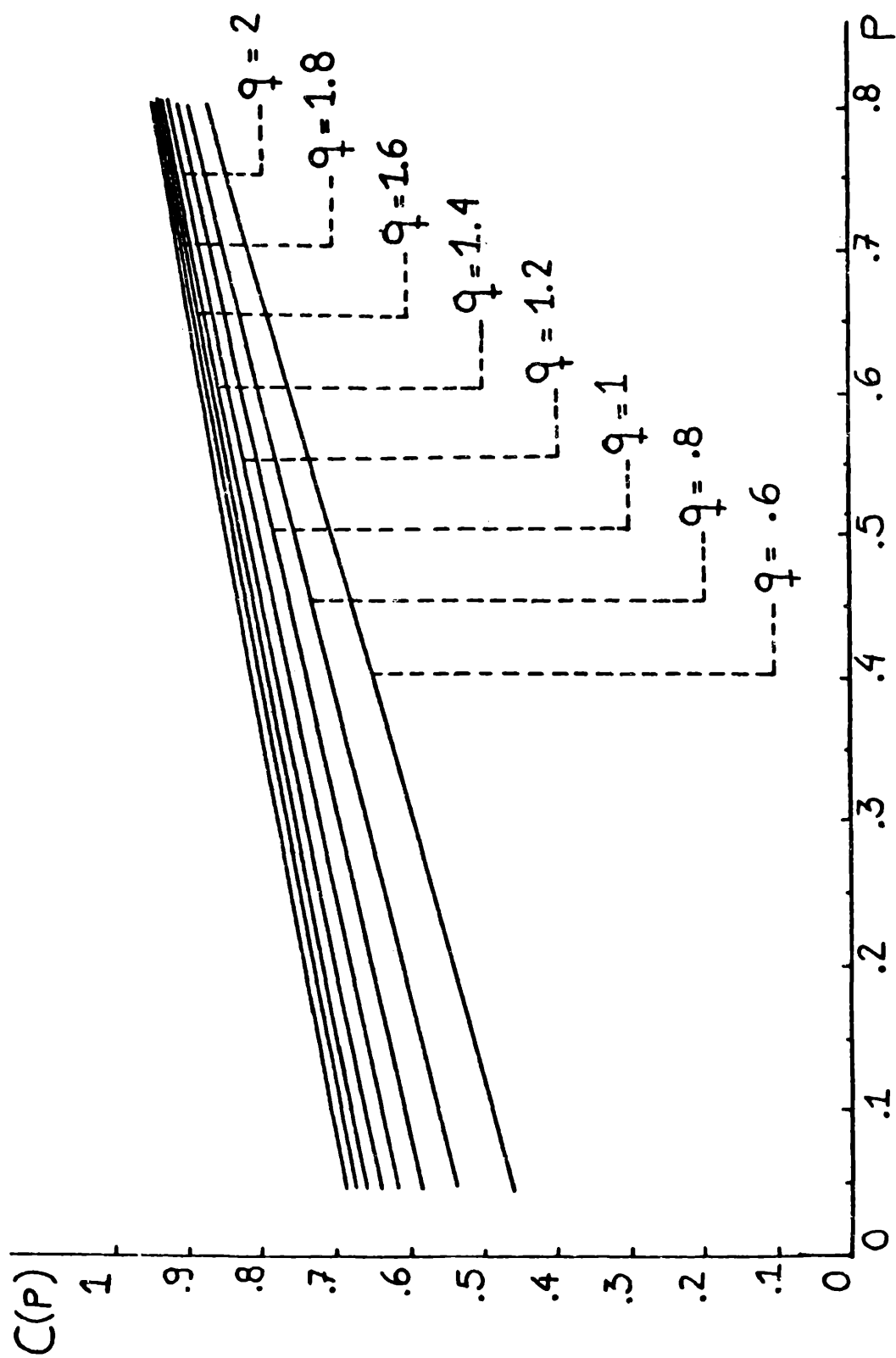


Figura 3. Variación del coeficiente C con el parámetro P para diferentes valores de q

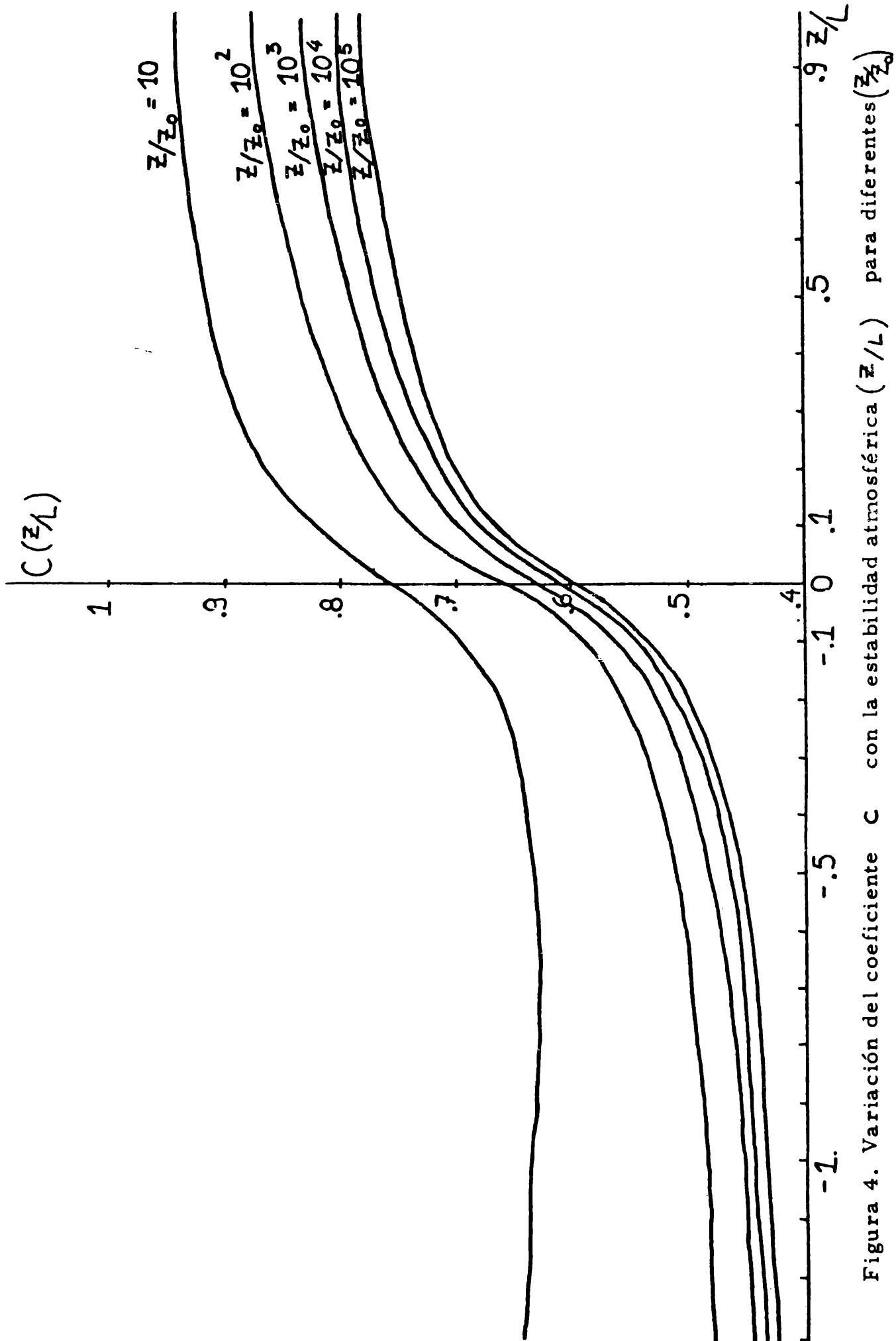


Figura 4. Variación del coeficiente C con la estabilidad atmosférica (z/L) para diferentes (z/z_0)

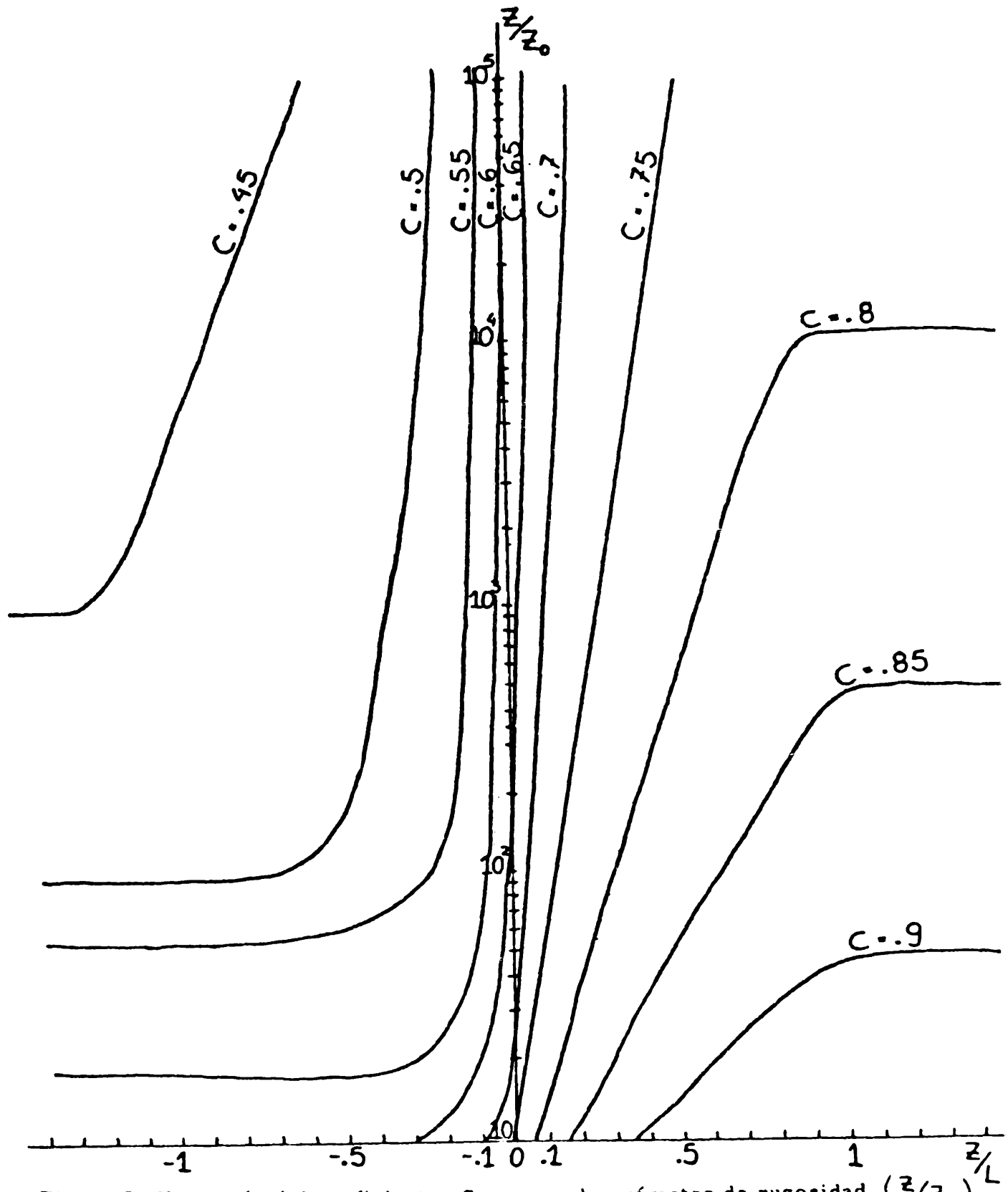


Figura 5. Variación del coeficiente C con el parámetro de rugosidad (z/z_0) y con la estabilidad atmosférica (z/L)

MARCHA ANUAL DEL CAMPO TERMICO EN LA TROPOSFERA Y BAJA ESTRATOSFERA
SOBRE AREAS CONTINENTALES ARGENTINAS

Gustavo V. Necco (1) e Inés Velasco (2)

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

Se analizan cortes espaciales y temporales de la temperatura media en la atmósfera libre y su desviación estándar basados en evaluaciones estadísticas de datos aerológicos argentinos tomados durante el período 1958-1971.

Se discute la variación estacional de los campos medios y la marcha anual de las anomalías y desviaciones estándar mensuales del campo térmico y su posible relación con el comportamiento de los sistemas sinópticos. Como característica saliente se encuentra que el enfriamiento invernal en la troposfera media, sobre la zona central del país, es muy rápido entre mayo y junio con máximas anomalías negativas en junio y agosto.

Spatial and temporal cross-sections of the free atmosphere mean temperature and standard deviation, based on Argentine aerological climatic data in the 1958-1971 period, are analyzed.

The seasonal variation of mean fields and the annual progression of monthly anomalies and standard deviations are considered and their possible relations with synoptic systems are discussed. Among other features it is found that the mid-tropospheric winter cooling, over central Argentina, is quite rapid between May and June with maximum negative anomalies in June and August.

-
- (1) Miembro de la Carrera del Investigador del CONICET.
Actualmente como Investigador Visitante en el National Meteorological Center de los Estados Unidos.
- (2) Actualmente como Visitante en la Pennsylvania State Univ., State College, EE.UU.

INTRODUCCION

El conocimiento de las condiciones normales de la atmósfera libre es, evidentemente, un factor importante en la comprensión de los procesos sinópticos característicos y tipos de circulación que ocurren sobre una determinada región.

En este trabajo, que corresponde a una versión con un enfoque algo diferente de un estudio anterior realizado por los mismos autores (Velasco y Necco, 1982), se presentan cortes espaciales y temporales del campo térmico medio de la atmósfera libre sobre el área continental argentina.

Las temperaturas medias aquí utilizadas han sido extraídas de las estadísticas aerológicas elaboradas por Velasco y Necco (1980) a partir de radiosondeos de ocho estaciones argentinas, comprendiendo distintos períodos entre 1958 y 1971. Se agregan evaluaciones de la estación Río Gallegos, no incluidas en las referidas estadísticas.

La información presentada corresponde a la hora sinóptica 12 TMG. Sobre la variabilidad interdiurna de las estimaciones se encuentran comentarios en Velasco y Necco (1982).

Los datos originales fueron obtenidos por medio de radiosondas Vaisala RS-13 y RS-16 y archivados en cintas magnéticas por el Servicio Meteorológico Nacional (Fuerza Aérea Argentina) para los niveles tipo, agregándose los niveles 900, 800 y 600 mb. Los procedimientos de validación y depuración aplicados a los datos originales se describen en la publicación estadística ya nombrada.

Se observa una reducción del muestreo con la altura que varía según la localidad, pero puede estimarse en 20 a 30 % en el nivel de 100 mb y 60 % en el de 50 mb, que es el nivel más alto considerado en esta presentación.

CORTES VERTICALES MEDIOS

La Figura 1 presenta un corte vertical desde Salta a Río Gallegos, aproximadamente a lo largo del meridiano 65 W, del campo térmico medio anual (salvo para Río Gallegos, que corresponde al promedio de enero y julio). Con línea continua fina se indican las isotermas en intervalos de 10° C y con línea interrumpida algunos valores intermedios. Las isentrópicas se dibujan con línea continua gruesa en intervalos de 10 K.

Se han indicado las posiciones de la tropopausa media con trazos más gruesos, estimadas a través de los sondeos medios mediante la aplicación del criterio sugerido por la O.M.M. (nivel donde el gradiente de temperatura decrece en 2° C/km o menos). Dada la limitada resolución vertical estas tropopausas pueden diferir de las calculadas a través de estimaciones basadas en datos individuales.

Las Figuras 2 y 3 representan los cortes medios de enero y julio, respectivamente, donde se aplican las mismas convenciones anteriores.

Como característica saliente se observa la variación estacional de las distintas tropopausas. La que aparece en latitudes bajas, más alta y fría, constituye la tropopausa tropical. La más baja corresponde a la de latitudes medias que se confunde con la polar hacia latitudes más altas. La región donde ambas se superponen corresponde a la zona donde los vientos en la troposfera superior tienen su velocidad máxima, identificando la corriente en chorro subtropical (Palmén y Newton, 1969).

La ruptura de la tropopausa subtropical (y la corriente en chorro asociada) determina el límite entre las masas de aire tropicales y de latitudes me-

días (Defant y Taba, 1957). Esta ruptura no varía mucho en su posición y por lo tanto se observa también en los campos medios anuales.

Los campos medios presentados son de configuración semejante a la obtenida para el hemisferio norte en iguales latitudes por Hess (1948), Kochansky (1955) y Defant y Taba (1957); y coinciden razonablemente con configuraciones obtenidas para el hemisferio sur por Taljaard y colab. (1969) y Newell y colab. (1972).

Se observa la variación ya citada en las tropopausas (Figuras 2 y 3) siendo la de latitudes medias (o polar) más baja y extendida hacia latitudes menores en invierno, y más alta y retirada hacia latitudes mayores en verano. Igual comportamiento aparece en la tropopausa tropical. En general la tropopausa en latitudes medias coincide con las isentrópicas 340 - 350 K y la tropopausa tropical con las isentrópicas 380 - 390 K. Una comparación con resultados obtenidos por otros autores se presenta en Velasco y Necco (1982).

En invierno (julio) se observa una mayor estabilidad en los niveles inferiores, apareciendo una capa baja muy estable en la zona central debida a la influencia del suelo (máxima frecuencia de inversiones en superficie).

La baroclinicidad en julio es algo mayor que en enero sobre el extremo sur del corte, de acuerdo con la variación estacional de la intensidad de la circulación atmosférica en esas latitudes. No se observa, sin embargo, un cambio estacional significativo de la baroclinicidad sobre la zona central del país.

MARCHA ANUAL DE LAS ANOMALIAS TERMICAS

Se han calculado las desviaciones o anomalías de los sondeos mensuales medios respecto del promedio anual para los distintos niveles y estaciones nombradas en la Introducción.

La marcha anual de estas anomalías térmicas, en grados Celsius, se presentan en las Figuras 4 a 11 sobre las localidades de Salta, Resistencia, Córdoba, Ezeiza, Santa Rosa, Espora, Neuquén y Comodoro Rivadavia respectivamente.

Surge en todos los casos la influencia de la superficie terrestre sobre el calentamiento estival y el enfriamiento invernal en las capas inferiores, por debajo del nivel 800 mb, aproximadamente.

En la troposfera superior aparece un solo máximo estival en las anomalías hacia el mes de febrero y aproximadamente en los niveles 300/400 mb, salvo en Neuquén donde se observa alrededor del nivel 500 mb.

En el invierno las estaciones de la región subtropical (Salta, Resistencia y Córdoba) presentan, aproximadamente en esos mismos niveles, un solo mínimo invernal centrado en el mes de julio. En las estaciones situadas sobre el centro del país (Neuquén, Santa Rosa y Espora) el enfriamiento invernal en la troposfera media entre mayo y junio es muy brusco; aparecen dos mínimos en las anomalías, uno en junio y otro en agosto, produciendo un relativo calentamiento en la troposfera media en julio. Esta singularidad es suficientemente intensa como para no ser atribuible a errores del muestreo, llegando a 2° C en Espora. Se refleja además, algo más débil, en las marchas anuales de Ezeiza y Comodoro Rivadavia.

En casi todas las localidades el campo de anomalías sugiere en verano una relativa inestabilización hidrostática en la troposfera inferior, por debajo de 800 mb, y una relativa estabilización en la troposfera superior, por encima de ese nivel; y viceversa en invierno.

En la baja estratosfera la marcha anual de las anomalías para las estaciones de latitudes medias y bajas es opuesta a la de la troposfera media; es decir, se observan valores mínimos en verano y máximos en invierno coincidiendo con lo obtenido por Goldie y colab. (1957) en el hemisferio norte y por VanLoon y Jenne (1970) y VanLoon (1972) en el hemisferio sur, aunque los rangos anuales aquí presentados son mayores especialmente en la banda comprendida entre 25 S y 40 S (Figuras 4 a 10).

Sobre la estación Comodoro Rivadavia, situada en latitudes más altas, las marchas anuales de las anomalías troposféricas y estratosféricas se encuentran en fase indicando un régimen de circulación diferente.

La mínima variabilidad en la marcha anual de las anomalías térmicas se observa en el nivel 150 mb para la región situada al norte de 40 S.

Las Figuras 4 a 11 sugieren un criterio para una clasificación meteorológica de las estaciones del año en nuestras regiones. Las estaciones de transición o equinocciales corresponderían a los meses de abril/mayo y octubre/noviembre donde el campo térmico no difiere significativamente de los valores medios anuales. La estación invernal comprendería los meses de junio a septiembre, de anomalías troposféricas negativas, y la estival los meses de diciembre a marzo, de anomalías troposféricas positivas. Esta definición de las estaciones coincide con la adoptada por Taljaard (1967) considerando como criterio básico el carácter marítimo del hemisferio sur.

Otra característica común que surge de las Figuras 4 a 11 es el rápido enfriamiento durante el mes de marzo en el nivel 200 mb, aproximadamente, ligado al descenso de las tropopausas y previo al comienzo del período invernal. También se observa un relativo calentamiento en la troposfera superior al comienzo del período estival, pero mucho menos marcado. Las configuraciones sugieren un progresivo descenso de los extremos estratosféricos hacia niveles troposféricos durante los períodos equinocciales.

MARCHA ANUAL DE LAS DESVIACIONES ESTANDAR

En las Figuras 12 a 15 se muestra la marcha anual de las desviaciones estándar mensuales de la temperatura, en grados Celsius, para los distintos niveles y en las localidades de Salta, Resistencia, Ezeiza y Comodoro Rivadavia, respectivamente.

En el caso de una distribución casi normal del campo térmico la desviación estándar es una excelente estimación de la dispersión. Según Goldie y colab. (1957), Crutcher (1969) y Tomlinson (1975) la distribución de la temperatura en el nivel de la tropopausa se aleja mucho de una normal. De todas maneras la desviación estándar se relaciona a la intensidad de las perturbaciones y en este sentido se analizarán las Figuras 12 a 15.

La estación de Salta (Figura 12) muestra una mayor variabilidad, particularmente desde mayo a octubre, en niveles inferiores por debajo de 600/700 mb siendo máxima entre julio y agosto. Esto se relaciona con la advección de las masas de aire polar en invierno, canalizadas por la Cordillera. En esta estación del año el mayor cambio de la temperatura, en superficie, con la latitud se encuentra entre 20 S y 30 S (Prohaska, 1976, pág. 37); a su vez la topografía influye fuertemente sobre el flujo en capas bajas en la zona del noroeste argentino, predominando los vientos de montaña del sur desde mayo a septiembre (Prohaska, 1976, pág. 22-23). En la troposfera media y superior no se observan cambios significativos, salvo un débil mínimo en el verano.

En Resistencia también aparece una mayor variabilidad en capas bajas entre los períodos de transición, con un máximo invernal por debajo de 800 mb, que estaría relacionada a las invasiones de aire polar. Se observa aquí que desde el comienzo del invierno las perturbaciones abarcan una capa mayor, sugiriendo la influencia de sistemas sinópticos de latitudes medias que alcanzan estas regiones. Aparece un mínimo estival en la variabilidad de la troposfera media, en tanto que la marcha anual en la troposfera superior se mantiene prácticamente constante.

En Ezeiza la desviación estándar muestra una variación estacional marcada en la troposfera y a nivel de la tropopausa. Aparece un claro mínimo en la troposfera media durante el verano. En el comienzo del invierno la intensidad de las fluctuaciones aumenta rápidamente, abarcando casi toda la troposfera. Al mismo tiempo surge un máximo relativo invernal cerca de la tropopausa. Esto sugiere

una correspondencia con la irrupción de los sistemas ciclónicos y sus frentes asociados.

En Comodoro Rivadavia el comportamiento es muy diferente a los anteriores. La intensidad de las perturbaciones es máxima y casi constante en la troposfera media, con débiles mínimos en los períodos equinocciales. Se observa además un máximo en 200 mb, por encima del nivel medio de la tropopausa. Esta región se incluye en la banda de los sistemas migratorios, cerca del frente polar climático.

CONCLUSIONES

El análisis de los campos medios y las marchas anuales de las anomalías y desviaciones estándar de la temperatura en la atmósfera libre sobre el continente argentino ha mostrado que:

- pueden distinguirse tres comportamientos ; un régimen subtropical al norte de 30 S; un régimen de transición entre 30 y 40 S y un régimen de latitudes medias al sur de 40 S , verificando resultados de la climatología tradicional (consultar p.e. Prohaska, 1976),
- en la zona central del país el enfriamiento invernal de la troposfera media es brusco, apareciendo un relativo calentamiento en julio,
- en 200 mb se observa un marcado descenso en otoño y un moderado ascenso en primavera, coincidiendo con los cambios de la circulación general en ese nivel (ver p.e. Morel y Desbois, 1974),
- puede aplicarse un criterio meteorológico objetivo para definir las estaciones del año resultando como estaciones de transición los meses de abril/mayo y octubre/noviembre, estación estival el período diciembre/marzo y estación invernal el período junio/septiembre.

Agradecimientos

Este trabajo contó con el apoyo económico de la Subsecretaría de Ciencia y Tecnología por medio de los subsidios 9087/80-25 y 9726/81-21 y del CONICET por medio de los subsidios 8773/79 y 8773b/81.

BIBLIOGRAFIA

- Crutcher H.L., 1969: Temperature and humidity in the troposphere; Climate of the free atmosphere, World Survey of Climatology, 4.
- Defant F., Taba H., 1957: The laminar structure of the atmosphere and the characteristics of the tropopause; Tellus, 9 , 259-279.
- Goldie N., Moore J.G., Austin M.A., 1957: Upper air temperature over the world; Geoph. Mem. No. 101.
- Hess S.L., 1948: Some new meridional cross sections through the atmosphere; J. of Meteor., 5, 293-300.
- Kochansky A., 1955: Cross sections of the mean zonal flow and temperature along 80 W; J. of Meteor., 12(7).
- Morel P., Desbois M., 1974: Mean 200 mb circulation in the Southern Hemisphere observed from EOLE balloon flights; J. of Atm. Sc., 31, 394-407.
- Newell R.E., Kidson J.W., Vincent D.G., Baer J.G.: The general circulation of the tropical atmosphere, 1, MIT Press, 1972.
- Organización Meteorológica Mundial, 1970: Guía de prácticas climatológicas, WMO No. 10 , TP 14.
- Palmen E., Newton C.W., 1969: Atmospheric Circulation Systems; Int. Geoph. Ser. 13, Acad. Press.
- Prohaska F., 1976: The climate of Argentina, Paraguay and Uruguay, en World Survey of Climatology, 12.
- Taljaard J.J., 1967: Development, distribution and movement of cyclones and anti-cyclones in the Southern Hemisphere during IGY; J. of Appl. Meteor., 6.
- , VanLoon H., Crutcher A.L., Jenne R.L., 1969: Climate of the upper air.Southern Hemisphere, 1 , Temperature, dew-points and heights at selected

pressure levels; NAVAIR 50-IC-55.

Tomlinson A.I., 1975; Upper air statistics for New Zealand stations; Misc. Pub. 147, N.Z.W.B.

VanLoon H., 1972; Temperature in the Southern Hemisphere en Meteorology of the Southern Hemisphere, AMS Met. Monogr., 13 (N 35).

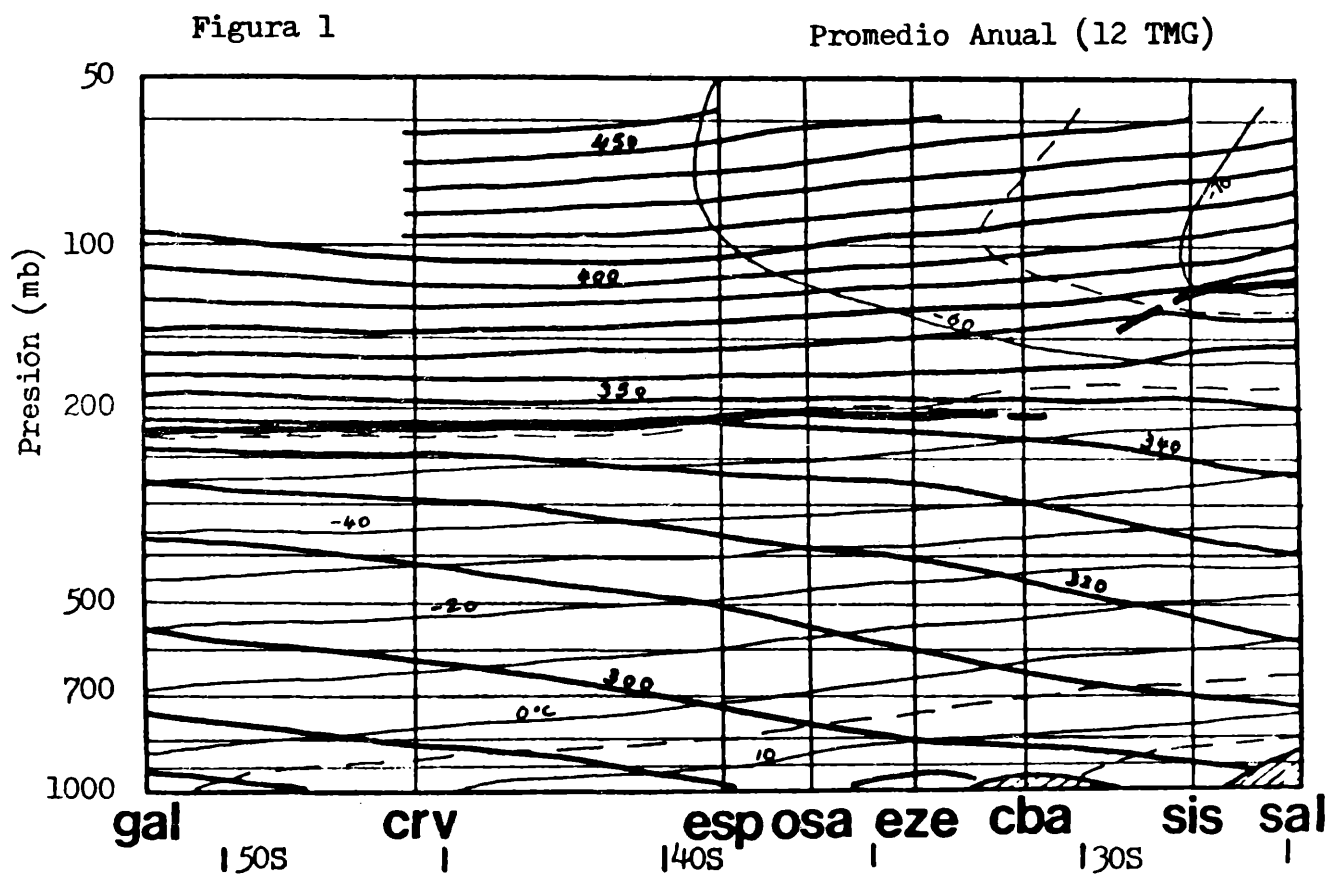
—————, Jenne R.L., 1970; The annual wave in the temperature of the low stratosphere; J. of Atmos. Sc., 27, 701-705.

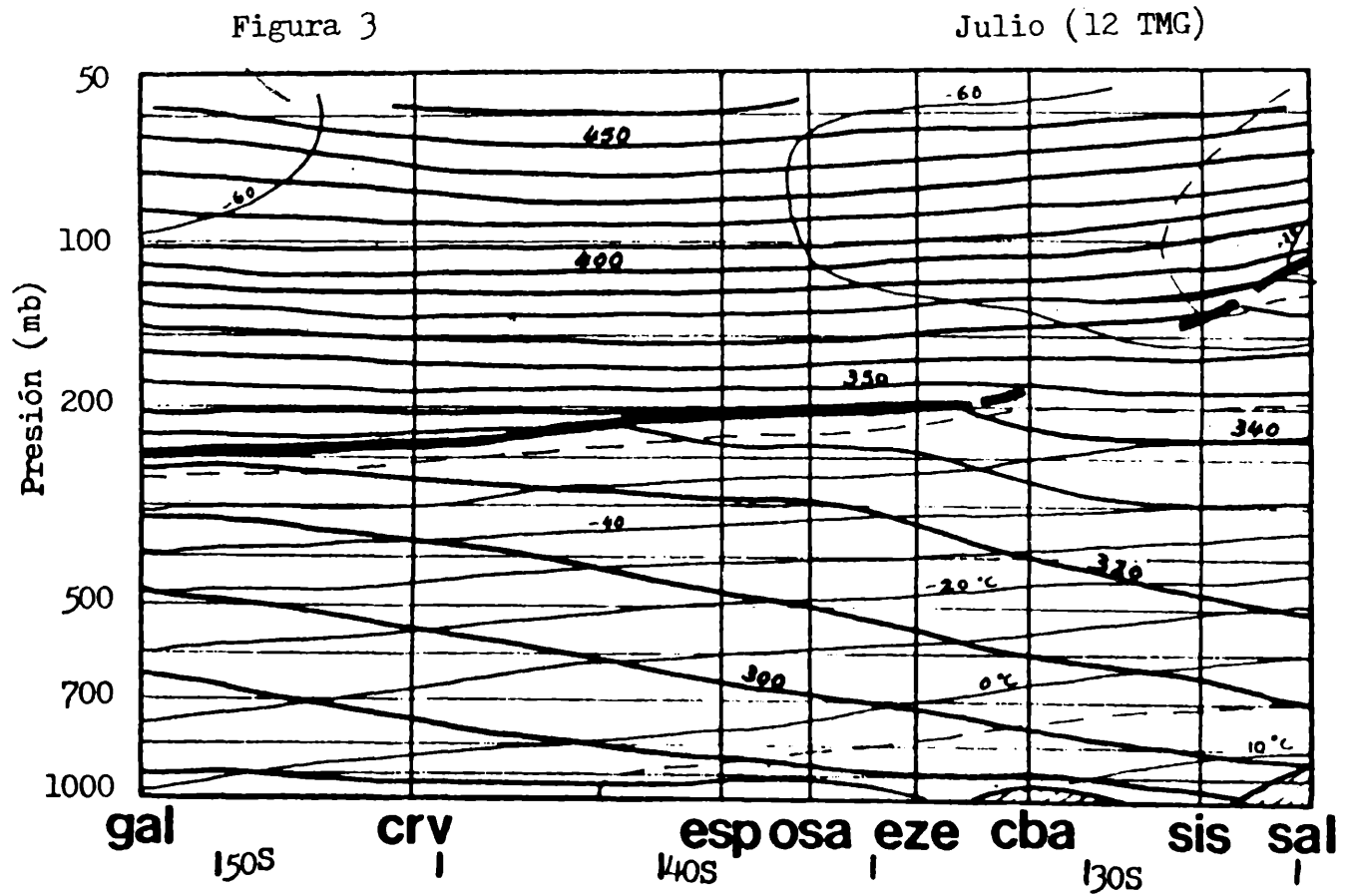
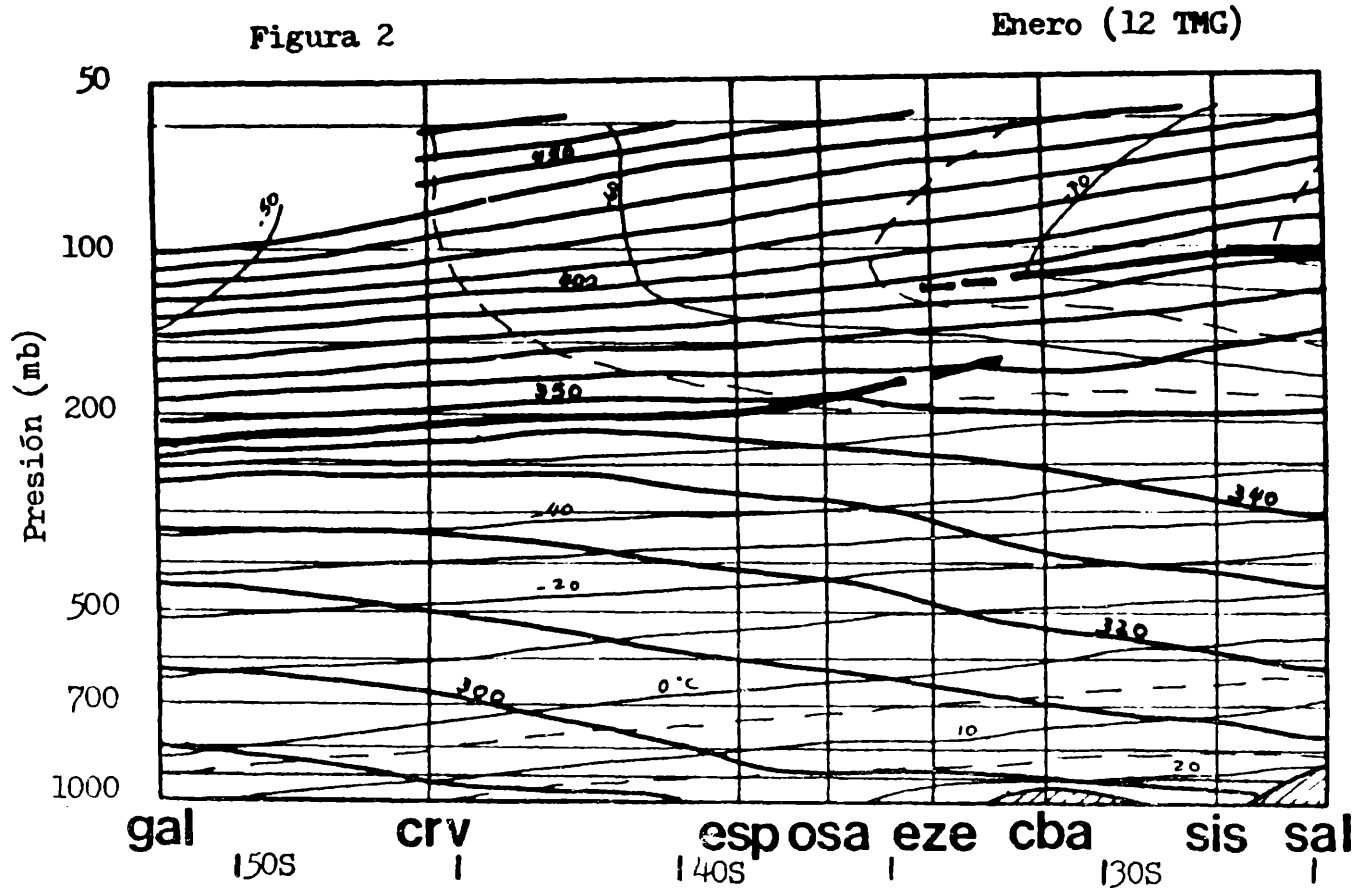
Velasco I., Necco G.V., 1980; Valores medios, extremos y desviaciones estándar de datos aerológicos de la República Argentina, Dpto. de Meteor., FCEyN, Univ. de Bs. As.

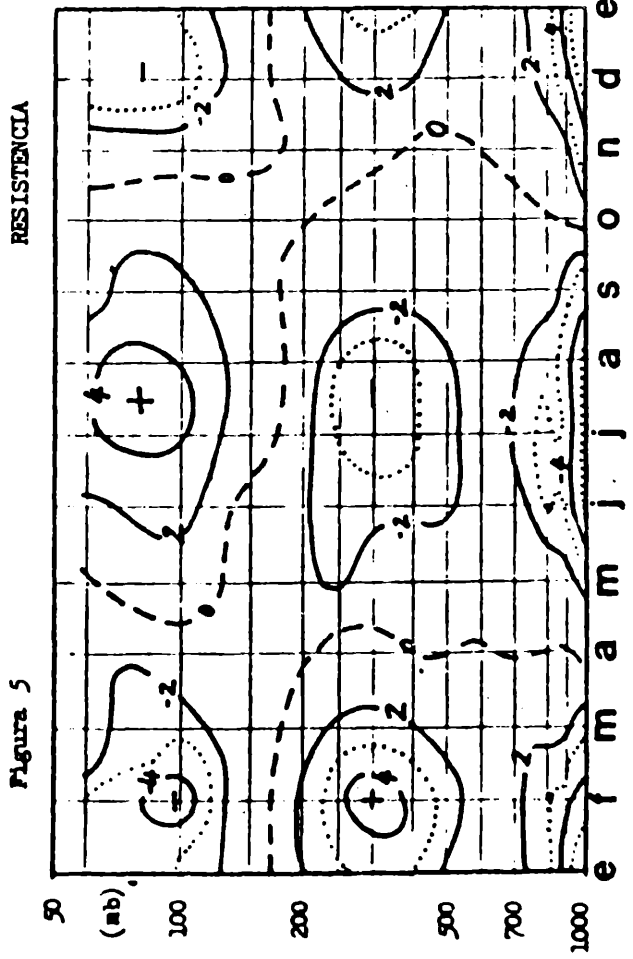
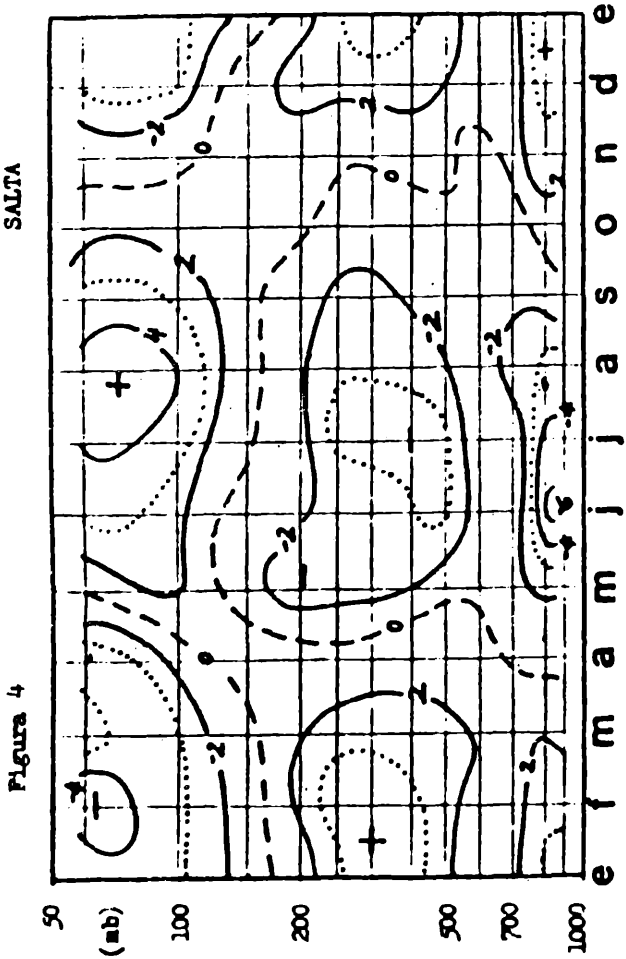
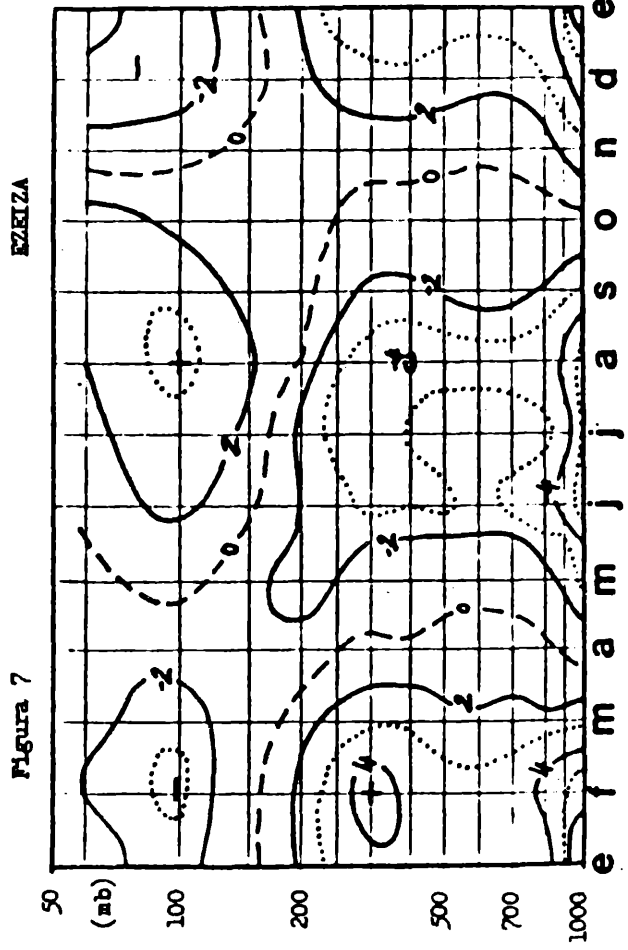
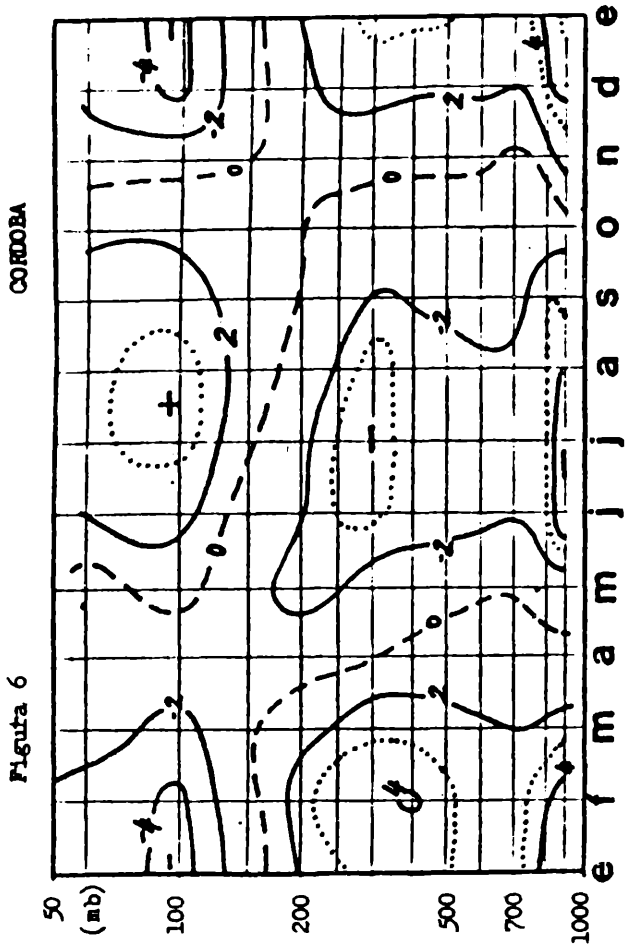
—————, —————, 1982; Características del campo térmico de la atmósfera libre en la República Argentina; Meteorológica, XIII.

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

- Fig. 1: Corte vertical del campo medio anual de temperaturas (varios períodos entre 1958 y 1971), hora 12 TMG. Las líneas continuas de trazo fino indican isotermas en intervalos de 10°C (interrumpidas en intervalos de 5°C); las líneas continuas de trazo medio indican isentrópicas en intervalos de 10 K y las líneas gruesas indican las tropopausas.
- Fig. 2: Idem a la Fig. 1 para el mes de enero.
- Fig. 3: Idem a la Fig. 1 para el mes de julio.
- Fig. 4: Marcha anual de las anomalías de las temperaturas medias mensuales ($^{\circ}\text{C}$) respecto del promedio anual para la estación de Salta. Hora 12 TMG. Intervalo entre isolíneas 2°C ; con líneas de puntos se indican algunos valores intermedios.
- Fig. 5: Idem a la Fig. 4 para la estación de Resistencia.
- Fig. 6: Idem a la Fig. 4 para la estación de Córdoba.
- Fig. 7: Idem a la Fig. 4 para la estación de Ezeiza.
- Fig. 8: Idem a la Fig. 4 para la estación de Santa Rosa.
- Fig. 9: Idem a la Fig. 4 para la estación de Cdte. Espora.
- Fig.10: Idem a la Fig. 4 para la estación de Neuquén.
- Fig.11: Idem a la Fig. 4 para la estación de Cdto. Rivadavia.
- Fig.12: Marcha anual de la desviación estándar mensual del campo térmico ($^{\circ}\text{C}$) para la estación de Salta. Hora 12 TMG. Intervalo entre isolíneas 2°C ; con líneas de trazos se indican valores intermedios.
- Fig.13: Idem a la Fig. 12 para la estación de Resistencia.
- Fig.14: Idem a la Fig. 12 para la estación de Ezeiza.
- Fig.15: Idem a la Fig. 12 para la estación de Cdto. Rivadavia.







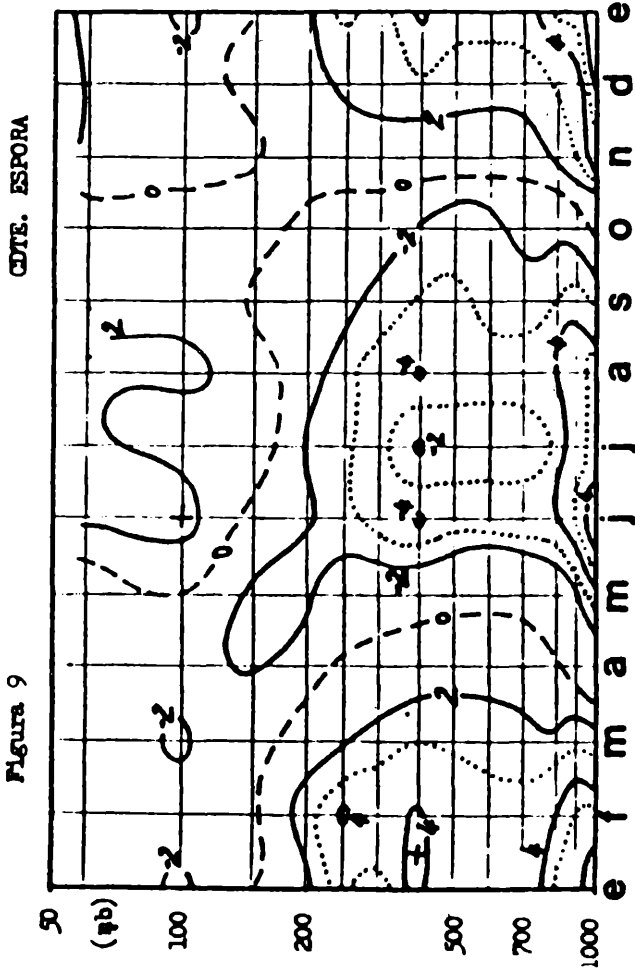
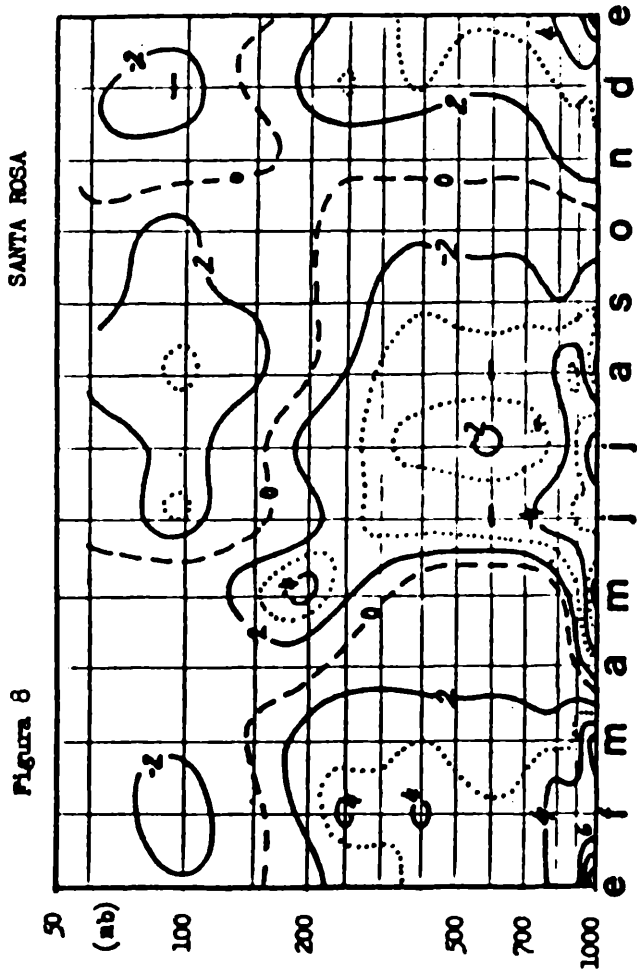
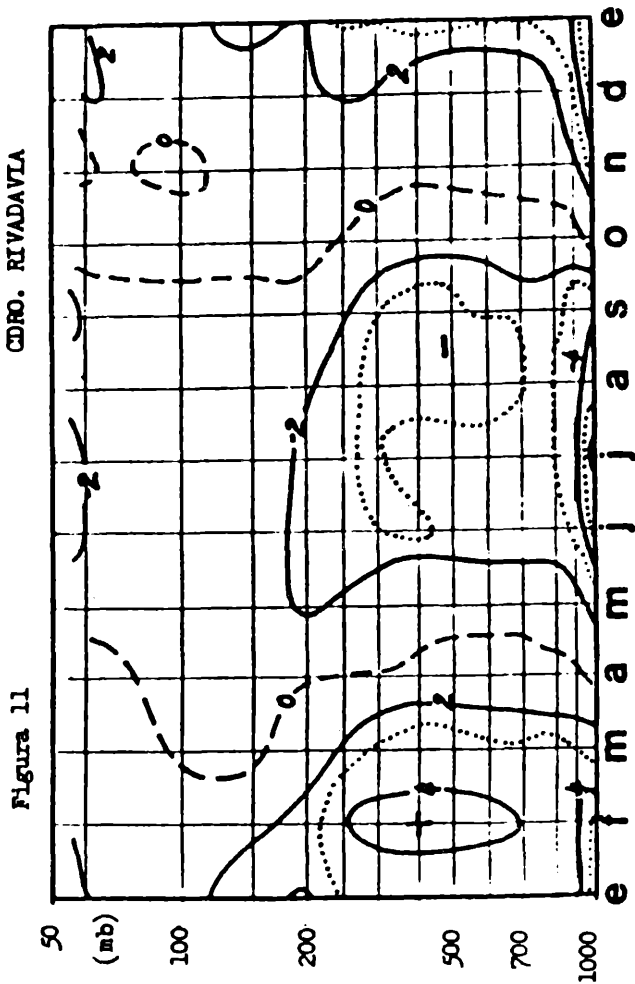
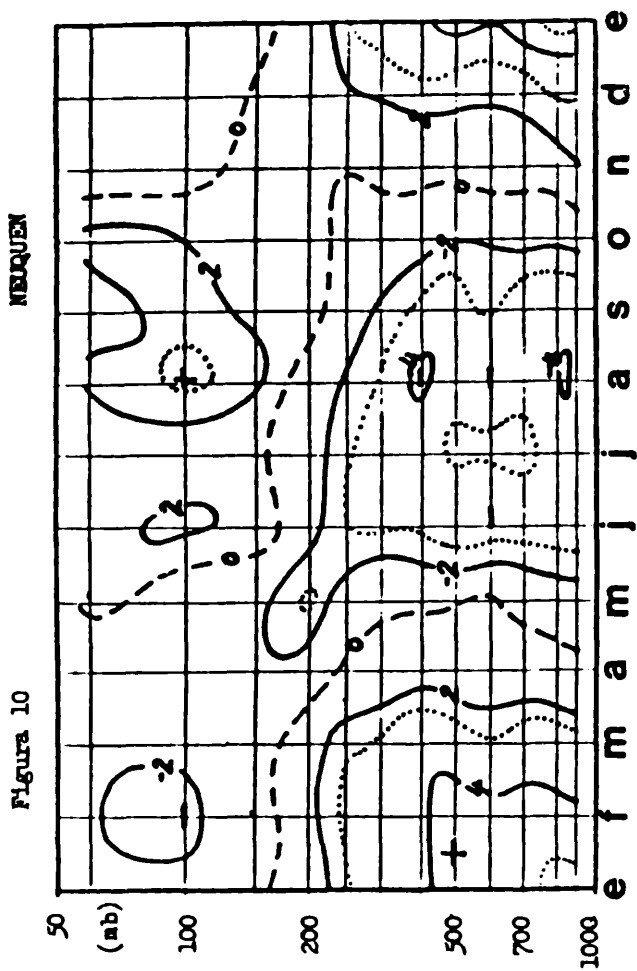


Figura 12

SALTA

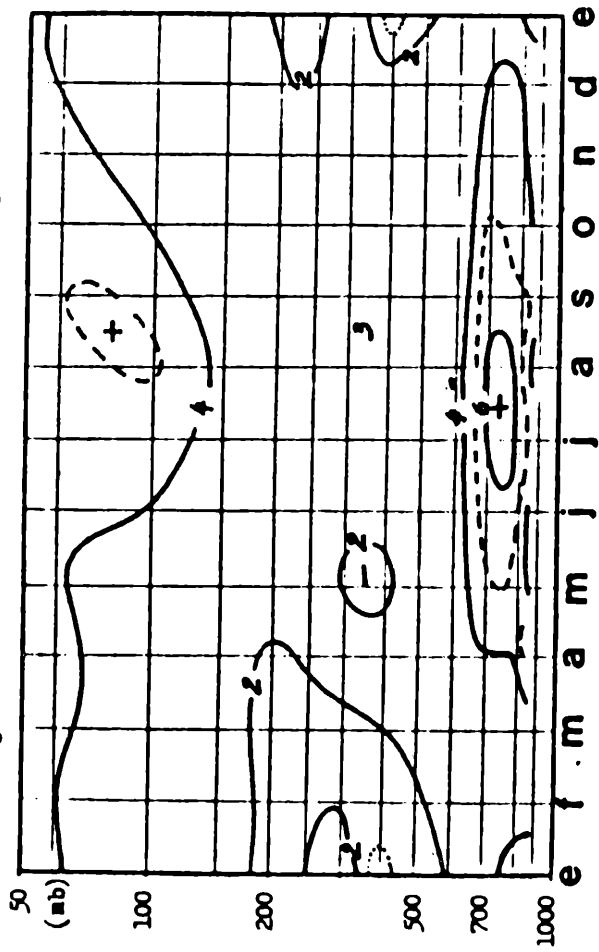


Figura 14

ESQUIZA

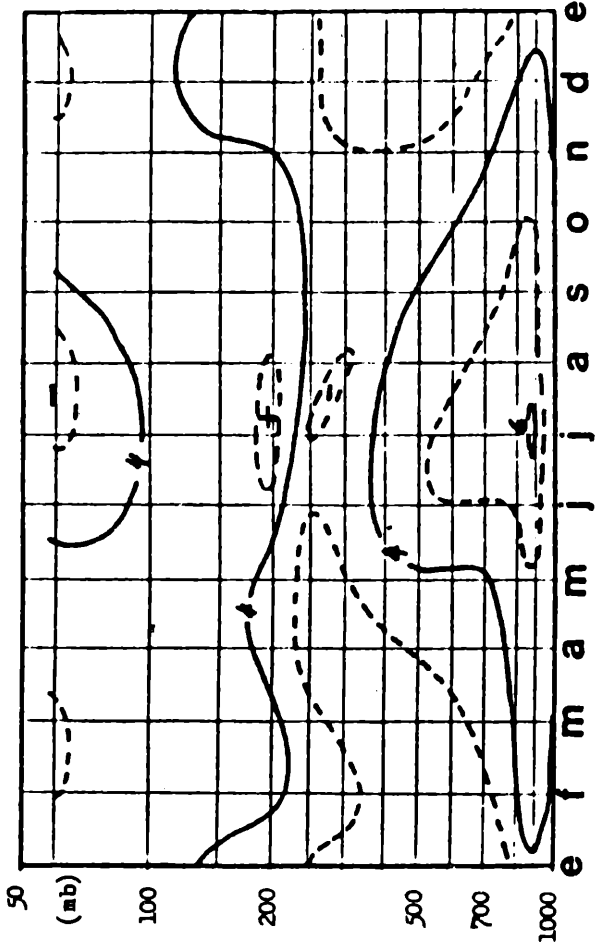


Figura 13

RESISTENCIA

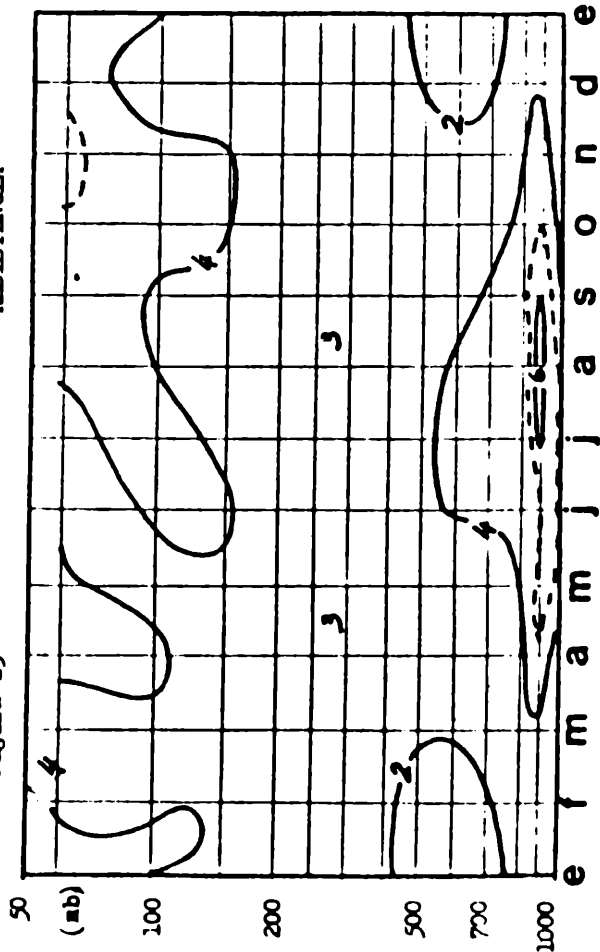
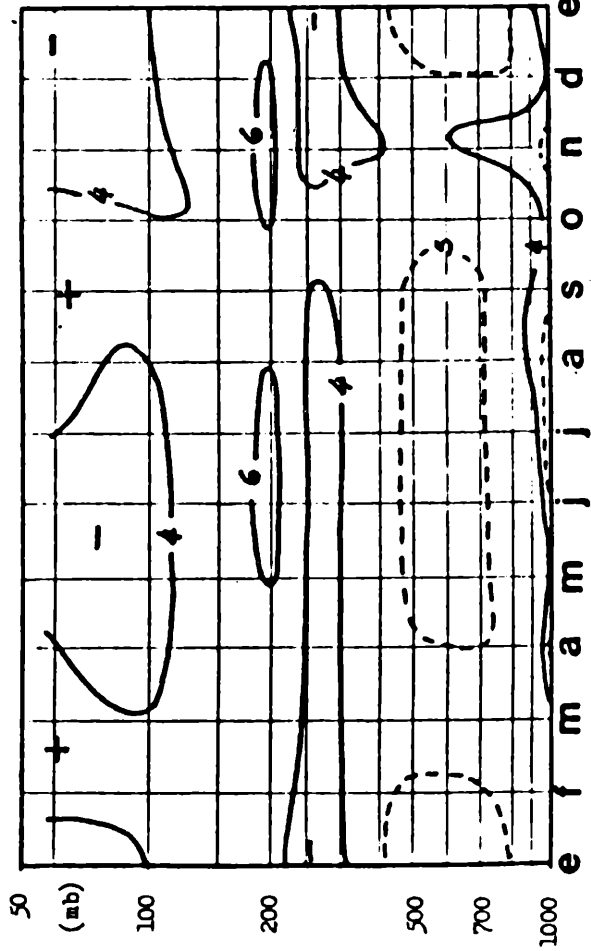


Figura 15

CDRO. RIVADAVIA



MEJORA DE LA RELACION SEÑAL-RUIDO EN EL APILADO

Armando Salle

Geosource Exploration Company.

Buenos Aires, República Argentina.

RESUMEN

En las líneas sísmicas con una pobre relación señal-ruido y con buzamientos cambiantes a lo largo de la misma, no es fácil ajustar bien las velocidades para la corrección diámica. Esto introduce un error en la corrección que es más grande en las trazas correspondientes a receptores lejanos al punto emisor.

El estudio consiste en un análisis de la función transferencia de la suma (stacking) y los resultados muestran que la mejor relación señal-ruido en la sección final no se obtiene sumando todas las trazas sino sólo las trazas correspondientes a receptores cercanos al punto emisor. Muestran además cual es el número óptimo de trazas a sumar según sea el error en la corrección dinámica. Por último, se realizó un modelo y se procesaron registros sintéticos que corroboraron los resultados del estudio.

ABSTRACT

It is not easy to correctly adjust the velocities for the dynamic correction in seismic lines with a poor signal-noise ratio and with changing dips along them. This inserts an error in the correction which is bigger in the traces corresponding to receivers far from the shot point.

The study consists of an analysis of the stacking function and the results show that the best signal-noise ratio in the final section could not be obtained stacking all the traces but only the traces corresponding to receivers near to the shot point. They also show which is the optimum number of traces to be stacked according to the error in the dynamic correction. Finally, a model was made and synthetic records were processed confirming the results of the study.

I. INTRODUCCION

El objeto estudiado es el registro sísmico constituido por trazas correspondientes a un mismo punto profundo después de la corrección dinámica.

En el caso más ideal, una reflexión, en el dominio $x-t$ (distancia-tiempo) debiera seguir una recta correspondiente a la ecuación $t=\text{constante}$.

Esto, en la realidad, no es así por varias causas. Una de ellas es el error en la corrección dinámica debido a la inexactitud en la determinación de las velocidades de corrección.

Para estudiar la influencia de este error, se supondrá que es el único, y se calculará cómo afecta a la ganancia de la relación señal-ruido en el apilado.

II. TRANSFERENCIA DE LA SEÑAL

Se estudia un registro con trazas correspondientes a un mismo punto profundo, donde se idealiza a la señal (reflexión) con un pulso en cada traza:

$$S_j = a_j \delta(t - t_j)$$

donde:

S_j : señal en la traza n° "j".

a_j : amplitud de la señal en la traza n° "j".

$\delta(t)$: función "delta" de Dirac.

t_j : instante en que $S_j \neq 0$, después de la corrección dinámica.

Debido al error en la corrección dinámica, t_j tomará un valor distinto en cada traza. (Figura 1)

Al apilarse (sumarse) "c" trazas, se obtiene:

$$h(t) = \sum_{j=1}^c a_j \delta(t - t_j)$$

En el dominio de frecuencias:

$$H(f) = \sum_{j=1}^c a_j \exp(-i2\pi f t_j)$$

$$H(f) = \sum_{j=1}^n \left[a_j M_j - i a_j N_j \right]$$

donde:

$$M_j = \cos(2\pi f t_j)$$

$$N_j = \text{sen}(2\pi f t_j)$$

También se puede expresar:

$$H(f) = |H(f)| \exp \left[i\phi(f) \right]$$

donde:

$|H(f)|$ es el espectro de amplitud.
 $\phi(f)$ es el espectro de fase.

$$|H(f)| = \left[\left(\sum_{j=1}^n a_j M_j \right)^2 + \left(\sum_{j=1}^n a_j N_j \right)^2 \right]^{1/2}$$

Los tiempos t_j están compuestos por el tiempo de doble tránsito T_0 correspondiente a distancia receptor emisor nula, y los tiempos t'_j de error en la corrección dinámica:

$$t_j = T_0 + t'_j$$

La componente T_0 no afecta al espectro de amplitud, ya que es constante para todas las trazas. Por lo tanto se puede expresar:

$$|H(f)| = \left[\left(\sum_{j=1}^n a_j M'_j \right)^2 + \left(\sum_{j=1}^n a_j N'_j \right)^2 \right]^{1/2}$$

donde:

$$M'_j = \cos(2\pi f t'_j)$$

$$N'_j = \text{sen}(2\pi f t'_j)$$

Por otra parte:

$$t'_j \cong (X_j^2 / 2T_0) \left[v_{(T_0)}^{-2} - v_{(T_0)}^{-2} \right]$$

donde:

X_j : es la distancia emisor receptor para la traza n° "j".

V : es la velocidad de corrección verdadera.
(T_0)

V' : es la velocidad de corrección utilizada.
(T_0)

Se elige una distancia de referencia X_{ref} igual a la distancia del punto emisor a la estación receptora más alejada entre las conectadas.

Se denomina $\Delta \Delta T$ al error en la corrección dinámica correspondiente a la traza registrada en la estación receptora más lejana al punto emisor.

Luego:

$$\Delta \Delta T / t'_j = X_{ref}^2 / X_j^2$$

Se supone ahora que las "c" trazas que se suman son las registradas a menor distancia del punto emisor. Además, se supone que la primer estación receptora coincide con el punto emisor, y que la distancia entre estaciones receptoras contribuyentes es constante.

$$X_j / X_{ref} = \left[(j-1) \Delta X \right] / \left[(F-1) \Delta X \right] = (j-1) / (F-1)$$

donde F es el n° de estacas contribuyentes conectadas a un lado del punto de tiro.

Reemplazando se obtiene que:

$$M'_j = \cos \left[2 \pi f \Delta \Delta T (j-1)^2 / (F-1)^2 \right]$$

$$N'_j = \sin \left[2 \pi f \Delta \Delta T (j-1)^2 / (F-1)^2 \right]$$

En decibeles, la transferencia normalizada de la amplitud será:

$$\left| H(f) \right|_{[db]} = 20 \log \left[\left(\sum_{j=1}^c a_j M'_j \right)^2 + \left(\sum_{j=1}^c a_j N'_j \right)^2 \right]^{1/2} \sqrt{\sum_{j=1}^c a_j}$$

Por último, suponiendo que la amplitud de la señal es igual en todas las trazas:

$$\left| H(f) \right|_{[db]} = 10 \log \left[\left(\sum_{j=1}^c M'_j \right)^2 + \left(\sum_{j=1}^c N'_j \right)^2 \right] / c^2$$

III. TRANSFERENCIA DEL RUIDO

El ruido se supone blanco y errático, de amplitud constante en todas las trazas. La transferencia normalizada de la amplitud del ruido en el apilado será:

$$\left| H_R(f) \right| = \sqrt{c} / c$$

En decibeles:

$$\left| H_R(f) \right|_{[db]} = -10 \log c$$

IV. TRANSFERENCIA DE LA RELACION SEÑAL-RUIDO

Sean:

S_1 : Amplitud de la señal antes del apilado.

R_1 : Amplitud del ruido antes del apilado.

S_2 : Amplitud de la señal después del apilado.

R_2 : Amplitud del ruido después del apilado.

r_1 : Relación señal-ruido antes del apilado.

r_2 : Relación señal-ruido después del apilado.

$$r_1 = S_1 / R_1$$

$$r_2 = S_2 / R_2$$

La transferencia de la relación señal-ruido, en decibeles, será:

$$\left| H_r(f) \right| = 20 \log \tau_2 / \tau_1$$

$$\left| H_r(f) \right|_{[db]} = 10 \log \left[\left(\sum_{j=1}^0 M'_j \right)^2 + \left(\sum_{j=1}^c N'_j \right)^2 \right] / c$$

V. ANALISIS DE LOS RESULTADOS

En la figura nº 2 se representa la última ecuación con la ganancia en el eje vertical, el número de trazas apiladas en el eje horizontal, usando " $f \cdot \Delta T$ " como parámetro.

Cuanto más se aleje la velocidad utilizada en la corrección de la correcta, mayor será el producto " $f \cdot \Delta T$ ". Cada curva, entonces, corresponde a una cierta calidad de ajuste en la función velocidad.

Cuando el ajuste es muy bueno ($f \cdot \Delta T = 0,25$) al aumentar el número de trazas apiladas aumenta la ganancia.

En cambio, cuando el ajuste no es tan bueno ($f \cdot \Delta T = 0,5$) vemos que el máximo de ganancia se produce cuando no se apilan todas las trazas. La ganancia crece al crecer el número de trazas apiladas, hasta un cierto valor, a partir del cual apilar más trazas produce un deterioro de la información en lugar de una mejora.

VI. VERIFICACION PRACTICA CON REGISTROS SINTETICOS

Se trabajó con registros con 3 reflexiones, correspondientes a $T = 500$ mseg, $T = 1500$ mseg y $T = 2000$ mseg, y ruido blanco.

La ondícula tenía una frecuencia pico de 35 Hz con un ancho de banda angosto.

La corrección dinámica (NMO) se realizó con velocidades ligeramente superiores a las correctas para el 2° y 3° horizonte, y con la velocidad correcta para el 1° horizonte.

| Reflexión n° | $\Delta \Delta T$ (seg) | $f \Delta \Delta T$ |
|--------------|----------------------------|---------------------|
| 1 | 0 | 0 |
| 2 | 0,021 | 0,75 |
| 3 | 0,014 | 0,5 |

Según las curvas vistas, el apilado óptimo del 1° horizonte debe obtenerse al apilarse el 100% de las trazas, el 2° horizonte al apilarse el 60% de las trazas, y el 3° horizonte al apilarse el 75% de las trazas. O sea, para una cobertura total de 2400%, las coberturas óptimas para cada horizonte, según las curvas vistas, son:

| Horizonte n° | N° de trazas apiladas |
|--------------|-----------------------|
| 1 | 24 |
| 2 | 14 |
| 3 | 18 |

Esto puede observarse en las secciones obtenidas.

Nota: no se usó enmudecimiento para limitar el estiramiento.

VII. CONCLUSION

.Cuando el ajuste en la función velocidad es muy bueno, para lograrse la mejor ganancia en la relación señal-ruido deben apilarse todas las trazas disponibles.

.Cuando el ajuste en la función velocidad no es muy bueno, si apilamos un cierto número de trazas (obtenido de las curvas), siendo éstas las correspondientes a las estaciones más cercanas al punto emisor, se logra una mejor ganancia en la relación señal-ruido que si apiláramos todas las trazas.

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

Figura 1: Trazas correspondientes a un punto profundo común.

———— Reflexión antes de la corrección dinámica.

———— Reflexión después de la corrección dinámica.

(subcorregida)

Figura 2: Ganancia de la relación señal-ruido en el apilado, en función del número de trazas apiladas, expresado como por ciento del total disponible. Las curvas fueron trazadas para $F=48$, pero sus formas son muy similares a las correspondientes a valores de F comprendidos entre 12 y 96.

Figura 3: Sección resultante de apilar 12 trazas (50% de las disponibles).

Figura 4: Sección resultante de apilar 16 trazas (66% de las disponibles).

Figura 5: Sección resultante de apilar 20 trazas (83% de las disponibles).

Figura 6: Sección resultante de apilar 24 trazas (100% de las disponibles).

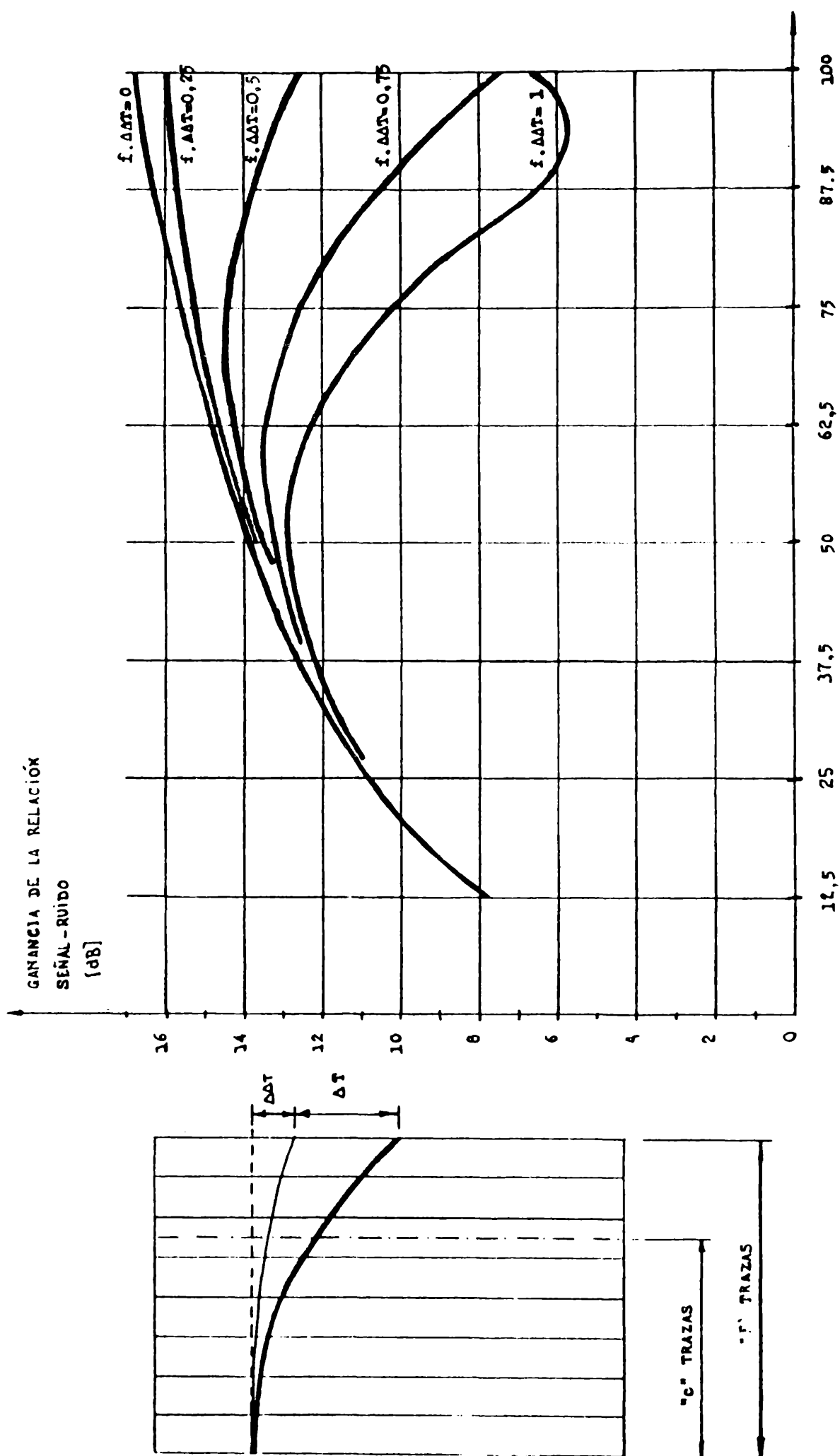


FIGURA 2

FIGURA 1

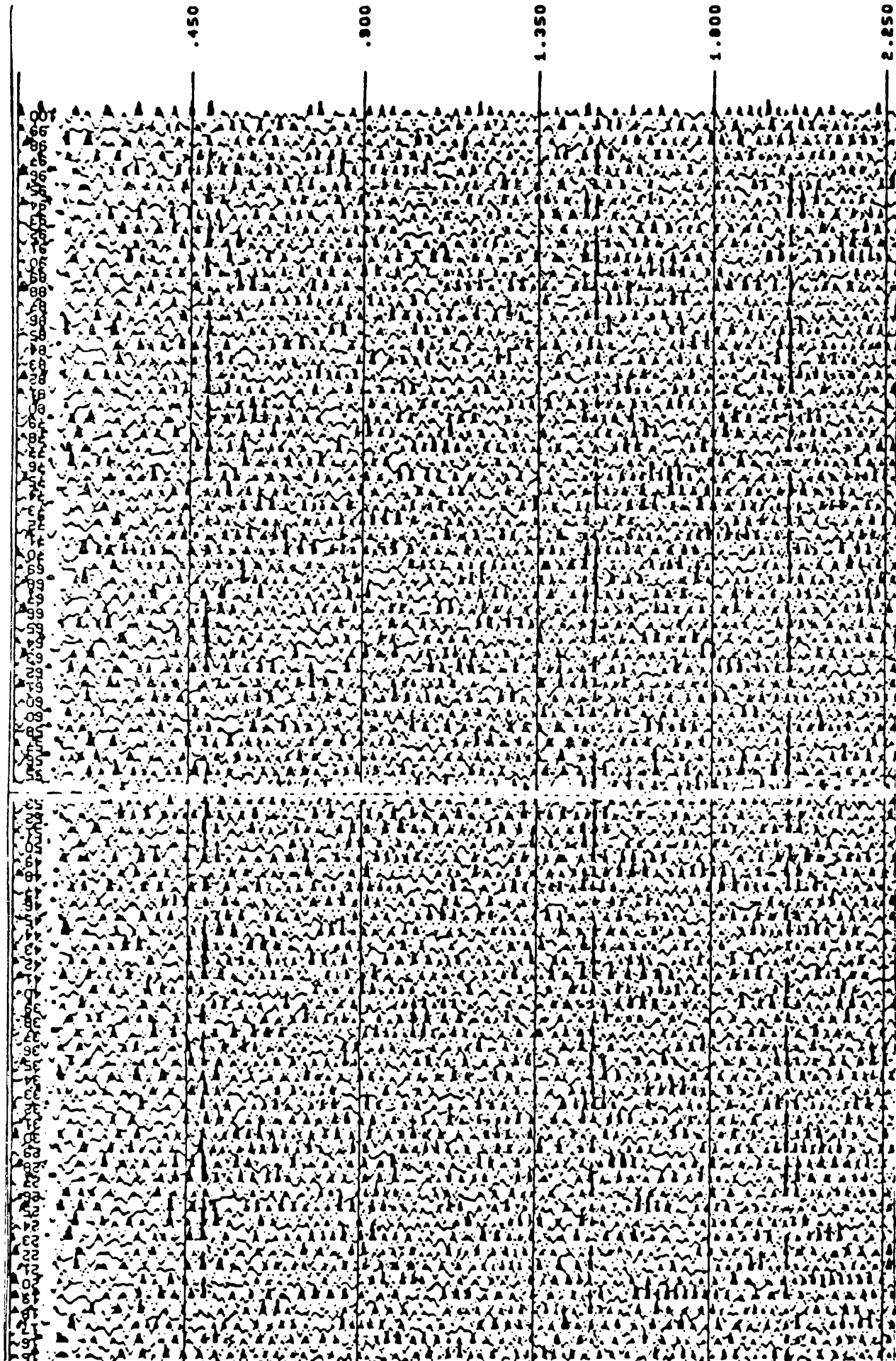


FIGURA 3

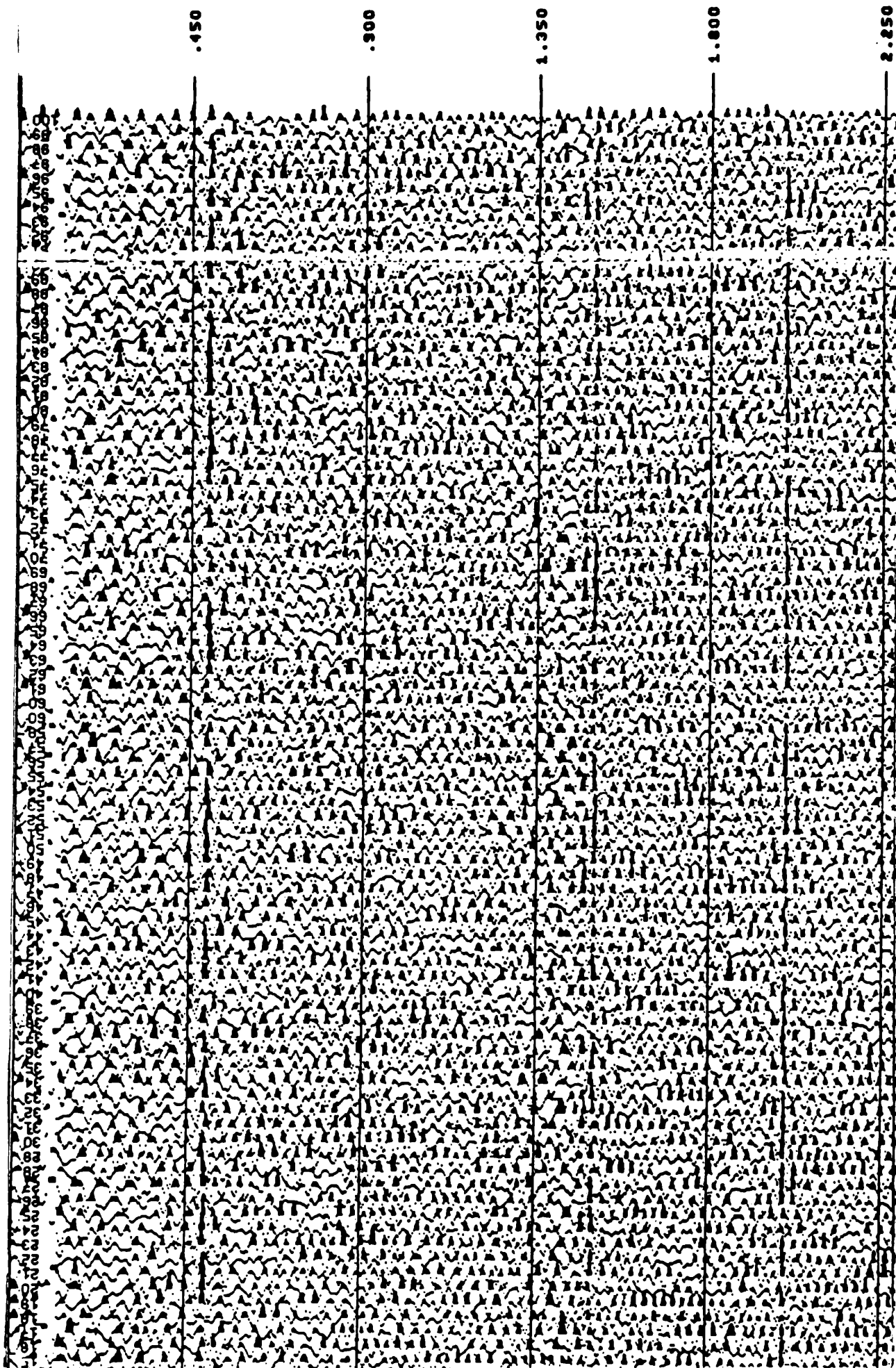


FIGURA 4

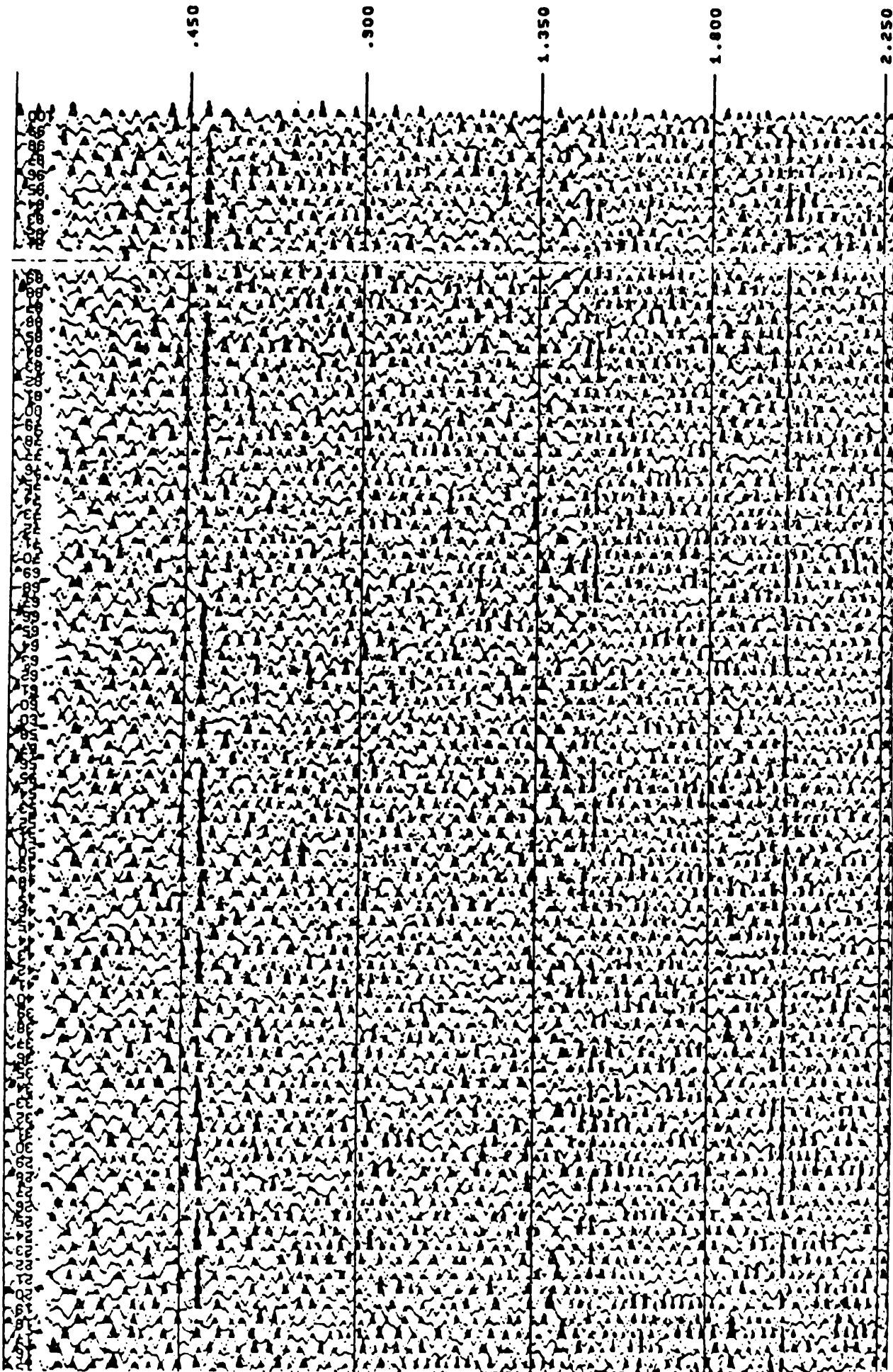


FIGURA 5

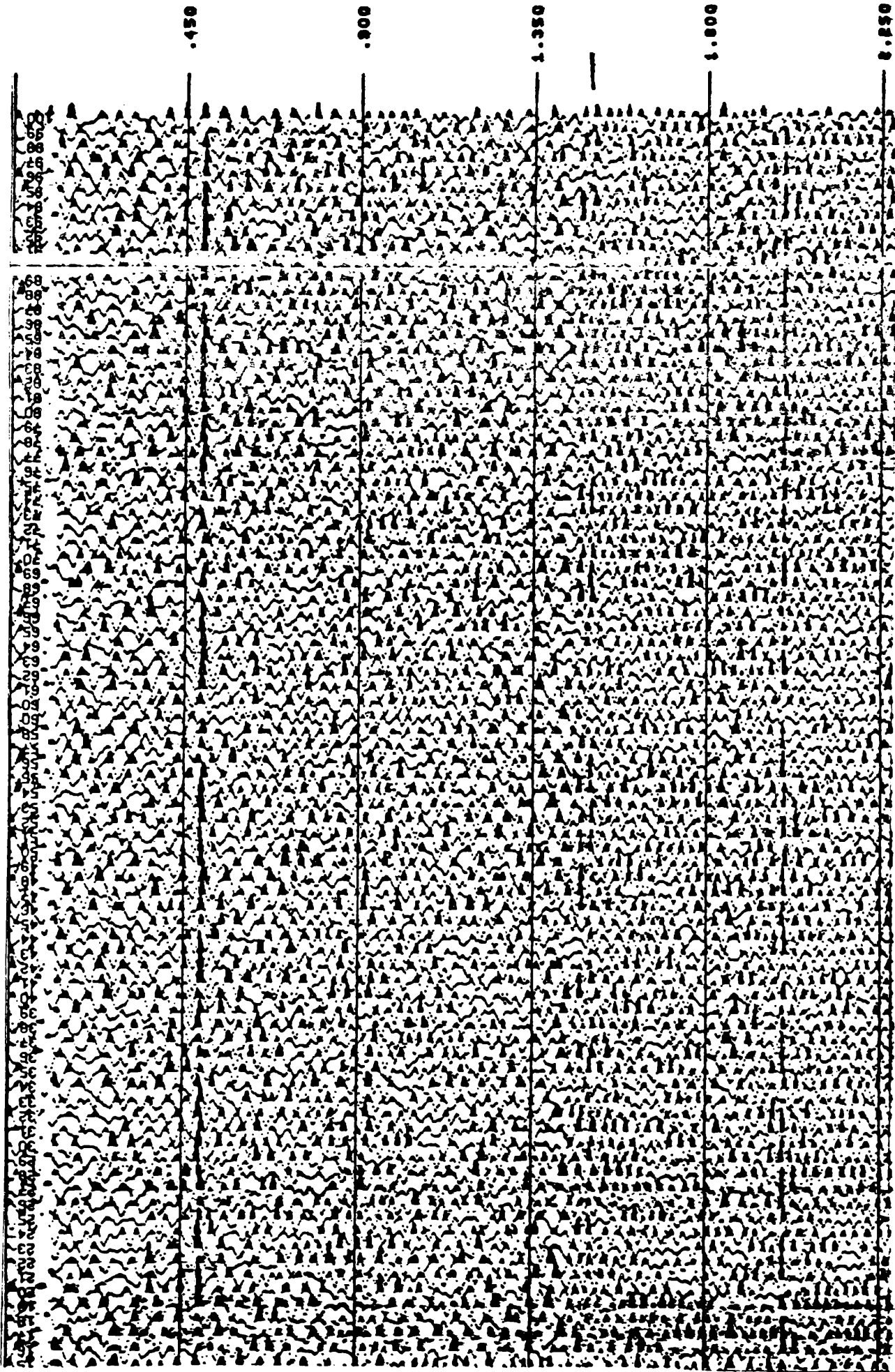


FIGURA 6

PLANO FLOTANTE

Armando Salle

Geosource Exploration Company

Buenos Aires, República Argentina.

RESUMEN

En una línea sísmica, las correcciones estáticas pueden referirse a un plano de referencia horizontal, o a un plano de referencia inclinado y quebrado, llamado plano de referencia flotante.

En la primera parte del estudio se analiza cuando es necesario el uso del plano flotante. En la segunda parte, se estudian los efectos que produce el hecho de referir las correcciones estáticas a un plano de referencia que no es horizontal sino inclinado. En la tercera parte se estudian los efectos producidos por tomar como referencia ya no un plano, sino una serie de planos encadenados en distinta pendiente. Además, se llega a fórmulas y curvas que permiten calcular el deterioro de la señal en función del cambio de pendiente entre dos planos consecutivos.

ABSTRACT

In a seismic line the static corrections could be referred to a horizontal datum or to an inclined and broken datum called floating datum.

In the first part of the study the moment in which the use of the floating datum is necessary is analyzed. In the second part the effects produced by the fact of referring the static corrections to a datum which is not horizontal but inclined are studied.

In the third part the effects produced by taking as a reference no longer a plane but a series of planes chained on a different slope are considered.

Furthermore, formulas and curves which allow to calculate the signal's damage regarding the slope change between two consecutive planes are reached.

I. INTRODUCCION

Uno de los procesos a que se somete toda la información sísmica te rrestre es la corrección estática. Esta se realiza de tal forma que toda la información queda referida a un plano de referencia. Con esto se corrigen las alteraciones que producen la topografía, y los cambios de velocidad de tránsito y espesor de la capa meteorizada.

La corrección estática puede realizarse de dos formas distintas. En la primer forma, la información es referida directamente a un plano de referencia horizontal.

En la segunda forma, la información es primero referida no a un plano sino a una superficie compuesta por segmentos planos con distintas pendientes, llamado plano flotante. Luego de la suma o apilado de las trazas, se realiza la segunda etapa de la corrección para cambiar la referencia desde el plano flotante al plano horizontal.

Como se verá más adelante, la segunda forma de trabajo tiene varias ventajas, pero la elección del plano flotante debe hacerse con ciertas precauciones a riesgo de causar grandes deterioros en la información.

Por razones de brevedad, en este trabajo se incluyen los postulados de los distintos estudios y los análisis de los resultados, omitiendo los desarrollos matemáticos.

Estos últimos pueden verse en el trabajo "Plano Flotante", (Salle, A., 1982, informe interno; Geosource Exploration Company.)

II. NECESIDAD DEL PLANO FLOTANTE

Las velocidades por debajo de la base de la capa meteorizada suelen determinarse con un error apreciable.

Si se realiza, antes de la corrección dinámica y apilado, una corrección estática a un plano muy por debajo de dicha base, el

error en las velocidades producirá un gran error en las correcciones, y por consiguiente, una importante deformación en las hipérbolas de las reflexiones, por lo que no se podrá obtener un buen resultado del apilado.

Además, suele ser imposible elegir un plano horizontal que a lo largo de toda una línea pase bien cerca de la base de la capa meteorizada.

Por esta razón se usa el denominado "plano flotante". Este, en realidad, consta de una serie de planos con distintas pendientes que pasan apenas por debajo de la base de la capa meteorizada. Después del apilado, se podrá volver a corregir para llevar la sección desde el plano de referencia flotante hasta un plano de referencia horizontal. Lógicamente, el error en las velocidades aquí también producirá un error en la corrección, y podrá deformar los horizontes; pero al menos, el apilado se produjo bien, obteniéndose una sección de mejor relación señal-ruido y mejor relación reflexión primaria-reflexiones múltiples. (Ferguson, P., 1976, informe interno; Yacimientos Petrolíferos Fiscales).

Ahora bien, aunque se pudiera conocer con precisión todo el perfil de velocidades evitando el error antes mencionado, existe otra razón por la cual debe ubicarse el plano de referencia lo más cerca posible de la base de la capa meteorizada.

Para la corrección estática se calcula un tiempo de tránsito desde el punto de explosión o recepción hasta el plano de referencia, suponiendo que el rayo se propaga verticalmente. Por la misma suposición, se entiende que la corrección estática equivale a desplazar idealmente al punto emisor y al receptor sobre la vertical, hasta el plano de referencia. Sin embargo los caminos "emisor-plano de referencia" y "plano de referencia-receptor" que sigue al rayo no son verticales, y más lejos de la vertical están cuanto más lejos está el plano de referencia de la base de la capa meteorizada, por debajo de ella. Este error en la corrección estática produce una deformación en la forma de las

reflexiones, las cuales dejan de ser hipérbolas. Como consecuencia la corrección dinámica no podrá ser precisa.

Se demuestra (Salle, A, 1982, informe interno; Geosource Exploration Company) que cuando más se aleja el plano de referencia de la base de la capa meteorizada por debajo de la misma:

- a) La forma de las reflexiones más se aleja de la hipérbola.
- b) la hipérbola más similar a la forma de la reflexión corresponde a velocidades cada vez más altas.

En otras palabras, si para la corrección estática se usa un plano de referencia muy profundo, no se podrá hacer bien la corrección dinámica, y la mejor velocidad de corrección tendrá poco sentido físico.

III. EFECTO DE LA INCLINACION DEL PLANO DE REFERENCIA

Para estudiar lo que ocurre debido a la inclinación del plano flotante se supone que se han realizado correcciones estáticas hasta dicho plano en forma exacta. Esto equivale a pensar que los puntos emisores y receptores están sobre el plano de referencia. Se consideran ahora las trazas contribuyentes a un dado punto profundo.

Es prácticamente imposible conocer el verdadero camino de los rayos, por lo que no se puede establecer con rigor cual es el efecto buscado. Podemos sí tomar los dos casos límites:

- a) Suponer que el camino del rayo, hasta una cierta cota por debajo del plano flotante, es vertical. (Figura 1)

Se demuestra (Salle, A, 1982, informe interno; Geosource Exploration Company), que el tiempo total que el rayo tarda en hacer su recorrido no es afectado por la inclinación del plano de referencia.

- b) Suponer que el camino del rayo es recto desde el punto emisor hasta el punto reflector, que allí se refleje según un ángulo de emergencia igual al de incidencia, y que el camino desde allí hasta el receptor también sea recto. (Figura 1)

Sea α el ángulo que forma el plano de referencia con el horizonte reflector, y β el ángulo que forma el horizonte reflector con la horizontal. Se demuestra (Salle, A, 1982, informe interno; Geosource Exploration Company) que las reflexiones conservan su ley hiperbólica, pero su velocidad ahora es:

$$V_c = V \cdot \left[\frac{\cos(\alpha + \beta)}{\cos \alpha} \right]$$

(Figura 2)

Esto significa que eligiendo convenientemente la función velocidad para la corrección dinámica, el apilado se produce perfectamente bien.

IV. EFECTO DEL QUIEBRE DEL PLANO DE REFERENCIA

Para determinar las consecuencias de la existencia de un quiebre en el plano de referencia, se hacen las siguientes consideraciones:

- 1°) Se supone que la corrección estática hasta el plano de referencia flotante se hizo en forma exacta. Puede imaginarse, entonces, que los puntos emisores y receptores se sitúan sobre dicho plano.
- 2°) Se estudian las trazas contribuyentes a un dado punto profundo.
- 3°) Se admite no más de un quiebre entre el punto emisor y el receptor más lejanos al punto profundo, que hayan contribuido con él.
- 4°) Se toma como perfecto al caso de un plano de referencia sin quiebres, cuya pendiente sea la pendiente del tramo más largo del plano de referencia quebrado correspondiente al punto profundo estudiado. (figura 3)

5°) No se conoce el camino verdadero del rayo. Se toma el peor de los casos: la mayor diferencia de tiempos existiría en el caso en que, para el tramo cercano al plano de referencia, el rayo fuera vertical. (Figura 4)

6°) La diferencia de tiempos entre los casos con y sin quiebre, pueden ser aumentadas luego de la corrección dinámica debido al efecto de "estiramiento" o "stretching".

Esta variación, para un dado horizonte, aumentará con el aumento de la distancia emisor-receptor, según una ley hiperbólica.

Para valores de estiramiento admisibles, esta variación no es importante. Dado que su inclusión complicaría mucho el modelo, no se la tendrá en cuenta.

7°) Se considera que la corrección dinámica se realiza de tal forma que realmente elimine los tiempos correspondientes a la componente horizontal del desplazamiento.

Podría considerarse en principio, que la elección de una función velocidad distinta podría lograr un mejor apilado por contrarrestar, en parte, el error introducido por el quiebre del plano flotante. Pero la ubicación del quiebre respecto del punto profundo varía de punto profundo a punto profundo, por lo que habría que elegir una función velocidad óptima para cada punto profundo, lo que es impracticable.

8°) Como se dijo, la posición del quiebre respecto al punto profundo variará de punto profundo a punto profundo. Se estudia el peor de los casos, o sea, se considera que el quiebre está justo sobre el punto profundo.

Con el modelo descrito, se analiza la respuesta impulsiva del sistema, o sea, qué ocurre si se produce el apilado de las trazas considerando que cada traza tendrá un corrimiento en el tiempo debido al error introducido por el quiebre del plano flotante.

Se demuestra (Salle, A, 1982, informe interno, Geosource Exploration Company), que el resultado de dicho apilado tiene un espectro de

amplitudes normalizado:

$$\left| H(f) \right|_n = \frac{1}{c} \cdot 2 \cdot \sum_{\ell=1}^{c/2} \cos \left[\pi f \frac{K}{2} \Delta X (2\ell - 1) \right]$$

donde:

f : es la frecuencia.

c : es el número de trazas contribuyentes para un punto profundo, que se registran de un solo lado del punto de tiro.

ΔX : es la distancia entre puntos de tiro.

K : es el tiempo agregado por el quiebre, por unidad de distancia al quiebre medida sobre la horizontal.

Esta fórmula es análoga a la utilizada al estudiar la respuesta de patrones de número par de receptores alineados, igualmente espaciados y de igual peso.

| En el patrón de receptores | En el efecto del quiebre del plano de referencia flotante |
|----------------------------|---|
| $\frac{L}{\lambda (c-1)}$ | $f \cdot \Delta X \cdot \frac{K}{2}$ |
| L/λ | $(c-1) \Delta X \cdot f \cdot K/2$ |

Esto permite usar las curvas que trazan programas ya existentes. Es el caso del programa RAYSPON del paquete de programas de TEMPUS, que traza el espectro de amplitudes en función de " L/λ ". Sustituyendo en las curvas " L/λ " por $(c-1)\Delta X \cdot f \cdot K/2$ se obtienen las curvas que muestran el efecto del quiebre en el plano de referencia flotante.

Recapitulando, un quiebre en el plano de referencia produce una atenuación de la señal en la suma o apilado de las trazas. Las curvas obtenidas relacionan el ángulo de quiebre con la atenuación producida.

En la figura 5 pueden verse las curvas correspondientes a $\alpha = 6, 12, 24, 48, \text{ y } 96$ respectivamente.

Para valores pequeños de abscisas, la atenuación es muy pequeña. Por ejemplo cuando la abscisa valga menos que 0,4, el valor de la atenuación no sobrepasa el 30%. En cambio, para valores de la abscisa cercanos a 0,9, la atenuación resulta del 90% o mayor.

El valor de abscisa es proporcional a K , o sea al tiempo agregado por el quiebre por unidad de distancia. Esto significa que pequeños ángulos de quiebre producen pequeños deterioros en la señal, pero cuando el ángulo se excede de ciertos límites, el deterioro producido puede ser muy importante.

Como consecuencia, es fundamental conocer los límites dentro de los cuales se puede quebrar el plano de referencia sin producir un gran deterioro de la señal. Las curvas aquí presentadas permiten calcularlo en forma sencilla.

V. CONCLUSION

Por varias razones, es conveniente referir las correcciones estáticas a un plano de referencia flotante.

La inclinación del plano de referencia no deteriora la información. Los quiebres en el plano de referencia sí deterioran la información en la suma o apilado de trazas. Las curvas presentadas permiten evaluar el deterioro producido el cual debe tenerse en cuenta en la elección del plano de referencia.

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

Figura 1: Casos límites para el camino del rayo:

a) Camino vertical hasta una cierta cota por debajo del plano de referencia.

_____ con plano de referencia horizontal.

----- con plano de referencia inclinado.

b) Camino recto.

..... con plano de referencia horizontal.

----- con plano de referencia inclinado.

Figura 2: Posiciones relativas de los planos horizontal, reflector y de referencia, y su influencia sobre la velocidad de la hipérbola de reflexión.

Figura 3: Planos de referencia real y perfecto.

Figura 4: Comparación de los caminos posibles del rayo para el estudio del efecto del quiebre en el plano de referencia.

$$\text{Camino real: } R = R_1 + R_2$$

$$\text{Camino perfecto: } P = P_1 + P_2$$

$$\text{Diferencia: } D = (R_1 - P_1) + (R_2 - P_2)$$

Figura 5: Atenuación de la señal, producida en el apilado, debido al quiebre en el plano de referencia.

| CURVA | VALOR DE c |
|-------|------------|
| A | 6 |
| B | 12 |
| C | 24 |
| D | 48 |
| E | 96 |

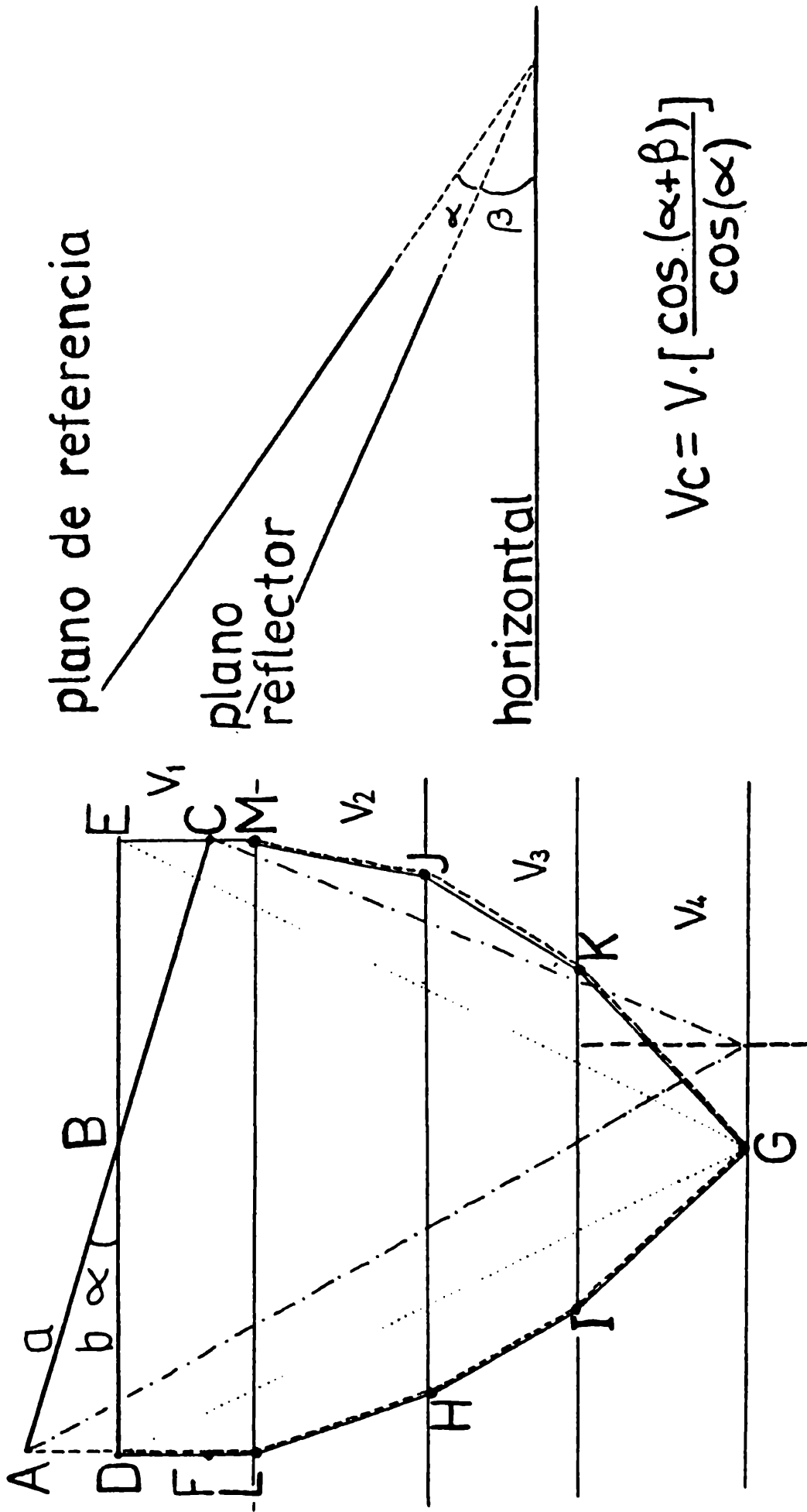


FIGURA 1

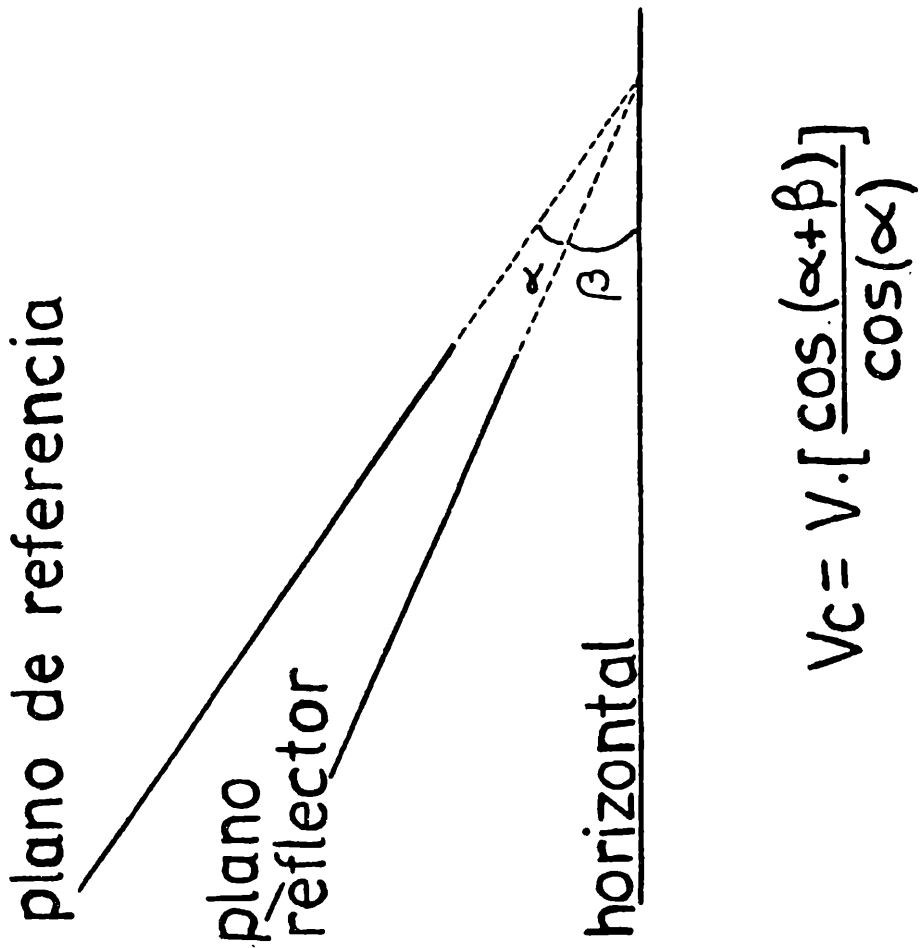


FIGURA 2

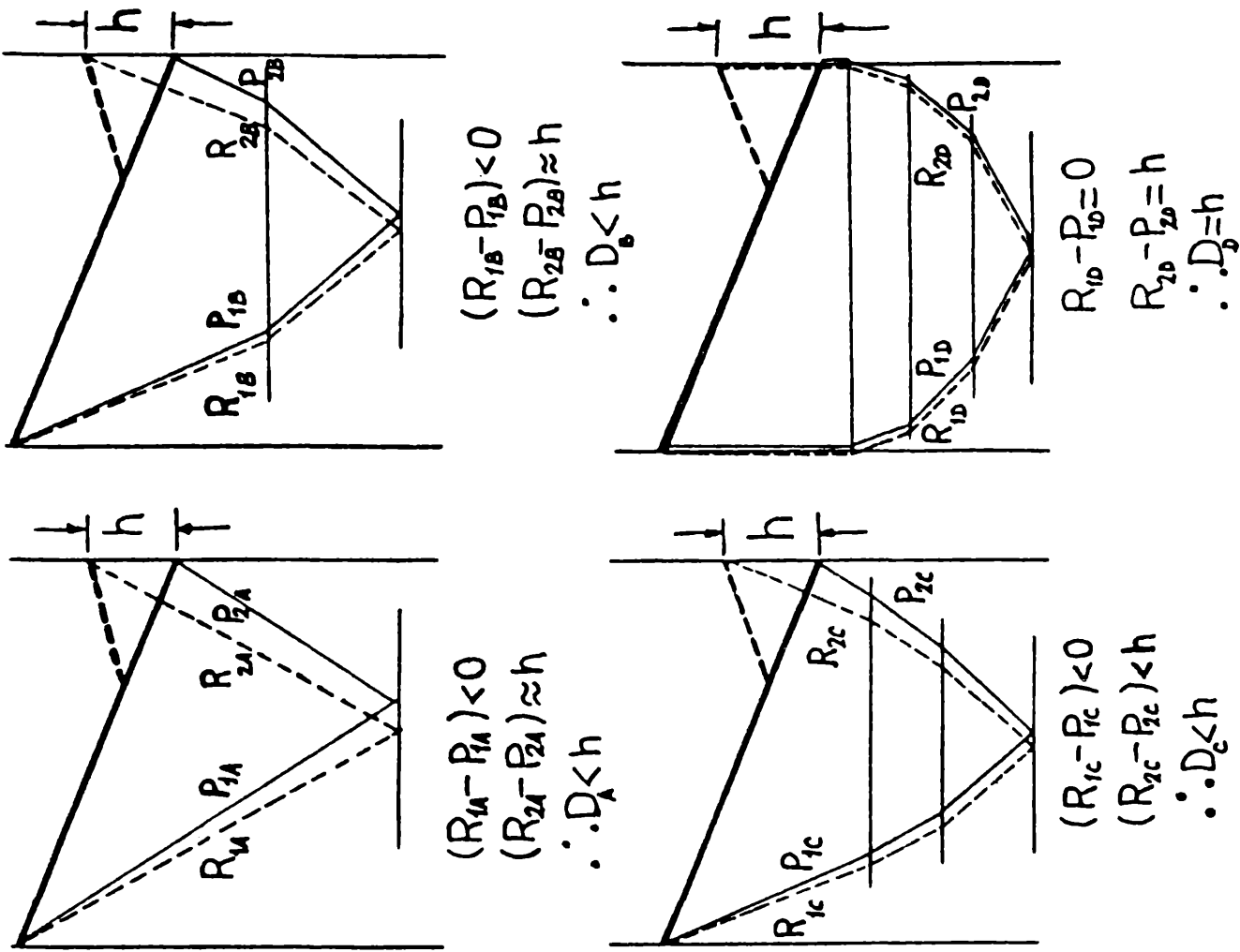


FIGURA 4

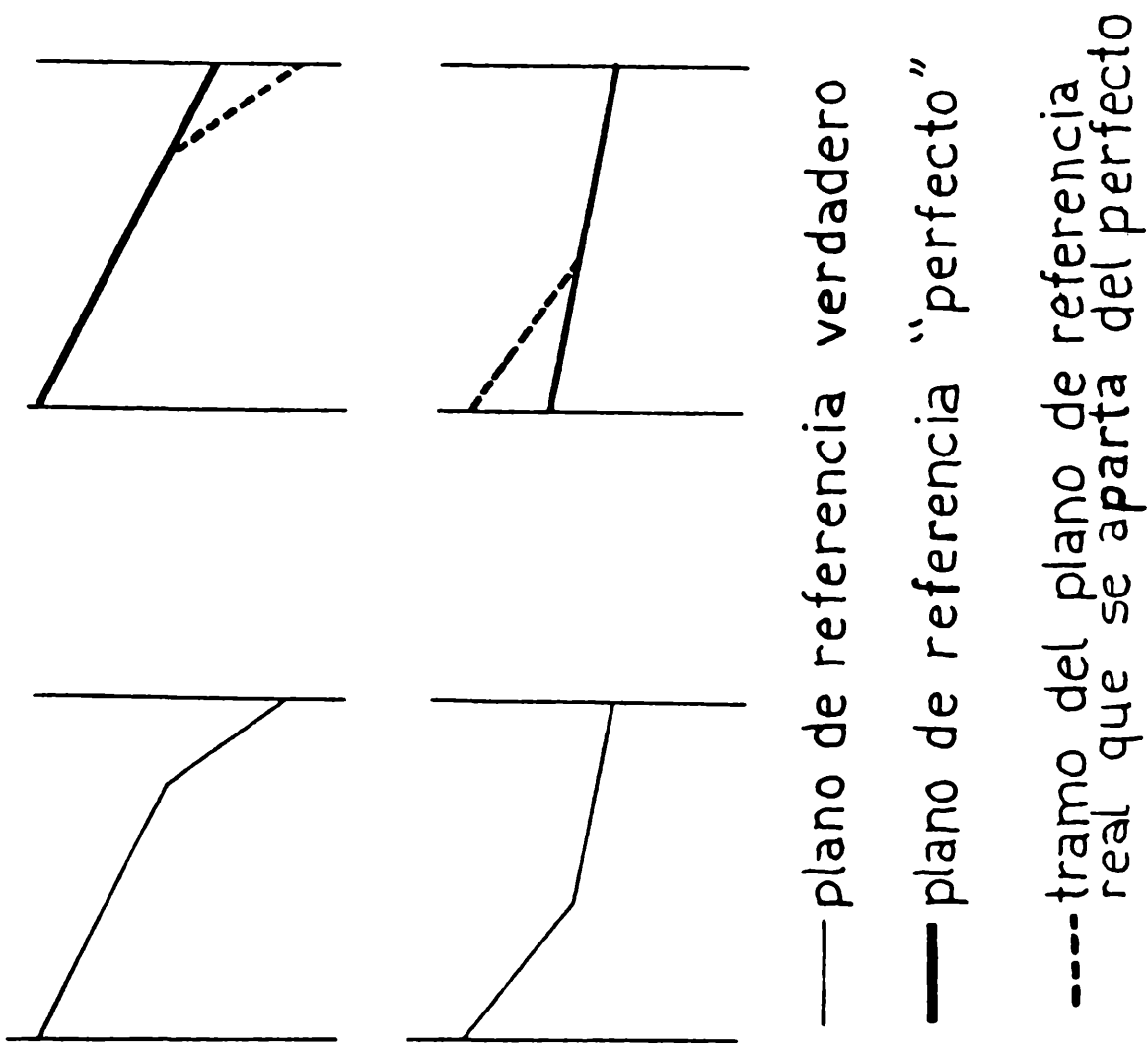
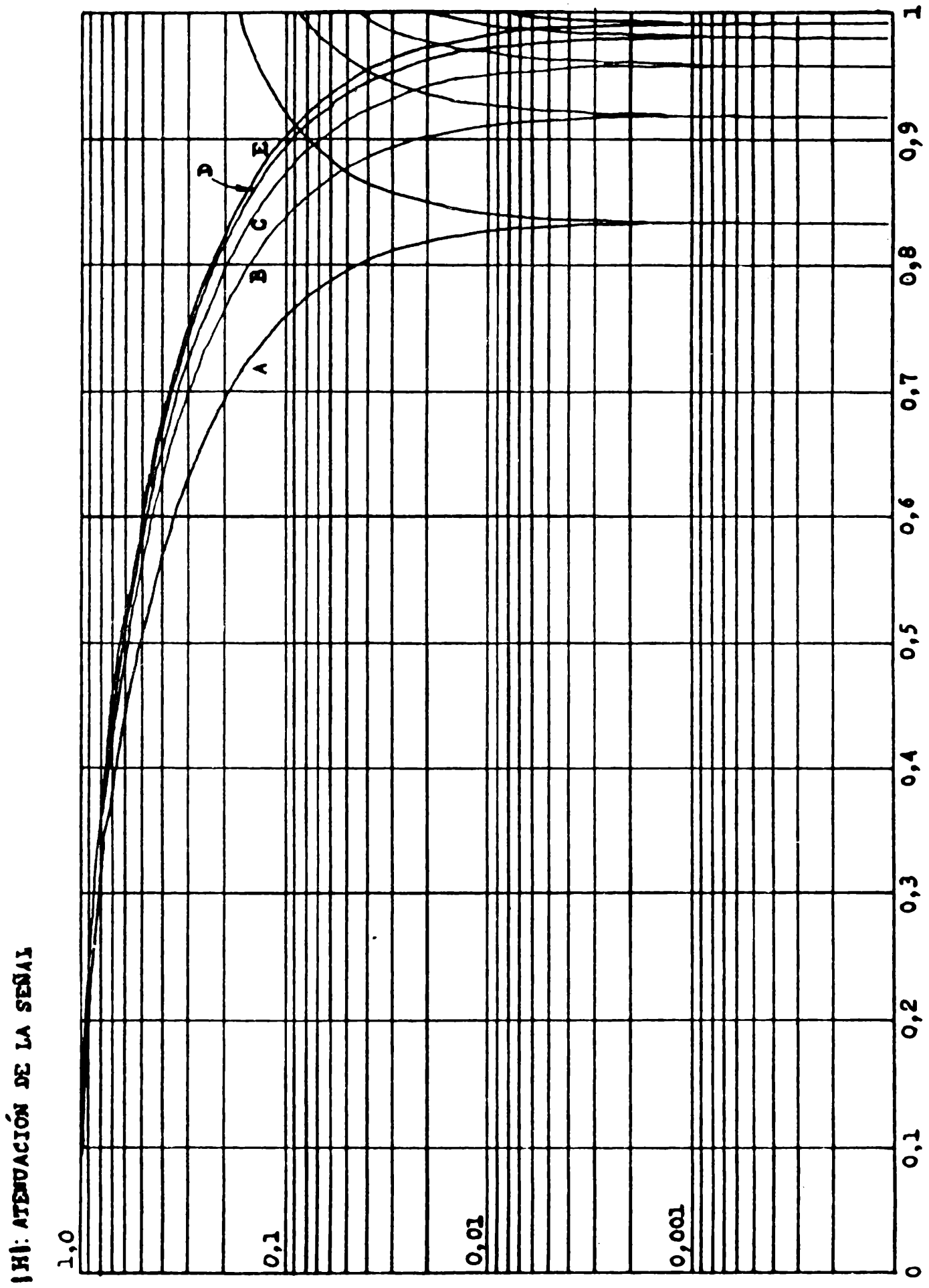


FIGURA 3



(c-1).ΔX.f.X/2

FIGURA 5

RELACIONES REFLECTIVIDAD-INTENSIDAD DE PRECIPITACION (Z-R) RESULTANTES DE DIFERENTES CRITERIOS TEORICOS Y ESTADISTICOS DE DATOS EXPERIMENTALES

Ernesto H. Berbery *

Departamento de Meteorología, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

La medición del espectro de tamaños de gotas de lluvia permite calcular la intensidad de precipitación (R) y la reflectividad (Z). Se estudiaron varias leyes potenciales que vinculan a estas variables. Se comprobó que tanto las relaciones Z-R teóricas como las obtenidas a partir de muestras en otras regiones (caso Marshall y Palmer) no son válidas al nivel de significancia del 5% para representar a R como una función de Z.

Al obtener relaciones a partir de una muestra en una región de estudio -en este caso Buenos Aires- se comprobó que una relación Z-R apta es, como era de esperar, la que surge de hacer una regresión por cuadrados mínimos entre los logaritmos de las variables. Sin embargo, hay situaciones en que son otros los criterios que deben ser tenidos en cuenta. De los analizados, se destaca el que hace mínima la diferencia de los promedios y de las desviaciones standard (simultáneamente) de las series medida y calculada. Con este criterio se obtuvo una relación Z-R que produce una serie de intensidad de precipitación calculada cuyas características estadísticas son semejantes a las de la serie medida.

ABSTRACT

Rainfall Rate (R) and Radar reflectivity (Z) can be calculated from the measurement of drop size spectra. Several potential laws which relate those variables were studied. Both theoretical Z-R relationships and other regions relationships (Marshall and Palmer for instance) fail to represent R as a function of Z at the 5% level of significance. When Z-R relationships were obtained with a sample in the study region, in this case Buenos Aires, it was confirmed that a suitable Z-R relationship is, as it was expected, the one obtained from a least squares regression line between the logarithms of the variables. However, there are situations in which other criteria must be taken into account. Among those analyzed, the one which minimizes the difference between the means and the standard deviations of the measured and calculated series, stands out. By this criterium a Z-R relationship which produces a rainfall rate calculated series with similar statistical characteristics to the measured series was obtained.

* Perteneciente al Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET).

1. INTRODUCCION

La teoría concerniente al uso del radar vincula la potencia recibida por éste con el factor de reflectividad (o simplemente reflectividad), que es una propiedad intrínseca de la porción de hidrometeoro observada, ya que :

$$Z = \sum_{\text{vol}} D_i^6 = \sum_j n_j D_j^6 = \int_0^{\infty} N(D) D^6 dD \quad (1)$$

donde $N(D)$ es el número de gotas por unidad de diámetro (D) y por unidad de volumen ; n_j es el número de gotas por unidad de volumen en el intervalo $(D_j - 1/2 \Delta D, D_j + 1/2 \Delta D)$.

Por otra parte, la intensidad de precipitación (R) es el flujo de agua a través de una superficie horizontal unitaria por unidad de tiempo, o sea :

$$R = \int_0^{\infty} N(D) \rho \frac{\pi}{6} D^3 v(D) dD \quad (2)$$

en la que $v(D)$ es la velocidad de caída de una gota de diámetro D y ρ la densidad del agua.

Al comparar las ecuaciones (1) y (2) es natural pensar que ha de existir alguna relación entre la reflectividad y la intensidad de precipitación. Todos los autores aceptan que la forma de la relación entre Z y R obedece a una ley potencial, a la que se suele escribir como :

$$Z = A R^B \quad (3)$$

donde A y B son constantes por determinar.

Uno de los métodos para determinar los valores de A y B es el "indirecto". En él se obtiene primero la distribución de tamaños de gotas de lluvia, aplicando alguna de las técnicas, tal como la de filtros de papel o bolitas de engrudo coloreadas. Luego, aplicando las ecuaciones (1) y (2) se obtiene un par de valores Z y R (suponiendo conocida la velocidad de caída de las gotas y reemplazando las integrales por sumatorias). Medidos suficientes espectros de gotas de lluvia y formados los correspondientes pares de variables Z y R , es posible hacer una regresión entre los logaritmos de ambas variables. Sin embargo, se dan situaciones (Berbery, 1982) en que no es posible obtener A y B de esta forma, y hay que adoptar otros criterios.

En este trabajo se evalúan varios criterios considerados y se comparan las distintas relaciones Z - R obtenidas a partir de cada uno de ellos.

2. SOLUCIONES ANALITICAS DEL PROBLEMA

Marshall y Palmer (1948) hicieron un estudio con muestras de espectros de gotas para distintos tipos de lluvia y llegaron a que :

$$N(D) = N_0 \exp(-\lambda D) \quad (4)$$

donde

$$N_0 = 0,08 \text{ cm}^{-3} \quad (5)$$

$$\lambda = 41 R^{-0,21} \text{ cm}^{-1} \quad (\text{con } R \text{ en mm/h}) \quad (6)$$

Estos resultados, junto con la relación Z-R que obtuvieron ($A = 220$, $B = 1,6$), son empleados frecuentemente y aceptados (con sus limitaciones) en la bibliografía.

Supuesta la validez de las ecuaciones hasta aquí citadas, es natural intentar el cálculo de la relación Z-R por la vía analítica.

Atlas (1963) integró la ecuación (1) suponiendo válida la ecuación (4) para un λ fijo. Obtuvo así $Z = Z(\lambda)$, y luego reemplazó λ conforme a la ecuación (6). Así llegó a:

$$Z = 296 R^{1,47} \quad (7)$$

$$(Z) = \text{mm}^6/\text{m}^3; (R) = \text{mm/h}$$

Kessler (1966) realizó más tarde la misma integración pero, en lugar de emplear la ecuación (6) para obtener $\lambda = \lambda(R)$, integró la ecuación (2), dando por válida la fórmula de Spilhaus (1948) para la velocidad de caída de las gotas ($v = 130 D^{0,5}$). Esta elección no fue casual, pues únicamente una ley potencial para la velocidad permite la integración directa de esa ecuación.

Kessler llegó a la ecuación:

$$Z = 210 R^{1,55} \quad (8)$$

En el presente trabajo las ecuaciones se resolvieron en forma analítico-numérica. El primer paso consistió en calcular $\lambda = \lambda(Z)$, como lo hicieron Atlas y Kessler. La ecuación obtenida fue:

$$\lambda (\text{cm}^{-1}) = 92,87 Z^{-0,144} \quad (Z \text{ en } \text{mm}^6/\text{m}^3) \quad (9)$$

Luego se integró la ecuación (2) por el método de Simpson para distintos valores de λ , tomando para la velocidad de caída de gotas en aire calmo el polinomio de grado 9, dado por Foote y Du Toit (1969). El ajuste a una ley potencial entre λ y R dio:

$$\lambda (\text{cm}^{-1}) = 43,3 R^{-0,22} \quad (R \text{ en mm/h}) \quad (10)$$

Al igualar las ecuaciones (9) y (10) se llega a:

$$Z = 206 R^{1,53} \quad (11)$$

Para estimar una relación Z-R para la región septentrional de la provincia de Mendoza se siguió el mismo proceso, pero tomando la velocidad de caída a 930 mb y una distribución de las gotas típica de chaparrones ($N_0 = 0,02 \text{ cm}^{-4}$). Así se llegó a:

$$Z = 425 R^{1,55} \quad (12)$$

Si bien todos estos resultados guardan similitud con la ecuación de Marshall y Palmer, las variaciones en las características de una población de gotas, así como el hecho de que las relaciones Z-R muestran una dependencia con la región y el tipo de lluvia, hacen recomendable determinar esa relación a partir de datos medidos.

3. SOLUCIONES CON DATOS EXPERIMENTALES

La serie de reflectividad puede ser transformada en una serie de intensidad de precipitación calculada si en la ecuación (3) se asignan valores arbitrarios a A y B. La diferencia entre las series de intensidad de precipitación medida y calculada será llamada función de criterio; la base del método aplicado (Smith et al., 1975) consiste en variar los parámetros A y B hasta que la función de criterio sea mínima. Para ello se empleó un método numérico de búsqueda del mínimo de una función, desarrollado por Hooke y Jeeves (1961) y que tiene por condición que el mínimo sea único. Para esta experiencia se contó con una muestra de 244 pares de datos de intensidad de precipitación-reflectividad obtenidos por el método indirecto de las bolitas de engrudo ya mencionado, gentilmente cedida por el Lic. E. A. Calmi y la Lic. C. Y. Quinteros de Menzies. Para los pormenores de la técnica de muestreo y un análisis de su calidad, véase a Calmi y Menzies (1978).

Con estos 244 pares de datos, en lugar de aplicar el método de búsqueda, se tomaron puntos discretos de una región del plano (A, B) y en cada punto se convirtió la reflectividad en intensidad de precipitación de acuerdo con la ecuación (3). Así, en cada punto del retículo se pudo calcular el valor de la función de criterio considerada.

He aquí una descripción de cada una de las funciones de criterio ensayadas.

a) Diferencia de promedios.

Esta función de criterio (CRI) es la diferencia entre el promedio de la intensidad medida (\bar{R}) y el de la intensidad calculada de la reflectividad (\bar{R}_z), esto es :

$$C R I = | \bar{R} - \bar{R}_z |$$

La figura 1 muestra el campo de esta función. En ella se observa que hay toda una región mínima (con forma de valle curvo) que, por tener mínimos secundarios, torna in conveniente el empleo del método de búsqueda.

Cabe destacar que la forma de valle curvo se repite en casi todas las funciones de criterio consideradas, y es el resultado de una compensación entre el coeficiente y la potencia de la relación Z-R.

b) Valor absoluto de la t de student.

En este caso la función de criterio está dada por :

$$C R I = \frac{ | \bar{R} - \bar{R}_z | }{ \sqrt{ \frac{ \sigma_R^2 + \sigma_{Rz}^2 }{ n } } }$$

donde : σ_R = desviación standard de la serie de intensidad de precipitación medida.
 σ_{Rz} = desviación standard de la serie de intensidad de precipitación calculada.
 n = número de pares de datos.

Esta función fue considerada como un medio de introducir la desviación standard de las series y no como un método de evaluar estadísticamente los resultados, ya que las series en estudio no tienen distribución normal.

Como muestra la figura 2, si bien disminuye la intensidad de los mínimos secundarios, estos subsisten, manteniéndose así la dificultad para aplicar el método de búsqueda.

c) Diferencia de promedios más diferencia de desviaciones standard.

La función de criterio es :

$$C R I = \left| \bar{R} - \bar{R}_z \right| + \left| \sigma_R - \sigma_{Rz} \right|$$

Si bien el campo de diferencias de desviaciones standard también presenta mínimos secundarios, al ser superpuesto al campo de diferencias de promedios, queda un mínimo único (Fig. 3). Por lo tanto fue esta una de las funciones de criterio empleadas, y así las series resultantes tienen sus dos primeros momentos iguales.

d) Sumatoria de los residuos al cuadrado.

$$C R I = \sum_{i=1}^n (R_i - R_{z_i})^2$$

Esta función (Fig. 4) tiene la particularidad de asignar mayor peso a unos pocos valores elevados de intensidad de precipitación y menor a los muchos valores pequeños, a los que prácticamente ignora (hay que tener en cuenta que las series estudiadas presentan una distribución exponencial decreciente). Esto hará que los resultados no sean obtenidos a partir de 244 pares de valores sino de una cantidad mucho menor y que por lo tanto no sean representativos de la muestra.

Un punto interesante a tener en cuenta es el que surge de separar los datos por intervalos de intensidad de precipitación, o sea, intensidad de precipitación menor o mayor o igual a 12 mm/h. Este límite equivale aproximadamente a 40 dBz en la reflectividad, valor más fácil de manejar en el trabajo operativo.

Las notables diferencias entre ambas muestras quedan evidenciadas en las regresiones obtenidas :

$$\begin{aligned} R_i < 12 \text{ mm/h} &: A = 253; B = 1,8 \\ R_i \geq 12 \text{ mm/h} &: A = 13; B = 2,51, \end{aligned}$$

es decir, que se podrían obtener diferentes relaciones Z-R (dos o más) si se separaran las series por intervalos.

Miller (1972) también separó las series por intervalos y obtuvo algo similar a las regresiones mostradas, pero hay que tener en cuenta que de esta forma es necesaria una cantidad mayor de datos para que los intervalos de clase no se vean afectados por la escasez de datos.

e) Test χ^2 .

Al aplicar el test χ^2 como función de criterio (Fig. 5), si bien se observa que la zona del mínimo está dentro de la región de estudio, también se observa que el campo es muy irregular, presentando pequeñas variaciones que dificultan el empleo del método de búsqueda. Por tal motivo, el campo que muestra la figura 5 ha de ser tomado como tentativo.

f) Residuos al cuadrado relativos.

Sobre la base de lo obtenido en d) y e) se pensó en aplicar la función de criterio :

$$C R I = \sum_{i=1}^I \frac{(R_i - R_{z_i})^2}{R_i}$$

El campo de esta función (Fig.6) tiene un único mínimo en la región de estudio, y por sus características fue uno de los criterios aplicados.

4. RESULTADOS Y SU DISCUSION

En la Tabla se presenta una evaluación de las relaciones Z-R teóricas, de las obtenidas de muestras en otras regiones y de las que resultaron de aplicar el método de búsqueda del mínimo de distintas funciones de criterio.

Para la evaluación se hicieron las siguientes hipótesis :

- Los promedios de la serie medida y de la calculada deben coincidir al nivel de significancia de 5%.
- Las desviaciones standard de la serie medida y de la calculada deben coincidir al nivel de significancia de 5%.
- Las series medida y calculada deben presentar distribuciones semejantes al nivel de significancia de 5% al aplicar el test χ^2 .
- Control de la magnitud de los residuos al cuadrado y de los residuos al cuadrado relativos.
- Control del grado de asimetría de las series calculadas respecto de la serie medida.

Se observa que las intensidades de precipitación determinadas con la ecuación de Marshall y Palmer ($A = 220$, $B = 1,6$) presentan diferencias significativas (al nivel de 5%) con la serie medida, en lo que se refiere a la desviación standard. Los residuos, comparados con los que resultan de emplear la ecuación obtenida por regresión, son elevados.

La relación obtenida por Smith et al. (1975), si bien mejora los resultados de Marshall y Palmer, fracasa con la desviación standard y el test χ^2 .

Tanto las relaciones analíticas de Atlas y Kessler como la analítico-numérica obtenida en este trabajo fallan en todos los puntos evaluados para representar la serie medida. Esto indica que los procesos que llevan a relacionar a Z y R no pueden ser explicados con las teorías simples supuestas sobre los espectros de gotas. Es probable que esto se deba principalmente a la falta de validez de dos suposiciones contenidas en las deducciones : que el espectro de gotas es exponencial decreciente y que ellas caen en aire calmo. Al no cumplirse estas, la distribución de la masa de agua en el espectro se modifica de manera tal que las deducciones hechas pierden validez.

La relación Z-R obtenida por regresión ($A = 250$, $B = 1,7$) es evidentemente la que mejor se comporta (se tomó R como variable dependiente). Pero se recuerda que el objeto de este trabajo es buscar otros criterios diferentes a los considerados en una regresión.

La aplicación del método de búsqueda a las funciones de criterio descriptas llevó a obtener varias relaciones Z-R, cuya evaluación también está incluida en la Tabla.

Al emplear los residuos al cuadrado como función de criterio, el método de búsqueda condujo a dos mínimos diferentes que dependían del punto arbitrario inicial. Esto se debe, aunque no aparece en el campo, a la existencia de irregularidades cuando los pasos son pequeños.

Para ambas relaciones Z - R existe por lo menos una condición que es rechazada al nivel de significancia de 5%.

Para la función de criterio residuos al cuadrado relativos se obtuvo una única relación Z - R, la cual tiene un valor rechazado para la desviación standard.

En la función diferencia de promedios, como ya mostraba la figura 1, se obtuvieron dos relaciones Z - R, de las cuales una (A = 305, B = 1,6) respondió muy bien, en tanto que la otra (A = 590, B = 1,4) falló en varias de las hipótesis hechas.

Para la función de criterio diferencia de promedios más diferencia de desviaciones standard, que tiene un mínimo único, se llega a una relación (A = 143, B = 1,8) que cumple con todas las condiciones.

Se observa también que la separación de las series en dos intervalos reduce los residuos, pero no mejora los demás parámetros evaluados.

Por último, a efectos de controlar otra característica de las series, la columna K1/K2 muestra el cociente entre las asimetrías de la serie medida y la calculada. En general, el valor se aproxima a uno.

De todo este análisis surge que si bien son varias las relaciones Z - R aceptables, no ocurre lo mismo con las funciones de criterio consideradas.

Todo indica que, a los fines de este trabajo, la más útil es la que hace mínimos los promedios y las desviaciones standard.

5. CONCLUSIONES

- a) Se comprobó que las relaciones Z - R analíticas no son aconsejables para medir con radar la intensidad de precipitación.
- b) Tampoco las relaciones empíricas obtenidas en otras regiones (caso Marshall y Palmer) lo son, pese a que mejoran los resultados respecto de las analíticas.
- c) Se analizaron las características de varias funciones de criterio encontrándose que, a los fines de este trabajo, la mejor es la que hace mínima la diferencia entre los promedios y simultáneamente hace mínima la diferencia entre las desviaciones standard de las series medida y calculada.
- d) Se presentan varias relaciones Z - R alternativas de la obtenida por regresión, válidas para la medición de la intensidad de precipitación con radar (véase la Tabla).

6. BIBLIOGRAFIA

- Atlas, D., 1963 : Radar analysis of severe storms. Severe local storms; Met. Mon. N° 27, Am. Met. Soc., Boston, 177-220.
- Berbery, E. H., 1982 : Cálculo de la relación Reflectividad - Intensidad de precipitación (Z - R) con una variante del método directo. Trabajo presentado en el 4to. Congreso de Meteorología (CONGREGMET IV).
- Caimi, E. A. y Menzies, Y. Q. de, 1978 : Some aspects of raindrop size spectra in Buenos Aires; J. Rech. Atmos., 12, N° 1.
- Foote, G. B. y Du Toit, P. S., 1969 : Terminal velocity of raindrops aloft; J. Appl. Meteor., 8, 249 - 253.
- Hooke, R. y Jeeves, T., 1961 : Direct search solution of numerical and statistical problems; J. Assoc. Comp. Mach. 8, 2, 212-219.
- Kessler, E., 1966 : Radar measurements for the assessment of areal rainfall : Review

and Outlook; Water Resources Research, NSSL, 2, N° 3.

Marshall, J. M. y Palmer, W. M. , 1948 : The distribution of raindrops with size ; J. Meteor., 5, 165-166.

Miller, J. R. , 1972 : A climatological Z- R relationship for convective storms in the northern Great Plains; Preprints 15th Radar Meteor. Conf. Champaign - Urbana Ill., Amer. Meteor. Soc., 153-154,

Smith, P. L. Jr., Cain, D. E. , Dennis, A. S. y Miller, J. R. , 1975 : Determination of R- Z relationships for weather radar using computer optimization techniques ; Report 75-3, Institute of Atmospheric Sciences, South Dakota School of Mines and Technology.

Spilhaus, A. F. , 1948 : Raindrop size, shape and falling speed ; J. Meteor., 5, 108-110.

TABLA : EVALUACION DE Z - R PARA BUENOS AIRES

$\bar{R}(\frac{5\%)}{2}) = 8,01 \pm 1,91$
 $\sigma^2 = 15,24 \pm 1,35$
 $x(5\%) = 18,6 (v = 10)$

(intervalos dados por el nivel de significancia 5%)

| | Coef | Pot | $\Delta \bar{R}$ | $\Delta \sigma$ | r | χ^2 | P(%) | Resi- duos | Resid. relat. | K_1/K_2 | Origen o método |
|----|------------------|--------------------|------------------|-----------------|------|----------|------|---------------|------------------|-----------|---|
| 1 | 220 | 1,6 | 1,81 | 4,30 | 0,88 | 13 | 22 | 22320 | 773 | 0,959 | Marshall y Palmer |
| 2 | 155 | 1,88 | 0,71 | 3,00 | 0,89 | 25,3 | < 1 | 11995 | 379 | 1,083 | Paul Smith et al. |
| 3 | 210 | 1,55 | 3,29 | 8,00 | 0,88 | 29,8 | < 1 | 38916 | 1271 | 0,936 | Kessler - analítica |
| 4 | 296 | 1,47 | 2,88 | 8,38 | 0,87 | 14,6 | 14 | 41126 | 1235 | 0,90 | Atlas - analítica |
| 5 | 206 | 1,53 | 3,98 | 9,75 | 0,87 | 26,0 | < 1 | 49509 | 1571 | 0,927 | Analítico-numérica, caso general |
| 6 | 250 | 1,7 | 0,51 | 1,23 | 0,88 | 9,57 | 48 | 12079 | 375 | 1,004 | Regresión R - Z |
| 7 | 175 | 1,8 | 0,26 | 1,61 | 0,89 | 17,8 | 5,8 | 11626 | 395 | 1,048 | Residuos al cuadrado mínimos (RCM) |
| 8 | 90 | 1,975 | 0,37 | 1,90 | 0,89 | 46,3 | < 1 | 11283 | 528 | 1,123 | RCM y RCM + diferencia de promedios mfn. |
| 9 | 270 | 1,75 | 1,42 | 3,30 | 0,89 | 12,4 | 25,9 | 12921 | 343 | 1,026 | Residuos al cuadrado relativos mínimos |
| 10 | 590 | 1,4 | 0,01 | 2,90 | 0,86 | 35,1 | < 1 | 19785 | 599 | 0,867 | Diferencia de promedios mínima |
| 11 | 305 | 1,6 | 0 | 0,70 | 0,88 | 7,14 | 71 | 13941 | 447 | 0,959 | Diferencia de promedios mínima |
| 12 | 143 | 1,8 | 0,65 | 0 | 0,89 | 17,59 | 6,2 | 12377 | 505 | 1,048 | Dif. de promedios y dif. de desv. stand. mfn. |
| 13 | $\frac{253}{13}$ | $\frac{1,8}{2,51}$ | 0,49 | 2,29 | 0,90 | 22,37 | 1,4 | 10387 | 312 | 1,3 | Combinación de 2 Z-R, $R_y < y \geq 12$ |

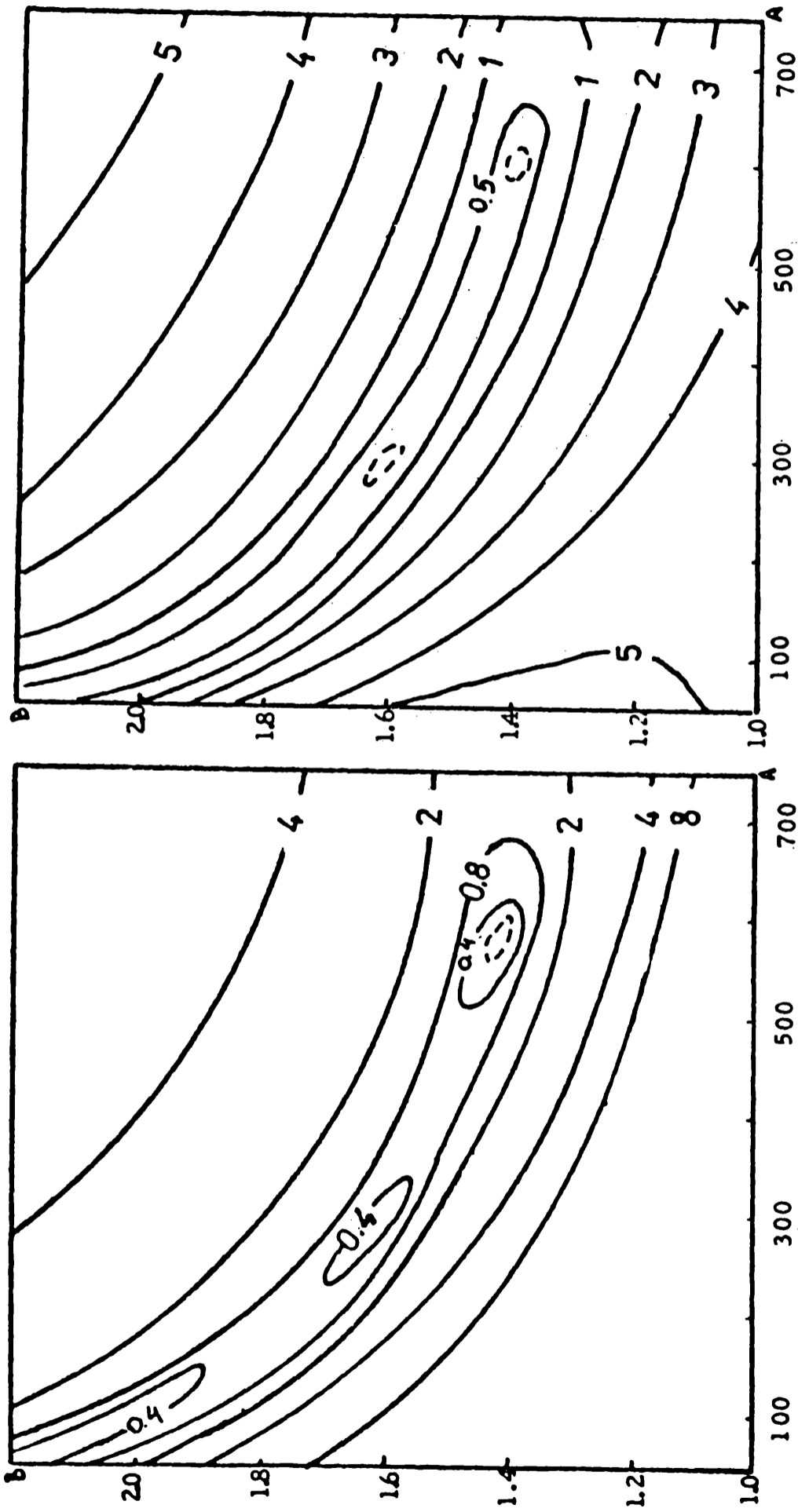


Fig. 1. Diferencia de promedios
Datos de Buenos Aires

Fig. 2. Valor absoluto de la t de student
Datos de Buenos Aires

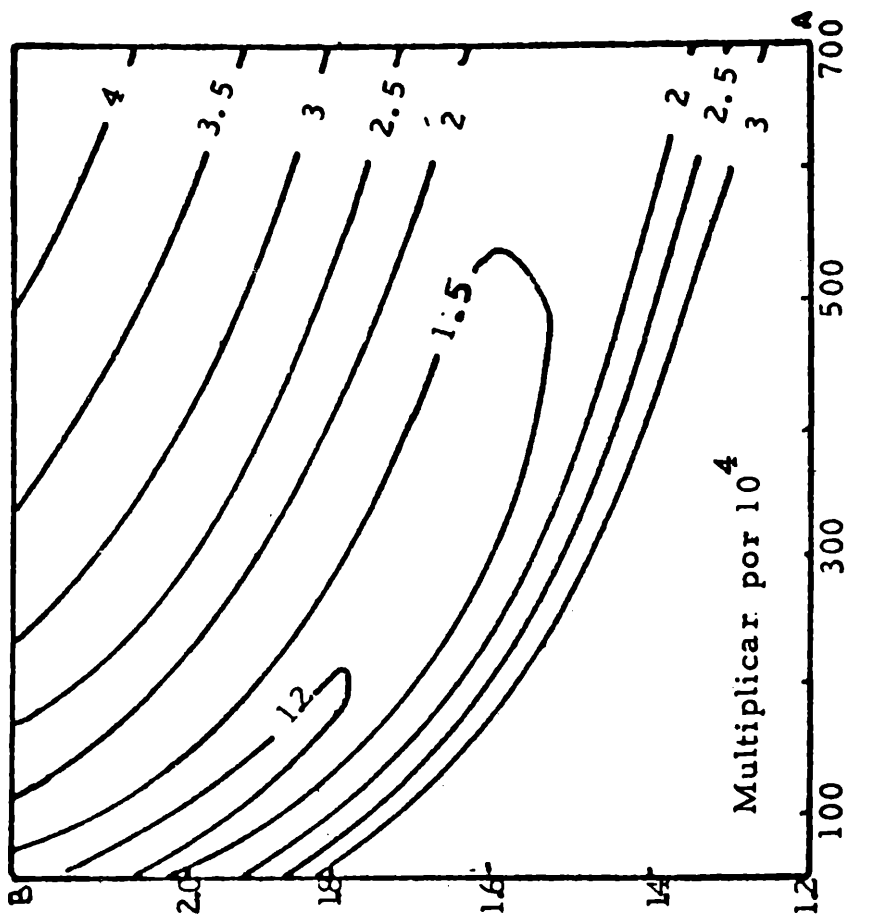


Fig. 4. Sumatoria de residuos al cuadrado
Datos de Buenos Aires

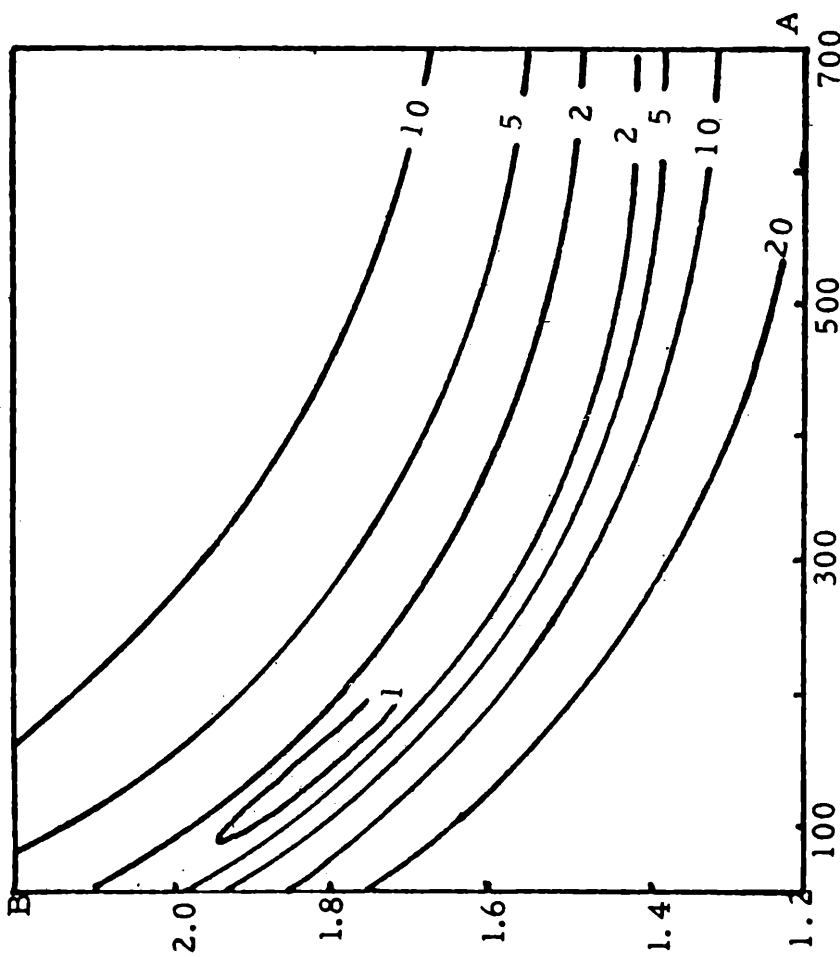


Fig. 3. Diferencia de promedios más
diferencia de desviaciones standard.
Datos de Buenos Aires

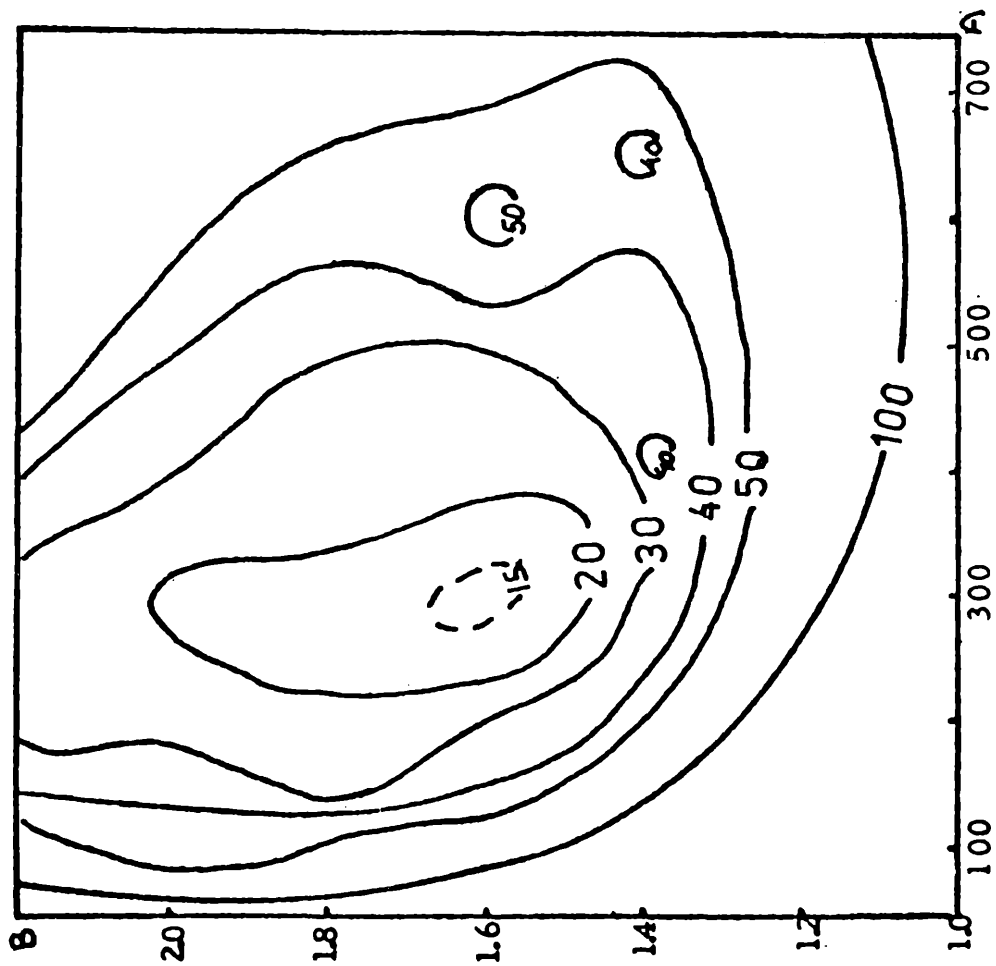


Fig.5. Test Chi cuadrado

Datos de Buenos Aires

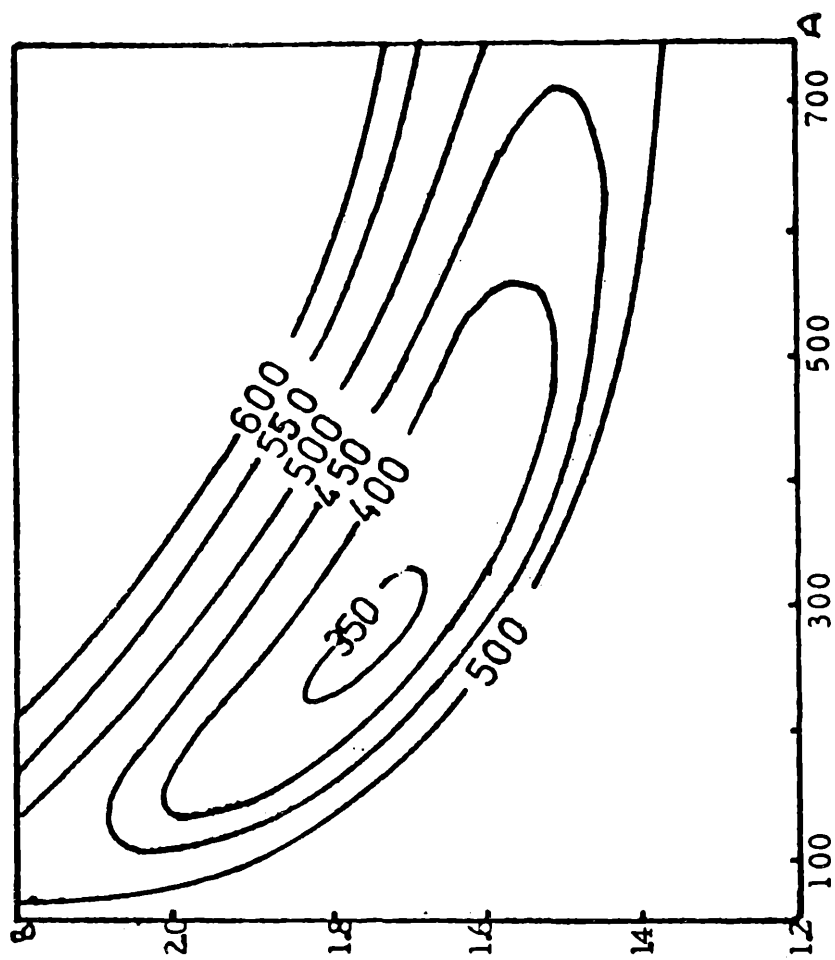


Fig.6. Sumatoria de residuos al cuadrado relativos

Datos de Buenos Aires

EFEECTO DE LA DISTANCIA LUNAR EN LAS MAREAS GEOMAGNETICAS DE
LA ISLA AÑO NUEVO

María A. Van Zele y Otto Schneider

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

RESUMEN

El presente trabajo se realiza con datos registrados en el Observatorio Isla Año Nuevo ($54^{\circ}39'$ lat.S, $64^{\circ}09'$ long.O) entre marzo de 1902 y diciembre de 1917.

Se determina la principal componente de la variación en la declinación, dependiente de la distancia lunar, variación producida por el movimiento de marea de electrones en la alta atmósfera, debida principalmente al término N_2 del potencial de marea lunar. Para ello se realiza el análisis diario de Fourier de los valores horarios instantáneos de tal variación en días en que es mínima la perturbación proveniente del viento solar. Eliminada la componente solar (registrada conjuntamente a la lunar), agrupando los residuos por el método de la época lunar fija se halla la componente lunar buscada.

Su amplitud, del orden de 0,2 nanoteslas en el semestre en que la radiación solar es más intensa (con 746 días seleccionados) guarda la relación esperada ($1/7$, aproximadamente) con la componente lunar principal (reconocida como M_2 en el potencial de marea lunar), pero dada su pequeñez la dispersión resultante no permite asignarle un significado estadístico concluyente.

ABSTRACT

The present analysis is based on data recorded at the Isla Año

Nuevo Observatory ($54^{\circ}39'S, 64^{\circ}09'W$) between March 1902 and December 1917. We have determined the principal lunar distance effect in declination (D), mainly due to the N_2 term in the lunar gravitational potential causing the tidal movement of electrons in the upper atmosphere. From instantaneous hourly values of D , Fourier coefficients were calculated for individual days selected for minimum disturbance by solar wind effects. Once the solar part of the variations (recorded along with the lunar component) is eliminated, the residuals are grouped according to lunar distance for finding the lunar part by the fixed epoch method.

For a six-monthly interval near southern summer, with 746 days included, a mean amplitude of some 0,2 nanotesla was found, a value which keeps the expected proportion (of 1:7, approximately) with the main lunar component (corresponding to the M_2 term in the tidal potential); its smallness, however, does not warrant a definite statistical significance of the result.

INTRODUCCION

El objetivo del trabajo es determinar en la variación de la declinación D la componente lunar de la onda semidiaria dependiente de la distancia lunar, sobre la base de los coeficientes armónicos A_2 y B_2 calculados en tiempo solar de valores instantáneos $\Delta D(t_j)$, registrados en el Observatorio Isla Año Nuevo ($54^{\circ}39'$ lat. S, $64^{\circ}09'$ long. O), entre marzo de 1902 y diciembre de 1917. Para ello se seleccionan días tranquilos o moderadamente perturbados de ese período.

La componente lunar es combinación de efectos solares y lunares: el movimiento (mecánico) de marea lunar depende principalmente de la edad y la distancia lunar; la ionización, de la distancia zenital del sol, de la estructura vertical de la atmósfera y del nivel de actividad magnética y solar.

METODOLOGIA

La variación temporal del campo \vec{B} registrado consta de componentes periódicas y no periódicas debiendo ser eliminadas tanto las últimas como aquéllas periódicas que no se busca determinar. Los días elegidos son aquéllos considerados quietos, pues en ellos la componente no periódica es pequeña; si ésta es no sistemática (irregularidades en la ionización o en el movimiento de la atmósfera) es minimizada al tomar como representativo el valor promedio de datos individuales (homogéneamente elegidos) agrupados según determinados parámetros. Si la variación temporal no periódica es sistemática (como la variación secular o la perturbación residual después de las tormentas, por efecto de la corriente anillo ecuatorial) puede ser eliminada; un método apropiado es la corrección por marcha lineal. Es necesario además considerar la presencia de variaciones no aleatorias en los datos; de no hacerlo se aumentaría artificialmente el error en las determinaciones; pertenecen a esta clase de efectos la variación estacional y la dependencia de S_q (variación solar en días tranquilos) y L (variación lunar) respecto de la actividad solar. Cuando la amplitud de la componente periódica a determinar es pequeña comparada con otra, y sus períodos similares, la mayor puede eliminarse promediando como se muestra en esta sección más adelante.

De las observaciones primitivas (valores horarios, instantáneos en el caso aquí considerado) ordenadas en sucesiones diarias según tiempo solar, son calculados cuatro pares de coeficientes de Fourier A_n , B_n , correspondientes a la variación de la declinación D . Elegidos aquellos días considerados quietos, dichos coeficientes expresan la variación conjunta solar y lunar:

$$S(t) + L(t, \nu, d)$$

siendo t el tiempo solar medio, ν la edad lunar y d la distancia lunar variando, en una medida angular convencional, de 0 a 24

entre dos pasos sucesivos de la luna media por el perigeo.

Hay que eliminar entonces la componente solar $S(t)$ de la marcha compuesta; la variación lunar de cada día $L(t, \nu, d)$ se calcula como

$$L(t, \nu, d) = [S(t) + L(t, \nu, d)] - S'(t) \quad (1)$$

donde $S'(t)$ es la variación solar media de los datos agrupados en un período (el año ha sido dividido en 12 consecutivos, aproximadamente iguales (Schneider, 1982) a fin de tener en cuenta la variación estacional). Como los datos no están discriminados aquí en edad o distancia lunar, el valor medio no depende de ellos. Esto es cierto si el número de datos está uniformemente distribuido en el período, es decir si la muestra es grande y representativa de una distribución uniforme en el tiempo. Es

$$L_2(t, \nu, d) = L_2'(t, \nu) + L_2(t, d)$$

siendo $L_2'(t, \nu)$ la variación reconocida como proveniente principalmente del término semidiario M_2 del potencial de marea lunar,

$L_2(t, d)$ su análogo respecto de N_2 (marea elíptica mayor de primer orden),

y despreciando las demás variaciones lunares. Puede entonces calcularse $L_2(t, d)$ (objeto de este trabajo) agrupando $L_2(t, \nu, d)$ para distintos valores $d = d_i$; el promedio de todas aquellas variaciones $L_2(t, \nu, d_i)$ es la variación lunar dependiente de la distancia lunar para el valor $d = d_i$.

Como
$$L_2(t, d) = l_2 \cos \{ 2t - (s-p) + e_2 \}$$

donde s es la longitud de la luna media,

p la longitud media del perigeo lunar,

se puede: -) mirar a t como parámetro y estudiar $L_2(d)$,

-) mirar a $s-p$ como un parámetro y estudiar $L_2(t)$.

Este último es el método de la época (distancia lunar) fija.

Siendo
$$L_2(t, d) = a_2(d) \cos 2t + b_2(d) \sin 2t = c_2(d) \cos \{ 2t + \xi_2 \} \quad (2)$$

se investiga la amplitud $c_2(d)$ y la fase ξ_2 de la onda semidiaria

lunar que resulta de considerar a $s-p$ como un parámetro fijo, al cual se hace tomar uno de los cuatro valores elegidos:

$$\begin{array}{llll}
 s-p = 0 & \text{si } 21 < d \leq 24 & \text{o } 0 \leq d \leq 3 & \text{grupo P} \\
 s-p = 90^\circ & \text{si } d \in (3,9] & & \text{grupo R} \\
 s-p = 180^\circ & \text{si } d \in (9,15] & & \text{grupo A} \\
 s-p = 270^\circ & \text{si } d \in (15,21] & & \text{grupo N}
 \end{array} \tag{3}$$

El carácter semidiario resulta del sumando $2t$ en el argumento.

Los coeficientes armónicos semidiarios (a_2 y b_2) correspondientes a la onda lunar son reunidos en cuatro grupos caracterizados por similares valores de d como se indica en (3). Los promedios de cada grupo son identificados como los coeficientes a_2 y b_2 de (2).

Sólo se toman en cuenta los coeficientes A_2 y B_2 (y a_2 y b_2) porque el término N_2 es semidiario.

Correcciones consideradas en el cálculo de los coeficientes A_2 y B_2

Ellas son:

- 1) por diferente duración entre el día solar y el período básico lunar (Curto y Schneider, 1979);
- 2) por marcha lineal (Bartels, 1935);
- 3) por agrupamiento (Bartels, 1935);
- 4) por utilizar el método de las diferencias (Bartels, 1930) al calcular los coeficientes;
- 5) para expresar las variaciones transitorias de la declinación como componente del campo, normal al vector horizontal medio diario (Van Zele y Schneider, 1981);
- 6) para expresar uniformemente en tiempo local los coeficientes armónicos calculados con diferentes métodos de análisis en algunos períodos parciales de la serie.

Dispersión de los datos.

El carácter tranquilo de los días elegidos y promediados es juzgado a través de la morfología de las variaciones geomagnéticas registradas en la superficie terrestre, sin considerar parámetros físicos específicos que caractericen la condición ionosférica y magnetosférica instantánea, el estado momentáneo del sol y del viento solar. A fin de reducir la dispersión, los datos son analizados según distintos criterios de selección (Van Zele y Schneider, 1981) pero manteniendo el número de datos de modo que el fenómeno pueda ser tratado estadísticamente. Entre los parámetros definitorios se tuvo en cuenta el nivel de actividad solar.

RESULTADOS OBTENIDOS

Los datos seleccionados son los correspondientes a aquellos días de funcionamiento del observatorio (1902-1917) que satisfacen (Van Zele y Schneider, 1981):

$$C_g \leq 3 \quad ; \quad \bar{R} \leq 40 \quad ; \quad K' \leq 3 \quad \text{y} \\ (A - \bar{A}'_k)^2 + (B - \bar{B}'_k)^2 \leq 1,73 m_k^2 ,$$

donde el subíndice 2 se da por sobreentendido,

C_g es la contracción a escala 10 del índice medio planetario C de actividad magnética,

\bar{R} es el promedio de los números relativos R de manchas solares de 27 días consecutivos adjudicado al día central del intervalo,

K' es el índice trihorario de actividad magnética del Observatorio de Potsdam (único de esas características existente en el período en estudio),

\bar{A}'_k (\bar{B}'_k) es el promedio aritmético de los A (B) que satisfacen las condiciones requeridas por C_g, \bar{R}, K' , correspondientes al k -ésimo período, corregidos por marcha lineal,

$m_k^2 = \sigma_A^2 + \sigma_B^2$ es la desviación standard bidimensional de la muestra del k -ésimo período.

La componente solar

Con los 12 valores de \bar{A}_k y \bar{B}_k (promedios aritméticos de los A o B seleccionados) se calcula el desarrollo de Fourier hasta la cuarta armónica de la variación anual de S, y se determinan los valores A'_k y B'_k correspondientes al día central de cada intervalo integrando dicho desarrollo (cuyos coeficientes han sido corregidos por agrupamiento) en cada período y dividiendo por la longitud del mismo.

Los coeficientes solares promedio aritmético \bar{A}_k y \bar{B}_k , la dispersión M_k de la onda semidiaria de Fourier (B_k, A_k) de los días elegidos en el k-ésimo período, el error medio del promedio $\hat{M}_k = M_k / \sqrt{N_k}$, los coeficientes semidiarios definitivos A'_k y B'_k de la variación solar media mensual (expresada como componente normal al vector horizontal medio diario y en tiempo local), así como el número N_k de datos del k-ésimo período figuran en la tabla 1.

La figura 1 representa la variación anual de los coeficientes solares calculados.

La componente lunar

En cada uno de los 12 grupos se calcula la diferencia entre el coeficiente de un día individual y el coeficiente solar correspondiente a ese período A'_k o B'_k . Tal diferencia (ecuación 1)

$$a(L) = A(S+L) - A'_k(S)$$

$$\text{o} \quad b(L) = B(S+L) - B'_k(S)$$

comprende la parte principal de la variación lunar (no la total por haber usado el día solar como intervalo de análisis).

En cada bimestre los días seleccionados se reagrupan según su distancia lunar, en uno de los cuatro grupos (P, R, A o N), de acuerdo con la distancia de la luna al perigeo de su órbita (expresada por d), a la hora 12 del día universal y calculada para cada uno de estos días con datos provistos por tablas (Bartels y Fanselau, 1937). Los subgrupos resultantes de caracterizar los coeficientes según el período y la distancia lunar resultan poco poblados ($N_{dk} \approx 35$),

por lo que se resuelve:

·) trabajar con los datos correspondientes a los meses donde la ionización es más intensa, es decir con el semestre comprendido entre el 21-9 y el 21-3,

·) agrupar los coeficientes lunares semidiarios de ese semestre en los cuatro grupos indicados según su distancia lunar, situación que obliga a enunciar su resultado como una respuesta media semestral.

Los promedios semestrales de cada coeficiente armónico, así como su dispersión, para las distintas distancias lunares se muestran en la tabla 2. De ella se infiere que la relación entre la amplitud de la onda y su dispersión, para las distintas distancias lunares es tal que la variación semidiaria sigue indeterminada. El modo de disminuir la dispersión natural de los datos no es ya haciendo más restrictivos los criterios de selección sino aumentando el número de datos, si bien se han considerado todos los seleccionados en el período de funcionamiento del observatorio. Como las ondas correspondientes a los grupos R, A, N están respectivamente rotadas respecto de las P en $\pi/2$, π y $3\pi/2$, girando estos ángulos los coeficientes correspondientes a tales distancias, los datos son atribuidos a la distancia lunar caracterizada por P. Este procedimiento se conoce como "reducción a perigeo".

Los valores \bar{a}_p y \bar{b}_p (promedios ponderados según el número de coeficientes correspondientes a cada distancia lunar) asignados a P para el semestre elegido, y su dispersión son:

$$\begin{array}{lll} \bar{a}_p = -0,01 \text{ nT} & \bar{c}_p = 0,19 \text{ nT} & \hat{m}_p = 0,16 \text{ nT} \\ \bar{b}_p = 0,19 \text{ nT} & \bar{e}_p = -3^\circ & \hat{m}_p / \bar{c}_p = 0,8 \end{array}$$

CONCLUSIONES

La variación solar semidiaria muestra una marcada variación anual (estacional) en su amplitud, aumentando esta última considerablemente en el período estival. Tal onda culmina a lo largo del año entre la 1 y las 3, hora local (como se espera para esa latitud).

La onda semidiaria lunar dependiente de la distancia lunar está encubierta por fluctuaciones naturales que no dependen en su totalidad de los parámetros considerados por los índices de actividad magnética y solar; la dispersión es suficientemente grande como para que el valor obtenido no pueda considerarse representativo, y es depreciable la corrección por la diferente duración entre el día solar y el período básico lunar. No obstante, la razón

$$\frac{\ell_2'}{\ell_2} \approx \frac{1,4}{0,2} = 7$$

es del orden de la obtenida para Greenwich (Chapman, 1925; Leaton y otros, 1962) y Abinger (Leaton y otros, 1962), o la obtenida (para H) con datos de Huancayo (Bartels y Johnston, 1940) y Alibag (Arora y Rao, 1975). En lo anterior $\ell_2 = \bar{c}_p$, y el valor de ℓ_2' (promedio en el mismo semestre) ha sido extraído de un trabajo de Schneider (1982).

Reconocimiento: En el desarrollo de algunas etapas de este estudio se contó con el apoyo del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (Subsidio legajo 8392/78; Resolución 703/78). Los autores agradecen además la colaboración que les prestaron la sra. María del Carmen Vecchi, el sr. Jorge Petraglia y el sr. Horacio N. Curto.

BIBLIOGRAFIA

- Arora, B.R, y Rao, D.R.K., 1975; Modulation of geomagnetic lunar daily variations in H at Alibag with lunar distance; Geophysical Journal, Royal Astronomical Society; 43, 627-633.
- Bartels, J., 1930; Bemerkungen zur praktischen harmonischen Analyse; Gerlands Beiträge zur Geophysik; 28, 1-10.
- Bartels, J., 1935; Random fluctuations, persistence and quasi-persistence in geophysical and cosmical periodicities; Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity; 40, 1-60.
- Bartels, J. y Fanselau, G., 1937; Geophysikalischer Mondalmanach; Zeitschrift für Geophysik; 13, 311-328.
- Bartels, J. y Johnston, H.F., 1940; Geomagnetic tides in horizontal intensity at Huancayo; Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity; 45, 269-308 y 485-512.
- Curto, H.N. y Schneider, O., 1979; Análisis de mareas lunares en tiempo solar; GEOACTA; X, 31-39.
- Chapman, S., 1925; The lunar diurnal magnetic variations, and its change with lunar distance; Philosophical Transactions of the Royal Society, Londres; A 225, 49-91.
- Leaton, B.R., Malin, S.R. y Finch, H.F., 1962; The solar and luni-solar daily variation of the geomagnetic field at Greenwich and Abinger, 1916-1957; Royal Observatory, Bulletins; 63, 273-318.
- Schneider, O., 1982; Estudio de la marea geomagnética en el Observatorio Isla Año Nuevo; Informaciones Científicas, DIGID; XVII (223), 15-28.
- Van Zele, M.A. y Schneider, O., 1981; Algunas tentativas de optimización de datos para el estudio de mareas geomagnéticas; GEOACTA; XI, 79-88.

| período k | N_k | \bar{A}_k | \bar{B}_k | A'_k | B'_k | m_k | \hat{m}_k |
|-------------|-------|-------------|-------------|--------|--------|-------|-------------|
| 22/12-20/1 | 133 | 9,096 | 5,231 | 9,96 | 5,37 | 4,90 | 0,42 |
| 21/1 -19/2 | 146 | 6,989 | 7,866 | 7,01 | 7,77 | 5,86 | 0,48 |
| 20/2 -21/3 | 127 | 4,081 | 9,053 | 4,05 | 9,11 | 3,54 | 0,31 |
| 22/3 -21/4 | 141 | 3,816 | 7,583 | 3,81 | 7,55 | 2,84 | 0,24 |
| 22/4 -21/5 | 113 | 2,559 | 3,741 | 2,64 | 3,76 | 1,95 | 0,18 |
| 22/5 -20/6 | 123 | 1,498 | 1,508 | 1,30 | 1,49 | 1,86 | 0,17 |
| 21/6 -20/7 | 119 | 1,317 | 1,199 | 1,62 | 1,24 | 1,50 | 0,14 |
| 21/7 -20/8 | 112 | 0,928 | 2,698 | 0,56 | 2,62 | 1,93 | 0,18 |
| 21/8 -20/9 | 94 | 0,230 | 6,660 | 0,63 | 6,78 | 2,63 | 0,27 |
| 21/9 -21/10 | 85 | 4,413 | 9,747 | 4,05 | 9,59 | 3,16 | 0,34 |
| 22/10-20/11 | 116 | 5,995 | 6,973 | 6,27 | 7,14 | 4,20 | 0,39 |
| 21/11-21/12 | 140 | 7,791 | 4,546 | 7,62 | 4,39 | 4,04 | 0,34 |

Tabla 1: coeficientes semidiarios de la variación solar, promedios aritméticos (\bar{A}_k y \bar{B}_k) y definitivos (A'_k y B'_k), dispersión de los datos (m_k), de los promedios (\hat{m}_k), y número N_k de datos seleccionados en el k-ésimo período. En \bar{A}_k y \bar{B}_k son algebraicamente significativas las dos primeras cifras decimales.

$$[\bar{A}_k].[\bar{B}_k].[A'_k].[B'_k].[m_k].[\hat{m}_k].n\tau$$

| d | N | \bar{a} | \bar{b} | \hat{m} | \bar{c} |
|---|-----|-----------|-----------|-----------|-----------|
| P | 198 | -0,28 | 0,11 | 0,3 | 0,30 |
| R | 154 | -0,23 | 0,32 | 0,4 | 0,39 |
| A | 210 | 0,05 | 0,00 | 0,3 | 0,05 |
| N | 184 | 0,47 | -0,04 | 0,3 | 0,47 |

Tabla 2: coeficientes armónicos medios, durante el semestre estival, de la componente semidiaria de la onda lunar correspondiente a distintas distancias lunares.

$$[\bar{a}].[\bar{b}].[\hat{m}].[\bar{c}].n\tau$$

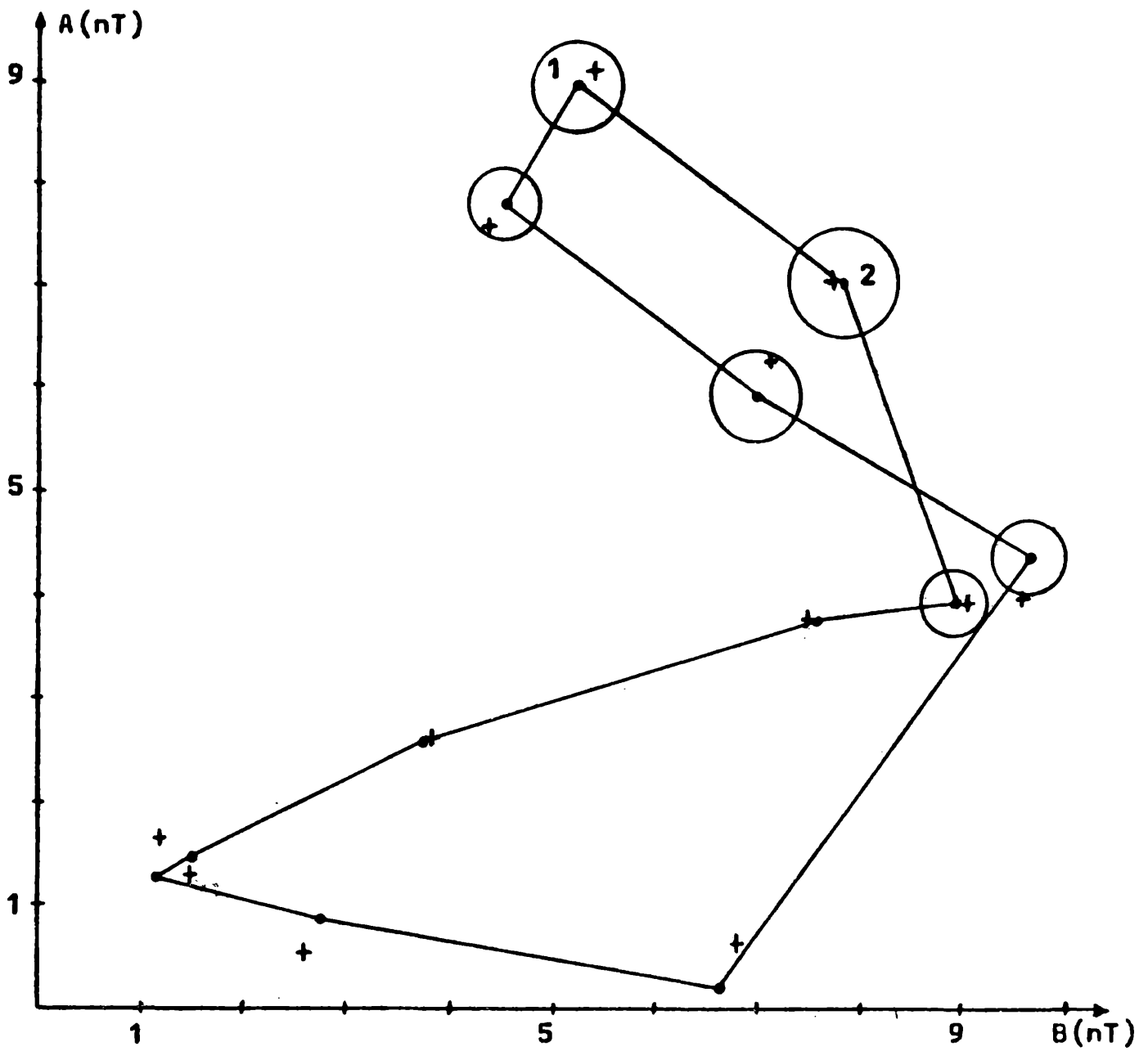


Figura 1: variación anual de la variación solar semidiaria de D en Isla Año Nuevo.

(\bar{B}_k, \bar{A}_k) : promedios aritméticos; (B'_k, A'_k) : promedios definitivos.

El radio del k -ésimo círculo ($k = 1, 2, \dots$) con centro en (\bar{B}_k, \bar{A}_k) es el error medio del promedio \hat{m}_k .

ASOCIACION DE LA DEPRESION DEL NOROESTE ARGENTINO
CON OTROS FENOMENOS METEOROLOGICOS

Erich R. Lichtenstein

Servicio Meteorológico Nacional y Universidad de Buenos Aires

RESUMEN

Se relaciona la intensidad de la depresión del Noroeste Argentino con fenómenos de precipitación y de inestabilidad en un área testigo al este de la misma limitado por los paralelos 25 y 35°S y los meridianos 55 y 65°O. Se encuentra una significativa asociación positiva entre la intensidad de la depresión y los fenómenos citados. Lo mismo sucede con el movimiento de los frentes, pero no así con la ciclogénesis en el área citada que resulta ser independiente del comportamiento de la depresión.

En cuanto al régimen de precipitaciones en el noroeste, la escasez de lluvias estivales en la parte austral de la depresión del Noroeste Argentino parece ser efecto de la subsidencia forzada al este de la Cordillera de los Andes, mientras que la falta de precipitaciones invernales en toda su área se halla ligada a la amplitud de las incursiones del aire polar seco hacia el norte y la acumulación del mismo al este de la Cordillera.

ABSTRACT

The relationship between the intensity of the low of Northwestern Argentina and precipitation and instability phenomena in a test area bounded by the latitudes of 25 and 35°S and the meridians of 55 and 65°W is studied. One finds a strong positive association. The same may be said with respect to frontal systems. On the contrary, the cyclogenesis in that area is independent with respect to the northwestern low.

In the precipitation regime in the northwest, there is a strong decrease of rains to the south of the northwestern low, which is caused by forced subsidence to the east of the Andes, and the nearly total absence of precipitations in winter is related to dry polar intrusions far to the north and its accumulations to the east of the mountains.

1. INTRODUCCION

En el análisis de la situación sinóptica se observa con frecuencia un sistema de baja presión en el noroeste de la Argentina.

Se sitúa al este de la Cordillera de los Andes, desde una posición al pie de la misma hasta unos 300 Km más al este; su ubicación meridional fluctúa desde la llanura oriental de Bolivia hasta la provincia de Chubut, pero con gran preferencia su centro se halla sobre el noroeste de La Rioja y el sudoeste de Catamarca cerca de 29°S y 66° O.

Su profundidad es variable, tal que es anulada y reemplazada por leves circulaciones anticiclónicas con alguna frecuencia, sin embargo es lo suficientemente incidente como para aparecer en el promedio anual de la presión reducida al nivel medio del mar, como puede apreciarse en la Fig. 1 (1).

Ha sido ampliamente reconocida la vinculación de la Depresión del Noroeste Argentino (DNOA) con otros fenómenos meteorológicos, como ser el viento zonda en la región de Cuyo, áreas de precipitación, líneas de inestabilidad y frentes.

El objeto de este trabajo consiste en estudiar la relación entre la intensidad de la DNOA, y algunos fenómenos meteorológicos característicos.

2. INTENSIDAD DE LA DNOA

A los efectos del presente estudio, es conveniente cuantificar la intensidad de la baja. De acuerdo con (2) puede definirse la "intensidad" de un sistema como la diferencia entre la presión media en su periferia y la presión en su centro.

Se define aquí como intensidad de la DNOA la siguiente magnitud:

$$I = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} (P_A + P_Q) + P_P \right] - P_L$$

donde P_A , P_Q , P_P y P_L son las presiones reducidas al nivel medio del mar en Antofagasta (23°26'S, 70°26'O), Quintero (32°47'S, 71° 32'O), Paso de los Libres (29°41'S, 57° 09'O) y La Rioja (29°23'S, 66°49'O), respectivamente.

Se tomaron los datos diarios de las 12 TMG (9 hora local) del Archivo del Servicio Meteorológico Nacional del año 1967.

El promedio del año es

$$\bar{I} = 3.1 \text{ mb}$$

con una desviación standard de

$$\sigma_I = \pm 4.7 \text{ mb}$$

En la Fig. 2 se da la distribución de frecuencias, que es lo suficientemente simétrica para considerarla como "distribución normal" para las inferencias estadísticas.

En el 26% de los casos $I < 0$, en éstos la depresión es reemplazada por una circulación anticiclónica.

La variabilidad de la DNOA en relación con la situación sinóptica ha sido estudiada en (3). Es probable entonces que la variación interdiurna de su intensidad ΔI sea otro parámetro que esté relacionado con los fenómenos meteorológicos a ser considerados.

La distribución de frecuencias, que se ve en la Fig. 3 tiene cierta asimetría (la profundización es más lenta que el llenado), pero a los efectos de la inferencia estadística se la ha tomado como normal.

3. FENOMENOS EN UN AREA TESTIGO AL ESTE DE LA DNOA

Para estudiar la vinculación de la DNOA con el desarrollo del tiempo al este de la misma se ha elegido el área delimitada por los paralelos 25 y 35°S y los meridianos 55 y 65°O (Fig. 1).

Los fenómenos considerados en esa área son: lluvias, tormentas, líneas de inestabilidad y tormentas severas y, en otro orden de cosas, frentes y ciclogénesis.

Estos fenómenos fueron considerados durante las 24 horas siguientes a la medición de I y la de ΔI de las 24 horas previas.

Los resultados se muestran en la Tabla 1.

3.1 Lluvias, tormentas, líneas de inestabilidad y tormentas severas.

Los primeros dos fenómenos fueron considerados positivos si en por lo menos una estación del área testigo fue transcrito como tiempo presente o pasado en los mapas trihorarios (excepto el de las 03 TMG) del Servicio Meteorológico Nacional. Los datos de las tormentas severas fueron proporcionados por la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales y se basan en notas periódicas, informes de testigos presenciales y supervisiones "in situ" de los destrozos producidos por el fenómeno.

La iniciación i significa que el fenómeno no existió en el momento de la toma de I , pero se produjo dentro de las 24 horas siguientes, la existencia e que existió en el momento de medición de I y la terminación t que se produjo en algún momento pero ya no fue observado a las 12 TMG del día siguiente; en el caso de la tormenta severa se anotó solamente su ocurrencia.

Tabla 1

Nivel de significancia en la relación de la DNOA
con los fenómenos

| | | $\bar{\delta I}$ | $\bar{\delta I}/\sigma$ | t | α | S | $\bar{\Delta I}$ | $\bar{\Delta I}/\sigma$ | t | α | S |
|-----------------|---|------------------|-------------------------|------|----------|-----|------------------|-------------------------|------|----------|---|
| Frentes | i | 3.2 | 0.67 | 5.25 | 0.01 | P | 2.7 | 0.51 | 3.96 | 0.01 | P |
| | e | -1.2 | -0.25 | 3.23 | 0.01 | N | -2.2 | -0.42 | 5.30 | 0.01 | N |
| | t | -3.6 | -0.76 | 5.91 | 0.01 | N | -4.4 | -0.83 | 6.45 | 0.01 | N |
| Precipitaciones | i | 2.3 | 0.49 | 4.49 | 0.01 | P | 1.9 | 0.36 | 3.32 | 0.01 | P |
| | e | -0.9 | -0.19 | 2.52 | 0.01 | N | -1.9 | -0.36 | 4.76 | 0.01 | N |
| | t | -1.4 | -0.29 | 2.73 | 0.01 | N | -2.6 | -0.49 | 4.54 | 0.01 | N |
| Tormentas | i | 2.2 | 0.47 | 4.57 | 0.01 | P | 1.4 | 0.26 | 2.60 | 0.01 | P |
| | e | -0.1 | -0.02 | 0.24 | - | I | -1.9 | -0.36 | 4.10 | 0.01 | N |
| | t | -0.8 | -0.17 | 1.66 | 0.10 | (N) | -2.5 | -0.47 | 4.64 | 0.01 | N |
| Líneas de I | i | 4.6 | 0.97 | 6.00 | 0.01 | P | 2.0 | 0.38 | 2.34 | 0.01 | P |
| | e | 1.1 | 0.23 | 1.44 | - | I | -2.8 | -0.53 | 3.52 | 0.01 | N |
| | t | 1.0 | 0.21 | 1.40 | - | I | -3.1 | -0.59 | 3.62 | 0.01 | N |
| T. Severas | | 4.3 | 0.91 | 4.07 | 0.01 | P | 1.4 | 0.26 | 1.19 | - | I |
| Ciclogénesis | | -1.1 | -0.23 | 1.19 | - | I | -0.6 | -0.11 | 0.58 | - | I |

$\bar{\delta I}$ Diferencia entre el promedio de I cuando se observa el fenómeno indicado y el valor normal de I (3.1 mb).

$\bar{\Delta I}$ Valor medio de ΔI cuando se observa el fenómeno indicado

σ Desvío standard de I y ΔI , respectivamente

t Valor t de la distribución de Student

α Coeficiente de significación

S signo de la asociación, P positiva, N negativa, I independencia.

La inferencia estadística (4) permite establecer una fuerte relación positiva entre la intensidad I y la de su variación previa ΔI con la iniciación de los fenómenos citados, excepto en el caso de las tormentas severas y ΔI . La vinculación de la DNOA con estos fenómenos se da a través de la advección de calor y humedad desde el norte en la tropósfera inferior que se halla directamente asociada a la profundidad de la DNOA.

El que las tormentas severas sean independientes de ΔI , muestra que la DNOA debe haber persistido por más de 24 horas, permitiendo así la entrada de los más altos valores de calor y humedad desde el norte.

La terminación de estos fenómenos de precipitación e inestabilidad se asocia negativamente con I y más aún con ΔI , lo que muestra su relación con el llenado de la DNOA.

3.2 Frentes

La posición ha sido tomada de los análisis de los mapas ya mencionados, confeccionados por el Servicio Meteorológico Nacional. "Iniciación" corresponde en este caso al ingreso al área testigo de un frente o a frontogénesis dentro de la misma, y "terminación" a egreso o frontolisis.

Hay una fuerte asociación positiva con I y ΔI para el ingreso de frentes al área testigo o la frontogénesis. Con otras palabras en estos casos la DNOA es más intensa que en promedio y además se intensifica.

Cuando a las 12 TMG existe un frente, la intensidad de la DNOA está por debajo de lo normal y además su intensidad decrece, esto indica que se analizan más frentes fríos que cálidos en la zona, posiblemente por ser más marcados (3).

Hay una significativa asociación negativa con I y ΔI para el egreso o la terminación de frentes. Si bien ésta es la tendencia general para todos los fenómenos, los valores más fuertes corresponden al egreso de los frentes. Tratándose normalmente de frentes fríos, se ve en esta asociación el debilitamiento o la anulación de la DNOA por la afluencia de masas de aire polar al este de la Cordillera.

3.3 Ciclogénesis

Se ha tomado como caso positivo la iniciación de una onda frontal o la aparición de una primera isobara cerrada de acuerdo con los análisis anteriormente mencionados, dentro del área testigo y durante las 24 horas siguientes a la medición de I y de ΔI .

Las ciclogénesis sobre el área testigo son independientes tanto de la intensidad de la DNOA como también de su profundización en las 24 horas previas.

Esto muestra que la ciclogénesis en el área general al este de la DNOA no responde en forma exacta a una ciclogénesis a sotavento (5, 6 y 7).

4. La DNOA y precipitaciones en la Capital Federal.

Buenos Aires se halla en el extremo sur del área testigo y es de interés ver si la DNOA extiende sus influencias hasta este lugar.

Se han comparado los valores diarios de lluvia en el Observatorio Central Buenos Aires durante las 24 horas posteriores a la medición de I y ΔI . El resumen de lo encontrado se halla en la Tabla 2.

Las lluvias muestran una buena asociación positiva con I , máxime cuando son de alguna significación.

No así con la variación previa ΔI , de la cual parecen independientes las lluvias, excepto las mayores, que muestran una leve preferencia a una profundización previa de la DNOA.

Tabla 2

Relación entre I y ΔI con la precipitación acumulada en el Observatorio Central Buenos Aires en las 24 horas posteriores, mayor a cero, igual o mayor a 1 mm e igual o mayor a 10 mm.

| RR | $\bar{\delta I}$ | $\bar{\delta I}/\sigma$ | t | α | s | $\bar{\delta \Delta I}$ | $\bar{\delta \Delta I}/\sigma$ | t | α | s |
|--------|------------------|-------------------------|------|----------|---|-------------------------|--------------------------------|------|----------|-----|
| > 0.0 | 1.3 | 0.27 | 2.89 | 0.01 | P | 0.5 | 0.09 | 0.96 | - | I |
| ≥ 1.0 | 1.8 | 0.38 | 3.56 | 0.01 | P | 0.5 | 0.09 | 0.84 | - | I |
| ≥ 10.0 | 3.0 | 0.64 | 3.89 | 0.01 | P | 1.5 | 0.28 | 1.70 | 0.10 | (P) |

5. Precipitación en el Noroeste Argentino

En la Tabla 3 se resumen algunas características del régimen de precipitaciones del Noroeste Argentino (8), agregándose la intensidad climatológica de la DNOA en mb.

Tabla 3

Precipitación media en milímetros (8)

| | Año | Enero | Julio |
|--------------|------|-------|-------|
| Salta | 671 | 174 | 2 |
| Resistencia | 1349 | 157 | 46 |
| La Rioja | 317 | 60 | 3 |
| Córdoba | 677 | 101 | 8 |
| Mendoza | 198 | 28 | 7 |
| Buenos Aires | 1024 | 104 | 61 |
| I | 4.1 | 6.1 | 2.2 |

Puede observarse que en el promedio anual hay una merma significativa de la precipitación cuando uno va de este a oeste, provocada en la parte norte únicamente por la falta de precipitaciones invernales, mientras que hacia el sur de la DNOA se agrega también una merma sensible de las precipitaciones estivales.

La probabilidad de que una perturbación sinóptica produzca precipitaciones aumenta con la inestabilidad de las masas de aire. Se ha considerado la estabilidad de la inversión subtropical (9) en una selección de estaciones, teniendo en cuenta el gradiente vertical de temperatura potencial y de la potencial-equivalente a través de la inversión, ver Tabla 4.

Tabla 4

Frecuencia porcentual de sondeos inestables

| | <u>Verano</u> | <u>Invierno</u> |
|-------------|---------------|-----------------|
| Resistencia | 48 | 44 |
| Córdoba | 55 | 7 |
| Mendoza | 41 | 9 |

Mientras que en Resistencia la estabilidad no difiere significativamente en verano e invierno, en el noroeste la atmósfera es sólo excepcionalmente inestable en invierno.

Debido a que los datos de radiación son similares en el este y el oeste (10), ésta se halla excluída como causante de la sequedad invernal.

Se estima que la principal causa de ésta radica en la afluencia de aire polar seco más importante en invierno que en verano. Sobre el lado oriental de la Cordillera las masas de aire polar se acumulan al este de la Cordillera (11) y son conducidas profundamente hacia el Ecuador. Sobre la costa oriental de Sudamérica este efecto no actúa o es sólo residual y la masa de aire frío se ve limitada en su avance. Cuando se restablece el viento norte, la masa de aire tropical llega con facilidad a Resistencia y a Buenos Aires (por lo menos a alguna altura sobre el suelo), mientras que sobre el Noroeste Argentino la masa de aire polar es muy amplia, y la nueva irrupción de aire frío no da tiempo a la llegada de aire tropical.

Un segundo factor limitativo de las precipitaciones debe existir, ya que las masas de aire son inestables en todo el área de la DNOA en verano, las precipitaciones disminuyen fuertemente hacia la parte sur de la DNOA. Según (3) este déficit de precipitaciones estivales es causado por la subsidencia forzada al este de la Cordillera (efecto zonda), más notable hacia el sur, donde aumenta la componente oeste del viento (12). La subsidencia forzada ocurre justamente cuando en otras partes la probabilidad de precipitación es máxima y recién llueve en el ámbito de la DNOA cuando hay advección de aire frío, estabilizante.

6. Conclusiones

Tanto la intensidad de la DNOA como así su variación interdiurna previa está positivamente correlacionada con la iniciación de hidrometeoros y fenómenos de inestabilidad al este de la misma durante las 24 horas posteriores. En el caso de las tormentas severas la DNOA debe haber permanecido intensa durante más de 24 horas.

Con el llenado de la DNOA se produce la terminación de los fenómenos citados.

La DNOA está ligada a la posición y el movimiento de los frentes, correspondiente el ingreso al Litoral Fluvial de los mismos o su génesis en la zona a una intensificación de la DNOA y a su egreso o disolución a su llenado.

En cambio la ciclogénesis al este de la DNOA es independiente de su intensidad y profundización, indicando que la dinámica de este proceso no puede ser tratado como simple "ciclogénesis a sotavento".

En cuanto al régimen de precipitaciones en el Noroeste Argentino, la falta de precipitaciones invernales se debe a la ausencia de masas de aire tropical, mientras que la merma de precipitaciones estivales hacia el centro y sur del área que abarca la DNOA se debe a la subsidencia forzada.

REFERENCIAS

- 1 - "Atlas Climático de la República Argentina", Servicio Meteorológico Nacional. (1957)
- 2 - James, R.W.: "The latitude Dependence of Intensities of Cyclones and Anticyclones", Journal of Meteorology, Vol. 9, n° 4 (1952).
- 3 - Lichtenstein, E.R.: "La Depresión del Noroeste Argentino en relación al tren de ondas en los oestes", Geoacta, Vol. 11, N° 1 (1982).
- 4 - Haber, A., Runyon, R.P., et. al.: "Estadística General", Fondo Educativo Interamericano S.A. (1973).
- 5 - Egger, J.: "Numerical Experiments on the Cyclogenesis in the Gulf of Genua"; Beitrage zur Physik der Atmosphere, Vol. 45 (1972).
- 6 - Newton, C.W.: "Mechanisms of Circulation Change during a Lee-Cyclogenesis", Journal of Meteorology, Vol. 13, N° 6 (1956).
- 7 - Von Ficker, H.: "Der Einfluss der Alpen auf die Fallgebiete des luftdruckas und die Entstehung von Depressionen im Mittelmeer", Meteorologische Zeitschrift, Vol. 37 (1920).
- 8 - "Estadística Climatológica 1961-1970", Servicio Meteorológico Nacional.
- 9 - Riehl, H.: "Tropical Meteorology", Mc Graw-Hill Book Co. Inc. (1954).
- 10 - Kurlat, M.I.C. de, Crivelli, E., Fernández, R.O.: "Medidas de Radiación en Argentina"; Acta Científica N° 30, Departamento de Radiación

- Solar y Meteorología, Observatorio Nacional de Física Cósmica (1973)
- 11 - Lichtenstein, E.R.: "Variabilidad Interdiurna de la presión en el Entorno de la Depresión del Noroeste Argentino"; Meteorológica, Vol. VI - VII (1975-1976).
 - 12 - Schwerdtfeger, W., Martin, D.W.: "Zonal Flow of the Free Atmosphere between 10 N and 80 S in the Southamerican Sector".

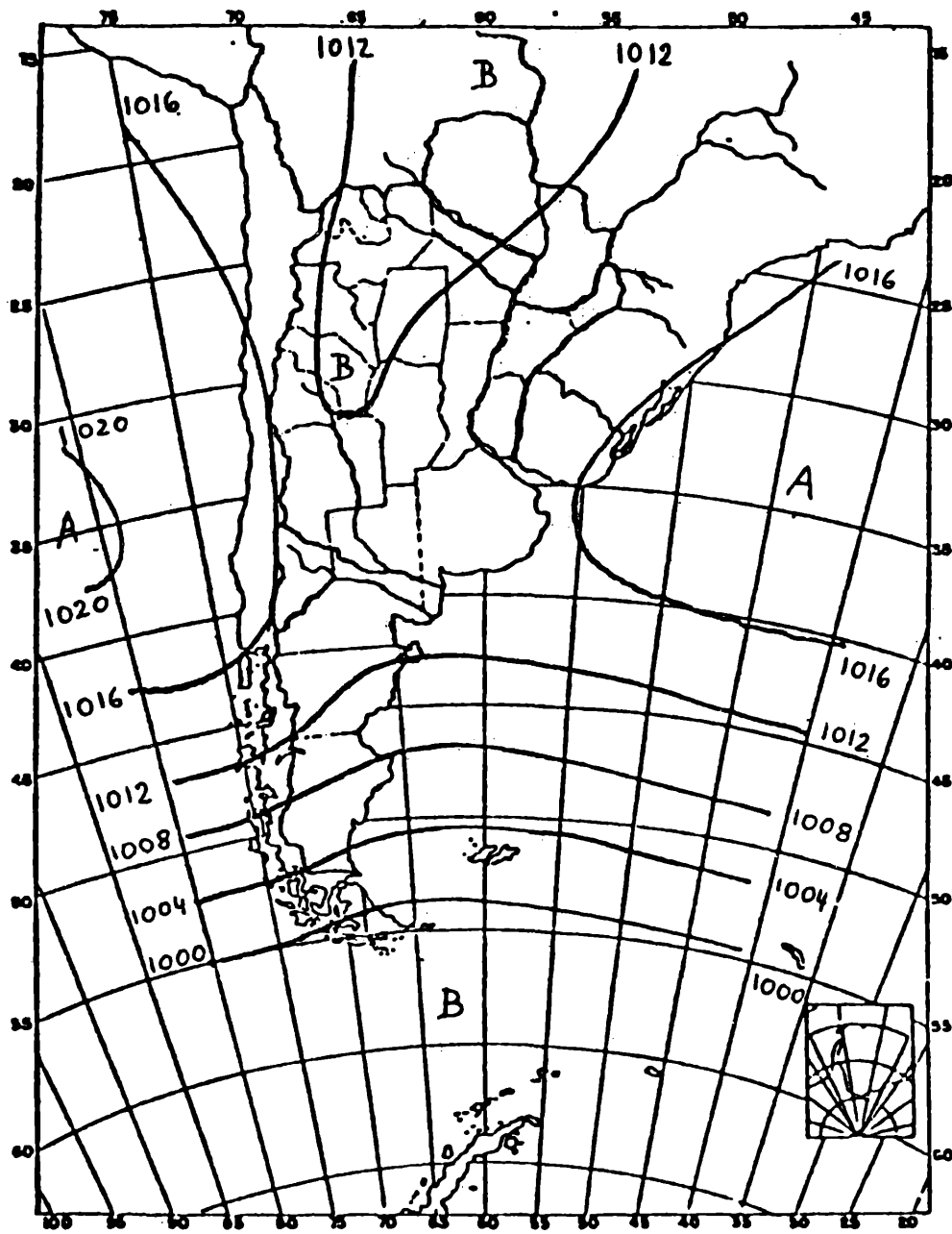


Figura 1

Presión media reducida al nivel del mar - año

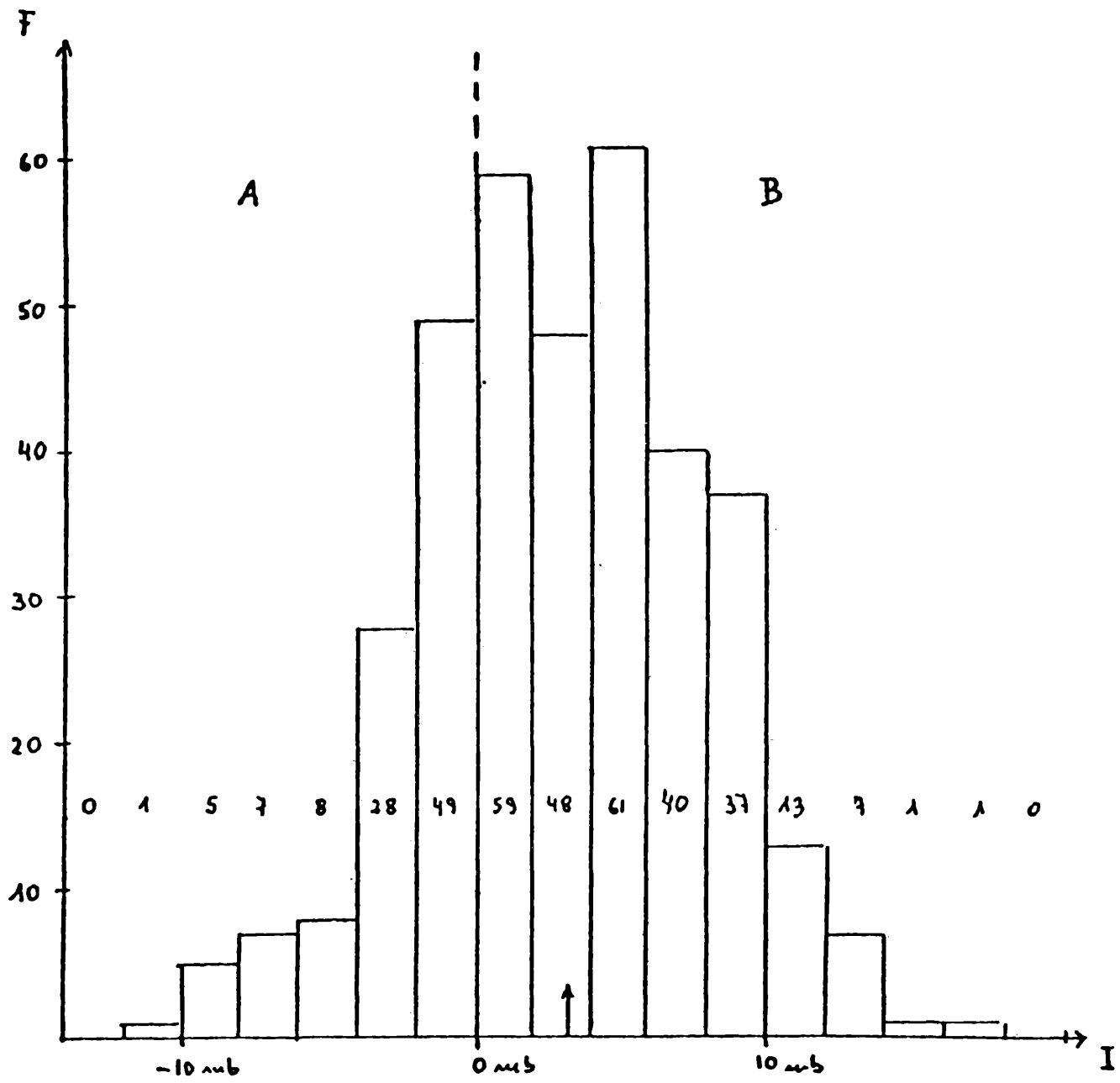


Figura 2

Distribución de frecuencias de la intensidad I de la DNOA, en intervalos de clase de 2 mb.

- ↑ : $\bar{I} = 3.1$ mb
- A : alta ($I < 0$).
- B : baja ($I > 0$).

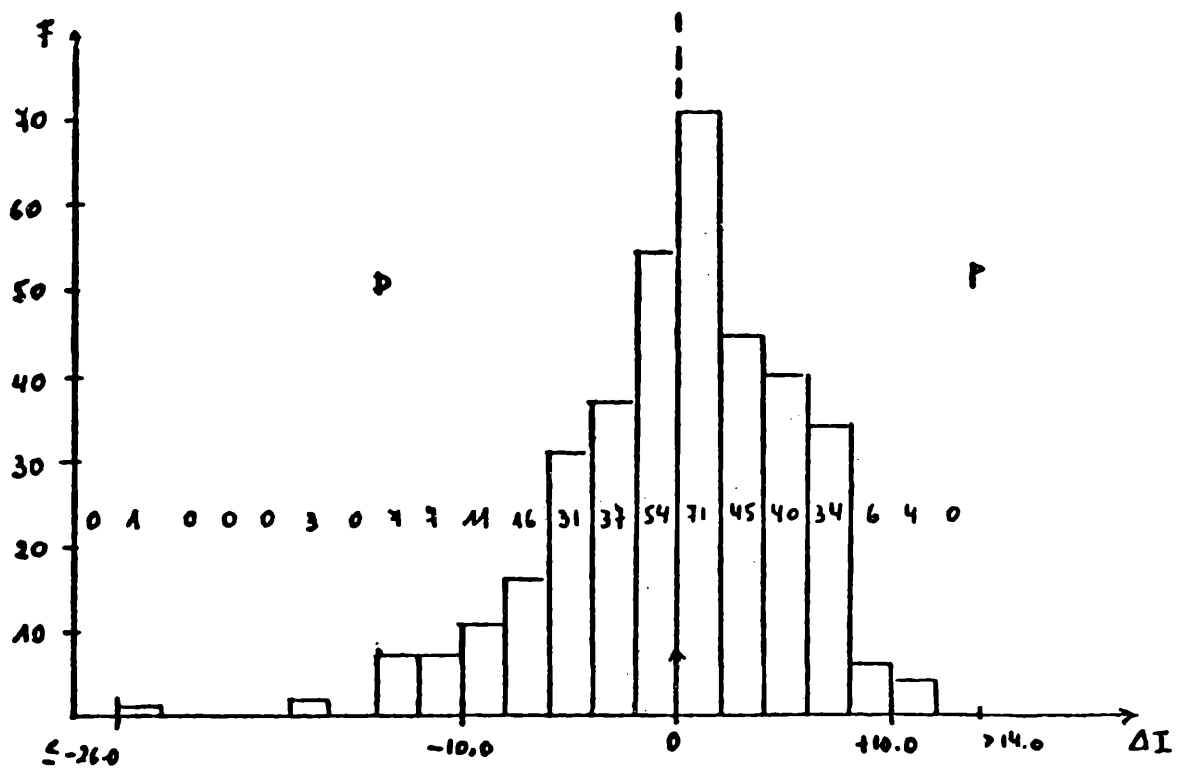


Figura 3

Distribución de frecuencias de la
variación interdiurna ΔI de la
intensidad de la DNOA

Intervalo de clase : 2 mb

↑ : $\overline{\Delta I} = 0$ mb,

D : debilitamiento ($\Delta I < 0$),

P : profundización ($\Delta I > 0$).

ESTRUCTURA CRISTALINA Y DISTRIBUCION DE BURBUJAS EN
POLICRISTALES DE HIELO

Elena M. de Achaval y Laura Levi*

Servicio Meteorológico Nacional

* Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas
Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

Los granizos presentan estructuras cristalinas y distribuciones de burbujas relacionadas con las condiciones de crecimiento. Se estudian estas características en cilindros de agua solidificados a velocidad radial constante en el rango de 10^{-2} a 10^{-4} cm s⁻¹. Se analizan las estructuras obtenidas en función de las condiciones iniciales. Se discuten los resultados aplicando las teorías de nucleación de burbujas en el agua e inclusión de partículas en el hielo.

ABSTRACT

The crystal and air bubble structure of ice forming hail stones presents typical features, related to the growth conditions existing in the clouds. These features are studied in ice cylinders grown by solidification of water at the constant radial speed of 10^{-2} - 10^{-4} cm/sec. The correlations between the obtained structures and the growth conditions are analysed. The results are discussed by considering the process of air bubble nucleation in the water and that of particle engulfing in the solid.

INTRODUCCION

La presencia de capas alternadas de hielo opaco-transparente constituye uno de los aspectos característicos de las piedras de granizo. Coste (1940) estableció que la opacidad del hielo formado por acreción es debida a la presencia de burbujas formadas durante la congelación. Posteriormente, Macklin (1962) demostró experimentalmente que el hielo es transparente sólo cuando la temperatura de superficie es próxima a 0°C, es decir, en la transición crecimiento seco-húmedo. Interpretó el fenómeno admitiendo que, en este caso, la solidificación es similar a la de una película de agua. Según este autor, el aire disuelto migraría por difusión en el líquido o como burbujas que van a la superficie.

Para crecimiento seco, se observa opacidad cuando la temperatura del depósito disminuye a algunos grados bajo cero, lo que implica mayor velocidad de solidificación de las gotas de agua. Por otra parte, también se forman burbujas en crecimiento húmedo cuando el depósito llega a ser "esponjoso", es decir con cantidades apreciables de agua retenida en la estructura de hielo (List, 1959; Macklin, 1961). En este caso, se presentan características similares a las de la solidificación de agua en volumen ("bulk water") estudiada por otros autores (Carte, 1961; Bari y Hallett, 1964; Carras y Macklin, 1975).

Carras y Macklin analizaron también muestras de acreciones obtenidas en los distintos regímenes de crecimiento. Demostraron que la concentración y tamaño de las burbujas de aire incluidas, son funciones de la velocidad de solidificación y que los resultados obtenidos en crecimiento húmedo y esponjoso son comparables a los obtenidos en la congelación masiva de agua. Sin embargo, salvo en un caso presentado por Bari y Hallett, los autores mencionados trabajaron con velocidades de congelación variables y decrecientes, a lo -

largo de cada experiencia.

En consecuencia, para obtener mejor información sobre el fenómeno, en el presente trabajo se estudió la inclusión de burbujas en barras cilíndricas de hielo, obtenidas por inmersión en baños refrigerantes, en los que la velocidad radial de solidificación puede considerarse constante. Se realizaron determinaciones complementarias de orientación y tamaño de cristales para tener un panorama más general de la estructura de las distintas muestras.

PARTE EXPERIMENTAL

Las muestras se preparan en moldes cilíndricos de 2 cm de diámetro y de 15 a 20 cm de largo, trabajados en cobre, vidrio o lucite. Para conseguir velocidades de solidificación entre 5 y 100 μms^{-1} se emplean baños refrigerantes con temperaturas entre -15 y -75°C .

Se utiliza agua destilada, a 1°C aproximadamente, saturada de aire por agitación durante el enfriamiento ($2 \cdot 10^{-5} \text{ g cm}^{-3}$). Una vez lleno el cilindro, se ajusta en su parte superior un tapón de goma perforado que permite el paso de una pipeta graduada. Las lecturas de la pipeta a tiempos conocidos, permiten calcular las variaciones del volumen total del sistema agua-hielo y por ende, la velocidad radial de solidificación. Se aplica la fórmula

$$r_i = \sqrt{r_{i-1}^2 - \frac{\Delta V r_0^2 \rho_a}{V_0 (\rho_a - \rho_H)}}$$

donde r_i y r_{i-1} son los radios desde la pared externa del recipiente a los tiempos i , $i-1$ respectivamente, V_0 es el volumen de agua a congelar, ΔV es la variación de volumen, r_0 es el radio interno del recipiente y ρ_a , ρ_H son las densidades del agua y del hielo respectivamente.

Las muestras se extraen de los moldes por fusión rápida -

de la superficie y se introducen de inmediato en cámara fría para e vitar su modificación por calentamiento.

Los primeros cilindros fueron cortados longitudinalmente para estudiar la homogeneidad de la muestra y seleccionar las zo-- nas representativas, que resultaron ser las ubicadas alrededor de - 10 cm del fondo. En estas zonas se cortan secciones transversales de los cilindros para obtener réplicas de formvar y fotografías por luz transmitida, ya sea natural o entre polaroids cruzados. Las fo-- tografías permiten apreciar en forma global la estructura de burbu-- jas y el tamaño y orientación de los cristales. Las réplicas se em-- plean para determinaciones cuantitativas. La orientación de los -- cristales se expresa en histogramas de ψ , ángulo formado por el -- eje c de cada cristal con la dirección de crecimiento.

En la Fig. 1 se presentan los histogramas que correspon-- den a dos muestras obtenidas con velocidad de crecimiento de $5 \mu\text{ms}^{-1}$. La Fig. 1.A corresponde a un cilindro solidificado en recipiente de cobre (muestra A). Los cristales presentan una orientación del eje c predominantemente radial. La muestra B, obtenida en recipiente de vidrio, tiene los cristales con ejes c aproximadamente normales a la dirección de crecimiento, como se observa en la Fig. 1.B, donde el máximo se ubica en el intervalo $80^\circ - 90^\circ$. A velocidades mayores las muestras presentan un mayor desorden, pero conservan los máximos - característicos.

En la Fig. 2 se ven las muestras A y B entre polaroids - cruzados. Se observa que los cristales son más angostos en los cí-- lindros solidificados en moldes de vidrio. Sin embargo, ambas mues-- tras presentan una estructura de burbujas similar, con burbujas o-- voides o cilíndricas de tamaño comparable.

Para un análisis de tipo cuantitativo se miden en las ré-- plicas los diámetros normales a la dirección radial, es decir que se considera como tamaño representativo de las burbujas el que se

opone al avance de la interfaz. En la Fig. 3 se grafican los diámetros medios de las burbujas \bar{D} en función de la velocidad de crecimiento V . Se indican también las curvas obtenidas por Carte (1961), Bari y Hallett (1964) y Carras y Macklin (1975). En el rango de velocidades utilizado se verifica que $D = V^a$, donde a es un parámetro experimental.

Los resultados obtenidos en el presente trabajo se ubican entre los de Carte, Bari y Hallett por una parte y los de Macklin por otra. Las curvas muestran pendientes similares y de la descripción de las experiencias no surge ninguna diferencia de técnica que pueda explicar las discrepancias.

A continuación se examina el problema de la formación e inclusión de burbujas en el hielo, para acotar los factores físicos que determinan estos procesos.

PROCESOS INVOLUCRADOS EN LA INCLUSION DE BURBUJAS EN HIELO

Los gases son, en general, mucho más solubles en agua que en hielo. En el caso de agua saturada con aire, al proceder a su solidificación, las moléculas de aire son segregadas en la interfaz que avanza provocando una sobresaturación en el líquido que aumenta con el tiempo y que presenta el máximo en la interfaz. Esta sobresaturación creciente puede dar lugar a la nucleación y crecimiento de burbujas en el líquido. Una vez formadas, estas burbujas pueden ser incluidas o no en la fase sólida, en función de un proceso que depende fundamentalmente de la velocidad de solidificación.

En general, para solidificación unidireccional puede describirse

$$\frac{C}{C_0} = 1 + \frac{1-k}{k} \left[\exp\left(-\frac{Vx}{D}\right) - \exp\left(\frac{V(1-k)(x+kVt)}{D}\right) \right] \quad (1)$$

En este caso, C_0 es la concentración inicial de aire en a-

gua, C la concentración al tiempo t y a la distancia x de la interfaz, D el coeficiente de difusión de aire en agua, V la velocidad de solidificación y k el coeficiente de partición del aire, que se define como el cociente entre las concentraciones del líquido y -- del sólido, tomadas en la interfaz.

En la interfaz en avance ($x = 0$) y después de un tiempo apreciable comparado con $D/V^2(1 - k)k = D/kV^2$, la relación de saturación puede aproximarse por $C/C_0 = 1 + (1-k)/k$, que es sólo función de k . Carte (1961) demostró que sus experiencias eran consistentes con un valor de $k = 0.01$ lo que llevaría a la relación de saturación a un valor de 100 en el líquido adyacente a la interfaz. Sin embargo comprobó que la nucleación y subsiguiente crecimiento de las burbujas determinaban una sobresaturación máxima de 30.

Los procesos ya discutidos llevan a interpretar la formación de burbujas en el agua, pero no su inclusión en la fase sólida. Carte (1962) verificó experimentalmente que las burbujas son empujadas por la interfaz que avanza hasta que se alcanza una velocidad crítica V_c , en la que son atrapadas. La incorporación de burbujas en el hielo puede tratarse como un caso especial del comportamiento de la interfaz frente a partículas que se oponen a su avance. Entre los trabajos generales de posible aplicación en hielo, - la elaboración de Omenyi et al (1981) permite describir cuantitativamente la inclusión de partículas por los frentes de solidificación. Estos autores aplican análisis dimensional, y, agrupando en números adimensionales las propiedades fundamentales del proceso, escriben

$$Re = h \hat{F}^1 Le^n Q^m \quad (2)$$

donde los exponentes se ajustan experimentalmente. Re y Le son los números de Reynolds y Lewis respectivamente definidos por

$$Re = \rho_l V_c D / \mu \quad Le = D_L / \alpha_L$$

y los otros números están dados por

$$\hat{F} = \Delta F^{\text{adh}} / \rho_p c_p D T$$

$$Q = \Delta F^{\text{adh}} (\mu k_p T)^{-1/2}$$

Los símbolos representan: ΔF^{adh} : energía libre interfacial por unidad de superficie; ρ_p : densidad de las partículas; c_p : calor específico de las partículas; D : diámetro medio de las partículas; k_p : conductividad térmica de las partículas; D_L : coeficiente de autodifusión de la fase líquida; α_L : difusividad térmica de fundido. μ_L : viscosidad dinámica del fundido; V_c : velocidad crítica de inclusión de partículas de diámetro D .

D y V_c figuran en \hat{F} y en el número de Reynolds. Para un determinado sistema, los restantes números adimensionales son constantes y (2) puede escribirse $Re = k_1 \hat{F}^1$, o sea, simplificando

$$\text{Log}(V_c D) = k_0 - 1 \log D \quad (3)$$

En la Fig. 4 se presentan los resultados obtenidos por Omenyi et al para naftaleno y difenilo con partículas de nylon 12. Se observa que l no es constante y presenta una inflexión para diámetros de 80 a 10 μm . Los resultados actuales muestran que para burbujas de aire en hielo, las velocidades críticas son mayores que las necesarias para la inclusión de partículas sólidas en sustancias orgánicas. Es interesante observar sin embargo que, para $D \approx 30 \mu\text{m}$, la curva $(V_c D)$ presenta una inflexión que podría relacionarse con la observada por Omenyi et al.

CONCLUSIONES

El presente trabajo confirma resultados anteriores sobre el papel determinante que desempeña la velocidad de solidificación en la inclusión de burbujas en el hielo. Los valores experimentales elaborados en un tratamiento general sobre inclusión de partículas por frentes de solidificación indican un comportamiento similar al de otras sustancias suspendidas en matrices que solidifican.

Los resultados obtenidos pueden ser aplicados en el cálculo de velocidades de solidificación, para las capas de crecimiento

húmedo en granizos naturales.

AGRADECIMIENTOS

Se agradece a la Srta. María Laura Pons Estel su valiosa colaboración en la obtención de resultados.

BIBLIOGRAFIA

- Bari, S.A. y Hallett, J., 1974: Nucleation and growth of bubbles at an ice-water interface; *J. of Glaciology*, 13 N°69, 489-520.
- Carras, B.J. y Macklin, W.C., 1975: Air bubbles in accreted ice; *Quart.J.R.Met. Soc.*, 101, 127-146.
- Carte, A.E., 1961: Air bubbles in ice; *Proc.Phys.Soc.*, 77, 757-768.
- Carte, A.E., 1962: Vertical migration of particles in front of a moving freezing plane; *J.Geoph.Res.*, 67, N°3, 1085-90.
- Coste, J.H., 1940: The trapping of air in the formation of ice; *Quart J.R.Met.*, 66, 365.
- List, R., 1959: Wachstum von Wiswa-sergemischem in Hagelversuchkanal; *Helv.Phys.Acta*, 32, 293-296.
- Macklin, W.C., 1961: Accretion in mixed clouds; *Quart.J.R.Met.Soc.*, 87, 413-424.
- Macklin, W.C., 1962: The density and structure of ice formed by accretion; *Quart.J.R.Met.Soc.*, 88, 30-50.
- Omenyi, S.N., Neumann, A.W. y Martin, W.W., 1981: Attraction and repulsion of solid particles by solidification front. II dimensional analysis; *J.Appl. Phys.*, 52, (2), 796-802.

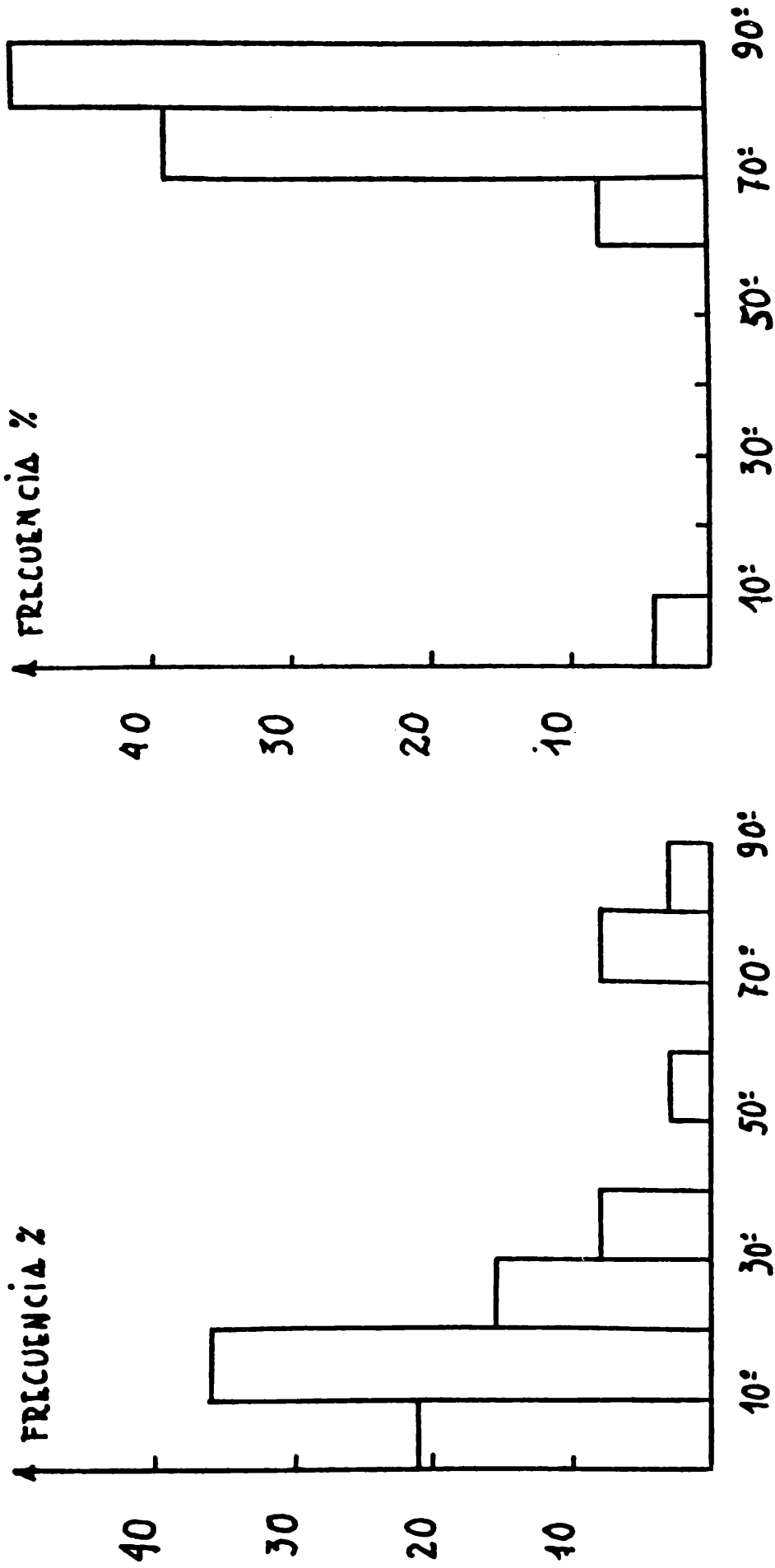


FIG. 1A

FIG. 1B

Fig. 1: Histogramas de cilindros de hielo solidificado a $5 \mu s^{-1}$
 Fig. 1A corresponde a recipiente de cobre.
 Fig. 1B corresponde a recipiente de vidrio.

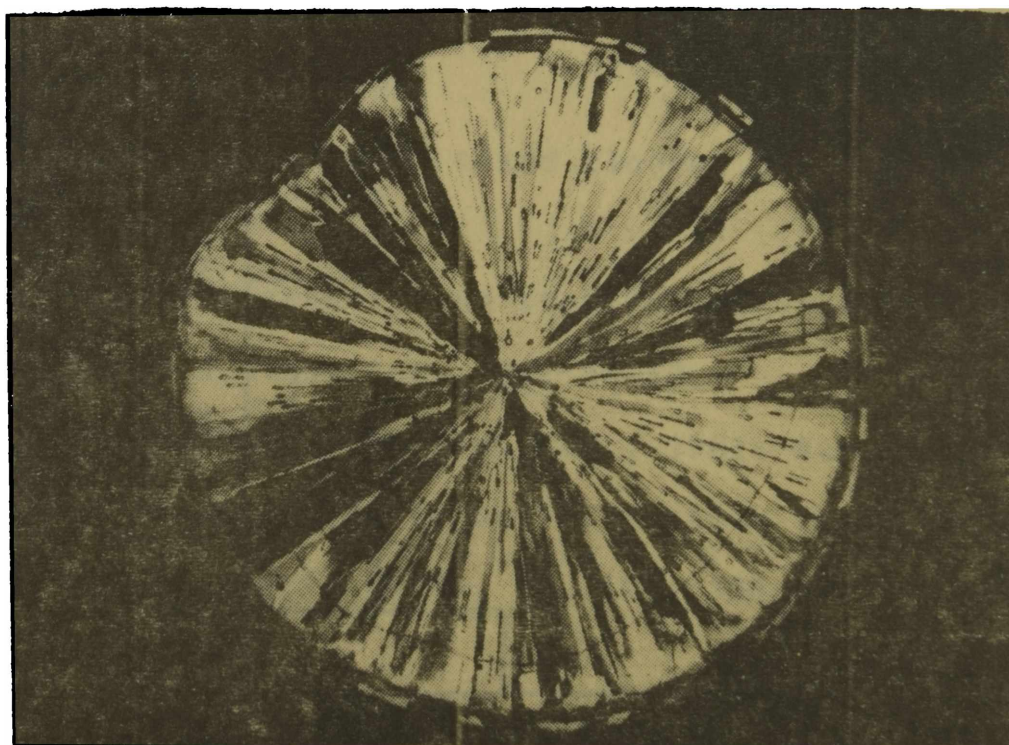
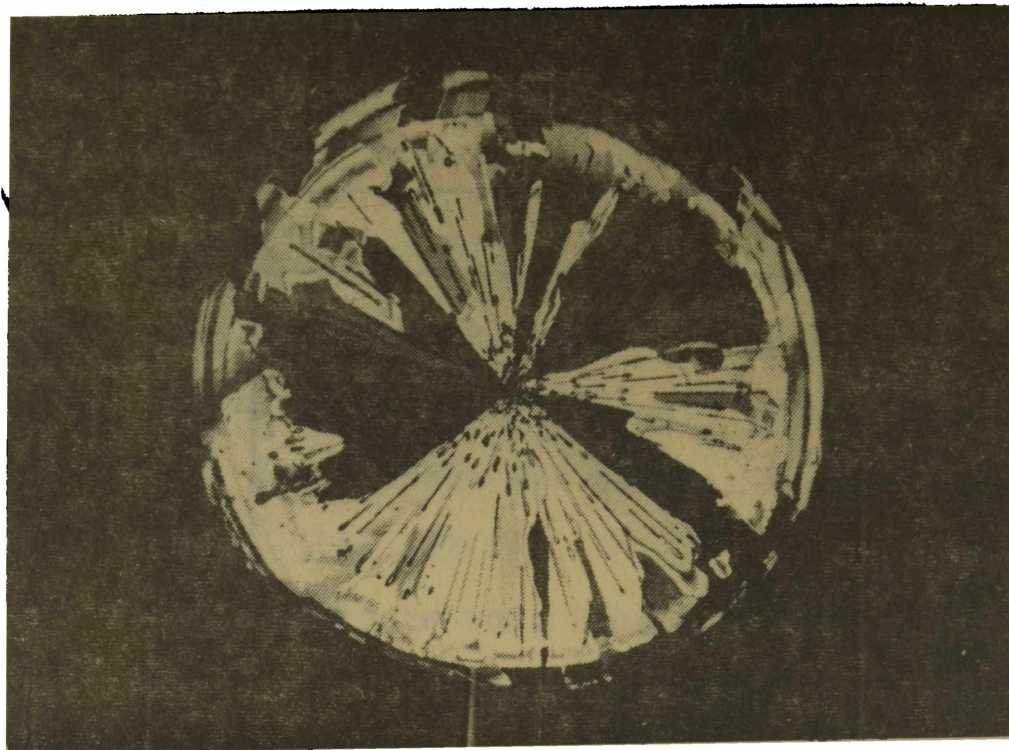


Fig. 2: Secciones delgadas de los cilindros A y B fotografiados entre polaroids cruzados.

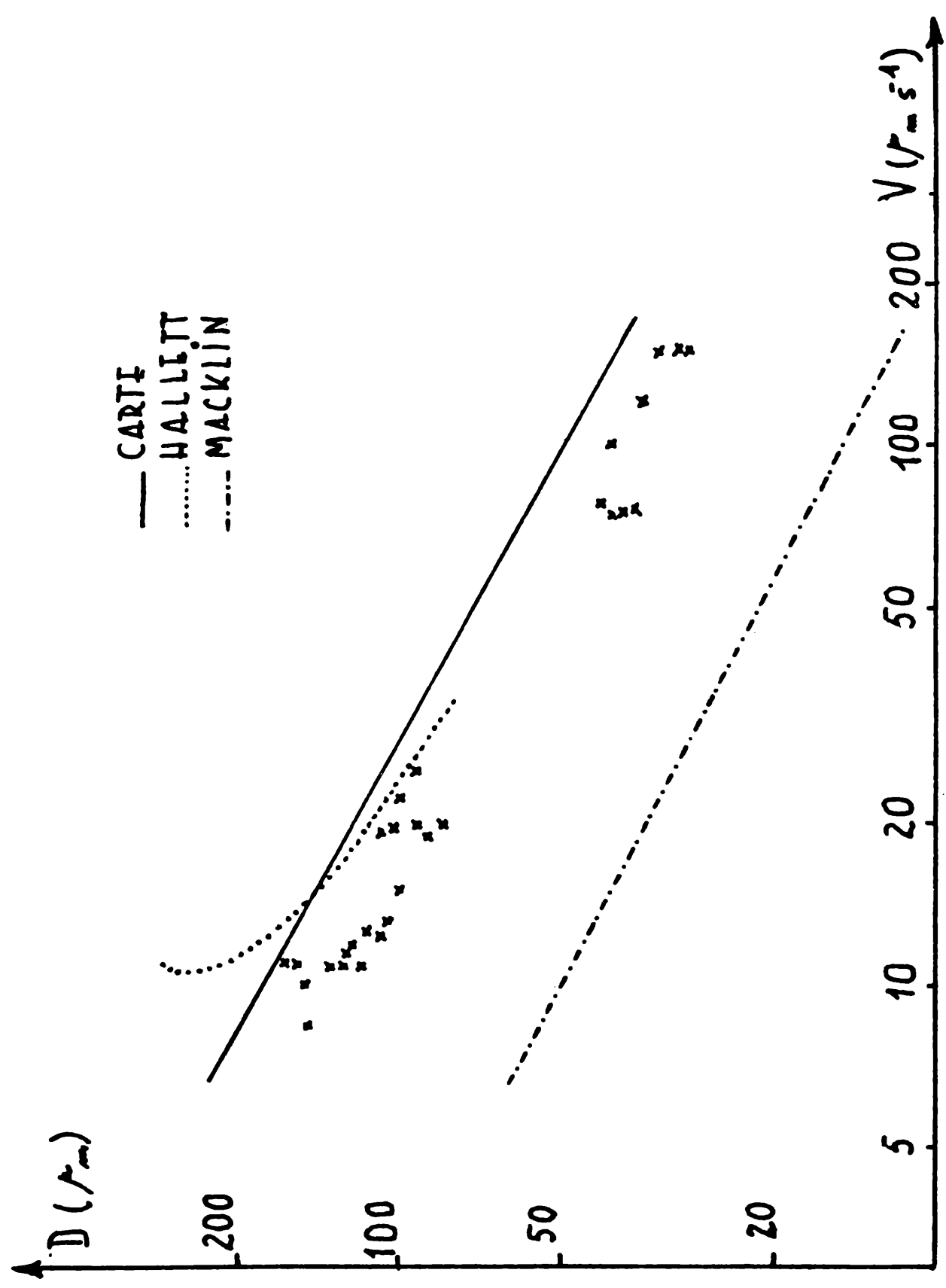


Fig. 3: Curvas de diámetro medio de burbujas de aire en función de la velocidad de solidificación (V)

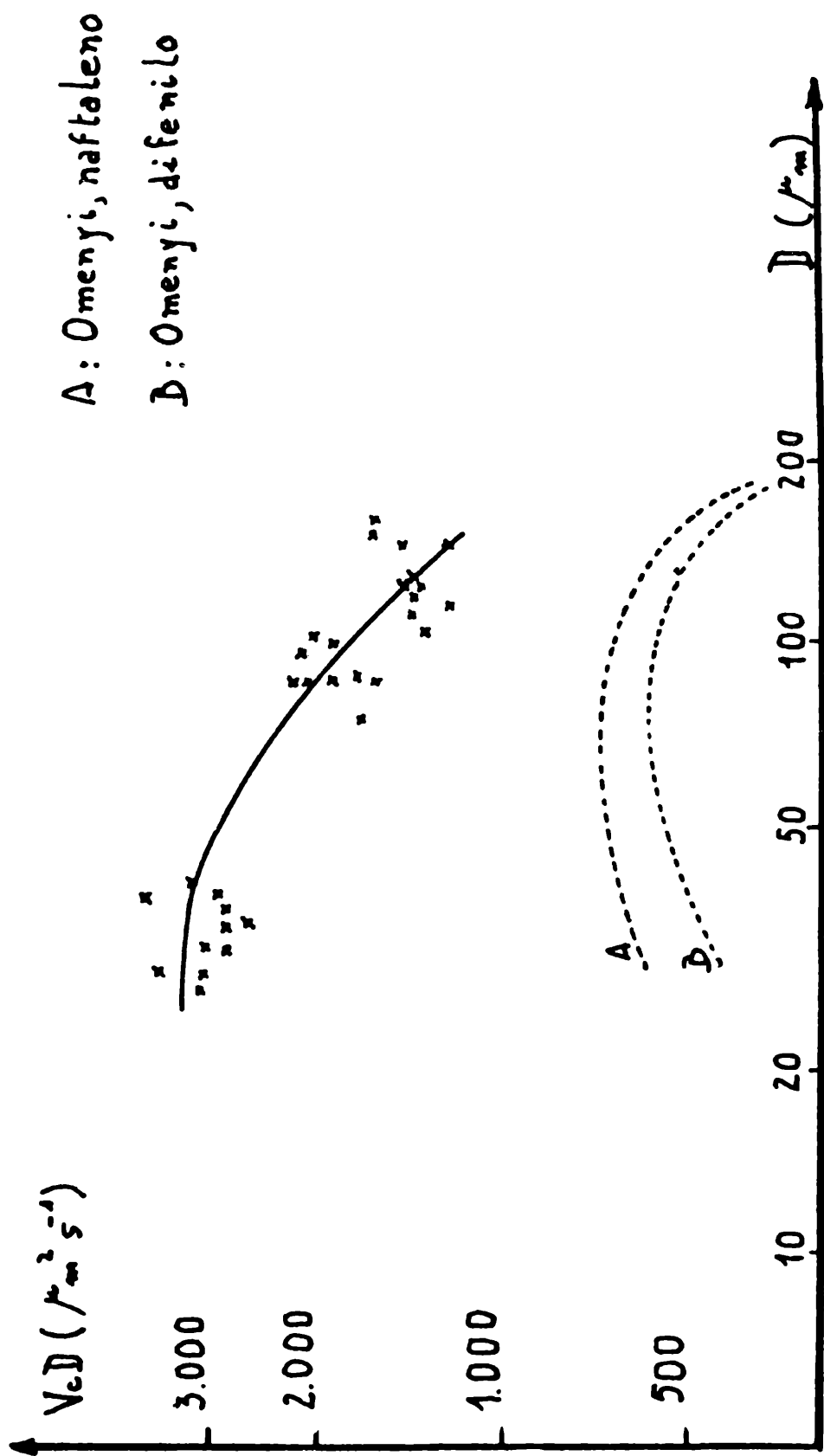


Fig. 4: Curvas de ($V_c D$) en función del diámetro

CRECIMIENTO DE EMBRIONES DE GRANIZO DE TIPO "GRAUPEL"

Luisa Lubart y Laura Levi*

Servicio Meteorológico Nacional

* Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas

Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

El análisis de un lote de 45 granizos precipitados en San Rafael muestra una predominancia de embriones de tipo "Graupel", cuyo proceso de crecimiento pudo haber ocurrido en tres etapas: 1°) formación de "riming": hielo con estructura abierta de baja densidad, 2°) embebido: penetración de agua en el hielo poroso al atravesar el embrión una zona de la nube de alto contenido de agua líquida y 3°) congelación total: transformación de esa estructura esponjosa en hielo compacto. Se aplica un modelo para determinar la velocidad de crecimiento de dichos embriones y se relaciona la estructura de los mismos con la de las primeras capas de los granizos.

ABSTRACT

The analysis of 45 hailstones collected in San Rafael shows a graupel like embryo predominance the growth mechanism of which could have occurred in three steps: 1°) riming process: low density graupel development, 2°) soaking: water penetration into the pores of the rime, as the embryo traverses a high water content zone and finally 3°) total icing of the spongy structure allowing the trapped water to freeze. In order to calculate the graupel growth rate a numerical model is applied. The obtained embryo structure is also related to the growth mode of the subsequent hailstone accretion.

1. INTRODUCCION

Uno de los mecanismos fundamentales de la formación de la precipitación es el crecimiento de partículas de hielo por acreción y subsiguiente congelación de gotas de agua sobreenfriada. Cuando la partícula en crecimiento es pequeña y el depósito acrecido es de baja densidad, el proceso se indica con el nombre de "riming". Los embriones de granizos consisten frecuentemente en partículas crecidas por el proceso de "riming" y en ese caso se les da el nombre de "graupel". En general estas entidades se distinguen netamente del crecimiento posterior del granizo por su diferente estructura.

Las diferentes características que presentan ambos procesos de crecimiento, del embrión y del granizo, hacen suponer que ellos tienen lugar en distintas zonas de las nubes. Teniendo en cuenta esta hipótesis, en los modelos numéricos de crecimiento del granizo se introducen en la nube los embriones ya formados para simular el crecimiento posterior (Charlton y List, 1972). Faltan en consecuencia en la bibliografía cálculos numéricos del crecimiento de embriones. Estos cálculos son actualmente posibles teniendo en cuenta determinaciones realizadas por Pflaum y Pruppacher (1979) de los parámetros que intervienen en el proceso de "riming".

En el presente trabajo se aplica un modelo numérico para el cálculo de crecimiento de embriones de tipo "graupel", teniendo en cuenta las características que presentan la mayoría de los embriones de un lote de granizos precipitados en San Rafael (Mendoza) el 4 de marzo de 1980.

2. DESARROLLO DEL MODELO DE CRECIMIENTO

Para los cálculos de crecimiento del "graupel" se supone que éste mantiene su forma esférica. En cada intervalo de crecimiento prefijado se calculan iterativamente los siguientes parámetros:

velocidad terminal de caída, masa acrecida, temperatura de superficie y densidad del "graupel".

Se especifican las siguientes condiciones iniciales:

Radio del "graupel": $R_0 = 300 \mu\text{m}$

Densidad del "graupel": $\rho_{g_0} = 0.9 \text{ g/cm}^3$

Presión del aire: $P = 400 \text{ mb}$

Radio de volumen medio de las gotitas de nube: $r = 10 \mu\text{m}$

Temperatura del aire: $T_a = -10, -15, -20 \text{ y } -25^\circ\text{C}$

Contenido de agua líquida: $w = 2, 4, 6 \text{ y } 8 \text{ g/m}^3$

2.1. Velocidad terminal de caída

Se calcula mediante la expresión

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

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

R : Radio del "graupel"

C_D : coeficiente de arrastre

Para cada valor del radio R se calcula el coeficiente de arrastre C_D mediante un método de aproximaciones sucesivas. Para ello se parte de un valor inicial propuesto y se tienen en cuenta las expresiones que vinculan la velocidad de caída con C_D (Ec. (1)) y con el número de Reynolds, $Re = 2RV\rho_a/\mu_a$ (μ_a = viscosidad dinámica del aire) y además la relación funcional empírica que existe entre Re y C_D para partículas esféricas con $40 < Re < 1000$ (Le Clair y Hameliec, 1970).

2.2. Masa acrecida

Se calcula teniendo en cuenta la expresión

$$\Delta M / \Delta t = E \pi R^2 V w = K w \quad (2)$$

donde el producto $K = E \pi R^2 V$ se denomina "Kernel" de recolección y se calcula aplicando la expresión teórica obtenida por Beard y --

Grover (1974) para gotas de agua que colectan gotitas de $r = 10 \mu\text{m}$

$$K_{10} = 9,13 (\text{MV})^{0,738} \quad (3)$$

donde MV es la cantidad de movimiento del colector.

2.3. Temperatura de superficie del "graupel"

Se calcula mediante la ecuación que se obtiene del balance calórico que se establece cuando una partícula crece por acreción de gotitas (Mason, 1971)

$$T_s = \frac{Kw/R\pi(L_f + C_w(T_a - T_0) + C_i T_0) + 2DL_s N_{Sh}(\rho_{va} - \rho_{vs}) + 2kT_a N_{Nu}}{2kN_{Nu} + (Kw/R\pi) C_i} \quad (4)$$

donde L_f y L_s son respectivamente los calores latentes de fusión y sublimación, C_w y C_i los calores específicos del agua y del hielo, T_a y T_0 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, N_{Sh} y N_{Nu} los números de Sherwood y Nusselt, D el coeficiente de difusión del agua en el aire y finalmente k es la conductividad térmica del aire.

Para calcular T_s se aplica un método iterativo debido a que ρ_{vs} es a su vez una función de T_s .

2.4. Densidad y radio del "graupel"

Para obtener estos parámetros se calcula en primer término la densidad del "rime" mediante la expresión empírica obtenida por Pflaum y Pruppacher (1979)

$$\rho_{\text{rime}} = 0,261 (-r V_{\text{imp}} / T_s)^{0,38} \quad (5)$$

Con este valor se determina la densidad media que alcanza el "graupel". A su vez, con los valores de ΔM y de ρ_g se calcula el nuevo radio -

que alcanza el embrión en ese intervalo de crecimiento. Los cálculos se interrumpen cuando T_s alcanza valores próximos a 0°C (crecimiento húmedo). Si se continuaran los cálculos debería modificarse el modelo para tener en cuenta que la partícula crece como mezcla de hielo y agua ($T_s = 0^\circ\text{C}$).

3. RESULTADOS OBTENIDOS

Los resultados obtenidos mediante la aplicación del modelo de crecimiento para el cálculo del radio (R), la densidad (ρ), la velocidad terminal (V) y la temperatura de superficie (T_s) del "graupel", se representaron gráficamente en función del tiempo para distintas temperaturas del aire ($T_a = -10, -15, -20$ y -25°C) y contenidos de agua líquida ($w = 2, 4, 6$ y 8 g/m^3). Se observa por ej. en la Fig. 1 ($T_a = -10^\circ\text{C}$) que el tiempo necesario para que T_s sea próxima a 0°C es de 21 min cuando $w = 2\text{ g/m}^3$ y R alcanza un valor de 5,5 mm. Cuando $w = 6\text{ g/m}^3$ el tiempo se reduce a 3,3 min y el radio que alcanza el "graupel" en este caso es de 1,8 mm.

En la Fig. 2.a. ($T_a = -20^\circ\text{C}$; $w = 2\text{ g/m}^3$) se puede observar que, en este caso, el tiempo necesario para que T_s sea próximo a 0°C aumenta considerablemente (36 min) respecto al caso de la Fig. 1.a. y el radio que alcanza el "graupel" es de 11,5 mm, es decir considerablemente mayor.

En particular, aplicamos el modelo a un embrión de un granizo característico que pertenece al lote recogido el 4 de marzo de 1980.

La Fig. 3 muestra la sección de este granizo fotografiado (a) con luz transmitida y (b) entre polaroids cruzados. El "graupel", de aproximadamente 2 mm de radio, se distingue por su opacidad de las capas posteriores. En la Fig. 3 (b) se observa que los cristales iniciados en el embrión continúan en la capa subsiguiente. Este hecho y el tamaño grande de los cristales indican que tanto el ----

"graupel" como la capa subsiguiente crecieron a una temperatura relativamente alta, es decir $T_a \approx -10^\circ\text{C}$. Con este valor de T_a y recurriendo a las curvas de la Fig. 1 se deduce que para que el "graupel" alcance una temperatura próxima a 0°C cuando su radio es de 2 mm es necesario considerar un contenido de agua líquida de aproximadamente 6 g/m^3 (Fig. 1.b). Por otra parte, la continuación de los cristales del "graupel" a la capa posterior indicaría que el crecimiento se produjo en forma casi continua de manera que al terminarse la formación del "graupel" éste se empapa rápidamente debido al agua en exceso la cuál llenaría la estructura abierta de baja densidad. Siguiendo el crecimiento posterior del granizo notamos que la capa subsiguiente, formada por cristales grandes, puede haber crecido en régimen de crecimiento húmedo. Esto parece evidente por las características de las burbujas y la forma ondulada de los lóbulos.

Es interesante hacer notar que si recurrimos al modelo numérico de nube granicera, aplicado a los datos del sondeo de 18 Z del día de la tormenta, se encuentra que el contenido de agua líquida alcanza un valor de 6 g/m^3 precisamente para una temperatura del aire de -10°C . Este resultado indica que los valores obtenidos mediante la aplicación del modelo de crecimiento del "graupel" están de acuerdo con las condiciones ambientales presentes en la nube que produjo los granizos analizados.

La Fig. 4 muestra una sección de un granizo del mismo lote. En este caso el "graupel" está formado por cristales pequeños y se observa una separación neta entre el embrión y el crecimiento posterior. Como consecuencia de ello consideramos que en este caso el "graupel" terminó de crecer en condiciones de crecimiento seco ($T_s < 0^\circ\text{C}$) y se formó en una zona de la nube diferente para ser transportado luego por la corriente ascensional a la zona de la nube donde se produjo el crecimiento posterior.

4. CONCLUSIONES

Los resultados obtenidos indican que los "graupels" pueden crecer formados por hielo poroso, de baja densidad, aún para temperaturas del aire y contenido de agua relativamente elevados: - - - -
 $-15 < T_a < -10^\circ\text{C}$ y $2 < w < 6 \text{ g/m}^3$. Estas condiciones ambientales son comparables a las que en el caso de granizos de $R > 10 \text{ mm}$ dan lugar, habitualmente, a hielo de densidad $\rho = 0.9 \text{ g/cm}^3$ y eventualmente a crecimiento húmedo.

La diferencia encontrada entre estos dos modos de crecimiento, el embrión y el granizo, se debe principalmente a la diferente velocidad relativa de ambos con respecto a las gotitas de nube. Este hecho determina también una menor recolección de gotas en el caso del "graupel" en un medio de igual contenido de agua líquida.

Consideramos que la aplicación del modelo de crecimiento del "graupel" permitirá acotar las condiciones ambientales presentes en la zona de la nube donde se forma el embrión del granizo, es decir su etapa inicial de formación.

Agradecimientos: Las autoras expresan su agradecimiento a la Lic. María Victoria Carrilho por su valiosa colaboración en el desarrollo del programa para el cálculo de crecimiento.

BIBLIOGRAFIA

- Beard, K.V. y Grover, S.N., 1974: Numerical Collision Efficiencies for Small Raindrops Colliding with Micron Sized Particles; J. Atmos. Sci., 31, 534-550.
- Charlton, R.B. y List, R. 1972: Hail Size Distributions and Accumulation Zones; J. Atmos. Sci., 29, 1182-1193.
- Le Clair, B.P., Hameliec, A.E. y Pruppacher, H.R., 1970: A Numerical Study on the Drag on a Sphere at Low and Intermediate, Reynolds Numbers; J. Atmos. Sci. 27, 308-315.

Mason, B.J., 1971: The Physics of Clouds, Clarendon Press-Oxford p. 351-352.

Pflaum, J.C. y Pruppacher, H.R., 1979: A Wind Tunnel Investigation of the Growth of Graupel Initiated from Frozen Drops; J. Atmos.Sci. 36, 680-689.

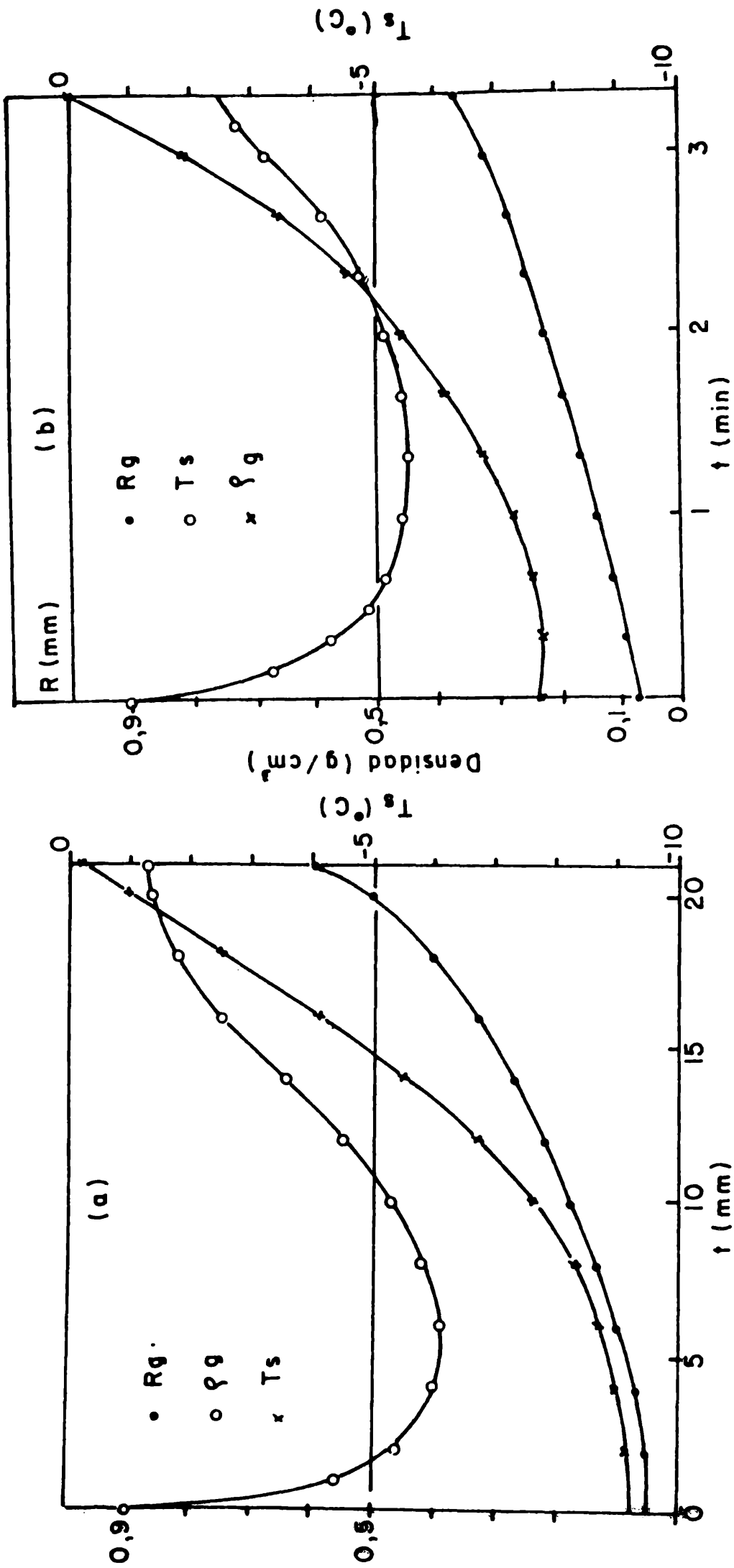


Fig.1: Variación del radio, densidad y temperatura de superficie del graupel en función del tiempo para $T_a = -10^\circ\text{C}$

(a) Contenido de agua líquida $w = 2$ g/m³
 (b) Contenido de agua líquida $w = 6$ g/m³

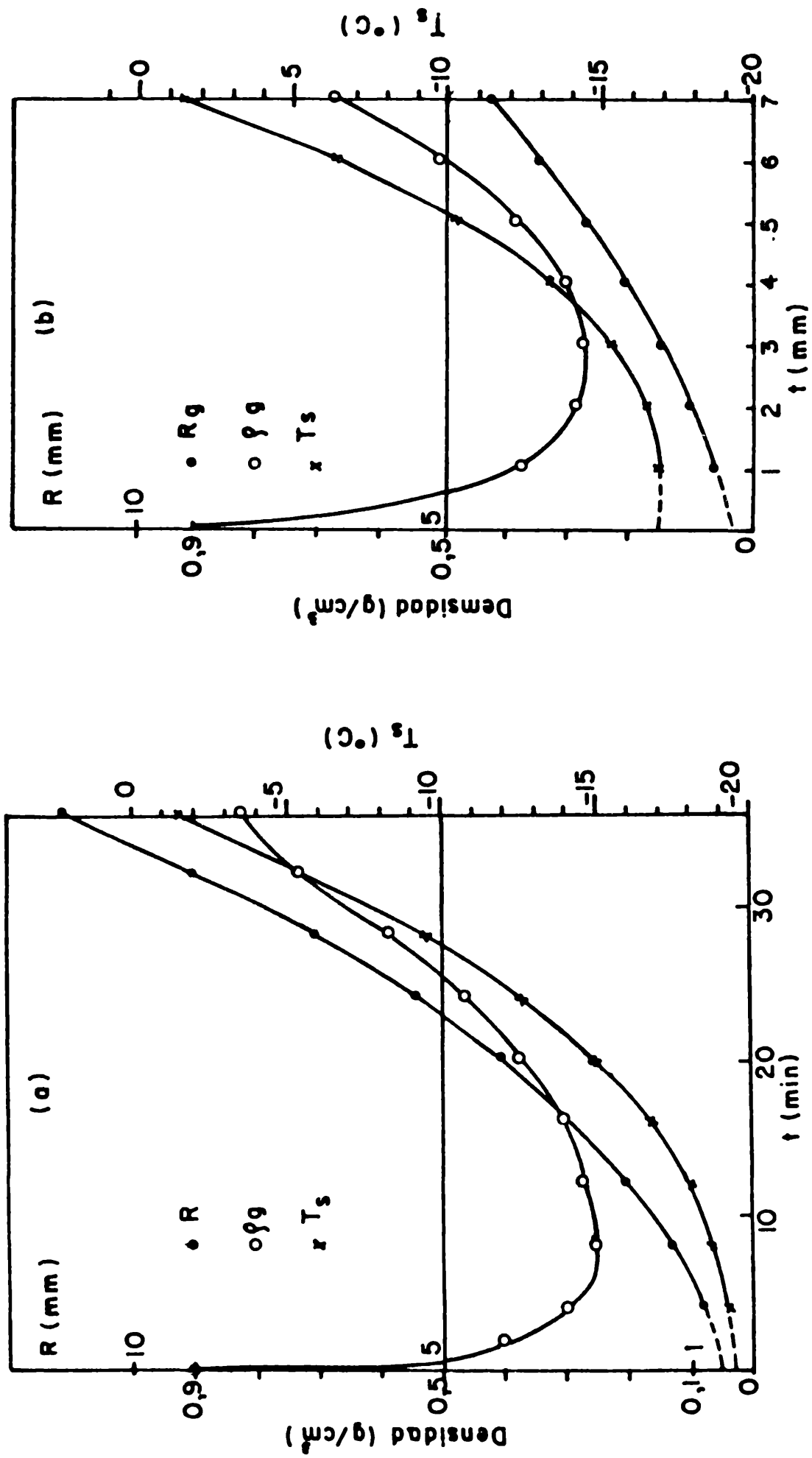


Fig. 2: Variación del radio, densidad y temperatura de superficie del "graupel" en función del tiempo para T_a = - 20°C.
 (a) Contenido de agua líquida w = 2 g/m³
 (b) Contenido de agua líquida w = 6 g/m³

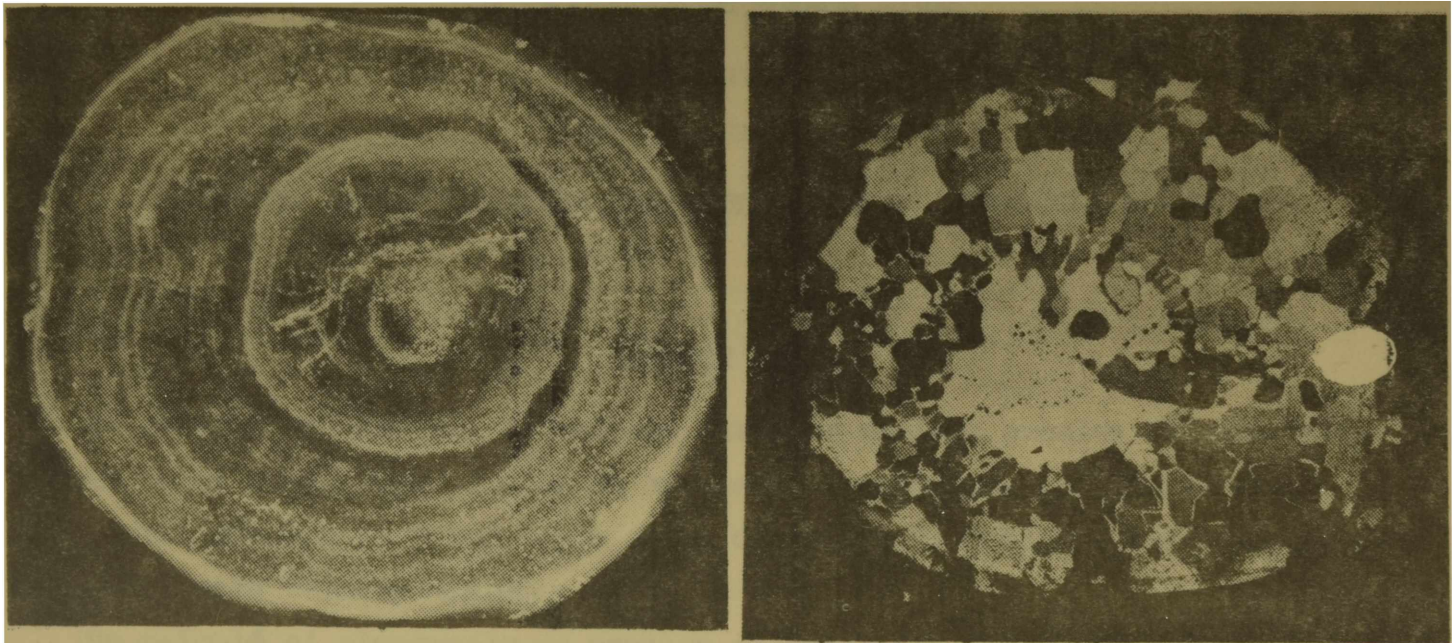


Fig.3: Sección de granizo (K23) característico de la tormenta.
(a) Fotografía con luz transmitida.
(b) Fotografía entre polaroids cruzados.

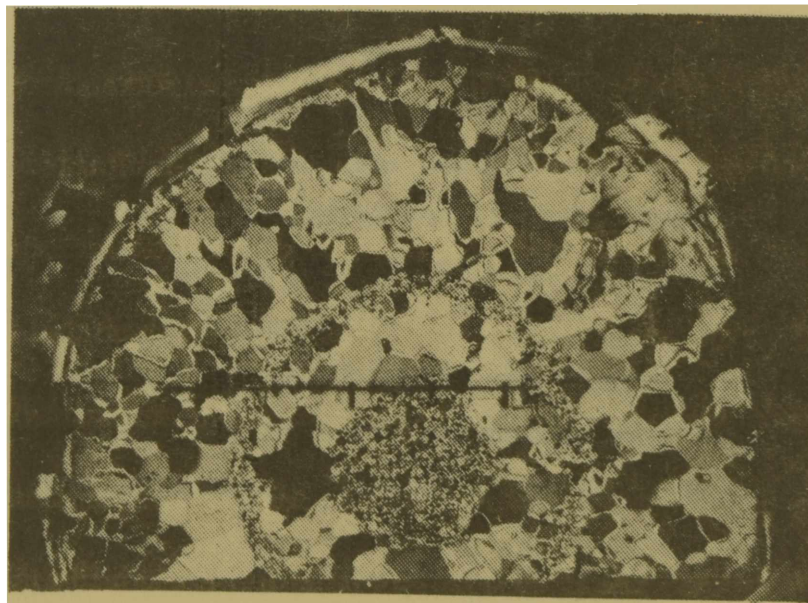


Fig.4: Sección de granizo K12.
Fotografía entre polaroids cruzados

PROBABILIDAD DE VALORES MINIMOS EXTREMOS DE ALMACENAJE DE AGUA EN EL SUELO EN
LA PROVINCIA DE BUENOS AIRES

Adrián Troha

Juan A. Forte Lay

CENTRO DE INVESTIGACIONES BIOMETEOROLOGICAS. CONICET. ARGENTINA.

RESUMEN

Se realizó un análisis de valores extremos mínimos anuales de almacenaje de agua en el suelo, para tratar de estimar correctamente su recurrencia probable, utilizándose la metodología de la distribución doble exponencial según GUMBEL para valores mínimos.

Se calculó el almacenaje de agua en el suelo por medio del balance hidrológico diario de Thornthwaite-Mather para un total de 198 estaciones pluviométricas de la Provincia de Buenos Aires durante el período 1921-70.

Se encontró un buen ajuste de la distribución teórica con la distribución empírica de valores mínimos de almacenaje obtenidos mediante los balances mencionados, lo que permite evaluar la probabilidad de ocurrencia de grandes sequías históricas que afectaron a la región.

SUMMARY

The annual extreme minimum soil water storage values were analyzed in order to try to estimate their probable recurrence, Gumbel's double exponential methodology for minimum values was used.

Soil water storage was calculated for 198 pluviometric stations in the Province of Buenos Aires for the period 1921-70, by means of Thornthwaite-Mather's daily hydrological balance.

The founding of a good fitness between the theoretical distribution and the storage values as computed from the abovementioned water balance would permit to evaluate the occurrence probability of great historical drought which affected the region.

INTRODUCCION

Desde el punto de vista agrometeorológico, la sequía es una adversidad que no puede ser solamente caracterizada por una disminución marcada de los registros pluviométricos normales o habituales durante un período dado y en una región determinada, ni tampoco por algún otro elemento meteorológico aislado.

En cambio un estimador fundamental para la detección de este fenómeno es el valor del monto del agua edáfica disponible para la vegetación y su evolución a través del tiempo.

El relevamiento de este último elemento en forma directa es costoso y engorroso. Es por eso que desde hace varias décadas se ha estado intentando perfeccionar modelos empíricos y semiempíricos de balance de agua en el suelo que permiten estimar las variaciones del contenido hídrico del mismo a partir de datos meteorológicos.

En varios trabajos (por ejemplo Forte Lay y Burgos, 1978 y Burgos, Troha y Forte Lay, 1980) realizados por el Centro de Investigaciones Biometeorológicas (CIBIOM) del CONICET se ha demostrado el grado de ajuste de varios modelos más o menos complejos a las observaciones de humedad del suelo directas realizadas a campo por el método gravimétrico, especialmente en la Región Pampeana. Se ha encontrado la buena aplicación que en la zona tiene el método de Thornthwaite y Mather (1955), que sin ser el mejor, se encuentra entre los de mejor ajuste y además permite realizar estimaciones para grandes áreas pues no necesita valores de otros elementos meteorológicos que no sean la temperatura y la precipitación diaria, además de la latitud de cada localidad, datos que suelen ser suficientemente fidedignos y fáciles de obtener. Además como ha sido demostrado en otro trabajo anterior (Burgos y Forte Lay 1978a), el método simplificado que consiste en reemplazar la temperatura media diaria real por el valor medio diario normal de dicho elemento, puede utilizarse sin inconveniente pues los resultados no difieren significativamente del método original.

El presente trabajo intenta analizar las probabilidades de ocurrencia de algunas grandes sequías históricas estudiando a las mismas desde el punto de vista de su intensidad, es decir por los valores mínimos anuales diarios de almacenaje de agua en el suelo estimados por el método de Thornthwaite-Mather (1955) simplificado según lo mencionado anteriormente, ajustando a los valores empíricos obtenidos mediante la distribución exponencial para valores mínimos desarrollada por Gumbel (1958) y calculando de esta manera probabilidades de valores mínimos de almacenaje de agua en el suelo.

MATERIALES Y METODO

La información básica utilizada fueron los datos diarios de 198 estaciones de la Provincia de Buenos Aires y para el período de 60 años (1911-1970) en la mayoría de ellas, disponiéndose también de los valores de temperaturas medias mensuales de las estaciones climatológicas del área para el período 1941-1960 que sirvieron de base para el trazado de las isotermas mensuales normales de la provincia, a partir de las cuales se estimaron las temperaturas medias mensuales para todas las estaciones pluviométricas.

Luego mediante un programa de computación se calcularon las temperaturas medias diarias normalizadas de las que se obtuvieron los valores de evapotranspiración potencial media diaria normal para el cómputo del balance hidrológico diario en cada estación por el método de Thornthwaite simplificado.

La capacidad máxima de retención (capacidad de campo) para todos los suelos de la provincia de Buenos Aires se estimó globalmente como de 200 mm de lámina de agua. Este criterio se utilizó por dos razones, en primer lugar para poder hacer comparables los resultados obtenidos y en segundo lugar por conocer la existencia de una relación entre la profundidad de la exploración radicular de la vegetación y el tipo de textura del suelo. Es decir generalizando, hacia el este de la provincia con suelos de textura arcillosa y con capacidades máximas de almacenaje de alrededor de 400 mm en 1 m de profundidad, el 90% de las raíces de la vegetación natural y de los cultivos más importantes no suele ir más allá de los 50 cm. Mientras que en el oeste del territorio provincial que cuenta con suelos de textura más arenosa y cuya capacidad de almacenaje es de alrededor de 200 mm de lámina de agua hasta el metro, las raíces suelen alcanzar fácilmente dicha profundidad y aún superarla. Por lo que la elección de 200 mm como lámina de capacidad de campo sería la más representativa dentro del ámbito estudiado.

Del balance diario de agua realizado mediante el programa de computación aludido se obtuvo el valor mínimo anual estimado de almacenaje para el período analizado en todas las estaciones, descartándose los primeros 10 años (1911-1920) para que la serie tuviera mayor uniformidad pues algunas estaciones no contaban con valores de precipitación para dicha década completa, trabajando en consecuencia solamente para el período de 50 años 1921-1970.

Se procedió al ajuste de los valores empíricos de almacenaje mínimo hallados con la distribución doble exponencial de Gumbel para valores mínimos cuya función es la siguiente:

$$F(x) = e^{-\left(\frac{x-\gamma}{\beta-\gamma}\right)^\alpha} \quad \text{donde}$$

$F(x)$ es la distribución de probabilidades de valores mínimos de x de una

muestra α , β y γ son sus parámetros, siendo α el parámetro de escala, β el de ubicación del valor medio o central mientras que el parámetro γ es el límite inferior.

La obtención de α , β y γ se realizó mediante el uso de las tablas propuestas por Gumbel (1958), según lo recomendado por Yevjevich (1972).

Al mismo tiempo se realizaron los balances hidrológicos diarios para todas las estaciones con la finalidad de estimar el almacenaje mínimo durante tres grandes sequías históricas, analizando las dos más importantes que se centraron en el verano de 1917-1918 y durante el período estivo otoñal de 1979 que afectaron grandes áreas de la provincia de Buenos Aires y que tuvieron lugar fuera del período de 50 años mencionado anteriormente. Luego se analizó la probabilidad de ocurrencia de fenómenos similares de acuerdo a la distribución estudiada.

RESULTADOS OBTENIDOS

Con la serie de valores mínimos diarios anuales de almacenaje estimado se procedió al cálculo de la distribución empírica ordenando la serie y calculando los percentiles. También se ajustó la distribución empírica con la función doble exponencial de Gumbel para valores mínimos, resultando en todos los casos un excelente ajuste, lo que se puede visualizar en la Fig. N° 1 donde se observan las funciones empíricas y teóricas para cuatro estaciones pluviométricas de la provincia de Buenos Aires con regímenes de precipitación considerablemente diferentes, con la finalidad de cubrir lo mejor posible la gama de regímenes de humedad del suelo de la provincia.

Cabe destacarse que con la serie de datos analizados que cubren un período de 50 años, es posible asegurar como máximo la recurrencia de eventos hasta el 2% de probabilidad (es decir una vez cada 50 años), de tal manera los percentiles se calcularon solamente hasta dicho nivel de probabilidad. En cambio gracias al ajuste con la distribución teórica se pueden observar en los gráficos de las figura N° 1 recurrencias de hasta una vez cada 1000 años.

Es de hacer notar que desde el punto de vista agrometeorológico se puede considerar como de sequía absoluta el período de tiempo durante el cual el nivel de almacenaje de agua en el suelo es igual o cae por debajo del denominado punto de marchitez permanente que en suelos de textura media puede considerarse en alrededor del 50% de la capacidad máxima de retención; es decir en el caso de nuestros ejemplos cuando el almacenaje cae debajo de 100 mm. Puede por lo tanto verificarse que la función teórica se ajusta muy bien hasta niveles muy por debajo del punto considerado como crítico para la detección de una sequía considerable, ajustando por supuesto en forma excelente por encima de dicho nivel.

En razón del buen ajuste que se obtuvo con la función expuesta, se extendió su utilización a las 198 estaciones pluviométricas disponibles para las cuales se había realizado un balance hídrico día a día obteniendo valores de almacenaje mínimo anual para toda la gama de probabilidades acumuladas, interesándonos fundamentalmente las de menor recurrencia media como ser 20; 10; 5; 2; 1; Q5; Q2 y Q1%.

En la figura N° 2 A se puede observar el mapa de valores mínimos de almacenaje correspondiente al 10% de probabilidad (una vez cada 10 años) donde se advierte que los valores mínimos anuales de almacenaje más altos se encuentran distribuidos en dos núcleos geográficos, el principal en el sudeste de la provincia, aproximadamente sobre el sistema serrano de Tandilia y otro hacia el centro-norte de la misma con valores que oscilan en alrededor de un tercio de la capacidad de campo: 60-70 milímetros de lámina de agua. Los valores más bajos se observan hacia el sudoeste de la provincia con alrededor del 7 % de la capacidad de retención (15 milímetros de lámina de agua).

Debe destacarse que los valores de almacenaje mínimo de agua en el suelo anteriormente citados son estimados y que no siempre pueden verificarse como absolutamente ciertos ya que en el este y sudeste de la provincia de clima marítimo con elevada humedad ambiente, difícilmente las condiciones reinantes pueden ser comparables (a igualdad de temperatura y duración del día), a las que probablemente se registren en el sudoeste provincial con frecuentemente altos valores de déficit de saturación y de velocidad del viento y con menor nubosidad factores éstos que no son tenidos en cuenta en el cálculo de la evapotranspiración potencial para el método de Thornthwaite (1948); siendo probable que en las condiciones del este y sudeste provincial, no sólo por el clima, sino también por el tipo de suelo con alto contenido de arcilla la humedad edáfica no descienda mucho más allá del denominado punto de marchitez permanente (Forte Lay y Burgos 1978). Sería por lo tanto conveniente determinar experimentalmente el límite de desecamiento edáfico en grandes sequías en diferentes áreas pampeanas como ya se ha hecho en distintas zonas de áridas del país (Burgos, Troha, Forte Lay, 1980). Sin embargo, el análisis expuesto tiene valor desde el punto de vista comparativo.

Esta distribución geográfica de los valores mínimos de almacenaje, aparentemente caprichosa, puede tener su explicación en la distribución de los valores normales de precipitación y de evapotranspiración potencial de los meses estivales, que se puede apreciar en los mapas de la figura N° 3 A y B respectivamente. En ellos se observa que la precipitación normal de los 3 meses más cálidos es mayor en la parte central del extremo norte de la provincia, disminuyendo generalmente hacia el sur con un mínimo secundario relativo en la región central-este, mientras que la evapotranspiración potencial presenta en el mismo período, el valor mínimo en los extremos noroeste y noreste de la provincia con una disminu -

Aires, que según la extrapolación mediante la función de Gumbel llega en algunos casos a valores de Q1% (recurrencia media de 1 vez cada 1000 años). En cambio, curiosamente en toda el área oeste de la provincia los valores de almacenaje mínimo determinaron probabilidades muy superiores al 50% en algunos casos el valor mínimo fue mayor que el más alto de toda la serie analizada (50 años).

CONCLUSIONES

1. La distribución teórica doble exponencial de Gumbel para valores mínimos, ajusta muy bien a la distribución empírica de valores mínimos anuales de almacenaje de agua en el suelo.
2. Dentro de la provincia de Buenos Aires el campo de valores de almacenaje mínimo anual para una determinada probabilidad es relativamente homogéneo haciendo abstracción del extremo sudoeste provincial de clima semiárido, donde los valores son considerablemente bajos.
3. Si bien se ha demostrado en trabajos anteriores que el balance hídrico diario según la metodología de Thornthwaite y Mather ajusta bien a los valores observados de humedad edáfica, puede sin embargo recomendarse la realización de determinaciones a campo en diferentes zonas en casos de extrema sequía con el fin de conocer el límite de desecamiento natural del suelo pudiendo así corregir la metodología del balance.
4. Sería conveniente incluir en este estudio una serie pluviométrica más larga con lo que probablemente se suavizarán las irregularidades en los campos de isolíneas de almacenaje mínimo y de probabilidad.
5. La metodología utilizada permite caracterizar a las sequías desde el punto de vista de su intensidad. Si además se tuviera en cuenta la duración de las mismas (por ejemplo número de días por debajo de determinado nivel de almacenaje), podría constituirse en un método muy idóneo para delimitar objetivamente áreas de emergencia agropecuaria y aconsejar grados de asistencia al productor ante este tipo de adversidad agroclimática. Esto sería posible siempre que estuvieran disponibles los datos pluviométricos en un tiempo prudencial.

Agradecimientos Los autores expresan su agradecimiento al Servicio Meteorológico Nacional por haber suministrado los datos pluviométricos diarios utilizados en este trabajo; al Centro de Cómputos en Salud dependiente de la U.B.A. por facilitar la utilización de su equipo I.B.M. 360; al Ingeniero Darío Almonacid que intervino en el procesamiento de la información, a las Ingenieras Agrónomas Sonia M. Suarez, María M. Villagra y a la Srta. Mirta Rabadán que colaboraron en la confección de gráficos y mapas y a la Srta. María A. Soria por su tarea dactilográfica.

BIBLIOGRAFIA

- Burgos J.J., 1969. "El clima de la provincia de Buenos Aires en relación con la vegetación natural y el suelo". En Cabrera, A.L., "Flora de la provincia de Buenos Aires". INTA, Buenos Aires, T. IV, parte 1^a : 33-39.
- Burgos J.J. y Forte Lay J.A., 1978a. "Método para habilitar la información de la red pluviométrica en el estudio areal del régimen de la sequía edáfica" Taller Argentino-Estadounidense sobre Sequías. Mar del Plata, Diciembre de 1978. CONICET, en prensa.
- Burgos J.J. y Forte Lay J.A. 1978b. "Capacidad de almacenaje de agua en los suelos de la Región Pampeana". Taller Argentino-Estadounidense sobre Sequías. Mar del Plata, Diciembre de 1978. CONICET, en prensa.
- Burgos J.J., Troha A. y Forte Lay J.A. 1980. "Capacidad de agua y verificación de modelos de estimación de valores mínimos de almacenaje en algunos suelos áridos y semiáridos. "VII Reunión Nacional para el Estudio de las Regiones Áridas y Semiáridas. San Luis, Noviembre de 1980, en prensa.
- Burgos J.J., Troha A. y Forte Lay J.A., 1982. "Evaluación de períodos secos y de lluvias extraordinarias en la Provincia de Buenos Aires durante el período 1979-1981". AAGG. Mar del Plata, Octubre de 1982.
- Forte Lay J.A. y Burgos J.J., 1978. "Verificación de métodos de estimación de la variación del almacenaje de agua en suelos pampeanos". Taller Argentino-Estadounidense sobre Sequías. Mar del Plata, Diciembre de 1978. CONICET, en prensa.
- Gumbel E.J., 1958. "Statistics of Extremes". Columbia University Press, New York, U.S.A.
- Thornthwaite C.W., 1948. "An approach toward a rational classification of climate". Geogr. Rev. 38: 85-94. U.S.A.
- Thornthwaite C.W. and Mather J.R., 1955. "The water balance". Publications in climatology VIII (1) 104 p. Drexel Inst. of Tech., New Jersey. U.S.A.
- Yevjevich E.J., 1972. "Probability and Statistics in Hidrology". Water Resources Publications. Fort Collins. Colorado. U.S.A.

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

- Fig. 1 : Distribución empírica (percentiles) y ajuste mediante la distribución teórica doble exponencial (Gumbel) para los valores mínimos extremos anuales de almacenaje de agua en el suelo en cuatro localidades bonaerenses, suponiendo una capacidad de almacenaje de 200 mm.
- Fig. 2 : Mapas de distribución geográfica de los valores anuales mínimos extremos de almacenaje de agua en el suelo en mm en la provincia de Buenos Aires para las siguientes probabilidades: A.-10%, B.-5%; C.-2%; D.-1%. (Capacidad de almacenaje supuesta 200 mm).
- Fig. 3 :A Valores normales de la precipitación en mm durante el trimestre más cálido (Diciembre-Enero-Febrero) en la provincia de Buenos Aires. Período 1911-1970.
- B Valores normales de la evapotranspiración potencial en mm calculada por el método de Thornthwaite (1948) durante el trimestre más cálido (Diciembre-Enero-Febrero) en la provincia de Buenos Aires. Obtenidos a partir de temperaturas medias del período (1941-60).
- Fig. 4 :A Valores de almacenaje mínimo anual (mm) estimado para la sequía estival de 1917-18.
- B Probabilidad (%) de ocurrencia de valores menores o iguales a los estimados para dicha sequía.
- C Almacenaje mínimo anual estimado para la sequía estivo-otoñal de 1979.
- D Probabilidad de ocurrencia de valores menores o iguales a los estimados para dicha sequía.

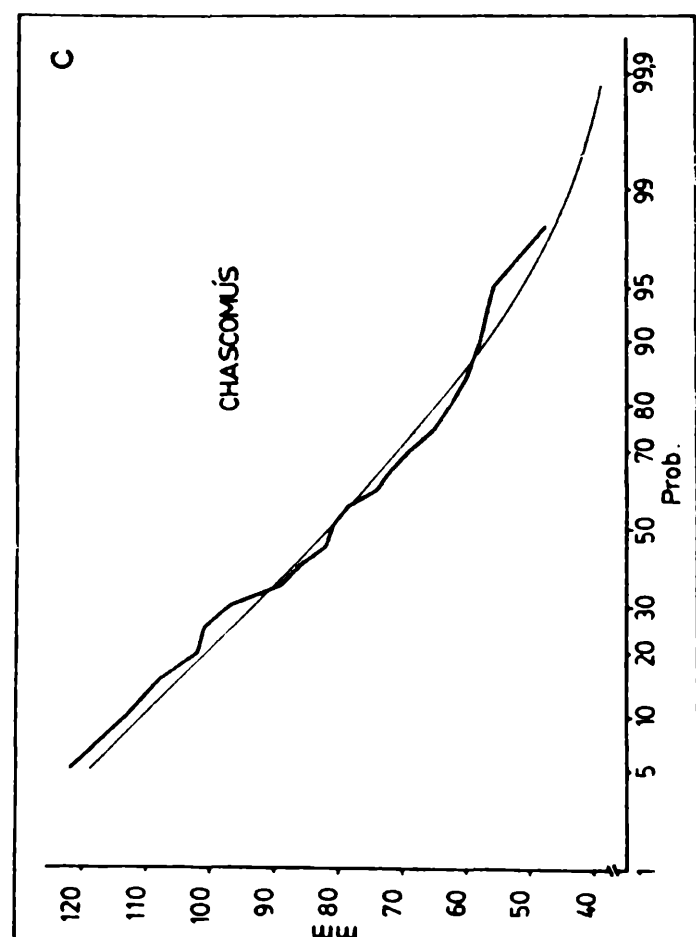
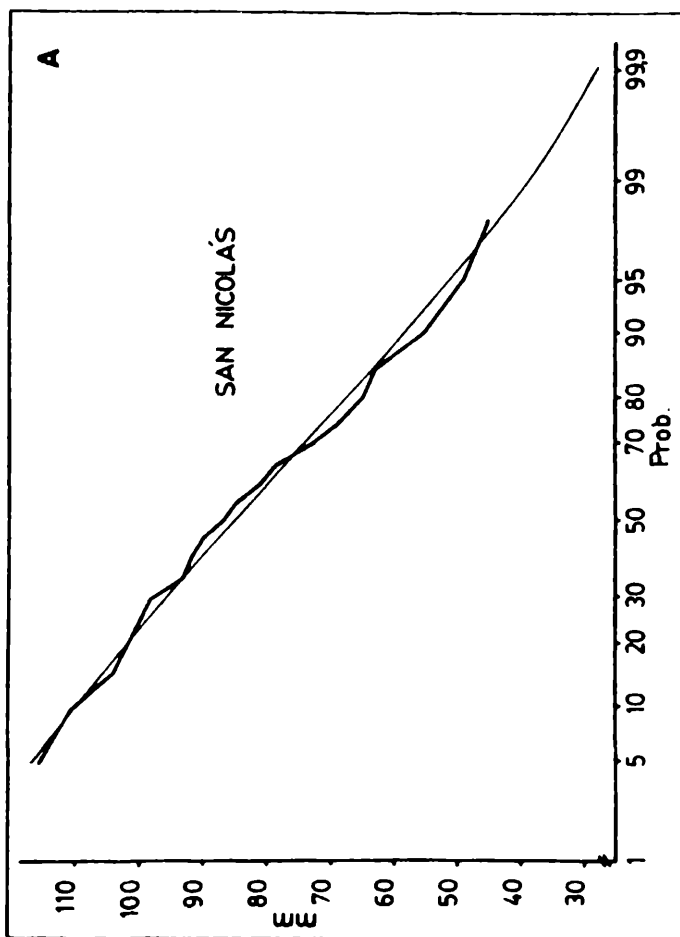
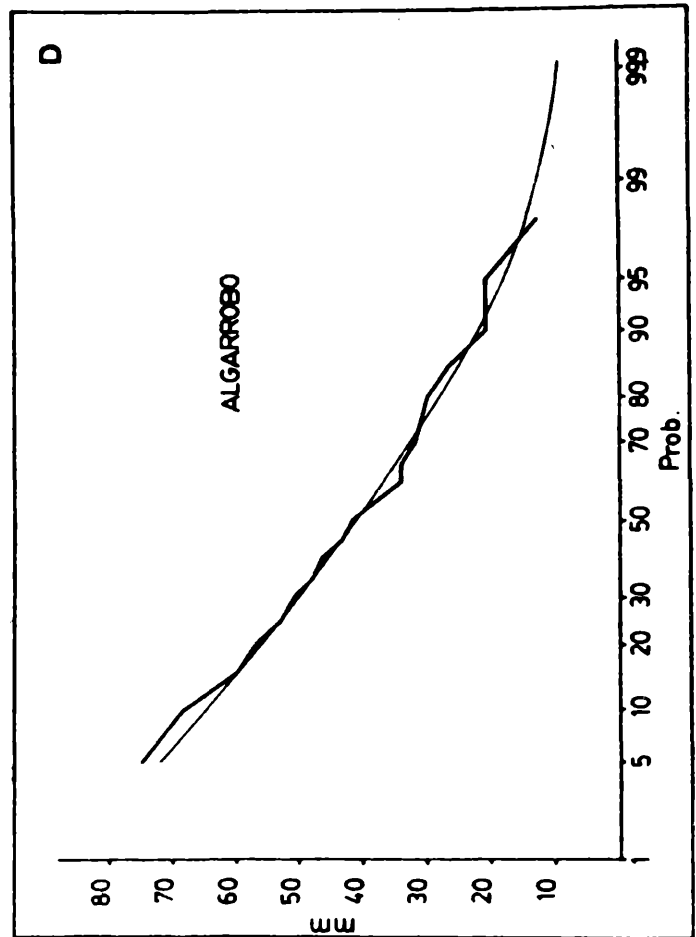
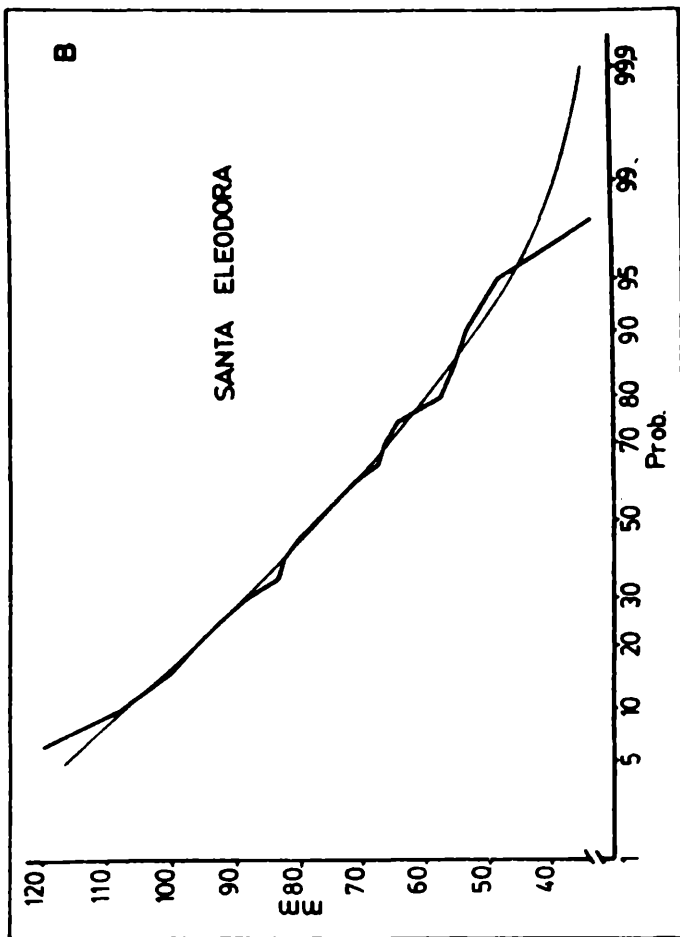


Fig. 1

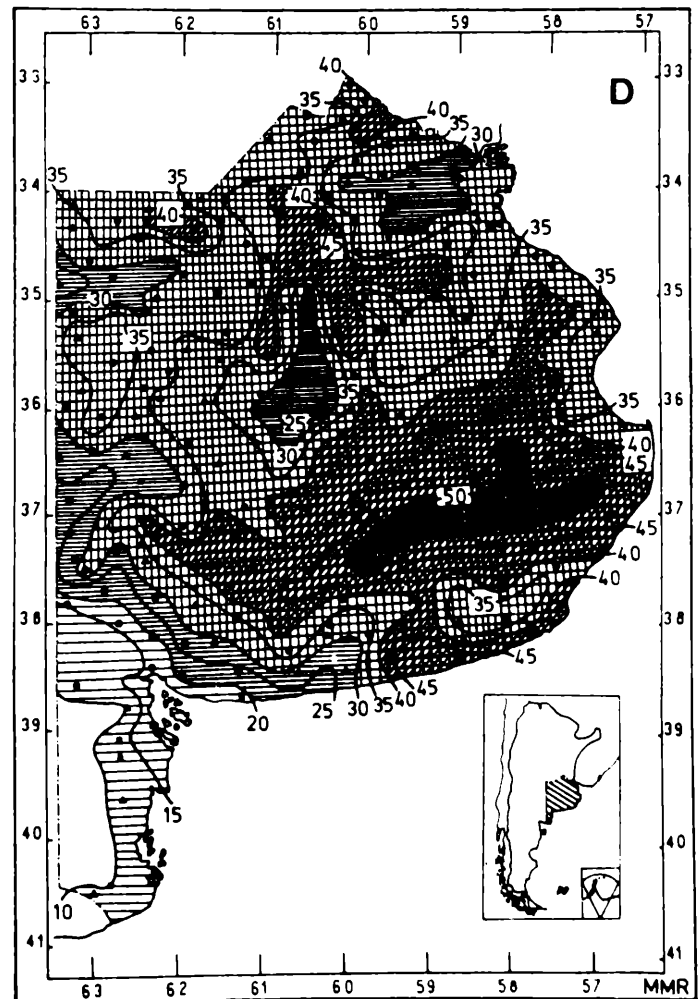
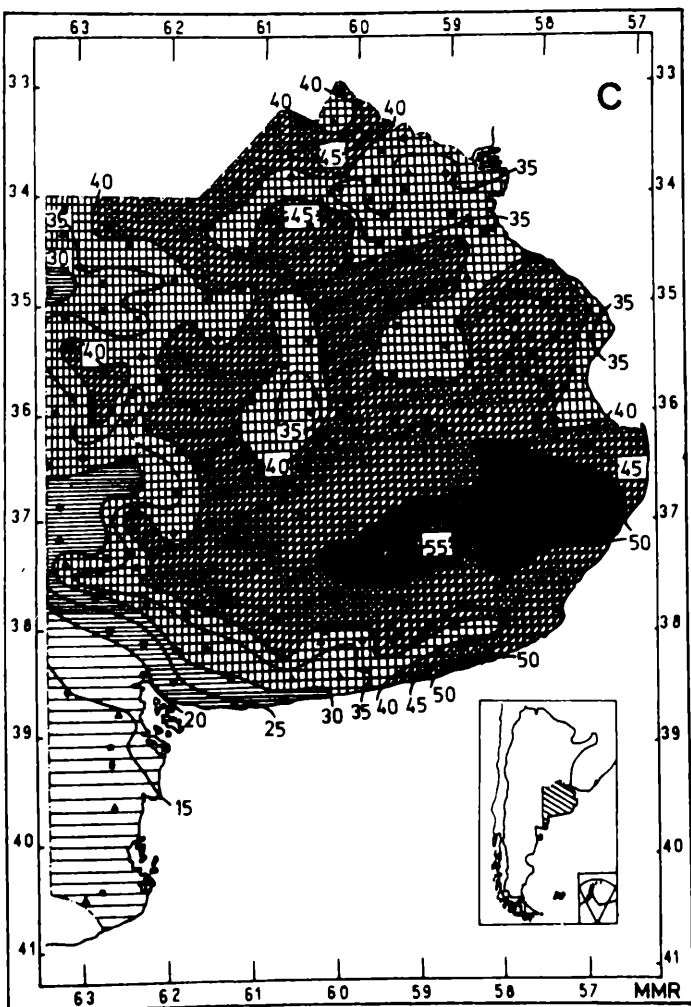
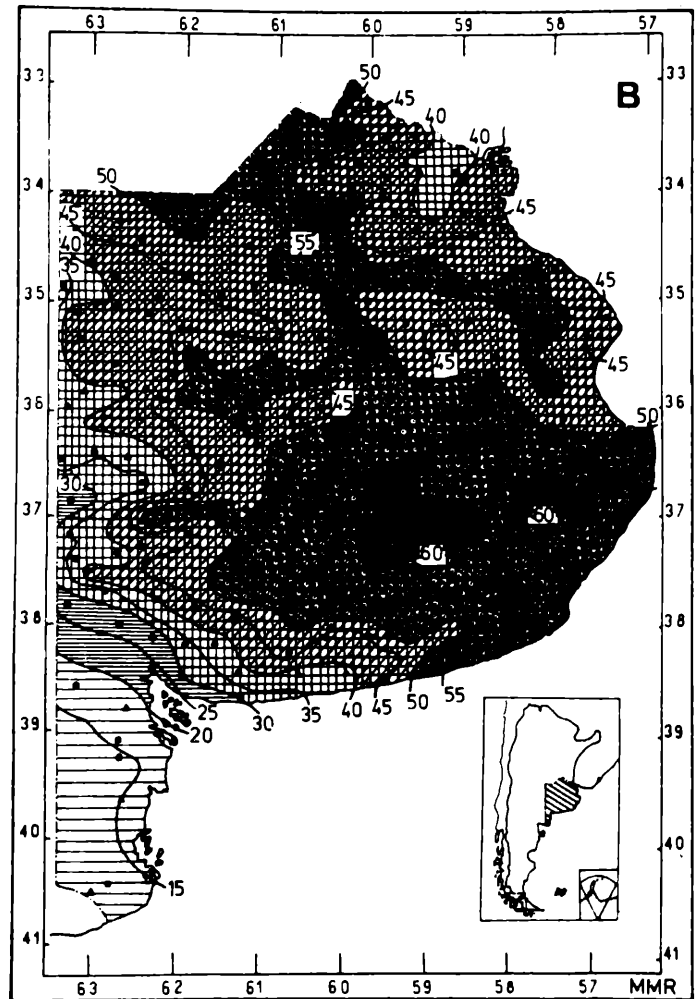
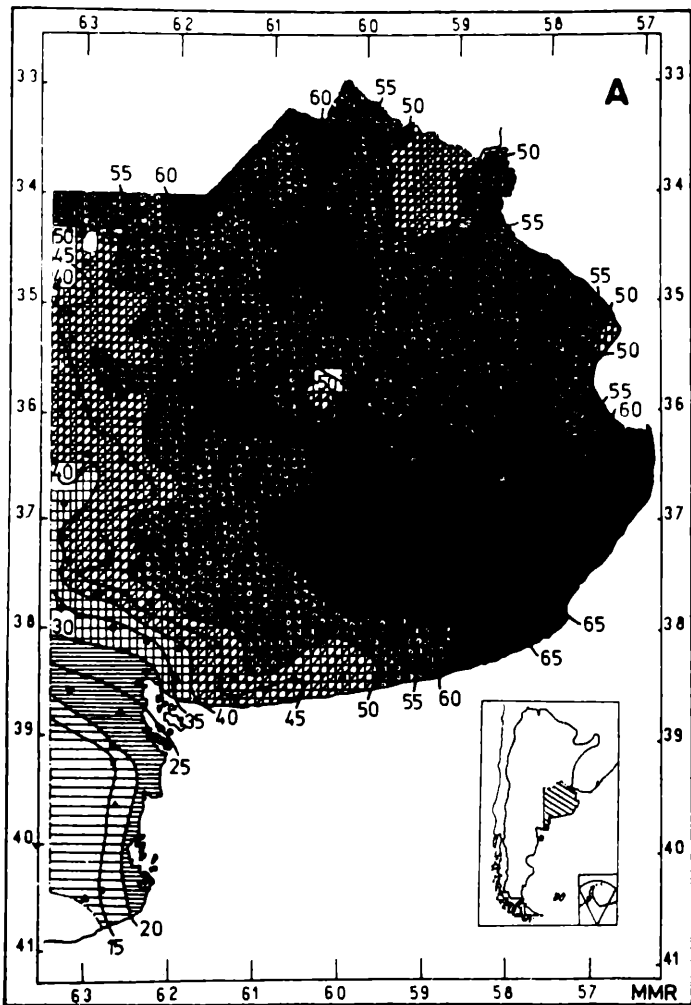


Fig. 2

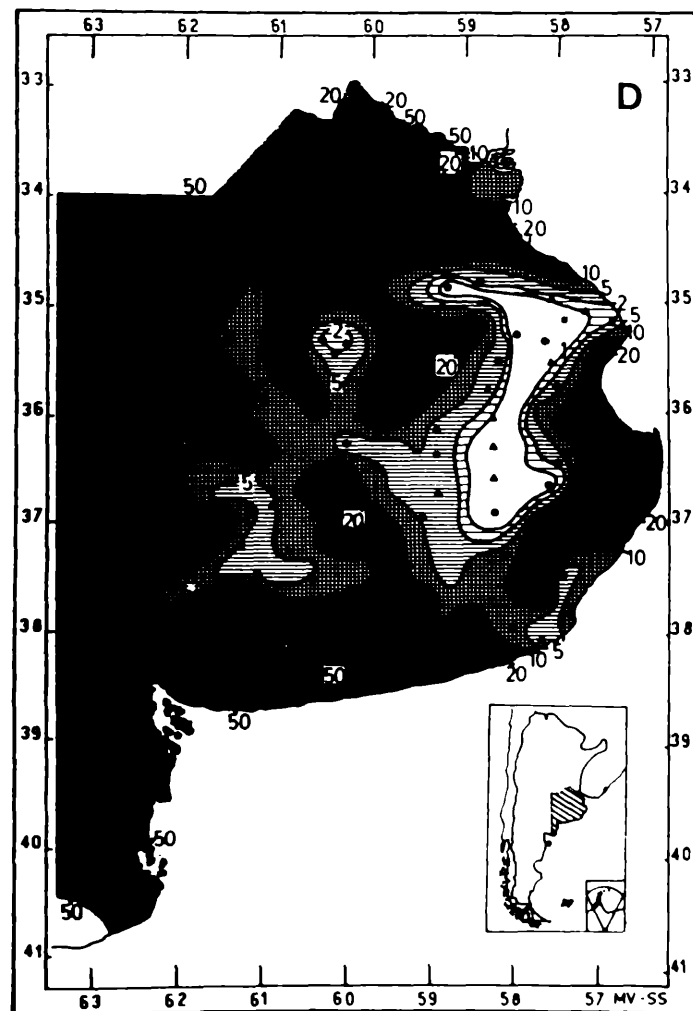
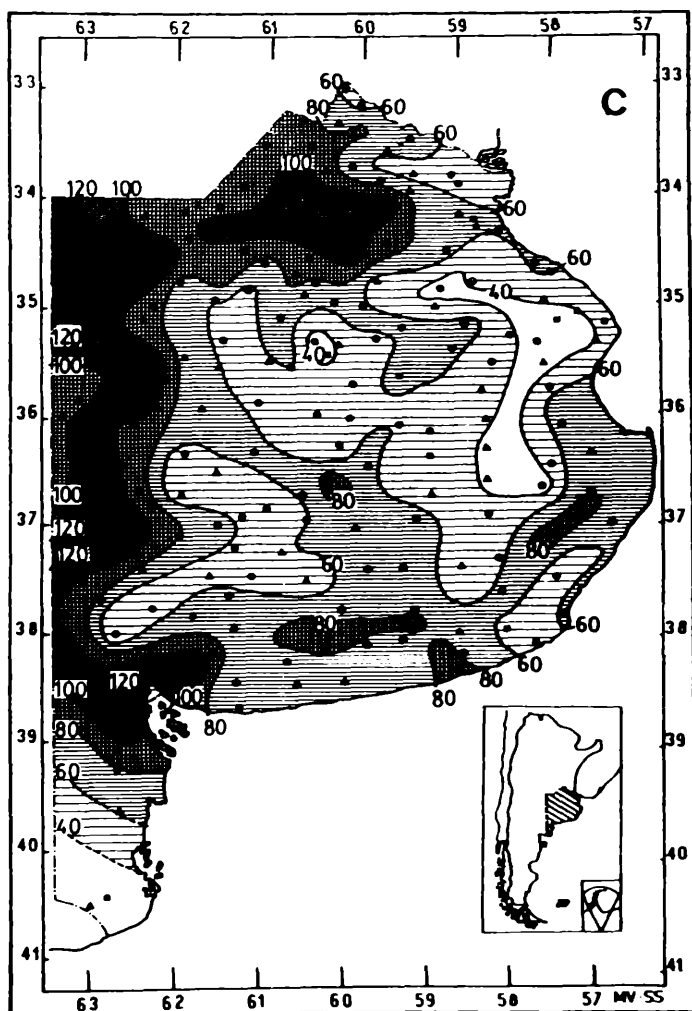
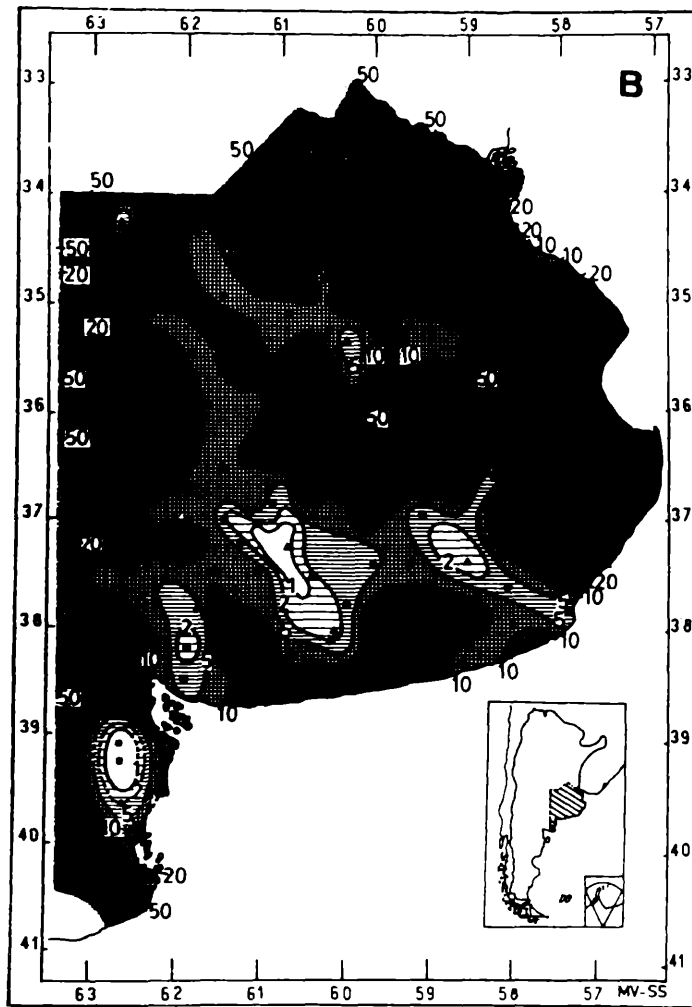
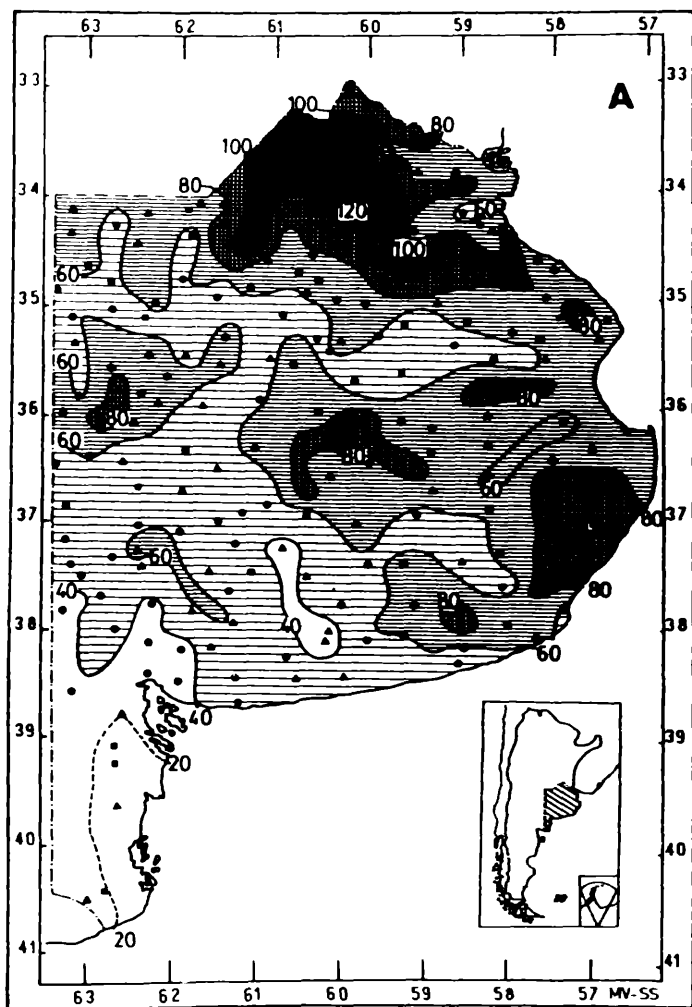


Fig. 4

**ANALISIS DE LA CONSISTENCIA DE LLUVIAS Y CAUDALES
EN UNA CUENCA HIDRICA**

Vargas, Walter M.* y Barrera, Daniel F.*

Departamento de Meteorología, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Buenos Aires, Argentina

RESUMEN

En este trabajo se analiza la información hidrometeorológica en un área de 2.800 km², correspondiente a la alta cuenca del río Gualaguay, en la provincia de Entre Ríos. Se estudiaron series simultáneas de 15 años de precipitación diaria en 7 estaciones de medición cercanas entre sí (una climatológica y seis puestos pluviométricos). A través del análisis comparativo de los valores anuales y mensuales y de las frecuencias de clases de cantidades diarias se encontraron algunas diferencias significativas, atribuibles a defectos en la medición. El error más común es la omisión o acumulación de pequeñas cantidades diarias, pero también se detectan algunas anomalías en los grandes valores de precipitación. A los efectos de su utilización en estudios hidrológicos, se concluyó que las series analizadas son, en general, estadísticamente aceptables para cantidades mayores que 5 mm.

Se analizó luego el grado de correlación existente entre la lluvia en la cuenca y el volumen de escorrentía, pudiendo verificarse la correspondencia esperada entre ambas variables.

ABSTRACT

In this work, hydrometeorological data over an area of 2800 km², corresponding to the Gualaguay River basin, were analyzed.

Simultaneous 15 years series of daily rainfall in 7 nearby measurement stations

* Miembro de la Carrera del Investigador del CONICET.

(one climatological station and six pluviometric posts) were studied.

Through a comparative analysis of the annual and monthly values and class frequencies of daily amounts, some significative differences were found. These differences are assigned to failures in data collection. The commonest error is the omission or accumulation of low daily amounts, but some anomalies in great precipitation values are also detected.

For hydrological studies, analyzed series were supposed in general to be statistically acceptable for amounts greater than 5 mm.

Then, the degree of correlation between precipitation on the basin and the drained volume was analyzed; the expectable correspondencé between both variables was found.

INTRODUCCION

En general, la utilización de la información en los estudios hidrológicos presenta dificultades, más allá de las que de por sí plantean los modelos teóricos. Esto se debe a que la calidad de la información de entrada, tal como precipitación, caudal y caracterización física de una región, a menudo no satisface.

Si se quieren comparar las series de lluvia caída en una cuenca y de caudal en su punto de cierre, la relación de causa - efecto que liga ambas variables exige analizar previamente el campo pluviométrico en términos regionales.

La hipótesis fundamental sobre la cual se basa este trabajo consiste en considerar que en una región llana sometida a idénticos procesos meteorológicos, cualquier punto geográfico mantiene coherencia estadística con sus alrededores. En otras palabras, conforme a esta hipótesis las series de lluvia de las distintas localidades en estudio contienen información de carácter regional, si se consideran períodos climáticos. Teniendo esto en cuenta, se analizó la información de la zona correspondiente a la alta cuenca del río Gualaguay, de 2.830 km²; situada en el nordeste de la provincia de Entre Ríos, en una región suavemente ondulada, sin notables accidentes geográficos. Las

alturas del terreno están comprendidas entre 50 y 70 metros s.n.m. Esta similitud topográfica, unida al hecho de que todos los puntos de la región están sometidos al mismo régimen sinóptico, hace que la zona pueda considerarse climáticamente homogénea.

La Figura 1 muestra la ubicación de las estaciones de medición. Dado que las distancias entre las estaciones de medición ubicadas en la zona de estudio varían entre 15 y 80 km, cabe suponer que deberá manifestarse la coherencia total o parcial mencionada anteriormente y, si ello no ocurriese, al menos habrán de surgir las causas de esta falta de homogeneidad. Para estudiar el problema se analizaron las series de lluvia diaria correspondientes a las localidades siguientes :

| N°est. | Tipo estación | Denominación | Lat. Sur | Long. Oeste | h. s. n. m. |
|--------|----------------------|--------------------|----------|-------------|-------------|
| 1 | Est. Climatológica | Federal | 30° 57' | 58° 47' | 67 |
| 2 | Puesto pluviométrico | Nueva Vizcaya | 30° 59' | 58° 38' | 65 |
| 3 | Puesto pluviométrico | La Calandria | 30° 49' | 58° 40' | 70 |
| 4 | Puesto pluviométrico | Mifones | 30° 42' | 58° 35' | 70 |
| 5 | Puesto pluviométrico | Los Conquistadores | 30° 37' | 58° 28' | 70 |
| 6 | Puesto pluviométrico | Chajarí | 30° 46' | 57° 59' | 65 |
| 7 | Puesto pluviométrico | El Redomón | 31° 06' | 58° 17' | 68 |

Se dispuso de series simultáneas para el período 1957-1971, con datos previamente validados por el Servicio Meteorológico Nacional.

Además se dispuso de la serie de alturas hidrométricas diarias y de la curva de altura-caudal de la localidad de Paso Duarte, punto de cierre de la cuenca en estudio, para el período 1957-1963. (31°07' S, 58°46' O, 49 m snm).

El instrumento de medición fue en todos los casos un pluviómetro, y la lectura correspondiente a un día dado se efectuó a las 9 horas del día siguiente.

Se tomó la estación climatológica como estación de referencia, dado que ofrece las mejores condiciones de medición, de acuerdo con Hoffmann (1) y (2). Este análisis gene-

ral tiende a complementar un estudio cuyos resultados deberfan demostrar la factibilidad de aplicar un modelo hidrológico en la cuenca coincidente con la región de estudio.

La aplicación de diferentes métodos de análisis muestra distintas singularidades en cada una de las estaciones y en sus parámetros. Aunque el estudio se realizó con registros que cubren un período de 15 años, las conclusiones son claras; pero si se desea una discriminación más rotunda de los efectos de la medición a través de un año, es necesario ampliar sustancialmente el período de observaciones.

Hay que aclarar que algunos totales mensuales (13 sobre 1260) fueron estimados su poniendo homogeneidad mediante la fórmula

$$P_{\chi} = \frac{1}{3} \left(\frac{N_{\chi}}{N_A} P_A + \frac{N_{\chi}}{N_B} P_B + \frac{N_{\chi}}{N_C} P_C \right)$$

donde P_{χ} Total mensual de la estación
 P_A, P_B, P_C Totales mensuales de tres estaciones del entorno de χ
 N_{χ}, N_A, N_B y N_C Promedios mensuales excluyendo el mes faltante en χ

En algunos casos la estimación se realizó empleando solo dos estaciones cercanas a la estación χ , cuando su ubicación relativa así lo aconsejaba.

ANALISIS Y RESULTADOS

Las primeras inspecciones de las series muestran pequeñas diferencias en los promedios anuales (Tabla 1), compatibles con los campos observados en la región, de acuerdo con el Atlas climático de América del Sur, con la excepción de las estaciones 3 y 4. Estas difieren en más del 7% con respecto a la estación 1, mientras que en las restantes las diferencias no llegan al 3%. Si se acepta este último porcentaje como provocado por fluctuaciones muestrales, estas series reflejan la homogeneidad climática de la región. Según muestra la Tabla 1, los totales anuales de la estación 4 no son sistemáticamente mayores que los de las demás estaciones, pero algunos años presentan singularidades que pueden justificarse, ya sea por lluvias puntuales muy intensas o bien por errores o agregados sistemáticos del observador. El análisis de o-

tros aspectos de las series habrá de revelar la factibilidad de alguna de las dos hipótesis señaladas.

Si se analizan los promedios mensuales (Tabla 2), se observa que los de la estación 4 son sistemáticamente mayores que los de la estación de referencia, con excepción del mes de setiembre. Además, si se efectúa un promedio aritmético de la lluvia en todas las estaciones, se mantiene la característica apuntada en el párrafo anterior para todos los meses (Tabla 2). Si se acepta la hipótesis de que las lluvias fuertes capaces de provocar una fluctuación en la muestra tienen cierto grado de aleatoriedad en el tiempo y el espacio, es difícil justificar que las diferencias sistemáticas entre los promedios mensuales y los totales anuales de la estación 4 y las restantes se deban a efectos climáticos. Por ende, es aceptable pensar que las discrepancias están dadas por efectos de medición.

El número de días con precipitación difiere significativamente de una estación a otra (Tabla 3), poniendo de manifiesto el hecho de que todos los puestos pluviométricos omiten o acumulan mediciones de lluvia en mayor o menor grado con respecto a las lluvias detectadas por la estación climatológica de referencia. Se incluye en esta conclusión el puesto pluviométrico Mandisoví, para su serie del período normal 1921-1950, publicada por el Servicio Meteorológico Nacional (columna 8 de la Tabla 3).

En especial presentan tal característica las estaciones 3, 4, 5 y 7, con cantidades de días lluviosos notoriamente inferiores a las demás.

Además, por ser los totales de cada serie poco más o menos iguales, se infiere que las omisiones son generalmente de lluvias débiles, de acuerdo con lo mostrado por Hoffmann (1), y como resulta evidente al cotejar las frecuencias absolutas para lluvias menores que 10 mm (Tabla 3) y que 3 y 5 mm (Tabla 4).

El análisis de la omisión de las lluvias de poco volumen, si bien puede no ser necesario para algunas aplicaciones, tiene importancia en la estructura estadística de las

series. El simple cálculo de las frecuencias relativas de lluvias diarias muestra cómo las funciones correspondientes varían de una estación a otra a consecuencia de las diferencias surgidas en el primer intervalo ($P \leq 10$ mm). Este efecto se atenúa y las funciones de frecuencia se uniformizan si se excluye del cálculo ese intervalo, como permite suponer la Tabla 3. La única discrepancia aparente se observa en la estación 4, la cual, para valores mayores que 40 mm, presenta frecuencias sistemáticamente mayores que las de la estación de referencia.

La confirmación de lo inferido anteriormente puede obtenerse mediante el análisis de la Tabla 4, donde se presentan los desvíos absolutos y relativos de las frecuencias de los puestos pluviométricos respecto a la estación de referencia. En principio, el déficit de ocurrencias de lluvias débiles se va atenuando a medida que se toma como límite un valor superior (de 2,9 a 10 mm). Asimismo, los desvíos relativos máximos descienden del 95 al 61 por ciento (estación 5). El análisis del parámetro de desviación en las frecuencias de lluvias no menores que 5 mm indica que los efectos de la omisión no son detectables. Esta conclusión surge del hecho de que los desvíos son pequeños y con diferentes signos, dándoles un carácter de "ruido residual".

Un caso particular es la estación 6, que presenta un fenómeno adicional : una mayor frecuencia de lluvias entre 5 y 10 mm y menor entre 0,1 y 4,9 milímetros, siempre con respecto a la estación 1. Esto podría indicar una tendencia a sobrestimar las lluvias débiles, lo cual originaría el corrimiento aludido.

Tomando en cuenta los resultados de la Tabla 4, se puede intentar modificar las series o una parte de ellas, de modo que permitan verificar la condición de homogeneidad climática enunciada anteriormente. Mediante un test χ^2 se midió el grado de ajuste entre la distribución de frecuencias absolutas de cada puesto pluviométrico y la de la estación 1, tomada como distribución teórica. Los resultados se presentan en la Tabla 5. A fin de uniformar los tamaños muestrales se incluyó el intervalo correspondiente a

los días "secos". Se observa que las muestras originales difieren significativamente a niveles inferiores al 0,001 por ciento. En cambio, si consideramos los días con precipitación menor que 5 mm como "secos", obtenemos algunas conclusiones interesantes con respecto a los puestos pluviométricos. Las distribuciones de frecuencias en las estaciones 5, 2 y 7 no difieren de la correspondiente a la estación 1. Los niveles de significancia son del 75, 25 y 25 por ciento respectivamente. La inferencia en este caso sería que los puestos mencionados solo acusan problemas que comprometen la homogeneidad espacial en las lluvias menores que 5 milímetros.

En la estación 6, el efecto de sobrestimar las lluvias débiles, a que ya se hizo referencia, se ve reflejado en el ajuste con respecto a la estación 1. El nivel de significancia, que en este caso es del 5 por ciento, aumento al 10 por ciento si el límite inferior de lluvias se toma igual a 3 mm, es decir, que la similitud de la estructura estadística con respecto a la estación 1 es mayor que en el caso anterior. Este hecho estaría indicando que al ampliar el intervalo, la mayor parte de los valores reales de lluvias que han sido sobrestimadas y sus correspondientes sobrestimaciones, quedan comprendidos en ese intervalo.

Para la estación 3, el nivel de significancia es sólo del 1 por ciento. El efecto principal de la discrepancia con respecto a la estación de referencia está dado en las lluvias de más de 30 mm. Entre este valor y 40 mm se observa una mayor frecuencia, y lo inverso ocurre entre 50 y 80 mm. Para explicar este hecho, es aceptable suponer que se produce una subestimación en la medición de lluvias de más de 50 mm y que se las atribuye, en algunos casos, al intervalo de 30 a 40 milímetros.

Con las salvedades y modificaciones hechas se comprueba la consistencia de las series respecto a las definiciones de homogeneidad climática.

Asimismo, dadas las posibles aplicaciones hidrológicas, es importante ver por un lado si la estación 1 (de referencia) responde a un modelo conceptual climático-hídrico

de balance y por el otro sí cabe esperar que las lluvias medias areales tengan alguna relación con los caudales.

La Tabla 6 presenta las lluvias medias mensuales, las evapotranspiraciones reales (ETR) medias mensuales para la estación de referencia y los caudales medios mensuales convertidos en milímetros. Las estimaciones de las ETR fueron realizadas con datos de dos años del período considerado (1957-1963).

Esta aproximación, obligada por carencia de información, podría no constituir un inconveniente grave en un análisis semicuantitativo pues las ETR no tienen gran variabilidad. Los resultados corroboran que en los meses estivales existe un déficit de humedad, consistente con lo conocido para esa región. Asimismo, el hecho más importante es que los totales anuales representan las condiciones de balance con un error menor que el 5 por ciento. Si la región es homogénea, todos los puntos geográficos cumplirán con la misma condición en términos climáticos. Por otra parte, independientemente de la ecuación de balance, la lluvia y el volumen drenado han de presentar en cierto grado una relación de causa-efecto. Esto puede verse en la Tabla 7 donde se presentan las frecuencias conjuntas de caudales y lluvias diarias agrupadas en períodos de 30 días. Con el fin de representar en la relación un tiempo de escurrimiento, las variables de caudal están corridas 5 días con respecto a las de la lluvia.

La Tabla 7 refleja una elevada y significativa dependencia entre lluvias y caudales. Esto se comprueba por los valores de χ^2 y del coeficiente de asociación referido a su máximo valor teórico. Para aplicar este test se construyó la tabla de frecuencia "teórica" empleando las frecuencias empíricas marginales y suponiendo independencia entre lluvias y caudales.

Si se toman intervalos iguales los valores máximos se disponen sobre la diagonal principal, lo cual indica, como era de esperar, una relación de proporcionalidad directa entre lluvias y caudales.

De este modo, se puede afirmar que, tomando los recaudos convenientes derivados de los análisis efectuados, las series estudiadas son aptas para realizar estudios del balance hidrológico en la alta cuenca del río Gualeguay.

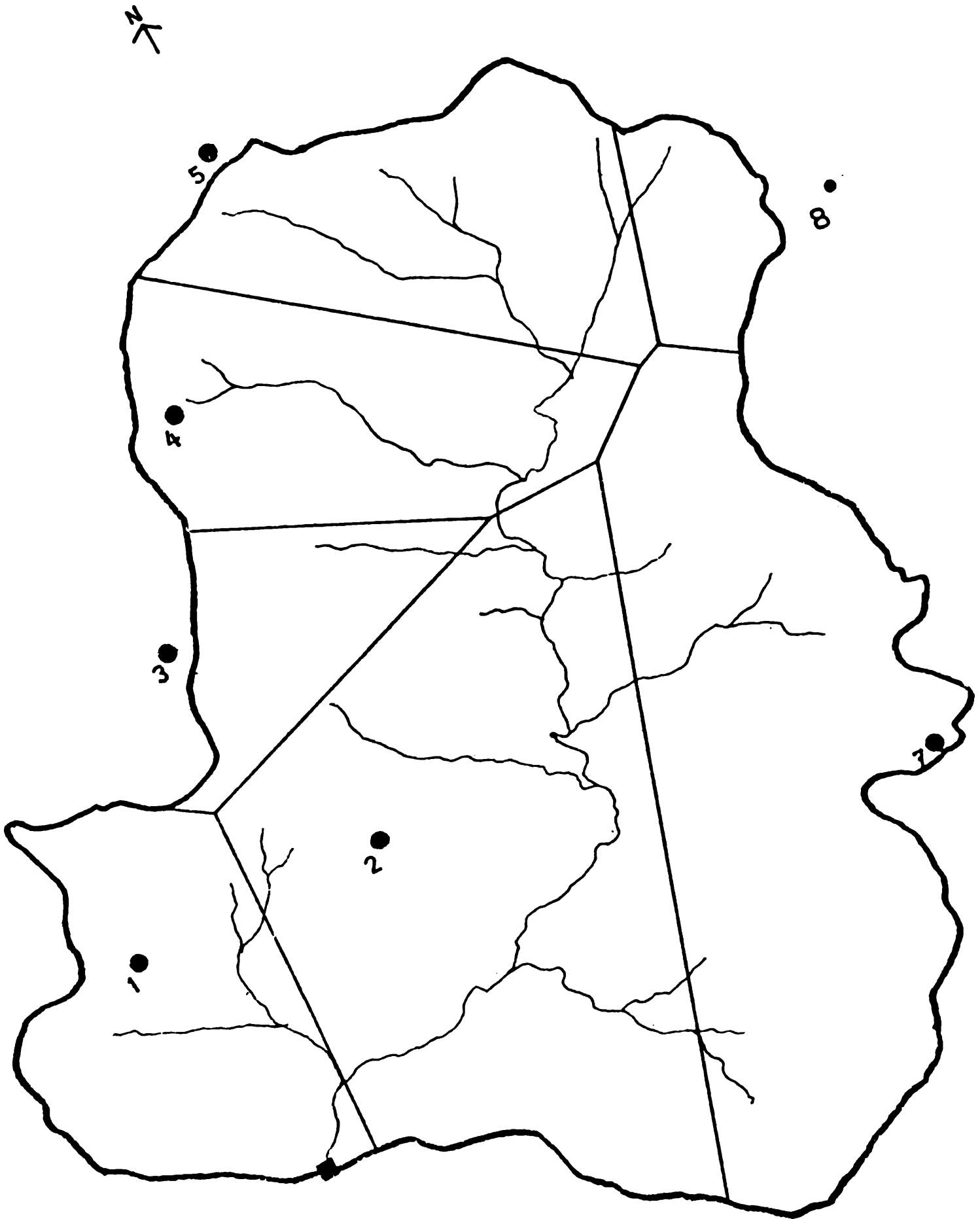
Un aspecto interesante de esta tabla es que la primera fila (caudales bajos) agrupa la mayor cantidad de casos, lo que induce a pensar que el efecto de infiltración es importante. Esto permite suponer que muy frecuentemente la lluvia contribuye a restaurar las condiciones de humedad del suelo, más que producir un escurrimiento inmediato. De ello se infiere que el régimen de lluvias no es continuo sino que presenta importantes períodos secos, los cuales permiten la disminución de la humedad del suelo a causa de la evapotranspiración.

Agradecimientos

Deseamos agradecer al Consejo Federal de Inversiones por facilitarnos la información utilizada de precipitaciones, alturas hidrométricas y aforos.

BIBLIOGRAFIA

1. Hoffmann, J. A. J., 1970 : Características de las series de precipitación en la República Argentina; Meteorologica, 1, N° 3, 166-190.
2. Hoffmann, J. A. J., Alessandro de Dapunte, A. P., López Galíndez, B. S., Rojas, R. S., 1977-1978 : Homogeneidad de los datos de la frecuencia de precipitación y el análisis de sus campos correspondientes al Atlas Climático de América del Sur; Meteorologica, 8-9, N° 1, 187-196.
3. Organización Meteorológica Mundial, 1975 : Atlas Climático de América del Sur. Primera Parte; Organización Meteorológica Mundial, Budapest.



EPIGRAFES DE LAS TABLAS

- Tabla 1. Totales anuales de precipitación por estación. Período 1957-1971.
- Tabla 2. Promedios mensuales de precipitación por estación. Período 1957-1971.
- Tabla 3. Frecuencias de clases de cantidades diarias de precipitación. Período 1957-1971.
- Tabla 4. Frecuencias de clases de cantidades diarias pequeñas de precipitación. Período 1957-1971.
- Tabla 5. Valores de χ^2 desglosados por intervalos de clase. Estación 1 vs. restantes.
- Tabla 6. Promedios mensuales de precipitación (P), volumen de escorrentía (Q) y evapotranspiración real (ETR).
- Tabla 7. Frecuencias de clases conjuntas empíricas (Tabla 7a) y teóricas (Tabla 7b) de precipitación (P) y volumen de escorrentía (Q) en lapsos de 30 días.

| N° estac. Año | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
|--------------------------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|
| 1957 | 1074 | 980 | 1041 | 1050 | 1068 | 1242 | 790 |
| 1958 | 1093 | 902 | 1005 | 1117 | 1086 | 1056 | 975 |
| 1959 | 1909 | 1828 | 1599 | 1558 | 1244 | 1880 | 2056 |
| 1960 | 775 | 896 | 1028 | 868 | 946 | 896 | 731 |
| 1961 | 1260 | 1276 | 1085 | 1493 | 959 | 1015 | 1016 |
| 1962 | 778 | 667 | 672 | 757 | 674 | 663 | 630 |
| 1963 | 1466 | 1627 | 1166 | 2029 | 1597 | 1350 | 1472 |
| 1964 | 954 | 987 | 986 | 1400 | 1149 | 1031 | 962 |
| 1965 | 1130 | 970 | 1106 | 1336 | 1269 | 1135 | 1063 |
| 1966 | 1411 | 1420 | 1467 | 1903 | 1711 | 1534 | 1381 |
| 1967 | 1329 | 1252 | 1225 | 1574 | 1368 | 1470 | 1493 |
| 1968 | 1071 | 1026 | 935 | 1083 | 1145 | 1200 | 1232 |
| 1969 | 1125 | 1188 | 1131 | 1476 | 1293 | 1326 | 1071 |
| 1970 | 1090 | 1366 | 946 | 1018 | 918 | 1085 | 1174 |
| 1971 | 1070 | 1090 | 920 | 1216 | 955 | 816 | 994 |
| Promedio | 1169.0 | 1165.0 | 1087.5 | 1325.2 | 1158.8 | 1179.9 | 1136.0 |
| Desviación standard | 283.7 | 304.4 | 223.6 | 360.3 | 268.8 | 305.9 | 358.3 |
| Desvío relativo | | 0.3% | 7.2% | 12.5% | 0.8% | 1.8% | 2.9% |

Tabla 1.

| Mes N° est. | E | F | M | A | M | J | J | A | S | O | N | D |
|----------------|-------|-------|-------|-------|------|------|------|------|------|-------|-------|-------|
| 1 | 129.2 | 95.5 | 105.6 | 125.1 | 59.9 | 67.4 | 66.9 | 54.8 | 86.6 | 143.1 | 122.3 | 112.5 |
| 2 | 125.5 | 109.8 | 106.8 | 133.4 | 58.6 | 71.8 | 58.1 | 52.2 | 71.8 | 148.7 | 116.3 | 113.3 |
| 3 | 124.6 | 97.7 | 105.2 | 116.9 | 55.5 | 66.7 | 53.5 | 55.8 | 74.8 | 136.5 | 106.4 | 94.0 |
| 4 | 135.8 | 112.3 | 135.1 | 141.3 | 63.6 | 77.2 | 68.7 | 55.9 | 82.4 | 172.8 | 131.3 | 148.8 |
| 5 | 97.9 | 111.5 | 119.9 | 119.3 | 68.9 | 71.5 | 64.3 | 55.3 | 78.7 | 139.1 | 110.9 | 121.4 |
| 6 | 119.8 | 104.3 | 117.9 | 124.0 | 66.2 | 87.8 | 64.8 | 51.9 | 86.4 | 138.4 | 101.0 | 117.3 |
| 7 | 120.1 | 89.0 | 96.5 | 128.1 | 62.1 | 77.4 | 66.4 | 55.5 | 87.9 | 143.8 | 115.6 | 93.4 |
| Media | 121.8 | 102.9 | 112.4 | 126.9 | 62.1 | 74.3 | 63.2 | 54.5 | 81.2 | 146.1 | 114.8 | 114.4 |

Tabla 2.

| P; mm N° estac. | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8* |
|--------------------|------|------|-------|------|------|-------|-------|-------|
| < 0.1 | 4396 | 4597 | 4671 | 4716 | 4762 | 4536 | 4721 | 4662 |
| 0.1 - 10.0 | 580 | 377 | 323.4 | 235 | 224 | 414.3 | 255.9 | 328.2 |
| 10.1 - 20.0 | 180 | 186 | 165.8 | 167 | 173 | 201.1 | 199.2 | 164.1 |
| 20.1 - 30.0 | 100 | 97 | 95.6 | 108 | 104 | 106.6 | 97.1 | 104.4 |
| 30.1 - 40.0 | 75 | 80 | 95.6 | 73 | 66 | 83.5 | 63.7 | 74.6 |
| 40.1 - 50.0 | 40 | 47 | 41.7 | 45 | 37 | 46.3 | 35.4 | 44.8 |
| 50.1 - 60.0 | 29 | 20 | 19.3 | 30 | 27 | 22.1 | 20.2 | 29.8 |
| 60.1 - 70.0 | 20 | 17 | 10.2 | 21 | 23 | 13.1 | 21.2 | 14.9 |
| 70.1 - 80.0 | 16 | 12 | 12.2 | 19 | 11 | 9.1 | 11.1 | 7.5 |
| 80.1 - 100.0 | 7 | 3 | 12.2 | 19 | 15 | 9.1 | 14.1 | 12.0 |
| ≥ 100.1 | 7 | 14 | 3.1 | 17 | 8 | 9.1 | 11.1 | 7.5 |
| ≥ 0.1 | 1054 | 853 | 779 | 734 | 688 | 914 | 729 | 788 |

* Corresponde al puesto pluviométrico Mandisoví (30° 53'S, 58° 08'O). Frecuencias normales anuales aplicadas a un período igual al de estudio (179 meses).

Tabla 3.

| N° est. P: mm | | | | | | | | | Desvío positivo máximo |
|------------------|-------------|------|------|-------|-----|-----|-------|-------|------------------------|
| | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | | |
| 0.1-2.9 | Frecuencia | 291 | 92 | 43.7 | 29 | 15 | 95.5 | 33.4 | 276 |
| | Desvío abs. | 0 | 199 | 247.3 | 262 | 276 | 195.5 | 257.6 | |
| | Desvío rel. | 0 | .68 | .85 | .90 | .95 | .67 | .89 | |
| 0.1-4.9 | Frecuencia | 399 | 178 | 123.1 | 75 | 47 | 197.1 | 91.0 | 352 |
| | Desvío abs. | 0 | 221 | 275.9 | 324 | 352 | 201.9 | 308.0 | |
| | Desvío rel. | 0 | .55 | .69 | .81 | .88 | .51 | .77 | |
| 0.1-10.0 | Frecuencia | 580 | 377 | 323.4 | 235 | 224 | 414.3 | 255.9 | 356 |
| | Desvío abs. | 0 | 203 | 256.6 | 345 | 356 | 165.7 | 324.1 | |
| | Desvío rel. | 0 | .35 | .44 | .59 | .61 | .29 | .56 | |
| | | | | | | | | | |
| 3.0-4.9 | Frecuencia | 108 | 86 | 79.3 | 46 | 32 | 101.6 | 57.6 | 76 |
| | Desvío abs. | 0 | 22 | 28.7 | 62 | 76 | 6.4 | 50.4 | |
| | Desvío rel. | 0 | .20 | .27 | .57 | .70 | .06 | .47 | |
| 5.0-10.0 | Frecuencia | 181 | 199 | 200.4 | 160 | 177 | 217.2 | 164.8 | 21 |
| | Desvío abs. | 0 | -18 | -19.4 | 21 | 4 | -36.2 | 16.2 | |
| | Desvío rel. | 0 | -.10 | -.11 | .12 | .02 | -.20 | .09 | |
| | | | | | | | | | |
| ≥ 0.1 | Frecuencia | 1054 | 853 | 779.1 | 734 | 688 | 914.1 | 739.3 | 366 |
| | Desvío abs. | 0 | 201 | 274.9 | 320 | 366 | 139.9 | 314.7 | |
| | Desvío rel. | 0 | .19 | .26 | .30 | .35 | .13 | .30 | |
| ≥ 3.0 | Frecuencia | 763 | 761 | 735.3 | 705 | 673 | 818.6 | 695.8 | 90 |
| | Desvío abs. | 0 | 2 | 27.7 | 58 | 90 | -55.6 | 67.2 | |
| | Desvío rel. | 0 | 0 | .04 | .08 | .12 | -.07 | .09 | |
| ≥ 5.0 | Frecuencia | 655 | 675 | 656.0 | 659 | 641 | 717.0 | 638.1 | 16.9 |
| | Desvío abs. | 0 | -20 | -1 | -4 | 14 | -62 | 16.9 | |
| | Desvío rel. | 0 | -.03 | 0 | 0 | .02 | -.09 | .03 | |

Tabla 4.

| N° est. P: mm | 2/1 | 3/1 | 4/1 | 5/1 | 6/1 | 7/1 |
|------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| < 0.1 | 9.2 | 17.2 | 23.3 | 30.5 | 4.5 | 24.0 |
| 0.1- 4.9 | 122.4 | 193.7 | 263.1 | 310.5 | 103.3 | 239.3 |
| 5.0-10.0 | 1.8 | 2.0 | 2.4 | 0.1 | 7.0 | 1.4 |
| 10.1-20.0 | 0.2 | 1.0 | 0.9 | 0.3 | 2.4 | 1.9 |
| 20.1-30.0 | 0.1 | 0.2 | 0.6 | 0.2 | 0.4 | 0.1 |
| 30.1-40.0 | 0.3 | 5.4 | 0.1 | 1.1 | 0.9 | 1.6 |
| 40.1-50.0 | 1.2 | 0.0 | 0.6 | 0.2 | 0.8 | 0.4 |
| 50.1-60.0 | 2,8 | 2,9 | 0.0 | 0.1 | 1.4 | 2.4 |
| 60.1-70.0 | 0.5 | 5.0 | 0.1 | 0.4 | 2.5 | 0.1 |
| 70.1-90.0 | 0.9 | 0.7 | 13.2 | 2.1 | 0.5 | 0.6 |
| ≥ 90.1 | 0.7 | 2.7 | 7.7 | 0.3 | 0.0 | 0.8 |
| 0- 4.9 | 0.1 | 0.0 | 0.0 | 0.0 | 0.8 | 0.1 |
| χ^2 (*) | 8.7 | 19.9 | 25.6 | 4.8 | 16.7 | 9.3 |
| 0- 2.9 | 0.0 | 0.2 | 0.7 | 1.7 | 0.7 | 1.0 |
| 3.0-10.0 | 0.1 | 0.7 | 23.8 | 21.6 | 2.7 | 16.5 |
| χ^2 (**) | 6.9 | 18.8 | 47.7 | 28.0 | 12.3 | 25.3 |

(*) : Incluyendo días secos y días con precipitación menor que 5 mm en el mismo intervalo.

(**) : Incluyendo días secos y días con precipitación menor que 3 mm en el mismo intervalo.

Tabla 5.

| Mes | E | F | M | A | M | J | J | A | S | O | N | D | Anual |
|--------------------|-------|-------|-------|-------|------|------|------|------|-------|-------|-------|-------|--------|
| (*) P mm | 119.9 | 80.2 | 114.8 | 133.0 | 59.2 | 42.6 | 63.6 | 47.0 | 101.1 | 185.8 | 131.3 | 115.2 | 1193.6 |
| (**) Q mm | 8.3 | 5.6 | 6.3 | 31.7 | 23.3 | 9.7 | 11.4 | 7.8 | 10.6 | 43.5 | 49.5 | 33.5 | 241.2 |
| (***) ETR mm | 138.6 | 114.2 | 97.4 | 70.8 | 43.4 | 24.8 | 13.9 | 32.1 | 51.2 | 67.3 | 109.8 | 147.1 | 910.5 |

(*) : Período 1957-1963. Estación Federal.

(**) : Período 1957-1963. Estación Paso Duarte.

(***) : Período 1962-1963. Estación Federal. Valores estimados por el método de balance hídrico de Thornthwaite con una capacidad de campo igual a 250 mm.

Tabla 6.

| P: mm \ Q: mm | 0.0-20.0 | 20.1-100.0 | 100.1-180.0 | 180.1 |
|---------------|----------|------------|-------------|-------|
| 0.0-25.0 | 72 | 144 | 48 | 1 |
| 25.1-65.0 | 3 | 76 | 57 | 18 |
| 65.1-105.0 | 0 | 14 | 12 | 14 |
| 105.1 | 0 | 2 | 10 | 21 |

| P: mm \ Q: mm | 0.0-20.0 | 20.1-100.0 | 100.1-180.0 | 180.1 |
|---------------|----------|------------|-------------|-------|
| 0.0-25.0 | 40.4 | 127.1 | 68.4 | 29.1 |
| 25.1-65.0 | 23.5 | 73.9 | 39.8 | 16.9 |
| 65.1-105.0 | 6.1 | 19.2 | 10.3 | 4.4 |
| 105.1 | 5.0 | 15.8 | 8.5 | 3.6 |

$N = 492$

$\chi^2 = 201.5$

$\frac{C}{C_{\text{máx}}} = 0.622$

NOTA : Los agrupamientos de 30 días son móviles, con un corrimiento de 5 días. Los agrupamientos de volumen de escorrentía están retrasados 5 días con respecto a los de precipitación.

Tabla 7a.

Tabla 7b.

EFECTOS DE LA DERIVA ELECTROMAGNETICA EN LA REGION F
Y PROTONOSFERA (*)

Victor Hugo Rios (**)

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

RESUMEN

El modelo presentado en este trabajo examina el efecto de la deriva electromagnética en la región F. Este estudio inicial del comportamiento de los iones H^+ y O^+ en regiones de medias latitudes se realiza mediante la solución de las ecuaciones de continuidad y momentos dependientes del tiempo. El método numérico es una modificación de la técnica desarrollada por Laasonen.

Los resultados de las observaciones sugieren que el llenado de la capa F resulta de la deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ hacia abajo, la cual comprime el H^+ a grandes alturas.

ABSTRACT

A model is presented to examine the effects of electromagnetic drifts on the F-region. An initial study of the behaviour of H^+ and O^+ ions in mid-latitude regions is carried out by solving the time-dependent equations of continuity and momenta. The numerical method is a modification of the technique developed by Laasonen.

The results suggest that F-layer enhancements result from a downward $\vec{E} \times \vec{B}$ drift which compresses the H^+ at greater heights.

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

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

INTRODUCCION

Con el objeto de explicar los efectos de tormentas geomagnéticas sobre el plasma ionosférico en regiones de medias latitudes, como por ejemplo el crecimiento en el contenido electrónico y el decrecimiento en $h_m F2$, ha sido necesario introducir la deriva electromagnética. Esta hipótesis alternativa sugiere que el comportamiento de la capa F puede ser explicado en términos de campos eléctricos asociados con la tormenta magnética. En este trabajo se supone que el campo eléctrico es generado por el decaimiento de la corriente de anillo (Murphy, 1974).

La influencia del campo eléctrico dirigido hacia el oeste en este esquema simple consiste en hacer descender la capa de O^+ e inducir un flujo de iones hidrógeno hacia abajo desde la protonosfera. El comportamiento de la capa de H^+ bajo la presencia de un campo eléctrico hacia el oeste depende de la altura. Arriba de la región crítica (región de separación de los mecanismos difusivos y de control químico de H^+) H^+ está bajo el control difusivo y la capa protónica bajará debido a la componente vertical de la deriva electromagnética.

Debajo de la región crítica, la densidad de H^+ es aproximadamente igual al valor del equilibrio químico dado por

$$n(H^+) = n(O^+) / 8 n(O)$$

Debido a que la capa de O^+ ha descendido a una altura que se encuentra por debajo de la correspondiente al pico de $n(O^+)$ en condiciones normales, debe producirse un decrecimiento en el valor de la densidad de $n(H^+)$ en la región donde los protones están bajo equilibrio fotoquímico. El resultado neto es generar un gradiente en la densidad protónica en la región crítica, lo cuál origina un flujo protónico hacia abajo.

El H^+ se convertirá luego en O^+ a través de la reacción de intercambio de cargas. Debajo de la región crítica, H^+ está en equilibrio químico con O^+ y por lo tanto la producción química neta será nula. Un vaciamiento de electrones arriba de la región crítica solo puede ser producido por recombinación con O^+ . De lo anterior deducimos que el O^+ debe ser producido en la región superior a la crítica, originando como efecto ulterior el descenso de la altura de $h_m F2$ debido a la neutralización global del O^+ con los electrones

En la primera parte del trabajo se describe la velocidad electro

magnética y sus dos componentes (\vec{v}^\perp , \vec{v}_ϕ). Esta descripción se hace necesaria debido a que ella debe ser introducida en las ecuaciones de continuidad y momento para las especies iónicas O^+ , H^+ y e^- .

En la segunda parte se dan las ecuaciones de momento para las tres especies iónicas en las coordenadas (p, q, ϕ) y a continuación se formula la ecuación de continuidad en coordenadas dipolares para cualquier especie, particularizándola luego para el plasma ternario de este trabajo.

En la cuarta sección se describe el procedimiento de solución de las ecuaciones de continuidad y momentos y a continuación se presentan los resultados.

VELOCIDAD ELECTROMAGNETICA (deriva)

Si se supone un tubo de plasma situado inicialmente a una dada latitud, el plasma será obligado a fluir paralelo a las líneas de campo magnético. En cambio, si se considera además que el plasma se encuentra bajo la acción de un campo eléctrico, se origina una deriva electromagnética $\vec{E} \times \vec{B}$, la cual permite al plasma desplazarse en dirección perpendicular al campo magnético. La velocidad del plasma bajo esta deriva estará dada por

$$\vec{V}_{em} = (\vec{E} \times \vec{B}) / B^2 \quad (1)$$

donde \vec{E} es el campo eléctrico y \vec{B} el campo dipolar magnético. Llamaremos \vec{v}^\perp a la componente de la velocidad electromagnética perpendicular al campo \vec{B} , contenida en el plano meridional magnético, y \vec{v}_ϕ la componente longitudinal. Por lo tanto el movimiento bajo la velocidad electromagnética \vec{V}_{em} puede ser interpretado gráficamente como el traslado del plasma de una línea de campo a otra. La velocidad \vec{v}_ϕ es la velocidad del plasma relativa a la Tierra, por lo tanto la velocidad total en la dirección longitudinal deberá incluir la rotación terrestre:

$$\vec{V}_\phi = \vec{v}_\phi + (\Omega r \text{sen}\theta) \vec{e}_\phi \quad (2)$$

donde: Ω =Velocidad angular de la Tierra

r =Vector posición

θ =Colatitud

\vec{e}_ϕ =Vector unitario en la dirección longitudinal

La existencia de \vec{v}_ϕ significa que el tiempo local y el tiempo

real (sistema de referencia plasma) difieren.

Debido a que la longitud del arco de una dada línea de campo cambiará cuando el plasma se traslade como consecuencia de la deriva electromagnética $\vec{E} \times \vec{B}$, es conveniente introducir, para facilitar la solución del problema, coordenadas curvilíneas ortogonales (p, q, ϕ) definidas en términos de las coordenadas esféricas mediante las relaciones

$$p = \frac{r}{r_0 \sin^2 \theta} \quad q = \frac{r_0^2 \cos \theta}{r^2} \quad (3)$$

donde:

r_0 : radio de la Tierra

r : vector posición

Los vectores unitarios \vec{e}_p , \vec{e}_q y \vec{e}_ϕ corresponden a las coordenadas curvilíneas (p, q, ϕ) y están definidos por

$$\begin{aligned} \vec{e}_p &= \vec{e}_r \cos I - \vec{e}_\phi \sin I \\ \vec{e}_q &= -\vec{e}_r \sin I - \vec{e}_\phi \cos I \\ \vec{e}_\phi &= \text{Vector unitario longitudinal} \end{aligned} \quad (4)$$

donde:

ϕ = longitudinal

$\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\phi$ = Vectores unitarios en coordenadas esféricas.

De esta manera la ecuación $p = \text{const}$ define "vainas o tubos" magnéticos y la $q = \text{const}$ definirá líneas perpendiculares a esas "vainas" magnéticas, en un plano meridional. El vector unitario \vec{e}_q es tangencial a la línea de campo magnético, mientras que \vec{e}_p es perpendicular a dicha línea, encontrándose ambas en el plano meridional.

El movimiento electromagnético \vec{V}_{em} se producirá a lo largo de las superficies $q = \text{const}$. Debe notarse que la velocidad electromagnética será:

$$\vec{V}_{em} = \vec{v}^\perp + \vec{v}_\phi = v^\perp \vec{e}_p + v_\phi \vec{e}_\phi \quad (5)$$

El valor de v_0^\perp (valor ecuatorial de v^\perp) puede ser determinado a partir de la ecuación

$$\frac{dr_e}{dt} = v_0^\perp$$

Con el objeto de asegurar que $\partial \vec{B} / \partial t = 0$, determinaremos primeramente la relación entre la velocidad meridional \vec{v}^\perp y su valor ecuatorial \vec{v}_0^\perp .

Si se diferencia la ecuación de una línea de campo (supuesta dipolar), $r = r_e \sin^2 \theta$, se obtiene

$$\frac{dr}{dt} = v_0 \sin^2 \theta + 2 r_e \sin \theta \cos \theta \frac{d\theta}{dt} \quad (7)$$

donde:

re: Radio ecuatorial

Debido a que la deriva electromagnética hace desplazar el plasma a lo largo de las superficies $q = \text{const}$, al diferenciar (3) se obtendrá

$$\frac{2 \cos \theta}{r} \frac{dr}{dt} = - \sin \theta \frac{d\theta}{dt} \quad (8)$$

A partir de las ecuaciones (3), (7), (8) y de la conocida relación:

$$v^\perp = \left\{ \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + \left(r \frac{d\theta}{dt} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (9)$$

Se puede obtener la velocidad meridional en función de la ecuatorial, así

$$v^\perp = \frac{v_0 \sin^3 \theta}{(1 + 3 \cos^2 \theta)^{1/2}} \quad (10)$$

Diversos autores Park (1971), Davies et.al. (1979) han observado que la capa F deriva verticalmente hacia abajo a una velocidad aproximada de 10 m/seg a una latitud geomagnética cercana a los 40°. Si se modifica convenientemente (10) en función de la velocidad vertical, una simple estimación de la velocidad ecuatorial perpendicular nos lleva a 100 m/seg aproximadamente. Con el objeto de reproducir observaciones hasta altas latitudes y debido a que la velocidad ecuatorial vertical crece ante el crecimiento de la latitud en el origen del tubo magnético, se tomó para v_0^\perp la siguiente serie de valores:

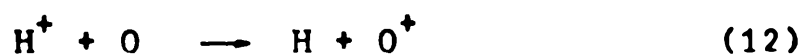
$$v_{\perp 0} = \begin{cases} 0 \text{ m seg}^{-1} & 23.00 < T \leq 24.00 \\ 400 \text{ m seg}^{-1} & 0 < T \leq 01.30 \\ -1000 \text{ m seg}^{-1} & 01.30 < T \leq 03.00 \\ 0 \text{ m seg}^{-1} & 03.00 < T \leq 04.00 \end{cases} ; \quad T: \text{Tiempo Local}$$

Rishbeth y Hanson (1973) mostraron que los aumentos en la densidad electrónica que sufre la capa F no pueden ser explicados en términos de compresiones locales del campo magnético. Sin embargo una deriva electromagnética $\vec{E} \times \vec{B}$ puede comprimir el plasma sin alterar el campo \vec{B} , aunque debido al decrecimiento en el valor de L, existirá un crecimiento en la inducción magnética.

Una forma alternativa de considerar el problema es la siguiente: supongamos que tenemos el plasma dentro de un conducto magnético de un dado valor L_0 , al pasar a otro conducto de valor L bajo la suposición de conservación de flujo magnético, existirá una diferencia de volúmenes entre el plasma ubicado en L con respecto al plasma ubicado en L_0 . Esta diferencia de volúmenes hace que el plasma con valores de L menores al inicial se comprima, dependiendo tal compresión de la velocidad de deriva electromagnética. Es posible mostrar bajo condiciones de congelamiento de plasma y campo eléctrico irrotacional que:

$$\text{div}(\vec{v}_{em}) = \frac{6 v_{\perp 0}^2 \sin^2 \theta (1 + \cos^2 \theta)}{r (1 + 3 \cos^2 \theta)^2} \quad (11)$$

Para velocidades de deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ hacia abajo, con $v_{\perp 0}$ alrededor de 1000 m seg^{-1} , esta divergencia causa una considerable compresión del plasma. Esta compresión puede modificar las densidades de la región F mediante dos caminos. Uno directo, que consiste en la compresión de O^+ a alturas de la región F. Rishbeth y Hanson (1973) concluyeron que este efecto es despreciable. Un camino indirecto es la compresión de H^+ a grandes alturas, el cuál fluye dentro de la ionósfera y produce O^+ a través de la reacción de intercambio de cargas:



Por último es necesario calcular la evolución temporal del radio ecuatorial de una línea de campo sobre la cuál se moverá el plasma bajo el efecto de la deriva electromagnética.

Reemplazando la \vec{V}_{em} por $\vec{v}_\phi + \vec{v}^\perp$ y tomando componentes en las direcciones p, q, ϕ en la ecuación

$$\text{rotor} (\vec{V}_{em} \times \vec{B}) = \vec{0}$$

es posible obtener

$$r_e = \frac{\Omega + (\Omega^2 + 4 H K')^{1/2}}{2H} \quad (13)$$

donde

$$K' = \frac{G}{2} + \Omega T v_o$$

$$G = v_\phi^o (T_o) - 2 v_o \Omega T_o$$

$$H = \frac{2 \Omega r_e (T_o) + v_\phi^o (T_o)}{2 r_e^2 (T_o)}$$

Siendo T_o el tiempo local cuando el movimiento de deriva comienza y $v_\phi^o (T_o)$ es una constante.

La ecuación (13) da la evolución del radio ecuatorial de una línea de campo sobre la cuál se moverá el plasma bajo la condición de constancia de v_o^\perp en función del tiempo local.

ECUACION DE MOMENTO

Por conveniencia de escritura los términos de difusión térmica, fuerza centrífuga y de Coriolis no están expresados en forma explícita en la ecuación de momento, pero se encuentran en el término \vec{M}_k , el cuál se describe en el Apéndice. Ellos han sido incluidos en el cálculo.

La ecuación general de momento para la especie k

$$m_k \frac{d\vec{v}_k}{dt} + \frac{1}{n_k} \vec{\nabla} p_k = \vec{F}_k + \vec{A}_k \quad (14)$$

donde

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_k \cdot \vec{\nabla} = \text{Deriva convectiva}$$

$$m_k = \text{Masa de la especie } k$$

P_k = Presión

F_k = Fuerzas externas actuantes sobre las especies k

A_k = Cambio de momento debido a colisiones

n_k = Densidad de la especie k

El subíndice 1 corresponde al O^+ y el 2 al H^+ , por lo tanto la ecuación de momento para el O^+ será,

$$m_1 \frac{d\vec{v}_1}{dt} + \frac{1}{n_1} \vec{\nabla} p_1 = m_1 \vec{g} + q(\vec{E} + \vec{v}_1 \times \vec{B}) + \vec{M}_1 - m_1 \nu_{12}(\vec{v}_1 - \vec{v}_2) - m_1 \nu_{10}(\vec{v}_1 - \vec{U}) \quad (15)$$

donde

m_1 = Masa del O^+

\vec{v}_1 = Velocidad de los iones O^+

p_1 = Presión parcial de O^+

ν_{12} = Frecuencia de colisión entre O^+ e H^+

\vec{v}_2 = Velocidad de iones H^+

\vec{g} = Aceleración de la gravedad

ν_{10} = Frecuencia de colisión entre O^+ y moléculas neutras

\vec{U} = Velocidad del viento neutro en dirección meridional

Despreciando el término de aceleración y omitiendo \vec{M}_1 , por ahora, el cuál será usado en los cálculos finales, (15) puede ser reescrita en términos de q

$$\frac{1}{n_1} \zeta \frac{\partial p_1}{\partial q} = m_1 g \sin I + e E_q - m_1 \nu_{12}(\vec{v}_1 - \vec{v}_2) - m_1 \nu_{10}(\vec{v}_1 - \vec{U} \cos I) \quad (16)$$

donde

$E_q = \vec{e}_q \cdot \vec{E}$

I = Angulo de Dip.

Con el objeto de eliminar el campo eléctrico en la ecuación (16) utilizamos la ecuación de momento para electrones en función de la coordenada q (despreciando colisiones)

$$\frac{1}{n_e} \zeta \frac{\partial p_e}{\partial q} = - e E_q \quad (17)$$

y las conocidas relaciones

$$\begin{aligned} n_1 m_1 v_{12} &= n_2 m_2 v_{21} \\ p_1 &= n_1 K T_i \\ p_e &= n_e K T_e \\ n_1 + n_2 &= n_e \end{aligned} \quad (18)$$

Reemplazando (17) y (18) en (16) se puede obtener el flujo de O^+ a partir de la ecuación

$$\begin{aligned} \phi_1 (v_{12} + v_{10}) &= - \frac{K\zeta}{m_1} (T_i + \frac{n_1 T_e}{n_e}) \frac{\partial n_1}{\partial q} + n_1 \{ g \text{ sen } I - \frac{K\zeta}{m_1} \frac{\partial}{\partial q} (T_i + \\ &+ T_e) - \frac{K}{m_1} \frac{\zeta T_e}{n_e} \frac{\partial n_2}{\partial q} + v_{10} U \text{ cos } I \} + \phi_2 \frac{m_2}{m_1} v_{21} \end{aligned} \quad (19)$$

Siendo

- K = Const. de Boltzmann
- $\zeta = r_0^2 (1 + 3 \cos^2 \theta)^{1/2} / r^3$
- $\phi_1 = n_1 v_1$: Flujo de iones O^+
- $\phi_2 = n_2 v_2$; Flujo de iones H^+
- T_i = Temperatura iónica
- T_e = Temperatura electrónica

En forma análoga a (16), la ecuación de momento para H^+ , se obtiene intercambiando el subíndice (1) por el (2), así

$$\begin{aligned} \frac{1}{n_2} \zeta \frac{\partial p_2}{\partial q} &= m_2 g \text{ sen } I + e E_q - m_1 v_{21} (v_2 - v_1) - m_2 v_{20} (v_2 - \\ &- U \text{ cos } I) \end{aligned} \quad (20)$$

ECUACION DE CONTINUIDAD

Debido a que la velocidad electromagnética es la misma para ambas especies, se eliminará el subíndice de ella. La ecuación de continuidad usada aquí es:

$$\frac{dn}{dt} + n \operatorname{div}(\vec{v}_{em}) + B \int \frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{nv}{B} \right) = Q - L \quad (21)$$

donde el tercer sumando del 1er. miembro corresponde a $\operatorname{div}(n\vec{v})$, con \vec{v} = componente de la velocidad alineada con el campo.

Ya que es más conveniente trabajar en tiempo local que en tiempo real, deberemos considerar el movimiento longitudinal del plasma en el punto ecuatorial de la línea de campo, donde \vec{r} y $\vec{\Omega}$ son perpendiculares

$$r_e \frac{d\phi}{dt} = v_{\phi}^0 + \Omega r_e \quad (22)$$

donde

v_{ϕ}^0 = Valor ecuatorial de v
 $\frac{d\phi}{dt}$ = Velocidad angular de la partícula respecto al observador inercial.

Ω = Velocidad angular de la tierra.

Ya que

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dn}{d\phi} \frac{d\phi}{dt} \quad \text{se obtiene}$$

$$\frac{dn}{dt} = \left(\frac{v_{\phi}^0 + \Omega r_e}{r_e} \right) \frac{dn}{d\phi} \quad (23)$$

Si denotamos por T al tiempo local para un observador en el sistema tierra, tendremos que $\phi = \Omega T$ y (23) se transforma en

$$\frac{dn}{dt} = \alpha \frac{dn}{dT} \quad \text{donde } \alpha = 1 + \frac{v_{\phi}^0}{\Omega r_e} \quad (24)$$

Reemplazando (24) en (21) se obtiene

$$\alpha \frac{dn}{dT} + n \operatorname{div} (\vec{V}_{em}) + B \frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{nv}{B} \right) = Q - I. \quad (25)$$

La ecuación (25) es aplicable a cada constituyente.

PROCEDIMIENTO DE SOLUCION

Si se reemplaza la ecuación (19) en la ecuación (25) particularizada para iones oxígeno se obtiene:

$$\alpha v_1 \frac{dn_1}{dT} = D_0 \frac{\partial^2 n_1}{\partial q^2} + D_1 \frac{\partial n_1}{\partial q} + D_2 n + D_3 \quad (26)$$

donde

$$D_0 = \zeta^2 A$$

$$D_1 = - \{ \zeta (D - \beta \operatorname{sen} I) + \Sigma (\zeta A) \}$$

$$D_2 = \Sigma (D - \beta \operatorname{sen} I) - v_1 \{ \operatorname{div}(\vec{V}_{em}) + \beta + \frac{9Rn(H)}{8} \}$$

$$D_3 = - \Sigma F + R n_2 n(O) v_1 + v_1 P_0$$

$$A = \frac{K}{m_1} \left(T_i + \frac{n_1}{n_e} T_e \right)$$

$$D = \frac{K}{m_1} \zeta \frac{\partial}{\partial q} (T_i + T_e) + \frac{K \zeta T_e}{m_1 n_e} \frac{\partial n_2}{\partial q} - v_{10} U \cos I$$

$$F = \phi_2 \frac{m_2}{m_1} v_{21}$$

$$v_1 = v_{10} + v_{12}$$

$$\Sigma = \zeta \left\{ \frac{\partial}{\partial q} - \frac{\partial}{\partial q} (\ln B v_1) \right\}$$

R = Factor de producción de iones O^+ por intercambio con H.

n(H)= Densidad del H

n(O)= Densidad del O

β = Factor de pérdidas del O^+

P_0 = Producción por fotoionización

Por lo tanto la ecuación (26) es la forma final de la combinación de las ecuaciones de momento y continuidad para iones O^+

Si partimos ahora de la ecuación (25) particularizada para H^+ y se la integra respecto a "q", tendremos

$$\phi_2 = \zeta \int_0^q \frac{1}{\zeta^2} \{ Q_2 - L_2 - \alpha \frac{dn_2}{dT} - n_2 \operatorname{div} (\vec{V}_{em}) \} dq \quad (27)$$

En esta ecuación se ha usado la condición de borde ecuatorial, es decir $\phi_2 = 0$ para $q = 0$ (ecuador) y la proporcionalidad entre la variable ζ y el campo B

Si se intercambian los subíndices 1 por 2 en la ecuación (19) y se define a $C = \phi_1 + \phi_2$ se obtiene otra forma de la ecuación de momento para H^+

$$\begin{aligned} \frac{K\zeta}{m_2} \left\{ T_i + \frac{n_2 T_e}{n_e} \right\} \frac{\partial}{\partial q} (\ln n_2) = & \left\{ g \operatorname{sen} I - \frac{K\zeta}{m_2} \frac{\partial}{\partial q} (T_i + T_e) - \right. \\ & \left. - \frac{K\zeta T_e}{m_2 n_e} \frac{\partial n_1}{\partial q} + v_{20} U \cos I \right\} - \\ & - \frac{\phi_2}{n_2} \left\{ v_{21} + \frac{m_1}{m_2} v_{12} + v_{20} \right\} + \\ & + \frac{C}{n_2} \frac{m_1}{m_2} v_{12} \end{aligned} \quad (28)$$

El valor de C puede ser calculado a partir de

$$\begin{aligned} C = \zeta \int_0^q \frac{1}{\zeta^2} \{ Q_1 + Q_2 - L_1 - L_2 - \alpha \left(\frac{dn_1}{dT} + \frac{dn_2}{dT} \right) - \\ - (n_1 + n_2) \operatorname{div} (\vec{V}_{em}) \} dq \end{aligned} \quad (29)$$

Por lo tanto las ecuaciones a resolver para el sistema (O^+ , H^+ , e^-) se reduce a las ecuaciones (27), (28) y (29) para H^+ acoplados con la (26) para O^+ .

A fin de resolver dichas ecuaciones es necesario elegir una dada línea de campo (en nuestro ejemplo latitud inicial 50°) quedando únicamente determinado el valor de r_e . Obtenida dicha línea se procede a establecer una secuencia de puntos sobre la misma, depen

diendo de la elección de la longitud de arco entre ellos.

Una elección posible, adoptada en este trabajo es:

$$\begin{aligned}
 \Delta S &= 1000 \text{ Km} & S (3000 \text{ Km}) \leq S \leq S (\text{ecuador}) \\
 \Delta S &= 100 \text{ Km} & S (1500 \text{ Km}) \leq S \leq S (3000 \text{ Km}) \\
 \Delta S &= 20 \text{ Km} & S (1000 \text{ Km}) \leq S \leq S (1500 \text{ Km}) \\
 \Delta S &= 10 \text{ Km} & S (200 \text{ Km}) \leq S \leq S (1000 \text{ Km})
 \end{aligned}
 \tag{30}$$

Los valores entre paréntesis significan altura. Determinadas las longitudes de los arcos entre el punto ecuatorial y el elegido de la secuencia, se determinan las colatitudes, distancias radiales y la coordenada q para cada uno de los puntos sobre la línea. Los valores de las colatitudes y distancias radiales para cada nueva línea de campo pueden ser determinados usando los mismos valores de q que para la línea de campo inicial, debido a que el movimiento se produce a lo largo de las superficies $q = \text{const}$.

En la fig. 1a) se dan las curvas $q = \text{const}$. y $p = \text{const}$. obteniéndose una red bidimensional sobre un plano meridional. Para un dado valor de q , la distancia radial y la colatitud de los puntos de las distintas líneas de campo pueden ser determinados a partir de la ecuación

$$h^4 - 2h^2 - \delta h + 1 = 0 \tag{31}$$

donde

$$h = \cos \theta \quad \delta = r_0^2 / q r_e^2$$

Para cada línea de campo se debe resolver las ecuaciones para los componentes H^+ y O^+ mediante el procedimiento numérico de Laasonen (1949). El cambio temporal dn / dT de la densidad entre dos puntos sucesivos sobre la superficie $q = \text{const}$, puede ser aproximado por

$$\frac{dn}{dT} = \frac{n(L+1) - n(L)}{\Delta T} \tag{32}$$

donde

$$L \equiv p = \text{Parámetro de capa}$$

Debido a que resolver este sistema requiere información sobre las densidades de neutros fue necesario introducir el modelo de composición termosférica estático de Jacchia (1977). Las soluciones son calculadas desde una altura de 200 Km al punto ecuatorial de la línea de campo. Cuando la deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ está presente es necesario introducir los puntos de las otras líneas de campo, ya que se produce el movimiento a lo largo de $q = \text{const.}$

DISCUSION DE RESULTADOS

El contenido inicial de H^+ a lo largo de la línea es un importante parámetro debido a que la velocidad de producción de O^+ depende de la reacción de intercambio de cargas, y en consecuencia de la densidad $n(H^+)$. Para los cálculos en este trabajo se ha elegido una distribución tal que el contenido fuera aproximadamente de $4.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Esta distribución está dada en la figura 1b) (Evans, 1967).

La distribución inicial de O^+ , dada en la figura 1c), tiene un valor de pico de $2.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ a 325 Km y el contenido de la distribución es de $5.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (Evans, 1967). El viento neutro considerado en este trabajo tiene una magnitud de 50 m/seg hacia el ecuador. Recordamos que el contenido de H^+ está dado para un tubo a 50° de latitud con una sección transversal de 1 cm^2 a una altura de aproximadamente 200 Km. En la figura 1d) se muestra el flujo de H^+ hacia abajo calculado en el presente trabajo, a una altura de 1000 Km como función del tiempo para dos velocidades ecuatoriales. De ella se deduce que en las primeras horas el crecimiento es grande y luego el gradiente del flujo decrece al crecer el tiempo local.

Los números sobre las curvas de Fig.2 corresponden a v_0 inicial la cual varía en tiempo local tanto en magnitud como en sentido.

En la figura 2b) se observa que la introducción del valor positivo de $v_0 = 400 \text{ m/seg}$ produce un crecimiento adicional en hmF2 de 25 Km y en la figura 2a) se observa un decaimiento en hmF2 debido a la menor recombinación. Después de aproximadamente 30 minutos en tiempo local hmF2 tiende a un valor constante. Por lo tanto, para un dado valor de v_0 existirá un límite para hmF2, que se encuentra debajo de los 400 Km para los parámetros utilizados en este trabajo.

Al introducirse el valor negativo de v_0 a las 01.30 hs local, se manifiesta un decrecimiento rápido de hmF2. El mínimo valor

de hmF2 se debe principalmente al crecimiento en la frecuencia de colisión ión - neutro, existiendo además dos factores que pueden contribuir a dicho mínimo. Ellos son: el crecimiento de la inducción magnética y el crecimiento en el ángulo de dip.

Cuando el valor de NmF2 es mínimo, el valor del flujo de O^+ a 500 Km fue de $7 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$ y a las 03.00 hs (tiempo local) este flujo alcanzó el valor de $2.5 \times 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$ (Fig. 2d). El crecimiento en la velocidad de producción química de O^+ y consecuentemente el gran flujo de oxígeno atómico hacia abajo hacen crecer el flujo protonosférico como se observa en la Fig. 2c).

En la Fig. 2d) se muestra el comportamiento del flujo de O^+ . Para una velocidad de deriva hacia adentro, el flujo de O^+ decrece debido a los valores grandes de la frecuencia de colisión, sin embargo cuando existe suficiente flujo de H^+ en la ionósfera y este es convertido en O^+ , crecerá el flujo de O^+ y eventualmente el valor de NmF2. Este último crecimiento en NmF2 no puede ser explicado en términos de las hipótesis de Park ya que él sugirió que debido a la deriva en la capa F se induce un flujo protónico H^+ desde la protonósfera, en cambio en este modelo el flujo de H^+ desde la protonósfera resulta desde la compresión de H^+ a grandes alturas. Se debe enfatizar que esta compresión no está asociada con los cambios locales en el campo magnético.

Veamos por último de que parámetros depende el decrecimiento temporal del contenido de H^+ bajo deriva electromagnética. El contenido de un tubo de flujo está dado por la ecuación:

$$N_T = K \int_0^{q_{\max}} \frac{n}{B^2} dq \quad (33)$$

donde K es una constante y se toma como q_{\max} el correspondiente a una altura de aproximadamente 200 Km para un tubo de 50° . La constante K es determinada para el tubo de 50° cuya sección transversal es 1 cm^2 a 200 Km de altura. Si derivamos la ecuación (33) se obtiene

$$\frac{dN_T}{dt} = K \int_0^{q_{\max}} \left\{ \frac{1}{B^2} \frac{dn}{dt} - \frac{2}{B^3} n \frac{dB}{dt} \right\} dq \quad (34)$$

ya que

$$\frac{dB}{dt} = \frac{\partial B}{\partial t} + \vec{V}_{em} \cdot \nabla B$$

Es posible reducir la ecuación (34) a

$$\frac{dN_T}{dt} = \kappa \int_0^{q_{max}} \frac{1}{B^2} \left\{ \frac{dn}{dt} + n \operatorname{div} (\vec{V}_{em}) \right\} dq \quad (35)$$

Si se usa ahora la ecuación de continuidad (21), podemos reducir la (35) a

$$\frac{dN_T}{dt} = \kappa \int_0^{q_{max}} \frac{1}{B^2} (Q - L) dq \quad (36)$$

donde se ha supuesto que la entrada de flujo perpendicular al tubo es despreciable. Ahora si $Q - L$ representa la producción neta de H^+ , la variación del contenido será decreciente entre 0 y q_{max} si la producción neta es negativa.

CONCLUSIONES

Los resultados sugieren que el comportamiento de la capa F en las horas nocturnas es consecuencia de la deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ hacia abajo, la cuál comprime el H^+ a grandes alturas. El H^+ luego fluye hacia abajo y es convertido parcialmente en O^+ hasta encontrar el régimen de equilibrio químico. La compresión de H^+ no requiere cambios locales en el campo magnético, por lo tanto el efecto de compresión a alturas de la capa F es así un efecto secundario. Este mecanismo es diferente al propuesto por Park (1974).

Se debe enfatizar que los resultados obtenidos aquí corresponden a un tubo de plasma que se mueve con una velocidad de deriva $\vec{E} \times \vec{B}$, lo que está reflejado en el comportamiento de NmF2 de la figura 2a, para cualquier tubo de plasma que experimente deriva electromagnética en gran escala. Sin embargo, la depresión inicial de NmF2 puede ocurrir antes que el tubo de plasma derive, es decir cambiará su latitud y podrá tener un movimiento longitudinal relativo a la Tierra.

BIBLIOGRAFIA

- Banks, P.M., 1966; Collision frequencies and energy transfer.; Planet. Space Sci., 14, 1105.
- Banks, P.M. and Kockarts, G., 1973; Aeronomy Academic Press, New York.
- Davies, K., Donnelly, R.F., Grubb, R.N., Rama Rao, P.V.S., Rastogi, R.G., Desphande, M.R., Chandra, H., Vats, H.O., and Sethia, G., 1979; ATS 6 - Satellite Radio Beacon Measurements at Ootacamund, India; Published in Proceedings of the Symposium of the Cospar Satellite Beacon Group on Beacon Satellite Measurements of Plasmaspheric and Ionospheric Properties.
- Evans, J.V., 1967; Mid-latitude F-region densities and temperatures at sunspot minimum; Planet. Space Sci., 15, 1387.
- Jacchia, L.G., 1977; Thermospheric temperature, density, and composition: new models; Smithsonian Astrophysical Observatory, Special Report 375.
- Laasonen, P., 1949; Acta Math., 81, 309.
- Mayr, H.G., Fontheim, E.G., Brace, L.H., Britton, H.C., and Taylor, H. A., 1972; A theoretical model of the ionosphere dynamics with inter - hemispheric coupling; J. Atmos. Terr. Phys., 24, 1659.
- Papagiannis, M.D., Mendillo, M. and Klobuchar, J.A., 1971; Simultaneous storm-time increases of the ionospheric total electron content and the geomagnetic field in the dusk sector; Planet. Space Sci., 19, 503.
- Park, C.G., 1974; Some features of plasma distribution in the plasmasphere deduced from Antarctic whistlers; J. Geophys. Res., 79, 169.
- Park, C.G., Carpenter, D.L. and Wiggin, D.B., 1978; Electron density in the plasmasphere: whistler data on solar cycle, annual and diurnal variations; J. Geophys. Res., 83, 3137.
- Risbeth, H. and Hanson, P., 1973; Comunicación Privada.
- Schunk, R.W. and Nagy, A.F., 1978; Electron temperatures in the F region of the ionosphere, theory and observations; Rev. Geophys. Space Phys., 16, 355.
- Schunk, R.W. and Walker, J.C.G., 1969; Thermal diffusion in the top side ionosphere for mixtures which include multiply charged ions. Planet. Space Sci., 81, 1319.

Schunk, R.W. and Walker, J.C.G., 1969; Thermal diffusion in the F-region of the ionosphere; Planet. Space Sci., 81, 1319.

APENDICE

A) Difusión Térmica

La difusión térmica resulta de la existencia de gradientes de temperatura. Para tomar en cuenta esto, la fuerza externa F_k en la ecuación de momento (14) debe tener incluido el término

$$K \frac{n_j}{n_j + n_k} \alpha_{jk} \nabla T_i \quad (\text{A.1})$$

donde α_{jk} es el coeficiente de difusión térmica. Aquí j y k toman los valores 1 y 2 y $k \neq j$. Se debe notar que $\alpha_{jk} = -\alpha_{kj}$.

El coeficiente de difusión térmica, α_{12} , fue dado por Schunk y Walker (1969).

$$\alpha_{12} = \frac{3 n_{12} + 1}{2 n_{12} + 1} \frac{m_{12} (B_3/n_{12} - B_1) + (B_1/n_{12} - B_2)}{B_1^2 - B_2 B_3} \quad (\text{A.2})$$

donde

$$B_1 = - \frac{1}{10} \frac{m_{12}}{(1 + m_{12})^2}$$

$$B_2 = \frac{13 m_{12}^2 + 16 m_{12} + 30}{10 (1 + m_{12})^2} + \frac{4}{5 \sqrt{2}} \frac{1}{n_{12} Z_{12}^2} \left(\frac{1 + m_{12}}{m_{12}} \right)^{1/2}$$

$$B_3 = \frac{30 m_{12}^2 + 16 m_{12} + 13}{10 (1 + m_{12})^2} + \frac{4}{5 \sqrt{2}} n_{12} Z_{12} (1 + m_{12})^{1/2}$$

$$m_{12} = m_1 / m_2$$

$$Z_{12} = Z_1 / Z_2 \quad ; \quad n_{12} = n_1 / n_2$$

Z_1 : Número atómico O^+ ; Z_2 : Número atómico H^+

B) Fuerza centrífuga

Para tomar en cuenta la rotación de la tierra se deberá incluir en la fuerza F_k de la ecuación (14) el término

$$n_1 \Omega^2 r \sin \theta \cos (\theta - I) \quad (\text{B.1})$$

NOTA ADICIONAL: En este trabajo se usó el modelo de perfil de temperatura propuesto por el IRI (1979).

LINEAS DE CAMPO GEOMAGNETICO (Aprox. dipolar)
 LINEAS DE DERIVA DEL PLASMA (1 a líneas de campo)

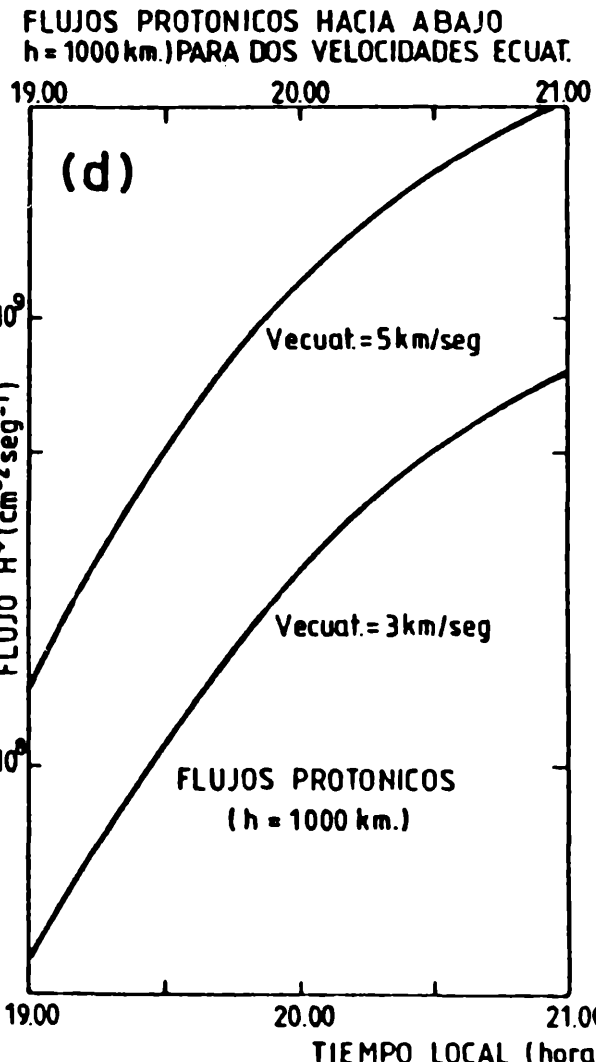
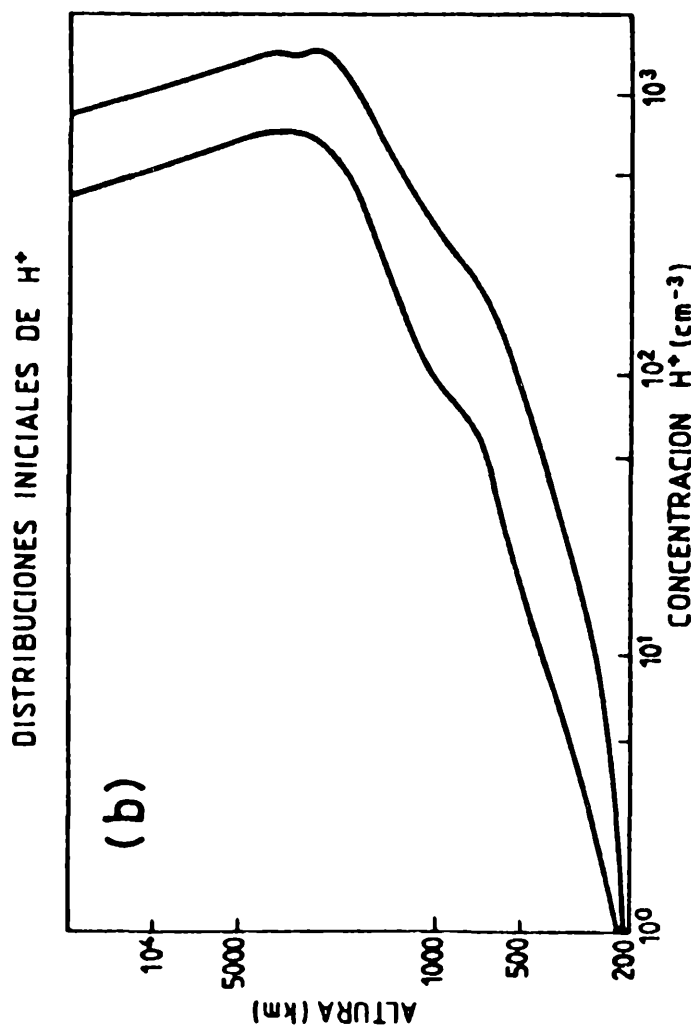
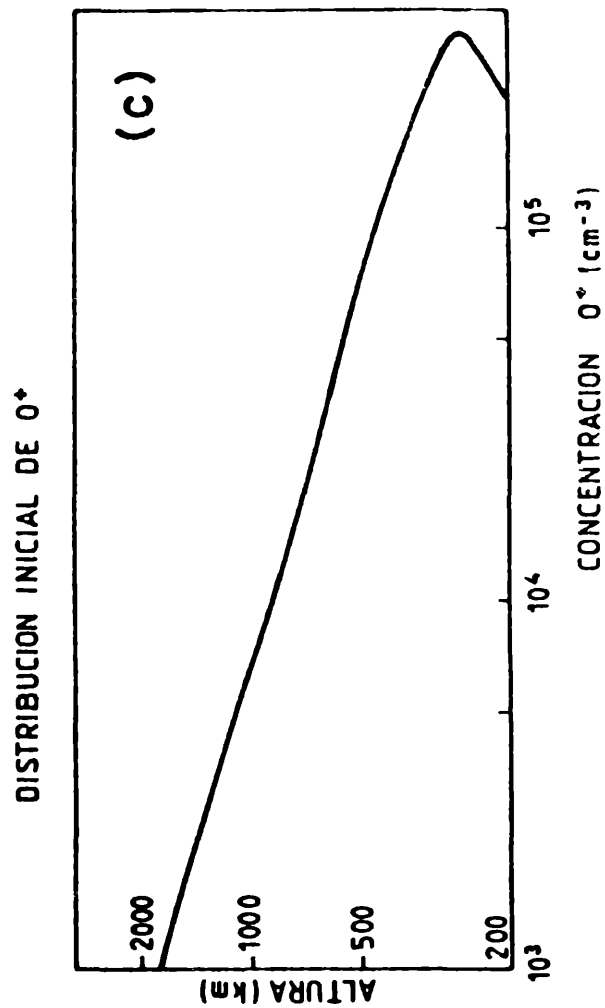
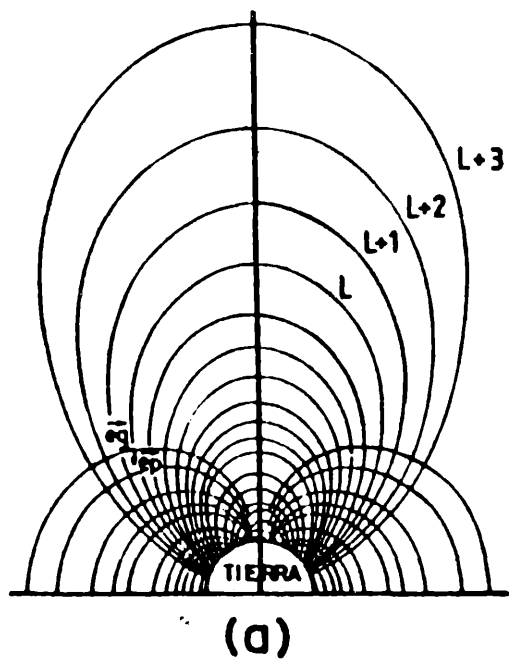


Fig. 1

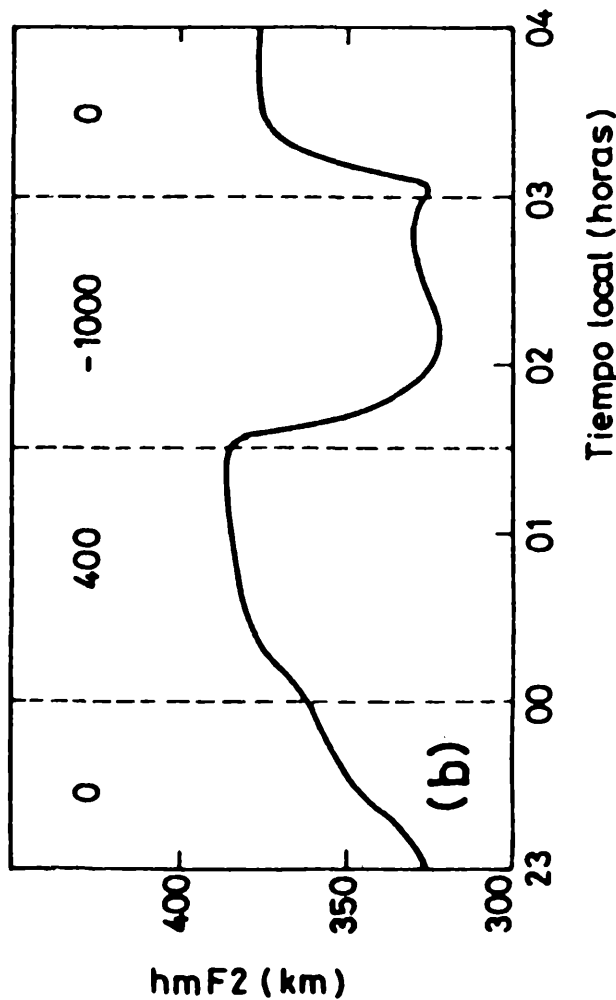
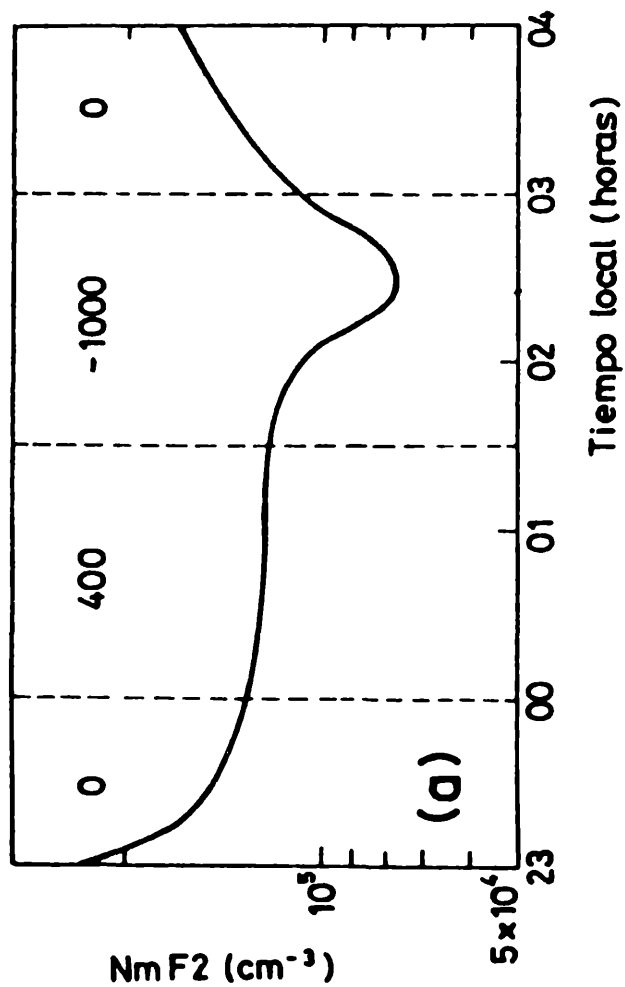
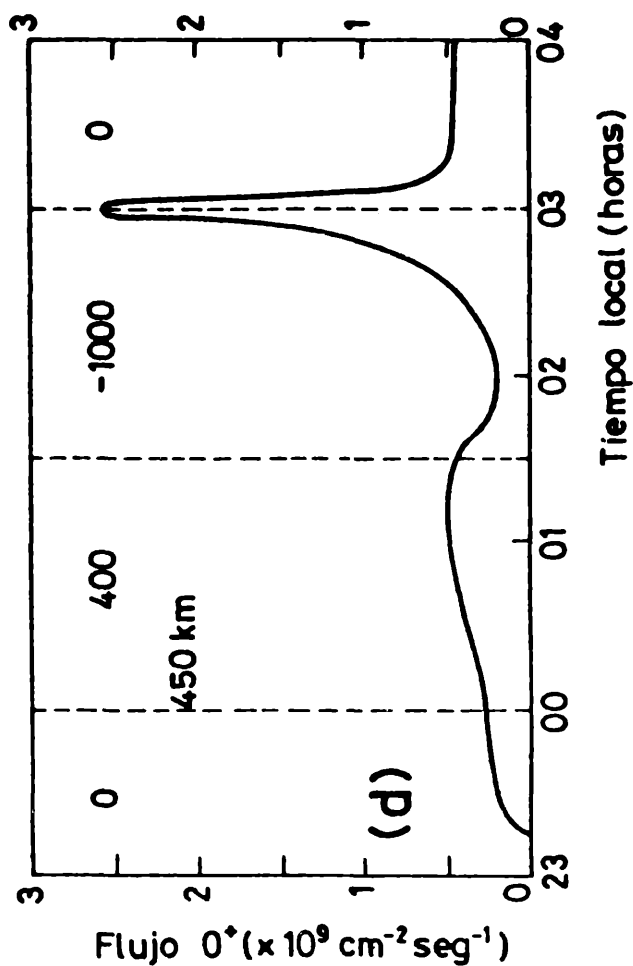
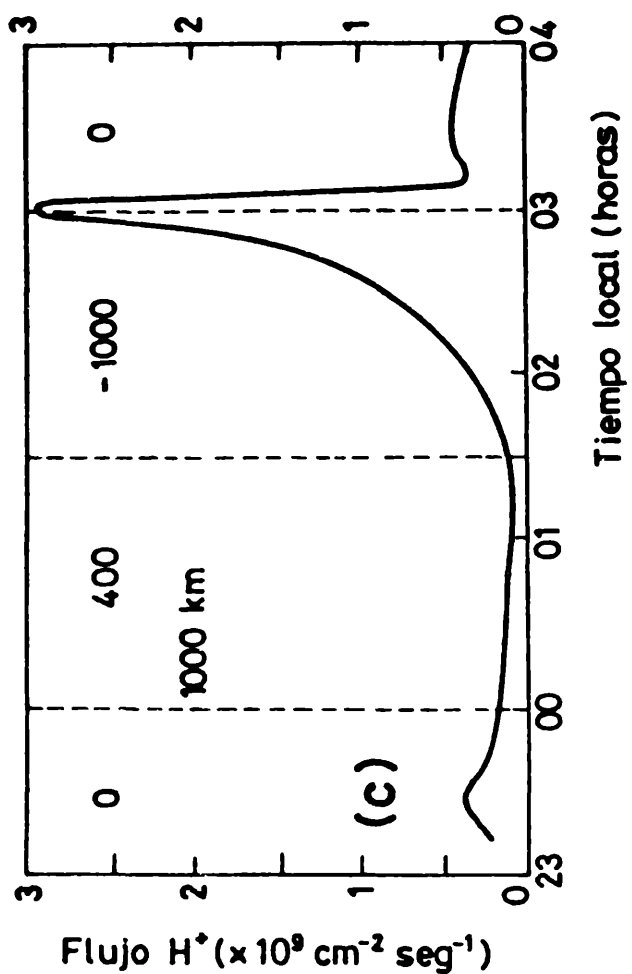


Fig. 2

EFECTO DEL CAMPO GEOMAGNETICO EN LA
PREDICCIÓN DE LA FRECUENCIA DE APANTALLAMIENTO
DE LAS E-ESPORADICAS

Marta E. Mosert de González

Centro de Investigaciones Regionales de San Juan

San Juan, República Argentina

Alberto Giraldez

Laboratorio Ionosférico de la Armada

Buenos Aires, República Argentina

Sandro M. Radicella

Centro de Investigaciones Regionales de San Juan

San Juan, República Argentina

RESUMEN

Se utiliza un estudio realizado anteriormente del comportamiento de la frecuencia de apantallamiento de las capas esporádicas (fbEs) para estaciones ionosféricas de la red americana de sondadores, para dos años de baja y alta actividad solar: 1964 ($\bar{R}=10$) y 1967 ($\bar{R}=94$), respectivamente.

Los resultados obtenidos indican la necesidad de tener en cuenta una variación con la latitud geomagnética en el modelo de predicción de fbEs, que en su formulación actual tiene en cuenta únicamente el ángulo cenital solar, la actividad solar y la latitud geográfica.

La nueva expresión obtenida provee valores de predicción de fbEs con un error menor que con el modelo anterior, para latitudes geomagnéticas medias.

ABSTRACT

A former study on the behavior of the sporadic-E blanketing frequency (fbEs) for the american chain of ionospheric station, for two years of low and high solar activity: 1964 ($\bar{R}=10$) and 1967 ($\bar{R}=94$) respectively, has been used. The results

obtained indicate the need of taking into account the variation with the geomagnetic latitude in the prediction model for fbEs. In the present form it takes into consideration only: solar Zenith angle, solar activity and geographic latitude.

The new expression obtained gives fbEs prediction values with a lower error than the former, for middle geomagnetic latitudes.

INTRODUCCION

Como se sabe, a altura de la región E aparecen estratos o gradientes pronunciados de ionización conocidos con el nombre de esporádicas o Es.

Una de las formas de "observar" dichas capas es a través de los ionogramas, que proveen información sobre parámetros tales como la frecuencia crítica (foEs), la altura virtual (h'Es) y la frecuencia de apantallamiento (fbEs).

De todos ellos la fbEs es la que, según muchos autores, mejor representa la densidad electrónica de dichas capas (Rawer, 1962; Reddy y Rao, 1968; Whitehead, 1972; Smith y Mechtly, 1972), y es por otra parte la que, según otros, acompaña generalmente a la frecuencia crítica de la región E normal, foE (Matsushita y Reddy, 1967; Radicella y otros, 1976).

Muchos han sido los trabajos que se han realizado para analizar el comportamiento de las capas esporádicas y definir sus variaciones temporales, latitudinales y frecuencia de ocurrencia (Matsushita y Reddy, 1967; Giraldez, Mesterman, 1973) y también para determinar métodos de predicción (Giraldez, 1981). En este último trabajo, analizando el comportamiento de las fbEs, en particular para el sector americano, el autor ha encontrado un método de predicción que calcula el valor de fbEs, para horas diurnas y latitudes medias, utilizando la expresión:

$$fbEs = A(R) \cdot B(\alpha) \cdot C(\lambda, \alpha) \quad (1)$$

en donde:

$$A(R) = 3,844 \cdot (1 + 1,7378 \cdot 10^{-3} \cdot R)$$

$$B(\alpha) = (\cos \alpha)^{0,25}$$

$$C(\lambda, \alpha) = \exp \left[\left((|\lambda| - \Omega) / 50,26 \right)^2 \cdot (\cos \alpha)^{0,73} \right]$$

siendo:

$$\Omega = 150^\circ (\cos x - \cos^2 x + \cos^3 x / 9) + 7^\circ$$

R = número de manchas solares (Zürich)

x = ángulo cenital solar

λ = latitud geográfica

El objeto de este trabajo es el de mostrar la necesidad de tener en cuenta una variación con la latitud geomagnética en el modelo de predicción de fbEs antes mencionado, a la luz de los resultados obtenidos, del análisis del comportamiento de la fbEs en diez estaciones del sector americano para dos años de baja y alta actividad solar: 1964 ($\bar{R}=10$) y 1967 ($\bar{R}=94$), respectivamente (González, M.M.de; Radicella, S.M.; Abarca O. y González R., 1982; "Morfología de las capas esporádicas en las Américas". Informe de proyecto presentado en la XII Asamblea General del Instituto Panamericano de Geografía e Historia, Santiago Chile. En adelante G. y otros).

ANALISIS DE LOS DATOS

Los datos utilizados en G. y otros, han sido los valores horarios mensuales de fbEs correspondientes a diez estaciones de la red americana de sondadores y para dos años de baja y alta actividad solar: 1964 ($\bar{R}=10$) y 1967 ($\bar{R}=94$), respectivamente. En la tabla I aparecen las coordenadas geográficas y geomagnéticas de dichas estaciones.

Hay que hacer notar que en algunos casos los datos publicados han debido ser ajustados de acuerdo con las normas aceptadas internacionalmente, con el objeto de unificar criterios de interpretación, siendo dichos ajustes, en ciertos casos, importantes.

Los datos han sido agrupados para cada año en tres grupos o estaciones:

V = Promedio de las medianas horarias mensuales de los meses enero, febrero, noviembre y diciembre.

E = Promedio de las medianas horarias mensuales de los meses marzo, abril,

setiembre y octubre.

I = Promedio de las medianas horarias mensuales de los meses mayo, junio, julio y agosto.

La Figura 1 muestra las isolíneas de fbEs medidas a partir de 2MHz cada 0,5MHz en función de la latitud geográfica y de la hora del día para los dos años en estudio y para los tres grupos de meses: V, E, I. (G. y otros).

Como hecho más destacable puede observarse una simetría de las curvas con respecto al Ecuador geomagnético para los meses E a diferencia de lo que debería esperarse si el factor dominante para la densidad electrónica máxima de la capa E, (representada por fbEs) fuese el ángulo cenital solar α . Este comportamiento es más definido en mínima actividad solar (1964) que en alta (1967).

Durante los meses de verano local se observa un pico de fbEs entre las 12.00 y las 14.00 (tiempo medio local) ubicado alrededor de los 30°-35°sur para los meses V y de los 10°-20°norte para los meses I; en ambos casos al sur del punto subsolar correspondiente, lo que nuevamente indica un apartamiento con respecto a la dependencia directa solar.

Tanto para los meses I como para los meses V, se notan picos secundarios en el hemisferio opuesto al máximo principal con mínimo sobre el Ecuador geomagnético representado por los datos de Huancayo.

Cabe recordar que este comportamiento estacional-latitudinal es similar al que se observa para la foF2 (frecuencia crítica de la región F2) en las latitudes geomagnéticas bajas.

Estos resultados llevaron a tener en cuenta una variación con la latitud geomagnética en el método de predicción de fbEs de Giraldez, 1981.

El análisis de los datos ha llevado a modificar la expresión (1) según:

$$fbEs = A(R) \cdot B(\alpha) \cdot C(L, \alpha) \quad (2)$$

con: $A(R) = 3,844 (1 + 1,7378 \cdot 10^{-3} \cdot R)$

$$B(\alpha) = (\cos \alpha)^{0,25}$$

$$C(L, \alpha) = \exp \left[\left((|L| - \Omega) / 50,26 \right)^2 (\cos \alpha)^{0,73} \right]$$

$$\Omega = 150^\circ (\cos \alpha - \cos^2 \alpha + \cos^3 \alpha / 9) - 3^\circ$$

siendo R = número de manchas solares (Zurich)

α = ángulo cenital solar

L = latitud geomagnética

El nuevo valor de Ω tiene en cuenta la diferencia promedio entre la latitud geográfica y la magnética de las estaciones de la cadena americana, reflejando así la influencia del campo geomagnético sobre el sistema de mareas en la región E.

La Figura 2 muestra los valores de fbEs calculados con la expresión (2) para los días 15 de enero, 15 de abril y 15 de julio que se consideran como representativos de los meses V, E e I, respectivamente, para índices de actividad solar $\bar{R}=10$ y $\bar{R}=100$ correspondientes a los años usados en el análisis de G. y otros, 1982.

Del análisis de dicha Figura se ve que las isolíneas de fbEs calculadas tienen una distribución similar a las correspondientes de la Figura 1, particularmente considerando que el método de predicción es simétrico con respecto al mediodía local.

Hay que hacer notar que para las estaciones de latitudes superiores a 40° no hay gran coincidencia, sobre todo para el verano local.

Los resultados anteriores muestran que la inclusión de la latitud geomagnética en lugar de la geográfica en la expresión de predicción de fbEs mejora los resultados.

Para hacer más evidente lo anterior se comparan, en las Tablas II, III y IV, los valores de fbEs medidos con los calculados por los dos métodos: el de Giraldez (1981) (método 1) y el aquí propuesto (método 2) para cada una de las estaciones analizadas, para las 12.00 (tiempo medio local) y el año 1964 y los tres grupos de meses: V, E e I, respectivamente.

Del análisis de las mismas se ve que los valores de fbEs predichos con el método 2, han mejorado en general con respecto a los predichos con el método 1, menos en latitudes mayores a $\pm 40^\circ$ de latitud geomagnética, aproximadamente.

CONCLUSIONES

El método de predicción presentado en este trabajo reproduce los valores de fbEs medidos, en general, con un mayor acuerdo que el de Giraldez (1981) para las horas centradas alrededor del mediodía local y para latitudes medias. Para latitudes magnéticas mayores que 40° el método debería ser corregido.

Reconocimientos: Este trabajo se encuadra en un proyecto del Programa Nacional de Radiopropagación. (PRONARP)

BIBLIOGRAFIA

- GIRALDEZ, A.E., "Daytime Sporadic-E Blanketing Frequency Prediction" S.T.P Prediction Proceedings, 4, p. C-87, NOAA-ERL. Editor R. Donnelly, 1979.
- GIRALDEZ, A.E. y MESTERMAN, I., "Procesos físicos y pautas para la predicción de la E esporádica". Publicación LIARA, C-21, 1973.
- MATSUSHITA, S and REDDY, C.A., "A Study of Blanketing Sporadic-E at Middle Latitudes", J.G.R., 72, N° 1; p. 2903, 1967.
- RADICELLA, S., GONZALEZ, M. y KURBAN, L. "Estudio sobre la Región E en San Juan (Argentina)", Revista GEOFISICA, 4, p. 43-61, 1976.
- RAWER, K., "Structure of Es at Temperate Latitudes" Ionospheric Sporadic-E, E. K. Smith and Matsushita (Editores), Mc Millan Co, N.York, p. 292-343, 1962.
- REDDY, C.A. and RAO, M.; "On the Physical Significance of the Es Parameters fbEs, fEs and FoEs", J.G.R., 73, 215-224, 1968.
- SMITH, G.S., and MECITLY, E.A., "Rocket Observation of Sporadic-E Layers", Radio Science, 3, p. 367, 1972.
- WHITEHEAD, J.D. "The Structure of Sporadic-E from a Radio Experiment" Radio Science 7, p. 355-358, 1972.

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

- Figura 1.- Isolíneas de las frecuencias de apantallamiento (fbEs) medidas en función de la latitud geográfica y de las hora local para los años 1964 (R=10) y 1967 (R=94) para los tres grupos de meses V, E e I.
- Figura 2.- Isolíneas de las frecuencias de apantallamiento calculadas con el método propuesto para los días 15 de enero, 15 de abril y 15 de julio representativos de los meses V, E e I respectivamente, para índices de actividad solar de R=10 y R=100.

| ESTACION | G E O G R A F I C A | | G E O M A G N E T I C A | |
|--------------|---------------------|----------|-------------------------|----------|
| | LATITUD | LONGITUD | LATITUD | LONGITUD |
| Boulder | 40.00 N | 105.18 0 | 48.90 N | 316.4 0 |
| Washington | 38.43 N | 77.07 0 | 50.10 N | 350.1 0 |
| México | 19.20 N | 99.30 0 | 29.10 N | 326.8 0 |
| Paramaribo | 05.49 N | 55.13 0 | 17.00 N | 14.4 0 |
| Bogotá | 04.38 N | 74.05 0 | 15.90 N | 354.6 0 |
| Huancayo | 12.00 N | 75.20 0 | 0.60 S | 353.8 0 |
| Tucumán | 26.50 S | 65.23 0 | 15.40 S | 03.3 0 |
| Buenos Aires | 34.35 S | 58.30 0 | 23.20 S | 9.4 0 |
| Concepción | 36.50 S | 73.01 0 | 25.10 S | 355.5 0 |
| P. Stanley | 51.42 S | 57.51 0 | 40.40 S | 09.1 0 |

T A B L A I

MESES V - 12.00 (T.M.L.) - 1964

| ESTACION | fb Es medida (MHz) | METODO 1 fbEs calculada (MHz) | METODO 2 fbEs calculada (MHz) |
|--------------|-----------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|
| Boulder | 2,8 | 3,3 | 3,2 |
| Washington | 2,9 | 3,3 | 3,1 |
| México | 3,6 | 3,2 | 3,7 |
| Paramaribo | 3,7 | 2,9 | 3,8 |
| Bogotá | 3,8 | 2,9 | 3,8 |
| Huancayo | 3,6 | 3,7 | 3,6 |
| Tucumán | 4,3 | 4,0 | 3,9 |
| Buenos Aires | 4,5 | 3,8 | 3,9 |
| Concepción | 4,0 | 3,8 | 3,8 |
| P. Stanley | 3,8 | 3,5 | 3,5 |

T A B L A I I

MESES E - 12.00 (T.M.L.L.) - 1964

| ESTACION | METODO 1 | | METODO 2 | |
|--------------|-----------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|
| | fb Es medida (MHZ) | fbEs calculada (MHZ) | fbEs calculada (MHZ) | fbEs calculada (MHZ) |
| Boulder | 3,1 | 3,8 | 3,1 | 3,1 |
| Washington | 3,2 | 3,8 | 3,2 | 3,2 |
| México | 3,7 | 3,9 | 3,7 | 3,7 |
| Paramaribo | 4,8 | 3,4 | 3,9 | 3,9 |
| Bogotá | 3,8 | 3,4 | 3,9 | 3,9 |
| Huancayo | 3,4 | 3,4 | 3,5 | 3,5 |
| Tucumán | 3,8 | 3,5 | 3,7 | 3,7 |
| Buenos Aires | 4,1 | 3,5 | 3,7 | 3,7 |
| Concepción | 3,6 | 3,5 | 3,7 | 3,7 |
| P. Stanley | 3,3 | 3,3 | 3,5 | 3,5 |

TABLA III

MESES I - 12.00 (T.M.L.) - 1964

| ESTACION | METODO 1 | | METODO 2 | |
|--------------|----------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|
| | fbEs medida (MHz) | fbEs calculada (MHz) | fbEs calculada (MHz) | fbEs calculada (MHz) |
| Boulder | 3,4 | 3,7 | | 2,7 |
| Washington | 3,4 | 3,7 | | 2,6 |
| México | 3,8 | 3,9 | | 3,6 |
| Paramaribo | 4,3 | 3,2 | | 3,9 |
| Bogotá | 3,9 | 3,1 | | 3,9 |
| Huancayo | 3,3 | 3,0 | | 3,0 |
| Tucumán | 3,2 | 3,2 | | 3,2 |
| Buenos Aires | 3,6 | 3,2 | | 3,3 |
| Concepción | 3,2 | 3,2 | | 3,4 |
| P. Stanley | 2,7 | 2,8 | | 2,9 |

T A B L A I V

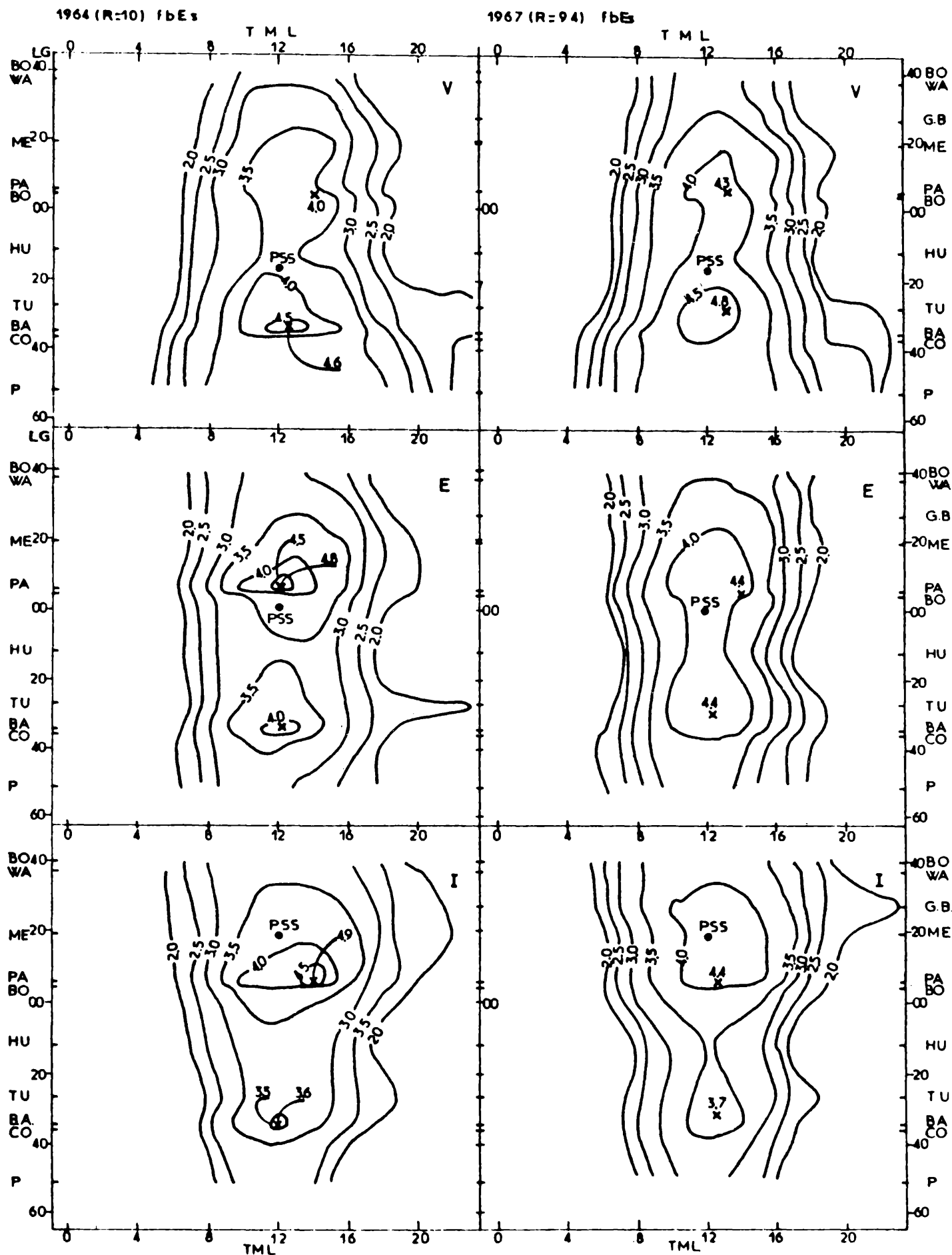


FIGURA 1

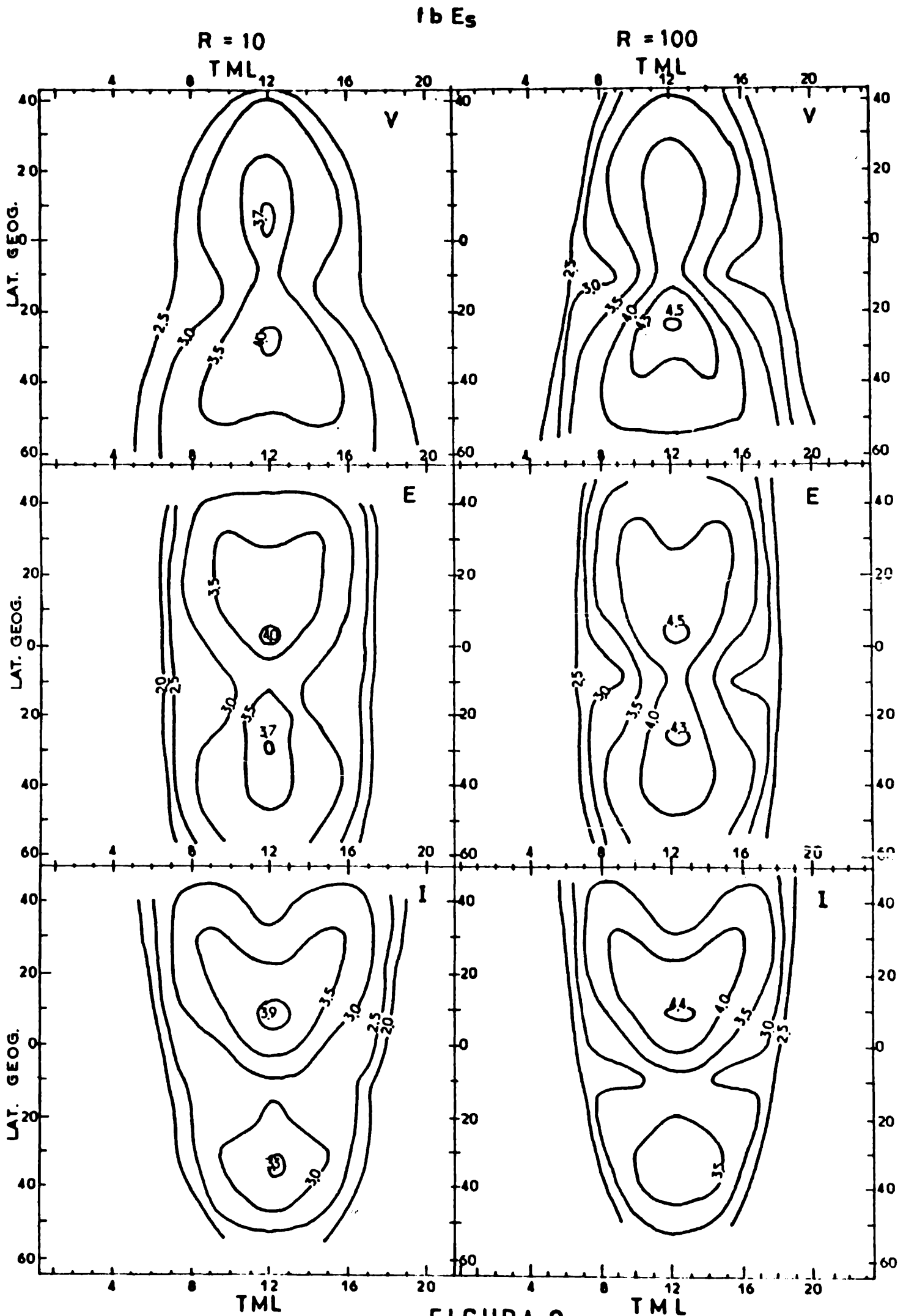


FIGURA 2

INTERPRETACION Y UTILIDAD DE LAS MATRICES
DE VARIANZA-COVARIANZA EN UN PROCESO DE
AJUSTE Y SU APLICACION PARA LA DETECCION
DE ERRORES SISTEMATICOS

OSCAR N. SCHVARZER

Instituto Geográfico Militar

Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

Se determinan las esperanzas matemáticas, desvíos estandar y coeficientes de correlación de las variables correspondientes a serie de mediciones, utilizando matrices de covarianzas y sus determinantes, a efectos de obtener conclusiones prácticas sobre el comportamiento estadístico de los errores.

Se determina en que grado los desvíos son esencialmente aleatorios o presentan una influencia sistemática, obteniéndose la conclusión de que tal situación puede analizarse mediante una interpretación adecuada de los coeficientes de correlación y las propiedades de los estimadores.

Se analizan las ventajas de este enfoque, comparándolo con el método tradicional.

ABSTRAC

The mathematic hopes, the standard deviations and correlation coefficient of the variables corresponding to a series of measurements, using matrices of covariances and its determinants, to the effect of obtaining practical conclusions on the statistical behaviour of error are determined.

The degree in which deviations are essentially contingent is determined as well as if they present a systematic influence, thus obtaining that situation can be analyzed through an adequate interpretation of the correlation coefficient and the properties of the estimators.

The advantages of this approach compared with the traditional method are analyzed.

INTRODUCCION

Uno de los tópicos centrales de investigación mundial en Geodesia durante la última década, es el cálculo de las componentes de varianza-covarianza dentro de un proceso de ajuste. El vertiginoso desarrollo de este tema se debe al aporte de Forstner (1979), Frohlich (1980), Koch (1981), Grafarend (1981), Persson (1981) y otros.

Es conocido el aspecto altamente engorroso del cálculo cuando se aplica el método clásico señalado por Gauss. Aunque, afortunadamente en el presente, el procesamiento de datos se encuentra casi siempre sistematizado, mediante programas que utilizan distintas formas del cálculo matricial, resulta de interés comparativo recordar la aplicación de los coeficientes dados en forma simbólica según la notación Gaussiana. Antiguamente debían calcularse los términos expresados por la nomenclatura tradicional como los $[bs]$, $[cd]$; $[\alpha\alpha]$; $[\alpha\beta]$; etc., cuya obtención se hacía extensa y laboriosa.

Sería útil recordar la teoría del método matricial con el objeto de clarificar la nomenclatura adoptada para los distintos parámetros y definir ciertos términos estadísticos, poniendo además en evidencia:

- 1°) Las numerosas ventajas y gran cantidad de información útil que proporciona si se lo interpreta mediante un análisis adecuado:
- 2°) La posibilidad de obtener métodos que nos permitan detectar posibles errores sistemáticos, encubiertos por los accidentales a partir de datos proporcionados por las matrices de varianza-covarianza y otros procedimientos. Este punto es de capital importancia ya que el tratamiento estadístico de los errores posee validez cuando éstos presentan un carácter esencialmente aleatorio.

Dada una variable aleatoria \tilde{x} que podría tomar los valores x_i de las n observaciones de una magnitud (muestra) con sus correspondientes probabilidades $P(x_i)$ que en nuestro caso pueden asimilarse a los pesos divididos por la sumatoria del total de ellos.

$$P(x_i) \rightarrow \frac{P_i}{[P]} \text{ para } n \text{ suficientemente grande}$$

P_i : Peso de la observación i

$[P]$: sumatoria de los pesos de todas las observaciones.

Definimos como esperanza matemática de la variable \tilde{x} a:

$$E(\tilde{x}) = \mu(\tilde{x}) = \sum_{i=1}^n x_i \cdot P(x_i) \quad (1)$$

La varianza de \tilde{x} será:

$$\sigma^2(\tilde{x}) = E[\tilde{x} - E(\tilde{x})]^2 \quad (2)$$

Siendo la desviación estándar o tipo

$$\sigma(x) = \sqrt{\sigma^2(x)} \tag{3}$$

Dadas dos variables aleatorias \tilde{x} e \tilde{y} se define como covarianza de las mismas.

$$\sigma(x, y) = E \left\{ [x - E(x)] \cdot [y - E(y)] \right\} \tag{4}$$

Siendo el coeficiente de correlación entre \tilde{x} e \tilde{y}

$$\rho(x, y) = \frac{\sigma(x, y)}{\sigma(x)\sigma(y)} = E \left\{ \frac{[x - E(x)]}{\sigma(x)} \cdot \frac{[y - E(y)]}{\sigma(y)} \right\} \tag{5}$$

Es fácil ver que la expresión (1) representa a la media aritmética ponderada, es decir al valor más probable (VMP) de acuerdo al criterio de los mínimos cuadrados.

La (2) es una medida de la dispersión media (puede tomarse como índice de precisión) ya que es la suma de los cuadrados de los desvíos por sus probabilidades, o sea multiplicada por sus respectivos pesos sobre la sumatoria de ellos [P]

Es inmediato que la (3) es equivalente al error cuadrático medio de la unidad de peso (para n suficientemente grande).

Se puede deducir de la (4) que si son probables o frecuentes las coincidencias de los desvíos (de ambas variables) en tamaño y signo tendremos una covarianza elevada y en caso contrario pequeña o sea que ésta dará el grado de dependencia estadística en el comportamiento de estas variables, es decir la relación de naturaleza estocástica que existe entre ambas series de residuos, pudiendo suponerse la posibilidad de la existencia de una influencia sistemática (cuando la covarianza es elevada).

Con respecto a la expresión (5) se concluye que si tiende a 1 ó (-1) las variables están fuertemente correlacionados mientras que si es próxima a cero, por el contrario ésta será muy débil. Debemos tener en cuenta que esta dependencia es de naturaleza estadística.

Sea el siguiente sistema de n ecuaciones de observación con r incógnitas tal que $n > r$.

$$a_1 x + b_1 y + c_1 z + \dots + l_1 = V_1$$

$$a_2 x + b_2 y + c_2 z + \dots + l_2 = V_2$$

$$\text{-----}$$

$$a_n x + b_n y + c_n z + \dots + l_n = V_n$$

$$A = \begin{pmatrix} a_1 & b_1 & c_1 & \dots \\ a_2 & b_2 & c_2 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_n & b_n & c_n & \dots \end{pmatrix}$$

Matriz de los coeficientes

$$X = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \\ \dots \end{pmatrix}$$

Vector de los parámetros incógnitas

$$L = \begin{pmatrix} l_1 \\ l_2 \\ \dots \\ l_n \end{pmatrix}$$

Vector de los términos independientes

$$V = \begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \\ \dots \\ V_n \end{pmatrix}$$

Vector de los residuos

Este sistema de ecuaciones de observación, puede expresarse matricialmente y a partir de éstas se obtiene la expresión matricial que representa al sistema de ecuaciones normales, al cual se llega minimizando la $[vv]$ dada por el producto entre vectores $v^t \cdot v$

Sistema de ec.

de observación: $AX + L = V \quad X^T A^T + L^T = V^T$

$$V^T V = [vv] \quad V^T V = (X^T A^T + L^T) \cdot (AX + L)$$

Condición de mín. cuad. para observ. de igual peso.

$$D(V^T V) = 0 \Rightarrow d(V^T V) = 0 \quad \text{Cond. de min. cuadr.}$$

$$d X^T A^T (AX + L) + (X^T A^T + L^T) A d X = 0$$

$$d X^T [(A^T A) X + (A^T L)] + [X^T (A^T A) + (L^T A)] d X = 0$$

$$(1) (A^T A) X + (A^T L) = 0 \quad (A^T A) = N$$

$$(2) X^T (A^T A) + (L^T A) = 0 \quad (A^T L) = K$$

$$(1') NX + K = 0 \Rightarrow X = -(N^{-1} \cdot K)$$

Analizando las dimensiones: $A^T(n,r) \cdot A(r,n) = N(n,n) \quad A^T(n,r) \cdot L(r,1) = K(n,1)$

$$N(n,n) \cdot X(n,1) + K(n,1) = 0(n,1) \quad -(N^{-1}(n,n) \cdot K(n,1)) = X(n,1)$$

Siendo $\sigma_0^2 = \frac{V^T V}{n-r}$ (3) Varianza de referencia o de la unidad de peso. Si se tienen distintos pesos se debe introducir la matriz diagonal de ponderación W_p obteniéndose

$$V^T \cdot W_p \cdot V = [P_{v,v}] \quad N = A^T \cdot W_p \cdot A \Rightarrow \sigma_0^2 = \frac{V^T \cdot W_p \cdot V}{n-r}$$

N: Matriz de los coeficientes de las ecuaciones normales.

$Q_{\Delta\Delta} = N^{-1}$ Matriz de los cofactores de los parámetros incógnitas.

$$\Sigma_{XX} = \sigma_0^2 \cdot Q_{\Delta\Delta}$$

Σ_{XX} :

Matriz de Varianza-Covarianza de los parámetros incógnitas.

En el caso de compensar planimétricamente a un conjunto de puntos dados por sus coordenadas geográficas, pueden obtenerse sus elipses de error mediante las siguientes expresiones.

La orientación del eje mayor (o del menor, según la solución que se adopte)

$$\alpha_0 = \frac{1}{2} \text{arc.tg} \frac{2Q_{\psi\lambda}}{Q_{\psi\psi} - Q_{\lambda\lambda}}$$

Semieje mayor

$$A_0 = \sqrt{\sigma_0^2 \cdot Q_{\max}}$$

Siendo la matriz de cofactores

$$Q_{\Delta\Delta} = \begin{pmatrix} Q_{\psi\psi} & Q_{\psi\lambda} \\ Q_{\psi\lambda} & Q_{\lambda\lambda} \end{pmatrix}$$

Semieje menor

$$B_0 = \sqrt{\sigma_0^2 \cdot Q_{\min}}$$

Siendo

$$Q_{\max} = \frac{Q_{\psi\psi} + Q_{\lambda\lambda} + \sqrt{(Q_{\psi\psi} - Q_{\lambda\lambda})^2 + 4Q_{\psi\lambda}^2}}{2}$$

$$Q_{\min} = \frac{Q_{\psi\psi} + Q_{\lambda\lambda} - \sqrt{(Q_{\psi\psi} - Q_{\lambda\lambda})^2 + 4Q_{\psi\lambda}^2}}{2}$$

Se ha introducido esta síntesis teórica para unificar criterios sobre interpretación, definiciones y nomenclatura, teniendo en

cuenta que casi no existe bibliografía en castellano sobre este tema.

PARTE PRACTICA

Se efectúa la compensación de una parábola, tomándose un ejemplo simple que permita obtener conclusiones evidentes. Se miden coordenadas de puntos de la cónica con el objeto de obtener una expresión que sea lo más ajustada posible a su verdadera ecuación. En otras palabras efectuaremos una compensación, a efectos de determinar los valores más probables, de los coeficientes que definen la ecuación de dicha parábola.

El estudio propuesto consiste en resolver el problema tomando primero las coordenadas medidas de cuatro puntos, luego de cinco, seis, siete, etc. y estudiar como varían los resultados obtenidos en función del número de ecuaciones de observación.

Expresando la ecuación como $p=f(q)$, se tiene

$$p=Aq^2+Bq+C$$

$$Aq^2+Bq+C-p=0$$

Siendo A, B, y C los coeficientes a determinar, usaremos la siguiente nomenclatura.

$$\begin{array}{llll} A=x & B=y & C=z & -p=l \\ q_1^2=a_1 & q_1=b_1 & 1=c_1 & \end{array}$$

$$\begin{array}{l} a_1x+b_1y+c_1z+l_1=V_1 \\ a_2x+b_2y+c_2z+l_2=V_2 \\ \hline a_nx+b_ny+c_nz+l_n=V_n \end{array}$$

En los valores de las coordenadas medidas (x e y) se introduce intencionalmente un error sistemático aproximadamente del orden del 10% el cual se hace incidir ligeramente intensificado en la observación N° 5 y las adyacentes, con el objeto de analizar como éste influye en los valores calculados. Además, suponiendo que el mismo es desconocido se ensaya un método que nos permita detectarlo. Valores medidos en los que se ha introducido el mencionado error.

$$\begin{array}{ccccc} q_1=-6,82 & q_2=-5,08 & q_3=-2,82 & q_4=1,52 & q_5=-0,8 \\ p_1=57,2 & p_2=31,12 & p_3=6,48 & p_4=-12,40 & p_5=-6,8 \\ q_6=4,25 & q_7=6,67 & q_8=11,58 & q_9=9,59 & \\ p_6=-4,68 & p_7=14,24 & p_8=85,6 & p_9=52,08 & \end{array}$$

Nota: En el presente desarrollo sólo se utilizan los primeros siete pares de valores.

Planteadas las ecuaciones de observación, se obtienen matricialmente las normales y luego las matrices de varianza-covarianza extrayéndose toda la información que éstas proporcionan.

Se repite el cálculo para 4, 5, 6 y 7 ecuaciones de error u observación.

Los resultados y sus variaciones pueden apreciarse en el cuadro 1. Nota: En el trabajo original se ha tomado una cantidad mucho mayor de valores que aquí no se introducen por razones de espacio, presentando sólo los más significativos de acuerdo a los puntos

que se desean analizar.

En el mencionado cuadro pueden observarse los valores que van tomando algunos indicadores como las esperanzas $E(\tilde{x})$, $E(\tilde{y})$, $E(\tilde{z})$, la variancia de referencia σ^2 , los desvíos estandar σ_0 , σ_x , σ_y y σ_z , los coeficientes de correlación ρ_{xy} , ρ_{xz} , ρ_{yz} , y de los determinantes $\text{Det } N$ y $\text{Det } N^{-1}$ todos en función de n (n° de observaciones). El significado de cada una de estas magnitudes se aclara en la introducción teórica de la primera parte.

Es evidente que en la fila "3" (observación) en que $n=r$ no es posible efectuar ningún tipo de compensación.

De la fila "7" se deduce la expresión más probable (ajustada) de la ecuación de la parábola $p = f(q)$, es:

$$p = 0,999q^2 - 3,027q - 9,976$$

Analizando la línea correspondiente a 5 ecuaciones, de error, se observa que σ_0 , σ_x , σ_y y σ_z son relativamente bajos y a pesar que ellos representan índices de precisión, no ponen en evidencia al error sistemático introducido. Los coeficientes de correlación ρ_{xy} y ρ_{yz} no presentan valores elevados, los cuales podrían sugerir una dependencia estadística o influencia sistemática. No ocurre lo mismo con el valor de $\rho_{xz} = 0,9 \approx 1$, que es cercano al máximo indicando una fuerte correlación. No obstante por sí solo sería insuficiente para proporcionar el indicio de un error sistemático.

De acuerdo a lo anterior se puede apreciar la importancia de estudiar como varían los estimadores anteriores al ir tomando distintos valores de n y resolviendo el problema para cada uno de ellos. Esta tarea se realizaría sin dificultad confeccionando un programa que obtenga todos estos valores para cada ecuación de observación que se agrega, en un entorno de la medición donde se presenta algún problema, valor excedido o sospecha de error sistemático, de la misma manera que la mayoría de los programas para el procesamiento de observaciones Doppler (satelitarias) suelen resolver el problema para cada nuevo paso recibido.

Es conveniente efectuar una representación gráfica que puede ser realizada por el mismo plotter del equipo. Resulta de interés aclarar que las mediciones han sido efectuadas con reglas distintas, pero de calidades equivalentes y en igualdad de condiciones. Esta precaución se tomó con el objeto de garantizar el carácter aleatorio de los errores, evitando correlaciones indeseadas y asegurar que los pesos sean aproximadamente iguales, ya que las ecuaciones de observación poseen la misma estructura.

Es evidente que los resultados (valores más probables de los coeficientes), podrán tener distintos pesos, los cuales se pueden calcular a partir de la matriz de variancia-covarianza. Este desarrollo se ha omitido ya que sería independiente del tema analizado y excedería los límites de esta presentación.

Ha sido introducida la simulación de un error sistemático de aproximadamente un 10 % el cual ha sido ligeramente intensificado en un entorno de la observación 5. Se analizan los resultados obtenidos de aplicar métodos que permiten detectar esta fluctuación. Luego de esta comprobación deberá estudiarse la causa y zona de influencia del error el cual puede existir (en forma aproximadamente constante) en un campo mucho más amplio que el correspondiente a la variación localizada. Para ello podrían utilizarse otros métodos más complejos de medición y detección de errores sistemáticos.

| n | $E(\bar{x})$ | $E(\bar{y})$ | $E(\bar{z})$ | σ_0^2 | σ_0 | σ_x | σ_y | σ_z | ρ_{xy} | ρ_{xz} | ρ_{yz} | Det N | Det N^{-1} Det Q $\Delta\Delta$ | Observaciones |
|---|--------------|--------------|--------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|------------|--------------------------------------|------------------------|
| 3 | 1,1039 | -2,0458 | -7,9759 | $\rightarrow \infty$ | $\rightarrow \infty$ | $\rightarrow \infty$ | $\rightarrow \infty$ | $\rightarrow \infty$ | $\frac{\infty}{\infty}$ | $\frac{\infty}{\infty}$ | $\frac{\infty}{\infty}$ | 345,0090 | 0,0029 | Siendo $n=r$ (1) |
| 4 | 1,0003 | -3,0405 | -10,0842 | 0,0048 | 0,0695 | 0,0047 | 0,0258 | 0,0542 | 0,903 | 0,361 | -0,033 | 34570,490 | 0,000029 | |
| 5 | 0,9959 | -3,0539 | -10,0075 | 0,0158 | 0,1259 | 0,0078 | 0,0456 | 0,0785 | 0,913 | -0,170 | 0,127 | 57603,02 | 0,0000174 | |
| 6 | 1,0018 | -3,0165 | -9,9928 | 0,0146 | 0,1210 | 0,0040 | 0,0168 | 0,0737 | 0,125 | -0,685 | 0,205 | 469053,51 | 0,0000021 | |
| 7 | 0,9993 | -3,0277 | -9,9762 | 0,0134 | 0,1159 | 0,0025 | 0,0097 | 0,0679 | 0,054 | -0,761 | 0,021 | 2185472,68 | 0,00000046 | |

CUADRO 1

Si bien el hecho de medir ambas coordenadas de cada punto de la parábola, constituye un enfoque más generalizado, este procedimiento presenta algunos inconvenientes.

1°) Al no medirse, una sola magnitud que constituya el término independiente de cada ecuación, no se tendría un sistema de observaciones indirectas (puras), sino un caso combinado de mediciones indirectas condicionadas. Esto haría necesario efectuar un nuevo enfoque en el planteo, para asegurar la misma bondad del proceso de ajuste.

2°) Si se midiere un solo valor (por ejemplo la ordenada p) se obtendría una mayor homogeneidad en los pesos, que afectan a los residuos (v_i) de cada ecuación. Además, se observa que dicha ordenada p , no aparece afectada de cuadrados (como ocurre con la abscisa q), simplificándose el análisis de posibles linealizaciones y propagaciones de varianzas (relacionadas con los pesos).

Estos inconvenientes se resuelven (en parte), designando las coordenadas q , a priori y por lo tanto exentas de error. Tal procedimiento no proporciona una solución total, ya que la determinación gráfica de un punto, sobre el eje horizontal correspondiente a una abscisa q , se verá afectada de cierto desvío. Este problema se ha minimizado aceptablemente, extremando las precauciones en la determinación geométrica de su posición, hasta el grado en que su indeterminación, sea de un orden de magnitud menor que el correspondiente a la vacilación con que se mide la ordenada p . De acuerdo a esto, se tiene la certeza que del modelo adoptado, se desprenderán resultados que, dentro de los límites analizados, pueden considerarse válidos. Con esto se trata de destacar que se han extremado al máximo las precauciones tomadas con las condiciones de estudio, para garantizar la confianza en las conclusiones obtenidas.

Si bien la varianza de la unidad de peso σ_0^2 , en función del número de observaciones, constituye el estimador básico, también será significativa la variación de la matriz de cofactores $Q_{\Delta\Delta}$ de manera que será apreciable la información obtenida a partir de la de covarianzas $\sum xx$ (como se verá más adelante), recordando que es $\sum xx = \sigma_0^2 \times Q_{\Delta\Delta}$.

Como ejemplo podemos citar algunos problemas que han surgido de pruebas efectuadas recientemente, en la determinación de coordenadas por sistema Doppler, en un punto fijo (de primer orden de la red). Estas se hacen paradójicamente, cada vez más incorrectas, a medida que aumenta el número de pasos procesados. Aunque todavía no se ha determinado con exactitud, la causa de tal incongruencia, podría suponerse que existe alguna influencia sistemática, como posibles perturbaciones ionosféricas, alguna pequeña incorrección a los parámetros de transformación utilizados, etc. ¿Cómo puede asegurarse que en la determinación del posicionamiento de un punto desconocido (sin elementos de referencia) no ocurran circunstancias similares?. Tanto para este caso, como para analizar el problema anterior, resulta óptimo efectuar algún procedimiento equivalente a los test de hipótesis, como los desarrollados a continuación, ya que los programas determinan las coordenadas para cada nuevo paso aceptado (proporcionando las sucesivas matrices de varianza-covarianza). Así lo hemos ensayado, graficando la variación de los coeficientes de correlación (en función del número de pasos), obteniéndose información aparentemente satisfactoria para reforzar la suposición de la existencia de errores sistemáticos.

El núcleo central de este trabajo está dado por la forma,

particular de aplicar ciertos principios estadísticos (como la propiedad de "estimación centrada"), demostrados por esta misma teoría y el análisis adecuado de los resultados con el objeto de sacar conclusiones útiles. También se trata de poner de relieve la sensibilidad con que varían ciertos estimadores ante una pequeña fluctuación del error sistemático, las propiedades de los determinantes de las matrices de los coeficientes de las ecuaciones normales y de su inversa de cofactores (N y N^{-1} respectivamente) y la rapidez de crecimiento de los coeficientes de correlación en las cercanías de la intensificación de la influencia sistemática.

La coincidencia de dos o más de los resultados obtenidos por estos métodos pronosticaría la existencia de esta tendencia con un alto grado de certeza. Es obvio que estos procedimientos pueden ser modificados y adaptados a cada situación particular.

Resulta evidente la utilidad de detectar influencias sistemáticas (que en muchos casos presentan gran dificultad para ser descubiertas), ya que la teoría estadística de los errores parte de la hipótesis que éstos son de naturaleza totalmente aleatoria. A partir de esta premisa se infieren las características de la función de densidad de probabilidades, como por ejemplo se postula en la teoría de Gauss, obteniéndose mejores resultados en tanto mas se ajusten las condiciones reales a esta suposición.

CRITERIO PARA LA DETECCION DE ERRORES SISTEMATICOS

Teniendo en cuenta que no siempre son importantes los valores de algunos estimadores sino sus variaciones en función del número n de observaciones, obtendremos conclusiones de las mismas.

Como primer paso se procede a graficar $|\rho_{xy}|$, $|\rho_{xz}|$ y $|\rho_{yz}|$ en función de n . Se utilizan los coeficientes de correlación, ya que éstos pueden dar idea de una posible dependencia estadística o sistemática. Aunque esta función no es continua se unen los puntos aislados obteniéndose una curva (ficticia) para visualizar un modelo hipotético analógico, que dé una idea de cual sería su variación progresiva (Ver gráfico 1).

Interpretación

Se observa que $|\rho_{xy}|$ toma valores elevados para n igual a 4 y 5, decayendo hacia el punto 6. Igualmente se evidencia que $|\rho_{xz}|$ se hace considerablemente grande para n igual a 6 y 7, creciendo desde 5.

Estas apreciables variaciones de las correlaciones sugieren la posible existencia de una influencia sistemática, pero no son suficientes por sí solas para asegurarla (las mismas podrían deberse, entre otras causas, a interdependencias geométricas propias de la estructura de una red).

De acuerdo a lo anterior, es necesario hacer un análisis mediante otros métodos. Para ello pueden utilizarse las propiedades que califican a los estimadores, principalmente la de estimación centrada. Esta es especialmente aplicable a una pequeña cantidad de observaciones. Consiste en que si las distribuciones son centradas o sea que no existe un apartamiento sistemático, la esperanza matemática del estimador es idéntica al parámetro para cualquier número (inclusive pequeño) de observaciones.

$$E\hat{p} = P$$

$$\left. \begin{array}{l} E\hat{p}_{n_1} \cong P \\ E\hat{p}_{n_2} \cong P \end{array} \right\} : (n_2 > n_1) \Rightarrow \nexists \varepsilon S$$

$$\bar{x}_p = E(\bar{x})$$

$$\left. \begin{array}{l} E(\bar{x})_{n_1} - E(\bar{x})_{n_2} \cong 0 \\ E(\bar{x})_{n_1} - E(\bar{x})_{n_3} \cong 0 \end{array} \right\} : (n_1 < n_2 < n_3) \Rightarrow \nexists \varepsilon S$$

$$\text{en cambio } \left. \begin{array}{l} E(\bar{x})_{n_1} - E(\bar{x})_{n_3} = \Delta_{13} \neq 0 \\ E(\bar{x})_{n_2} - E(\bar{x})_{n_3} = \Delta_{23} \neq 0 \end{array} \right\} \Rightarrow \exists (\text{posible } \varepsilon S)$$

$$\text{Si } \Delta_{13} \cong \Delta_{23} \cong \Delta_{ij} \cong \Delta \neq 0 \Rightarrow \exists \varepsilon S$$

Siendo:

\hat{p} : Estimador

P: Parámetro

$E(\bar{x})_{n_i}$: Esperanza del VMP para n_i observaciones

\bar{x}_p : Media aritmética ponderal

$E\hat{p}_{n_i}$: Esperanza del estimador para n_i elementos

$E(\bar{x})$: Esperanza de la variable aleatoria (conjunto de mediciones)

εS : Error sistemático

Δ : Descentración equivalente al εS

El mismo análisis podría hacerse con la varianza. Llamando \bar{x} al valor más probable de \tilde{x} anteriormente simbolizado por $E(x)$, se tiene la siguiente variable aleatoria de acuerdo al cuadro anterior.

| | |
|-------------------------|-----------------------------------|
| $\bar{x}_{n4} = 1,0003$ | $E(\tilde{x})_4 = 1,0003$ |
| $\bar{x}_{n5} = 0,9959$ | $E(\tilde{x})_{4,5} = 0,9979$ |
| $\bar{x}_{n6} = 1,0018$ | $E(\tilde{x})_{4,5,6} = 1,0005$ |
| $\bar{x}_{n7} = 0,9993$ | $E(\tilde{x})_{4,5,6,7} = 0,9998$ |

Luego de calculada la esperanza del valor más probable se tiene:

$$\Delta_1 = E(\tilde{x})_4 - E(\tilde{x})_{4,5,6,7} = 0,0005$$

$$\Delta_2 = E(\tilde{x})_{4,5} - E(\tilde{x})_{4,5,6,7} = 0,0019$$

$$\Delta_3 = E(\tilde{x})_{4,5,6} - E(\tilde{x})_{4,5,6,7} = 0,0007$$

Analizando se observa que en el punto 4, Δ_1 es muy próximo a cero verificándose el cumplimiento de la estimación centrada.

En cambio el valor Δ_2 se hace considerable (aproximadamente 4 veces mayor que el anterior) lo que implica una descentración apreciable.

En cuanto a la $E(x)_{4,5,6}$, se obtiene un Δ_3 pequeño algo mayor que el primero.

En base a estos resultados se puede inferir un error sistemático, cuya mayor influencia se centraliza en un entorno del punto 5 y siendo que esta condición concuerda con lo manifestado en el análisis gráfico anterior sería válido aceptar la existencia de tal influencia.

Este procedimiento se basa en el hecho de que el $E(x)_{4,5,6,7}$ por ser el de mayor peso y tener más probabilidad de estar más cercano al valor verdadero se lo toma como representativo del parámetro P de la distribución mientras que los anteriores, desempeñan el papel de estimadores \hat{P} .

Para obtener una confirmación total de la existencia de errores sistemáticos, acentuados en las proximidades del punto 5 se puede recurrir a la interpretación de otros datos proporcionados por la Matriz de Varianza-Covarianza.

Propiedades de los determinantes de las matrices derivadas de las ecuaciones normales.

Otro procedimiento consiste en calcular los determinantes de las matrices de los coeficientes de las ecuaciones normales (N) y de cofactores ($Q=N^{-1}$) para distintos valores de n y luego representar graficamente estos valores.

Se comprueba que el determinante de N crece rápidamente a medida que aumenta el peso del valor más probable de las incógnitas y disminuye el error medio de la unidad de peso (desvío tipo). Inversamente el det. de la matriz de los cofactores ($Q=N^{-1}$) decrece bruscamente, conjuntamente con la variación de las magnitudes mencionadas anteriormente. Esta demostración se omite por apartarse del tema.

Es decir
$$\alpha = \frac{d(\text{Det. } N)}{dn} > 0 \quad \beta = \frac{d(\text{Det. } N^{-1})}{dn} < 0$$

Siendo: $|\alpha|$ y $|\beta|$ Valores generalmente muy grandes.
 O sea que dichas variables pueden considerarse índices de precisión (por lo menos cualitativamente) de alta sensibilidad ya que $|\alpha|$ y $|\beta|$ son valores generalmente grandes.

Esta situación se puede observar en el gráfico 2 en el que se representó a ambos determinantes y el desvío de la unidad de peso (error medio).

Analizando este gráfico vemos que dicho error medio toma su valor máximo para $n=5$ observaciones, mientras que entre los puntos 4 y 5 las curvas representativas de los determinantes tienden a horizontalizarse.

Esto puede interpretarse para $\text{Det } N=f_1(n)$ como que en este intervalo la precisión casi no aumenta, ya que es desvirtuada por el aumento de el error. Igualmente para la curva $\text{Det } N^{-1}=f_2(n)$ ocurre como si la determinación deja de decrecer aunque aumente n , ya que hay un desvío sistemático que tiende a reforzarla. Concluyendo, el análisis de estos tres gráficos nos lleva a la misma consideración anterior.

Es decir que la existencia de un error sistemático cuya incidencia se intensifica en la observación 5 queda definitivamente confirmada.

En el gráfico 3 se representa la esperanza $E(x)=f(n)$ donde se observa que ésta oscila en forma amortiguada en torno al valor verdadero y su máximo apartamiento se verifica en el punto 5.

En el gráfico 4 se observa la variación del desvío standard (error medio) que en coincidencia con lo esperado presenta un máximo en la observación 5.

Es evidente que, prácticamente, todos los estimadores ponen el manifiesto en su variación a la influencia sistemática que podría haber quedado encubierta, si por ejemplo se hubieran analizado los resultados en forma estática, para un valor de n determinado.

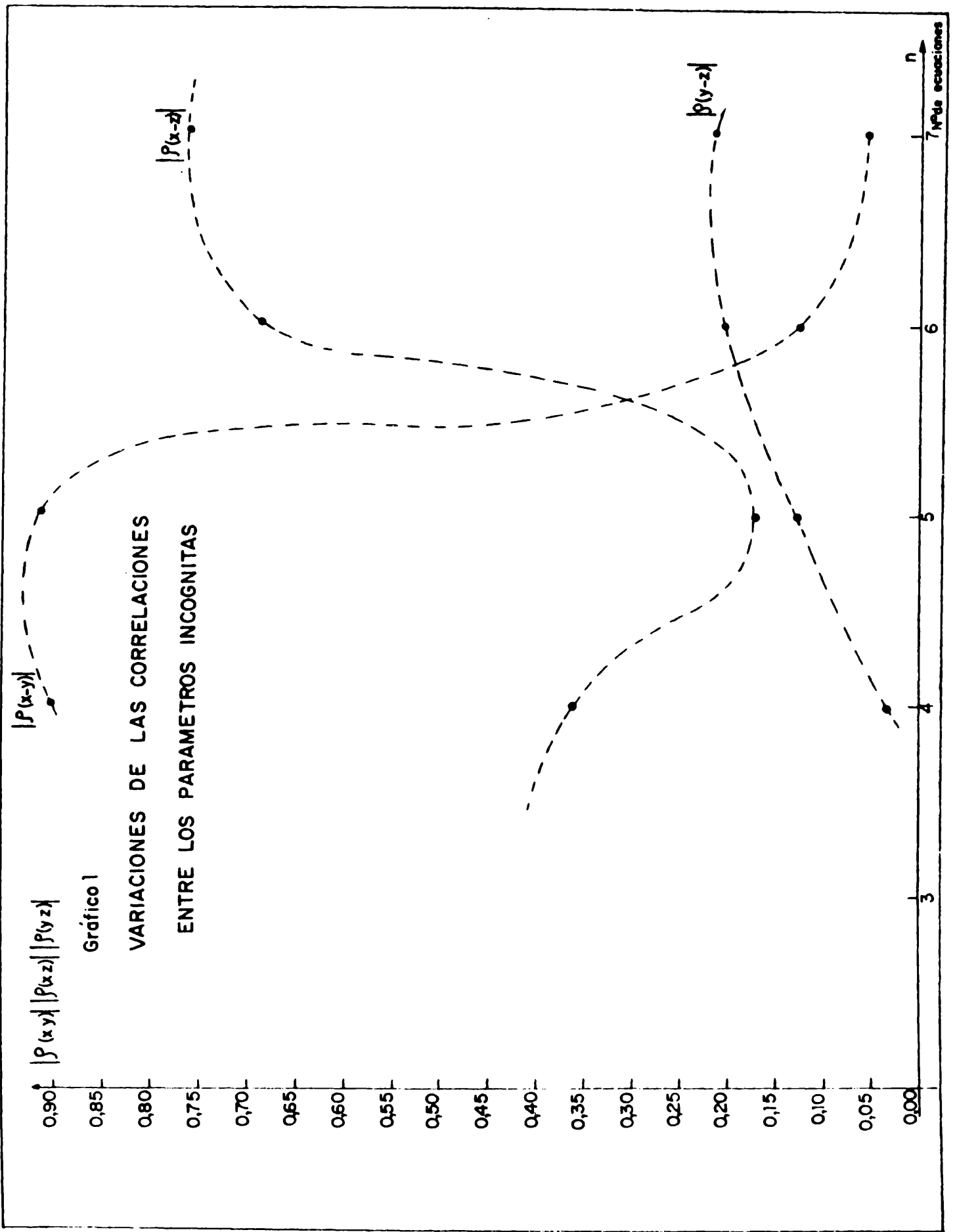
CONCLUSIONES FINALES

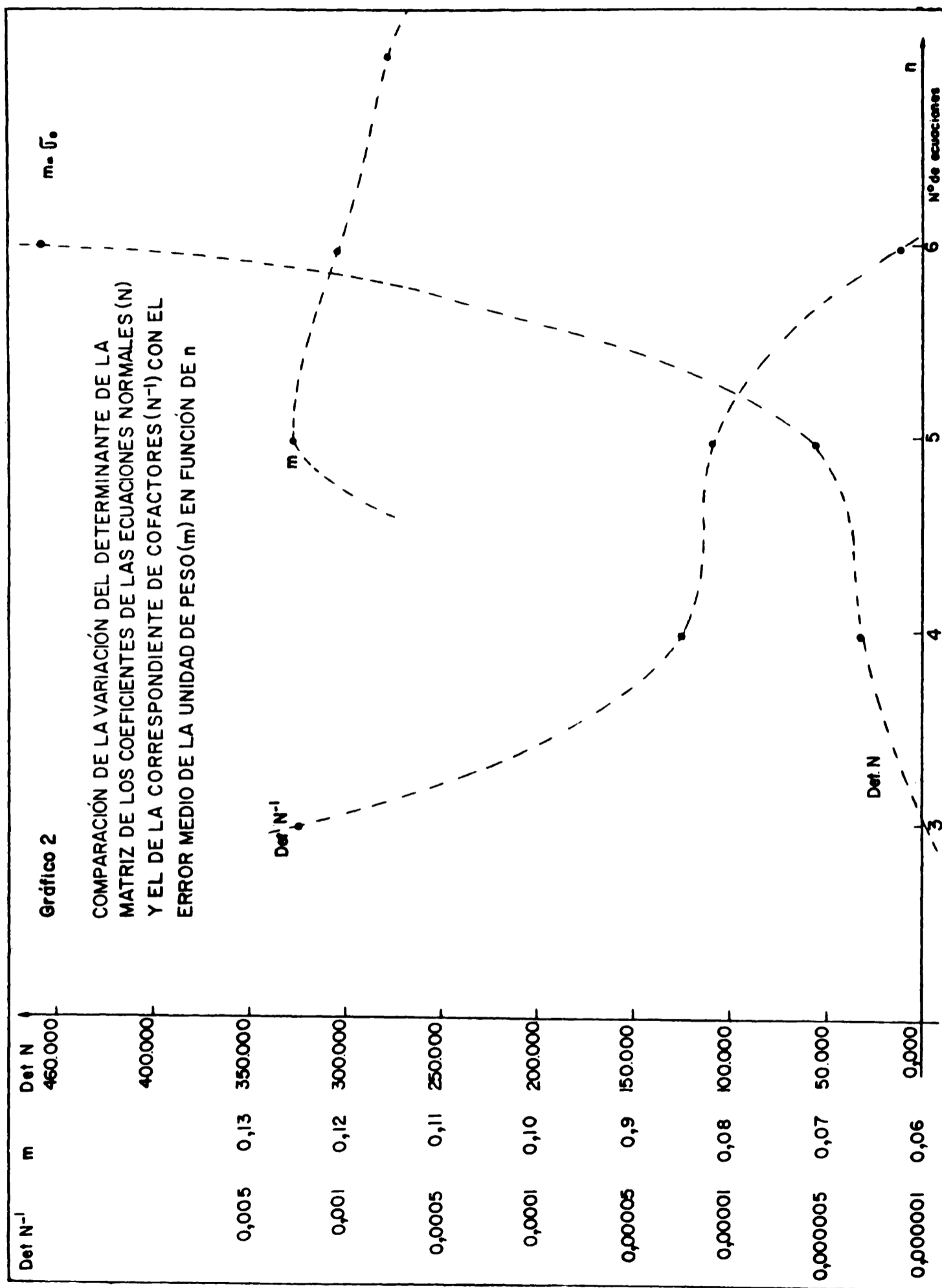
- a. La utilización e interpretación adecuada de la matriz de varianza-covarianza en un proceso de compensación puede proporcionarnos en forma práctica y directa, una gran variedad de información como por ej.: Valores más probables de las incógnitas, varianzas de la unidad de peso (referencia) y de las incógnitas, covarianzas de las mismas, errores cuadráticos medios y de la unidad de peso y de cada una de las incógnitas, pesos de las mismas, coeficientes de correlación, valores de los determinantes de las matrices de los coeficientes de las ecuaciones normales y su inversa (de cofactores), promedio de los valores absolutos de los desvíos. Además se obtienen los valores compensados (para igual y distinto peso) no sólo de incógnitas calculadas sino también de valores observados, elipses de error con sus orientaciones, etc.
- b. Es posible detectar errores sistemáticos como en el ejemplo anterior, teniendo en cuenta la variación de los coeficientes de correlación y otras magnitudes en función del número de observaciones, al igual que las propiedades de los estimadores (estimación centrada, etc.).
- c. Es factible hacer una representación de las elipses de error teniendo en cuenta su distribución en cuanto a magnitud y orientación de manera que, además de obtener una visualización de la

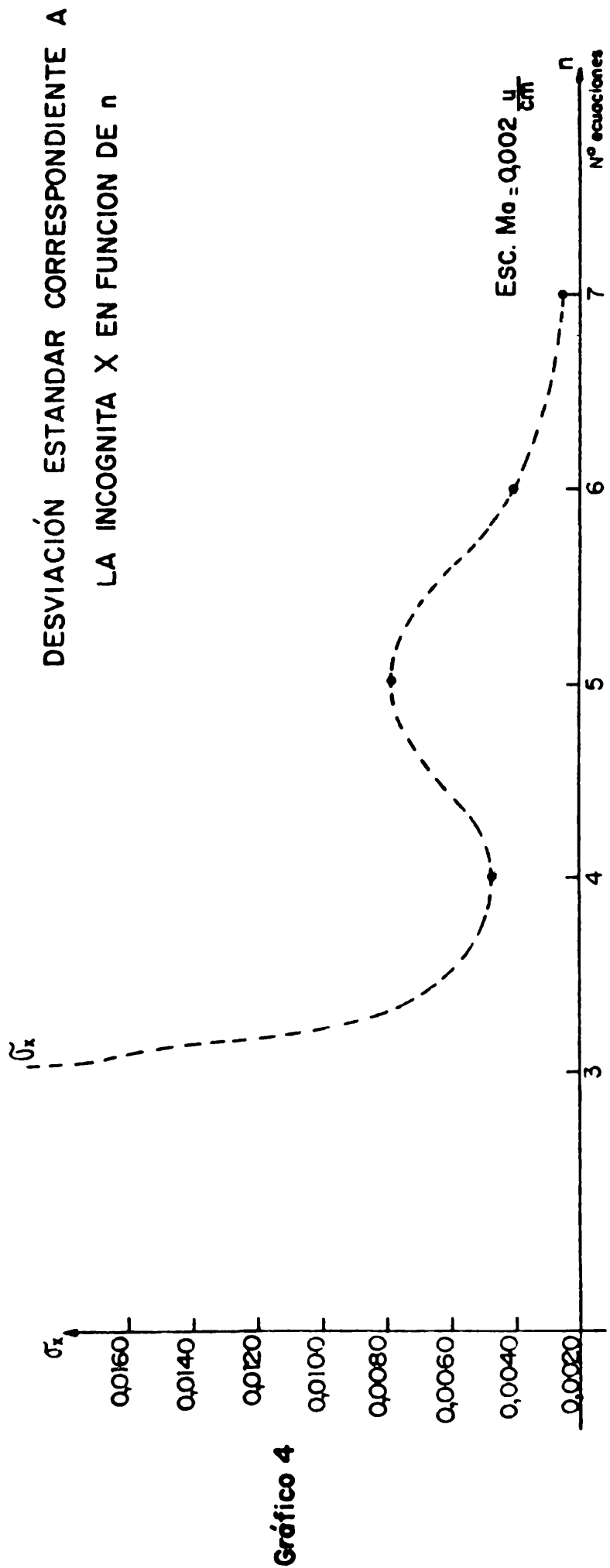
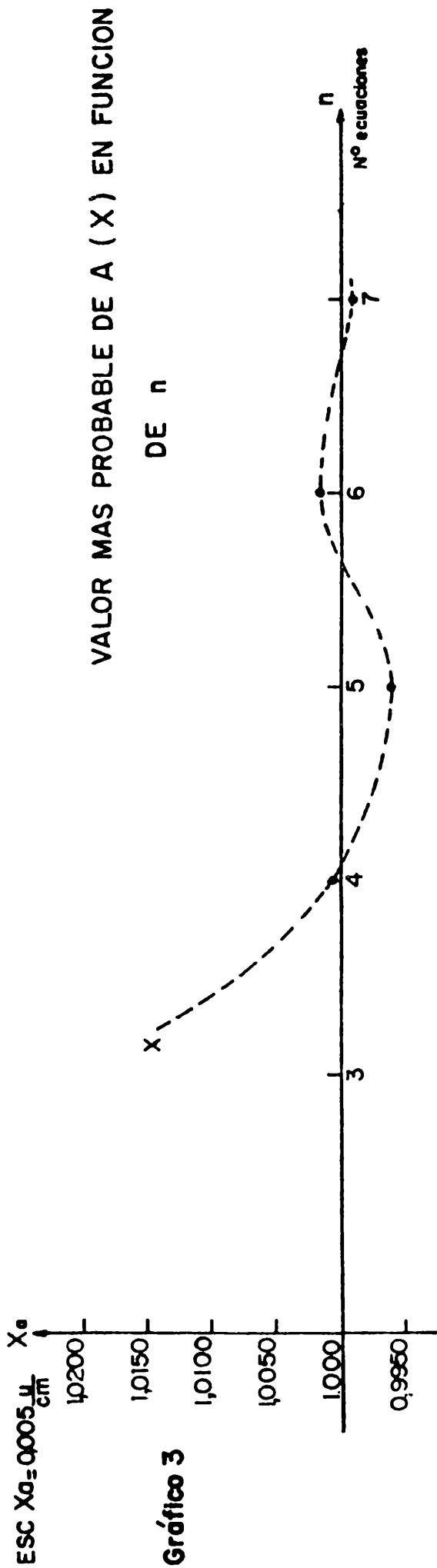
distribución de los errores, se puede estimar la variación de precisión en función de la posición planimétrica de cada punto compensado con respecto a los fijos.

BIBLIOGRAFIA

- Bjerhammar E.A., 1973: Theory of errors and generalized matrix inverses, Elsevier, New York.
- Bonford, G.; 1980; Geodesy, 4th edition; Clarendon Press, Oxford USA.
- Forsther, W., 1979: Ein verfahren zur Schätzung von Varianz und Kovarianz-komponenten, Allgemeine Vermessungsnachrichten, 86: 446-453.
- Frohlich, H., 1979: Anwertung von Eichmessungen elektrooptischer Distanzmeßgeräte mit dem Programmsystem celoem, Nachrichten aus dem öffentlichen Vermessungsdienst des Landes Nordrhein Westfalen, 12 : 203-208.
- Godzic J, Wahl B., 1977: Compensación de observaciones correlacionadas - Algebra matricial y cracoviana, Fundación del Instituto de Mejoramiento Profesional del Colegio de Ingenieros de Venezuela (FIMP), Universidad de Zulia, Maracaibo, Venezuela.
- Grafarend, E. Kleusberg, A., and Schaffrin, B. 1980: Variance-covariance component estimation of Helmert Type, Zeitschrift für Vermessungswesen, 105: 161-180.
- Grafarend E.W., 1981: Adjustment procedures of geodetic networks presentado en II TH International Symposium on geodetic and computations, International Association of Geodesy, Munich, Federal Republic of Germany.
- Karl - Rudolf Koch, 1981: Different aspects for the analysis of geodetic networks; presentado en VI TH. International Symposium on geodetic and computations, International Association of Geodesy, Munich, Federal Republic of Germany.
- Levallois, J.J., Géodésie classique bidimensionnelle Tome 2 Collection Scientifique de L'Institut Geographique National; Boulevard Saint Germain-París.
- Moritz, H., 1971: Least squares estimation in physical geodesy, Prepared for Air Force Cambridge Research Laboratories United States Air Force, Bealfor, Massachusetts, 01730.
- Persson, C.G., 1981: On the estimation of variance components in linear models and related problems, Ph.D.thesis, Stockholm.
- Saxena, N.K. 1972: Improvement of a geodetic triangulation through control points established by means of satellites. The Ohio State University Research Foundation Columbus, Ohio 43212.
- Searle, S.R. and Henderson, H.V., 1979: Dispersion matrices for variance components models, Journal of the American Statistical Association, 74, 465-470.
- Tienstra J.M., 1976: Theory of adjustment of normally distributed observations, Argus, Amsterdam.







COMPORTAMIENTO DE LAS CONCENTRACIONES IONICAS ATOMICAS Y MOLECULARES SOBRE SUDAMERICA, OBSERVADAS CON SATELITES PASANTES S3-1 Y S3-2.#

José R. Manzano*

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

Bernardino P. Toledo

Facultad de Ciencias Exactas - Universidad Nacional del Centro de la Provincia de Buenos Aires - Tandil.

RESUMEN

Se analizan desde el punto de vista físicoquímico las mediciones de concentración de iones atómicos y moleculares, obtenidas por los satélites S3-1 y S3-2 en diversas órbitas y en su pasaje sobre Sudamérica. Las órbitas consideradas durante los días 25, 27 y 28/3/76 corresponden a períodos de actividad geomagnética nula, moderada y perturbada.

Es muy significativa la perfecta correspondencia de la curva de concentración de N^+ con la de O^+ , aunque la primera muestra valores de concentración dos órdenes de magnitud inferiores. Esto ocurre aún en días perturbados. Datos proporcionados por el satélite S3-1 para setiembre de 1976 muestran, además del proceso indicado arriba la similitud en comportamiento y valor de las concentraciones de los iones moleculares NO^+ y O_2^+ .

Se pretende explicar estos resultados en base a las correspondientes ecuaciones de continuidad y para el rango de alturas de interés (240 a 300 km). En cuanto a la dinámica que justifique la profunda bahía negativa del día 28/3/76 (TU), se da la alternativa de dos procesos: uno originado por el interjuego entre plasmasfera e ionosfera a lo largo de tubos de flujo, y el otro por el "enfrentamiento" entre dos mecanismos opuestos, el de generación de la anomalía ecuatorial ionosférica y el de propagación de la perturbación que proviene de zonas aurorales. La discusión es planteada también en base a la confrontación con valores de contenido electrónico sobre Tucumán, y de concentración electrónica a lo largo de la red sudamericana de sondadores.

ABSTRACT

Atomic and molecular ions concentration over South America, measured by the S3-1 and S3-2 satellites, are analyzed from a physicochemical point of view. The orbits in consideration, for the 25, 27 and 28 of March, 1976, correspond to periods of null, moderate and disturbed geomagnetic activity.

The perfect correspondence between N^+ and O^+ although with values of concentration two orders of magnitude lower for N^+ , is one of the standing out features of the concentration curves, even for disturbed days. Data provided by the S3-1 satellite for September 1976 show, besides of the above mentioned process, the similarity in behaviour and value of the NO^+ and O_2^+ molecular ions concentrations.

It is intended to explain these results based on the corresponding continuity equations and for the height interval of interest (240 to 300 km). As for the dynamic process to justify the deep negative bay of March 28 (UT), two alternatives are given: a process originated by the plasmásphere-ionosphere interplay along the flux tubes, and the other by the "facing" between two opposed mechanisms, that of generation of the ionospheric equatorial anomaly, and that of propagation of perturbation from auroral zones. The aforementioned discussion has been also based on the confrontation with values of electron content over Tucumán, and electron concentration along the South American ionosonde network.

Trabajo parcialmente financiado por el CONICET a través del PRO-MARP.

* Miembro de la Carrera del Investigador del CONICET.

INTRODUCCION

Son muy escasos los trabajos existentes en la bibliografía que vinculan mediciones "in situ" de la componente ionizada de la región F por satélites pasantes, con información proporcionada por instrumentos de superficie en nuestro hemisferio. El lanzamiento de los satélites S3-1 y S3-2, de bajo perigeo, y diseñados para facilitar el estudio científico de las propiedades de la atmósfera superior, en conjunción con información ionosférica medida por la red latinoamericana de sondadores, y con datos de contenido electrónico total obtenidos en Tucumán han abierto la posibilidad de realizar una amplia investigación sobre los aspectos químicos y dinámicos del acoplamiento ionosfera-plasmasfera-lengua de plasma.

La tarea involucrada, en el objetivo mencionado es larga, por lo que en este trabajo nos limitaremos al análisis físico-químico, con algunas consideraciones finales sobre los aspectos sobresalientes de la posible dinámica en juego.

Los datos analizados corresponden a las concentraciones de los iones atómicos O^+ , N^+ , N_2^+ , NO^+ y O_2^+ , proporcionadas por los satélites ya citados S3-1 y S3-2. Esta información se obtuvo, para el S3-1, del trabajo de PHILBRICK y otros (1981)(Fig.2) y para el S3-2 por datos proporcionados privadamente por C.R.Philbrick. La componente ionizada se compara con datos de contenido electrónico total, obtenidos en Tucumán, de registros de señales del satélite pasante INTASAT con órbita casi polar a ~ 1000 km de altura, y con datos de la red latinoamericana de sondadores verticales, mencionada en la Tabla I.

Tabla I. Lista de sondadores

| Ionosondas Estaciones | Geográficas | | Geomagnéticas | | Dip Magnético |
|--------------------------|-------------|-------|---------------|-------|------------------|
| | Lat. | Long. | Lat. | Long. | |
| Islas Argentinas | - 65 | 296 | - 54 | 003 | - 58 |
| Ushuaia | - 55 | 292 | - 43 | 001 | - 51 |
| Puerto Argentino | - 52 | 302 | - 40 | 009 | - 47 |
| Buenos Aires | - 35 | 301 | - 23 | 009 | - 32 |
| Tucumán | - 27 | 295 | - 16 | 003 | - 22 |
| Huancayo | - 12 | 285 | - 0,6 | 354 | - 0,05 |

El satélite S3-1 bajó en su perigeo hasta los 153 km y el S3-2 hasta los 243 km.

PRESENTACION Y ANALISIS DE DATOS

La Figura 1 muestra los resultados obtenidos por el satélite S3-2 en su revolución nº1550, correspondiente al día 25 de marzo de 1976. Además de coordenadas y altura, se presentan el tiempo universal y el tiempo local (no el tiempo de huso horario), correspondientes al tramo de la órbita que pasa aproximadamente sobre la línea sudamericana de sondadores. Las concentraciones corresponden a los iones atómicos O^+ y N^+ , y a los iones moleculares NO^+ y N_2^+ . El tramo de la órbita ha sido recorrido cuando la actividad magnética correspondía a un $K_p = 0^+$ (03 a 06 hs TU), es decir período muy tranquilo, actividad que por otro lado ha caracterizado a todo el día 25. Por esta última razón se ha tomado a este día como referencia para distintas comparaciones.

De esta figura es posible observar la constancia en O^+ y N^+ para todo el recorrido, aún con cambio sustancial de altura (~ 180 km). En esta figura, como en las que siguen (Fig.2 y 3), se destaca el casi perfecto seguimiento de N^+ al comportamiento de O^+ , aunque su concentración sea más chica en más de un orden de magnitud.

La Figura 2 muestra los mismos parámetros pero para la órbita 1592 del día 28/3/76 (TU), con un $K_p = 4^+$ (moderado). Es evidente el cambio drástico en la concentración de todos los iones, especialmente el O^+ , y con excepción del N_2^+ , que se debe tomar con precauciones dado que el espectrómetro tiene su sensibilidad inferior en el orden de 10^2 cm^{-3} , siendo afectados valores inferiores con grandes errores. Como se ha mencionado más arriba, se observa también el seguimiento del N^+ al O^+ en su comportamiento.

La Figura 3, tomada de Radicella y otros (1982), representa N_e máximo obtenido para foF2 de los distintos sondadores de la red latinoamericana (Huancayo: H; Tucumán: T; Buenos Aires: B; Concepción C; Puerto Argentino: P; Ushuaia: U e Islas Argentinas: I), para diferentes horas del día 27 y 28/3/76. Se toman los valores del día 24/3/76 como datos de referencia, para la misma red y las mismas horas. A las 22 hs TEL empieza a manifestarse entre Tucumán y Buenos Aires la fase negativa que se observa en la concentración iónica. El perfil en latitud para N_e nos permite ver el gran incremento hacia el norte de Tucumán y especialmente en Huancayo.

Entre las 22 hs (TEL)(02 hs TU) y las 23 hs (TEL)(03 hs TU), N_mF2 decrece de $4,5 \times 10^5$ a $2,5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, lo que implica una velocidad de pérdida de $55 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ para electrones. Observando la Figura 2, podemos decir que en el descenso en los componentes ionizados

tiene peso primordial el O^+ , dado que los otros componentes contribuyen con un 2% del total. Si referimos estos datos a los de la Fig 4, la que presenta los mismos parámetros que las Figs. 1 y 2, y que corresponde al paso n°1591 previo anterior al que manifiesta la profunda fase negativa, vemos que la concentración iónica ha bajado con una velocidad de $51 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. Este valor surge de considerar como iniciación del descenso la hora del pasaje del satélite por la latitud de Tucumán en la revolución 1591 ($01^{\text{h}}.25^{\text{m}}$ TU). De cualquier modo, si el tiempo de descenso hubiera sido aproximadamente igual al de NmF2, el orden de magnitud en la velocidad de decrecimiento sería el mismo.

El valor del decrecimiento en las concentraciones iónicas es el mismo, si se compara con la Fig. 1 (curva de control).

La Figura 5 representa el contenido electrónico total hasta la altura del satélite INTASAT ($\sim 1000 \text{ km}$). Se puede apreciar que el comportamiento es análogo al de NmF2, con una profunda fase negativa hacia la latitud de Tucumán e incremento hacia el norte de los -23° de latitud subionosférica.

La Figura 6 nos muestra el comportamiento de los índices magnéticos Dst (ecuatorial) y AE (auroral) para el período en análisis. En cuanto al índice AE, desde las 12 hs (TEL) hasta la madrugada del día siguiente se observa una subtormenta que llega a 700 nT, sobre la cual "cabalgan" tres micro-subtormentas con comienzo hacia las 13, 18.30 y 23 hs. El índice Dst es también indicativo de ligeras variaciones de la actividad magnética en el mismo sentido que las mostradas por el AE.

La tercera microsubtormenta es coincidente con la fase negativa que nos preocupa. Dado que los datos de Dst y AE accesibles son horarios, se debe considerar que las perturbaciones adicionales para la 3ra. intensificación de la actividad magnética pueden haber empezado entre las 22 y 23 hs. Un análisis de NmF2 para intervalos de 15 minutos en el sondador de Tucumán (no representados), indica que la fase negativa empezó entre 22 y 22.15 (TEL).

Por último, la Figura 7 muestra los mismos parámetros que las Figs. 1, 2 y 4, con el agregado de los datos de concentración de O_2^+ . Esta figura es mostrada con el propósito, en esta primera parte, de indicar la casi perfecta coincidencia en comportamiento y valor de las concentraciones de NO^+ y O_2^+ , aunque también es digno de señalar la presencia bien definida de la anomalía ecuatorial, casi simétrica, para los iones atómicos O^+ y N^+ . Sin embargo, este efecto de a-

nomalía no se manifiesta en los iones moleculares. Este hecho merecerá atención en otro trabajo.

DISCUSION

Parte I: Consideraciones físico-químicas

La serie completa de ecuaciones de continuidad para O^+ , O_2^+ , N^+ , N_2^+ y NO^+ , que no reproducimos aquí por razones de brevedad, están dadas en M. NICOLET (1963), incluyendo en ellas todos los términos de producción y pérdida posibles. Realizadas algunas simplificaciones surgidas de la comparación de términos, y considerando en un primer intento nulo el término de transporte en las derivadas convectivas, integra las ecuaciones llegando a los siguientes resultados:

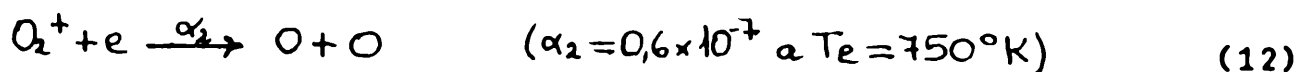
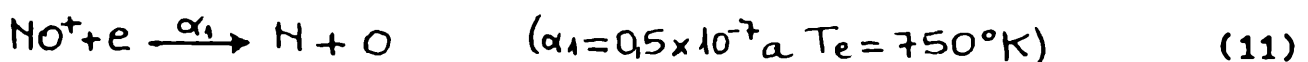
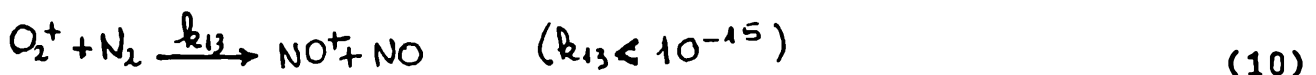
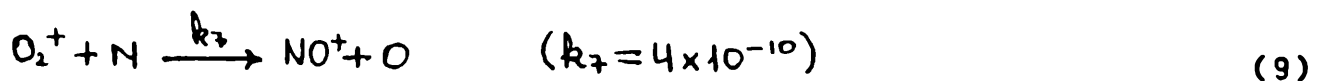
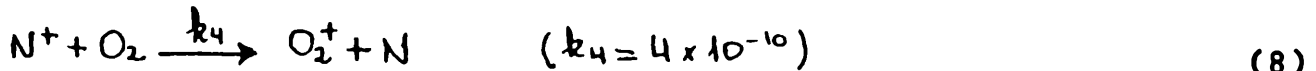
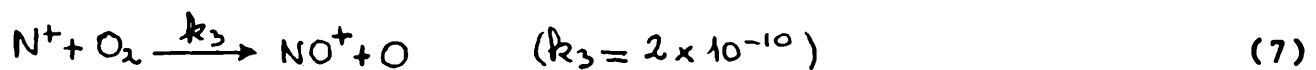
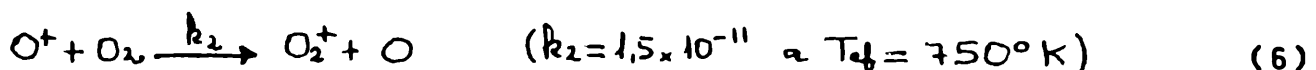
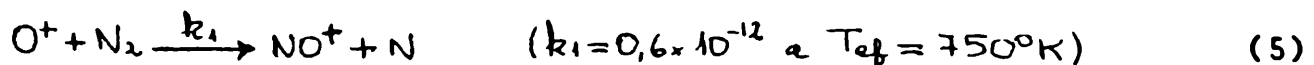
$$[O^+] = [O^+]_0 e^{-\{k_1[N_2] + k_2[O_2]\}t} + \frac{I(O)[O]}{k_1[N_2] + k_2[O_2]} \left\{ 1 - e^{-\{k_1[N_2] + k_2[O_2]\}t} \right\} \quad (1)$$

$$[O_2^+] = \frac{[O_2] \{I(O_2) + k_2[O^+]\}}{\alpha_2[e] + k_7[N] + k_{13}[N_2]} \quad (2)$$

$$[NO^+] = \frac{[N_2] \{k_1[O^+] + k_{13}[O_2^+]\} + k_7[N][O_2^+]}{\alpha_1[e]} \quad (3)$$

$$[N^+] = [N^+]_0 e^{-(k_4 + k_3)[O_2]t} + \frac{I(N)[N_2]}{(k_4 + k_3)[O_2]} \left\{ 1 - e^{-(k_4 + k_3)[O_2]t} \right\} \quad (4)$$

En estas expresiones $[X]$ indica concentración (cm^{-3}), I el coeficiente de fotoionización (seg^{-1}), α el coeficiente de recombinación disociativa ($\text{cm}^3 \text{seg}^{-1}$) y k los coeficientes de intercambio ($\text{cm}^3 \text{seg}^{-1}$). Las reacciones que aparecen en las ecuaciones (1) a (4) son las siguientes:



Los diferentes coeficientes fueron obtenidos de TORR y TORR (1979) y de Mc EWAN y PHILLIPS (1975).

Las ecuaciones (4) y (1) muestran la tendencia de N^+ de estar presente a elevadas alturas en comportamiento análogo al de O^+ , aunque con una concentración menor que depende de la ionización disociativa de N_2 .

Estimaremos ahora los términos que aparecen en las ecs. (2) y (3).

$$[O_2^+] = \frac{[O_2] \{I(O_2) + k_2 [O^+]\}}{\alpha_2 [e] + k_7 [N] + k_{13} [N_2]} \quad (2)$$

$$\therefore [O_2^+] = \frac{[O^+] \{k_2 [O_2] + \frac{[O_2]}{[O^+]} I(O_2)\}}{\alpha_2 [e] + k_7 [N] + k_{13} [N_2]} \quad (13)$$

$$[NO^+] = \frac{[N_2] \{k_1 [O^+] + k_{13} [O_2^+]\} + k_7 [N] [O_2^+]}{\alpha_1 [e]} \quad (3)$$

$$\therefore [NO^+] = [O_2^+] \left\{ \frac{k_7 [N] + k_{13} [N_2] + k_1 [N_2] \frac{[O^+]}{[O_2^+]}}{\alpha_1 [e]} \right\} \quad (14)$$

con

$$[e] \cong 2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$$

$$[N] \text{ (} ^2D + ^4S \text{)} = 5,7 \times 10^6 \text{ cm}^{-3} \text{ (a las 14 hs TL y } \theta_s = 50^\circ \text{) (de SCHUNK y NAGY, 1978)}$$

$$[O_2] = 1,4 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3} \quad (\text{JACCHIA, 1977})$$

$$[N_2] = 3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$$

$$[O^+] \cong 3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3} \quad (\text{Fig. 1})$$

$$I(O_2) = 4 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1} \quad (\text{TORR y TORR, 1979})$$

$$\frac{[O^+]}{[O_2^+]} = \frac{\alpha_2 [e] + k_7 [N] + k_{13} [N_2]}{k_2 [O_2] + \frac{[O_2]}{[O^+]} I(O_2)}$$

En esta expresión:

$$a) \alpha_2 [e] = 1,68 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$$

$$b) k_7 [N] = 0,23 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$$

$$c) k_{13} [N_2] = 3 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1} \quad \text{despreciable frente a (a) y (b)}$$

$$d) k_2 [O_2] = 0,21 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$$

$$e) \frac{[O_2]}{[O^+]} I(O_2) = 2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} \quad \text{También despreciable frente a (d)}$$

En consecuencia, obtenemos:

$$\frac{[O^+]}{[O_2^+]} \cong \frac{\alpha_2 [e] + k_7 [N]}{k_2 [O_2]} = q_1$$

De la ecuación (14) obtenemos:

$$\frac{[NO^+]}{[O_2^+]} = \frac{k_2[N] + k_1[N_2]}{\alpha_1 [e]} = 1,1$$

En estas expresiones se han considerado los valores de k_1 y k_2 que se obtienen de las expresiones de Torr y Torr, cuando la temperatura efectiva es de unos $750^\circ K$, adecuada a la época de medición.

El resultado último nos dice algo que se ve experimentalmente en la Fig. 7; es decir que para el rango de alturas que nos interesa $[NO^+]$ debe ser aproximadamente igual a $[O_2^+]$.

Realizaremos ahora una estimación de los valores estacionarios que aparecen en las ecs. (1) y (4). Para ello se usan los coeficientes de ionización dados por TORR y TORR (1979) y concentraciones de neutros dadas por el modelo de JACCHIA (1977). Con,

$$I(O) = 2,9 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1} \text{ (día) para la producción de } O^+ \text{ en sus tres estados.}$$

$$I(N) = 1 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1} \text{ (día) para la acción sobre } N_2 \text{ solamente,}$$

$$[N_2] = 3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3},$$

$$[O_2] = 1,4 \times 10^7 \text{ cm}^{-3},$$

$$[O] = 1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$$

se obtiene:

$$[O^+] \text{ est} = 8 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$$

$$[N^+] \text{ est} = 3,5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$$

ambos valores dentro del orden de lo observado por el satélite S3-2 (Fig. 1), para mediciones nocturnas y en condiciones magnéticas tranquilas.

Para el caso del O^+ el término de producción q está dado por

$$q(O^+) = [O] \cdot I(O) = 290 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$$

Para el N^+ ,

$$q(N^+) = [N_2] \cdot I(N) = 30 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$$

donde N^+ es producido por fotoionización disociativa del N_2 , ocasionada por radiación ultravioleta.

Se puede afirmar que la producción está dada por 4 procesos:

$$q = q_{\text{solar}} + q_{\text{disp}} + q_{\text{mol}} + q_{\text{fotel}} \quad (15)$$

donde q_{solar} corresponde a los iones generados por incidencia de radiación solar directa, que obviamente desaparece en la noche; q_{disp} que corresponde a ionización nocturna producida por radiación solar

que, proveniente del sector diurno, es dispersada en el sector nocturno de la atmósfera (el sol debajo del horizonte); q_{mol} corresponde a intercambios con moléculas o átomos, y q_{fotel} que corresponde a la ionización por fotoelectrones.

En la expresión (15) tenemos para el caso del O^+ :

$$q_{mol} = k_3 [O] [N_2^+] + k_4^* [N] [O_2^+] \quad (16)$$

que surge de la ecuación de continuidad para O^+ dada por NICOLET (1963). El 2º sumando es significativo solo cuando O_2^+ está en estado excitado. Con los valores de N_2^+ dados por Fig. 1 y de O dado por el modelo de Jacchia, resulta:

$$q_{mol} \approx k_3 [O] [N_2^+] = 3 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$$

Para q_{disp} tenemos la expresión:

$$q_i = n_i I_i$$

donde n_i es la concentración del constituyente i ,

$$I_i = \sum F_{\ell} \sigma_{\ell,i}$$

donde $\sigma_{\ell,i}$ es la sección eficaz de fotoionización para la i -ésima especie a la longitud de onda ℓ , y

$$F_{\ell}(\bar{x}, \theta_s) = \int Y_{\ell}(\bar{x}, \theta_s, \Omega) d\Omega$$

el flujo de fotones para la ℓ -ésima longitud de onda que llega al nivel \bar{x} , con ángulo cenital θ_s

$$Y_{\ell} = \text{intensidad en fotones cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

Con los valores dados por STROBEL y otros (1974) y TORR y TORR (1979), para los diferentes parámetros y para el caso nocturno donde solo pueden tener significancia las radiaciones Lyman α y β , He I y He II, se obtiene:

$$q_{disp}(O^+) = [O] I(O) = [O] \sum F_{\ell} \sigma_{\ell,O} = 0,04 \text{ iones cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$$

Torr y Torr consideran que la ionización producida por fotoelectrones constituye globalmente un 25% de toda la ionización anterior.

De lo calculado se deduce que $q(O^+)$ producido durante la pre-medianoche por procesos moleculares y radiaciones, es despreciable

comparado con el valor estacionario de $290 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$.

La situación del N^+ debe ser análoga, por lo que se considera innecesario calcularlo.

De todo lo analizado y calculado anteriormente se concluye que es evidente la existencia de transporte de ionización, y en consecuencia no puede despreciarse este término en las ecuaciones de continuidad. Es decir que deben considerarse todos los términos de la deriva convectiva. Por ejemplo,

$$\frac{d[O^+]}{dt} = \frac{\partial[O^+]}{\partial t} + \text{div}(n\vec{V})$$

donde \vec{V} es el vector velocidad de difusión o transporte de iones O^+ . Esta difusión o transporte fijará el máximo de Nm F2 dado que $[e] \approx [O^+]$.

Parte II: Consideraciones dinámicas

Remitiéndonos especialmente al período de profunda bajada en la concentración iónica en latitudes subecuatoriales (Fig.2), el comportamiento de NmF2 (Fig.3) y CET (Fig.5), nos está indicando una evidente competencia entre el mecanismo generador de la anomalía ecuatorial, "efecto fuente", y el mecanismo que después de ser producido en la zona auroral por la subtormenta, se propaga hacia bajas latitudes. Este último mecanismo es generado por calentamiento Joule y precipitación de partículas a lo largo de las líneas de campo magnético (corrientes de Birkeland) en el anillo auroral. Esta inyección de energía produce calentamiento de la atmosfera neutra arriba de los 100 km, generando en consecuencia procesos de convección con circulación hacia bajas latitudes, a los cuales se suman oscilaciones de la atmósfera con sus consecuentes caminos de propagación. Estos dos procesos, arrastran lógicamente a la componente ionizada, ocasionando así significativas variaciones en su comportamiento.

En base a lo mencionado podemos decir que la subtormenta auroral trata de acumular ionización en bajas latitudes y el efecto fuente trata de hacer lo contrario. De los resultados obtenidos no existe duda de que el mecanismo de subtormenta es predominante, por lo menos hasta los 25° S aproximadamente, donde se produce el equilibrio. Esta latitud es también el punto de partida del incremento rápido de los iones hacia bajas latitudes, alcanzando su valor mayor en el ecuador geomagnético. La normalización que se observa en el comportamiento de NmF2 hacia mayores latitudes que los 40° S , está también prácticamente reflejada en la concentración iónica (Radi-cella y otros, 1982).

Un ligero análisis puede corroborar lo dicho. Así como hemos calculado la velocidad de variación de NmF2 para la latitud de Tucumán, que nos dió alrededor de $55 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$, podemos hacerlo para Huancayo en el ecuador magnético. Allí, para el mismo lapso usado anteriormente (22 a 23 hs TEL), Nm creció desde 13×10^5 a $15 \times 10^5 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$; lo que nos conduce a idéntica velocidad de crecimiento en el ecuador, que de decrecimiento en la latitud de Tucumán. No podemos comparar el valor absoluto de la concentración electrónica con la iónica total, que tendrían que ser iguales, dado que el satélite pasó a 245 km de altura mientras que Nm fué medido cuando el pico de región F estaba alrededor de los 390 km. Sin embargo, si buscamos un lugar equivalente a Tucumán en Figuras 2 y 4, en las cercanías de 15°N de latitud geomagnética, encontramos que el satélite pasó a unos 350 km. Siguiendo la órbita a mayores alturas vemos que las concentraciones iónicas son similares, por lo que podemos considerar que el valor de la concentración iónica total en el punto elegido, es típico de los valores sobre Tucumán a 390 km. Por supuesto, estamos aceptando simetría en todos los mecanismos actuantes sobre ambos hemisferios. Con este criterio, la Fig.4 nos dice que la concentración iónica total $[Y_t^+] \approx [O^+] \approx 6 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ coincidente con el dato de Tucumán previo al decrecimiento en Nm, y la Fig.2 nos lleva a $[O^+] = 3 \times 10^5$, también cercano al de Tucumán. Estos últimos resultados nos están diciendo que, a pesar de que el satélite no está midiendo en el pico de concentración de la región F, las velocidades de reducción de la concentración son similares tanto a los 245 como a los 390 km, y estas a su vez iguales a la velocidad de crecimiento en la zona ecuatorial magnética, como vimos antes, zona en la que la altura del máximo Nm, hpF2, se acerca a la altura de medición del satélite. Esto último también es confirmado por el satélite S3-2 a través de las Figs. 2 y 4, pues tomando puntos cercanos al ecuador y a la altura de ~ 300 km (hpF2 para Huancayo), la velocidad de incremento en $[O^+]$ es del orden de $65 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$, valor similar a los anteriores teniendo en cuenta las aproximaciones realizadas para poder comparar los diferentes parámetros.

Dos mecanismos podrían explicar el proceso observado de fase negativa entre 25°S y 40°S , y fase positiva desde 25°S hacia el ecuador y aún más allá. El primero está relacionado con el ascenso o descenso de flujo de H^+ plasmasférico, según el signo del campo eléctrico resultante de los campos de convección y corrotacional. Pa-

ra bajos L (hasta $L = 4$ a 5), y en condiciones normales, el campo plasmasférico es radial, por lo que no puede existir deriva vertical. El juego entre ionosfera y plasmasfera consiste en el mantenimiento de la igualdad de concentraciones en la ionósfera, y a lo largo del tubo de flujo que partiendo de latitudes medias o bajas llega al ecuador. Esto implica, para este mecanismo sobre el cual no existen dudas, que durante el día la ionización sube de la ionosfera a la plasmasfera y de noche el proceso se invierte. Este acoplamiento mantiene los valores de concentración nocturnos, inesperados si se los analiza desde el punto de vista de producción de ionización por radiación o por impactos. Según la hipótesis de Murphy (1974), en condiciones perturbadas una deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ a elevadas alturas en el ecuador nocturno, incluso correspondientes a la parte interior de la lengua de plasma, lleva a una compresión de plasma hacia valores más bajos de L cuando el campo de convección alba-crepúsculo, que predomina a esas alturas, se intensifica. Esta compresión de plasma en la zona ecuatorial, al ser equilibrada por el plasma a bajos L, busca camino de salida a lo largo de los tubos de flujo magnético dado el gradiente de presión existente entre sus extremos. En este caso desciende H^+ hacia la ionosfera, más allá de la zona de transición (alrededor de los 700 km para Tucumán). Este H^+ reacciona con el O neutro de la ionosfera superior a través de la reacción resonante de intercambio



En este caso el nuevo perfil de O^+ lleva a un incremento en NmF2, aunque la capa F haya bajado. Esto se acercaría al comportamiento de la zona ecuatorial donde las concentraciones suben y la altura de pico hpF2 baja. Sin embargo, a latitudes como las de Tucumán y mayores, el efecto es contrario, lo que estaría más bien conectado con un enrarecimiento de la concentración de plasma en la parte superior del tubo de flujo. Esto por su lado implica un decrecimiento del campo de convección para valores mayores de L en la magnetosfera. Los modelos y los resultados experimentales indican que este comportamiento tan disímil no es característico de la lengua de plasma donde el campo de convección magnetosférico se puede considerar casi homogéneo. Sin embargo, el esquema en la plasmasfera, que posee campos radiales en condiciones tranquilas, es muy complejo durante subtormentas. El campo de convección puede penetrar hasta bajas latitudes distorsionando completamente el campo corotacio-

nal, originando perfiles de campo eléctrico cambiantes en dirección.

La demasiada complejidad más que la certeza, nos lleva a inclinarnos por el tradicional mecanismo de vientos horizontales que "barrén" ionización de latitudes medias y bajas, elevándola a lo largo de los tubos de flujo por los caminos de superior conductividad, hacia la región ecuatorial. Este esquema más simple justifica la fase negativa en latitudes bajas y la positiva en zona ecuatorial.

Con todo, el mecanismo debe ser más complejo, dado que a pesar del exceso en NmF2 en zona ecuatorial, esta concentración decrece desde las 23 hs TEL a las 24 hs TEL, indicando que debe existir un refuerzo del campo eléctrico hacia el Este en el ecuador con elevación de plasma y redistribución del mismo a mayores alturas.

En consecuencia, en el segundo caso tenemos la combinación de dos mecanismos, arrastre por viento neutro hacia el ecuador y deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ en el ecuador a mayores alturas.

Un efecto que no consideramos hasta ahora es el de la corriente de anillo, situada entre valores de L que van desde 3 a 5 y que genera el campo magnético que se opone al terrestre. De allí, las bahías negativas en la componente H. Esta corriente para producir depresión en H debe estar dirigida hacia el Oeste, siendo realmente la resultante entre una corriente interna al anillo dirigida al Este y una externa en sentido Oeste. Esta última predomina. De ahí, la corriente neta en dirección Oeste. El campo eléctrico asociado a esta corriente de anillo justificaría una deriva vertical hacia arriba pero si el campo eléctrico del anillo apuntara el Este, hecho que está en contradicción con el signo de Dst, que muestra tendencia a hacerse más negativo en el período bajo análisis.

El comportamiento de hpF2 en el caso de Tucumán y Huancayo, reforzarían el sentido de las respectivas fases negativa y positiva. En Tucumán, hp sube entre las 22 y las 23 hs, llevando la ionización a zonas de menor pérdida por recombinación. Es decir, la fase negativa sería más intensa si la capa no hubiera subido. En el caso de Huancayo la situación es inversa. La capa baja a zonas de mayor recombinación, por lo que la fase hubiera sido más positiva si la capa no hubiera bajado.

Todo este complejo panorama dinámico debe ser consecuencia de la tercera micro-subtormenta iniciada a lo sumo hacia las 23 hs de TEL. No puede ser consecuencia de la subtormenta principal que se extiende desde las 12 hs hasta las 06 hs del día siguiente (28 de marzo). Si se observa con cuidado, la segunda micro-subtormenta ini

ciada a lo sumo a las 19 hs, genera una secuencia de procesos casi análoga a la anterior, con algunas diferencias aparentes en el comportamiento de hp (no representada). Aquí para Tucumán la capa baja en lugar de subir. Esto significa mayor recombinación, hecho que se observa en los datos de Nm (no representados) los que muestran una fase negativa mucho más intensa que la de las 23 hs.

Por fin, merece señalarse la drástica erosión en la ionización ocurrida en zona ecuatorial entre 00 y 01 hs de TEL, cuándo prácticamente todas las estaciones se normalizan. Este proceso debe estar asociado con un intenso campo hacia el Este, que originaría una rápida deriva hacia arriba y reacomodamiento de la ionización. El retorno al estado normal de todos los registros de la red no avalan un mecanismo de viento neutro para este evento. El mismo merece ser estudiado con más detenimiento en un trabajo futuro.

BIBLIOGRAFIA

- Jacchia, L.G.; 1977: "Thermospheric temperature, density, and composition: new models", Smithsonian Astrophysical Observatory, Special Report 375.
- Mc Ewan, M.J. y Phillips, L.F.; 1975: "Chemistry of the Atmosphere, Pub. Edward Arnold - Londres.
- Murphy, J.A.; 1974: "Numerical studies of some aeronomic processes" Tesis Doctoral, Universidad de Sheffield, Inglaterra.
- Nicolet M.; 1963: "La constitution et la composition de l'atmosphère superieure", Geophysics, The Earth's Environment. Pub. Gordon and Breach.
- Philbrick, C.R., Lammerzahl, P., Neske, E. y Dumbs, A.; 1981: "Comparison of plasma densities in the daytime polar F-region measured by the AEROS-B and S3-1 satellites", J.Atmos.Terr.Phys., 43, 1081 - 1091.
- Radicella, S.M., Manzano, J.R. y Ortiz de Adler, N.; 1982: "Satellite and ground observations of a marked negative phase during the recovery of an ionospheric storm", Enviado para su publicación al J.Atmos.Terr.Phys.
- Schunk, R.W. y Nagy A.F.; 1978: "Electron temperatures in the F re-

gion of the ionosphere; theory and observations", Rev. Geophys. Space Phys., 16, 355 - 399

Strobel D.F., Young T.R., Meier R.R., Coffey T.P. y Ali A.W.; 1974: "The nighttime ionosphere: E region and lower F region", J. Geophys. Res., 79, 3171 - 3178.

Torr D.G. y Torr M.R.; 1979: "Chemistry of the thermosphere and ionosphere", J. Atmos. Terr. Phys., 41, 797 - 839.

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

Figura 1: Perfiles de composición iónica medidos por el satélite S3-2, en función del tiempo, mostrándose además latitud y longitud geográficas, latitud geomagnética, altura y tiempo local. Órbita 1550.

Figura 2: Idem Figura 1. Órbita 1592.

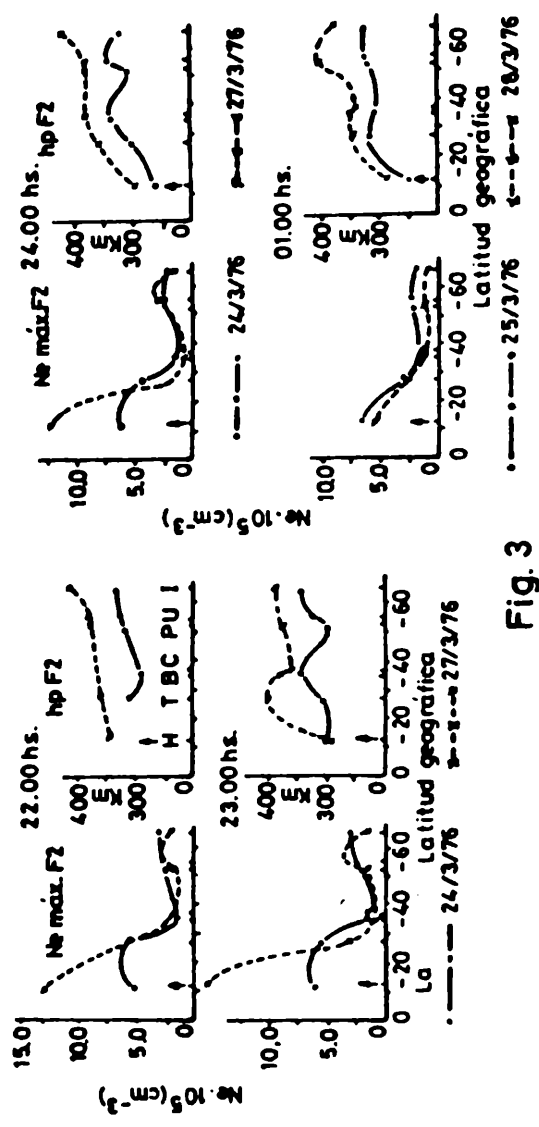
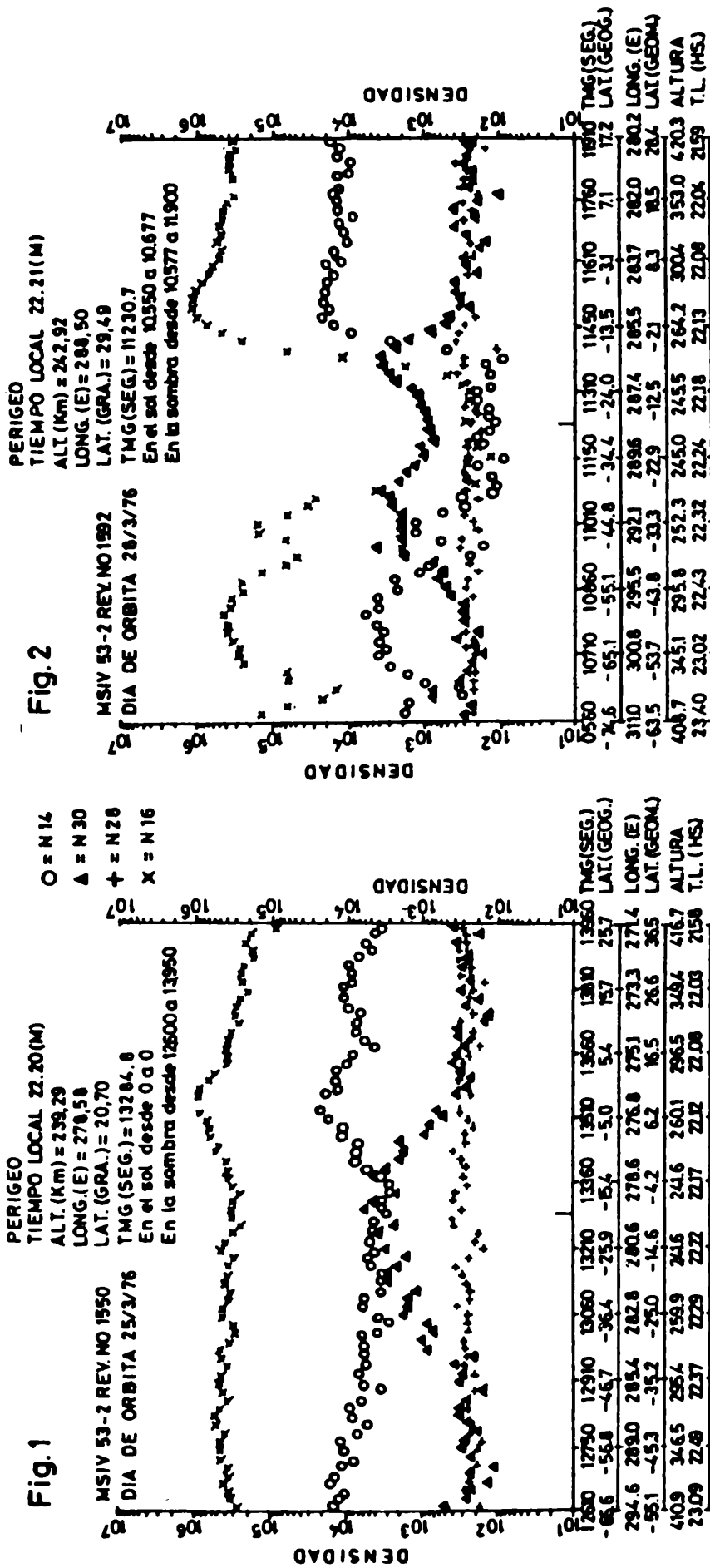
Figura 3: Perfiles latitudinales de concentración electrónica, N_e , y altura de pico, h_p , determinados en base a ionogramas de la red sudamericana de sondadores verticales.

Figura 4: Idem Figura 1. Órbita 1591.

Figura 5: Contenido electrónico medido sobre Tucumán en base a datos del satélite INTASAT.

Figura 6: Índices ecuatorial magnético, Dst, y auroral magnético, AE, para el período 25/3/76 al 28/3/76.

Figura 7: Idem Figura 1, pero para el satélite S3-1 y órbita 1581.



COMPORTAMIENTO GEOMAGNETICO E IONOSFERICO DURANTE LAS SUBTORMENTAS
DEL DIA 4 DE ENERO DE 1975. #

M. M. Zossi de Artigas* y J. R. Manzano**

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

RESUMEN

La disponibilidad de un número significativo de magnetómetros cubriendo los anillos aurorales norte y sur, y cadenas longitudinales nos permite un amplio análisis del comportamiento del campo geomagnético durante las subtormentas producidas el día 4 de enero de 1975. Los resultados confirman los modelos que establecen que las mismas son generadas en la cola nocturna magnética terrestre por ruptura del sistema de corriente que atraviesa la lengua de plasma desde alba a crepúsculo y aparición de corrientes de Birkeland alineadas con las líneas magnéticas de campo con pie u origen en las zonas aurorales. Se observa también que el proceso no se propaga a bajas latitudes.

El análisis del comportamiento ionosférico muestra contradicciones con algunas ideas presentes.

ABSTRACT

The abundance of information from magnetometers covering north and south auroral zones and meridional chains, makes it possible to analyze the geomagnetic field behaviour during January, the 4th, 1975, substorms. The results confirm previous models establishing that the substorms are generated at the nocturnal magnetic tail, as a consequence of the break of the current system crossing the plasmashet from dawn to dusk and to the presence of the field - aligned Birkeland currents with origin or foot at the auroral zones. Propagation of the process to lower latitudes has not been observed.

The ionospheric behaviour shows contradictions with some present ideas.

Trabajo parcialmente financiado por el CONICET a través del PRO NARP.

* Becaria del CONICET.

** Miembro de la Carrera de Investigador del CONICET.

INTRODUCCION

Una subtormenta magnetosférica es un proceso transitorio iniciado en el lado nocturno de la Tierra, en el cual una cantidad significativa de energía, derivada de la interacción viento solar-magnetósfera, es depositada en la magnetósfera y en la ionósfera auroral (Rostoker y otros, 1980).

En el caso más simple una subtormenta parece tener tres fases: una fase de crecimiento, una de expansión y una tercera de recuperación. En la primera, la energía que proviene de la dínamo viento solar-magnetósfera es almacenada en la cola magnética, siendo luego explosivamente liberada en la segunda fase. En la fase de recuperación, la magnetósfera se relaja hacia un estado tranquilo.

Un aumento en el valor del parámetro energético, \mathcal{E} , identificado como la potencia almacenada en el viento solar, indica actividad de subtormenta (Akasófu, 1981-c).

En este trabajo se hace un análisis del comportamiento magnético de estaciones aurorales norte y sur y de cadenas longitudinales, durante las subtormentas del día 4 de enero de 1975. Se realizan cálculos de $\mathcal{E}(\lambda)$, y de $w_T(t)$, el parámetro del viento solar y la energía total disipada en la magnetósfera, respectivamente. Se analiza, además, el comportamiento de la ionósfera para el mismo período mediante registros de redes longitudinales y auroral sur de sondadores.

PRESENTACION Y ANALISIS DE DATOS MAGNETICOS

Para el análisis se usan datos magnéticos de estaciones aurorales norte y sur, además de dos redes longitudinales: la americana y la australo asiática, estas dos últimas con el fin de ver la propagación de la subtormenta hacia bajas latitudes (TABLA 1). Se toma el día 3/1/75, como días de control, como buena aproximación ya que se trata de un día magnéticamente tranquilo ($\sum K_p = 15$).

Los valores horarios de la componente H (nT) medidos en las estaciones de ambas redes aurorales, son representados en las figuras 1 y 2 respectivamente. De ellas, se puede observar que el comportamiento es similar para ambas redes. Así, hacia el mediodía universal del día 4/1/75, el electrochorro auroral hacia el oeste crece en las estaciones de Dixon, Cape Chelyuskin, Tixie Bay, Barrow y College, estaciones que se encuentran en los sectores crepúsculo-medianoche y medianoche-alba. Hacia las 15.00 TU, Leirvogur, Tromso y Sodankyla,

en el lado diurno, presentan bahías positivas, indicativas de un electrochorro hacia el este. De la figura 5, puede concluirse que a estas horas los electrochorros aurorales crecen hacia el sur del óvalo.

Por otro lado, si se observan las estaciones de la red auroral sur, hacia las 12.00 TU, Macquarie Island y Vostok presentan bahías negativas (indicando electrochorros hacia el oeste), que en el caso de la primera llega a 500 nT, y para la última se está superponiendo a su variación Sq^P . Syowa Base y Mawson, en el lado diurno, observan marcadas bahías positivas hacia esta hora, indicando un intenso electrochorro hacia el este. En Dumont D'Urville se observa también, una bahía negativa, aunque retrasada. De la figura 6, se puede indicar que el electrochorro hacia el oeste crece hacia el sur del óvalo, ó más bién, la "ola" hacia el oeste, se expande hacia el polo magnético afectando a estaciones casi polares.

La recuperación parcial observada en Macquarie Island (Hemisferio Sur), Tixie Bay, Cape Chelyuskin y Dixon (Hemisferio Norte), podría deberse al pasaje de las estaciones por la discontinuidad de Harang, o quizás a la iniciación de una nueva subtormenta. Este efecto, que se observa hacia las 20.00 TU, se manifiesta también en Syowa Base y Mawson, en forma muy significativa. El comportamiento de Islas Argentinas y Sanae se puede explicar a partir de la figura 6, ya que en cualquier circunstancia se encuentran lejos del óvalo auroral.

En beneficio de la longitud del trabajo no se realiza un estudio más profundo de la estructura fina en el comportamiento de H.

En las figuras 3 y 4 se grafica H para las redes meridionales americana y australo-asiática, respectivamente.

Es evidente que no se observan efectos significativos en estaciones medias y bajas latitudes de la red americana, la cual se encuentra sumergida en el lado iluminado de la Tierra. En cambio en la red australo-asiática se observa la existencia, en todas las estaciones, de una estructura irregular posiblemente indicativa de la propagación de una onda gravitatoria generada en el comienzo de la subtormenta. Estas estaciones se encuentran en el sector nocturno.

PRESENTACION Y ANALISIS DE DATOS IONOSFERICOS

Se analiza los valores de las variaciones relativas de la frecuencia crítica f_oF2 , dados por $\Delta f_oF2 / f_oF2 = (f_oF2 - \overline{f_oF2}) / \overline{f_oF2}$, con $\overline{f_oF2}$ como el

valor promedio calculado con los valores correspondientes a los días tranquilos del mes. Estos valores son volcados en las figuras 7, 8 y 9, para las redes sudamericana, auroral sur y australo-asiática, respectivamente (Tabla 2).

Se observa que a las 11.00 TU, hora de iniciación de la subtormenta en estaciones aurorales nocturnas, las estaciones americanas de latitudes medias y bajas (salvo Huancayo), que están en el sector mañana, ven un aumento de foF2. En la figura 8 se observa que, las estaciones de Georgias del Sur, Sanae y Syowa Base (lado diurno) muestran una fase positiva en un comportamiento análogo al de Islas Argentinas y Halley Bay, ya analizadas. De Mawson, también en el lado diurno y debido a la falta de datos, solo se puede decir que manifiesta una tendencia a un aumento de foF2 dos horas más tarde. Mientras que en Terre Adelie (en el sector crepúsculo-medianoche), el aumento en los valores de foF2 se produce 4 horas después.

Por otro lado, las estaciones de la red australo-asiática que están en el sector noche de altas y bajas latitudes presentan fase negativa en general, mientras que sólo algunas de latitudes medias muestran efectos positivos.

CONSIDERACIONES ENERGETICAS

El parámetro \mathcal{E} , deducido por Perreault y Akasofu (1978) ha sido identificado por Kan y otros (1980), y Akasofu (1981 a) como la potencia generada por la dínamo viento solar-magnetosfera. Este parámetro está dado por:

$$\mathcal{E}(t) = 4\pi \mu_0^{-1} l_0^2 v B^2 \sin^4(\theta/2) \quad \text{Joule/seg} \quad (1)$$

donde: μ_0 = permeabilidad magnética; $l_0 = 7 R_T$, es una longitud característica relacionada con el tamaño del frente de la magnetosfera (R_T = radio de la Tierra); v = velocidad del viento solar; B = intensidad del campo magnético interplanetario; θ = ángulo polar que forma la proyección en el plano Y-Z del campo magnético interplanetario, medido desde el eje geomagnético en dirección sur. El eje X está dirigido hacia el Sol, el eje Y en la dirección alba-crepúsculo y Z hacia el Norte magnético, en un sistema centrado en la Tierra.

Por otro lado, el flujo de energía total disipada en la magnetosfera durante subtormentas (Akasofu, 1981 a), $U_T(t)$, está dado por la suma de, la energía disipada como calentamiento joule por el e-

lectrochorro auroral, $\mu_j(t)$; la energía inyectada en el anillo de corriente, $\mu_R(t)$; y la energía transportada por las partículas aurales, $\mu_A(t)$, Así:

$$\mu_T(t) = \mu_j(t) + \mu_R(t) + \mu_A(t) \quad (2)$$

Estos términos están dados por:

$$\mu_j(t) = AE (nT) \times 10^{15} \quad (\text{erg/s}) \quad (3)$$

$$\mu_R(t) = 4,0 \times 10^{20} \times \left(\frac{\partial Dst (nT)}{\partial t} + \frac{Dst}{\tau} \right) \quad (\text{erg/s}) \quad (4)$$

$$\mu_A(t) = 1,5 \times 10^{14} \times AE (nT) \quad (\text{erg/s}) \quad (5)$$

donde AE = índice magnético auroral; Dst = índice magnético ecuatorial y τ = tiempo de vida de las partículas del anillo de corriente (= 2 hs, cuando $10^{18} \text{ erg/s} < \mathcal{E} < 10^{19} \text{ erg/s}$ según Akasofu (1981 b))

Con datos de Marianí y otros (1978), para B y v, y con los datos de AE y Dst publicados por Boulder, se calculan \mathcal{E} , μ_j , μ_R , μ_A y μ_T . Los valores se muestran a continuación:

| T.U. | B(nT) | v(Km/s) | \mathcal{E} (Joule/s) | \mathcal{E} (erg/s) |
|-------|-------|---------|-------------------------|-----------------------|
| 00.00 | 12.5 | 660 | $2.05 \cdot 10^{12}$ | $2.05 \cdot 10^{19}$ |
| 03.00 | 12.0 | 670 | $1.91 \cdot 10^{12}$ | $1.91 \cdot 10^{19}$ |
| 06.00 | 9.5 | 700 | $1.26 \cdot 10^{12}$ | $1.26 \cdot 10^{19}$ |
| 09.00 | 9.0 | 715 | $1.14 \cdot 10^{12}$ | $1.14 \cdot 10^{19}$ |
| 12.00 | 7.0 | 732 | $7.16 \cdot 10^{11}$ | $7.16 \cdot 10^{18}$ |
| 15.00 | 7.5 | 715 | $7.91 \cdot 10^{11}$ | $7.91 \cdot 10^{18}$ |
| 18.00 | 7.8 | 708 | $8.54 \cdot 10^{11}$ | $8.54 \cdot 10^{18}$ |
| 21.00 | 7.5 | 700 | $7.79 \cdot 10^{11}$ | $7.79 \cdot 10^{18}$ |
| 00.00 | 7.0 | 700 | $6.78 \cdot 10^{11}$ | $6.78 \cdot 10^{18}$ |

| T.U. | AE(nT) | Dst(nT) | $\mu_j(t)$ (erg/s) | $\mu_p(t)$ (erg/s) | $\mu_d(t)$ (erg/s) | $\mu_r(t)$ (erg/s) |
|-------|--------|---------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| 00.00 | 205 | 22 | $2.05 \cdot 10^{17}$ | $6.40 \cdot 10^{17}$ | $3.07 \cdot 10^{16}$ | $8.75 \cdot 10^{17}$ |
| 03.00 | 185 | 13 | $1.85 \cdot 10^{17}$ | $5.54 \cdot 10^{17}$ | $2.77 \cdot 10^{16}$ | $7.67 \cdot 10^{17}$ |
| 06.00 | 329 | 9 | $3.29 \cdot 10^{17}$ | $2.20 \cdot 10^{17}$ | $4.93 \cdot 10^{16}$ | $5.98 \cdot 10^{17}$ |
| 09.00 | 271 | 6 | $2.71 \cdot 10^{17}$ | 0 | $4.06 \cdot 10^{16}$ | $3.11 \cdot 10^{17}$ |
| 12.00 | 830 | 8 | $8.30 \cdot 10^{17}$ | $7.20 \cdot 10^{17}$ | $1.24 \cdot 10^{17}$ | $1.67 \cdot 10^{18}$ |
| 15.00 | 1200 | - 6 | $1.20 \cdot 10^{18}$ | $1.64 \cdot 10^{18}$ | $1.80 \cdot 10^{17}$ | $3.02 \cdot 10^{18}$ |
| 18.00 | 417 | -12 | $4.17 \cdot 10^{17}$ | $5.12 \cdot 10^{17}$ | $6.25 \cdot 10^{16}$ | $9.91 \cdot 10^{17}$ |
| 21.00 | 249 | -12 | $2.49 \cdot 10^{17}$ | $8.48 \cdot 10^{17}$ | $3.73 \cdot 10^{16}$ | $1.13 \cdot 10^{18}$ |
| 00.00 | 360 | -15 | $3.60 \cdot 10^{17}$ | $1.16 \cdot 10^{18}$ | $5.40 \cdot 10^{16}$ | $1.57 \cdot 10^{18}$ |

A partir de los magnetogramas de estaciones aurorales, de los datos de los índices AE y Dst, junto con los valores calculados de $\dot{\mathcal{E}}$ y de $\mu_r(t)$ se observa que, el comienzo súbito se produce alrededor de las 07.30 TU del día 4/1/75, iniciando así la fase de crecimiento que se prolonga por 3 horas, ya que hacia las 10.30 TU comienza la expansión que llega a su punto máximo a las 15.00 TU, para empezar la fase de recuperación.

DISCUSION

Hughes y Rostoker (1979) han desarrollado un modelo tridimensional de corriente para actividad magnética moderada, que luego ha sido modificado para actividad de subtormenta (Rostoker y Hughes, 1979; Rostoker, 1980). La subtormenta está caracterizada por un electrochorro hacia el oeste más intenso y más amplio en el sector atardecer y por una "ola" que viaja hacia el oeste en el borde occidental de la región perturbada por la subtormenta (Figura 10 a y b).

Por otro lado, también está presente en este modelo la discontinuidad de Harang en el sector pre-medianoche, donde se observa una marcada zona de estacionamiento de plasma y donde los electrochorros hacia el oeste y hacia el este tienden a entrecruzarse, extendiéndose hacia la medianoche el electrochorro en dirección este, sobre el lado ecuatorial del electrochorro hacia el oeste.

A partir de lo analizado se podría concluir que el comportamiento de todas las estaciones aurorales estaría de acuerdo con el modelo de Rostoker y Hughes (1979), ya que, por un lado, las estaciones que se encuentran en el sector diurno durante el desarrollo de

las subtormentas, observan electrochorros hacia el este, que es más significativo para las que se encuentran en el sector mediodía-crepúsculo. Las estaciones del sector nocturno, presentan marcadas bahías negativas, indicativas de un electrochorro hacia el oeste. Por otro lado, el comportamiento significativo de Vostok y Dumont D'Urville, estaciones polares magnéticas, nos indicaría que la "ola" se prolonga más hacia el sur, que en el modelo de Rostoker y Hughes, llegando casi hasta el polo magnético. Sin embargo debe tenerse precaución pues en estas dos últimas estaciones se encuentra superpuesto el Sq de los vórtices del casquete polar, efecto a analizarse en otro trabajo.

La existencia de dos subtormentas, una hacia las 11.00 TU y la otra hacia las 20.00 TU, tal como lo hemos anunciado durante el análisis de los datos, podría cuestionarse cuando se observa la ubicación de las estaciones de Dixon, Cape Chelyuskin, Tixie Bay, Syowa Base y Mawson, hacia las 20.00 TU (Figuras 5 y 6), ya que estarían pasando por la zona de discontinuidad de Harang.

Además se desea agregar que haciendo una comparación de los datos magnéticos analizados de ambas redes aurorales, existe una gran similitud entre ellas.

En cuanto a los efectos ionosféricos, se observa un aumento significativo en el parámetro foF2, con el comienzo de las subtormentas en las estaciones de la red sudamericana que permanecen en el lado diurno durante el evento. Esto no estaría de acuerdo con lo enunciado por Park y Meng (1973), quienes establecen que el incremento en los valores de los parámetros se produce en estaciones de latitudes medias, pero del sector nocturno. El comportamiento mostrado por las estaciones de Brisbane y Townsville estaría, en cambio, de acuerdo con lo enunciado por estos autores. Es evidente que, en el caso de la ionósfera, la perturbación se propaga a bajas latitudes en proceso ondulatorio, que justificaría el comportamiento en la región australo-asiática pero no americana. Sería necesario analizar h_p para confirmar o no lo dicho anteriormente.

Según Akasofu (1981 c), las fases de crecimiento y de recuperación de una subtormenta magnetosférica son efectos directos de un aumento y una disminución respectivamente, de la potencia generada por la dínamo viento solar-magnetósfera, caracterizada por el parámetro \mathcal{E} (Akasofu y Chao, 1980). Según los mismos autores, la energía total disipada en la magnetósfera, $\mu_T(t)$, correlaciona muy bien con el parámetro $\mathcal{E}(t)$. Por lo tanto, el comienzo súbito, la

fase de crecimiento, la de expansión y la de recuperación de una subtormenta magnetosférica son controlados principalmente por el viento solar.

Cuando el valor de \mathcal{E} y de $\mu_T(t)$ supera los 10^{18} erg/s, según Akasofu (1981 c), se desarrolla una subtormenta magnetosférica. Por consiguiente, los valores que se han calculado nos indicarían la producción de una.

Según Akasofu (1979), existe una estrecha correlación entre el índice AE y los parámetros \mathcal{E} y μ_T , hecho que no observamos de acuerdo a nuestros cálculos. Es evidente que, a) se disipa energía en un proceso no considerado o, b) es necesario un ajuste de las ideas de Akasofu.

BIBLIOGRAFIA

- Akasofu, S-I; 1979: "Relationship between the growth of the ring current and the interplanetary quantity \mathcal{E} ", Planet. Space Sci., 27, 1039 - 1041.
- Akasofu, S-I; 1981a: "Passage of the solar current disk and major Geomagnetic Storms", Solar Physics, 71, 175 - 199.
- Akasofu, S-I; 1981b: "Prediction of development of geomagnetic storms using the solar wind-magnetosphere energy coupling function \mathcal{E} "; Planet. Space Sci., 29, 1151 - 1158.
- Akasofu, S-I; 1981c: "Magnetospheric substorms: a newly emerging model"; Planet. Space Sci., 29, 1069 - 1078.
- Akasofu, S-I y Chao J.K.; 1980: "Interplanetary shock waves and magnetospheric substorms"; Planet. Space Sci., 28, 381 - 385.
- D'Angelo N. y Goertz C.K.; 1979: "An interpretation of Akasofu's substorm parameter"; Planet. Space Sci., 27, 1015 - 1018.
- Hughes T.J. y Rostoker G.; 1979: "A comprehensive model current system for high-latitude magnetic activity - I. the steady state system"; Geophys. J.R. astr.Soc. 58, 525 - 569
- Kan J.R., Lee L.C. y Akasofu S-I; 1980: "The energy coupling function and the power generated by the solar wind-magnetosphere dynamo"; Planet. Space Sci., 28, 823 - 825.
- Mariani F, Ness N.F., Burlaga L.F., Bavasanno B. y Villante U.; 1978: "The large-scale structure of the interplanetary magnetic field between 1 and 0.3 AU during the primary mission of He-

- lios 1"; J. Geophys. Res., 83, 5161 - 5166.
- Park C.G. y Meng C-I; 1973: "Distortions of the nightside ionosphere during magnetospheric substorms"; J. Geophys. Res., 78, 3828 - 3839.
- Perreault P. y Akasofu S-I; 1978: "A study of geomagnetic storms"; Geophys. J. R. astr. Soc., 54, 547 - 573.
- Rostoker G.; 1980: "Magnetospheric and Ionospheric currents in the polar cusp and their dependence on the B_y component of the interplanetary magnetic field"; J. Geophys. Res., 85, N°A 8, 4167-4176.
- Rostoker G. y T.J. Hughes; 1979: "A comprehensive model current system for high-latitude magnetic activity - II. the substorm component"; Geophys. J.R. astr. Soc., 58, 571 - 581..
- Rostoker G.; Akasofu S-I, Foster J. Greenwald R., Kamide Y., Kawasaki K., Lui A., McPherron R.L., Russell C. T.; 1980: "Magnetospheric substorms - Definition and signature"; J. Geophys. Res., 85, 1663.

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

- Figura 1: Valores horarios de la componente H medidos a partir de registros magnéticos en estaciones del anillo auroral del hemisferio norte. Estas estaciones figuran en la Tabla 1.
- Figura 2: Idem Fig. 1 para estaciones del anillo auroral del hemisferio sur.
- Figura 3: Idem Fig. 1 para estaciones de la red americana.
- Figura 4: Idem Fig. 1 para estaciones de la red australo-asiática.
- Figura 5: Ubicación de las diferentes estaciones de la red auroral del hemisferio norte cuyos registros fueron usados. Localización aproximada del óvalo auroral norte para distintas horas.
- Figura 6: Ubicación de las diferentes estaciones de la red auroral del hemisferio sur cuyos registros fueron usados. Localización aproximada del óvalo auroral sur para distintas horas.
- Figura 7: Valores de $\Delta f_oF2/\overline{f_oF2}$ en función del tiempo universal (TU), para las estaciones de la red sudamericana de sondadores, que figuran en la Tabla 2.
- Figura 8: Idem Fig. 7 para estaciones de la red auroral sur de sondadores.

Figura 9: Idem Fig. 7 para estaciones de la red australo-asiática de sondadores.

Figura 10:a) Modelo de sistema tridimensional de corriente para condiciones tranquilas (de Hughes y Rostoker, 1979).

b) Modelo de sistema tridimensional de corriente para subtormenta (de Hughes y Rostoker, 1979).

TABLA 1: Lista de estaciones magnéticas

| Estaciones | Lat. N Geográfica | Long. E | Lat. N Geomagnética | Long. E |
|--------------------------------|----------------------|---------|------------------------|---------|
| <u>Red Auroral Norte</u> | | | | |
| Tromso | 69.7 | 19.0 | 67.1 | 117.1 |
| Sodankyla | 67.4 | 26.6 | 63.7 | 120.3 |
| Dixon | 73.5 | 80.4 | 63.0 | 161.7 |
| Cape Chelyuskin | 77.7 | 104.3 | 66.3 | 176.7 |
| Tixie Bay | 71.58 | 129.00 | 60.48 | 191.72 |
| Barrow | 71.3 | 203.2 | 68.6 | 241.5 |
| College | 64.9 | 212.2 | 64.7 | 257.0 |
| Leirvogur | 64.2 | 338.3 | 70.1 | 71.5 |
| <u>Red Auroral Sur</u> | | | | |
| Syowa Base | -69.00 | 39.58 | -69.75 | 78.15 |
| Mawson Antártica | -67.60 | 62.88 | -73.16 | 103.52 |
| Vostok | -78.45 | 106.87 | -39.27 | 94.25 |
| Dumont D'Urville | -66.67 | 140.02 | -75.57 | 231.48 |
| Macquarie Island | -54.50 | 158.95 | -60.99 | 243.59 |
| Islas Argentinas | -65.20 | 295.70 | -53.76 | 3.67 |
| Halley Bay | -75.50 | 333.40 | -65.83 | 24.58 |
| Sanae | -70.38 | 357.65 | -63.71 | 44.53 |
| <u>Red Americana</u> | | | | |
| Great Whale River | 55.27 | 282.22 | 66.57 | 348.05 |
| Ottawa | 45.40 | 284.40 | 56.79 | 352.13 |
| Fredericksburg | 38.20 | 282.63 | 49.54 | 350.42 |
| San Juan | 18.12 | 293.95 | 29.57 | 3.63 |
| Paramaribo | 5.82 | 304.78 | 16.33 | 14.93 |
| Tatuoca | -1.20 | 311.48 | 9.51 | 21.25 |
| Huancayo | -12.05 | 284.67 | -0.64 | 354.27 |
| La Quiaca | -22.10 | 294.40 | -10.65 | 3.65 |
| Pilar | -31.67 | 296.12 | -20.25 | 5.07 |
| Trelew | -43.25 | 294.68 | -31.80 | 3.56 |
| Islas Argentinas | -65.20 | 295.70 | -53.76 | 3.57 |
| <u>Red Australo - Asiática</u> | | | | |
| Tixie Bay | 71.58 | 129.00 | 60.48 | 191.72 |
| Yakutsk | 63.02 | 129.72 | 51.02 | 194.19 |
| Vladivostok | 43.68 | 132.17 | 32.3 | 197.9 |
| Memambetsu | 43.90 | 144.20 | 34.07 | 203.93 |
| Kanoya | 31.42 | 130.88 | 20.59 | 198.48 |
| Lunping | 25.00 | 121.17 | 13.71 | 189.92 |
| Guam | 13.58 | 144.87 | 4.04 | 213.35 |
| Davao | 7.08 | 125.58 | -4.00 | 194.97 |
| Port Moresby | -9.40 | 147.15 | -18.52 | 218.36 |
| Toolangi | -37.53 | 145.47 | -46.58 | 221.36 |
| Dumont D'Urville | -66.67 | 140.02 | -75.57 | 231.48 |

TABLA 2: Lista de estaciones de ionosondas

| Estaciones | Lat. N Geográfica | Long.E | Lat. N Geomagnética | Long. |
|------------------------------|----------------------|--------|------------------------|--------|
| <u>Red Sudamericana</u> | | | | |
| Huancayo | -12.00 | 284.70 | - 0.59 | 354.30 |
| Tucumán | -26.30 | 294.60 | -15.45 | 3.77 |
| Buenos Aires | -34.50 | 301.50 | -23.21 | 9.83 |
| Puerto Argentino | -51.70 | 302.20 | -40.42 | 9.48 |
| Ushuaia | -54.30 | 291.70 | -43.33 | 0.93 |
| Islas Argentinas | -65.20 | 295.70 | -57.76 | 3.76 |
| Halley Bay | -75.50 | 333.40 | -65.83 | 24.58 |
| <u>Red Auroral Sur</u> | | | | |
| Syowa Base | -69.00 | 39.6 | -69.9 | 79.2 |
| Mawson | -67.60 | 62.9 | -73.3 | 104.9 |
| Terre Adelie | -66.70 | 140.00 | -75.60 | 231.50 |
| Islas Argentinas | -65.20 | 295.70 | -57.76 | 3.76 |
| Georgias del Sur | -54.27 | 323.5 | -44.4 | 27.2 |
| Halley Bay | -75.50 | 333.40 | -65.83 | 24.58 |
| Sanae | -70.30 | 357.6 | -63.9 | 45.3 |
| <u>Red Australo Asiática</u> | | | | |
| Wakkanai | -45.40 | 141.70 | -35.33 | 206.45 |
| Akita | 39.70 | 140.10 | 29.53 | 205.87 |
| Yokubunji | 35.70 | 139.50 | 25.50 | 205.84 |
| Manila | 14.70 | 121.10 | 3.41 | 190.24 |
| Vanimo | - 2.70 | 141.30 | -12.53 | 211.57 |
| Townsville | -19.30 | 146.70 | -28.39 | 219.28 |
| Brisbane | -27.50 | 152.90 | -35.65 | 227.36 |
| Canberra | -35.30 | 149.00 | -43.80 | 224.80 |
| Hobart | -42.90 | 147.30 | -51.61 | 224.92 |
| Terre Adelie | -66.70 | 140.00 | -75.60 | 231.50 |

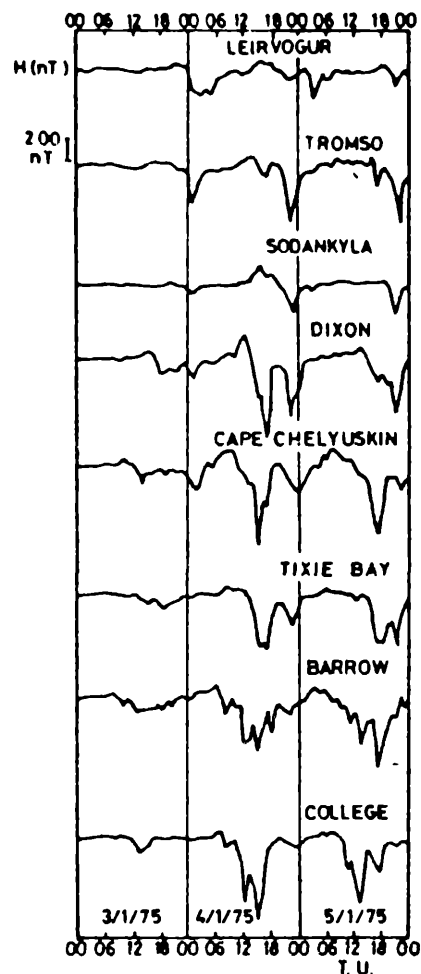


FIG. 1. RED AURORAL NORTE

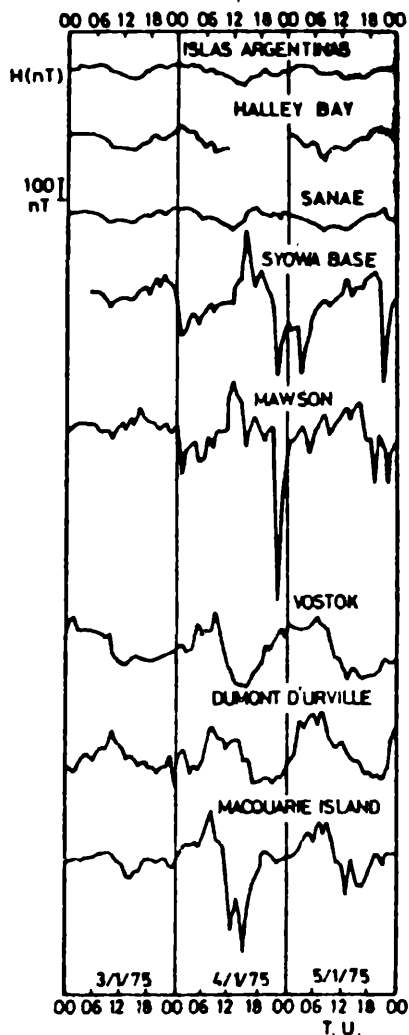


FIG. 2. RED AURORAL SUR

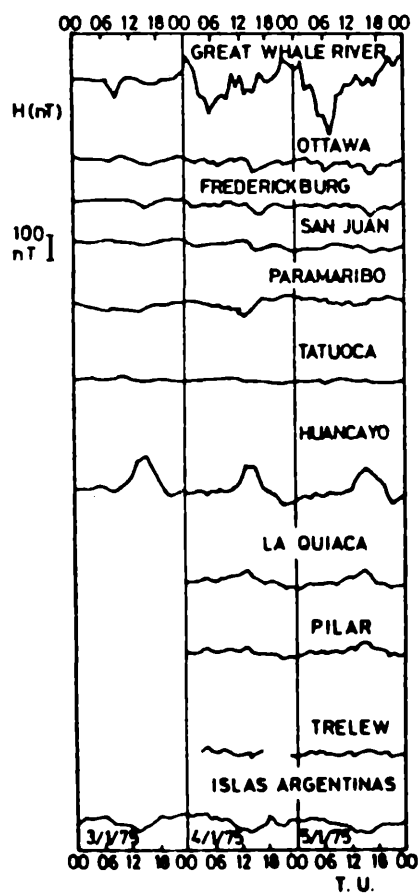


FIG. 3. RED AMERICANA

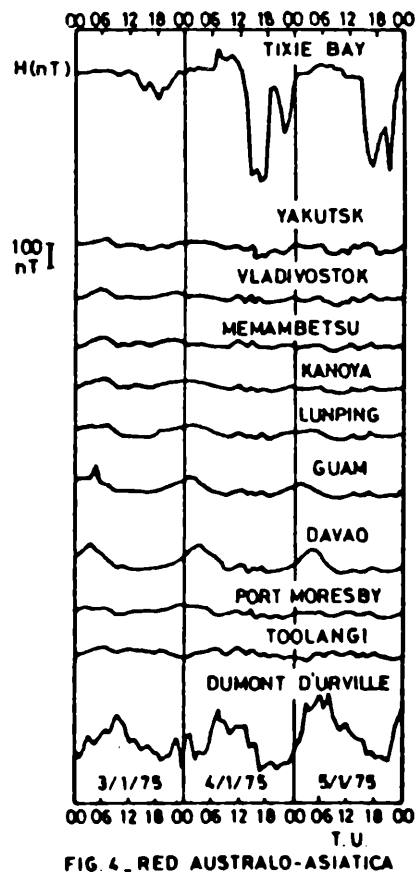


FIG. 4. RED AUSTRALO-ASIATICA

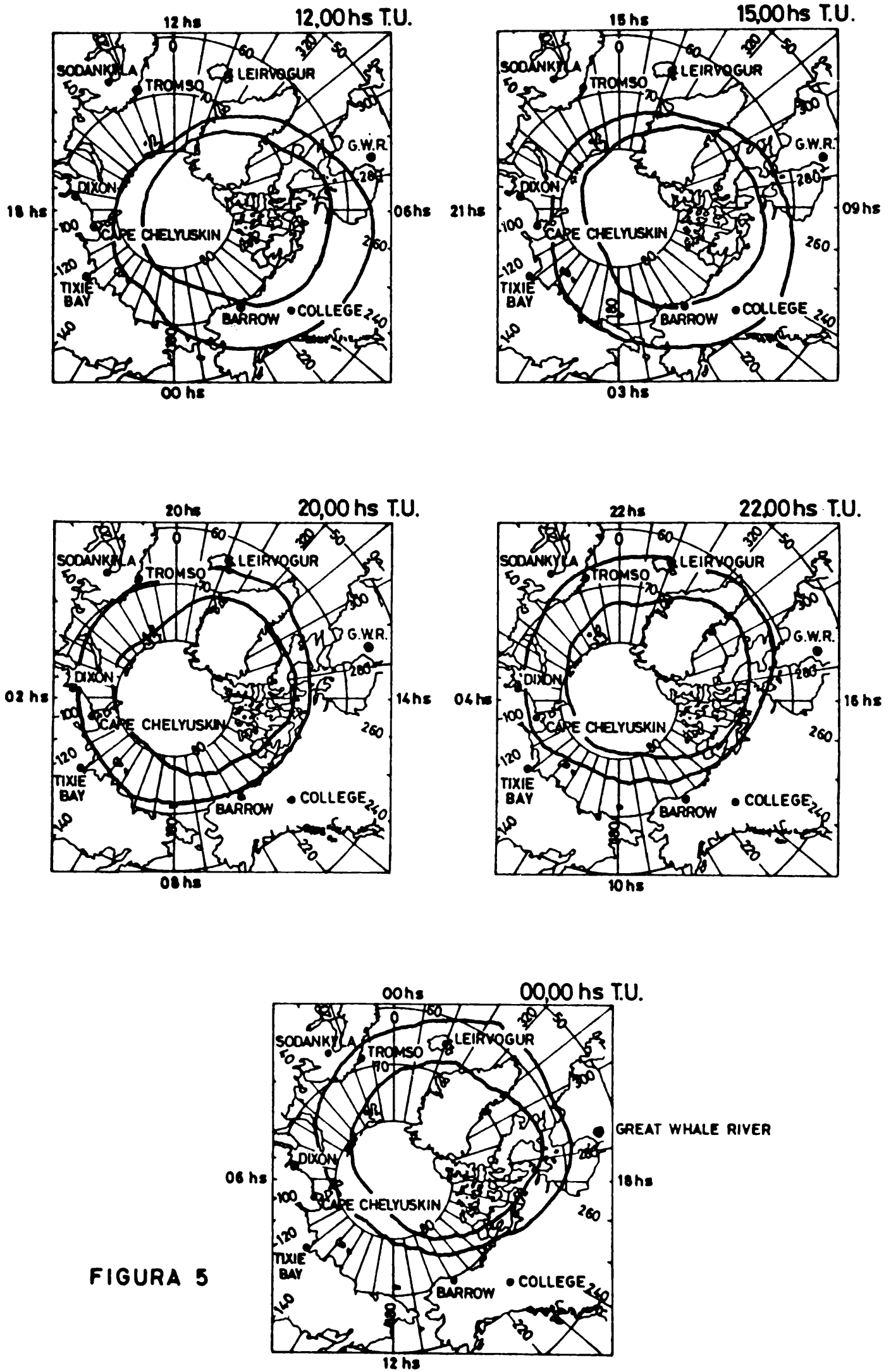


FIGURA 5

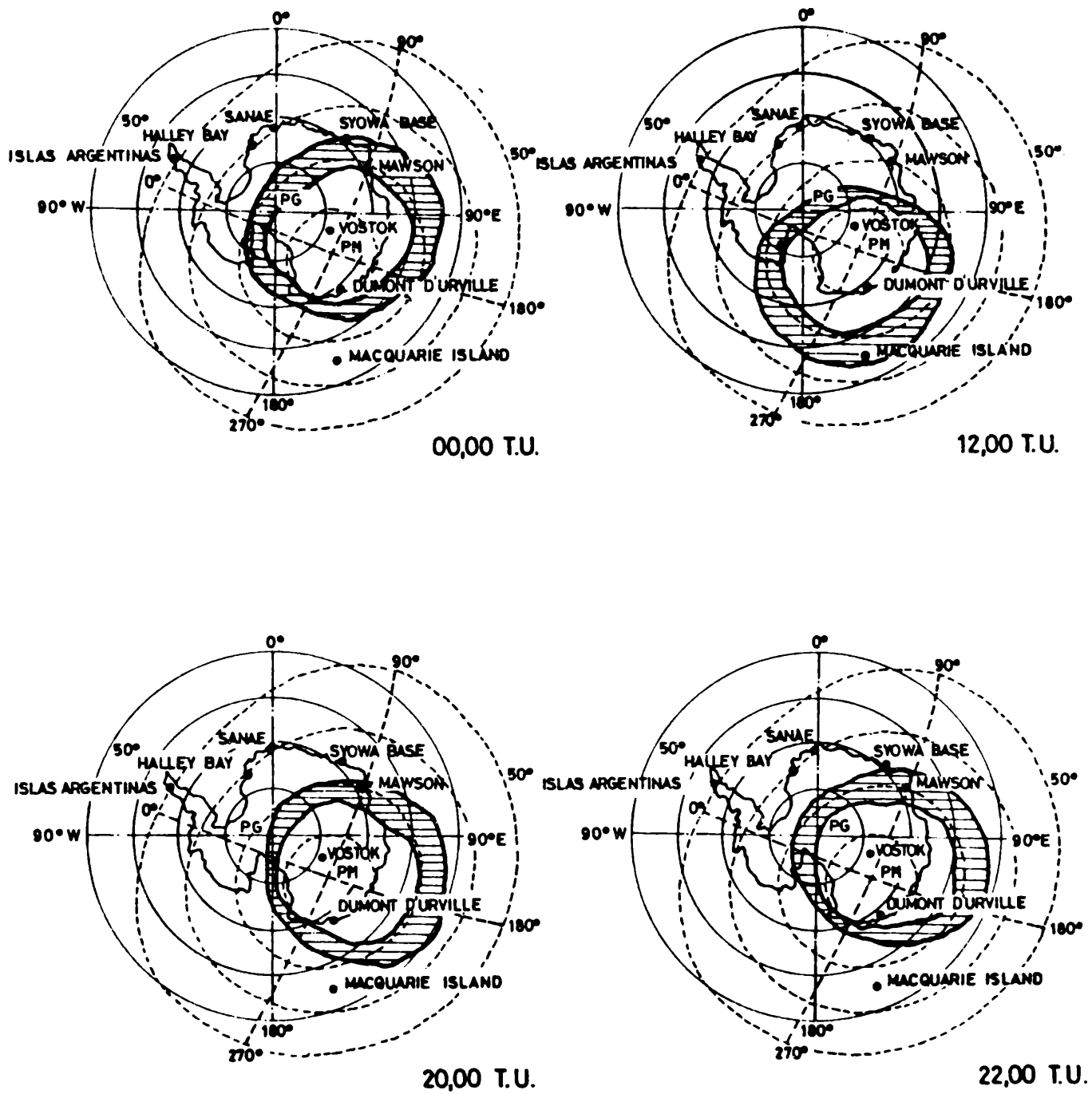


FIGURA 6

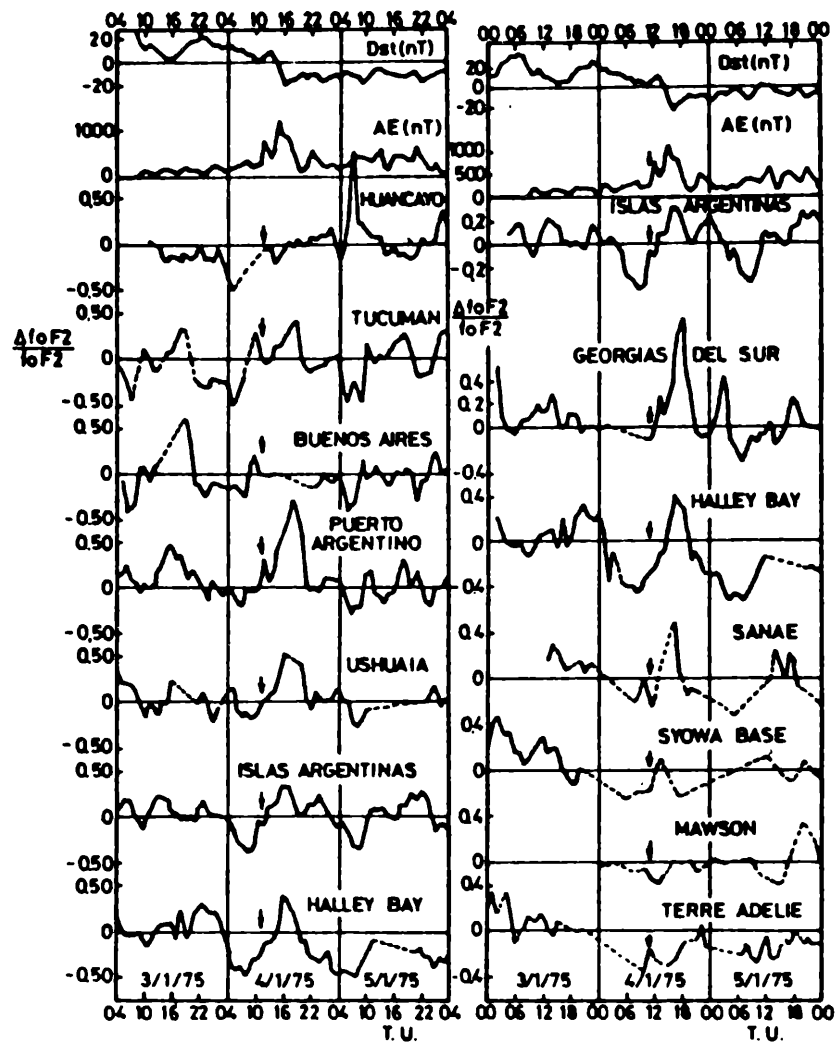


FIG. 7. RED SUDAMERICANA

FIG. 8. RED AURORAL SUR

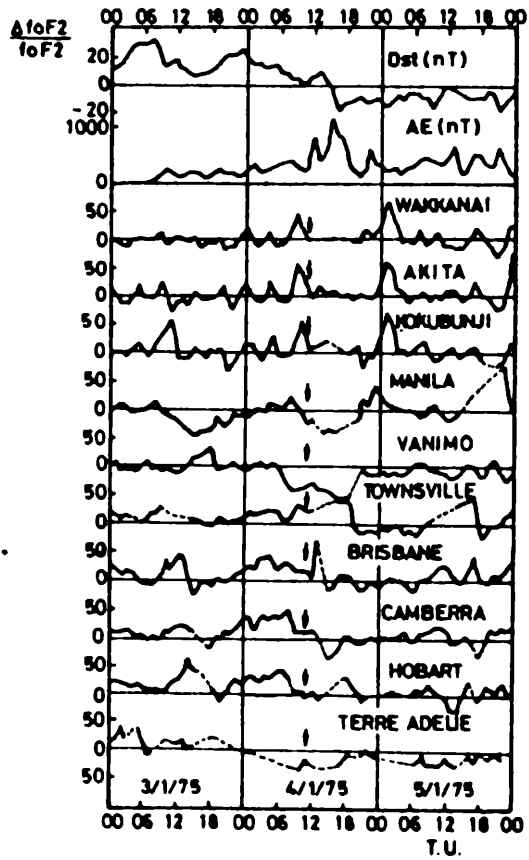


FIG. 9. RED AUSTRALO-ASIATICA

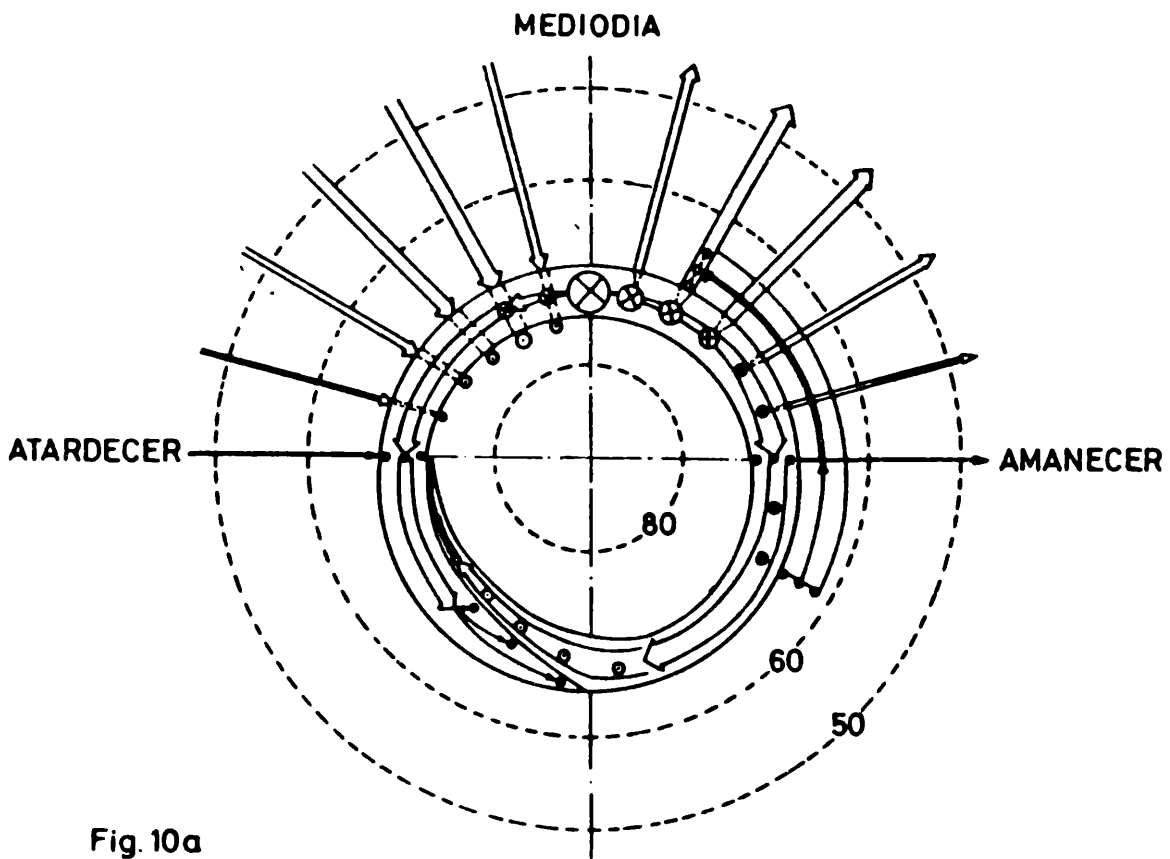


Fig. 10a

MODELO DE SISTEMA TRIDIMENSIONAL DE CORRIENTE PARA CONDICIONES TRANQUILAS

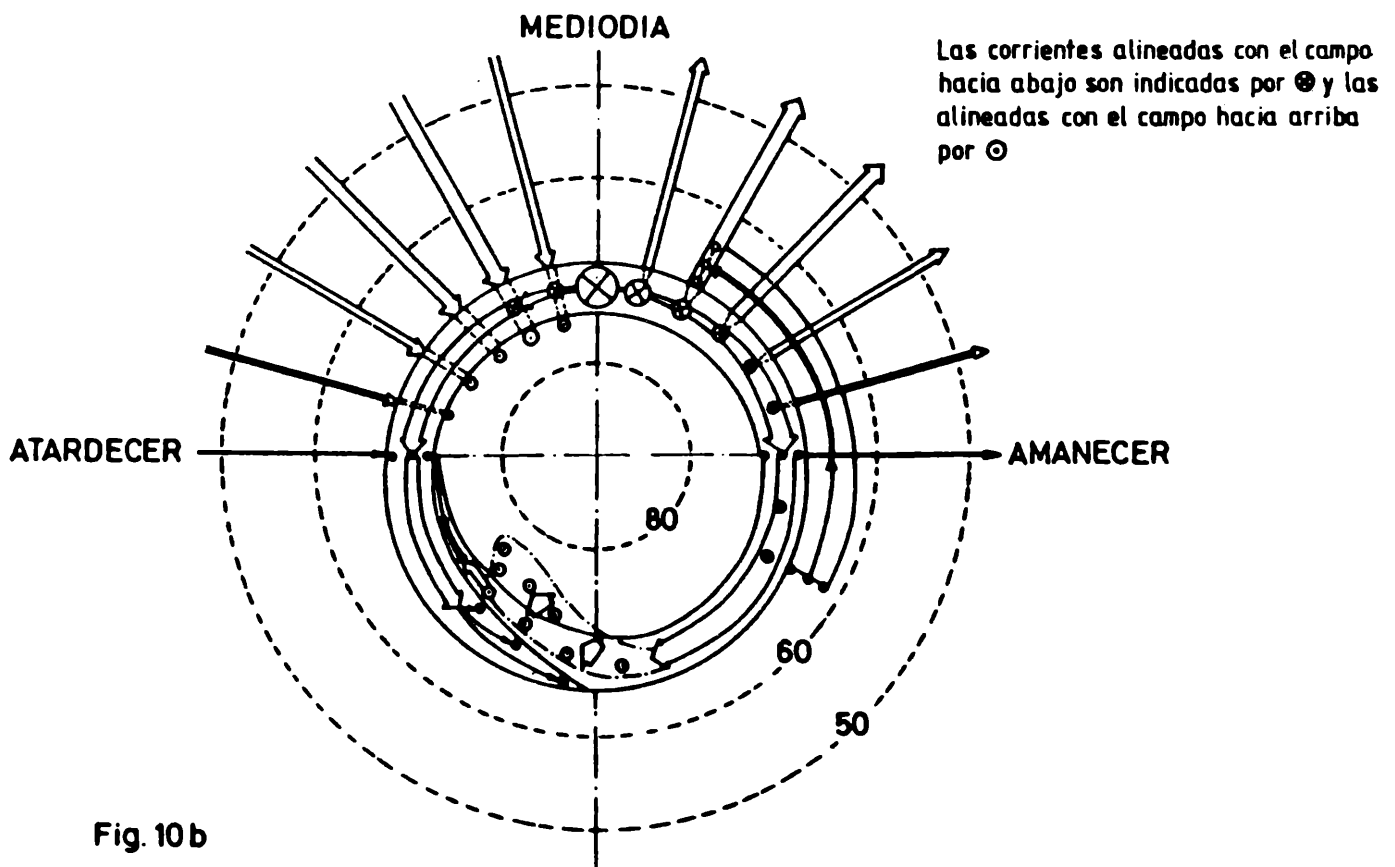


Fig. 10b

MODELO DE SISTEMA TRIDIMENSIONAL DE CORRIENTE PARA SUBTORMENTA

CONTRIBUCION A LA EXTENSION AUSTRAL DEL
MODELO DEL GEOIDE

Jaime R. Soto, Mario O. Olea y Federico Mayer
Servicio de Hidrografía Naval
Buenos Aires, Argentina

RESUMEN

Se exponen resultados e interpretaciones de determinaciones geodésicas tridimensionales efectuadas mediante posicionamiento Doppler con satélites Transit utilizando equipo JMR - 4 a lo largo de la costa patagónica y Antártida.

Si bien estos puntos tuvieron como principal objetivo la determinación de constantes de transformación de los levantamientos locales a Sistemas Geodésicos generales WGS y Campo Inchauspe 1969, se utilizó la vinculación con referencias mareográficas para inferir una franja de la conformación del geoide hasta los 65° de latitud sur.

Para ello se compatibilizaron las determinaciones con el modelo desarrollado por el Instituto Geográfico Militar (IGM) en la región norte del país.

ABSTRACT

Results and interpretations of tridimensional geodetic determinations made by Doppler positioning with Transit Satellites using JMR 4 equipment along the Patagonian and Antarctic coast are exposed.

These points had as principal objective the determination of transformation parameters of local surveys to General Geodetic Systems WGS and Campo Inchauspe 69.

The leveling of mareographic references to these points were used to infer a band of the geoid conformation up to lat. 65° S.

Thus determinations with the unfolding model by Instituto Geográfico Militar (IGM) in the north region of the country were agreed.

1. INTRODUCCION

Durante los años 1981 y 1982 se efectuaron determinaciones Doppler con equipo JMR 4 en los siguientes puntos de la costa patagónica y Antártida:

- Puerto San Antonio (Pcia Río Negro)
- Puerto Madryn (Pcia. del Chubut)
- Comodoro Rivadavia (Pcia. del Chubut)
- Puerto Deseado (Pcia. de Santa Cruz)
- Río Gallegos (Pcia. de Santa Cruz)
- Río Grande (Tierra del Fuego)
- Base Naval Orcadas (Sector Antártico Argentino)
- Base de Ejército Esperanza (Sector Antártico Argentino)
- Caleta Potter (Isla 25 de mayo - Sector Antártico Argentino)

En cada uno de ellos se efectuó la vinculación a la triangulación que apoya a la cartografía náutica para obtener las constantes de transformación a los sistemas WGS y Campo Inchauspe 69 a fin de dar cumplimiento a convenciones internacionales, según las cuales debe insertarse una de las siguientes leyendas;

- a) Las posiciones obtenidas de navegación satelitaria, referidas al Sistema Geodésico Mundial (WGS) se pueden ubicar directamente sobre esta carta.
- b) Las posiciones obtenidas de navegación satelitaria, referidas al Sistema Geodésico Mundial (WGS) deben trasladarse -----al Norte/Sur y -----al Este/Oeste para concordar con esta carta.

- c) Para esta carta no se conocen los ajustes a aplicar a las posiciones obtenidas por navegación satelitaria referidos al Sistema Geodésico Mundial (WGS).

Si bien el requerimiento primario es netamente bidimensional, en todas estas estaciones se tomó la precaución de vincularla con referencias verticales de determinaciones del nivel medio del mar a través de observaciones mareográficas o mareométricas; de esta forma los parámetros de transformación se obtuvieron en forma tridimensional, lo cual les confiere validez más amplia a lo largo de toda la red de apoyo.

Planteada de esta forma la obtención de datos, surgió la posibilidad de obtener la altura del geode sobre los sistemas de referencia, si bien este procedimiento está limitado por el error vertical de la determinación Doppler, los resultados son coherentes entre sí y permiten una amplia extensión hacia el sur de la conformación obtenida con anterioridad.

Al ensamblar las determinaciones con la topografía de la superficie del geode, efectuada mediante nivelación astronómica de la Triangulación Fundamental Argentina, se encontró una discontinuidad del orden de los 10 metros, a los efectos de este estudio se elevó dicha superficie obteniéndose un modelo compatible.

Antes de adoptar este desplazamiento se efectuaron verificaciones de dos puntos con coordenadas Inchauspe 69 en las proximidades de Buenos Aires, a los cuales también se les efectuó la correspondiente vinculación.

altimétrica, el resultado fue compatible desde el punto de vista de la coherencia del conjunto.

Desde ya que esta modificación tiene validez solamente para obtener cotas a partir de valores obtenidos con equipos similares (JMR) a partir de los parámetros y efemérides en uso. Quedan planteados algunos interrogantes sobre la necesidad de depurar el geolde y los parámetros de transformación entre las efemérides radiodifundidas y el Datum Argentino. Por otra parte es menester hacer una revisión de la programación ("software") de los equipos en uso para no inducir a errores en su aplicación.

2. CARACTERISTICA DE LAS OBSERVACIONES

Las estaciones se establecieron en las proximidades de puntos acotados, a través de observaciones mareográficas las cuales se vincularon al centro eléctrico de la antena receptora mediante nivelación geométrica.

En general se tomaron más de 30 pasos con los satélites 30120, 30130, 30140 y 30200 de la serie OSCAR; en la mayoría de los casos se descartó el 30480 de la serie NOVA debido a que el programa G⁵B usado por el microprocesador del equipo JMR 4, empleado en la mayoría de los casos, no estaba preparado para ello; parcialmente se empleó el citado satélite con el equipo JMR 4 A, facilitado en préstamo por la Dirección Nacional del Antártico.

En el lugar se introdujeron los datos aproximados disponibles, los

resultados de estos procesos en tiempo real se emplearon para iterar en el tratamiento diferido.

En todos los casos se emplearon efemérides radio-transmitidas, dado que, de acuerdo a los descrito en 1., el objetivo esencial fue obtener las constantes de transformación para la navegación. Por otra parte, en lo que respecta a la elevación del geolde, se pretendió facilitar la utilización de este medio para obtener altimetría en lugares de difícil conexión geométrica o trigonométrica.

En cuanto al empleo de otro elipsolde y sistema, más evolucionados desde el punto de vista geodésico, la posibilidad de su posterior reproceso queda condicionada fundamentalmente a la obtención de las efemérides precisas y un modelo troposférico más ajustado a la época y zona de operación.

3. METODO EMPLEADO

Las expresiones que vinculan a las coordenadas geodésicas (φ, ω, h) con las ortogonales de la terna de referencia respectiva, de acuerdo a la figura 1, son las siguientes:

$$x = (N + h) \cos \varphi \cos \omega$$

$$y = (N + h) \cos \varphi \operatorname{sen} \omega$$

$$z = [N (1 - f)^2 + h] \operatorname{sen} \varphi$$

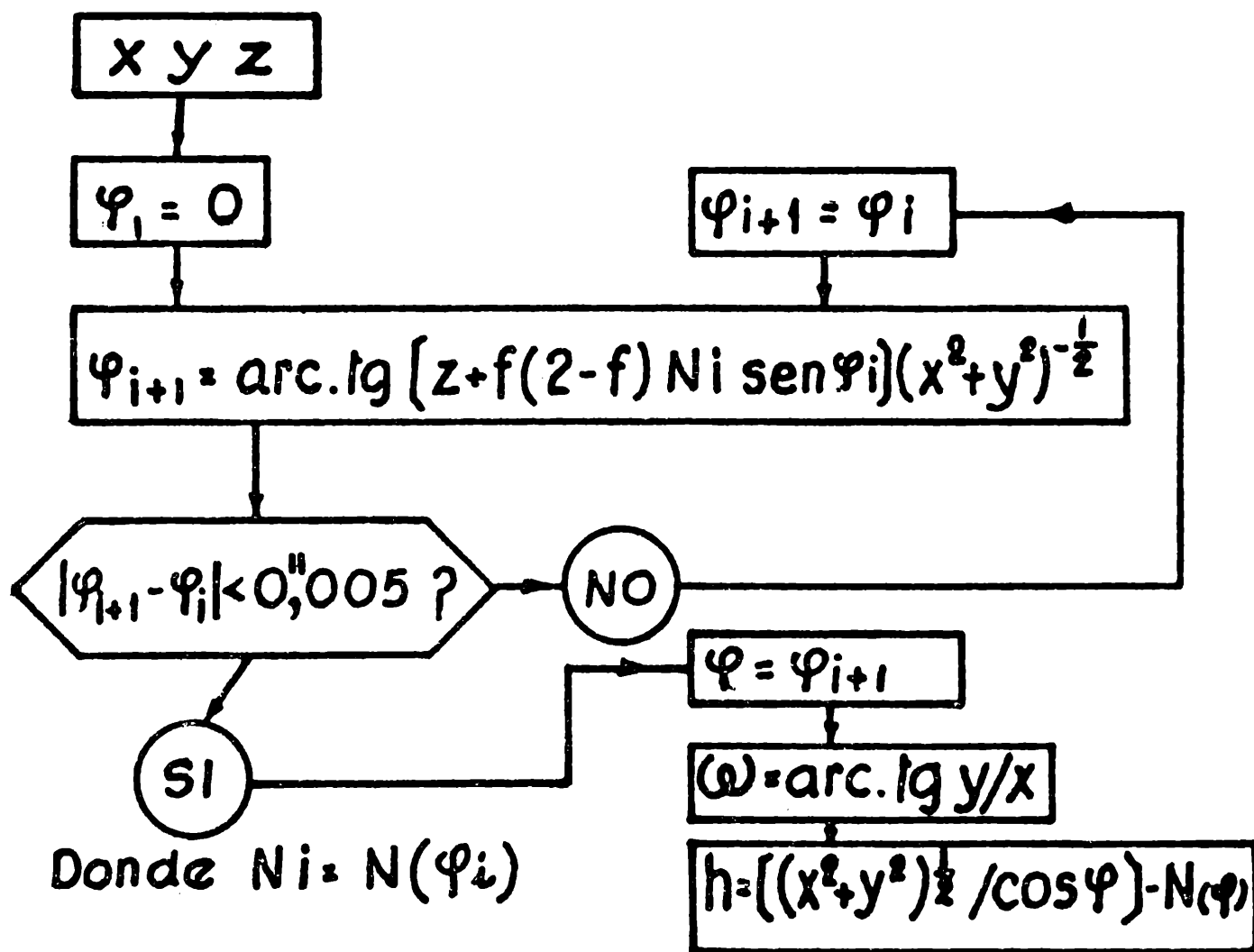
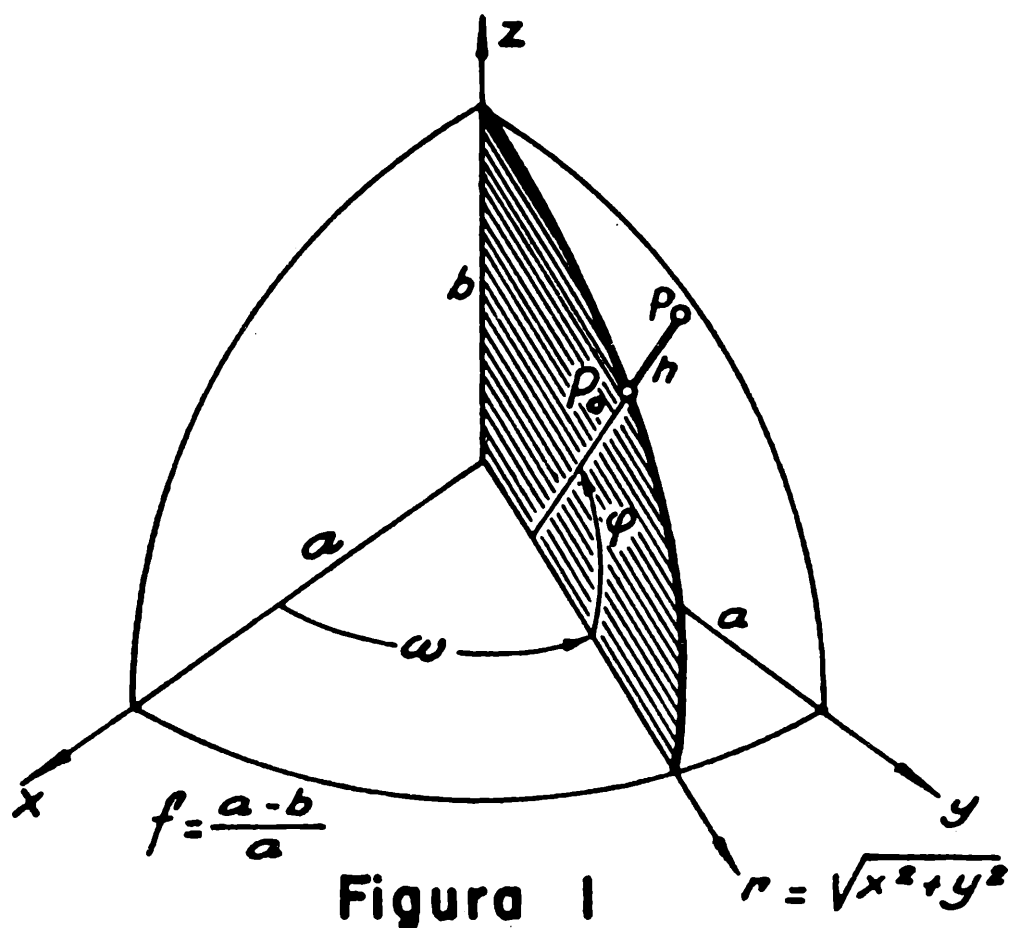
donde N es el radio de curvatura de la sección normal al meridiano:

$$N = a [1 - f (2 - f) \operatorname{sen}^2 \varphi]^{-\frac{1}{2}}$$

Si hay coordenadas ϕ, Ω, H , referidas a otro sistema, se obtendrán las correspondientes rectangulares X, Y, Z y las constantes de traslación que se obtengan serán:

$$\Delta x = X - x \quad \Delta Z = Z - z$$

$$\Delta y = Y - y$$



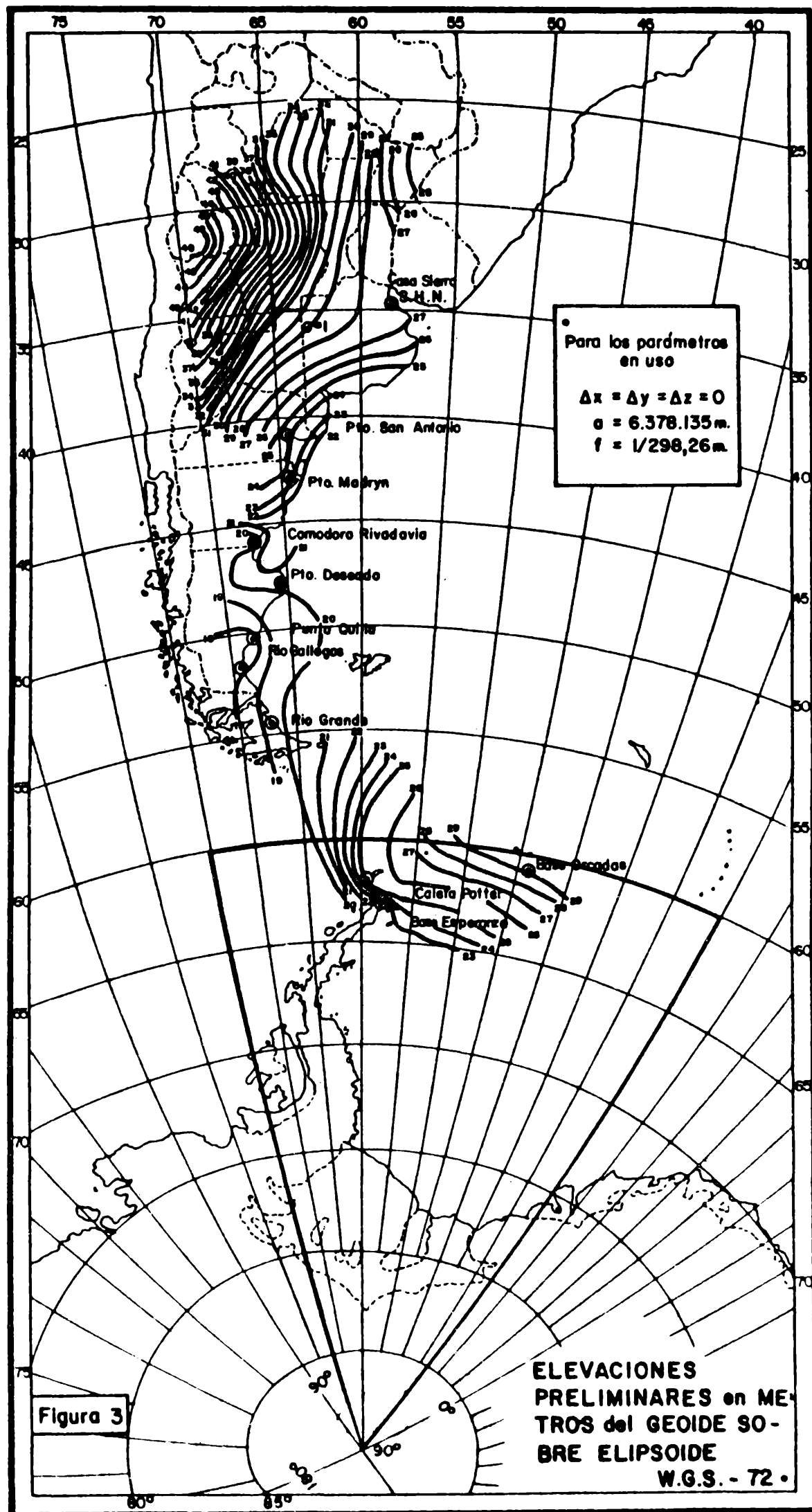
El diagrama de la figura 2 describe un método iterativo para el proceso inverso, en posesión de ambas rutinas de transformación es posible pasar de un sistema (φ, ω, h) a otro (φ', ω', h') , y viceversa, con mayor rigurosidad que con las fórmulas de Molodenskij; en este proceso se introducen las traslaciones citadas, los cambios de parámetros elípticos (a, f) y, si fuese necesario, un cambio de orientación de la terna. Si el área es reducida puede aceptarse que la traslación deducida $(\Delta X, \Delta Y, \Delta Z)$ absorbe la desorientación entre sistemas.

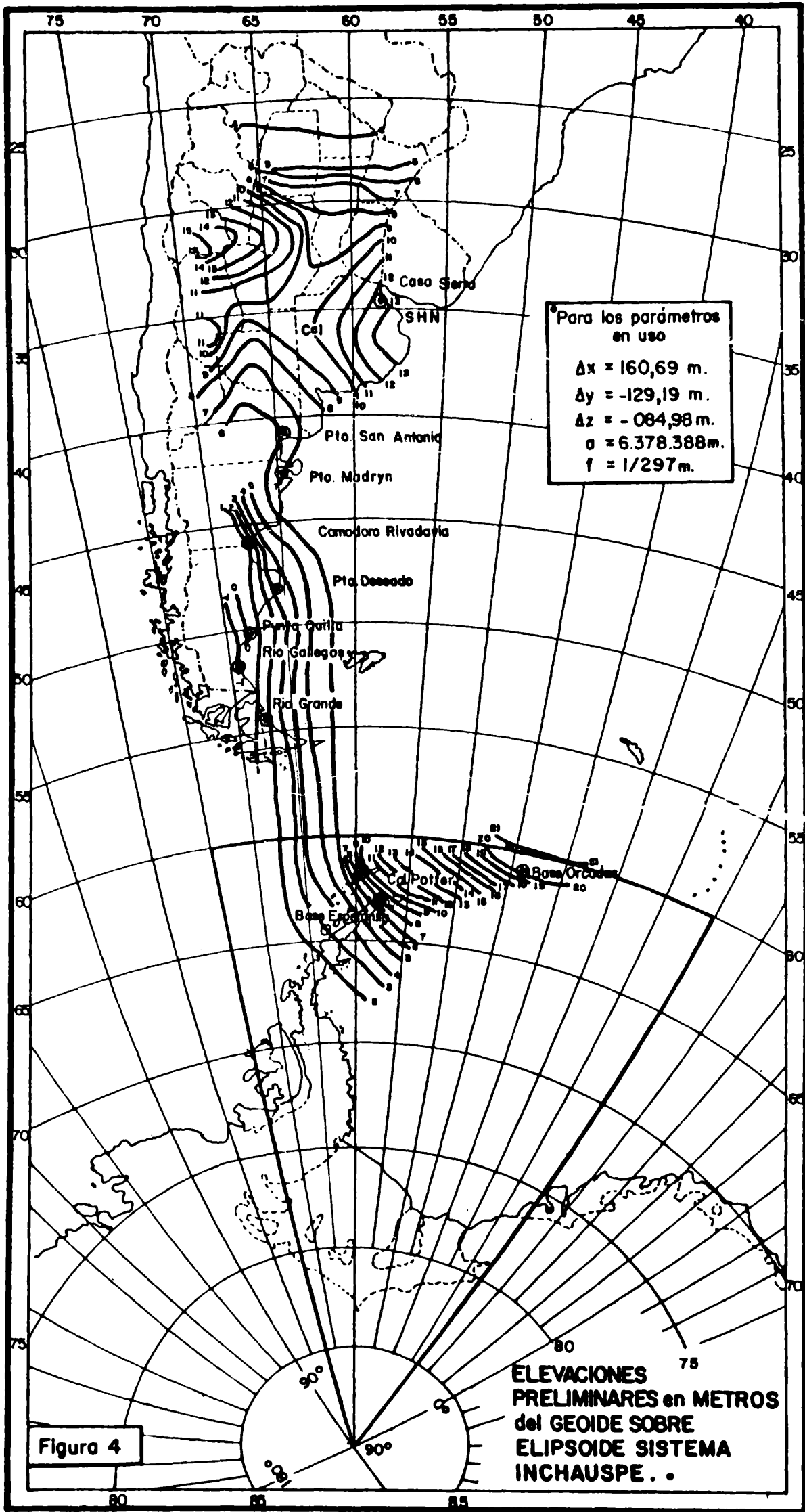
En algunos equipos, como el JMR 4, en su programación ("software") se admite que las efemérides radiotransmitidas vienen dadas en el sistema WGS 72. Aplicando este criterio y admitiendo las constantes que se dan en el gráfico correspondiente se obtuvo el gráfico de la figura 3, en rigor la extensión hacia el norte se efectuó aplicando una interacción con los resultados de la figura siguiente.

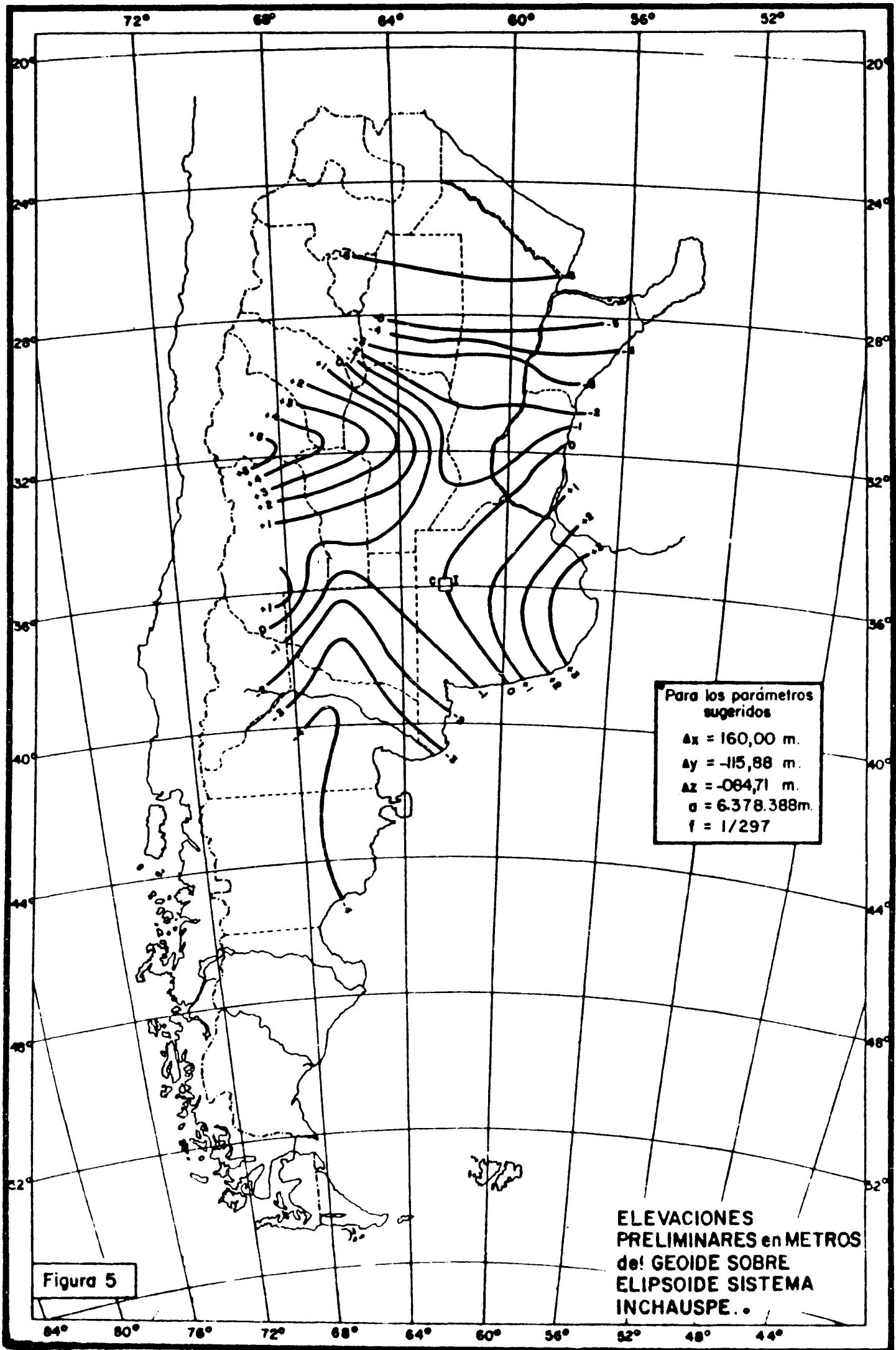
La figura 4 se obtuvo aplicándole a los resultados de las efemérides radiotransmitidas los valores $\Delta X, \Delta Y, \Delta Z$, que da el IGM para WGS 72 - INCHAUSPE 69, al llegar a la zona ya modelada, en base al proceso astrogeodésico de la triangulación fundamental, se encontró una discontinuidad y, para no distorsionar la conformación, se elevaron 10 metros los valores de las isolíneas respectivas tal como se expone en 1.

Ello no implica que sea incorrecto el modelo astrogeodésico, ni necesariamente que los parámetros de traslación WGS 72 - INCHAUSPE 69 estén desajustados; queda una tercera posibilidad: que las efemérides radiodifundidas no estén dadas para el WGS 72 sino para un nuevo sistema al cual le corresponden otros valores de traslación.

En la figura 5 se aplican parámetros $\Delta X, \Delta Y, \Delta Z$ que compatibilizan







las efemérides transmitidas con el modelo astrogeodésico; éstos fueron deducidos provisoriamente a través de dos puntos al sólo efecto de mostrar la conformación general. Obviamente el resultado no es apto para uso geodésico.

Para pasar de una zona con conformación conocida en un sistema al conjunto de curvas del otro, se tomaron puntos a lo largo de las isolíneas dadas y se efectuó la transformación con el proceso ya descrito, las alturas resultantes permitieron obtener la topografía del geóide en el otro sistema y ellipsóide por interpolación. En la zona norte se adoptó el modelo del IGM y en la zona sur el conjunto de determinaciones más la tendencia que presentan los modelos conocidos del WGS.

4. CONCLUSIONES

El método desarrollado, si bien puede ser mejorado con más y mejores determinaciones con balanceo geométrico y con un modelo troposférico más elaborado, ha demostrado ser apto para extensiones extracontinentales de la conformación del geóide y permite un análisis objetivo de las constantes de transformación en uso.

El auge que ha tomado la aplicación de la geodesia satelitaria y la necesidad de homogeneizar la referencia para la navegación, hace imprescindible establecer una correcta relación entre el sistema geodésico al cual están referidas las efemérides radiodifundidas y el "datum" argentino. Independientemente de ello, es también necesario conocer la programación ("software") de los equipos en uso para no aumentar la confusión. Por ejemplo los equipos JMR-1, JMR-4 admiten que las efemérides transmitidas vienen dadas en WGS 72 y el equipo Motorola MRSSS les aplica una corrección para llevarlas a ese sistema.

Dentro de las revisiones a efectuar para establecer parámetros

definitivos debe considerarse la depuración del modelo astrogeodésico que se reproduce en la parte superior de la figura 5. Como puede observarse en el mismo, el elipsoide no es tangente si no secante en el punto Campo Inchauspe.

Si bien un geolide, en teoría, debería ser tangente en el punto datum, en la práctica esto no se requiere con rigurosidad ya que, de hecho, un sistema queda definido por las coordenadas que se difunden. En cambio sí es necesario que quede ubicado en una porción paralela: máximo o mínimo relativo o bien punto de silla como queda insinuado en la zona próxima a Campo Inchauspe de la conformación conocida.

Dadas las circunstancias actuales el modelo puede surgir de una combinación de todos los procedimientos: astrogeodésicos y gravimétricos complementados con nivelaciones vinculadas a la red mareográfica y aún con determinaciones como las expuestas en el presente trabajo.

BIBLIGRAFIA

- Ashkenazi, V., 1977: Una Red Continental Terrestre Doppler para América del Sur. Revista Cartográfica del IPGH, N° 31. México.
- Ashkenazi, V., Gough, R.J. y Sykes, R.M., 1977: Determinación de Posiciones Geodésicas por medio de Satélites Doppler. Traducción reproducida para el Seminario sobre sistema Doppler y su Aplicación en la Determinación de Estaciones de Control Geodésico. Buenos Aires, 1977.
- Bomford, G., 1980: Geodesy 4th Edition. Oxford Clarendon Press (UK).
- Eaton, Well, Stuijbergen, 1976: Satellite Navigation en Hydrographie. The International Hydrographic Review. Vol LIII N° 1. Mónaco, 1976.
- Jenkins y Leroy, 1979: Broadcast versus Precise Ephemeris, Apples and Oranges. Proceeding of 2nd. Int. Geodetic Symposium on S.D.P. Texas (USA), 1979.
- JMR Instruments, 1978: Operator and Instalation, Manual JMR 4 California (USA).
- Ledersteger, 1969: Handbuch der Vermessungskunde (JEK). Band V. Astronomische und Physikalische Geodäsie. Stuttgart (BRD).
- Mayer, F., 1982: El problema de la Cartografía Local en Relación con los Sistemas Modernos de Navegación. Boletín del Centro Naval N° 730. Buenos Aires.
- Meade, B.K., 1982: NWL - 10F Versus WGS 72 Doppler Results and Broadcast versus Precise Ephemeris Coordinate. Louisiana (USA).
- Motorola Inc., 1982: 1) The Mini-Ranger Satellite Survey System.
2) Preliminary Users Manual (M-R SSS). Arizona (USA).
- Rodríguez, R., 1979: Estado actual de la Geodesia Satelitaria. GEOACTA, Vol.10, n.1. Buenos Aires.
- Seppelin, T.O., 1974: Informe de la Defense Mapping Agency (DMA) presentado en el "International Symposium on Problems Related to the Redefinition of North American Geodetic Networks". New Brunswick Canada. Mayo, 1974.

ESTUDIO DE LAS ANOMALIAS EN LA CONDUCTIVIDAD TERRESTRE EN LA ZONA ECUATORIAL PERUANA. I. ANALISIS DEL SISTEMA DE CORRIENTES IONOSFERICAS

S. Duhau^{*} y A. Osella

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

RESUMEN

Para poder inferir las características de una anomalía en la conductividad terrestre en la zona ecuatorial, a partir de las variaciones geomagnéticas diarias (v.g.d.) es necesario conocer previamente el sistema de corriente ionosféricas que la producen. Dado que en la zona ecuatorial peruana, las v.g.d. han sido medidas en una extensa zona es posible encontrar un modelo para representar el sistema de corrientes ionosféricas que debe incluir una parte extensa (parte planetaria) y una parte localizada (electrochorro). Los parámetros de dicho modelo se determinan aquí, ajustando el campo producido por dicho sistema en la superficie terrestre con el campo medido. Como en esta zona la corriente se ha medido simultáneamente con el campo, se la puede comparar con los resultados obtenidos con el modelo propuesto y probar así su validez.

ABSTRACT

In order to infer the characteristics of an anomaly in the earth's conductivity in the equatorial region from the daily geomagnetic variations (d.g.v.) it is necessary to know beforehand the ionospheric current system that produces them. As in the Peruvian zone the d.g.v. have been measured over a large region, it is possible to find a model to represent the ionospheric current system which must include an extended (planetary) part and a localized part (the electrojet). The parameters of this model are determined here fitting the field produced by this system at the earth's surface to the measured field. As in this region the current and the field have been measured simultaneously, the former can be compared with the results of the proposed model whose validity is thereby proved.

* Miembro de la Carrera del Investigador Científico del CONICET

1. INTRODUCCION

La zona del ecuador magnético peruano presenta la bien conocida anomalía Andina que fue detectada por Schmucker y otros (1966) en bahías geomagnéticas. Es objeto del presente trabajo contribuir a la descripción de esa anomalía utilizando la información contenida en las variaciones geomagnéticas diarias (vgd)

En la zona ecuatorial peruana estas fueron medidas exhaustivamente por Forbush y Casaverde (1961), asimismo, esta es la única zona donde perfiles latitudinales y verticales de la corriente ionosférica que las produce, el electrochorro ecuatorial, fueran obtenidas mediante mediciones in situ (Maynard, 1967; Davis y otros, 1967; Shumman, 1970).

Este conocimiento simultáneo de las v.g.d. y de las corrientes ionosféricas permitió a Duhau y Osella (1982) revisar la validez de los métodos de separación de las v.g.d. en sus partes de origen interno y externo utilizados previamente (Forbush y Casaverde, 1961; Romanelli y otros, 1982) y proponer un nuevo método que permite una adecuada correlación entre la corriente observada y las partes externa de las v.g.d. en esa zona.

La parte interna y externa de las v.g.d. separadas por Duhau y Osella (1982) se utilizó en el presente trabajo para discutir la distribución de la conductividad del manto superior terrestre. Para ello es necesario conocer el sistema de corrientes externas y proponer un modelo que describa la morfología de la conductividad. En esta primera parte del trabajo se discute exhaustivamente el sistema de corrientes externo y se obtiene un modelo sencillo para su descripción.

2. SEPARACION DE LAS VARIACIONES GEOMAGNETICAS DIARIAS

Las figuras 1 y 2 muestran la parte externa (1a y 2a) y la interna (1b y 2b) de las componentes horizontal H y vertical Z, respectivamente, de las v.g.d. en la zona ecuatorial peruana medidas al mediodía según la separación hecha por Forbush y Casaverde (1961) (curva A), Romanelli y otros (1981) (curva B) y Duhau y Osella (1982) (curva C).

Nótese que tanto el perfil de la parte externa (figura 1a) como el de la interna (figura 1b) de la componente horizontal, dados por (A) y (C), difieren entre sí sólo en el nivel y no en la morfología general, mientras que el dado por (B) difiere marcadamente de los otros dos. Nótese asimismo que el resultado de separar la componente vertical es distinto en los tres casos, y que aunque la suma de la parte interna y la externa debe ser siempre igual al campo total, esta suma es distinta para las curvas (A).

Para explicar estas diferencias en lo que sigue se reseñará brevemente el

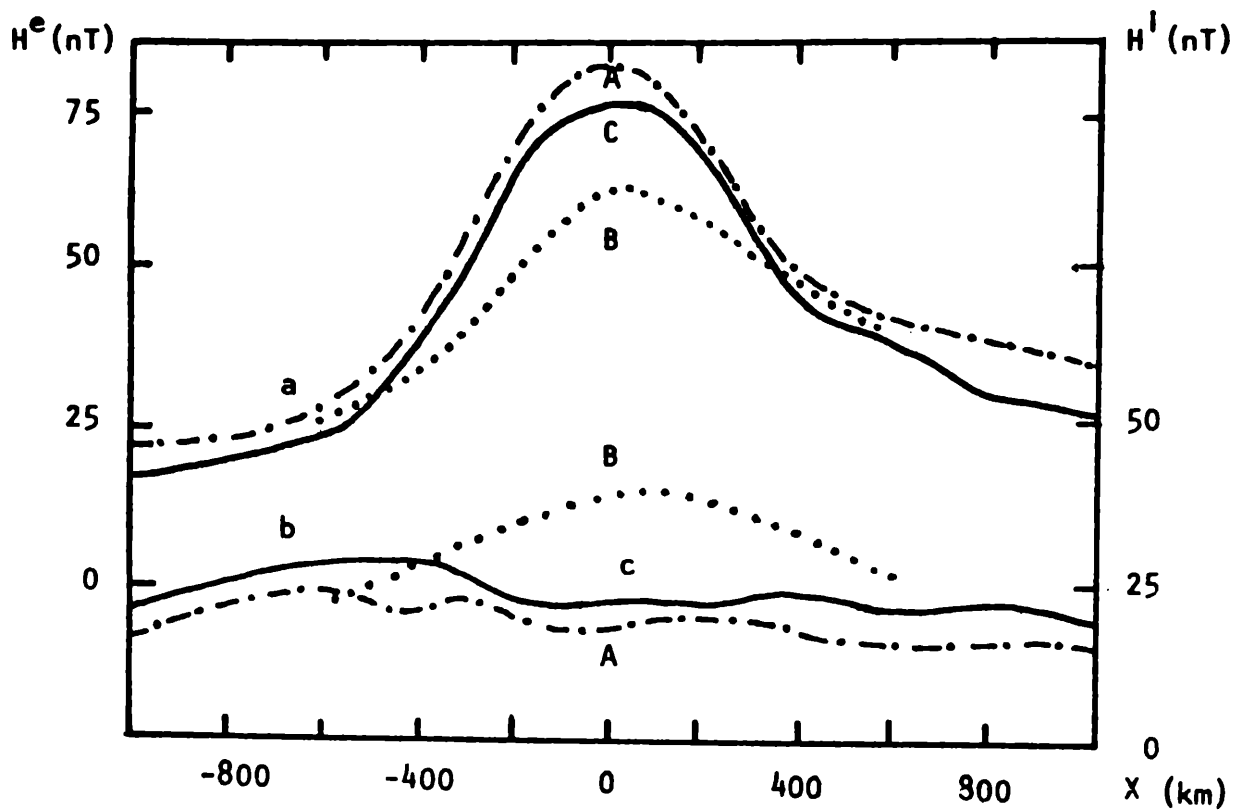


FIGURA 1

a) La parte externa, H^e , y b) la interna H^i de la componente horizontal de las v.g.d. en la zona ecuatorial peruana según Forbush y Casaverde 1961, curvas A, Romanelli y otros 1981, curvas B y Duhau y Osella 1982, curvas C

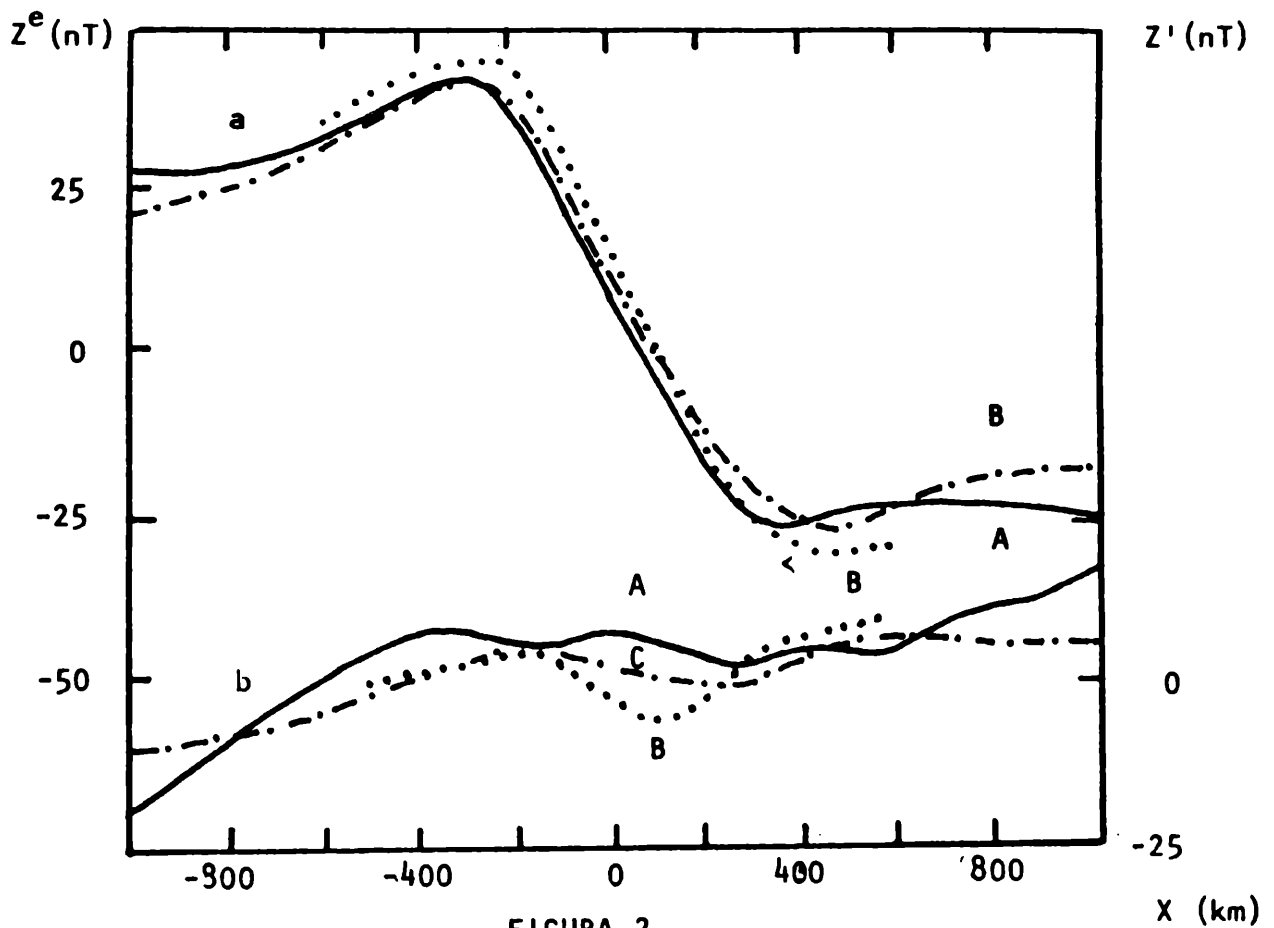


FIGURA 2

a) La partes externa, Z^e , y b) Interna Z^i de la componente vertical de las v.g.d. curvas A, B y C idem que en Figura 1

método utilizado por cada uno de los respectivos autores. Todos ellos utilizan la transformada de Hilbert de las componentes del campo medido:

$$K(f(u)) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(u')}{u - u'} du' \quad (1)$$

que permite separar éstas en sus partes de origen interno y externo según las ecuaciones (Siebert y Kertz, 1957):

$$H^i = \{H - K(Z)\}/2 \quad (2a)$$

$$H^e = \{H + K(Z)\}/2 \quad (2b)$$

$$Z^i = \{Z + K(H)\}/2 \quad (3a)$$

$$Z^e = \{Z - K(H)\}/2 \quad (3b)$$

donde los supraíndices i y e indican la parte interna y la externa respectivamente.

Según las ecuaciones (2a) a (3b) es posible separar el campo siempre y cuando se pueda calcular la transformada de Hilbert (ecuación 1) de ambas componentes, lo cual requiere el conocimiento de las mismas en todo el intervalo de integración, conocimiento del cual siempre se carece en el caso considerado, puesto que, como es habitual en este caso las mediciones abarcarán un entorno bien localizado del ecuador. Los tres trabajos mencionados difieren en la forma en que este problema ha sido resuelto.

Forbush y Casaverde supusieron primero que la componente horizontal tiene una parte planetaria de la forma

$$F = \frac{A}{1 + \left(\frac{x - x_0}{D}\right)^2} \quad (4)$$

donde A, D y x_0 son parámetros a determinar. Luego supusieron que el campo expresado por la ec. (4) debe ser igual al observado sólo en los extremos del intervalo medido, con lo cual resulta aún necesario agregar una condición adicional para poder determinar los tres parámetros.

Supusieron además que la parte interna de la componente horizontal y vertical del campo planetario son una fracción de 0,4 y -0,4 de las partes externas de cada una de esas componentes respectivamente. En base a esta hipótesis y al conocimiento de la transformada de Hilbert de (4) (ver p.e. Siebert y Kertz, 1957):

$$G = \frac{A}{D} \frac{x - x_0}{1 + \left(\frac{(x-x_0)}{D} \right)^2} \quad (5)$$

se pueden separar ambas componentes del campo planetario en su parte interna y externa y, simultáneamente, separar el campo planetario del proveniente del electrochorro que según este procedimiento resulta cero fuera del intervalo medido y de cuyas componentes, por lo tanto, se pueden ahora calcular las transformadas de Hilbert dadas por la ec. (1).

Como dijimos, existen infinitos juegos de parámetros que ajustan (4) al valor de H en los extremos del intervalo medido. Se debe elegir el trío que mejor ajuste la componente Z. (Téngase en cuenta que para ambas, la parte planetaria por un lado, y la incremental por el otro, deben cumplir simultáneamente las ecuaciones (2a) a (3b)).

Sin embargo Forbush y Casaverde encontraron que no existe ningún juego de parámetros que ajuste en forma correcta la componente Z en la zona de Yauca (zona sur), por lo cual usaron sólo la zona norte. Ello explica por que la suma de la parte interna y externa de esta componente en la zona sur (Figuras 2a y b curvas C) resulta menor que el campo total observado en esa zona.

Duhau y Romanelli (1979) encontraron que las hipótesis sobre la parte inducida por el campo planetario podrían no ser correctas en la zona de Perú. Para eliminar estas hipótesis Romanelli y otros (1981) continuaron arbitrariamente las dos componentes del campo total fuera del perfil latitudinal medido. Con el perfil así obtenido calcularon las transformadas de Hilbert de ambas componentes del campo total y luego aplicaron las ecuaciones (2a) a (3b). Nótese que con este método, el intervalo donde el campo puede separarse en sus partes de origen externo e interno se reduce a la mitad del medido por Forbush y Casaverde (ver figuras 1 y 2) ello se debe al error introducido al completar arbitrariamente el perfil fuera del mismo. Una evaluación cuidadosa de la forma adecuada de continuar los perfiles fuera del intervalo medido por dichos autores fue hecha por Duhau y Osella (1982) quienes encontraron que para la componente vertical la forma correcta de completar el perfil es utilizando todas las mediciones globales de las v.g.d. en estaciones que se encuentren más allá de los 1000 km del ecuador magnético local; la figura 3b muestra el perfil que resulta de este procedimiento junto con el utilizado por Romanelli y otros (1981).

En cuanto a la componente horizontal Duhau y Osella encontraron que no existe forma de continuar el perfil latitudinal que permita calcular su transformada con la suficiente exactitud. Ello se debe a que esta componente es aún muy grande en los extremos del intervalo medido.

Por lo tanto estas autoras utilizaron las ecuaciones (1) y (2a,2b) para separar

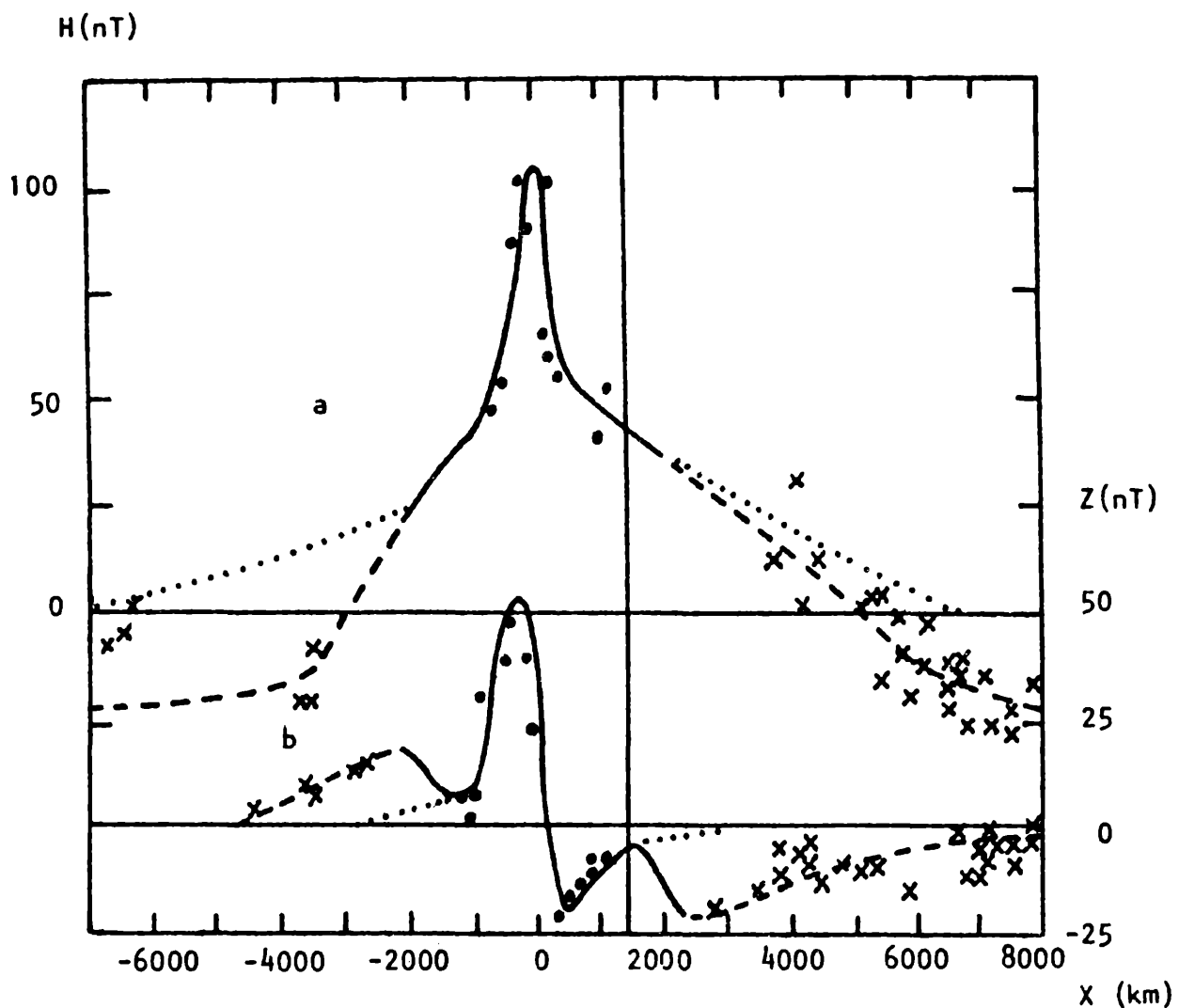


FIGURA 3

a) La componente horizontal, H, y b) la vertical, Z, de las v.g.d. en la zona ecuatorial peruana normalizadas en forma que $H = 100$ nT en Huancayo. Los puntos y la curva llena representan las observaciones de Forbush y Casaverde (1961); las cruces, corresponden a) días quietos Internacionales durante Septiembre y Octubre de 1958 b) al Año Polar Internacional 1932-1933. Las curvas de puntos y trazos son las continuaciones del perfil medido por Romanelli y otros, 1981 y Duhau y Osella, 1982, respectivamente.

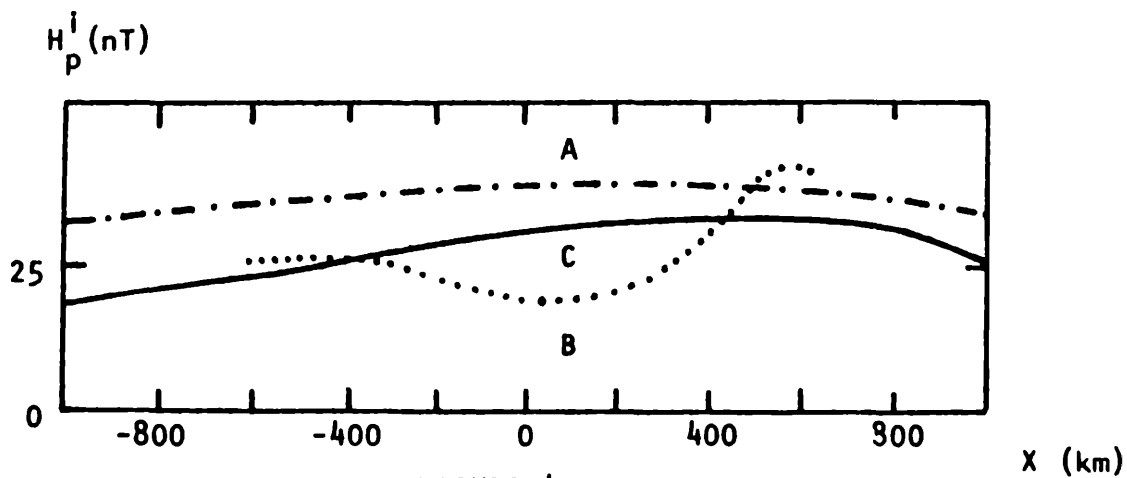


FIGURA 4

La parte planetaria externa de la componente horizontal H_p^e . Curvas A, B y C, idem que la figura 1.

la componente horizontal pero para separar la componente vertical recurrieron a otro método.

Se supuso que la componente horizontal del campo total, H_e , es igual a la parte de dicha componente, H_e^p , fuera del intervalo (-800 km, 800 km) alrededor del ecuador magnético y se ajustó una curva de la familia de funciones dada por la ecuación (4) con la curva real fuera de dicho intervalo, obteniéndose:

$$H_p^e = \frac{34 \text{ nT}}{1 + \left(\frac{x-360}{1.536}\right)^2} \tag{6}$$

donde x está dado en km, la figura (4) curva C, muestra el perfil dado por esta función. De la transformada de Hilbert de la misma (ecuación 5) se obtuvo la parte planetaria externa de la componente vertical Z_p^e

$$Z_p^e = \frac{34 \text{ nT} (x - 360)}{1.536 \left[1 + \left(\frac{x-360}{1.536}\right)^2 \right]} \tag{7}$$

Mientras que la parte incremental externa Z_J^e se obtuvo como:

$$Z_J^e = -K (H_J^e) \tag{8}$$

donde H_J^e es la parte incremental externa de la componente horizontal que se obtuvo restándole a H_e^e , el valor de H_p^e dado por (6).

Sumando (7) y (8) se obtuvo Z^e , restando esta de Z , resultó Z^i . Observese que esta (ver figura 2.b curva C) muestra ahora una notable anomalía en los alrededores de Yauca (-600 km < x < -200 km), esta anomalía fué ya señalada por Schmucker y otros (1966) quienes la detectaron en las bahías geomagnéticas.

3. EL SISTEMA DE CORRIENTES

3.1. El electrochorro

Siendo la forma de los perfiles de las componentes del campo incremental muy poco sensible a cambios en la forma de distribución latitudinal de la densidad de corriente integrada que las produce, se supone para el electrochorro una distribución muy simple dada por Chapman (1951):

$$J_i(x) \begin{cases} = J_0 \left(1 - \frac{x_0}{D} \right) & -D < x < D \\ = 0 & x < -D, \quad x > D \end{cases} \tag{9}$$

Esta distribución de densidad de corriente produce un campo:

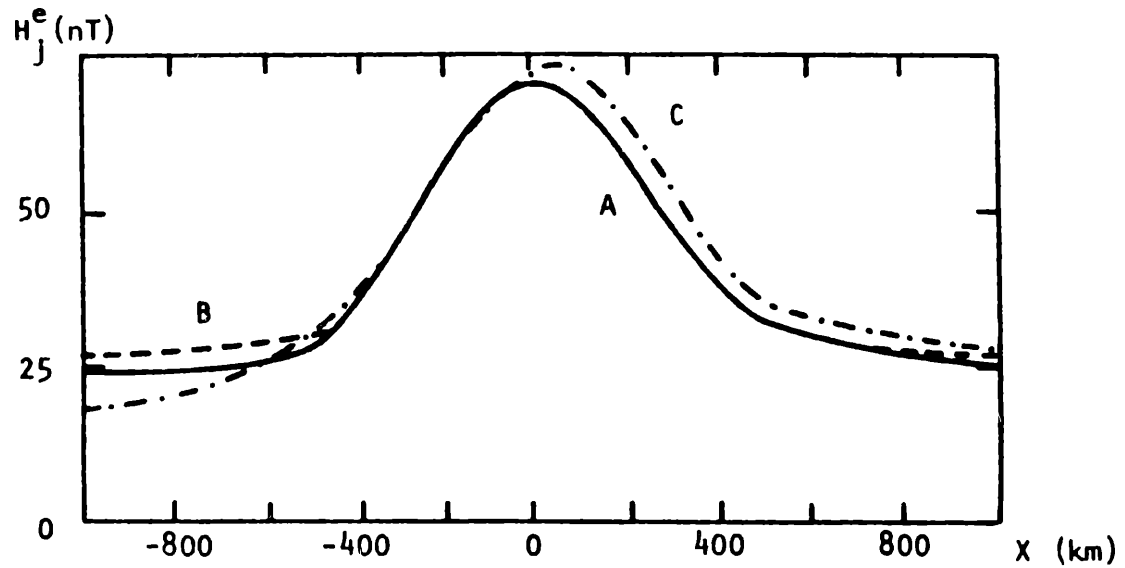


FIGURA 5

La parte incremental externa de la componente horizontal, H_j^e , obtenida por Duhau y Osella (1982), curva A, a partir de la corriente medida, curva B y por Forbush y Casaverde (1961), curva C.

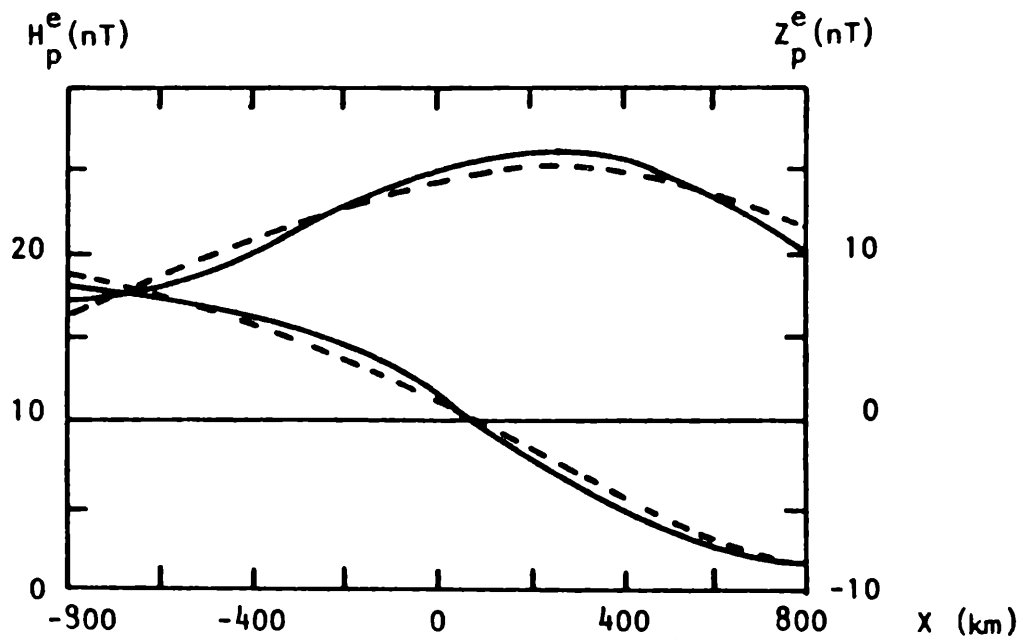


FIGURA 6

Las componentes horizontal, H_p^e , y vertical Z_p^e del campo planetario externo, según las ecuaciones (6) y (7), curvas llenas y las (13) y (14), curvas de trazo, respectivamente.

$$H_J^e(x) = \frac{\mu_0}{2} J_0 K(x, D) \quad (10)$$

con

$$K(x, D) = \frac{1}{\pi Z_0} \int_{-D}^D \frac{1 - \frac{x'^2}{D_0^2}}{1 + \left(\frac{x-x'}{Z_0}\right)^2} dx \quad (11)$$

donde $Z_0 = 107$ km (Davis y otros, 1967)

Si x_1 y x_2 son dos puntos cualesquiera del perfil de H_J^e , de (10) resulta:

$$J_0 = \frac{H_J^e(x_2) - H_J^e(x_1)}{K(x_2, D) - K(x_1, D)} \quad (12)$$

Para un dado D se calculó J_0 para todo posible par de valores de H_J^e en el intervalo (-500 km, 500 km). Se varió sistemáticamente D hasta hallar el valor de este parámetro que diera la menor dispersión en J_0 .

Resultó:

$$D = (400 \pm 10) \text{ km} \quad , \quad J = (0,094 \pm 0,015) \text{ Amp/m}$$

en completo con el valor experimental de estos parámetros (Duhau y Romanelli, 1979):

$$D = (400 \pm 10) \text{ km} \quad , \quad J_0 = (0,093 \pm 0,010) \text{ Amp/m}$$

La figura 5 muestra el campo incremental H_J^e encontrado por Duhau y Osella (19 (curva A), el obtenido de la corriente medida (curva B) y el resultado de Forbush y Casaverde (1961) (curva C). Nótese que la asimetría aparente en este último (curva C) no se observa en los otros dos y que la curva A coincide con la B en el intervalo (-400 km < x < 500 km) y es levemente inferior a ésta fuera de éste intervalo, ello se debe a que en el método aplicado aquí para obtener H_p^e se ha supuesto nulo H_J^e más allá de los 800 km de distancia al ecuador.

3.2. La componente planetaria

Si bien la representación de H_e^p mediante la curva dada por (6) es adecuada cuando se la utiliza para separar la componente vertical en una zona localizada, no representa correctamente el campo lejos de la zona ecuatorial siendo su rango de validez un intervalo aproximado de (-1200, 1200) km alrededor del ecuador magnético.

La morfología global de la componente horizontal de las v.g.d. puede reproducirse adecuadamente si se supone que H_p^e es de la forma (Osella y Duhau, 1983;

Duhau y Osella, 1983):

$$H_p^e = \left[B + A \cos k (x - x_0) \right] \text{ nT} \quad (13)$$

donde x está dado en km y $k = 7.6 \times 10^{-4} \text{ km}^{-1}$. La transformada de Hilbert de esta función, cambiada de signo, que da Z_p^e , es:

$$Z_p^e = - \left[A \text{ sen } k (x - x_0) \right] \text{ nT} \quad (14)$$

los parámetros de la ecuación (13) se obtienen ajustando esta a (6) en el intervalo medido, y son: $A = 22 \text{ nT}$, $B = 9 \text{ nT}$, $k = 7.6 \times 10^{-4} \text{ km}^{-1}$ y $x_0 = 350 \text{ km}$. El resultado puede verse en la figura (6).

La corriente que produce el campo cuyas componentes están dadas por (13) y (14) es:

$$J_p = \frac{2}{\mu_0} \left[A e^{-kZ_0} \cos k (x - x_0) + B \right] \quad (15)$$

Finalmente, la corriente total está dada por la suma de (9) y (15).

4. COMPARACION CON RESULTADOS PREVIOS

En el párrafo 3.1 se mostró que la corriente del electrochorro predicha a partir de la componente horizontal del campo externo hallado por Duhau y Osella (1982) coincide notablemente con la medida, siendo ambas más simétricas respecto del ecuador magnético que la que se obtiene del resultado de Forbush y Casaverde (1961).

En cuanto a la componente planetaria el resultado de Forbush y Casaverde (curva A de la figura 4) aunque morfológicamente similar está siempre por encima del resultado de Duhau y Osella (curva A, de la figura 4). Esto muestra que la suposición hecha por Forbush y Casaverde de que el cociente entre H_p^e y H_p^i es de 0,4, lleva a una subestimación de H_p^i y por ende, a una sobreestimación de H_p^e , como ya fuera sugerido por Duhau y Romanelli (1979).

La densidad de corriente planetaria integrada media predicha por Duhau y Osella se puede obtener promediando (5) entre - 1000 km y 1000 km, y es de 0,045 Amp/m, mientras que la medida en región E, supuesta constante con la latitud, es de 0,034 Amp/m (Duhau y Romanelli, 1979), la diferencia entre ambas resulta ser 0,011 Amp/m lo que representa un 8% de la densidad de corriente integrada total, y puede atribuirse a corrientes que circulan por encima de la región E, ya que, según el resultado teórico de Untiedt (1967) hasta un 10% de la corriente integrada total estaría circulando a esas alturas. Muy por encima de este valor es la diferencia que resulta de calcular la corriente a partir del valor de H_p^e obtenido por Forbush y Casaverde (curva A de la figura 4), puesto que en este

caso la densidad de corriente integrada media resulta de 0,058 Amp/m.

Si a H^e obtenido por Romanelli y otros (curva B de la figura 1a) se le resta el campo incremental que resulta del electrochorro medido en región E se obtiene el resultado graficado en la figura 4, curva B, el cual implicaría, o bien la existencia de otras corrientes laterales de retorno del electrochorro, localizadas en región E, las cuales no han sido detectadas en las mediciones de la densidad de corriente integrada en región E (ver Davis y otros, 1967) o bien corrientes localizadas latitudinalmente de intensidad comparables a las del electrochorro, circulando a alturas de región F, lo cual no es compatible con el valor del campo eléctrico y la baja conductividad a esa altura (ver p.e. Duhau y Azpiazu, 1981).

BIBLIOGRAFIA

- Chapman, S., 1951: The equatorial electrojet as detected from the abnormal electric current above Huancayo, Perú and elsewhere; Arch. Meteorol. Geophys. Bioklimatol. Ser. A, 4, 368.
- Davis, I.N., Burrows, K. y Stolarik, I.D., 1967: A latitude survey of the equatorial electrojet with rocket-borne magnetometers; J. Geophys. Res., 72, 1845.
- Duhau, S. y Azpiazu, M.C., 1981: La corriente integrada en la capa E ecuatorial: Modelo teórico y su aplicación; GEOACTA, 11, N°1, 129.
- Duhau, S. y Osella, A.M., 1982: A correlation between measured E-region current and geomagnetic daily variation at equatorial latitude, J. Geomag. Geoelectr., 34, 213.
- Duhau, S. y Osella, A.M., 1983: The depth of the non-conducting layer at the Nigerian dip equator; J. Geophys. Res., 88, A7, 5523.
- Duhau, S. y Romanelli, L., 1979: Electromagnetic induction at the South American geomagnetic equator as determined from measured ionospheric currents; J. Geophys. Res., 84, 1849.
- Forbush, S. y Casaverde, M., 1961: Equatorial electrojet in Peru; Carn. Inst. Pub., 620.
- Maynard, N.C., 1967: Measurements of ionospheric current of the coast of Peru; J. Geophys. Res.; 72, 1863.
- Osella, A.M. y Duhau, S., 1983: The effect of the depth of the non-conducting layer on the induced magnetic field at the Peruvian dip equator; J. Geomag. Geoelectr., 35, 245.
- Romanelli, L., Hirsch, F.A. y Duhau, S., 1981: Análisis de las variaciones geomagnéticas ecuatoriales en presencia de anomalías en la conductividad te-

rrestre; GEOACTA, 11, N°1, 1981.

Siebert, M. y Kertz, W., 1957: Zur Zerlegung eines lokalen erdmagnetischen Feldes in ausseren und inneren Unteil; Nachr. Akad. Wiss. Gottingen, Math-Physik F1, 11a. Math. Phys. Chem. Abt., 87.

Schmucker, U., Forbush, S., Hartmann, O. Giesecke, A., Casaverde, M., Castillo, J., Salgueiro, R. y Pozo, S., 1966: Electrical conductivity anomaly under the Andes, Carnegie Inst. Wash. Yearbook, 65, 11.

Shuman, B.M., 1970: Rocket measurement of the equatorial electrojet; J. Geophys. Res., 75, 3889.

Untiedt, J. 1967: A model of the equatorial electrojet involving meridional current; J. Geophys. Res., 72, 5799.

ESTUDIO DE LAS ANOMALIAS EN LA CONDUCTIVIDAD TERRESTRE EN LA ZONA ECUATORIAL PERUANA. II. DETERMINACION DE LA PROFUNDIDAD DE LA CAPA NO CONDUCTORA

A.M. Osella

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

RESUMEN

Se estudia la anomalía manifiesta en la parte interna de las variaciones geomagnéticas diarias (v.g.d.) en la zona ecuatorial peruana proponiendo una representación sencilla para el sistema de corrientes ionosféricas hallado en el trabajo previo. El campo inducido en la superficie de la tierra por dicho sistema de corrientes se calcula proponiendo un modelo para la distribución de la conductividad terrestre. La profundidad de la capa no conductora, p , se halla ajustando los resultados con la parte interna de las v.g.d.

Este método permite omitir la hipótesis usual, cuando se estudia la zona ecuatorial, que supone que el cociente entre la parte interna y la externa del campo planetario es 0,4 hallándose que en este modelo dicho cociente es función de p .

ABSTRACT

The anomaly found in the internal part of the geomagnetic daily variations (g.d.v.) at the Peruvian dip equator is studied introducing a simple model for the ionospheric current system found in the previous work. The field induced at ground by that system is computed using a model for the distribution of the earth conductivity. The depth of the non-conducting layer, p , is found by fitting the results with the internal part of the g:d.v..

This method allows to remove the usual hypothesis, when dealing with equatorial zones, which supposes the quotient between the internal and external parts of the planetary field to be equal to 0.4; with the model proposed here, this quotient is found to be a function of p .

1. INTRODUCCION

El análisis de las variaciones geomagnéticas diarias (v.g.d.) para la zona ecuatorial peruana, realizado por Duhau y Osella en la parte I del presente trabajo (Duhau y Osella, 1983), confirma en forma evidente la presencia de una anomalía en la conductividad terrestre. Dado que en esa zona se encontró además el sistema de corrientes ionosféricas, hallado a partir de la parte externa de las v.g.d., es posible estudiar esa anomalía proponiendo previamente un modelo para representar la distribución de la conductividad terrestre y ajustando sus parámetros de modo tal que el campo inducido por el sistema de corrientes frente a esta distribución reproduzca la parte interna de las v.g.d..

En la zona ecuatorial peruana existen fundamentalmente dos anomalías en la distribución de la conductividad: la bien conocida Anomalía Andina (Schmucker, 1969) y la debida a la presencia de la costa oceánica (ver p.e. Schmucker, 1969; Aldrich y otros, 1975; Honkura, 1978). Por lo tanto, para analizar la parte inducida se tendrá que tener en cuenta ambos efectos.

2. MODELO DE CONDUCTIVIDAD EN ZONAS SIN ANOMALIAS

En zonas donde no existen anomalías en la conductividad es usual proponer un modelo sencillo para representar su distribución: una capa no conductora hasta una profundidad p y un semiespacio perfectamente conductor debajo de ésta.

Para determinar en que zonas es posible aplicar este modelo, hay que analizar previamente la ubicación de las estaciones donde Forbush y Casaverde (1961) han medido las v.g.d. (ver fig. 1). Dado que todas las estaciones son costeras, sólo se puede aplicar este modelo a la componente horizontal, ya que ésta no se ve afectada en forma notable por la presencia de la costa oceánica (ver p.e. Cox y Filloux, 1974; Duhau y Osella, 1982) y además, fuera de la zona cercana al ecuador magnético, donde estaría ubicada la Anomalía Andina (Schmucker, 1969). Por lo tanto, en la presente sección se determinará la profundidad de la capa no conductora al norte y al sur del ecuador magnético, calculando previamente el campo inducido por el sistema de corrientes hallado por Duhau y Osella en el trabajo anterior y ajustando p de modo de reproducir la parte interna de las v.g.d..

2.1. Cálculo del campo inducido

El sistema de corrientes ionosféricas en la zona ecuatorial tiene dos contribuciones: una parte externa (planetaria), J_p , y una localizada (electrochorro), J_j , y que, según hallaron Duhau y Osella en la parte I, están dadas por:

$$\vec{J}_p = \left\{ C e^{-kz} \cos(k(x - x_0)) + B \right\} \delta(z+h) \hat{y} \quad (1a)$$

con: $C = 0.0352 \text{ A/m}$ $B = 0.0144 \text{ A/m}$ $k = 7.6 \times 10^{-4} \text{ km}^{-1}$ $x_0 = 350 \text{ km}$

$$\vec{J}_j = \begin{cases} J_0 \left(1 - \frac{x^2}{D^2}\right) \delta(z+h) \hat{y} & -D < x < D \\ 0 & x < -D ; x > D \end{cases} \quad (1b)$$

con $J_0 = 0.094 \text{ A/m}$ $D = 400 \text{ km}$

En las ec. (1a) y (1b), x , y , z representan la terna cartesiana de ejes, con x positivo hacia el norte, y positivo hacia el este y z positivo hacia abajo y h es la altura a la cual se supone que se halla la lámina infinitesimal de corrientes y que se elige $h = 107 \text{ km}$ que es la altura a la cual la densidad de corriente medida es máxima (ver p.e. Davis y otros, 1967). La parte planetaria del sistema de corrientes produce un campo en la superficie cuyas componentes vertical, Z_p^e , y horizontal, H_p^e , están dadas por (Osella y Duhau, 1983):

$$Z_p^e(x,0) = -\frac{\mu_0 C}{2} \sin(k(x - x_0)) \quad (2a)$$

$$H_p^e(x,0) = H_{p,c}^e + H_{p,v}^e = \frac{\mu_0 B}{2} + \frac{\mu_0 C}{2} \cos(k(x - x_0)) \quad (2b)$$

Usando el modelo de conductividad propuesto, las componentes Z_p^i y H_p^i del campo inducido resultan (Osella y Duhau, 1983):

$$Z_p^i = -\alpha Z_p^e \quad (3a)$$

$$H_p^i = \alpha H_{p,v}^e + H_{p,c}^e \quad (3b)$$

con

$$\alpha = e^{-2kp} \quad (4)$$

donde p es la profundidad de la capa no conductora.

El campo planetario inducido, dado por las ec. (3a) y (3b), difiere del usado por los diversos autores que han trabajado previamente en la zona ecuatorial (ver p.e., Forbush y Casaverde, 1961; Onwumechilli, 1967), quienes suponían que:

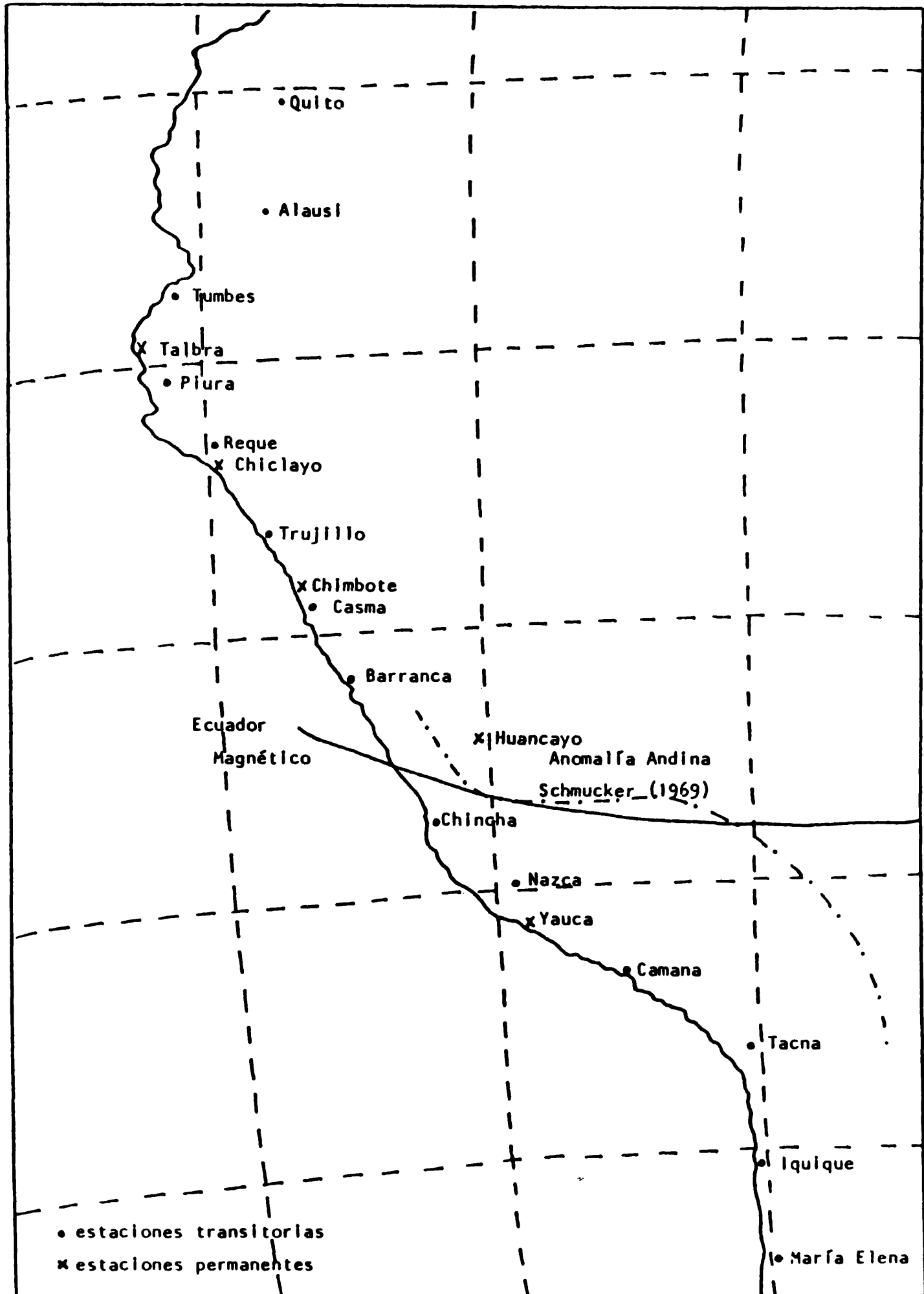


FIGURA 1 Ubicación de las estaciones geomagnéticas utilizadas por Forbush y Casaverde (1961).

$$Z_p^i = -0.4 Z_p^e \tag{5a}$$

$$H_p^i = 0.4 H_p^e \tag{5b}$$

que es lo que resulta de promediar las amplitudes de los tres primeros coeficientes del análisis en armónicos esféricos de las v.g.d. globales.

Nótese que, según las ec. (3a) y (3b), la parte inducida del campo planetario ya no es una fracción constante de la parte externa de dicho campo, sino que varía localmente, dependiendo de la profundidad de la capa no conductora en cada zona.

Es interesante mostrar que si la ec. (3b) se promedia en una longitud de onda ($\lambda = 2\pi/k$), se obtiene:

$$\frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda \frac{H_p^i(x)}{H_p^e(x)} dx = \alpha \tag{6}$$

con α dado por la ec. (4); este coeficiente da también el cociente entre la parte interna y externa de la componente vertical (ec. 3a) y resulta igual a 0.4 para $p = 600$ km, que coincide con la profundidad promedio de la capa no conductora que se obtiene del análisis en armónicos esféricos de las v.g.d. globales (ver p.e. Eckardt otros, 1963). Quiere decir entonces que el campo planetario inducido dado por las ec. (3a) y (3b) que se obtiene a partir de un modelo plano y que varía localmente coincide, en promedio, con los resultados obtenidos haciendo el análisis en armónicos esféricos del campo geomagnético global.

La parte localizada del sistema de corrientes produce un campo cuyas componentes son (Osella y Duhau, 1983):

$$Z_j^e(x) = - \frac{J_o \mu_o}{2} G(x, h) \tag{7a}$$

$$H_j^e(x) = \frac{J_o \mu_o}{2} F(x, h) \tag{7b}$$

con

$$G(x, h) = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{1}{2} \left(1 - \frac{x^2}{D^2} + \frac{h^2}{D^2} \right) \ln \frac{(x+D)^2 + h^2}{(x-D)^2 + h^2} + \frac{2x}{D} - \frac{hx}{D^2} \left(\text{artg} \frac{x+D}{h} - \text{artg} \frac{x-D}{h} \right) \right\} \tag{8a}$$

$$F(x,h) = \frac{1}{\pi} \left\{ \left(1 - \frac{x^2}{D^2} + \frac{h^2}{D^2}\right) \left(\operatorname{arctg} \frac{x+D}{h} - \operatorname{arctg} \frac{x-D}{h}\right) - \frac{2h}{D} + \frac{xh}{D^2} \ln \frac{(x+D)^2 + h^2}{(x-D)^2 + h^2} \right\} \quad (8b)$$

El campo inducido está dado por:

$$Z_j^i(x) = -\frac{J_0 \mu_0}{2} G(x, h+2p) \quad (9a)$$

$$H_j^i(x) = -\frac{J_0 \mu_0}{2} F(x, h+2p) \quad (9b)$$

con G y F dadas por las ec. (8a) y (8b) respectivamente.

El campo inducido total se obtiene de las ec. (3a) y (9a) y (3b) y (9b), respectivamente:

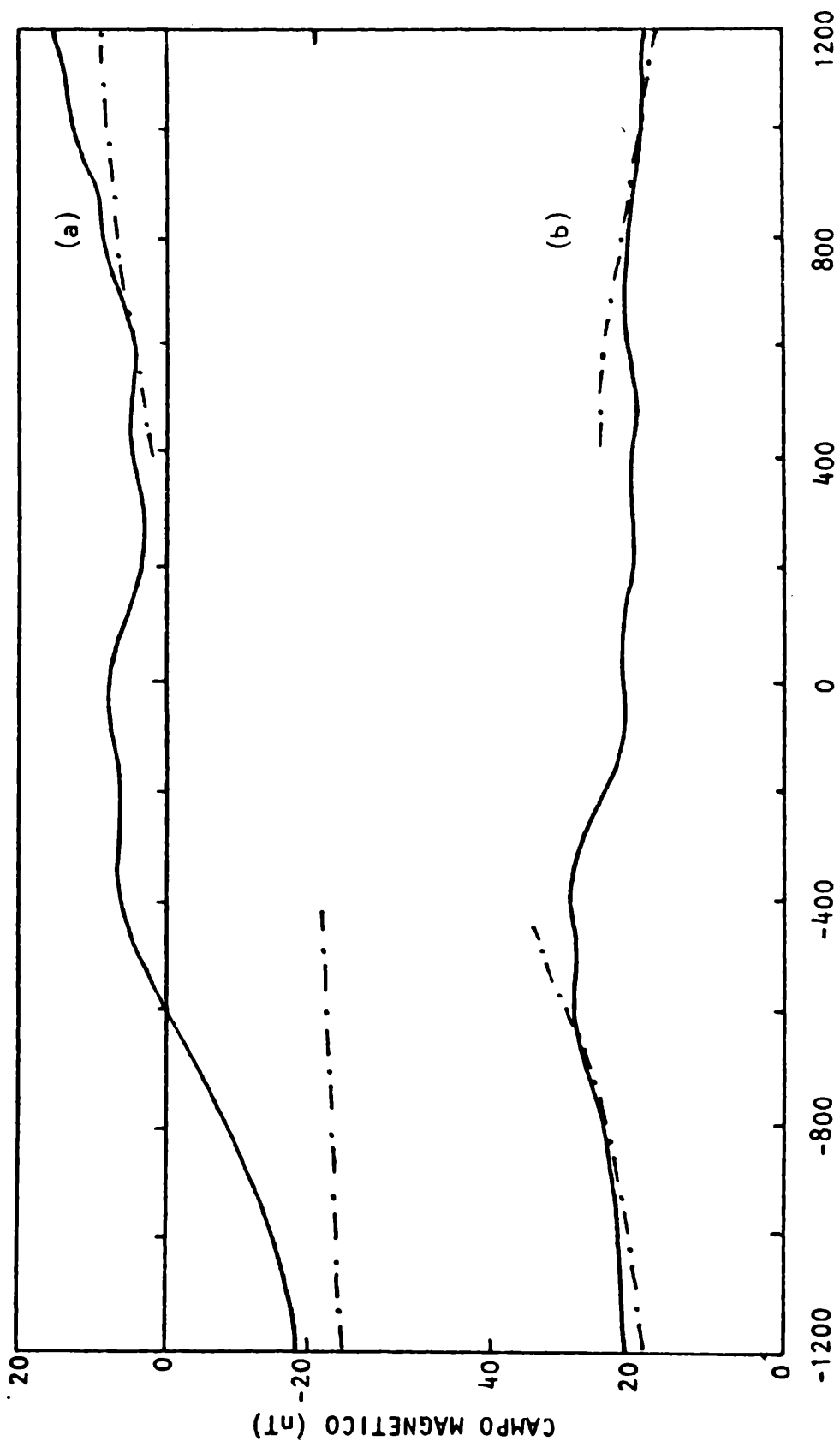
$$Z^i = Z_p^i + Z_j^i \quad (10a)$$

$$H^i = H_p^i + H_j^i \quad (10b)$$

2.2. Determinación de p

Se buscó por cuadrados mínimos el valor de p que mejor ajustaba la componente horizontal del campo inducido con la parte interna de las v.g.d. en los intervalos (800km, 1300km) y (-1200km, -700km) respecto del ecuador magnético. Los valores hallados son: $p = (450 \pm 50)$ km en el norte y $p = (150 \pm 50)$ km en el sur. Con estos valores de p se calculó la componente vertical del campo inducido.

La Fig. 2 muestra las componentes vertical (curva a) y horizontal (curva b) de la parte interna de las v.g.d. halladas por Duhau y Osella en el trabajo anterior y las correspondientes al campo inducido, con los valores de p hallados. Nótese que en el norte el ajuste es bueno en ambas componentes, no ocurriendo lo mismo en el sur, donde no se ha podido ajustar la componente Z. Esto implica la presencia de una anomalía que afecta en forma notable a la componente vertical y también, aunque en menor medida, a la componente horizontal.



DISTANCIA AL ECUADOR MAGNETICO (km)

FIGURA 2

Componentes vertical (curva a) y horizontal (curva b) de la parte interna de las v.g.d. (línea llena), según Duhau y Osella (1983) y las correspondientes al campo inducido, calculados con $p=450$ km al norte del ecuador y con $p=150$ km al sur del mismo (línea de rayas y punto).

3. ESTUDIO DE LA ANOMALIA

El resultado obtenido en la sección previa muestra una notable diferencia en la profundidad de la capa no conductora al norte y al sur del ecuador magnético, lo cual conduce a una discontinuidad en la conductividad en la zona central alrededor del ecuador magnético. Este resultado muestra la necesidad de proponer un modelo para la distribución de la conductividad, que tenga en cuenta ese desnivel.

Schmucker (1969), estudiando las bahías geomagnéticas en la zona ecuatorial peruana, encontró que éstas presentaban anomalías al sur del ecuador y supuso que podrían ser producidas por una elevación de la zona conductora del manto, con una sección que podría estar dada por la que se muestra en Fig. 3a, y cuya ubicación se muestra en la Fig. 1. Notó, además, que las bahías no presentaban anomalías al norte del ecuador. Este último resultado es coincidente con el hallado aquí para las v.g.d., ya que el buen ajuste logrado tanto en la componente horizontal como en la vertical, al norte, confirma la uniformidad de la capa no conductora en esa zona.

Por lo tanto, en la presente sección, se propone un modelo para la distribución de la conductividad dado por un manto a una profundidad p con una elevación semicircular, como muestra la Fig. 3b y se calcula el campo inducido frente a esta distribución.

3.1. Cálculo del campo inducido

Sea $G(\vec{r}, \vec{r}')$ la función de Green que da el campo producido en \vec{r} por una distribución de corrientes unitaria ubicada en \vec{r}' , frente a la configuración dada (ver Fig. 3b). La componente vertical del campo total, Z , está dada por:

$$Z(x, z) = \int J(x', z') G(\vec{r}, \vec{r}') dx' dz' \quad (11)$$

con la distribución de corrientes, J , dada por:

$$J(x', z') = J(x') \delta(z' - (h+p)) \quad (12)$$

Como en general es difícil encontrar G , dado que el problema es bidimensional se puede usar una transformación conforme, que transforme el contorno dado en una línea recta y calcular luego la función de Green en el plano transformado.

Sea $W = g(x+iz) = g(w)$ la función que transforma el contorno dado en el plano w en el eje real del plano W . Entonces, se puede demostrar (Osella y Duhau, 1983) que:

$$G(x, x') = \text{Im} \left\{ - \frac{i\mu_0}{2\pi} \left(\frac{1}{W_1 - W'_1} - \frac{1}{W_1 - W'^*_1} \right) \left[\frac{\partial g(w)}{\partial w} \right]_x \right\} \quad (13)$$

donde:

$$W_1 = g(x+ip) \quad W'_1 = g(x+i(p+h)) \quad W'^*_1 = g^*(x+i(p+h))$$

Por lo tanto, si se conoce la función g , usando las ec. (11) y (13) se calcula la componente vertical del campo total. A partir del sistema de corrientes, se calcula dicha componente del campo externo, y de la diferencia se obtiene la componente vertical del campo inducido, Z^i . La componente horizontal se obtiene aplicando a Z^i la transformada de Hilbert:

$$H^i(x) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Z^i(x')}{x-x'} dx' \quad (14)$$

3.1. Aplicación al modelo propuesto

La función $W = g(w)$ que transforma al contorno dado en la Fig (3b) en el eje real de W es:

$$W = g(w) = \frac{1}{2} \left(\frac{w}{R_0} + \frac{R_0}{w} \right) \quad (15)$$

Reemplazando en la ec. (13) se halla la función de Green y luego reemplazando en la ec. (11) se calcula Z , usando el sistema de corrientes hallados en el trabajo previo.

Los parámetros R_0 y p se ajustaron usando un método de cuadrados mínimos, resultando:

$$p = 450 \text{ km} \quad R_0 = 250 \text{ km}$$

El campo inducido resultante, junto con la parte interna de las v.g.d. se muestran en la figura 4. El buen ajuste en la zona norte se extiende ahora también hacia el ecuador en ambas componentes siendo esto más evidente en la horizontal, donde es notoriamente bueno en todo el rango entre -200 km y 1200 km, pero en la zona sur el valor calculado de esta componente está bien por debajo del observado, lo cual estaría indicando que la elevación del manto, la cual hemos supuesto se encuentra en el rango (-250km,250km) (ver figura 3b) se extendería bastante más al sur.

Para la componente Z el ajuste es ahora mejor en todo el intervalo observado pero la discrepancia que subsiste entre el valor predicho y el observado se da en un intervalo mayor y es de mayor magnitud y no parece ser atribuible a la misma causa.

Se ha calculado el efecto que puede producir la presencia de la costa en la componente vertical, usando un modelo introducido en un trabajo previo (Duhau y Osella, 1982) y éste no supera los 2 ó 3 nT.

El mayor apartamiento se da alrededor de la zona de Yauca, donde ya Schmucker (1967) había encontrado un comportamiento anómalo de las bahías. Esto podría estar mostrando la existencia de una anomalía en la conductividad que al estar muy localizada afecta en mayor proporción la componente vertical que la horizontal.

BIBLIOGRAFIA

- Aldrich, L.T., Bannister, J.R., del Pozo, S., Salgueiro, R. and Beach, L., 1975: Electrical conductivity studies in South America: Chile - Bolivia; Carnegie Inst. Washington Yearbook, p. 292.
- Cox, C. and Filloux, J., 1974: Two-dimensional numerical models of the California electromagnetic coastal anomaly; J. Geomag. Geoelect., 26, 257.
- Davis, T.N., Burrows, K. and Stolarik, J., 1967: A latitude survey of the equatorial electrojet with rocket-borne magnetometers; J. Geophys. Res., 73, 1845.
- Duhau, S. y Osella, A.M., 1982: Inducción electromagnética producida por una corriente ionosférica localizada en las proximidades de una costa oceánica; GEOACTA Vol. 11, N2, 157.
- Duhau, S. y Osella, A.M., 1983: Estudio de las anomalías en la conductividad terrestre en la zona ecuatorial peruana. I. Análisis del sistema de corrientes ionosféricas; GEOACTA, 12, (en prensa).
- Eckhardt, D., Larner, K. and Madden, T., 1963: Long period magnetic fluctuations and mantle electrical conductivity estimates; J. Geophys. Res., 68, 6279.
- Forbush, S. and Casaverde, M., 1961: Equatorial electrojet in Peru; Carnegie Inst. Washington, Publ. 620.
- Honkura, Y., 1978: Electrical conductivity anomalies in the earth; Geophys. Surveys, 3, 225.
- Onwumechilli, C.A., 1967: Geomagnetic variations in the equatorial zone en Physics of Geomagnetic Phenomena; edited by Matsushita y Campbell, Vol. 1, pp. 426.
- Osella, A.M. and Duhau, S., 1983: Analysis of the anomalies in the earth conductivity at equatorial latitudes; Planet. Space Sci., (en prensa).
- Schmucker, U., 1969: Conductivity anomalies with special reference to the Andes, en The Application of Modern Physics to the Earth and Planetary Interiors, S.K. Runcorn ed., Wiley-Interscience, London, p. 125.

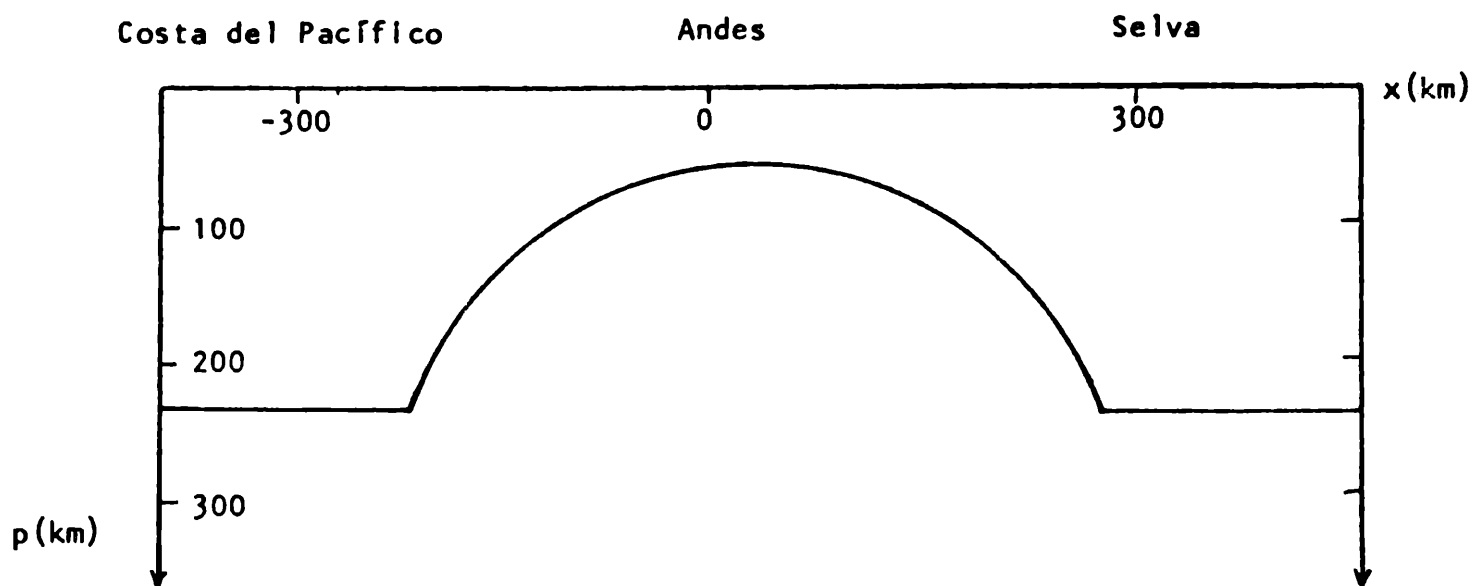


FIGURA 3a

Sección a través de la Anomalía Andina en el sur de Perú según Schmucker y otros (1969).

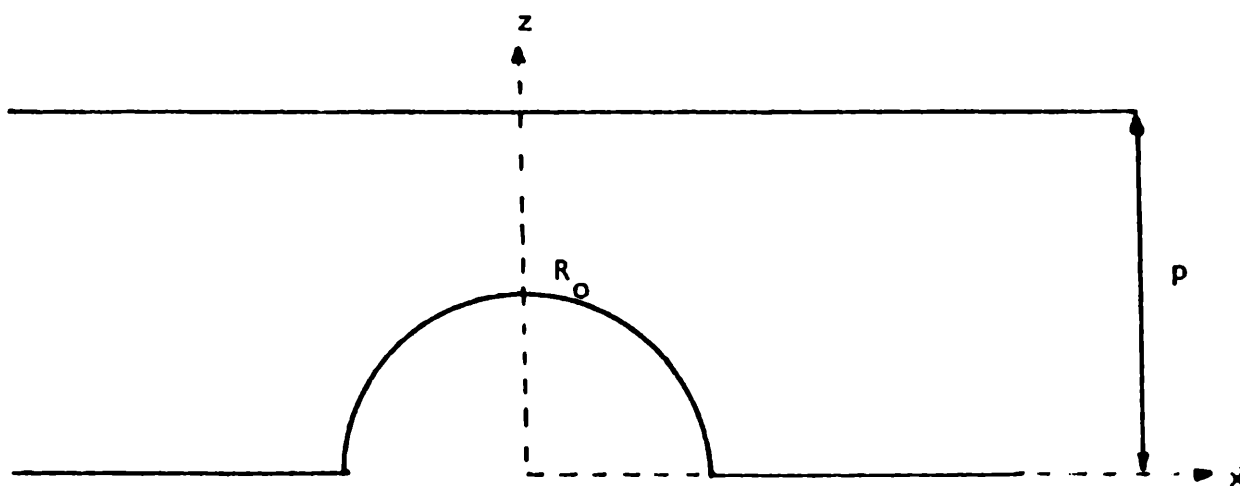
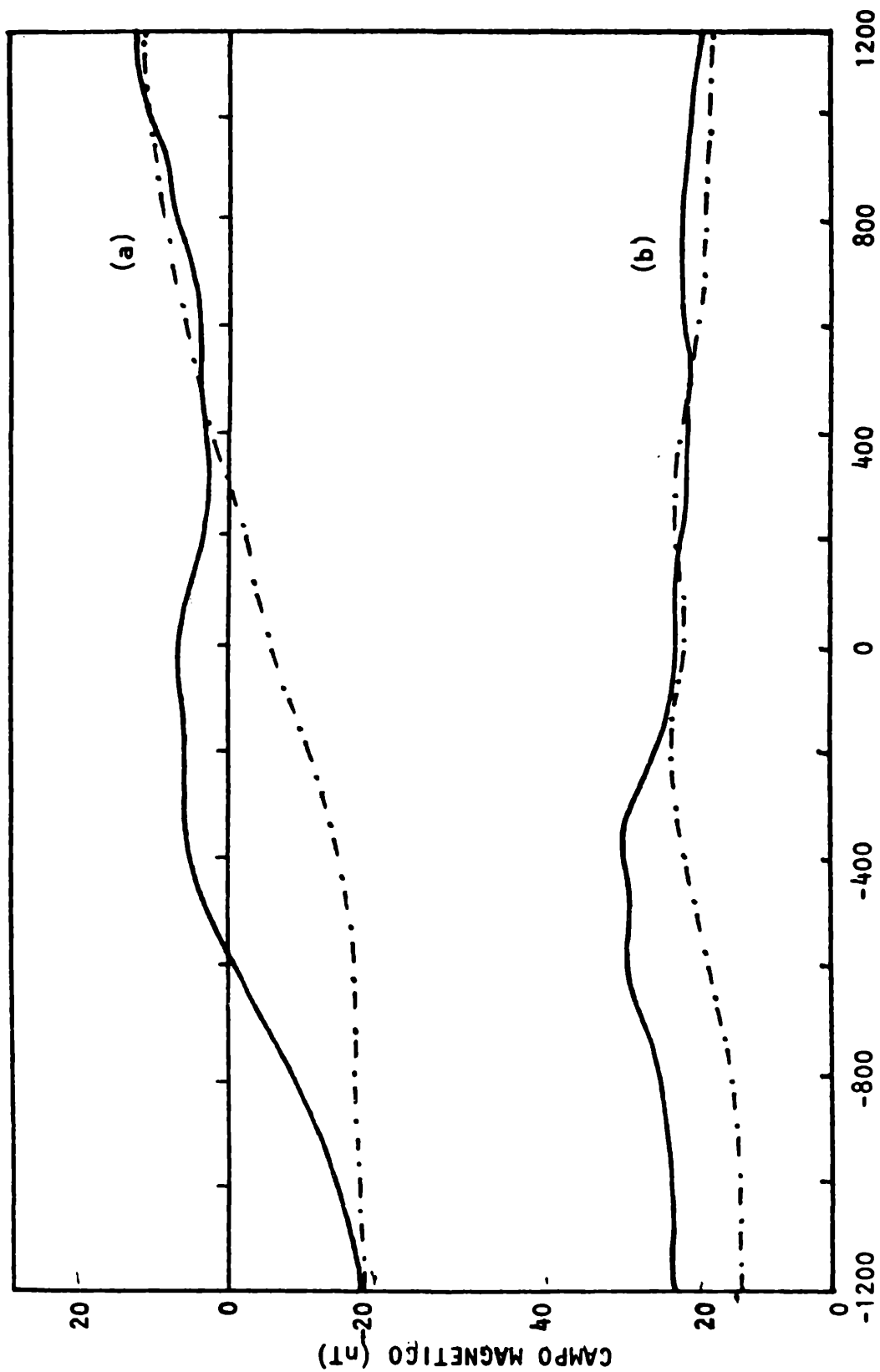


FIGURA 3b

Esquema de la sección propuesta en el presente trabajo para reproducir la Anomalía Andina.



DISTANCIA AL ECUADOR MAGNETICO (km)

FIGURA 4

Componentes vertical (a) y horizontal (b) de la parte interna de las v.g.d. (línea llena) y las correspondientes al campo inducido frente a la configuración representada en la fig. 3b., con $p = 450$ km y $R_0 = 250$ km (línea de rayas y puntos).

OBTENCION DE LA TEMPERATURA VIBRACIONAL DEL N_2 A PARTIR DE LA DENSIDAD DEL ION DE OXIGENO ATOMICO

S. Duhau* y M.C. Azplazu

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

RESUMEN

La densidad del O^+ depende fuertemente de la densidad del O y de la temperatura vibracional del N_2 , T_v ; si esta última fuera suficientemente alta, la transferencia de energía vibracional del N_2 a los electrones térmicos explicaría la alta temperatura de los mismos en la región E de la ionósfera. Por lo tanto, de la densidad de O^+ medida se obtiene un perfil de T_v entre los 100 y los 130 km de altura, mediante éste, y en condiciones equivalentes de actividad solar y magnética, se calcula la transferencia de energía entre el N_2 y los electrones térmicos, encontrándose una T_v muy superior a la necesaria para que sea este el mecanismo primario que explique la elevada temperatura a la que los electrones se encuentran.

Para éste cálculo se seleccionó cuidadosamente la densidad del O , la cual está, de acuerdo a recientes mediciones, muy por debajo de la prescrita por los modelos usuales.

ABSTRACT

The density of the O^+ depends strongly on the O density and on the N_2 vibrational temperature, T_v ; if the last were sufficiently high, the transfer of vibrational energy from N_2 to the thermal electrons might explain the high electron temperatures measured in the E-region. Therefore, from the measured O^+ concentration a T_v profile for the altitude interval between 100 and 130 km is obtained with which, for equivalent geomagnetic and solar conditions, the rate of change of energy between N_2 and thermal electrons is calculated. T_v is found to be much higher than required for this to be primary mechanism to explain the high values of the observed electron temperature.

For this calculation the O density was carefully selected because, according to recent measurements, it is much lower than the density given by the usual models.

* Miembro de la Carrera del Investigador del CONICET.

1. INTRODUCCION

En la región E el gas de electrones se encuentra a una temperatura superior a la del gas neutro (Duhau y Azplazu, 1981 a y b). Este calentamiento anómalo depende fuertemente de las actividades solar y geomagnética. Se han propuesto diversos mecanismos de calentamiento, (transferencia de energía de los fotoelectrones, calentamiento por efecto joule), pero ninguno de ellos explica la diferencia de temperatura observada así como tampoco el carácter global del fenómeno. Esta última característica indicaría que el mecanismo de calentamiento podría ser de origen físico-químico.

Walker (1968) propuso que el calentamiento electrónico se debía a la transferencia de energía del gas N_2 vibracionalmente excitado, N_2^* , a los electrones por medio de una reacción de "extinción". La temperatura que así alcanza el gas de electrones, T_e , será función de la temperatura vibracional del N_2 , T_v , que debe ser bastante mayor que la del gas neutro, T_n , para que T_e/T_n sea mayor que la unidad. Por lo tanto para verificar si el mecanismo propuesto por Walker (1968) es el que provee la energía para calentar al gas de electrones es necesario conocer T_v .

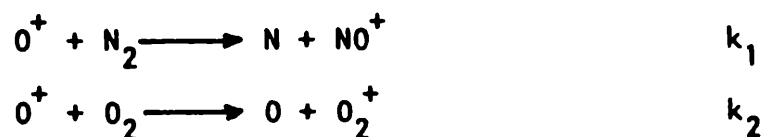
Hasta el presente no se han realizado mediciones de T_v en condiciones geomagnéticamente quietas y los cálculos teóricos (De la Torre y Duhau a y b, 1983) dan como resultado una temperatura vibracional apenas superior a la del gas neutro.

En este trabajo se propone un método indirecto de medición de T_v , a partir de las mediciones de concentración de O^+ .

2. OBTENCION DE T_v

2.1. Ecuaciones

La radiación solar en el rango UV lejano, ioniza el O atmosférico dando lugar al ión positivo O^+ . Este ion se recombina con el N_2 y O_2 de acuerdo con:



siendo k_1 y k_2 los coeficientes de las reacciones, coeficientes que pueden depender de las temperaturas de los reactivos como se verá más adelante. Por consiguiente en condiciones estacionarias (horas diurnas de días geomagnéticamente quietos) la concentración de O^+ estará dada por (Azplazu y Duhau, 1982a y b):

$$n(O^+) = \frac{q(O^+)}{k_1 n(N_2) + k_2 n(O_2)} \quad (1)$$

donde q es la velocidad de fotoionización que se calcula para cada altura h_0 :

$$q(O^+) = n(O) \int_0^\infty I_\infty(\lambda) \eta_0(\lambda) \sigma_0(\lambda) \exp\left\{-\sum_j \sigma_j(\lambda) \int_{h_0}^\infty n_j \sec\chi dh\right\} d\lambda$$

si se denota con σ_j a la sección eficaz de absorción de la especie j , η la eficiencia de ionización, I_∞ el flujo solar exósferico, y χ es el ángulo cenital solar.

Los coeficientes de recombinación se han medido y mientras k_2 depende exclusivamente de la temperatura del gas neutro (T_n) como $10^{-9} T_n^{-0,7}$; k_1 es función también de la temperatura vibracional del N_2 (T_v). Esta dependencia ha sido observada por Schmeltekopf y otros (1967) primero (ver fig. 1) para $T_v \approx 300^\circ K$ y luego extendida para otras temperaturas iónicas por O'Malley (1970) (ver Tabla 1). Obsérvese que el coeficiente k_1 es aproximadamente constante con T_v para valores de ésta inferiores a $\approx 1000^\circ K$.

De la ec. (1) se puede obtener k_1 como:

$$k_1(T_v) = \left[\frac{q(O^+)}{n(O^+)} - k_2 n(O_2) \right] [n(N_2)]^{-1} \quad (2)$$

Por lo tanto, conociendo las concentraciones de las 3 especies atmosféricas mayoritarias (N_2 , O_2 y O), el flujo solar incidente en el tope de la atmósfera, la temperatura del gas neutro y la concentración de O^+ queda determinada, utilizando la TABLA 1, T_v .

2.2. Parámetros

Se ha utilizado el perfil de $n(O^+)$ medido por Zbinden y otros (1975) que corresponde a un día geomagnéticamente quieto ($K_p \leq 1^+$ durante todo el día) de actividad solar media ($F_{10.7} = 122$) (ver fig. 2).

Para calcular $q(O^+)$ se ha subdividido el intervalo de integración igual que en un trabajo anterior (Azpiazu y Duhau, 1982) de acuerdo con Richmond (1972), de donde se han obtenido también las secciones eficaces de absorción y las eficiencias de ionización. El flujo solar I_∞ corresponde a la misma actividad solar de las mediciones de $[O^+]$ ($F_{10.7} \approx 120$) y fue medido por Heroux y otros (1974).

En la figura (3) se han graficado las concentraciones de las componentes moleculares según los modelos de atmósfera neutra de Jacchia (1977) (J77) y el MSIS (Hedin y otros, 1977). Nótese que ambas coinciden por encima de los 140

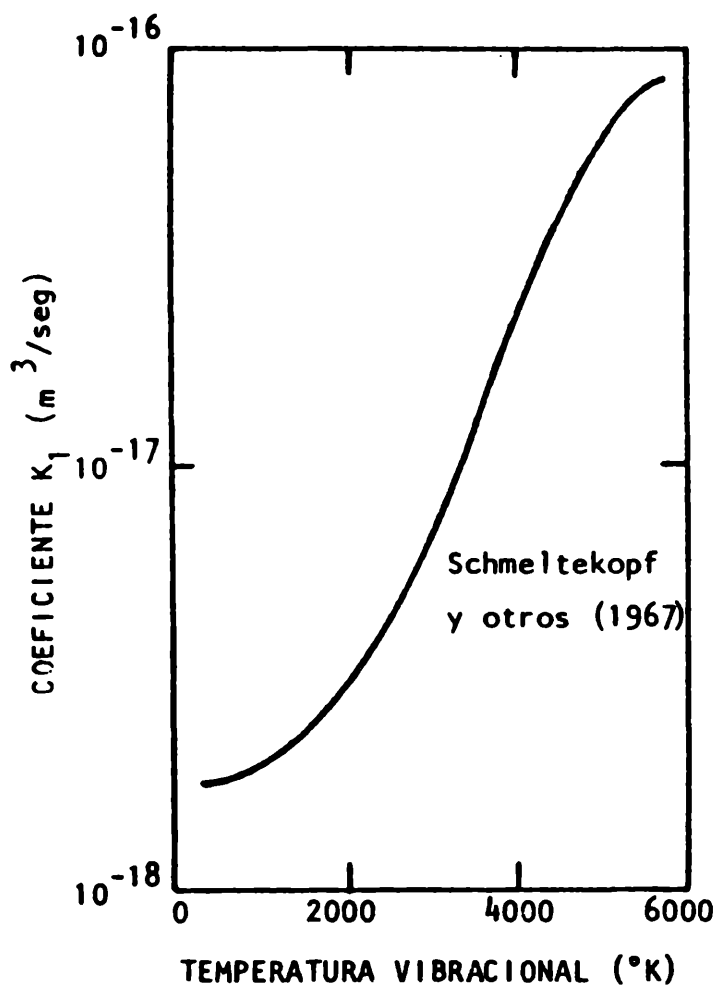


FIGURA 1

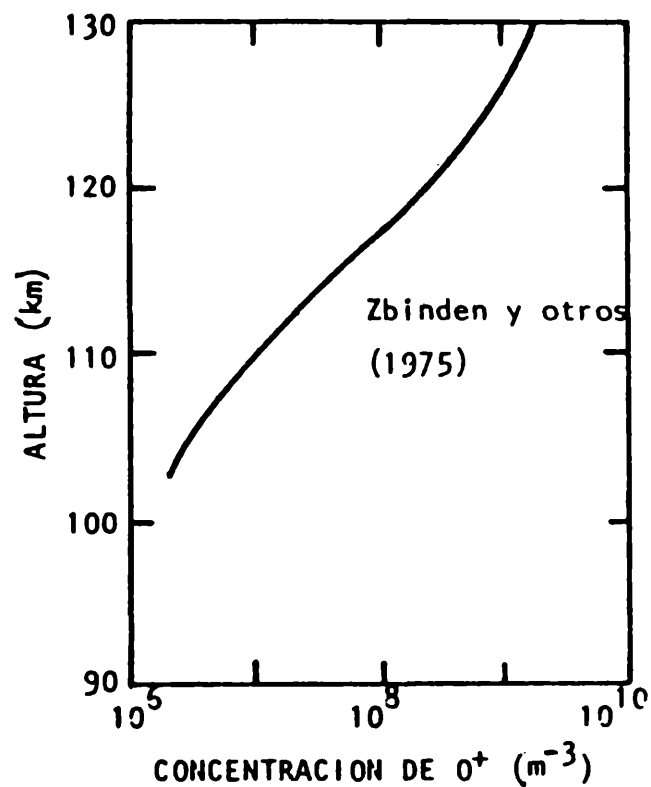


FIGURA 2

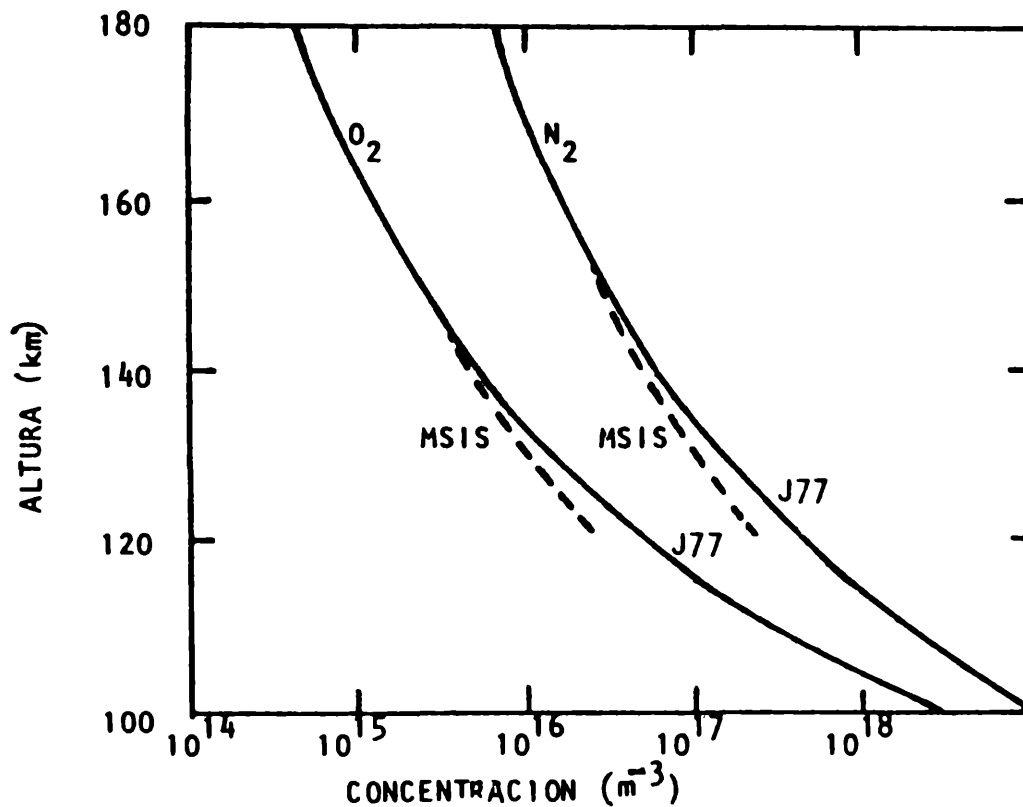


FIGURA 3

Concentración de N_2 y O_2 según los modelos MSIS (Hedin y otros, 1977) y Jacchia (1977)

COEFICIENTE DE REACCION K_1 (10^{-12} cm³/seg) (O'Malley, 1970)

| T_n (°K) | T_v (°K) | | | | | | | | | | |
|------------|------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|-------|
| | 300 | 1000 | 1500 | 2000 | 2500 | 3000 | 3500 | 4000 | 5000 | 6000 | 7000 |
| 300 | 1,3 | 1,4 | 2,1 | 4,2 | 7,8 | 12,6 | 18,2 | 24,0 | 35,7 | 46,2 | 55,1 |
| 1000 | 0,7 | 0,9 | 2,0 | 4,9 | 9,5 | 15,4 | 22,1 | 29,0 | 42,5 | 54,3 | 64,2 |
| 1500 | 0,6 | 0,9 | 2,3 | 5,5 | 10,6 | 16,9 | 24,0 | 31,2 | 45,0 | 57,0 | 67,0 |
| 2000 | 0,6 | 1,0 | 2,7 | 6,4 | 11,9 | 18,6 | 26,0 | 33,4 | 47,4 | 59,5 | 69,4 |
| 2500 | 0,8 | 1,3 | 3,4 | 7,6 | 13,6 | 20,7 | 28,3 | 36,0 | 50,2 | 62,3 | 72,1 |
| 3000 | 1,1 | 1,8 | 4,3 | 9,0 | 15,5 | 23,1 | 31,0 | 38,9 | 53,4 | 65,5 | 75,2 |
| 3500 | 1,6 | 2,5 | 5,4 | 10,7 | 17,7 | 25,7 | 34,0 | 42,1 | 56,7 | 68,9 | 78,5 |
| 4000 | 2,3 | 3,4 | 6,8 | 12,6 | 20,2 | 28,6 | 37,2 | 45,4 | 60,3 | 72,4 | 82,0 |
| 5000 | 4,4 | 6,0 | 10,4 | 17,3 | 25,8 | 35,0 | 44,0 | 52,6 | 67,7 | 79,7 | 89,1 |
| 6000 | 7,5 | 9,6 | 14,9 | 22,9 | 32,3 | 42,1 | 51,5 | 60,3 | 75,4 | 87,3 | 96,3 |
| 7000 | 11,7 | 14,2 | 20,5 | 29,5 | 39,6 | 49,8 | 59,5 | 68,3 | 83,3 | 94,8 | 103,5 |

TABLA 1

km y por debajo de esa altura no discrepan en más de un 10%, lo mismo sucede cuando se comparan ambos modelos con mediciones individuales (ver p.e. Alcaydè y otros, 1978). Por el contrario, Sharp (1980) encontró para el oxígeno atómico una discrepancia notable con los modelos mencionados por debajo de los 130 km, que llega a ser de un orden de magnitud a los 100 km de altura (ver figura 4), la cual atribuyó a la existencia de un error en las mediciones hechas con espectrómetros de masas debido a que no se tuvo la precaución de ubicar el instrumento fuera de la onda de choque del cohete.

Por lo tanto, J77 se ha utilizado para determinar la densidad de N_2 y del O_2 , mientras que tanto este modelo como la medición individual de Sharp (1980) se han utilizado para determinar $[O]$.

A fin de comparar los resultados es necesario conocer T_n . Se ha seleccionado para determinar este parámetro el modelo J77, puesto que utilizando mediciones recientes simultáneas in situ de la temperatura neutra y de la densidad del N_2 , Kayser y otros (1979) mostraron que existe un excelente acuerdo entre la temperatura obtenida de la escala de altura de esta especie neutra y la medida.

3. RESULTADOS Y DISCUSION

En la figura (5) se han graficado los perfiles de T_v en región E para actividad solar media en condiciones geomagnéticamente quietas. La curva (a) representa los resultados obtenidos utilizando el modelo J77 y la (b) la que resulta de usar la medición de $n(O)$ realizada por Sharp (1980).

En ambos casos se observa que T_v es bastante mayor que la del gas neutro (curva d) en toda la región E presentando un máximo aproximadamente a los 110 km de altura, aunque la calculada con la medición de Sharp es inferior a la que se obtiene utilizando J77.

Se ha calculado además, la temperatura vibracional compatible con las mediciones de T_e en condiciones equivalentes (Spencer y otros, 1962). Para ello se supone que la velocidad de pérdida de energía de los electrones es igual a su velocidad de absorción, esto es:

$$L_e = Q_e \quad (3)$$

En la región E los únicos mecanismos de pérdida de energía de los electrones a considerar son la excitación rotacional del N_2 y del O_2 y la excitación de la estructura fina del O (Duhau y Azpiazu, 1981b).

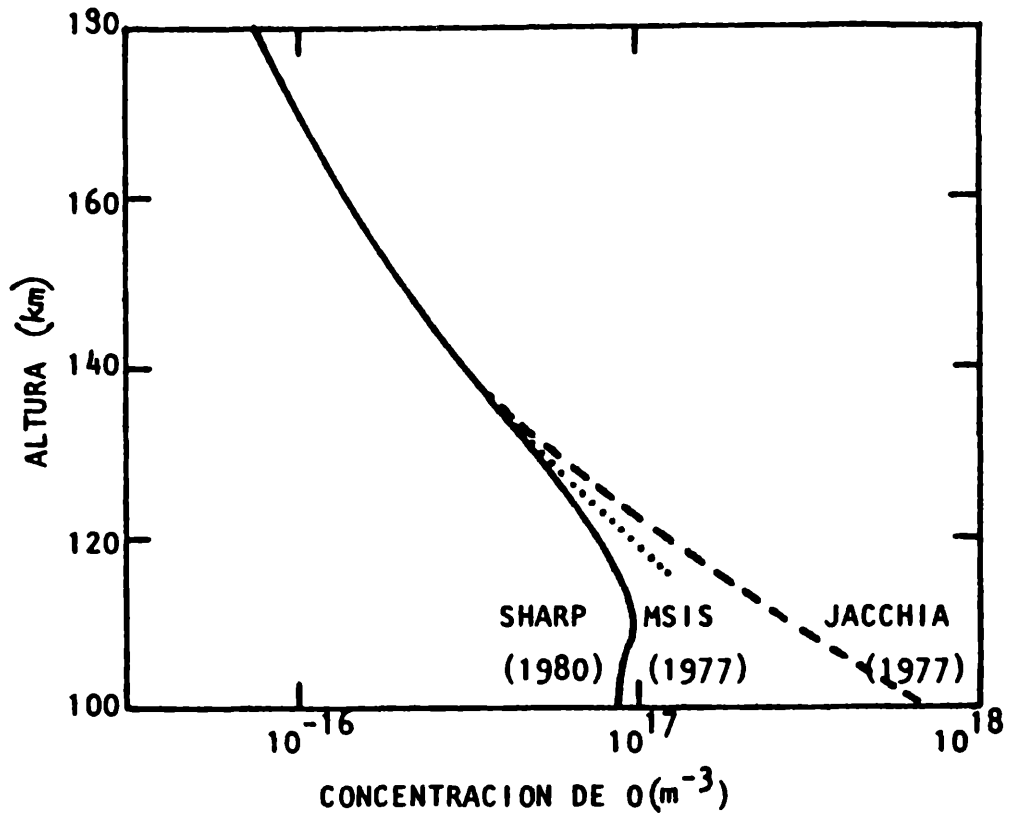


FIGURA 4

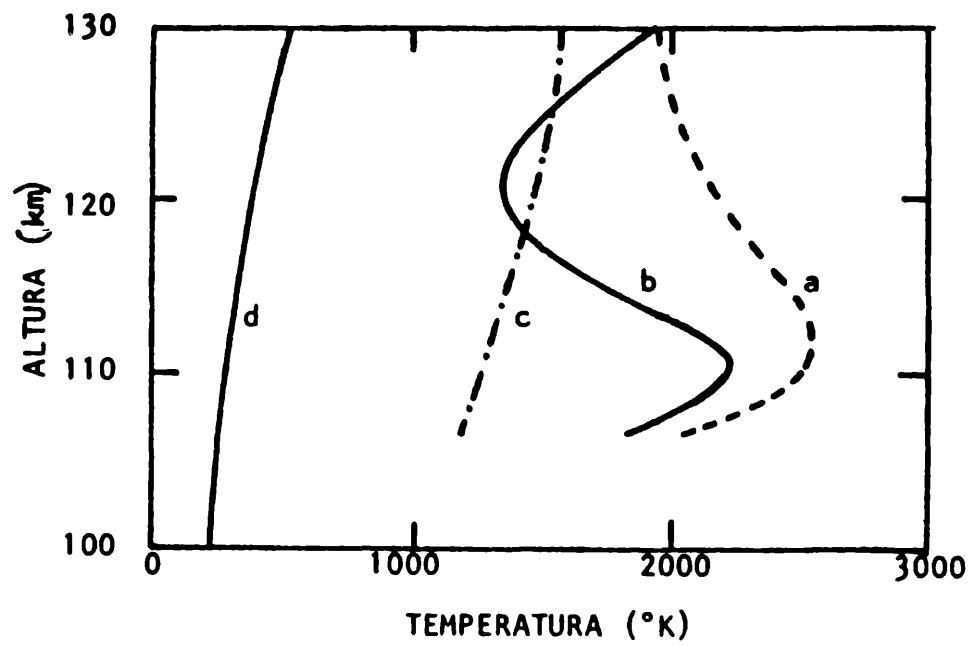


FIGURA 5

Temperatura vibracional calculada con el perfil de $n(O)$. (a) Sharp. (b) del modelo de Jacchia (1977) y (c) suponiendo $Q_e = L_e$ (ver texto ecs. 3-5). (d) temperatura neutra según Jacchia (1977).

$$L_e = \left\{ (2 n(N_2) + 7 n(O_2)) 10^{-14} n_e \frac{T_e - T_n}{T_e^{1/2}} + \right. \\ \left. + 8,629 \times 10^{-6} n_e \frac{n(0)}{z} \sum_i \left[A\Gamma(B) T_e^{B-1/2} \left[e^{(D_x - E_x)} + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + 5,91 \times 10^{-9} (T_n - T_e) \left((1+B)D_x + \left(\frac{E}{T_e} + 1+B \right) E_x \right) \right] \right] \right\} \frac{e V}{\text{cm}^3 \text{ s}} \quad (4)$$

Donde los dos primeros términos corresponden a la excitación rotacional del N_2 y del O_2 respectivamente y el último término a la excitación de la estructura fina del 0 (ver Apéndice).

Por otra parte si se considera que el N_2^* cede toda su energía a los electrones queda (Walker, 1968):

$$Q_e = 1,5 \times \frac{10^{-10} n_e n(N_2)}{T_e^{1/2}} \left[1 + \frac{T_e}{2200} \right] \left[\exp\left(-\frac{3400}{T_v}\right) - \exp\left(-\frac{3400}{T_e}\right) \right] \cdot \\ \left[1 + \exp\left(-\frac{3400}{T_v}\right) \right]^{-1} e V \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (5)$$

La T_v que resulta de igualar las ecuaciones (4) y (5) está graficada en la figura 5 (curva c). Se observa que ésta es inferior a las anteriormente calculadas en casi toda la región E, que a los 105 km se aproxima a la calculada con el modelo J77 y que a alturas superiores se aproxima a la calculada con la medición de Sharp (1980) de $n(0)$.

Conclusiones

- Se ha obtenido la T_v a partir de la densidad de O^+ medida "in situ" por Zbinden y otros, (1975), analizando su variabilidad con la densidad de 0.
- Esta metodología permite concluir que dentro del conocimiento actual de los parámetros utilizados, T_v se encuentra muy por encima de T_n en toda la región E.
- Se ha encontrado además que la temperatura vibracional necesaria para mantener T_e por encima de T_n , según lo indican mediciones "in situ" de T_e , está sin embargo casi siempre bien por debajo de la obtenida a partir de $n(O^+)$.
- Las conclusiones (b) y (c) muestran que el mecanismo de calentamiento primario no es el propuesto por Walker (1968) sino que existe algún otro mecanismo más intenso capaz de perturbar, incluso, la atmósfera neutra.

APENDICE

Tranferencia de energía del gas de electrones al gas neutro

a) Excitación rotacional de N_2 y O_2

La velocidad de pérdida de energía de los electrones por excitación rotacional de una molécula diatómica es (ver p.e. Mentzoni y Row, 1963):

$$\frac{dU_e}{dt} = v \sum_j N_j \left[\sigma_{j,j+2} (E_{j+2} - E_j) - \sigma_{j,j-2} (E_j - E_{j-2}) \right], \quad (A.1)$$

donde v es la velocidad del electrón, N_j es la densidad de población de moléculas en el estado rotacional J , $\sigma_{j,j+2}$ y $\sigma_{j,j-2}$ son las secciones eficaces de colisión rotacional para colisiones de primero y de segundo tipo respectivamente (funciones del momento cuadrupolar, de la energía del electrón y de la constante rotacional) y E_j es la energía del estado rotacional J . Si se halla el valor medio de dU_e/dt utilizando una distribución Maxwelliana, y se lo grafica como función de T_e para distintos valores de densidades n_e y n_n se ha encontrado que una expresión del tipo:

$$\left\langle \frac{dU_e}{dt} \right\rangle \propto n_e n_n \frac{T_e - T_n}{T_e^{1/2}} \quad (A.2)$$

ajusta perfectamente las curvas obtenidas.

Este factor de proporcionalidad ha sido determinado tanto experimentalmente (ver p.e. Anderson y Golstein, 1955) como teóricamente utilizando la ec. (A1).

Para N_2 (Mentzoni y Row, 1963)

$$\left\langle \frac{dU_e}{dt} \right\rangle \approx 2 \times 10^{-14} n_e n_{N_2} \frac{T_e - T_n}{T_e^{1/2}} ; \frac{e v}{\text{cm}^3 \text{ s}} \quad (A.3)$$

y para O_2 (Dalgarno, 1969):

$$\left\langle \frac{dU_e}{dt} \right\rangle \approx 7 \times 10^{-14} n_e n_{O_2} \frac{T_e - T_n}{T_e^{1/2}} ; \frac{e v}{\text{cm}^3 \text{ s}} \quad (A.4)$$

b) Excitación de la estructura fina de 0

La velocidad de variación de energía de los electrones por excitación de la estructura fina del 0 se calcula integrando sobre todas las energías la sección eficaz de estructura fina y las funciones de distribución

de velocidad del oxígeno y de los electrones (Hoegy, 1976):

$$\frac{dU_e}{dt} = n_e n_o \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{m_o}{m_e + m_o} \sqrt{\frac{2 k T_n}{m_o} + \frac{2 k T_e}{m_e}} \int_{0, U_m}^{\infty} dx e^{-x} \cdot \left\{ G_{I \rightarrow J} x \sigma_{I \rightarrow J}(xJ) + \frac{m_e}{m_e + m_o} 2 k (T_n - T_e) x^{3/2} \cdot \right. \\ \left. \cdot (\sqrt{x + E_{IJ} / k J} G_{I \rightarrow J}^M(xJ) + (\sqrt{x + E_{IJ} / k J} - \sqrt{x}) \sigma_{I \rightarrow J}(xJ)) \right\} \quad (A.5)$$

donde el límite inferior de integración es cero o el valor umbral según se trate de una desexcitación o una excitación respectivamente, σ es la sección eficaz inelástica total, G^M es la sección eficaz inelástica de transferencia de momento,

$$J = \frac{m_e T_n + m_o T_e}{m_e + m_o}$$

con m_e y m_o las masas del electrón y del oxígeno respectivamente y $E_{IJ} = E_I - E_J$ es la diferencia de energía entre los niveles I y J.

Reemplazando en (A.5) los valores de las secciones eficaces, m_e , m_o e integrando se obtiene

$$\frac{dU_e}{dt} = 8,629 \times 10^{-6} \frac{n_e n(o)}{z} \sum A \Gamma(B) T_e^{B-1/2} \cdot \left\{ \epsilon (D_x - E_x) + 5,91 \times 10^{-9} \cdot (T_n - T_e) ((1+B) D_x + (E/T_e + 1 + B) E_x) \right\}, \text{ e V cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (A.6)$$

La suma se realiza sobre las transiciones 12, 02 y 01 y los coeficientes adoptan respectivamente los siguientes valores:

$$\epsilon = 0,02; 0,028; 0,008$$

$$D_x = \exp(-228/T_1); \exp(-326/T_o); \exp(-326/T_o)$$

$$E_x = \exp(-228/T_e); \exp(-326/T_e); \exp(-(\frac{98}{T_e} + \frac{228}{T_1}))$$

$$E = 228; 326; 98$$

$$z = 5 + 3 \exp(-228/T_1) + \exp(-326/T_o),$$

con $T_1 \approx T_o \approx T_n$, $A = 7,983 \times 10^{-6}; 9,466 \times 10^{-6}; 1,037 \times 10^{-8}$ y $B = 1,021; 0,8458; 1,633$.

Sumando las ec. (A.3), (A.4) y (A.6) se obtiene la ecuación (4).

BIBLIOGRAFIA

- Alcaydeé, D., P. Bauer, A. Hedin y J.E. Salah, 1978: Compatibility of seasonal variations in mid-latitude thermospheric models at solar maximum and low geomagnetic activity; *J. Geophys. Res.*, 83, 1141.
- Anderson, J.M. y L. Goldstein, 1955: Interaction of electromagnetic waves of radio - frequency in isothermal plasmas: Collision cross section of helium atoms and ions for electrons; *Phys. Rev.*, 100, 1037.
- Azpiazu, M.C. y S. Duhau, 1982a: Daytime E-region ion and nitric oxide densities; *J. Phys. D, App. Phys.*, 933.
- Azpiazu, M.C. y S. Duhau, 1982b: Variaciones de las densidades iónicas con la actividad solar; *GEOACTA*, 11, 169.
- Dalgarno, A., 1969: Inelastic collisions at low energies; *Can. J. Chem.*, 47, 1723.
- De la Torre, A. y S. Duhau, 1983a: La temperatura vibracional del N_2 en la región E de la Ionósfera. I: Teoría; *GEOACTA*, 12, (en prensa).
- De la Torre, A. y S. Duhau, 1983b: La temperatura vibracional del N_2 en la región E de la Ionósfera, II: Análisis de los parámetros y resultados; *GEOACTA*, 12, (en prensa).
- Duhau, S. y M.C. Azpiazu, 1981a: Non-thermal equilibrium between electrons and neutrals at ionospheric E-region heights, *Geophys. Res. Lett.*, 8, 819.
- Duhau, S. y M.C. Azpiazu, 1981b: La temperatura electrónica en la región E de la Ionósfera; *GEOACTA*, 11, 165.
- Hedin, A.E., C.A. Reber, G.P. Newton, N.W. Spencer, H.C. Brinton, H.G. Mayr y W.E. Potter, 1977: A global thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data MSIS2. Composition; *J. Geophys. Res.*, 82, 2148.
- Heroux, L., M. Cohen y J.E. Higgins, 1974: Electron densities between 110 and 300 km derived from the solar E U V fluxes of August 23, 1972; *J. Geophys. Res.*, 79, 5237.
- Hoegy, W.R., 1976: New fine structure cooling rate; *Geophys. Res. Lett.*, 3, 541.
- Jacchia, L.G., 1977: Thermospheric temperature, density and composition: New models; *Smiths. Astrophys. Obs. Spaces Rep.*, 375.
- Kayser, D.C., E.L. Breig, R.A. Power, W.B. Hanson y A.O. Nier, 1979: Direct in situ measurement of thermospheric temperature, *J. Geophys. Res.*, 84, 4321.
- Mentzoni, M.H. y R.V. Row, 1963: Rotational excitation and electron relaxation in nitrogen; *Phys. Rev.*, 130, 2312.
- O'Malley, T.F., 1970: Simple model for the high energy reaction of O^+ ions with N_2 ; *J. Chem. Phys.*, 52, 3269.
- Richmond, A.D., 1972: Numerical model of the equatorial electrojet, AFCRL - 72 0668; *Environmental Res. Papers*, 421

- Schmeltekopf, A.L., F.C. Fehsenfeld, G.I. Gilman y E.E. Ferguson, 1967: Reaction of atomic oxygen ions with vibrationally excited nitrogen molecules; Planet. Sp. Sci., 15, 401.
- Sharp, W.E., 1980: Absolute concentrations of O (3p) in the lower thermosphere at night., Geophys. Res. Lett., 7, 485.
- Spencer, N.W., L.H. Brace y G.R. Carignan, 1962: Electron temperature evidence for nonthermal equilibrium in the ionosphere; J. Geophys. Res., 67, 157.
- Walker, J.C.G., 1968: Electron and nitrogen vibrational temperatures in the E-region of the ionosphere; Planet Sp. Sci., 16, 321.
- Zbinden, P.A., M.A. Hidalgo, P. Eberhardt y J. Geiss, 1975: Mass spectrometer measurements of the positive ion composition in the D- and E-region of the ionosphere; Planet. Sp. Sci., 23, 1621.

GENERALIZACION DE UNA LEY DE DISTRIBUCION EMPIRICA
APLICABLE A PROBLEMAS GEOFISICOS

Francisco A. Hirsch* y Lilia M. Romanelli*
Centro Argentino de Estudios de Radiocomunicaciones
y Compatibilidad Electromagnética (CAERCEM)

Julián Alvarez 1218 - (1414) Buenos Aires
Argentina

RESUMEN

Para la descripción de datos geofísicos se utilizan distribuciones matemáticas de distinto tipo. En el presente trabajo se propone una generalización de la distribución log-normal aplicable a datos empíricos tales como la distribución de intensidad de precipitación. Esta distribución tiene la ventaja de no forzar los datos dentro de modelos prefijados.

ABSTRACT

In the description of geophysical data, different mathematical expressions are used. In the present work a generalization of the log-normal distribution is proposed and applied to empirical rainfall data. The distribution proposed avoids the straight-jacket of predetermined models.

* Miembros de la Carrera del Investigador del CONICET

INTRODUCCION

Cuando se estudia la influencia de hidrometeoros en las comunicaciones por microondas es importante evaluar la distribución de intensidad de precipitación para predecir la atenuación. Dicha distribución generalmente se aproxima por una de dos leyes empíricas de acuerdo a la intensidad de lluvia caída. Para lluvias leves o moderadas, se usa generalmente la distribución log-normal (Battesti, 1979a), mientras que para lluvias muy intensas generalmente se aplica la ley gamma (Morita e Higuti, 1976; Boithias, 1980).

Recientemente (Morita, 1980) describió un nuevo método para estimar la distribución de intensidad de precipitación. Los datos fueron divididos en dos porciones (uno para lluvias leves y otro para lluvias intensas) y aproximó cada uno de ellos por distribuciones log-normal con distintos parámetros de ajuste. Por otra parte, para los datos canadienses (Segal, 1980) se usó una ley de potencias para ajustarlos.

En este trabajo se presenta una distribución generalizada que tiene las ventajas de no forzar los datos dentro de modelos prefijados (en ausencia de teorías que los justifiquen) y a la vez fácilmente aplicable.

LA DISTRIBUCION POLILOGNORMAL

Si se grafica la intensidad de lluvia acumulada de manera tal que la ordenada "y" sea la inversa de la distribución normal, es decir:

$$Q(y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-R'^2/2) dR' \quad (1)$$

y $\log R$ es la abscisa, la distribución log normal se representa por una línea recta.

Pero en general, la naturaleza no sigue leyes tan sencillas. Teniendo en cuenta este hecho, proponemos una generalización de la distribución log normal que evita el uso de una distribución predeterminada y, por ello es útil para gran variedad de climas e intensidades de precipitación.

La expresión para esta distribución es:

$$Q(R) = \frac{1}{2\pi} \int_R^{\infty} \left\{ \sum_{n=0}^N (n a_n \log^{n-1} R') \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\sum_{n=0}^N a_n \log^n R'\right)^2\right) \right\} d(\log R') \quad (2)$$

Con R valor instantáneo de intensidad de precipitación. Llamamos a esta distribución la Distribución Polilognormal. A pesar de su aspecto intimidatorio, los coeficientes y la expresión son fácilmente evaluables como se verá más adelante.

Cuando no se cuenta con datos instantáneos de R en la ecuación (2) se usa el valor medio de R en T minutos, R_T , obteniéndose en este caso la distribución

en R_T .

METODO

Se comienza calculando el valor de y tal que, en la ecuación (1) $Q(y)$ es la probabilidad que la intensidad de precipitación exceda R (δ , en un intervalo T cuando se usa R_T), según el grado de precisión requerida y se completa de acuerdo a algunos de los métodos mostrados en el Apéndice I.

Los puntos así evaluados en el espacio y vs. $\log R$ podrán ser aproximados por un polinomio en $\log R$; siendo

$$y = \sum_{n=0}^N a_n \log^n R \quad (3)$$

Usando el método de cuadrados mínimos se determinará el valor de N óptimo y el de los coeficientes a_n .

Por otra parte, cuando se requiere conocer la probabilidad de intensidad de precipitación mayor que R , $Q(R)$, basta simplemente reemplazar R en la ecuación (3) y buscar en una tabla de función de probabilidad normal.

Se podría pensar en un procedimiento similar para la función gamma. Sin embargo, esto no es posible, ya que la función gamma depende en forma no lineal del parámetro, lo que impide la construcción de una escala para la ordenada y , ya que ésta sería función de los datos experimentales.

RESULTADOS OBTENIDOS

A modo de ejemplo en la fig. 1 se presentan los datos de precipitación cada cinco minutos para Buenos Aires e Iguazú. En ambos casos el polinomio que los representa es de segundo grado y sus coeficientes se muestran en Tabla 1.

Como se observa en la figura, estos datos no corresponden ni a una ley log normal ni a una ley gamma.

APENDICE I

Cálculo de y conociendo $Q(y)$ según la ecuación 26.2.22 de Abramowitz y Stegun (1954).

$$y = t - \frac{a_0 + a_1 t}{1 + b_1 t + b_2 t^2} + \epsilon(p)$$

con

$$t = (-2 \ln p)^{1/2}$$

y donde el error $|\epsilon(p)| < 3 \times 10^{-3}$

Los coeficientes son

$$a_0 = 2,30753 \qquad b_1 = 0,99229$$

$$a_1 = 0,27061 \qquad b_2 = 0,04481$$

Si se requiere mayor precisión se puede usar lo anterior como una primera aproximación y a continuación el método de Newton-Raphson:

$$y_{i+1} = y_i - \frac{Q(y_i) - p}{Z(y_i)}$$

donde $Z(y) = \exp(-(y)^2/2)$

$$y \quad Q(y) = Z(y) \left(\sum_i b_i u^i \right)$$

con $u = 1/(1+ky)$ con $k = 0,2316419$

$$b_1 = 0,319381530 \qquad b_4 = -1,821255978$$

$$b_2 = -0,356563782 \qquad b_5 = 1,330274429$$

$$b_3 = 1,781477937$$

BIBLIOGRAFIA

- Abramowitz, M. and Stegun, A., 1954: Handbook of Mathematical Functions; Dover Publications, New York.
- Battesti, J., 1979a: Effet des hydrométéores sur la propagation des ondes aux fréquences supérieures à 10GHz. CNET, Note Technique NT/TCR/APH/63.
- Boithias, L., 1980: Au Sujet de la loi de distribution statistique des intensités de pluie. Ann.Télécommunic., 35, N°9-10, pp. 365.
- Morita, K., 1980: A New Method for Estimating Rain Attenuation Distribution. Rev. of the Electrical Communic., 28, N°5-6, pp.472-476.
- Morita, K. and Higuti, I., 1976: Prediction Methods for Rain Attenuation Distribution of Micro and Millimeter Waves. Rev. of the Electrical Communic. 24, N°7-8, pp.651-668.
- Segal, B., 1980: An analytical examination of mathematical models for the rainfall rate distribution function. Ann.Télécommunic., 35, N°11-12, pp.434-438.

TABLA I

| Coef. | Buenos Aires | Iguazú |
|-------|--------------|--------|
| a_0 | 3,04 | 2,81 |
| a_1 | 0,61 | 0,67 |
| a_2 | 0,34 | 0,44 |

Coefficientes de la ecuación (2) para Buenos Aires e Iguazú. En ambos casos $\{R\} = \text{mm}/5\text{min}$.

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

Fig. 1: Datos acumulativos de precipitación en cinco minutos para Buenos Aires junto con el ajuste por cuadrados mínimos de la ecuación (2) para Buenos Aires (línea llena) e Iguazú (línea punteada). La ordenada $y(Q)$ se ha graficado junto a la escala porcentual equivalente de tiempo. Los coeficientes se muestran en la Tabla 1. (Notar que la escala del gráfico es en mm/hora).

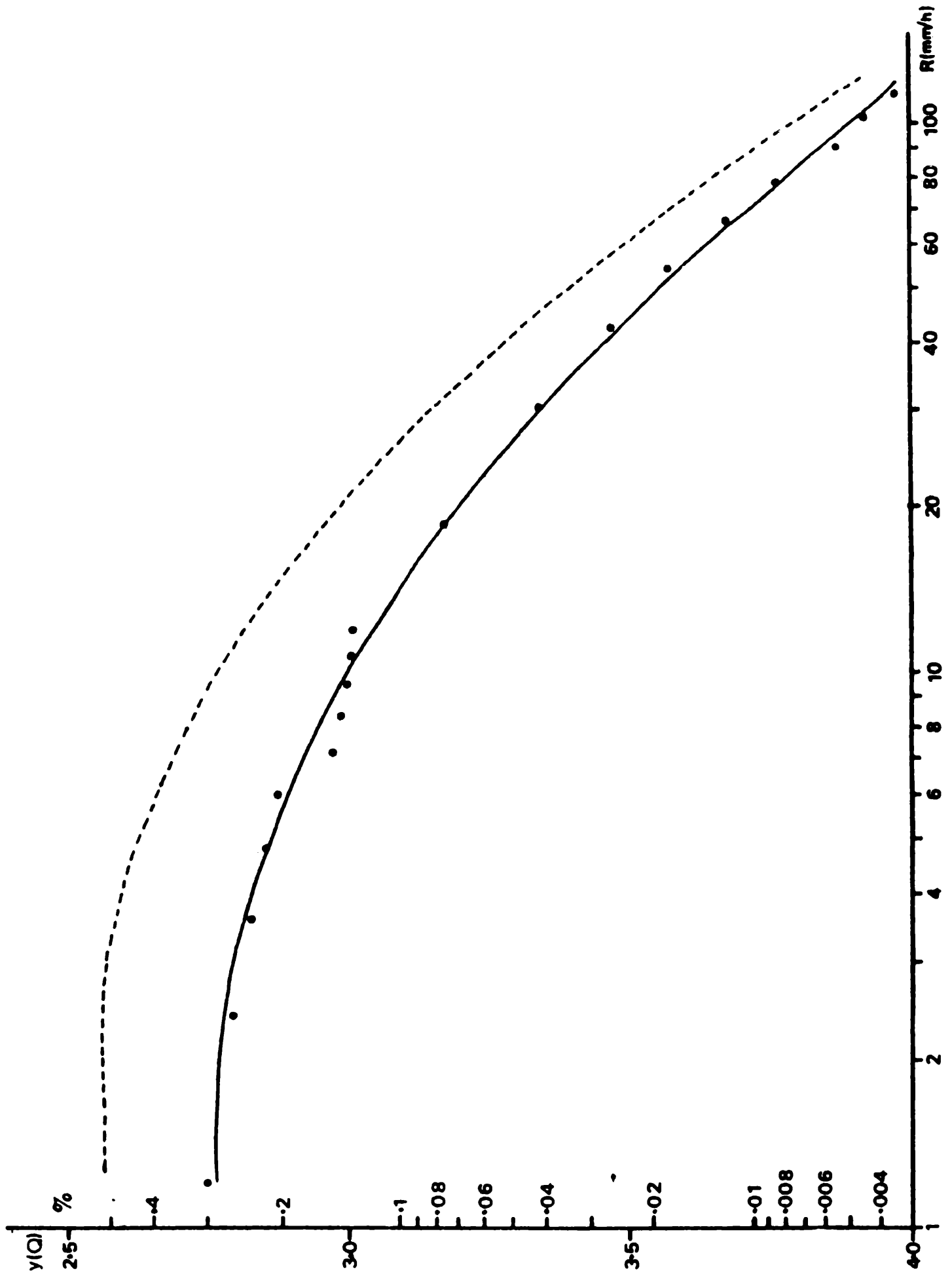


Fig. 1

ANALISIS DE LOS MODELOS TEORICOS DEL ELECTROCHORRO ECUATORIAL

S. Duhau^{*}, M. de la Vega y M.C. Azpiazu

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

RESUMEN

Los modelos teóricos de la dinámica de la Región E de la ionosfera ecuatorial no reproducen adecuadamente los valores medidos de la corriente y del campo eléctrico en esa zona. En el presente trabajo se estudia la influencia de los gradientes este-oeste y de la acción de los vientos neutros sobre la ionósfera, se muestra que estos factores no pueden explicar las discrepancias obtenidas. Debido a esto se revisan exhaustivamente todos los parámetros intervinientes concluyéndose que aquéllas podrían deberse a que el campo eléctrico vertical se ha sobreestimado porque la inestabilidad de dos haces presente en esa zona de la ionósfera, que no se ha introducido en los modelos teóricos, podría limitar el crecimiento del campo eléctrico.

ABSTRACT

The theoretical models of the equatorial E-region dynamics are inadequate to reproduce the measured electric fields and currents. The east-west variations and the influence of the neutral wind on the ionosphere are studied in the present paper and it is concluded that their inclusion does not improve the accordance between the predicted and the experimental values of the current density distribution. Then, the parameters of the theoretical model are exhaustively revised and it is found that the vertical electric field could be overestimated because of the presence of the two-stream instability in the E-region, that has not been included in the models, could limit the growth of the electric field.

* Miembro de la Carrera del Investigador del CONICET

1. INTRODUCCION

Se denomina electrochorro ecuatorial a la intensa corriente que circula en la dirección este-oeste entre los 100 y 130 km de altura sobre el ecuador magnético. Se han propuesto varios modelos teóricos para describirlo, pero se han encontrado discrepancias entre la corriente predicha por los mismos y la medida. En un trabajo previo (Duhau y Azpiazu, 1981a) (A partir de ahora, trabajo 1) se encontró que si se tiene en cuenta el fuerte desequilibrio térmico existente a alturas de región E (Duhau y Azpiazu, 1981b) mejora notablemente la predicción de la altura donde la corriente del electrochorro es máxima sobre el ecuador y el ancho latitudinal de mismo. Sin embargo en ese trabajo no fueron discutidas posibles discrepancias en la amplitud.

La causa de esta restricción se debió a que, como es usual en estos modelos, se supuso que el campo eléctrico en la dirección este-oeste, E_{ϕ} , es aquél que produce una corriente cuya magnitud permite una adecuada correlación con las variaciones geomagnéticas diarias.

En el presente trabajo se estudia exhaustivamente la elección correcta de este parámetro, así como también se tienen en cuenta los efectos provenientes del gradiente en la dirección este-oeste, el viento neutro y la variabilidad de la atmósfera neutra.

Se encuentra que ninguno de estos efectos es capaz de explicar la discrepancia hallada entre la corriente medida y la predicha.

Matsushita (1951) encontró que las E_{sq} están bien correlacionadas con la intensidad del electrochorro lo que provee un indicio de que las inestabilidades del plasma ionosférico presentes en la zona ecuatorial pueden ser las causantes de la discrepancia encontrada.

Por lo tanto en el presente trabajo se estima la posible influencia de la inestabilidad de tipo 1, como factor limitante del crecimiento del campo eléctrico.

2. MODELO TEORICO

2.1. Ecuaciones

Se utilizan las ecuaciones hidromagnéticas usuales ya que las frecuencias de interés caen dentro de su rango y el sistema de coordenadas dipolar (Figura 1).

En este sistema de coordenadas, las ecuaciones son:

$$\mathbf{J} = \sigma_0 E_{\beta} \hat{\beta} + \sigma_1 (\bar{\mathbf{E}}_{\perp} + \bar{\mathbf{V}} \times \bar{\mathbf{B}}_0) + \sigma_2 \hat{\beta} \times (\bar{\mathbf{E}}_{\perp} + \bar{\mathbf{V}} \times \bar{\mathbf{B}}_0) \quad (1)$$

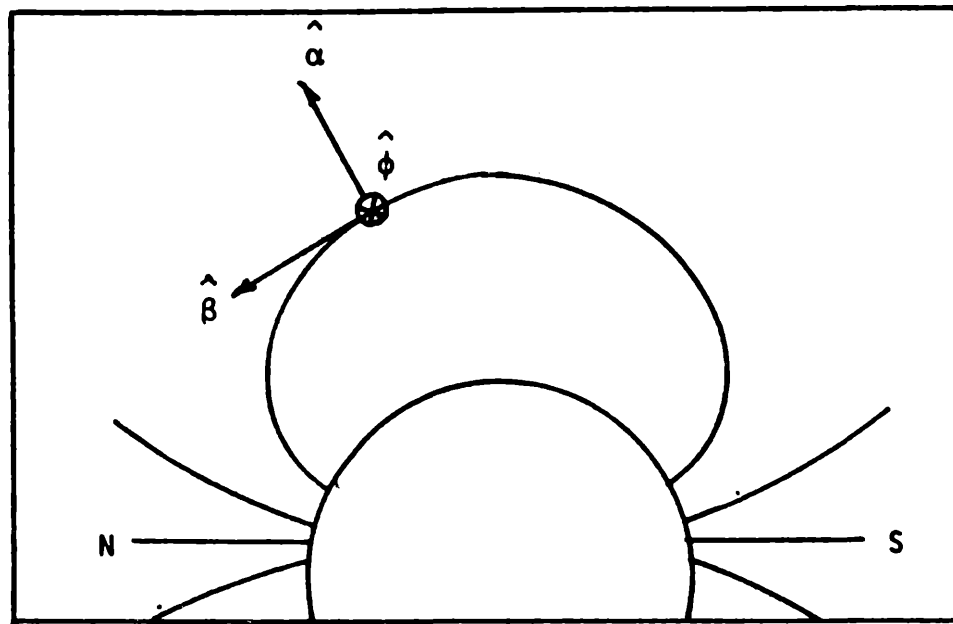


FIGURA 1
Sistema de coordenadas dipolar

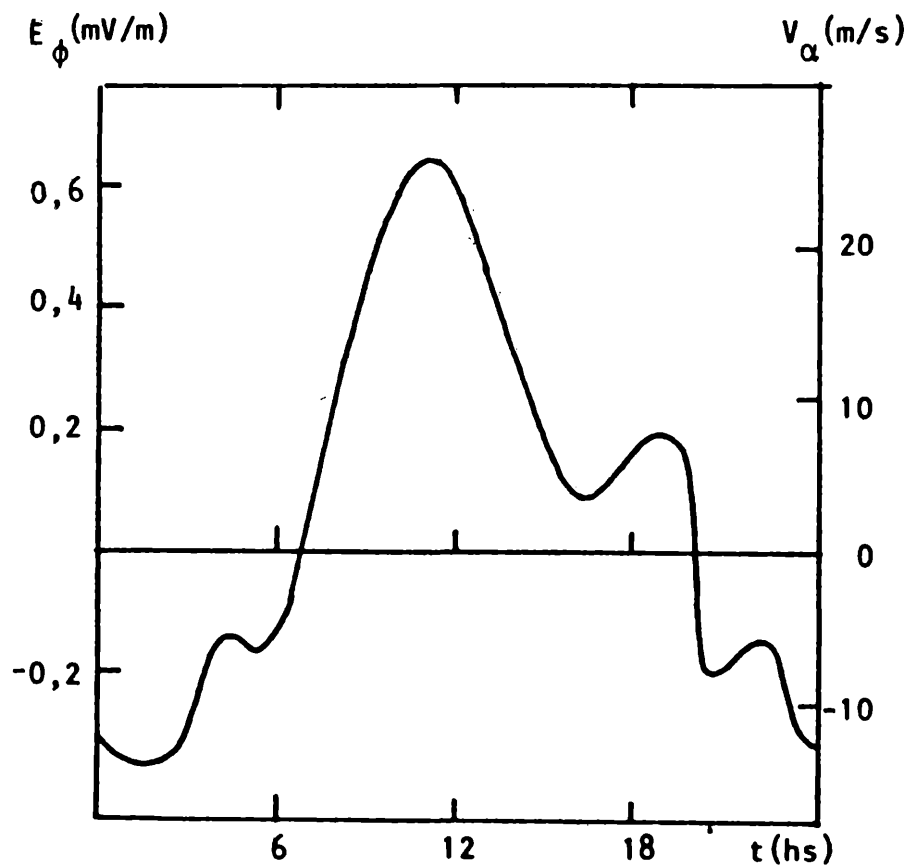


FIGURA 2
Velocidad iónica vertical, V_{α} , medida por Fejer y otros (1979) sobre el ecuador magnético peruano a alturas de la región F y el campo eléctrico horizontal, E_{ϕ} , correspondiente.

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{J} = 0 \tag{2}$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{E} = 0 \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \phi} (h_\beta E_\beta) - \frac{\partial}{\partial \beta} (h_\phi E_\phi) &= 0 \end{aligned} \right. \tag{3}$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \beta} (h_\alpha E_\alpha) - \frac{\partial}{\partial \alpha} (h_\beta E_\beta) &= 0 \end{aligned} \right. \tag{4}$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \alpha} (h_\phi E_\phi) - \frac{\partial}{\partial \phi} (h_\alpha E_\alpha) &= 0 \end{aligned} \right. \tag{5}$$

donde σ_0 , σ_1 y σ_2 son la conductividad paralela, de Pedersen y de Hall respectivamente, \bar{V} el viento neutro y \bar{E} el campo eléctrico. Integrando la ecuación (2) a lo largo de una línea de campo magnético desde un punto β_1 , situado en la base de la zona de conducción (a los 90 km de altura) hasta el punto simétrico (β_2) situado al otro lado del ecuador y utilizando la expresión de \bar{J} dada por la ecuación(1) se obtiene:

$$\frac{\partial}{\partial \alpha} \int_{\beta_1}^{\beta_2} h_\phi h_\beta d\beta (\sigma_1 E_\alpha - \sigma_2 E_\phi + \sigma_1 v_\phi B + \sigma_2 v_\alpha B) + \tag{6}$$

$$+ \frac{\partial}{\partial \phi} \int_{\beta_1}^{\beta_2} h_\alpha h_\beta d\beta (\sigma_1 E_\phi + \sigma_2 E_\alpha - \sigma_1 v_\alpha B + \sigma_2 v_\phi B) = 0$$

Como $\sigma_0 \gg \sigma_1$ y $\sigma_0 \gg \sigma_2$, se puede suponer que $\sigma_0 \rightarrow \infty$ (Richmond 1973) con lo cual de la ecuación(1) se desprende que $E_\beta \rightarrow 0$ entonces de las ecuaciones(3) y (4) resulta que $h_\phi \cdot E_\phi$ y $h_\alpha \cdot E_\alpha$ son constantes a lo largo de una línea de campo (condición de equipotencialidad). Usando este resultado, la ecuación(6) se reduce a:

$$\frac{\partial}{\partial \alpha} (E_\alpha h_\alpha \Sigma_1 - E_\phi h_\phi \Sigma_2) + \frac{\partial}{\partial \phi} (E_\phi h_\phi \Sigma_1' + E_\alpha h_\alpha \Sigma_2) + \frac{\partial A}{\partial \alpha} + \frac{\partial C}{\partial \phi} = 0 \tag{7}$$

donde $\Sigma_1 = \int_{\beta_1}^{\beta_2} \frac{h_\phi h_\beta}{h_\alpha} \sigma_1 d\beta$, $\Sigma_1' = \int_{\beta_1}^{\beta_2} \frac{h_\alpha h_\beta}{h_\phi} \sigma_1 d\beta$, $\Sigma_2 = \int_{\beta_1}^{\beta_2} h_\beta \sigma_2 d\beta$,

$$A = \int_{\beta_1}^{\beta_2} h_\phi h_\beta B (\sigma_1 v_\phi + \sigma_2 v_\alpha) d\beta \text{ y } C = \int_{\beta_1}^{\beta_2} h_\alpha h_\beta B (\sigma_2 v_\phi - \sigma_1 v_\alpha) d\beta$$

El sistema de ecuaciones (5) y (7) se resuelve usando como condición de contorno E_α y E_ϕ a los 300 km de altura. Si en las ecuaciones (5) y (7) despreciáramos las derivadas longitudinales se obtiene el modelo de Richmond:

$$h_{\phi} E_{\phi} = \text{cte. en todo espacio}$$

$$E_{\alpha} = \frac{h_{\phi}}{h_{\alpha}} \frac{\Sigma_2}{\Sigma_1} E_{\phi} - \frac{A}{h_{\alpha} \Sigma_1} \quad (8)$$

2.2. Modelo de conductividad

La conductividad se obtiene de las ecuaciones hidromagnéticas, las expresiones son las usuales (ver trabajo 1). Para estimar las derivadas longitudinales que son equivalentes con muy buena aproximación a las derivadas temporales, se supuso que la variación temporal es de la forma de un coseno, cayendo de noche a 1/20 del valor del mediodía (Maeda, 1981)

$$\vec{\sigma}(t) = \vec{\sigma}_m (0,525 - 0,475 \cos(0,2618 t)) \quad (9)$$

donde t está expresado en horas, siendo 12 al mediodía, y $\vec{\sigma}_m$ es la conductividad determinada a esta hora. Esta es una buena aproximación excepto en las horas del anochecer y amanecer donde la variación es más rápida que la expresada por un coseno. En (9), las componentes de $\vec{\sigma}_m$ valen con buena aproximación:

$$\sigma_{2m} = q^2 n_e 2,10^{23} \quad \text{en toda la region E} \quad (10)$$

$$\sigma_{1m} = q^2 n_e 40(6,06 n(N_2) + 4,75 n(O_2)) \quad h=90\text{km} \quad (11)$$

$$\sigma_{1m} = q^2 n_e 41,5(6,76 n(N_2) + 5,13 n(O_2) + 4,36 n(O)) + \frac{2,22 \times 10^{40}}{n} \quad h>100 \text{ km} \quad (12)$$

donde q es la carga del electrón, n_e su concentración, $n(j)$ la concentración de la especie neutra j y $n = n(N_2) + n(O_2) + n(O)$. Como los coeficientes de las distintas especies neutras en las ecuaciones (11) y (12) son semejantes entre si, conviene promediarlos y así obtener una única expresión para σ_{1m} en función de la densidad de la atmósfera neutra para toda la región E:

$$\sigma_1 = q^2 n_e (2,28 \cdot 10^2 n + \frac{2,22 \times 10^{40}}{n}) \quad (13)$$

2.3. Parámetros

Para resolver el sistema de ecuaciones (5) y (7) u (8), se requiere conocer E_{α} y E_{ϕ} a una dada altura, la conductividad y el perfil de vientos. Para comparar los resultados, también se darán las mediciones de corriente. Se tendrá especial cuidado en tomar todos estos valores en iguales condiciones ionosféricas.

2.3.1. La conductividad

Los parámetros de los que depende la conductividad son T_e , T_n , $n(O_2)$, $n(N_2)$, $n(O)$, $n(O^+)$, $n(O_2^+)$, $n(NO^+)$ y n_e . Excepto n_e , se usaron los datos en el trabajo 1. La concentración de los electrones se obtuvo de la medición efectuada por Maynard (1967), hecha en forma simultánea con la medición de la corriente (ver punto 2.3.4.)

2.3.2. Campo eléctrico en la región F

El campo eléctrico en la región F se conoce a partir de la relación $\bar{E} = -\bar{V}_i \times \bar{B}$ donde \bar{V}_i es la velocidad iónica. De las mediciones de \bar{V}_i realizadas en Jicamarca ($12^\circ \text{ S } 76,99^\circ \text{ O}$ en el ecuador magnético peruano) se seleccionaron:

v_α : se obtuvo del promedio dado por Fejer y otros (1979) de las mediciones realizadas durante los años 75-76 en el período equinoccial. Estos años corresponden a un mínimo de actividad solar (en promedio $F_{10.7} = 73$). Los datos usados por estos autores corresponden, casi en su totalidad, a días geomagnéticamente quietos. En la figura 2 se pueden ver v_α y E_ϕ .

v_ϕ : se obtuvo del promedio dado por Fejer y otros (1981) de las mediciones realizadas durante los años 74-77 en el período equinoccial. Estas mediciones prácticamente no dependen de la actividad geomagnética (Fejer y otros, 1981). En la figura 3 se pueden ver v_ϕ y E_α .

2.3.3. Perfil de viento

Como muy poco es lo que se sabe observacionalmente acerca de los vientos ecuatoriales se consideraron dos perfiles de viento, uno medido por Bedinger (1977) y otro teórico dado por Richmond (1973).

La medición de Bedinger fué hecha en las cercanías de Jicamarca ($12,5^\circ \text{ S}$, $76,8^\circ \text{ O}$) al mediodía, con baja actividad solar ($F_{10.7} = 70,8$) y relativamente quieto ($k_p = 3^-$) geomagnéticamente y en época de solsticio (3 de julio). El modelo teórico de Richmond es el modo (1,1) de mareas, que la teoría indica como el predominante en la región, y que incluye efectos disipativos. En la figura 4 se pueden ver estos dos perfiles.

2.3.4. Corriente medida en el ecuador

La corriente fué medida en la zona ecuatorial en marzo de 1965 por Davis y otros (1967) y Maynard (1967). Se efectuaron mediciones a distintos horarios y latitudes ($0^\circ - 19^\circ \text{ S}$). La medición con que se comparan los resultados es la obtenida por el vuelo UNH 55-5, hecho sobre el ecuador magnético peruano ($11^\circ 15' \text{ S}$, $31^\circ 20' \text{ O}$), durante el cual se midió simultáneamente la densidad electrónica. El vuelo ocurrió a las 11 hs del 12 de marzo de 1965 que fué un día de baja actividad solar

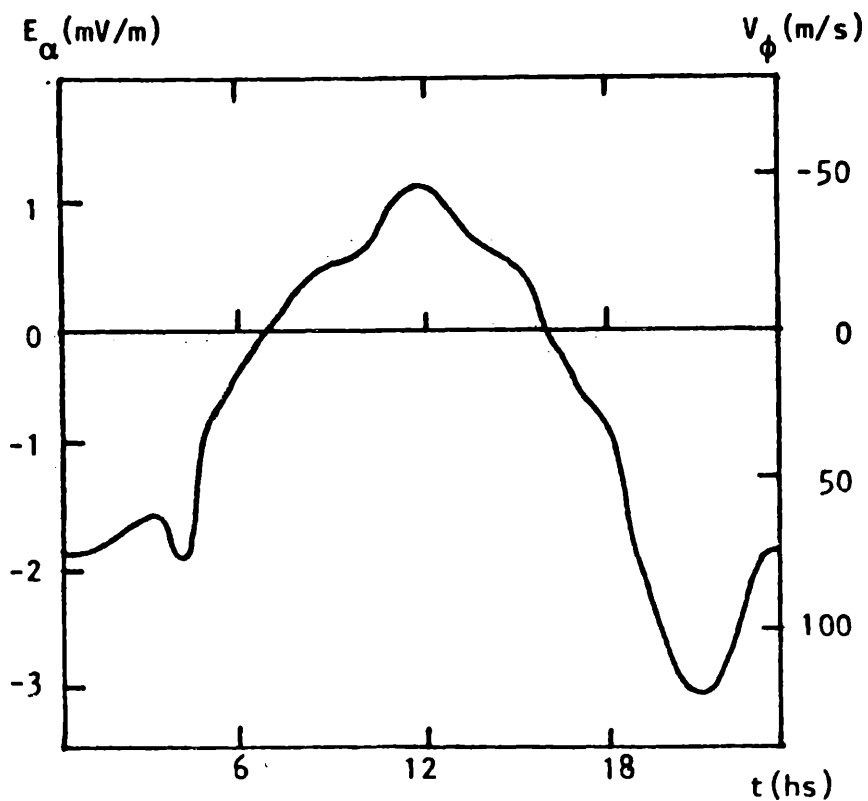


FIGURA 3

Velocidad ionica horizontal V_ϕ medida por Fejer y otros (1981) sobre el ecuador magnético peruano a alturas de la región F y el campo eléctrico vertical E_α correspondiente.

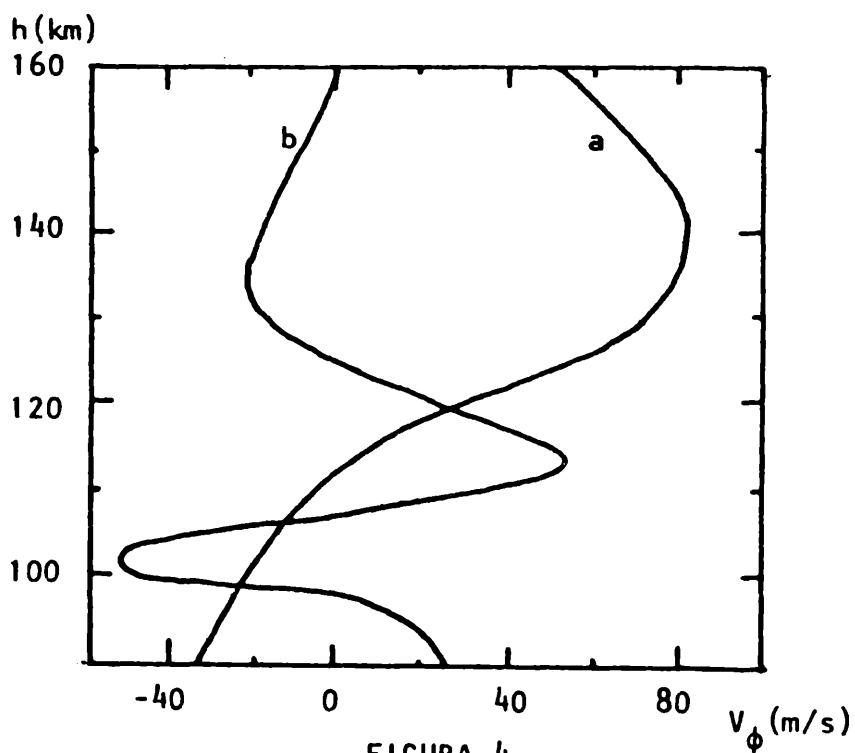
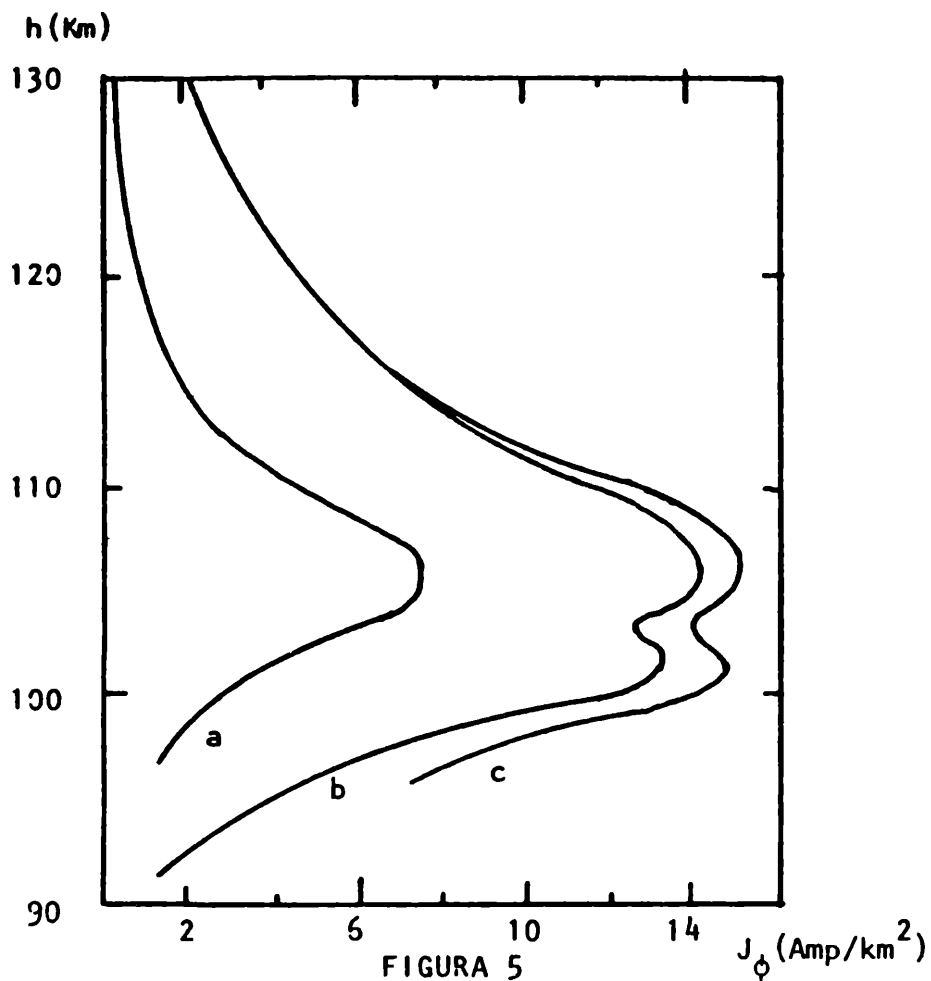
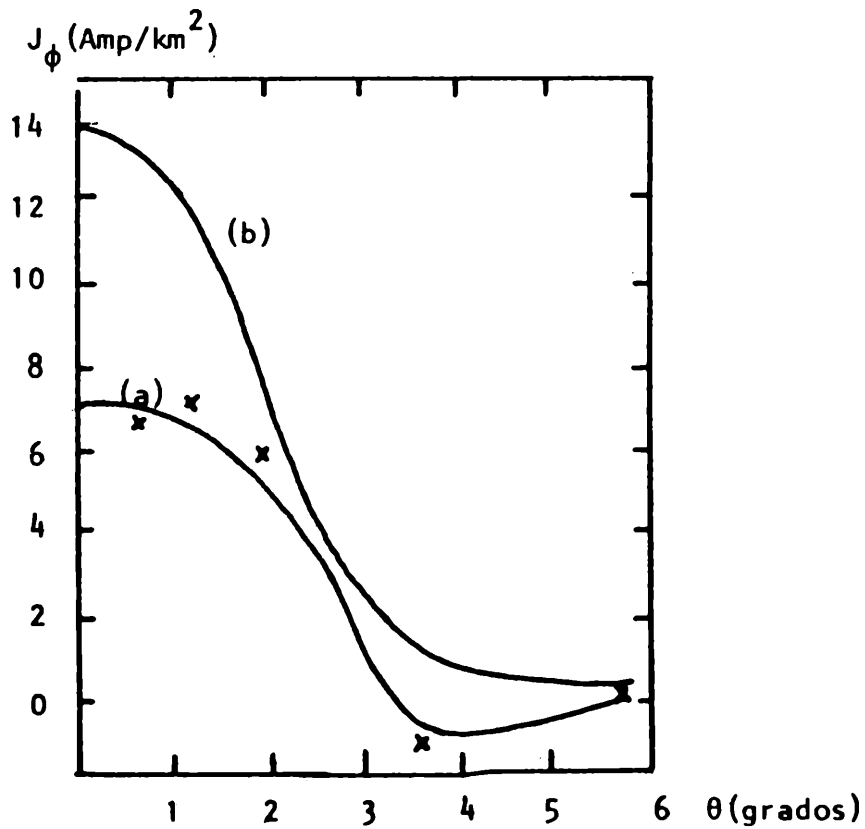


FIGURA 4

Perfil de viento neutro al mediodía sobre el ecuador magnético peruano.
 a) Observado por Bedinger (1977).
 b) Calculado por Richmond (1973).



Perfil de densidad de corriente; J_ϕ , a) Observado por Maynard (1967); b) calculados en el presente trabajo; c) sin considerar y c) considerando, derivadas longitudinales.



Densidad de corriente J_ϕ en función de la latitud geomagnética a los 106 km de altura. a) Observado por Davis y otros (1967) b) calculado en el presente trabajo.

($F_{10.7} = 73$) y geomagnéticamente quieto ($k_p = 1_0$). La fecha corresponde a condiciones equinocciales. En las figuras 5 y 6 se puede ver la corriente J_ϕ detectada; en 5 graficada en función de la altura en el ecuador magnético y en la 6 graficada a los 106 km de altura en función de la latitud.

3. RESULTADOS

En el gráfico 7 se ve el campo eléctrico E_α obtenido sin considerar los gradientes este-oeste ni el viento neutro. En esta aproximación, E_ϕ es tomado constante e igual a $0,63\text{mV/m}$ que es valor medido en la región F (ver figura 2). También se graficó el campo calculado considerando el gradiente este-oeste.

La corriente calculada a partir de estos campos se puede ver en la figura 5. Se aprecia que la contribución del gradiente este-oeste a la corriente en el pico de corriente es del 10% y que la diferencia entre el modelo teórico y la medición es del 100% a alturas del pico de corriente. El doble pico de corriente que se observa en el modelo teórico se debe a una oscilación (a los 104 km de altura) que presenta la concentración electrónica utilizada.

Como de los vientos se tienen datos de los 90 a 160 km de altura, su contribución a la corriente se tuvo que estudiar sin considerar el gradiente este-oeste. Debido a la simetría del sistema la contribución de v_α es nula. La contribución a la corriente de los vientos dados en el apartado 2.3.3 se graficaron en la figura 8. Se ve que aunque las corrientes producidas por los dos perfiles de viento son muy distintas como los mismos vientos, la contribución máxima a la corriente por debajo de los 115 km de altura de cualquiera de los dos es de un 10% de la corriente total calculada, mientras que a los 130 km ya son del mismo orden. Es decir, este efecto no puede explicar la diferencia del 100% entre lo calculado y lo medido a alturas del máximo de corriente. Otra posible causa de la discrepancia hallada, podría ser debida a la variabilidad de la atmósfera neutra.

En el apartado 2.2 se vio que σ_2 no depende de la atmósfera neutra en la región E, mientras que σ_1 puede ser dado por (13) en buena aproximación. Despreciando los gradientes este-oeste y los vientos neutros se calculó J para la región comprendida entre los 90 y 130 km de altura, tomando σ_1 según la expresión (13), pero reemplazando allí n por $n \cdot f(h)$. Partiendo de n provista por el modelo de atmósfera neutra de Jacchia y $f(h) = 1$, se fue variando el perfil en altura hasta que la corriente calculada coincidiera con la medida por Maynard. En la figura 9 se graficó n de Jacchia y la concentración hallada (o sea $n \cdot f(h)$) que reproduce correctamente (dentro de un error del 10%) la corriente medida, se observa que la densidad requerida para lograr este ajuste difiere en gran parte del perfil en casi un 100% de la prescripta por el modelo de Jacchia, lo

cual está muy por encima de cualquier posible error del modelo dado que, todos los modelos de atmósfera neutra y las mediciones individuales coinciden dentro de un 10% por encima de los 115 km de altura y por debajo de los 105 km (ver p. e. Duhau y Azplazu, 1983).

En la figura 6 se graficó la corriente calculada en función de la latitud a los 106 km de altura, para esto se utilizó la condición de equipotencialidad. Se aprecia sobre el ecuador la diferencia del 100% entre lo calculado y lo medido ya mencionada. La altura para la cual se da el mayor apartamiento corresponde a la de mayor intensidad de corriente y es donde se detectan irregularidades electrónicas con mayor intensidad (Fejer y otros, 1975). A los 2,2° del ecuador, las curvas teórica y experimental concuerdan. Esa latitud corresponde al campo eléctrico sobre el ecuador a los 118 km, altura a la cual no se detectan irregularidades. A partir de los 3,5° del ecuador aproximadamente empieza a ser importante la contribución del viento neutro (Maynard, 1967) ya que corresponde a campos eléctricos ecuatoriales fuera de la zona del electrochorro donde estos son menos intensos. Sintetizando el análisis anterior, puede afirmarse que la corriente medida difiere notoriamente de la predicha mediante los modelos usuales. Esto puede afirmarse con bastante seguridad debido a la cuidadosa y exhaustiva selección de los parámetros que se ha hecho en el presente trabajo. Por su parte, el último punto tratado muestra la posible influencia de las irregularidades electrónicas sobre la corriente.

4. IRREGULARIDADES ELECTRONICAS

Las irregularidades electrónicas encontradas en el electrochorro son debidas a las inestabilidades de los dos haces (Farley, 1963 y Buneman, 1963) y del gradiente de la deriva (Simon, 1963 y Rogister y D'Angelo, 1970). Se va a estudiar cualitativamente la influencia del primer tipo de inestabilidades. Estas son ondas longitudinales que crecen espontáneamente a partir de una pequeña perturbación cuando la velocidad relativa entre los electrones y iones supera cierto umbral. Ello se debe a que las partículas con velocidades próximas a la velocidad de fase de la onda interactúan con ésta; si son más las partículas desaceleradas que las aceleradas por la onda, ésta gana energía y crece.

Rogister (1971) propuso un mecanismo cuasi-lineal para estabilizar la inestabilidad mediante la reducción del campo eléctrico E_{α} y consiguientemente la reducción de la corriente. Cualitativamente, el resultado que encontró es el siguiente: por efecto de la turbulencia se produce un flujo de electrones hacia abajo, para preservar la neutralidad de carga, se produce una disminución del flujo medio de iones hacia arriba, se reduce el campo eléctrico

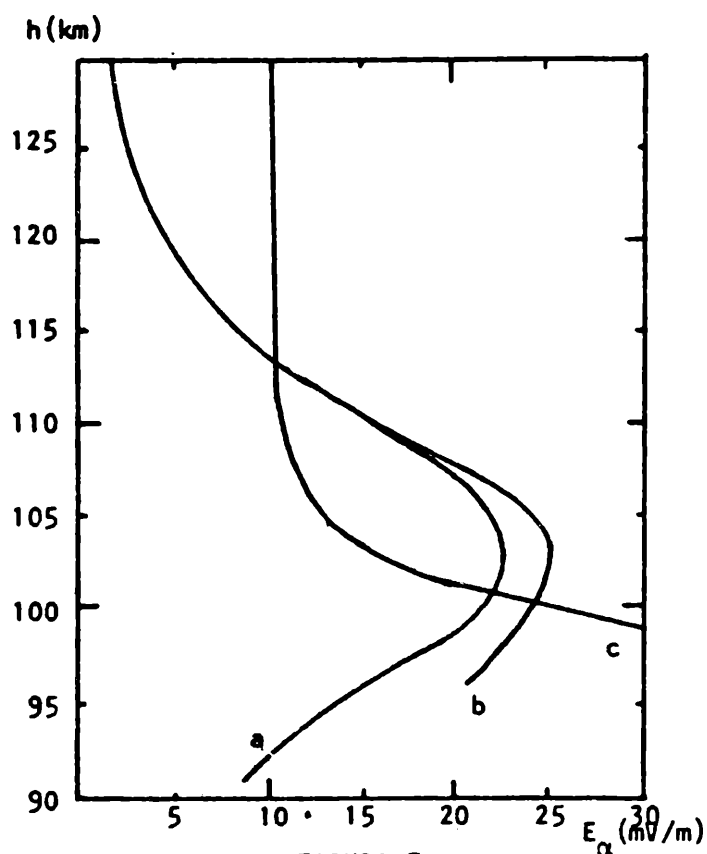


FIGURA 7
 Campo electrico vertical calculado a) sin considerar, b) considerando, derivadas longitudinales y c) campo electrico estable (ver ecuación 15)

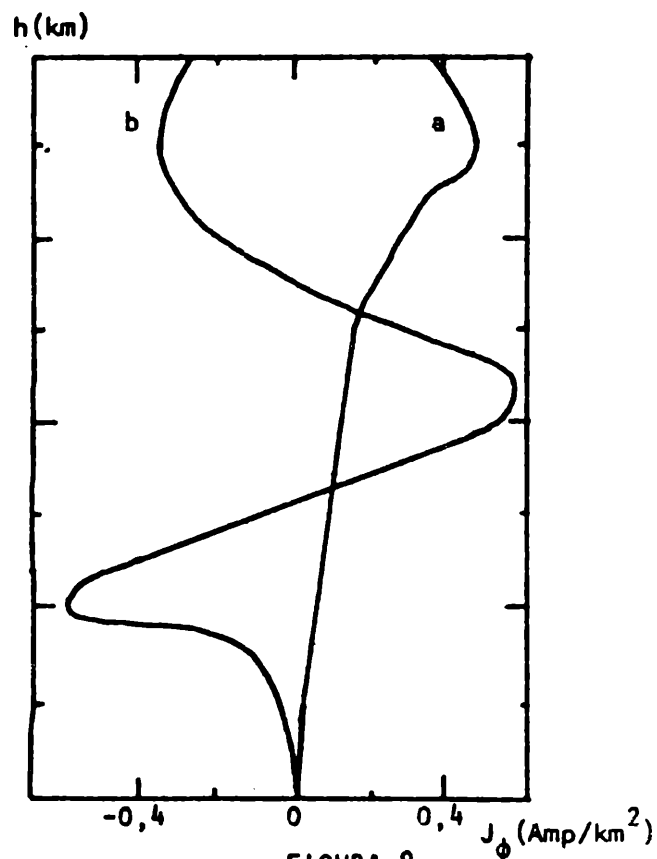


FIGURA 8
 Perfil de densidad de corriente producida por efecto del viento neutro a) medido por Bejinger b) calculado por Richmond

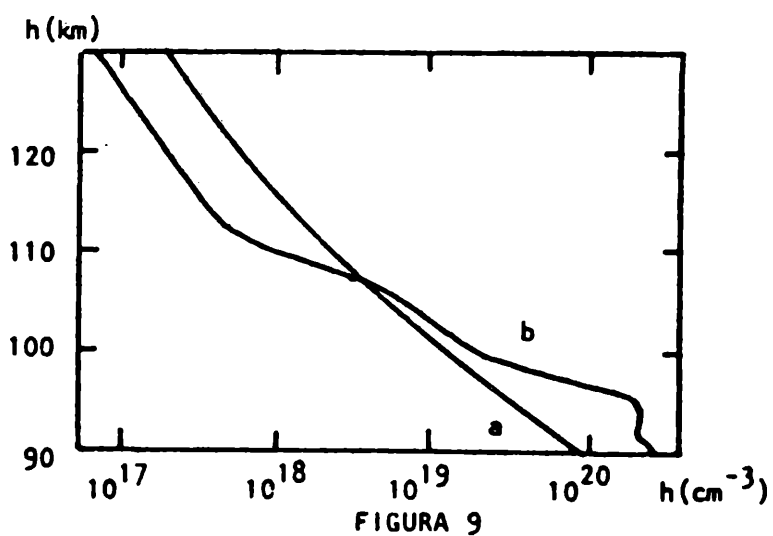


FIGURA 9
 Perfil de la concentración total de las especies neutras, n, a) modelo de Jacchia, b) el que reproduciría la corriente observada.

en la dirección vertical y, por lo tanto, disminuyendo la corriente horizontal y limitando el crecimiento de la inestabilidad.

Cuantitativamente, el resultado de Rogister es:

$$E_{\alpha} = - E_{\phi} \frac{\nu_i}{\Omega_i} (1-\psi)^{-1} \left[1 + \left(\frac{\nu_i}{\Omega_i} \right)^2 (1-\psi)^{-2} \frac{\langle \delta n_e \delta n_e \rangle}{\bar{n}_e^2} \right]^{-1} \quad (14)$$

donde $\psi = (\nu_e \nu_i) / (\Omega_e \Omega_i)$ y ν_e , Ω_e y ν_i , Ω_i son las frecuencias de colisión de las partículas neutras y de ciclotrón los electrones y iones respectivamente y $\langle \delta n_e \delta n_e \rangle$ es el promedio cuadrático espacial de las fluctuaciones de \bar{n}_e , δn_e . Se ve que E_{α} disminuye al aumentar el nivel de turbulencia ($\langle \delta n_e \delta n_e \rangle$). El E_{α} límite al cual se estabiliza el sistema es:

$$E_{\alpha}^{\text{estable}} = B_0 C_s (1-\psi) \quad (15)$$

donde C_s es la velocidad acústica de los iones y B es el campo magnético.

A los 106 km de altura $C_s (1-\psi) = 457$ m/s, mientras que la velocidad relativa entre iones y electrones (considerando los iones quietos) es a partir de nuestros cálculos de 766 m/s, es decir que la inestabilidad está excitada.

En la figura 7 se grafica el comportamiento estable dado por (15). Vemos que entre los 107 y 115 km el campo calculado previamente supera este valor límite. La disminución que tendría que sufrir E_{α} podría explicar la diferencia de amplitud hallada en la corriente.

5. CONCLUSIONES

Se ha buscado discernir hasta que punto los modelos teóricos usuales de dinámica de la región E ecuatorial reproducen correctamente las observaciones. Para esto se han incluido todos los efectos posibles dentro de la teoría usual, así como también se han revisado cuidadosamente los parámetros del modelo para asegurar la equivalencia de las condiciones ionosféricas en las cuales estos fueron obtenidos. Se encontró:

- a) Una discrepancia del 100 % entre la corriente predicha y la observada a las alturas del máximo de corriente
- b) La discrepancia no puede atribuirse ni al efecto del viento neutro, ni al gradiente este-oeste, ni a una adecuada estimación de los parámetros de la atmósfera neutra dado que:
 - 1) Aunque el viento neutro no es bien conocido, se ha podido estimar que su influencia sobre la corriente es menor que el 10% por debajo de los 115 km de altura y dentro de un intervalo en latitud de 3,5° a cada lado del

ecuador magnético.

- ii) Del mismo orden de magnitud, en toda la región E, es el efecto que resulta de incluir el gradiente este-oeste en las ecuaciones.
- iii) Para lograr ajustar lo predicho a lo observado es necesario variar en casi un orden de magnitud la densidad de los componentes neutros, lo cual está muy por encima de la incerteza de este parámetro.
- c) Una disminución en el campo eléctrico del máximo de corriente podría atribuirse a la turbulencia existente en esa zona producida por las inestabilidades presentes, siendo este efecto capaz de explicar la diferencia encontrada.

BIBLIOGRAFIA

- Bedinger, J.F., 1977: Observation of neutral winds during an equatorial electrojet; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 39, 241.
- Buneman, O., 1963: Excitation of field aligned sound waves by electron streams; *Phys. Rev. Lett.*, 10, 285
- Davis, T.N., Burrows, K. y Stolarik, S.D., 1967: A latitude survey of the equatorial electrojet with rocket-borne magnetometers; *J. Geophys. Res.*, 73, 1845.
- Duhau, S. y Azpiazu, M.C., 1981a: La corriente integrada en la capa E ecuatorial: modelo teórico y su aplicación; *Geoacta XI*, 1, 129.
- Duhau, S. y Azpiazu, M.C., 1981b: Non-thermal equilibrium between electrons and neutrals at ionospheric E-region heights; *Geophys. Res. Lett.*; 8, 7, 819.
- Duhau, S. y Azpiazu, M.C., 1983: Obtención de la temperatura vibracional del N_2 a partir de la densidad del ión de oxígeno atómico; *Geoacta XII*, 1.
- Farley, D.T., 1963: A plasma instability resulting in field-aligned irregularities in the ionosphere; *J. Geophys. Res.*, 68, 6083.
- Fejer, B.G., Farley, B.B. y Woodman, B.F.; 1975: Oblique VHF radar spectral studies of the equatorial electrojet; *J. Geophys. Res.* 80, 1307.
- Fejer, B.G., Farley, E.T., Woodman, R.F. y Calderón, C. 1979: Dependence of equatorial F region vertical drifts on season and solar cycle; *J. Geophys. Res.* 84, 5792.
- Fejer, B.G., Farley, D.T. y Gonzales, C.A., 1981: F region east-west drifts at Jicamarca; *J. Geophys. Res.* 86, 215.
- Maeda, K, 1981: Internal structure of the equatorial ionospheric dynamo; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 43, 393.
- Matsushita, S., 1951: Intense E_s ionization near the magnetic equator; *J. Geomagnetic. Geoelec.*, 3, 44.

- Maynard, N.C., 1967: Measurements of ionospheric currents off the coast of Perú; J. Geophys. Res., 72, 1863.
- Richmond, A.D., 1973: Equatorial electrojet, I. Development of a model including winds and instabilities; J. Atmos. Terr. Phys. 35, 1083.
- Register, A., 1971: Nonlinear theory of type 1 irregularities in the equatorial electrojet; J. Geophys. Res. 76, 7754.
- Register, A. y D'Angelo, N., 1970: Type 2 irregularities in the equatorial electrojet; J. Geophys. Res., 77, 6298.
- Simon, A. 1963: Instability of a partially ionized plasma in crossed electric and magnetic fields; Phys. Fluids, 6, 392.

INDICE DE AUTORES

| | Página |
|--|--------|
| ACHAVAL, Elena M. de (de ... y LEVI L.): Estructura cristalina y distribución de trabajos en policristales de hielo. | 145 |
| ANDRIETTI, Gabriela I. (de MALAKA I.C., SIMONELLI S.C. y ...): Verificación de los pronósticos de temperaturas mínimas y máximas para el Observatorio Central Buenos Aires. | 19 |
| AZPIAZU, M.C. (de DUHAU S. y ...): Obtención de la temperatura vibracional del N ₂ a partir de la densidad del ión de oxígeno atómico. | 319 |
| AZPIAZU, M.C. (de DUHAU S., DE LA VEGA M. y ...): Análisis de los modelos teóricos del electrochorro ecuatorial. | 339 |
| BARRERA, Daniel F. (de VARGAS W.M. y ...): Análisis de la consistencia de lluvias y caudales en una cuenca hídrica. | 181 |
| BERBERY, Ernesto H.: Relaciones reflectividad-intensidad de precipitación (Z-R) resultantes de diferentes criterios teóricos y estadísticos de datos experimentales. | 109 |
| CREER, Kenneth M. (de SINITO A.M., VALENCIO D.A., ... y VILAS J.F.): Análisis de las variaciones paleoseculares del campo magnético terrestre sobre la base de estudios paleomagnéticos y radiométricos en sedimentos lacustres. | 1 |
| DE LA VEGA, M. (de DUHAU S., ... y AZPIAZU M.C.): Análisis de los modelos teóricos del electrochorro ecuatorial | 339 |
| DUHAU, S. (de ... y AZPIAZU M.C.): Obtención de la temperatura vibracional del N ₂ a partir de la densidad del ión de oxígeno atómico. | 319 |
| DUHAU, S. (de ... y OSELLA A.M.): Estudio de las anomalías en la conductividad terrestre en la zona ecuatorial peruana. I. Análisis del sistema de corrientes ionosféricas. | 295 |
| DUHAU, S. (de ..., DE LA VEGA M. y AZPIAZU M.C.): Análisis de los modelos teóricos del electrochorro ecuatorial. | 339 |
| FORTE LAY, Juan A. (de TROHA A. y ...): Probabilidad de valores mínimos extremos de almacenaje de agua en el suelo en la provincia de Buenos Aires. | 169 |
| GIRALDEZ, Alberto E.: Evolución de ondas gravitatorias en las regiones E y F de la ionosfera. | 31 |
| GIRALDEZ, Alberto E. (de MOSERT de GONZALEZ M.E., ... y RADICELLA S. M.): Efecto del campo geomagnético en la predicción de la frecuencia de apantallamiento de las E-esporádicas. | 217 |
| HIRSCH, Francisco A. (de ... y ROMANELLI L.M.): Generalización de una ley de distribución empírica aplicable a problemas geofísicos. | 331 |
| LEVI, Laura (de ACHAVAL E.M. de y ...): Estructura cristalina y distribución de burbujas en policristales de hielo. | 145 |
| LEVI, Laura (de LUBART L. y ...): Crecimiento de embriones de granizo de tipo "Graupel". | 157 |
| LICHTENSTEIN, Erich R.: Asociación de la depresión del noroeste argentino con otros fenómenos meteorológicos. | 133 |
| LUBART, Luisa (de ... y LEVI L.): Crecimiento de embriones de granizo de tipo "Graupel". | 157 |

| | Página |
|--|--------|
| MALAKA, Ingeborg C. (de ..., SIMONELLI S.C. y ANDRIETTI G.I.): Verificación de los pronósticos de temperaturas mínimas y máximas para el Observatorio Central Buenos Aires. | 19 |
| MANZANO, José R. (de ... y TOLEDO B.P.): Comportamiento de las concentraciones iónicas atómicas y moleculares sobre Sudamérica, observadas con satélites pasantes S3-1 y S3-2. | 247 |
| MANZANO, José R. (de ZOSSI de ARTIGAS M.M. y ...): Comportamiento geomagnético e ionosférico durante las subtormentas del día 4 de enero de 1975. | 265 |
| MAYER, Federico (de SOTO J.R., OLEA M.O. y ...): Contribución a la extensión austral del modelo del Geoide. | 281 |
| MAZZEO, Nicolás A. (de ... y VENEGAS L.E.): El desplazamiento horizontal de los contaminantes en una capa de superficie atmosférica neutralmente estratificada. | 47 |
| MAZZEO, Nicolás A. (de ... y VENEGAS L.E.): Una discusión sobre las "constantes" b y c de la hipótesis de la semejanza lagrangeana aplicada a la dispersión vertical atmosférica de los contaminantes. | 55 |
| MOSERT de GONZALEZ, Marta E. (de ..., GIRALDEZ A.E. y RADICELLA S.M.): Efecto del campo geomagnético en la predicción de la frecuencia de apantallamiento de las E-esporádicas. | 217 |
| NECCO, Gustavo V. (de ... y VELASCO I.): Marcha anual del campo térmico en la troposfera y baja estratosfera sobre áreas continentales argentinas. | 71 |
| OLEA, Mario O. (de SOTO J.R., ... y MAYER F.): Contribución a la extensión austral del modelo del Geoide. | 281 |
| OSELLA, A.M.: Estudio de las anomalías en la conductividad terrestre en la zona ecuatorial peruana. II. Determinación de la profundidad de la capa no conductora. | 307 |
| OSELLA, A.M. (de DUHAU S. y ...): Estudio de las anomalías en la conductividad terrestre en la zona ecuatorial peruana. I. Análisis del sistema de corrientes ionosféricas. | 295 |
| RADICELLA, Sandro M. (de MOSERT de GONZALEZ M.E., GIRALDEZ A.E. y ...): Efecto del campo geomagnético en la predicción de la frecuencia de apantallamiento de las E-esporádicas. | 217 |
| RIOS, Víctor H.: Efectos de la deriva electromagnética en la región F y protonosfera. | 197 |
| ROMANELLI, Lilia M. (de HIRSCH F.A. y ...): Generalización de una ley de distribución empírica aplicable a problemas geofísicos. | 331 |
| SALLE, Armando: Memora de la relación señal-ruido en el apilado | 83 |
| SALLE, Armando: Plano Flotante. | 97 |
| SCHNEIDER, Otto (de VAN ZELE M.A. y ...): Efecto de la distancia lunar en las mareas geomagnéticas de la Isla de Año Nuevo. | 121 |
| SCHVARZER, Oscar N.: Interpretación y utilidad de las matrices de varianza-covarianza en un proceso de ajuste y su aplicación para la detección de errores sistemáticos | 231 |
| SIMONELLI, Silvia C. (de MALAKA I.C., ... y ANDRIETTI G.I.): Verificación de los pronósticos de temperaturas mínimas y máximas para el Observatorio Central Buenos Aires. | 19 |

| | Página |
|--|--------|
| SINITO, Ana M. (de ..., VALENCIO D.A., CREER K.M. y VILAS J.F.): Análisis de las variaciones paleoseculares del campo magnético terrestre sobre la base de estudios paleomagnéticos y radimétricos en sedimentos lacustres. | 1 |
| SOTO, Jaime R. (de ..., OLEA M.O. y MAYER F.): Contribución a la extensión austral del modelo del Geoide. | 281 |
| TOLEDO, Bernardino P. (de MANZANO J.R. y ...): Comportamiento de las concentraciones iónicas atómicas y moleculares sobre Sudamérica, observadas con satélites pasantes S3-1 y S3-2. | 247 |
| TROHA, Adrián (de ... y FORTE LAY J.M.): Probabilidad de valores mínimos extremos de almacenaje de agua en el suelo en la provincia de Buenos Aires. | 169 |
| VALENCIO, Daniel A. (de SINITO A.M., ..., CREER K.M. y VILAS J.F.): Análisis de las variaciones paleoseculares del campo magnético terrestre sobre la base de estudios paleomagnéticos y radimétricos en sedimentos lacustres. | 1 |
| VAN ZELE, María A. (de ... y SCHNEIDER O.): Efecto de la distancia lunar en las mareas geomagnéticas de la Isla Año Nuevo. | 121 |
| VARGAS, Walter M. (de ... y BARRERA D.F.): Análisis de la consistencia de lluvias y caudales en una cuenca hídrica. | 181 |
| VELASCO, Inés (de NECCO G.V. y ...): Marcha anual del campo térmico en la troposfera y baja estratosfera sobre áreas continentales argentinas. | 71 |
| VENEGAS, Laura E. (de MAZZEO N.A. y ...): El desplazamiento horizontal de los contaminantes en una capa de superficie atmosférica neutralmente estratificada. | 47 |
| VENEGAS, Laura E. (de MAZZEO N.A. y ...): Una discusión sobre las "constantes" b y c de la hipótesis de la semejanza lagrangeana aplicada a la dispersión vertical atmosférica de los contaminantes. | 55 |
| VILAS, Juan F. (de SINITO A.M., VALENCIO D.A., CREER K.M. y ...): Análisis de las variaciones paleoseculares del campo magnético terrestre sobre la base de estudios paleomagnéticos y radimétricos en sedimentos lacustres. | 1 |
| ZOSSI de ARTIGAS, M.M. (de ... y MANZANO J.R.): Comportamiento geomagnético e ionosférico durante las subtormentas del día 4 de enero de 1975 | 265 |

C O N T E N I D O

| | Página |
|---|--------|
| Análisis de las variaciones paleoseculares del campo magnético terrestre sobre la base de estudios paleomagnéticos y radimétricos en sedimentos lacustres. ANA N.SINITO, DANIEL A.VALENCIO, KENNETH M.CREER y JUAN F.VILAS | 1 |
| Verificación de los pronósticos de temperaturas mínimas y máximas para el Observatorio Central Buenos Aires. INGEBORG C.MALAKA, SILVIA SIMONELLI y GABRIELA I.ANDRIETTI | 19 |
| Evolución de ondas gravitatorias en las regiones E y F de la ionosfera. ALBERTO E.GIRALDEZ | 31 |
| El desplazamiento horizontal de los contaminantes en una capa de superficie atmosférica neutralmente estratificada. NICOLAS A.MAZZEO y LAURA E.VENEGAS | 47 |
| Una discusión sobre las "constantes" b y c de la hipótesis de la semejanza lagrangeana aplicada a la dispersión vertical atmosférica de los contaminantes. NICOLAS A.MAZZEO y LAURA E.VENEGAS | 55 |
| Marcha anual del campo térmico en la troposfera y baja estratosfera sobre áreas continentales argentinas. GUSTAVO V.NECCO e INES VELASCO | 71 |
| Mejora de la relación señal-ruido en el apilado. ARMANDO SALLE | 83 |
| Plano flotante. ARMANDO SALLE | 97 |
| Relaciones reflectividad-intensidad de precipitación (Z-R) resultantes de diferentes criterios teóricos y estadísticos de datos experimentales. ERNESTO H.BERBERY | 109 |
| Efecto de la distancia lunar en las mareas geomagnéticas de la Isla Año Nuevo. MARIA A.VAN ZELE y OTTO SCHNEIDER | 121 |
| Asociación de la depresión del noroeste argentino con otros fenómenos meteorológicos. ERICH R.LICHTENSTEIN | 133 |
| Estructura cristalina y distribución de burbujas en policristales de hielo. ELENA M. de ACHAVAL y LAURA LEVI | 145 |
| Crecimiento de embriones de granizo de tipo "Graupel". LUISA LUBART y LAURA LEVI | 157 |
| Probabilidad de valores mínimos extremos de almacenaje de agua en el suelo en la provincia de Buenos Aires. ADRIAN TROHA y JUAN A.FORTE LAY | 169 |
| Análisis de la co sistencia de lluvias y caudales en una cuenca hídrica. WALTER M.VARGAS y DANIEL F.BARRERA | 181 |
| Efectos de la deriva electromagnética en la región F y protonosfera. VICTOR H.RIOS | 197 |
| Efecto del campo geomagnético en la predicción de la frecuencia de apantallamiento de las E-esporádicas. MARTA E.MOSERT de GONZALEZ, ALBERTO GIRALDEZ y SANDRO M.RADICELLA | 217 |

| | Página |
|---|--------|
| Interpretación y utilidad de las matrices de varianza-covarianza en un proceso de ajuste y su aplicación para la detección de errores sistemáticos. | |
| OSCAR N.SCHVARZER | 231 |
| Comportamiento de las concentraciones iónicas atómicas y moleculares sobre Sudamérica, observadas con satélites pasantes S3-1 y S3-2. | |
| JOSE R.MANZANO y BERNARDINO P.TOLEDO | 247 |
| Comportamiento geomagnético e ionosférico durante las subtormentas del día 4 de enero de 1975. | |
| M.M.ZOSSI DE ARTIGAS y JOSE R.MANZANO | 265 |
| Contribución a la extensión austral del modelo del Geoide. | |
| JAIME R.SOTO, MARIO O.OLEA y FEDERICO MAYER | 281 |
| Estudio de las anomalías en la conductividad terrestre en la zona ecuatorial peruana. I. Análisis del sistema de corrientes ionosféricas. | |
| S.DUHAU y A.M.OSELLA | 295 |
| Estudio de las anomalías en la conductividad terrestre en la zona ecuatorial peruana. II.Determinación de la profundidad de la capa no conductora. | |
| A.M.OSELLA | 307 |
| Obtención de la temperatura vibracional del N2 a partir de la densidad del ión de oxígeno atómico. | |
| S.DUHAU y M.C.AZPIAZU | 319 |
| Generalización de una ley de distribución empírica aplicable a problemas geofísicos. | |
| FRANCISCO A.HIRSCH y LILIA M.ROMANELLI | 331 |
| Análisis de los modelos teóricos del electrochorro ecuatorial. | |
| S.DUHAU, M.DE LA VEGA y M.C.AZPIAZU | 339 |