

v-15

MARZO 1979

8561

G E O A C T A

VOLUMEN 9

NUMERO 1

publicado por:

ASOCIACION ARGENTINA DE GEOFISICOS Y GEODESTAS

MARZO 1979

G E O A C T A

VOLUMEN 9

NUMERO 1

publicado por:

ASOCIACION ARGENTINA DE GEOFISICOS Y GEODESTAS

RIVADAVIA 1917

1033 - BUENOS AIRES

COMISION DIRECTIVA

Presidente

Ing. Daniel A. Valencio

Vicepresidente

Cnl. Ing. Carlos A. Quinteros

Secretario

Lic. Horacio Ghielmetti

Tesorero

Lic. María L. A. de Schwarzkopf

Vocales Titulares

Ing. Fernando Vila

Ing. Milton Quiroga

Cap. Frg. Dr. Luis M. De La Canal

Ing. Oscar Parachu

Vocales Suplentes

Lic. José Febrer

Agrim. Mario Ornstein

SUBCOMISION DE PUBLICACIONES

Cnte. Dr. José A. Alvarez

Ing. Simón Gershanik

Dr. José A. Hoffmann

Ing. Esteban Horvat

Ing. Rodolfo Martín

Dr. Otto Schneider

Editores

Ing. Juvenal Llordén Ramírez

Agrim. Mario Ornstein

La publicación del volumen 9 de **GEOACTA** ha sido financiada parcialmente con subsidios del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, de la ex-Comisión Nacional de Estudios Geo-Heliofísicos, del Instituto Geográfico Militar y de la Comisión Nacional de Investigaciones Espaciales, que no se hacen responsables de su contenido.

En este número de GEOACTA se publican trabajos presentados en la 9ª Reunión Científica realizada en Buenos Aires, en octubre de 1976.

INTERACCION DE MAREAS

OTTO SCHNEIDER *

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

Todos los tipos de mareas que se dan en las diversas esferas del planeta, como también en el cosmos, son condicionadas por las propiedades y la estructura del medio (interacción pasiva). La mayoría de los fenómenos de marea son capaces también de afectar o modificar sensiblemente el medio (interacción activa), produciendo a veces sucesos discontinuos. Varias clases de mareas, como las terrestres, oceánicas y atmosféricas se influyen entre sí (interacción recíproca). Se enumeran diversos casos de cada una de estas clases, detallándose en particular el complejo sistema de interacciones que gobiernan a las mareas geomagnéticas.

All kinds of tides occurring in the earth's solid, liquid and atmospheric domains, as well as in the Cosmos at large are constrained by the properties and structure of the medium (passive interactions). Most tidal phenomena can also produce sensible modifications of the medium (active interactions), including discontinuous processes in some cases. Several classes such as earth, ocean and atmospheric tides act upon one another (reciprocal interactions). This review gives diverse examples of each of these classes, dwelling with some detail on the complex system of interactions that govern the geomagnetic tides.

*Miembro de la Carrera del Investigador Científico del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas.

I.- INTRODUCCION

La historia de la explicación física de las mareas comienza hace casi tres siglos con la teoría de Newton (1687); a principios del siglo 19 fue Laplace (1825), en particular, quien dio a estos estudios un vigoroso impulso. Ambos consideraron tanto mareas oceánicas como atmosféricas; se basaron en modelos simples, suponiendo un fluido que cubre uniformemente el globo. En cuanto a la geometría y parámetros de este medio, Laplace reconoció la importancia de su profundidad, suponiendo, por otra parte, constancia a todos los niveles atmosféricos, de la gravedad, temperatura, peso molecular y altura escala. Vale decir que, respecto del modo de cómo la marea es condicionada por el medio ("interacción pasiva") se encontraban lejos de la compleja realidad. Uno de los primeros en contemplar una "interacción activa", en la que la marea produce efectos sensibles en el medio o planeta como conjunto, fue Kant (1754), el filósofo de Königsberg; éste enunció la hipótesis, hoy aceptada, de que la fricción de las mareas oceánicas causa un efecto de frenado en el giro de la Tierra.

Con el progreso en el esclarecimiento de las mareas en todas sus formas, incluyendo las terrestres a partir del siglo pasado y las que se dan en otros cuerpos celestes, quedó puesto en evidencia que las mareas oceánicas, atmosféricas y terrestres ejercen influencias dinámicas unas sobre otras, formando a veces sistemas complejos de dependencia mutua ("interacción recíproca").

La distinción entre estas categorías de interacción sólo sirve al propósito analítico de racionalizar los conceptos. Un examen más profundo de la dinámica de los procesos de marea demuestra que las categorías no son, en rigor, distinguibles sino en consideración de la relativa magnitud de los efectos en cada proceso; la realidad es que todas las mareas que tienen lugar en el planeta desde su núcleo hasta su envoltorio magnetosférico se encuentran en interacción recíproca, aunque con muy diversos grados de intensidad. Este hecho, si bien opone considerables obstáculos al tratamiento analítico de algunos de los procesos, provee por otra parte poderosos medios de diagnóstico que pueden contribuir a interpretar la estructura, composición y dinámica de las diversas esferas del planeta, o por lo menos constituyen condiciones de contorno en tales interpretaciones.

Un ejemplo elocuente de estas nuevas posibilidades lo representan las tentativas incipientes de utilizar las anomalías globales, regionales y locales que se observan en los números característicos h , k , l de las mareas terrestres para esclarecer detalles estructurales del interior de la Tierra, o la distribución de las propiedades elásticas en ella. Los tiempos característicos de los procesos periódicos asociados con las mareas terrestres son del orden de algunas horas hasta un año, con lo cual éstas se ubican en el espectro de una manera interesante, más allá de los períodos de las ondas que estudia la Sismometría, y por debajo de los tiempos propios de los procesos geológicos (Beaumont y Lambert, 1972). En aquellas, la respuesta del material es elástica, mientras que las deformaciones en tiempos geológicos son netamente inelásticas. Por tal razón, el diagnóstico estructural en escala regional con la ayuda de la deformación indirecta por mareas oceánicas constituye un complemento de los procedimientos sismológicos. A diferencia de la interpretación de la propagación de rayos sísmicos, el método complementario aquí mencionado se caracteriza por el hecho de que la deformación por carga de mareas es relativamente poco sensible a la distribución radial de la densidad. Una de sus ventajas consiste, por otra parte, en la elevada densidad de información recibida por los observatorios de mareas terrestres, gracias al carácter continuo de las señales.

Desde los tiempos de Newton y Laplace, quienes se basaban principalmente en el origen gravitacional de las mareas (aunque Laplace vislumbró la componente térmica en la génesis de las mareas barométricas solares), el concepto sufrió modificaciones en diversos sentidos. Hacia mediados del siglo 19, Alexander von Humboldt propuso el término de "mareas geomagnéticas", sin un concepto claro, es cierto, de su origen. Casi un siglo más tarde Bartels y Johnston (1940) volvieron a usar el mismo término en su análisis ya clásico, por el método de las horas fijas, de las variaciones lunares del geomagnetismo en Huancayo, Perú. Más recientemente, Chapman y Lindzen (1970) definieron el alcance de su monografía sobre las mareas atmosféricas mediante los epítetos "térmicas y gravitacionales".

Aproximadamente a la misma época Munk había introducido el concepto de "potencial radiacional" (Munk y Cartwright 1966), originariamente para explicar una parte de las variaciones estacionales del nivel del mar. Este efecto de baja frecuencia que se observa en el océano es, sin embargo, mucho menos conspicuo que las oscilaciones de más corto período, inducidas térmicamente en la atmósfera. Parecería lógico extender este concepto aún más, incluyendo la acción ionizante de la radiación solar fotónica a diferencia de la particulada. Es, en efecto, un agente de importancia decisiva en la génesis de las mareas ionosféricas y geomagnéticas; sin embargo, la elevada variabilidad temporal de esta parte del espectro solar hace que se sustraiga a un tratamiento meramente geométrico, y en mayor grado lo mismo se aplica a la parte corpuscular.

II.- POTENCIAL, ESPECTROS Y ANALISIS

Para la mayoría de los problemas de marea, el potencial gravitacional correspondiente a la Luna (y análogamente, el del Sol), que por el momento supondremos ubicada en el meridiano del lugar, se puede representar con su eficiente aproximación por una expresión de la forma:

$$W_2 = (G \mu a^2 / 2R_L^3) (1 - 3 \cos^2 z) \quad (1)$$

donde son: G, la constante universal de gravitación; a, el radio terrestre; μ , la relación de masas Luna/Tierra; R_L , la distancia instantánea Luna-Tierra; z, el ángulo cenital de la Luna. Se generaliza introduciendo la latitud ϕ y longitud λ del lugar, como también el ángulo horario H y la declinación δ del astro generador de marea; además, es conveniente usar la constante Doodson $D = 3 G \mu a^2 / 4\bar{R}_L^3$, en la que \bar{R}_L significa la distancia media de la Luna. El potencial toma entonces la forma

$$W_2 = D (\bar{R}_L / R_L)^3 \left\{ \cos^2 \phi \cos^2 \delta \cos 2H + \text{sen } 2\phi \text{ sen } 2\delta \cos H + 3 (\text{sen}^2 \phi - 1/3) (\text{sen}^2 \delta - 1/3) \right\} \quad (2)$$

Los tres sumandos del segundo miembro representan aportes de tipo secular, tesimal y zonal, respectivamente. Aparte de su dependencia respecto de H (la que genera ondas diarias y semidiarias), W_2 acusa un gran número de modulaciones, no todas conmensurables entre ellas, debido a las variaciones periódicas de δ y de R_L . El potencial resultante, incluyendo los aportes solar y lunar, ha sido objeto de desarrollos armónicos muy detallados por diversos autores, destacándose los trabajos clásicos de Darwin (1883) y Doodson (1921), reproducidos y extendidos en parte por Schureman

(1941) y por Bartels y Horn (1952). Ellos también toman en cuenta términos de orden mayor que el considerado en la (1). La nomenclatura comunmente en uso para designar las mareas parciales que así resultan, se remonta al primero de los autores citados (por ej.: M_2 para la semidiaria lunar; S_2 , la semidiaria solar, etc.). Más recientemente Cartwright y Tayler (1971) emprendieron de nuevo esta compleja tarea (incluyendo también el potencial radiacional, al cual nos referiremos a continuación), con algunas correcciones dadas a conocer posteriormente (Cartwright y Edden, 1973).

Con el estudio más detallado de las mareas oceánicas, y en particular también las atmosféricas, quedó puesto en evidencia que no es satisfactorio limitarse en la explicación de su compleja génesis al potencial gravitacional como única fuente de energía. La acción térmica del Sol, que introduce importantes, y en algunos casos, decisivas modificaciones en la dinámica de las mareas, se distingue fundamentalmente del efecto de la gravitación por el hecho de que la Tierra es "transparente" a esta última, pero "opaca" con respecto a aquella, lo que da lugar a muy diferentes sistemas de descomposición armónica. Con el fin de posibilitar un tratamiento analítico coherente de la incidencia de esta energía, Munk y Cartwright (1966) definieron una función radiacional que puede escribirse de esta manera:

$$\left. \begin{aligned} U &= (S \bar{R}_S \cos z) / \rho, \quad \text{para } 0 \leq z \leq \pi/2 \\ U &= 0, \quad \text{para } \pi/2 < z \leq \pi \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

donde son: S , la constante solar ($\approx 2 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$); \bar{R}_S , la distancia solar geocéntrica media; z , el ángulo cenital del Sol; ρ , la distancia solar al punto genérico. La segunda parte de las (3) expresa, precisamente, la opacidad de la Tierra. Desarrollando, como de costumbre, la distancia recíproca en polinomios de Legendre, $P_n(\cos z)$, se llega a demostrar que:

$$U = (S \bar{R}_S / R_S) \left[\frac{1}{4} + \frac{1}{2} \cos z + \sum_{n=2,4,\dots,\infty} \kappa_n P_n(\cos z) \right] \quad (4)$$

$$\text{con: } \kappa_n = \left[\frac{(2n+1)}{2} \right] \left[\frac{(1)(-1)(-3)\dots(3-n)}{2.4\dots(2+n)} \right] \quad (5)$$

en donde R_S es la distancia solar geocéntrica instantánea.

Este potencial se presta como función de entrada, o inyección, en los análisis de respuesta por "admitancia" que definiremos más abajo; en tal carácter fue aplicado en diversos estudios de mareas oceánicas, sin juzgar si la respuesta se debe a un efecto solar directo sobre el mar, o a una interacción a través de la atmósfera. Ejemplos son los trabajos de Wunsch (1967) sobre las mareas en las Bermudas; de Cartwright (1970), sobre variaciones del nivel del mar a baja frecuencia; y de Cartwright y Edden (1975).

El problema de cómo ha de procederse para extraer de las observaciones, a veces contaminadas por un considerable ruido natural, las señales correspondientes a las múltiples mareas parciales, no nos incumbe en el presente contexto. Sin embargo, es en virtud de las diversas clases de interacciones que juegan en las mareas terrestres, oceánicas, atmosféricas, aeronómicas y geomagnéticas, que aparezcan mareas parciales de muy diferente naturaleza y magnitud, afectadas también por niveles de ruido que pueden diferir considerablemente. Por ello, los numerosos métodos de análisis

desarrollados para cada uno de estos dominios no son transferibles sino en pequeña parte, aunque consideramos que no todas las posibilidades de transferencia se hallan agotadas. Pueden ser ilustrativos al respecto tres informes presentados en el Simposio sobre "Interacción de Mareas, incluyendo las Terrestres", celebrado en Grenoble, 1975, y que trataron del análisis de las mareas terrestres (Chojnicki, 1975), oceánicas (Godin, 1975) y atmosféricas y geomagnéticas (Schlapp, 1975), respectivamente.

Puede ser de interés, sin embargo, mencionar brevemente el "método de las respuestas", desarrollado por Munk y Cartwright (1966) en un estudio de fundamental importancia; el método pretende dominar casos extremadamente desfavorables en la razón señal/ruido, como se da, por ejemplo, en la marea oceánica nodal con período de 18,6 años (Cartwright, 1970). Una característica del procedimiento consiste en no presuponer ninguna composición espectral determinada.

Sean: t_s , el tiempo solar medio; τ , un intervalo de corrimiento; c , una función de entrada (o "de inyección"), por ejemplo, el potencial gravitacional o radiacional, respecto del cual se busca la respuesta; y ζ , la marea observada. Se trata entonces de hallar determinados pesos w , llamados "de predicción", que afectan a las componentes de la función c , en la convolución

$$\hat{\zeta}(t) = \underbrace{\sum_i \sum_s w_{is} c_i(t - \tau_s)}_{\text{procesos lineales}} + \underbrace{\sum_{ij} \sum_{ss'} w_{ijss'} c_i(t - \tau_s) c_j(t - \tau_{s'})}_{\text{procesos bilineales}} + \dots (6)$$

de tal modo que sea mínimo el promedio de $\langle (\zeta - \hat{\zeta})^2 \rangle$, tomado sobre frecuencias consecutivas. El planteo admite procesos lineales, tal como lo representa la primera parte del segundo miembro, y bilineales, expresados en la doble sumatoria siguiente. Los predictores w constituyen la respuesta del sistema al impulso, y su transformada de Fourier, la "admitancia" para la frecuencia f , siendo

$$Z(f) = \int_0^{\infty} w(\tau) \exp(-2\pi i f \tau) d\tau \quad (7)$$

El método, originariamente diseñado para el análisis de mareas oceánicas y aplicado, por ejemplo, en un estudio de Zetler y Munk (1975), se presta también para el estudio de mareas terrestres (Lambert, 1974).

III.- EJEMPLOS DE INTERACCION

Enumeraremos aquí algunos casos típicos sin entrar en pormenores; en las secciones posteriores se tratarán unos pocos ejemplos representativos con mayor detalle. Las mareas terrestres son modificadas en interacciones pasivas por la estructura del interior de la Tierra, y en especial, por la geometría y propiedades físicas del núcleo líquido. Para caracterizar las mareas terrestres en general y para investigar el efecto del núcleo en particular, manifiesto principalmente en las ondas diurnas K_1 , P_1 y O_1 (Lecolazet y Melchior 1975) se hace uso de los números de Love, h y k , y de $Shida$, l . La sensibilidad de las citadas ondas frente a las propiedades del núcleo proviene del hecho de hallarse próximas a la frecuencia de resonancia del mismo. Los números h y k son los valores, para $r = a$ (superficie), de los coeficientes definidos por

$$\zeta = H(r) W_2 / g \quad (8)$$

$$V = K(r) W_2 \quad (9)$$

donde ζ es el desplazamiento radial efectivo que experimenta un elemento de la Tierra bajo la fuerza correspondiente al potencial W_2 ; g , la aceleración de la gravedad no perturbada; V , el potencial adicional causado por el corrimiento radial, los cambios de densidad y la redistribución de masas por la marea. h es la razón entre la altura real de marea y aquella (W_2/g) que sería la respuesta de un océano uniforme (marea estática, o de equilibrio); a su vez k expresa la razón entre el potencial adicional y el de marea puro. El parámetro de Shida, l , describe los desplazamientos laterales. Las deformaciones y el potencial adicional concurren en amplificar las amplitudes de la componente vertical de la gravedad en la proporción

$$\delta = 1 + h - (3/2) k, \quad (10)$$

valor denominado "factor gravimétrico", y en reducir las desviaciones periódicas de la plomada en la proporción

$$\gamma = 1 + k - h, \quad (11)$$

llamado el "factor de reducción". Un tercer parámetro, el "factor de latitud" se define por

$$\Lambda = 1 + k - l \quad (12)$$

y se determina de las desviaciones de la plomada observadas con respecto a la dirección del eje de rotación en el espacio. Valores típicos son $\delta \approx 1.2$ y $\gamma \approx 0.6$ (Alsop y Kuo 1964); las anomalías observadas pueden ser atribuidas, entre otras causas a particularidades tectónicas, y se confía en poder desarrollar con el tiempo métodos útiles para el diagnóstico de características estructurales e incluso de tectónica global (Garland 1971; Melchior 1975).

La temperatura del aire y la presión atmosférica también producen perturbaciones de las mareas terrestres (Schneider y Simon 1973), explicadas tal vez en parte por efectos instrumentales, pero posiblemente causadas, además, por la acción gravífica directa de las masas de aire y por arqueamiento de la corteza.

Ejemplos clásicos de efectos pasivos que experimentan las mareas oceánicas son las influencias de la configuración hidrográfica y las del hielo flotante en el mar (Imbert 1956), pero también se conocen perturbaciones de origen atmosférico análogas a las que actúan sobre las mareas sólidas.

En cuanto a las mareas atmosféricas, entre los factores que sobre ellas ejercen una influencia decisiva cabe citar en primer lugar la estructura vertical de la atmósfera (Chapman y Lindzen 1970), la presencia y distribución del ozono (que desempeña un papel importante en la inyección diaria de energía solar), la distribución planetaria de los vientos, y disipación de energía por turbulencia (Richmond 1975). Anomalías regionales en la distribución de las mareas atmosféricas pueden manifestarse hasta gran altura (Salah, Wand y Bernard, 1975); al nivel del suelo sigue quedando

sin explicación satisfactoria la anomalía (pequeñez) de la marea semi-diaria lunar de la presión en la región del Río de la Plata (Font y Schneider 1975).

Análogamente, podemos enumerar algunos ejemplos de interacción en que alguna marea modifica o perturba activamente el medio o el espacio circundante. Bien conocida es la perturbación periódica que por efecto de las mareas terrestres (e indirectamente, las oceánicas) se observa en la gravedad, fenómeno que en los relevamientos de alguna precisión se toma en cuenta mediante una corrección, hallada por lo general en forma empírica. En la rotación terrestre (y de los cuerpos celestes en general) se nota, a parte del consabido efecto secular de frenado, una diminuta modulación periódica de la velocidad angular (Pil'nik 1973; 1975; Pariiski y Pertsev 1972; Djurovic y Melchior 1972), la que permite deducir el parámetro k y comparar modelos del núcleo terrestre. Los elementos orbitales de todos los satélites, naturales y artificiales, experimentan perturbaciones por efecto activo de las mareas que tienen lugar en el cuerpo primario, circunstancia que en planteo ingenioso puede aprovecharse para determinar, mediante un proceso inverso, la distribución de éstas (Lambeck, Cazenave y Balmi no 1974). En el océano, las mareas con período de medio mes y un mes pueden excitar las ondas de Rossby (Wunsch 1967), y producir diversos efectos en las plataformas de hielo flotante soldadas en una parte de su perímetro, en particular un arqueamiento (Robin 1958; Holdsworth 1975), del cual es posible sacar conclusiones respecto de las propiedades elásticas de éstas. La compresión y dilatación periódica que sufre el interior de la Tierra por las mareas sólidas afecta en forma significativa el nivel de agua en las perforaciones profundas o en acuíferos naturales (Bredehoeft 1967; Bower y Heaton 1973); también parecen incidir en la velocidad de propagación de las ondas sísmicas (de Fazio et al 1973).

Como curiosidad mencionemos, por último, las hipótesis repetidas veces enunciadas según las cuales el ciclo undecenal de la actividad solar sería el resultado de una interacción de marea, conjetura que se basa en la proximidad del período de revolución de Júpiter al de aquel ciclo.

Una forma particular de incidencia activa de mareas sobre el medio es la producción de manifestaciones discontinuas, también denominados "efectos de gatillado". Se los ha querido descubrir en la actividad volcánica (Munk y Johnston 1973) y en la de los geísires (Rinehart 1972; crítica por White y Marler 1972), como también en las descargas de manantiales subterráneos en el karst húngaro (Maucha 1975). La antigua cuestión de si la distribución temporal de los sismos es influenciada por gatillado de mareas continúa siendo objeto de estudios y de polémicas. Shlien (1972), en un análisis sobrio, se muestra escéptico respecto de la realidad de tales supuestos efectos, y los estudios de Knopoff (1970; 1975) también aconsejan cautela; en cambio Klein (1976) cree poder demostrar que el efecto es significativo si se consideran enjambres de sismos originados en fallas que estén orientadas favorablemente con respecto al esfuerzo interno por marea.

El desprendimiento de hielos por efecto de las mareas en el océano podría manifestarse a través de la distribución geográfica de las barreras de hielo, ya que parece acusar una correlación con la de la amplitud de marea (Holdsworth 1975); sin embargo, en la distribución temporal de estos eventos no se destaca una periodicidad concorde con las mareas (Holdsworth 1974), y en particular ha sido cuestionado (Hessen 1926) el origen por marea del espectacular desprendimiento que en 1912 hizo desaparecer la bahía Vahsel (Schneider 1969).

Las posibilidades de interacción recíproca son muy variadas; bástenos citar aquí, aparte de los ejemplos que se tratarán en las secciones V al

VIII, las interacciones que se dan dentro de un mismo medio. En general, las mareas del océano y la atmósfera suelen tratarse usando la teoría lineal de las perturbaciones (Volland y Mayr 1972). De este modo las diferentes funciones propias pueden ser consideradas desacopladas unas de otras, lo que permite separar las perturbaciones provenientes de fuentes de energía con diferente escala de tiempo. En la misma forma se procede cuando se resuelve por análisis espectral a los diversos períodos tales como el diurno, semi-diurno, anual. Sin embargo, dicha aproximación no basta en muchos casos; en efecto, las leyes hidrodinámicas involucradas son no-lineales (Wunsch 1972), y también lo son la de gravedad, la turbulencia y fricción (Groves y Reynolds 1975). Cuando existe un acople significativo entre las funciones propias, se generan armónicas superiores de los períodos básicos, y frecuencias mixtas tales como sumas y diferencias de las básicas. Estas "mareas de interacción" o "sobre-mareas" (overtides) son de gran importancia en el régimen de oscilaciones de la atmósfera; en el océano, si bien interesantes por sus implicancias teóricas, constituyen una fuente de considerables molestias para la predicción (Munk y Cartwright 1966). Entre los diversos estudios realizados sobre efectos no lineales en las oscilaciones atmosféricas y que demuestran cómo se pueden generar ondas secundarias capaces de propagarse independientemente, podemos citar uno de Teitelbaum y Blamont (1975).

IV.- DISIPACION DE ENERGIA

De la disipación de la energía de las mareas no participan solamente las esferas sólida, acuosa y aérea, sino también los propios cuerpos generadores de marea, en nuestro sistema principalmente la Luna (Lambeck 1975); las consecuencias son, aparte de la deceleración de la rotación terrestre, cambios seculares en la magnitud de la órbita lunar, en su excentricidad e inclinación; la conversión de la energía en calor se produce, en gran parte, por fricción y turbulencia y como consecuencia de elasticidad imperfecta (Kaula 1968, p.185), pero también debe tomarse en cuenta, como una etapa intermedia, la generación de campos electromagnéticos alternos. En la Luna, los efectos de su elasticidad sobre las mareas sólidas inducidas en ella por la Tierra parecen ser subliminares, al menos frente a la capacidad detectora de los métodos de laser actualmente en uso, según indicó Peale (1973a); este autor trató en forma general los efectos de interacción de mareas en el sistema solar (Peale 1975), destacando la obvia simplificación que la ausencia de océanos y atmósfera significa en muchos de los integrantes del sistema (Peale 1973b) y el posible aprovechamiento de una comprensión completa de la historia estacional de los satélites naturales para resolver varios de los interrogantes respecto del origen y la evolución del sistema solar (Peale 1974).

Las especulaciones sobre una posible disminución secular de G , la constante universal de gravitación, variación que aparte de sus evidentes implicancias cosmogónicas repercutiría en la constancia del radio terrestre, suelen invocar el aumento del período orbital lunar, que revela una deceleración de unos $35''/(\text{siglo})^2$. Ahora bien, la fricción de mareas, manifiesta en una cupla de unos 4×10^{16} Nm, de los cuales entre $1/3$ y $1/5$ son de origen solar (Lambeck 1975; Runcorn 1969), actúa en igual sentido y produce un efecto de magnitud comparable; de ahí que sea todavía problemático desentrañar por estos medios la realidad física de la variación secular de G . Van Flandern (1976) la asevera; Lambeck (1975), en un profundo estudio de los múltiples efectos de disipación en el sistema Tierra-Luna la deja de un lado, sin negar su posible incidencia en la discrepancia que existe

entre la deceleración lunar observada y la adjudicada a efectos de marea, a la par de cambios del tensor de inercia, que a su vez son concebibles como consecuencia de ajustes isostáticos, o engelamiento y deshielo. Otros aportes al tema se deben a Dicke (1969) y a Rochester (1973).

V. - OCEANO-TIERRA SOLIDA

El conjunto océano-corteza constituye un sistema de interacción recíproca. En consecuencia, los modernos cálculos de cartas cotidales globales toman en cuenta la oscilación del fondo del océano. A tal efecto es menester introducir en las ecuaciones del movimiento de los modelos hidrodinámicos un coeficiente que represente la marea sólida en el contorno inferior, en forma del "factor de reducción" γ definido en la (11); así lo hace Zahel (1975), quien en su construcción de un modelo para la marea M_2 opera con valores de $k = 0,302$ y $h = 0.612$.

En esta sección nos limitaremos a considerar el otro eslabón, o sea, la acción que ejercen las mareas pelágicas sobre las sólidas, manifiesta en el "efecto indirecto" que es consecuencia de: i) el potencial gravítico de las masas de agua desplazadas en la marea; ii) la deformación de la corteza por la carga de agua; iii) la modificación del potencial debido a dicha deformación. El origen oceánico de estas perturbaciones puede ser demostrado tanto en forma empírica como por el cálculo de modelos. Una evidencia inmediata la proporcionan, por ejemplo, las claras señales de período diario y semidiario que Jackson y Slichter (1974) detectaron en las fluctuaciones de la gravedad registradas en el Polo Sur, lugar donde el espectro generador de mareas carece de potencia en estas frecuencias, como lo demuestran los términos sectorial y teseral de la (2), que se anulan para $\phi = \pm \pi/2$. El efecto indirecto puede explicar esta llamativa supervivencia (Figura 1), ilustrativa por otra parte, de la transcendencia global de muchos estudios antárticos (Schneider 1974).

El origen pelágico de las perturbaciones en cuestión se puede demostrar también si se estudian en escala regional las anomalías del factor gravimétrico δ (ecuación (10)) y del desfase $\Delta\phi$ que experimentan las mareas de gravedad en lugares cuya distancia al mar no supera algunos centenares de km, respecto de otras, de ubicación continental. Pertsev (1975) halló que dichas anomalías son bastante más pronunciadas en la componente M_2 que con la 0_1 , en concordancia con la predominancia de aquella en los océanos; también logró atenuarlas considerablemente mediante una reducción basada en un modelo que determina la flexión de la corteza bajo el efecto de la carga de mareas oceánicas, el que a su vez supone, se sobreentiende, un modelo (no siempre perfecto) de la distribución de las mareas en los océanos. De ahí la importancia de los estudios como el ya citado de Zahel (1975) en procura de modelos cada vez más logrados de estas últimas.

Otros estudios recientes acerca del efecto de carga oceánica son los realizados por Baker y Lennon (1973), quienes analizaron la respuesta en una red gravimétrica en Gran Bretaña, y por Kuo et al (1970); estos últimos utilizaron una transversal de estaciones registradoras de mareas gravimétricas en los Estados Unidos para comparar las anomalías observadas $\Delta\delta$ del factor gravimétrico y los desfases, aquí denominados κ , con valores calculados sobre la base de un modelo de influencia oceánica. En éste se aplicó una solución de Boussinesq (de flexión bajo carga) particularizada por Kuo para el caso de un medio estratificado, partiendo de una carga puntiforme y luego convolucionada de acuerdo con la asumida distribución global de la marea oceánica. La coincidencia de las anomalías observadas con las

calculadas según el modelo es particularmente llamativa para la marea M_2 (Figura 2). En vista de este éxito, Kuo y Jachens (1975) estiman justificable la tentativa de abordar el problema inverso, a saber, reconstruir la distribución de las mareas oceánicas (insuficientemente conocida), partiendo de las anomalías observadas en las mareas gravimétricas sobre los continentes.

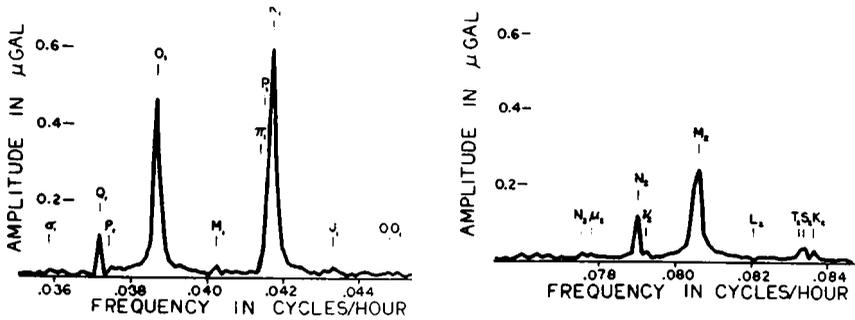


Figura 1: Espectro de amplitudes, en microgales, de señales diarias (izquierda) y semidiarias (derecha) de marea gravimétrica detectada en el Polo Sur. (Según Jackson y Slichter 1974).

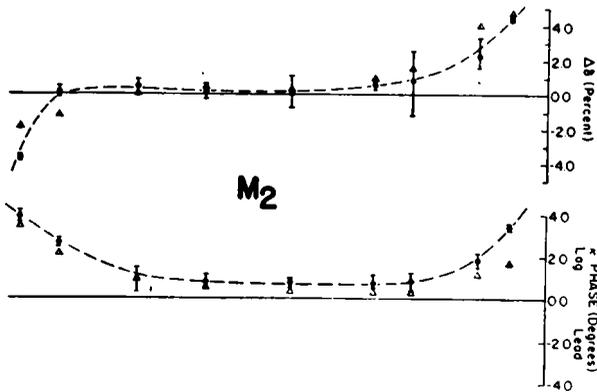


Figura 2: Perfil trascontinental, en los Estados Unidos, de anomalías $\Delta\delta$ del factor gravimétrico, y desfases κ de la onda M_2 de la marea terrestre. Puntos llenos: observado; triángulos: calculado con la hipótesis de interacción oceánica. (Según Kuo et al., 1970).

VI.- OCEANO-ATMOSFERA

Las deformaciones del nivel del mar por efecto de la presión atmosférica, en cuanto sean de frecuencia suficientemente inferior ($\leq 1/2$) a la de las oscilaciones predominantes en las mareas (las semidiarias y diarias) se pueden suponer estáticas, siendo del orden de 1 cm de ascenso por $\Delta p = -1$ mbar; estas perturbaciones contribuyen al ruido en el espectro de las mareas oceánicas. A su vez, las fluctuaciones atmosféricas con períodos de marea son de amplitudes más pequeñas que aquellas, aunque la de la componente solar diaria alcanza 1 mbar en algunos lugares, y la semidiaria supera este valor en zonas más extensas; al lado de ellas, las amplitudes lunares, siempre inferiores a 0,1 mbar, son despreciables en cuanto a su posible efecto sobre la marea oceánica.

Nos interesa aquí el efecto opuesto, o sea, la acción de la marea oceánica sobre la aérea. La atracción de la Luna explica apenas una tercera parte de la amplitud total de $L_2(p)$, la marea barométrica lunar semidiaria, la que a diferencia de su contraparte solar no puede invocar ningún potencial radiacional para su génesis. Sawada (1965) dio un paso importante en las tentativas de buscar la explicación a través de una participación activa de la marea oceánica como fuente de excitación. Su modelo fue extremadamente simple, ya que suponía una Tierra cubierta uniformemente por agua; logró demostrar, sin embargo, que el efecto del mar no es despreciable.

Para un enfoque más realista hagamos:

$Z = -\ln(p/\bar{p})$, con $p =$ presión y \bar{p} su valor no perturbado al nivel del suelo;

$W = dZ/dt$; W_n^1 , un coeficiente en el desarrollo de W en funciones de Hough ($n =$ orden; $l =$ número de onda);

$y_n^1 = W_n^1 \exp(-Z/2)$;

$g =$ aceleración de la gravedad;

Ω, a , velocidad angular y radio terrestres;

H , altura escala;

$\kappa = (\gamma - 1)/\gamma$, con $\gamma = c_p/c_v$.

Estas magnitudes permiten definir la estabilidad estática de la atmósfera

$$S(Z) = (g/4 \Omega^2 a^2) (\kappa H + dH/dZ) \quad (13)$$

y con su ayuda, escribir la llamada "ecuación de la estructura vertical"

$$d^2 y_n^1 / dZ^2 = \left(\frac{1}{4} - \beta_n^1 S \right) y_n^1 \quad (14)$$

en la cual β_n^1 es una constante de separación posibilitando separar las dependencias horizontales y verticales (Chapman y Lindzen 1970; p.111).

Sean, además: w , la velocidad vertical en el contorno inferior;

w_n^1 su coeficiente en el desarrollo;

ϕ el potencial de marea, y

ϕ_n^1 el coeficiente en el desarrollo; y por último,

$$h_n^1 = 4 \Omega^2 a^2 / g \beta_n^1 \quad (15)$$

la "profundidad equivalente". Con estas notaciones, la condición de contorno inferior, en presencia de movimientos verticales del substratum, se puede formular así:

$$d y_n^1 / dz + \left[(2H - h_n^1) / 2h_n^1 \right] y_n^1 = (i\sigma \phi_n^1 + g w_n^1) / g h_n^1 \quad (16)$$

entendiéndose el segundo miembro para $Z = 0$; aquí σ es una frecuencia que, junto con 1, determina el modo de oscilación.

Un importante paso en la investigación del problema que nos ocupa fue dado por Hollingsworth (1971), quien resolvió para el caso de la oscilación semidiaria lunar $L_2(p)$, la (14) con la condición (16), asumiendo en ella una distribución representativa de $S(Z)$, e introduciendo valores empíricos de w_n^1 basados en las mareas oceánicas y terrestres. Con este procedimiento logró simular, con bastante buena aproximación, la marea atmosférica semidiaria lunar, concluyendo que su excitación se debe en gran parte a las mareas del substratum, en especial el océano.

El problema no quedó resuelto así en forma definitiva, ya que subsisten ciertas discrepancias de apreciación respecto de la relativa importancia del perfil vertical $S(Z)$ y los factores meteorológicos concomitantes (Hollingsworth, 1975; Lindzen y Hong, 1974; 1975).

VII.- IONOSFERA-ATMOSFERA NEUTRA

El arrastre del plasma termosférico por la atmósfera neutra constituye uno de los mecanismos de disipación de la energía de marea, ya que al movimiento de aquel se oponen fuerzas electromagnéticas. Pero la termosfera es también sede de una inyección de energía, y por ende, de calentamiento, en la forma de radiación solar con longitud de onda muy corta, y de radiación particulada precipitada. Si bien, como se dijo al final de la Sección 1, estos aportes de energía no se prestan a ser tratados como potencial generador de mareas de tipo radiacional con un formalismo simple como el de las ecuaciones (3) y (4), contienen, sí, componentes periódicas que hacen que sea imprescindible contemplarlos en todo modelo de las oscilaciones termosféricas. Esta teoría trasciende el marco de la presente reseña por lo cual nos remitimos a los estudios detallados desarrollados en la última década, citando de entre las diversas tentativas serias los trabajos de Volland y Mayr (1972) y de Murata (1974). Estos autores destacan, en particular, los mecanismos de acople que vinculan los vientos neutros de mareas ionosféricas con la corriente del dínamo atmosférico, concepto este último que se ha venido perfeccionando con la incorporación de la componente radial de dichas corrientes.

VIII.- MAREAS GEOMAGNETICAS Y MAGNETOSFERICAS

En la Figura 3 se muestran en forma esquemática los principales eslabones que intervienen en la génesis de las mareas geomagnéticas, las que constituyen un sistema particularmente complejo de interacciones. Para mayor simplicidad se han suprimido algunas conexiones (como por ejemplo, desde la superficie del mar, en igual sentido como la vía 4) y contribuciones a la excitación, como las fuentes de calentamiento e ionización menciona-

das en la Sección VII las que se hacen sentir en los procesos 8 y 9 y posibilitan el funcionamiento del dínamo D_T . Por otra parte, este último al igual que su análogo D_0 en el mar, constituye una marea genuina.

En lo que respecta al "potencial de ionización", si bien es cierto que su elevada variabilidad temporal lo hace inapropiado para un tratamiento geométrico simple, análogo al aplicado en la parte térmica, su morfología puede ser analizada en un modelo algo perfeccionado con respecto al que servía de base a la clásica "ley de fases" de las mareas geomagnéticas lunares. En efecto, Schneider (1963) pudo explicar así algunas rayas en el espectro de dichas mareas que antes habían pasado desapercibidas.

Al dínamo D_T , salvo sus ramificaciones radiales ya citadas, se lo ubica por lo general en la región E de la ionosfera. Si bien esto parece estar asegurado en cuanto a las variaciones solares S_q se refiere, han surgido dudas recientemente respecto del sistema correspondiente a las mareas geomagnéticas lunares. En efecto, Malin, Cecere y Palumbo (1975), analizando la respuesta notoriamente diferente de uno y otro tipo de variaciones frente a la actividad solar cuestionan los modelos convencionales.

Aparte de la señal geomagnética que se observa en el punto P de la Figura 3, se puede captar un conjunto similar de mareas electromagnéticas, también híbrido, en forma del voltaje inducido por ellas en cables telegráficos submarinos. Richards (1975), estudiando las salidas sobre distancias de unas 1000 a 2000 millas en latitudes bajas del Océano Pacífico, halló señales significativas, con amplitudes del orden de 0,1 a 1 Volt, en las frecuencias correspondientes a las mareas parciales 0_1 , K_1 , S_1 (y sus armónicas S_2 , S_3 , S_4), P_1 , N_2 , M_2 y K_2 , algunas de ellas solares y otras lunares.

Un primer éxito en las tentativas de separar algunos de los aportes a las mareas geomagnéticas lunares que inciden en el punto P, fue logrado por Malin (1970). La morfología de este tipo de variaciones geomagnéticas puede describirse usando como argumentos dos de los tres parámetros: tiempo medio solar t , tiempo medio lunar τ , y edad lunar v , siendo

$$v = t - \tau \quad (17)$$

Según la "ley de fases" el fenómeno se describe por

$$L = \sum_{-\infty}^{+\infty} l_n \text{sen} [(n - 2) t + 2\tau + \lambda_n] \quad (18)$$

También se lo puede concebir como proceso semidiario lunar (involucrando paramétricamente al tiempo solar t), en la forma

$$\left. \begin{aligned} L &= l(t) \text{sen} [2\tau + \lambda(t)] \\ l(t) \begin{Bmatrix} \cos \lambda(t) \\ \text{sen} \lambda(t) \end{Bmatrix} &= \sum_n l_n \begin{Bmatrix} \cos \\ \text{sen} \end{Bmatrix} [(n - 2) t + \lambda_n] \end{aligned} \right\} (19)$$

o por último, también con el parámetro t , como onda semi-mensual

$$\left. \begin{aligned} L &= l'(t) [\text{sen} \lambda'(t) - 2v] \\ l'(t) \begin{Bmatrix} \cos \lambda'(t) \\ \text{sen} \lambda'(t) \end{Bmatrix} &= \sum_n l_n \begin{Bmatrix} \cos \\ \text{sen} \end{Bmatrix} [nt + \lambda_n] \end{aligned} \right\} (20)$$

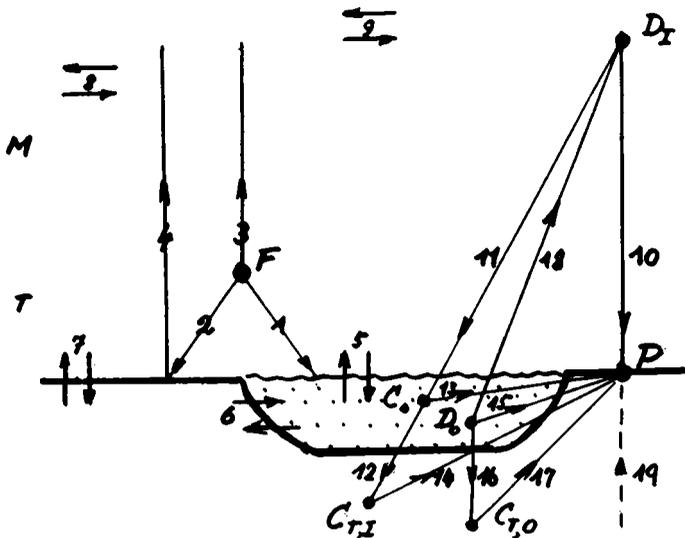


Figura 3: Esquema parcial de la energetización e interacciones que intervienen en las mareas geomagnéticas.

T: troposfera

M: mesosfera

F: fuente de inyección periódica de energía radiante (ozonósfera).

1, 2: propagación de oscilaciones hacia el mar y la tierra sólida.

3, 4: propagación hacia la alta atmósfera.

5, 6, 7: interacción recíproca mar-tierra-aire.

8: interacción entre modos de oscilación.

9: interacción plasma-atmósfera neutra.

D_I : dínamo ionosférico.

D_0 : dínamo oceánico.

C_0 : corrientes inducidas en el mar, desde D_I .

$C_{T,I}$: corrientes inducidas en la tierra sólida, desde D_I .

$C_{T,0}$: corrientes inducidas en la tierra sólida, desde D_0 .

11, 12, 16: vías de inducción.

18: re-alimentación D_0 D_I

P: punto de observación de mareas geomagnéticas

10, 13, 14, 15, 17: aportes al campo magnético variable visto en P

19: posible aporte de fuentes profundas (piezo-electricidad; dínamo de las mareas del núcleo).

La situación queda ilustrada por la Figura 4; en ella, la diagonal punteada corresponde al valor constante $t = 0$ (medianoche), y las dos rectas en trazo lleno, paralelas a aquella, al valor $t = 12$ (mediodía); véase al respecto la (17).

El artificio usado por Malin para separar en L el aporte 15 (de la Figura 3), consistió en considerar al dínamo oceánico D_0 como obrando principalmente en forma semidiaria, dada la prevalencia de esta frecuencia en las mareas oceánicas. Escribiendo entonces este aporte pelágico en la forma

$$L_0 = l_0 \text{ sen } (2\tau + \lambda_0) \tag{21}$$

con los valores de medianoche ($t = 0$)

$$l_0 = l_0(0); \lambda_0 = \lambda_0(0), \tag{22}$$

se sostiene que las armónicas otras que semidiaria son directa o indirectamente de origen ionosférico. De la (19) extraemos entonces

$$l_0 \begin{Bmatrix} \text{COS} \\ \text{SEN} \end{Bmatrix} \lambda_0 = \sum_n l_n \begin{Bmatrix} \text{COS} \\ \text{SEN} \end{Bmatrix} \lambda_n \tag{23}$$

y por último, obtenemos el aporte ionosférico en la forma

$$L_I = l_I \text{ sen } (2\tau + \lambda_I) \tag{24}$$

con

$$-l_I \begin{Bmatrix} \text{COS} \\ \text{SEN} \end{Bmatrix} \lambda_I = l_1 \begin{Bmatrix} \text{COS} \\ \text{SEN} \end{Bmatrix} \lambda_1 + l_3 \begin{Bmatrix} \text{COS} \\ \text{SEN} \end{Bmatrix} \lambda_3 + l_4 \begin{Bmatrix} \text{COS} \\ \text{SEN} \end{Bmatrix} \lambda_4 \tag{25}$$

ISLA AÑO NUEVO D - VERANO

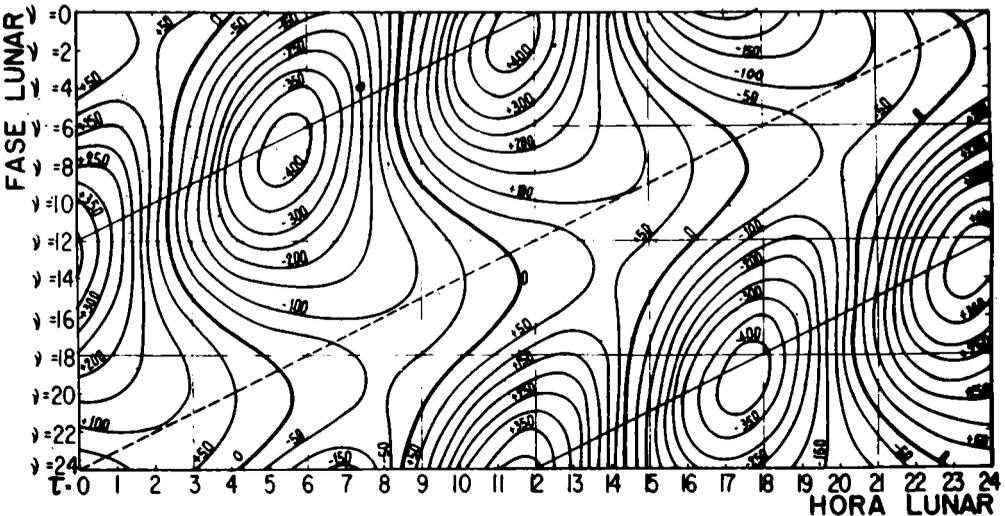


Figura 4: Representación aproximada de la marea geomagnética lunar en Isla Año Nuevo, Declinación. 207 días, magnéticamente tranquilos o poco perturbados ($C \leq 1,1$); actividad solar baja ($R < 30$), verano (22-XII al 19-II), 1907 a 1913. Unidad: 1 centigama (= 10 picotesla); medianoche: diagonal en trazo de rayas ($t = 0$), mediodía: en trazo lleno ($t = 12$).

En su trabajo ya citado, Malin da ejemplos de la aplicación de este método a las mareas geomagnéticas lunares en seis observatorios de las islas británicas, con el resultado sorprendente de que los aportes ionosférico y pe lógico son de magnitud comparable.

En lo que se refiere al espacio circunterrestre cercano, más allá de la termosfera, cabe preguntarse (Schneider, 1967) si en él se pueden dar fenómenos de marea capaces de afectar las trayectorias de las partículas cargadas que constituyen su población. Ultimamente, Kamei y Maeda (1976) creen haber descubierto indicios de tal efecto, al que ven patentizado en una modulación semidiaria de los índices de actividad geomagnética Dst, re presentativos de la intensidad y distancia de la corriente anillo ubicada a unos pocos radios terrestres.

IX.- RECONOCIMIENTO

El autor agradece la ayuda de la Srta. Catalina T. Cano, quien tuvo a su cargo los cómputos que permitieron elaborar el resultado expuesto en la Figura 4, y también una parte de la compilación bibliográfica utilizada.

B I B L I O G R A F I A

- ALSOP, L.E. y KUO, J.T., 1964: *The characteristic numbers of semi-diurnal earth tidal components for various earth models.* *Ann.Géophys.* Vol. 20, pp. 286-300.
- BAKER, T.F. y LENNON, G.W., 1973: *The investigation of marine loading by gravity variation profiles in the U.K.* 7th.Int.Symp.Earth Tides, Sopron, Hungría.
- BARTELS, J. y HORN, W., 1952: *Gezeitenkräfte.* En: *Landilt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen; III.Band.Astron.u.Geophys.,* Berlín.
- BARTELS, J. y JOHNSTON, H.F., 1940: *Geomagnetic tides in horizontal intensity at Huancayo.* *Terr.Magn.and Atn.El.,* Vol. 45 n.3, pp. 269-308, y n.4 pp. 485-512.
- BEAUMONT, CH. y LAMBERT, A., 1972: *Crustal structure from surface load tilts, using a finite element model.* *Geophys.J.R.Astr.Soc.* Vol. 29 n.2 203-226.
- BOWER, D.R. y HEATON, K.C., 1973: *Response of an unconfined aquifer to atmospheric pressure, earth tides and a large earth-quake.* 7th.Int.Symp. Earth Tides, Sopron, Hungría.
- BREDEHOEFT, J.D., 1967: *Response of well-aquifer systems to earth tides.* *Journ.Geoph.Res.* Vol. 72 n.12 pp. 3075-3087.
- CARTWRIGHT, D.E., 1970: *On low-frequency variations in sea level and the radiational tide.* En: *Rep.Symp.Coastal Geodesy, Munich 1970;* IUGG, IAG; *Special Study Group 2.22;* IAPSO, *Adv.Com.Tides and Mean Sea Level* (Ed.R.Sigl), pp. 391-393. Munich.
- CARTWRIGHT, D.E. y EDDEN, A.C., 1973: *Corrected tables of tidal harmonics.* *Geophys.J.R.Astr.Soc.* Vol. 33, pp. 253-264.
- CARTWRIGHT, D.E. y EDDEN, A.C. 1975: *Spectroscopy of the tide-generating potentials, and their relationship to observed features in the ocean tide.* XVIa.Asambl.Gral.UGGI, Grenoble; *Simp.Interacción Mareas.* (Ann. Géoph. Vol. 33, en prensa).
- CARTWRIGHT, D.E. y TAYLER, R.J., 1971: *New computations of the tide-generating potential.* *Geophys.J.R.Astr.Soc.* Vol. 23, pp. 45-74.
- CHAPMAN, S. y LINDZEN, R.S., 1970: *Atmospheric Tides, thermal and gravitational.* Reidel, Dordrecht.
- CHOJNICKI, T., 1975: *Methods of analysis and data processing corresponding to earth tides.* XVIa.Asambl.Gral.UGGI, Grenoble; *Simp.Interacción Mareas* (Ann.Géoph. Vol. 33, en prensa).
- DARWIN, G.H., 1883: [Desarrollo armónico del potencial de mareas] *British Ass.Advancem.Sci., Rept.f.1883,* pp. 49-118.
- DE FAZIO, TH.L., AKI, K., y ALBA, J., 1973: *Solid earth tide and observed change in the in situ seismic velocity.* *Journ.Geoph.Res.* Vol. 78 n.8, pp. 1319-1322.
- DICKE, R.H., 1969: *Average acceleration of the earth's rotation and the viscosity of the deep mantle.* *Journ.Geoph.Res.* Vol. 74, pp. 5895-5902.
- DJUROVIC, D. y MELCHIOR, P., 1972: *Recherche des termes de marée dans les variations de la vitesse de rotation de la Terre.* *Obs.R.Belg.,Comm., Sér.B,* Vol. 79; *Sér. Géoph.* Vol. 115.
- DOODSON, A.T., 1921: *The harmonic development of the tide-generating potential.* *Proc.R.Soc.London, A* 100, pp. 305-329.

- FONT DE AFFOLTER, G. y SCHNEIDER, O., 1975: *Determinación preliminar de la marea barométrica en la zona del Río de la Plata*. 8a. Reunión AAGG, Salta. (Geoacta Vol. 8 n.1).
- GARLAND, G.D., 1971: *Introduction to Geophysics, -Mantle, Core and Crust*. Philadelphia, London, Toronto.
- GODIN, G., 1975: *The analysis of tides, -Oceans*. XVIa. Asambl. Gral. UGGI, Grenoble; *Simp. Interacción Mareas*. (Ann. Géophys. Vol. 33, en prensa).
- GROVES, G.W. y REYNOLDS, R.W., 1975: *An orthogonalized convolution method of tide prediction*. J. Geophys. Res. Vol. 80 n.30, pp. 4131-4138.
- HESSEN, K., 1926: *Gezeiten- und Strombeobachtungen auf der Winter-station des "Gauss" 1902-03*. Dt. Südpol.-Exp. 1001-1903 (Dir. : E.V. Drygalski); VII n.5, 557-602.
- HOLDSWORTH, G., 1974: *Erebus glacier tongue, McMurdo Sound, Antarctica*. Journ. Glaciol., Vol. 13 n.67, pp. 27-35.
- HOLDSWORTH, G., 1975: *Tidal interaction with ice-shelves*. XVIa. Asambl. Gral. UGGI, Grenoble; *Simp. Interacción Mareas*, (Ann. Géophys. Vol. 33, en prensa).
- HOLLINGSWORTH, A., 1971: *The effect of ocean and earth tides on the semi-diurnal lunar air-tide*. J. Atm. Sci. Vol. 28, 1021-1044.
- HOLLINGSWORTH, A., 1975: *Comments on "Effects of mean winds and horizontal temperature gradients on solar and lunar semi-diurnal tides in the atmosphere"*. J. Atm. Sci. Vol. 32, 1643-1645.
- IMBERT, B., 1956: *Terre Adélie 1950-1952, Marées, 2e.p., Analyse et discussion des résultats*. Expéd. Pol. Franc., Exp. Antarct.; Rés. Scient., s II, 4; 37-82.
- JACKSON, B.V. y SLICHTER, L.B., 1974: *The residual daily earth tides at the South Pole*. J. Geophys. Res. Vol. 79 n.11, pp. 1711-1715.
- KAMEI, T. y MAEDA H., 1976: *Lunar effect in the quiet-time Dst index*. Nature Vol. 259 (5545), pp. 644-645.
- KANT, I., 1754: *Untersuchung der Frage, ob die Erde in ihrer Umdrehung um die Achse, wodurch sie die Abwechslung des Tages und der Nacht hervor bringt, eine Veränderung seit den ersten Zeiten ihres Ursprungs erlitten habe, und woraus man sich ihrer versichern könne*.
- KAULA, W.M., 1968: *An Introduction to Planetary Physics*. New York.
- KLEIN, F., 1976: *Earthquake swarms and the semidiurnal solid earth tide*. Geophys. J. R. Astr. Soc Vol. 45, (en prensa).
- KNOPOFF, L., 1970: *Correlation of earthquakes with lunar orbital motions*. The Moon 2, pp. 140-143.
- KNOPOFF, L., 1975: *Search for correlations of large earthquakes with the fortnightly tides*. XVIa. Asambl. Gral. UGGI, Grenoble; *Simp. Interacción Mareas*.
- KUO, J.T. y JACHENS, R.C., 1975: *Indirect mapping of ocean tides by solving the inverse problem for the tidal gravity observations*. XVIa. Asambl. Gral. UGGI, Grenoble; *Simp. Interacción Mareas*, (Ann. Géophys. Vol. 33, en prensa).
- KUO, J.T., JACHENS R.C., EWING, M. y WHITE, G., 1970: *Transcontinental tidal gravity profile across the United States*. Science Vol. 168 n.3934 pp. 968-971.

- LAMBECK, K., 1975: Effects of tidal dissipation in the oceans on the Moon's orbit and the Earth's rotation. *J. Geophys. Res.* Vol. 80 n.20, pp. 2917 - 2925.
- LAMBECK, K., CAZENAVE, A. y BALMINO, G., 1974: Solid earth and ocean tides estimated from satellite orbit analysis. *Rev. Geophys. Space Phys.* Vol. 12, pp. 421-434.
- LAMBERT, A., 1974: Earth tide analysis and prediction by the response method. *J. Geophys. Res.* Vol. 79 n.32, pp. 4952-4960.
- LAPLACE, P.S., 1825: *Mécanique Céleste*.
- LECOLAZET, R. y MELCHIOR P., 1975: Détermination expérimentale des effets dynamiques du noyau liquide de la Terre. *XVIA. Assembl. Gral. UGGI, Grenoble; Simp. Interacción Mareas (Ann. Géoph. Vol. 33, en prensa)*.
- LINDZEN, R.S. y HONG, S.-s., 1974: Effects of mean winds and horizontal temperature gradients on solar and lunar semidiurnal tides in the atmosphere. *J. Atm. Sci.* Vol. 31, pp. 1421-1446.
- LINDZEN, R.S. y HONG, S.-s., 1975: Reply. *J. Atm. Sci.* Vol. 32, pp. 1645-6.
- MALIN, S.R.C., 1970: Separation of lunar daily geomagnetic variations into parts of ionospheric and oceanic origin. *Geophys. J. R. Astr. Soc.* Vol. 21 pp. 447-455.
- MALIN, S.R.C., CECERE, A. y PALUMBO, A., 1975: The sunspot cycle influence on lunar and solar daily geomagnetic variations. *Geophys. J. R. Astr. Soc.* Vol. 41, pp. 115-126.
- MAUCHA, L., 1975: Study of karstic waters and earth tidal movements of karstic rocks. *XVIA. Assembl. Gral. UGGI, Grenoble; Simp. Interacción Mareas (Ann. Géoph. 33, en prensa)*.
- MAUK, F.J. y JOHNSTON, M.J.S., 1973: On the triggering of volcanic eruptions by earth tides. *Journ. Geophys. Res.* Vol. 78 n.17, pp. 3356-3362.
- MELCHIOR, P., 1975: Earth tides in 1974 (A report from the International Centre for Earth Tides). *Marées Terrestres, Bull. d'Inform.* Vol. 70, 3982-4000.
- MUNK, W.H. y CARTWRIGHT, D.E., 1966: Tidal spectroscopy and prediction. *Phil. Trans. R. Soc. London, A* Vol. 259 (1105), pp. 533-581.
- MURATA, H., 1974: An estimation of electric potential field generated by diurnal atmospheric tide with first negative mode excited in the lower ionosphere. *Planetary and Space Science*, Vol. 22.
- NEWTON, I., 1687: *Philosophiae naturalis principia mathematica*.
- PARIISKII N.N. y PERTSEV, B.P., 1972: Détermination du nombre de Love k d'après les variations de marée de la vitesse de rotation de la Terre aplâtie. *Marées Terr., Bull. d'Inform.* Vol. 69, pp. 3840-3848.
- PEALE, S.J., 1973a: Some effects of elasticity on lunar rotation. *The Moon* Vol. 8, pp. 515-531.
- PEALE, S.J., 1973b: Rotation of solid bodies in the solar system. *Rev. Geophys. Space Phys.* Vol. 11 n.4, pp. 767-793.
- PEALE, S.J., 1974: Rotation histories of the natural satellites in the solar system. *Proc. IAU Colloq.* n.28, *Planetary Satellites*, Ithaca, N.Y.
- PEALE, S.J., 1975: Consequences and inferences from tidal interactions in the solar system *XVIA. Assembl. Gral. UGGI, Grenoble; Simp. Interacción Mareas, (Ann. Géoph. Vol. 33, en prensa)*.

- PERTSEV, B.P., 1975: *M₂-ocean-tide corrections to tidal gravity observations in Western Europe*. XVIa. Asamb. Gral. UGGI, Grenoble; *Simp. Interacción Mareas (Ann. Géoph. Vol. 33, en prensa)*.
- PIL'NIK, G.P., 1973: *Co-spectra of earth-tides*. Bull. Géodés., Nouv. Sér. Vol. 108, pp. 211-214.
- PIL'NIK, G.P., 1975: *Prilivna a neravnomernost' vraščeniya zemli [No-uniformidad causada por mareas, en la rotación terrestre]*. Astronom. Žurnal Vol. 52 n.1, pp. 178-188 [Con resumen inglés].
- RICHARDS, M.L., 1975: *Tidal signals on long submarine cales*. XVIa. Asamb. Gral. UGGI, Grenoble, *Simp. Interacción Mareas. (Ann. Géoph. Vol. 33, en prensa)*.
- RICHMOND, A.D., 1975: *Energy relations of atmospheric tides and their significance to approximate methods of solution for tides with dissipative forces*. Journ. Atm. Sci. Vol. 32 n.5, pp. 980-987.
- RINEHART, J.S., 1972: *Fluctuations in geyser activity caused by variations in earth tidal forces, barometric pressure and tectonic stress*. Journ. Géoph. Res., Vol. 77 n.2 pp. 342-350.
- ROBIN, G. de Q., 1958: *Seismic shooting and related investigations, Norwegian-British-Swedish Ant. Exp. 1949-52*. Sci. Res., V, Glaciology III, 134 p. Oslo.
- ROCHESTER, M.G., 1973: *The Earth's rotation*. EOS, Trans. Am. Géoph. Un., Vol. 54 n.8 pp. 769-780.
- RUNCORN, S.K., 1969: *A palaeontological method for testing the hypothesis of a varying gravitational constant*. En: *Applications of Modern Physics to the Earth and Planetary Interiors (Ed.: S.K. Runcorn)*, 47-51. New York.
- SALAH, J.E. WAND, R.H. y BERNARD, R. 1975: *Comparison of simultaneous tidal observations by incoherent scatter radar*. XVIa. Asamb. Gral. UGGI, Grenoble; *Simp. Interacción Mareas (Ann. Géoph. Vol. 33, en prensa)*.
- SAWADA, R., 1965: *The possible effect of oceans on the atmospheric lunar tide*. J. Atm. Sci. Vol. 22, pp. 636-643.
- SCHLAPP, D.M., 1975: *The analysis of tides: atmospheric and geomagnetic tides*. XVIa. Asamb. Gral. UGGI, Grenoble; *Simp. Interacción Mareas. (Ann. Géoph. 33. en prensa)*.
- SCHNEIDER, M.M. y SIMON, D., 1973: *Influence of atmospheric pressure and air temperature fluctuations on tidal observations of gravity in Central Antarctica*. 7th. Int. Symp. Earth Tides, Sopron, Hungría.
- SCHNEIDER, O., 1963: *A generalization of the phase-law of lunar geomagnetic tides*. Nature Vol. 199 (4893), pp. 548-550.
- SCNEIDER, O., 1967: *Interaction of the Moon with the Earth's magnetosphere*. Space Sci. Rev. VI (5), pp. 655-704.

SCHNEIDER, O., 1930: La barrera de hielo de Filchner en el cincuentenario de su descubrimiento. *Contr. n. 23 del Instituto Antártico Argentino.*

SCHNEIDER, O., 1934: Por qué la Geofísica necesita de la investigación antártica. *Antártida*, n. 8, pp. 24-29.

SCHUREMAN, P., 1941: A manual of harmonic analysis and prediction of tides US Coast and Geod. Surv., Spec. Publ. 36. Washington DC.

SHIEN, S., 1928: Earthquake-tide correlation. *Geoph. Journ. R. Astr. Soc.*, Vol. 22, pp. 27-34.

TEITELBAUM, H. y BLAMONT, J.E., 1971: Some consequences of uniform effects on tides and periodic waves. *J. Geom. Atm. Therm. Phys.* 22, pp. 207-216.

VOLLAND, H. y MAYR, H.F., 1971: A three-dimensional model of atmospheric dynamics. *J. Geom. Atm. Therm. Phys.*, Vol. 22, pp. 174-182.

WHITE, D.E. y MARLER, G.D., 1972: Comments on paper by [?], "The Antarctic...". *J. Geom. Atm. Therm. Phys.*, Vol. 23, pp. 183-188.

WINNICH, G., 1967: The long-period tide. *J. Geophys. Res.*, Vol. 72, pp. 447-451.

WINNICH, G., 1971: The long-period tide. *J. Geophys. Res.*, Vol. 76, pp. 1-12.

ZABEL, W., 1971: The long-period tide. *J. Geophys. Res.*, Vol. 76, pp. 1-12.

ZEILER, E.D. y MUNK, W.H., 1971: The long-period tide. *J. Geophys. Res.*, Vol. 76, pp. 1-12.

Nota: Los trabajos presentados en esta reunión se publicaron en el *Boletín de la Asociación de Meteorólogos*, Tomo 37, No. 1, 1971.



ANALISIS PRELIMINAR DE LA ANOMALIA INVERNAL DE LA ABSORCION IONOSFERICA EN USHUAIA

MARCELO PERES - LILIANA PUIG

Laboratorio Ionosférico de la Armada

Se llama "Anomalía Invernal" al exceso de absorción ionosférica que se nota durante el invierno en latitudes medias.

Se utilizan datos del equipo de absorción por pulsos (técnica A1), correspondientes a los meses de mayo a agosto de 1975 y, para comparación, los de enero y febrero de 1975.

A partir de la expresión teórica de la variación diurna de la absorción $L = L_0 \cos^n x$, x ángulo cenital solar, se calcula, para cada día, el valor de L correspondiente a un ángulo cenital fijo. La no constancia de esos valores indicaría una variación estacional anormal.

Se observa un incremento general de la absorción durante el invierno y la existencia de fuertes picos esporádicos. Ambos fenómenos repiten los resultados del hemisferio norte, aunque son de menor magnitud comparados con los que se han observado para latitudes geográfica similares.

The excess of ionospheric absorption observed during winter months at mid latitudes, is known as "Winter Anomaly".

We used absorption data measured during the period May-August 1975 by an A1 equipment (pulse reflection method). The January-February 1975 data were also used for comparison.

Assuming the validity of the theoretical formula for the diurnal variation of the absorption: $L = L_0 \cos^n x$, where x is the solar zenith angle, the L value corresponding to a fixed x , is calculated for each day. An abnormal seasonal variation would be shown by the inconstancy of those values.

A general enhancement of the absorption and the existence of strong sporadic peaks, are observed during winter. Both features are similar to what has been observed in the Northern Hemisphere, although they show less intensity at Ushuaia than at similar geographic latitudes in the north.

INTRODUCCION

Teóricamente la absorción (L) no desviativa, que sufre una onda de radio al atravesar la región D , depende del coseno del ángulo cenital solar (x) y la forma usualmente aceptada de esa dependencia es

$$L = L_0 \cos^n x, \quad (1)$$

donde L_0 es la absorción subsolar (la absorción que ocurriría si el sol se ubicara sobre la vertical del lugar) y n es un exponente que muestra una fuerte variabilidad estacional y geográfica. Si se desea estudiar la variación estacional de la absorción no asociada a la variación estacional de x , puede suponerse la validez de (1) para la variación diurna y obtener, para cada día, un valor de L característico, por ejemplo cuando $\cos x = 0,1$. Estos valores son escritos:

$$L (\cos x = 0,1)$$

La llamada Anomalia Invernal consiste en un aumento de la absorción en invierno por encima de lo que podría esperarse si aquella estuviera controlada exclusivamente por el ángulo cenital. El fenómeno ha sido repetidamente observado en latitudes medias del hemisferio norte y, muy escasamente, en el hemisferio sur.

También resulta útil el conocimiento de los otros parámetros L_0 y n , que, para cada día, pueden obtenerse de (1).

TECNICA EXPERIMENTAL

Las mediciones fueron efectuadas en Ushuaia con la técnica A1 (pulsos reflejados en incidencia vertical) y para una frecuencia de 2,28 MHz.

La absorción L es por definición:

$$L(\text{db}) = 20 \log \frac{h'_n E_n}{h'_j E_j}, \quad (2)$$

donde E_j y E_n son, respectivamente, las amplitudes de la señal cuya absorción se desea medir y de una señal de referencia para la cual se supone absorción nula (usualmente durante la noche); h'_j y h'_n son las correspondientes alturas virtuales de reflexión y tienen en cuenta la diferente atenuación espacial que pueden haber sufrido ambas señales. El nivel de referencia es una característica del equipo, recibe el nombre de constante de calibración G que queda definida como:

$$G = 20 \log h'_n E_n \quad (3)$$

Para determinar un G confiable deben realizarse mediciones de h'_n y E_n durante lapsos nocturnos en los cuales se den buenas condiciones; que no exis-

tan capas parcialmente reflectoras, que la frecuencia de trabajo esté alejada de la frecuencia crítica para minimizar la absorción desviativa, que la capa reflectora no presente difusión, etc.. Asimismo debe comprobarse la estabilidad de dichas condiciones durante un tiempo razonable. Estas restricciones limitan la cantidad de noches para las que puede obtenerse valores de G confiables y obliga a efectuar mediciones durante, p. ej., dos meses antes de poder establecer un valor de G definitivo. Luego debe continuarse con la medición de G para controlar la estabilidad del equipo. La Figura 1 muestra los valores obtenidos durante el período bajo estudio.

Se midieron, luego, los valores diurnos $h'd$ y E_d de la ecuación (2), obtenidos de registros tomados por la mañana. Las características de la absorción de cada día fueron calculadas entonces, no de la curva diaria completa, sino de la tendencia ofrecida en un lapso de unas dos horas y media alrededor de $\cos x = 0,1$. En las Figuras (2) y (3) se observan tres ejemplos de la variación de L con la hora (y con $\cos x$).

La relación (L) queda linealizada si tomamos logaritmos en ambos miembros. Efectuada la regresión lineal de $\log L$ vs. $\log \cos x$ pueden obtenerse los parámetros n , L_0 y L ($\cos x = 0,1$) para cada día y también el coeficiente de correlación Γ . Un coeficiente de correlación pobre fue considerado, no como indicando falta de validez de la ecuación (1), sino como debido, en principio, al hecho de no haber considerado la variación diurna completa. Por consiguiente, todos los días que mostraron un $\Gamma < 0,7$ fueron de sechados de este estudio preliminar a la espera de los resultados que arroje un análisis completo de los datos. La Figura 2 muestra la regresión lineal para dos días satisfactorios mientras que la Figura 3 corresponde a uno de los días eliminados. Tampoco se realizó un análisis de la absorción subsolar (L_0) que puede obtenerse por extrapolación, porque, calculada a partir de la variación diurna parcial (y relativamente alejada del mediodía), dicha extrapolación puede inducir serios errores.

Para determinar un exponente medio n confiable se realizó una nueva depuración basada en los intervalos de confianza del estimador de la pendiente de la recta $\log L$ vs. $-\log \cos x$.

RESULTADOS

La Figura 4 muestra los valores de $L(\cos x = 0,1)$ (para enero-febrero de 1975) de aquellos días que ofrecieron un $\Gamma > 0,7$. La dispersión de los datos resultó un poco mayor que la esperada, sin embargo el valor mediano de 9 dB parece satisfactorio como nivel de absorción de verano para 2,28 MHz. En efecto, Schwentek (1971) da un valor de 6,35 dB para el verano del Hemisferio Norte de 1964 (actividad solar mínima), obtenido de mediciones del circuito Norddeich-Lindau (técnica A3) en una frecuencia de 2,61 MHz. Debe esperarse que ambos valores sean distintos por tres factores:

- diferencia en la actividad solar
- diferencia en la frecuencia de trabajo
- diferencia en la técnica de uso.

El primer factor es despreciable porque ambas son épocas de baja actividad solar, $R = 10$ para junio - agosto de 1964 y $R = 23$ para enero - febrero de 1975. El segundo puede ser obviado si, en lugar de comparar directamente los L, se acepta la dependencia inversa cuadrática de L con la frecuencia que establece la teoría, y se comparan los valores A definidos como:

$$A = L (f + f_1)^2, \quad (4)$$

donde f es la frecuencia de trabajo y f_1 la componente longitudinal de la girofrecuencia. La tercera causa de diferencia se compensa efectuando una reducción geométrica en los valores observados con la técnica A3, para pasar al L equivalente de incidencia vertical (esto ya ha sido efectuado en el valor 6,35 dB arriba mencionado), para aplicar luego la ecuación (4) con una "girofrecuencia efectiva" $f\ddagger$. Tomando para Ushuaia $L=9$ dB, $f=2,28$ MHz y $f_1=0,62$ MHz se obtiene $A=75,80$ dB MHz²; para Lindau $L=6,35$ dB, $f=2,61$ MHz y $f\ddagger=0,9$ MHz (Schwentek, 1966), se tiene $A=78,23$ dB MHz². Resumiendo, la similitud de las absorciones "normalizadas" A, da confianza al valor de $L=9$ dB obtenido en este trabajo.

En la Figura 5 se observa el comportamiento invernal de la absorción. Los puntos que aparecen aislados corresponden a los días en los que $\Gamma < 0,7$. La anomalía invernal aparece claramente: Todos los valores resultan mayores que los que cabría esperar del cumplimiento de la ley del $\cos x$. Se no tan los tres tipos de absorción que usualmente son encontrados en invierno (Evans y Jones, 1971; Schwentek, 1971).

- 1) Días esporádicos con L ($\cos = 0,1$) similares a los medidos en verano;
- 2) la mayoría de los días muestran una absorción entre 12 y 16 dB (anomalía invernal normal) y
- 3) días aislados o grupos de días con niveles de absorción por encima de 20 dB (anomalía invernal real).

Se ha propuesto (Röttger y Schwentek, 1974) que la absorción normal (del tipo 2), presenta una variación estacional durante el invierno del tipo $\sin^2 \gamma$, siendo γ proporcional a la cantidad de días transcurridos desde el equinoccio de otoño, y normalizado de tal manera de completar un semiperíodo en el equinoccio de primavera. No ha sido obtenido en Ushuaia un tal comportamiento, la tendencia media crece hacia el invierno con un máximo en el mes de julio y no en el solsticio de invierno como surgiría de la variación propuesta.

Tomando medianas cada 15 días, se ha establecido la variación suavizada de la absorción L ($\cos x = 0,1$) en Ushuaia. Schwentek (1971) presenta el mismo tipo de curvas para los inviernos del ciclo solar 1958 - 1970, obtenidas para el circuito Norddeich-Lindau en 2,61 MHz. Se efectuó la comparación entre la tendencia observada en Ushuaia y la del circuito Norddeich-Lindau para el invierno (del hemisferio norte) 1965-1966 que tuvo una actividad solar similar a la de 1975. Aunque la Anomalía observada en Ushuaia presenta el máximo un mes después del solsticio, los niveles de absorción medianos son muy semejantes para ambos lugares, a pesar de la diferencia en las frecuencias utilizadas. Esta diferencia debería producir, a igualdad de las demás condiciones, una absorción aproximadamente un 45% mayor en Ushuaia que en Norddeich-Lindau. Debe pensarse, entonces, que la Anomalía Invernal se presenta en Ushuaia con menor intensidad que en la otra localidad. En el CUADRO I se observan las características geográficas y magnéticas de ambos lugares. Las latitudes geográficas son semejantes (en módulo), mientras que, por sus características magnéticas, Ushuaia se corresponde con zonas del hemisferio norte de menor latitud geográfica que Lindau. Estos datos hacen pensar que el decrecimiento con la latitud de la magnitud de la absorción invernal anómala, hecho repetidamente observado, estaría vinculado con el decrecimiento de $I \text{ ó } \lambda \text{ gm}$ más que con el decrecimiento de λ .

Para el estudio del comportamiento del exponente n , se efectuó, como se explica más arriba, una selección de días. Se obtuvieron promedios de n para todo el año utilizando 53 valores diarios y se discriminaron promedios de n para invierno y verano basados en 33 y 20 días respectivamente.

CUADRO I

	Latitud geográfica λ	Latitud geomagnética λ_{gm}	Inclinación magnética I
Ushuaia	-54,8	-43,3	-50,6
Lindau	51,6	52,4	67,8

Como es usual se notó una gran variación de día a día. Los promedios resultaron 0,425 para todo el año y 0,348 y 0,552 para invierno y verano respectivamente. La diferencia de estos últimos es consistente con lo observado anteriormente. En un trabajo de Khastgir et al. (1973) se recopilan valores de diferentes estaciones para observar la variación latitudinal de n ; allí aparecen curvas de ajuste para la latitud geográfica y geomagnética (del hemisferio norte). Elling et al (1974) muestran la variación de n con la inclinación magnética sobre la base de mediciones efectuadas a bordo de un barco (también corresponden a I positivas). El promedio anual de n obtenido en este trabajo, se ajusta solamente a la curva de variación de n con la latitud geográfica; en los otros dos casos dicho promedio queda sensiblemente por debajo de las curvas de ajuste.

CONCLUSIONES

L ($\cos x = \text{cte.}$) es una cantidad que caracteriza al tipo y magnitud de la absorción ionosférica de un dado día. Sirve para estudiar las variaciones estacionales que no son debidas a variaciones en el ángulo cenital solar. El L ($\cos x = \text{cte.}$) debe ser obtenido de la variación diurna y es aconsejable usar $\cos x > 0,1$ porque $\cos x = 0,1$ corresponde a instantes muy cercanos a la salida y puesta del sol cuando las condiciones ionosféricas son, usualmente, inestables.

El comportamiento estacional de la absorción ionosférica en Ushuaia no cumple la ley del $\cos x$, mostrando exceso de absorción en casi todos los días del invierno y denunciando la existencia de la llamada "Anomalía Invernal". La magnitud de dicha anomalía resulta menor que la observada en el hemisferio norte para similares latitudes geográficas. Se sugiere, que el conocido decrecimiento de la Anomalía Invernal con la latitud puede ser un fenómeno asociado a características magnéticas más que geográficas.

La premisa de que la variación diurna está controlada por el $\cos x$ resulta aceptable para casi todos los días.

El exponente n asociado a cada variación diurna toma valores muy diferentes de un día a otro; su promedio de invierno resulta menor que el de verano y el promedio de todo el año ajusta la curva de variación n con la latitud geográfica.

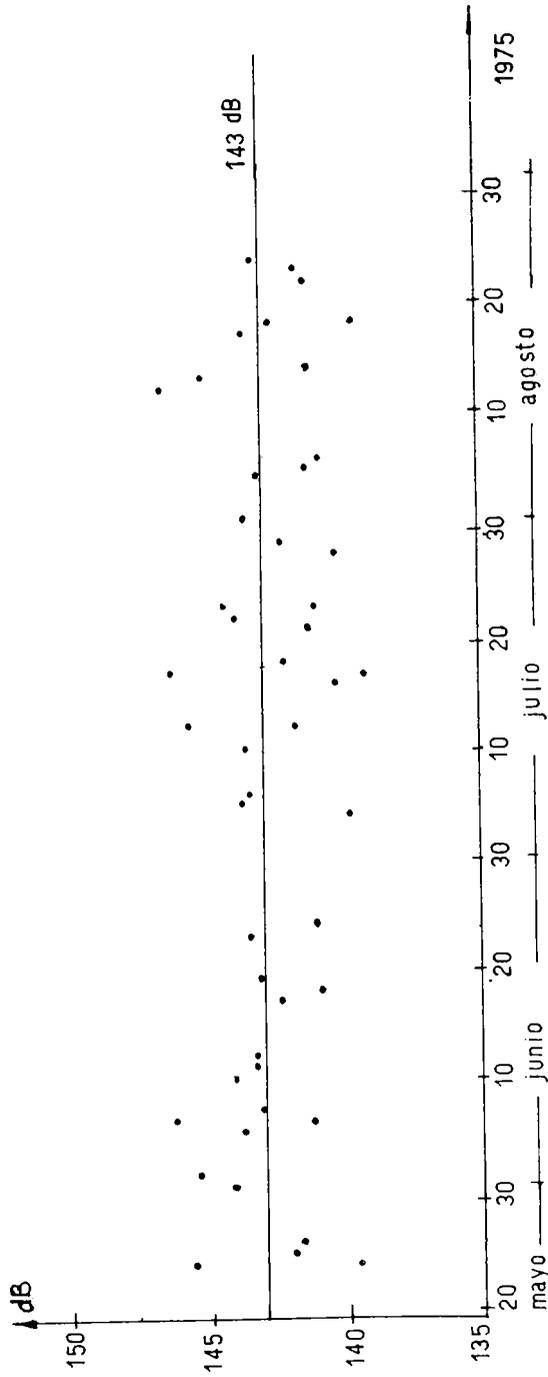


Figura 1: Constante de calibración. Valores diarios y valor mediano.

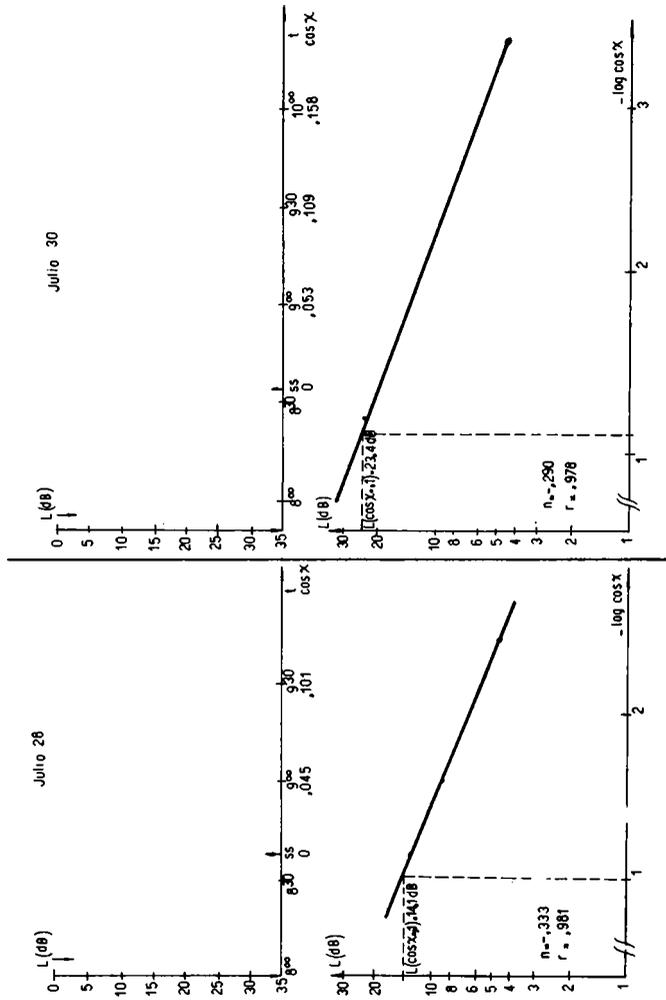


Figura 2: Absorción (L) en función de la hora (y del coseno del ángulo cenital solar).
 Logaritmo de la absorción en función del logaritmo del coseno del ángulo cenital solar (cambiado de signo).
 Recta de ajuste; pendiente estimada (n) y coeficiente de correlación (r).

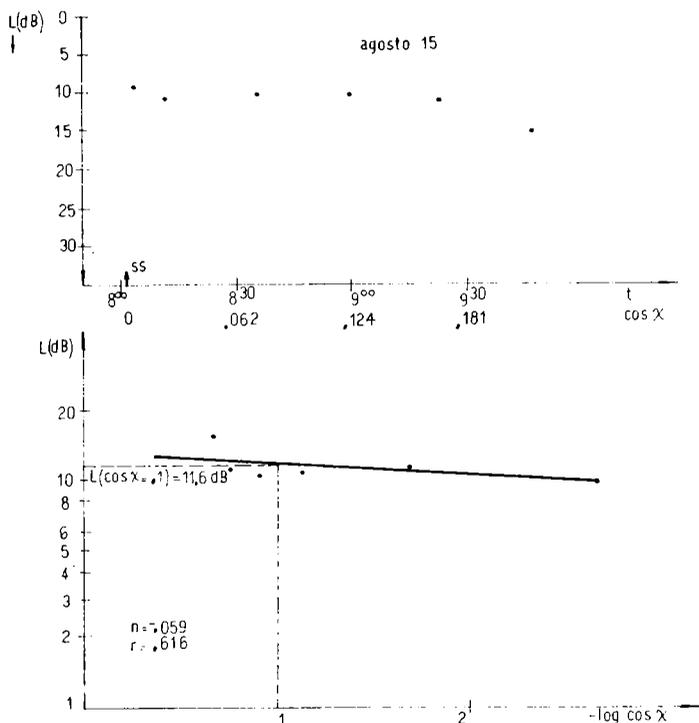


Figura 3: Absorción (L) en función de la hora (y del coseno del ángulo cenital solar).

Logaritmo de la absorción en función del logaritmo del coseno del ángulo cenital solar (cambiado de signo).

Recta de ajuste; pendiente estimada (n) y coeficiente de correlación (r).

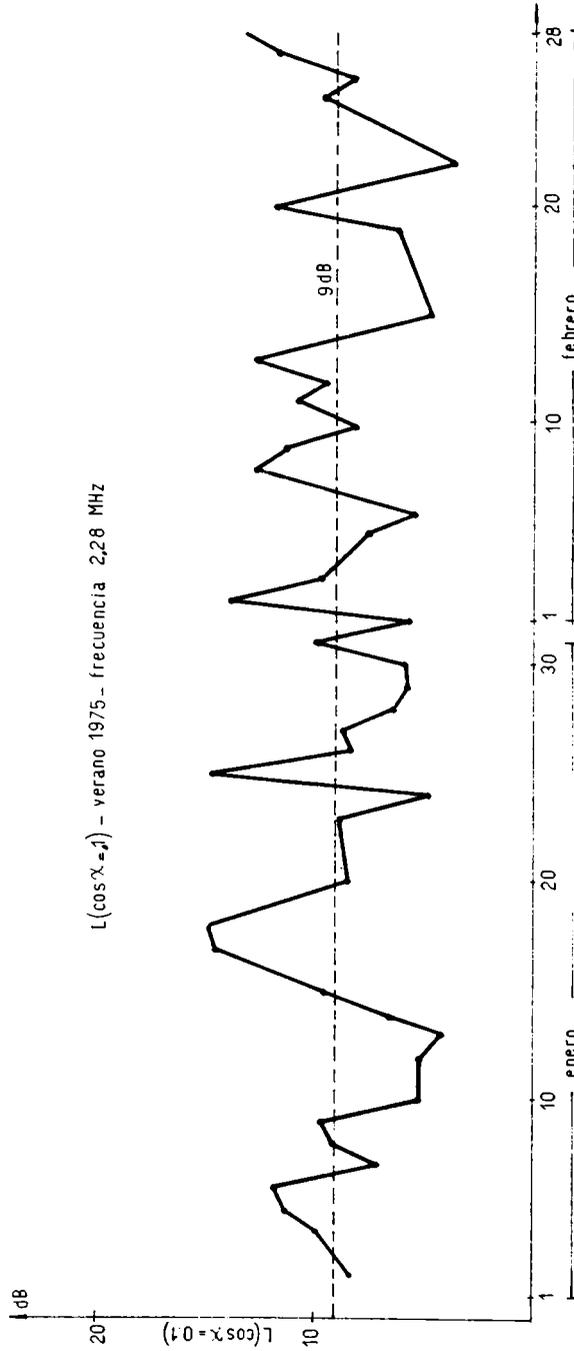


Figura 4: Valores de absorción para un ángulo cenital fijo ($\cos x = 0,1$) para el verano 1975.

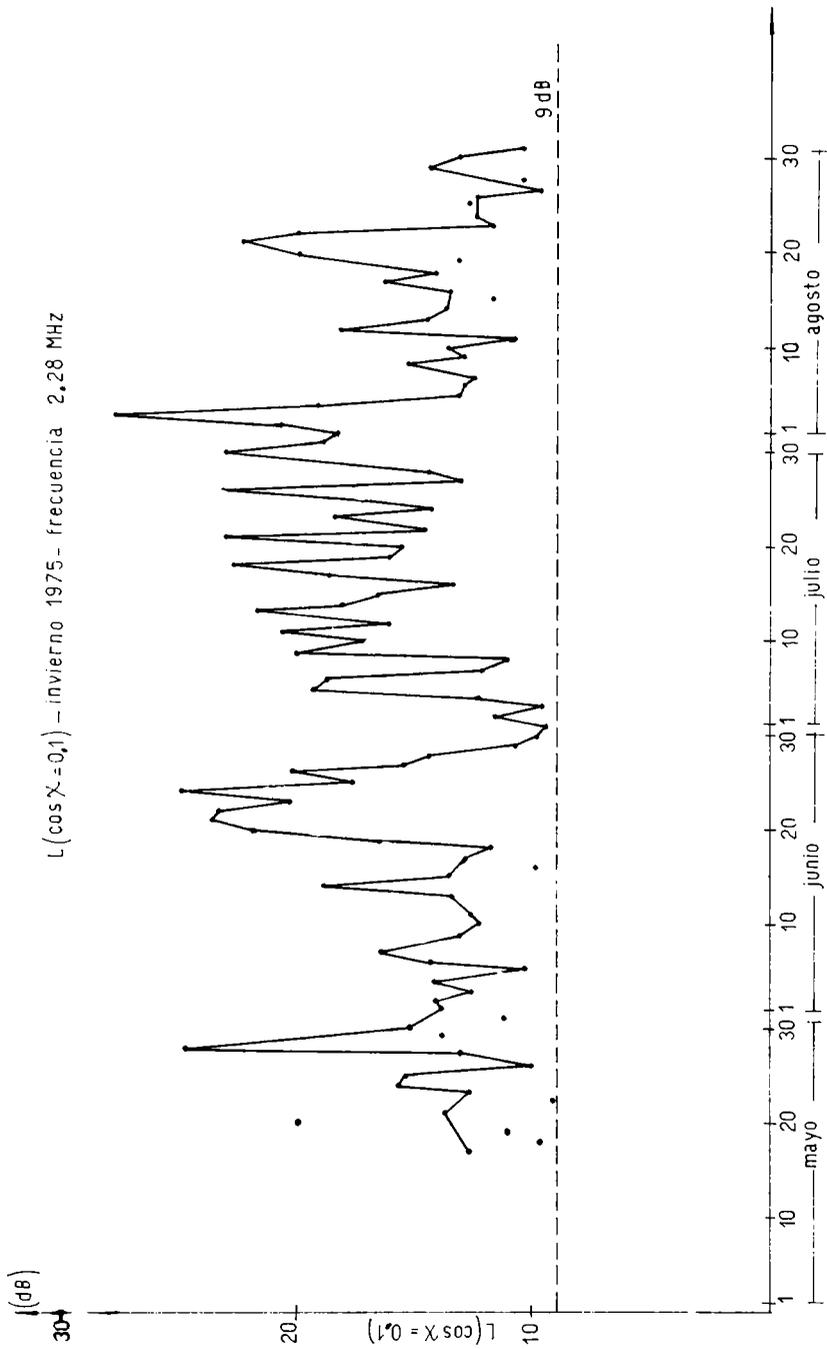


Figura 5: Valores de absorción para un ángulo cenital fijo ($\cos x = 0,1$) para el invierno de 1975.

B I B L I O G R A F I A

- ELLING, W.; GEISWEID, H.K. and SCHWENTEK, 1974: *Shipborn observations of the southern boundary of the winter anomaly in ionospheric absorption, Proceedings of the COSPAR Symposium, Constance, 23 - 26 May, 1973; Edited by K. Rawer, Lower ionosphere structure / Akademie - Verlag, Berlin, 1974, pp. 293 - 303.*
- EVANS, R.E. and JONES, T.B.; 1971: *The absorption of HF radio-waves reflected at oblique incidence from the ionosphere in winter; J. Atmosph. Terr. Phys., Vol. 33, n. 4, pp. 627 - 633.*
- KHASTGIR, S.R.; GANGULY, S. and SAMANTA, S., 1973: *Diurnal variation of ionospheric absorption over Calcutta; J. Geomag. Geoelectr., Vol. 25, pp. 145 - 157.*
- ROTTGER, I. and SCHWENTEK, H., 1974: *A numerical description of the winter anomaly in ionospheric absorption for a sunspot cycle; J. Atmosph. Terr. Phys., Vol. 36, pp. 363 - 366.*
- SCHWENTEK, H., 1966: *The determination of absorption in the ionosphere by recording the field strength of a distant transmitter; Annls. Géophys. Vol. 22, pp. 276 - 288.*
- SCHWENTEK, H., 1971: *The sunspot cycle 1958/70 in ionospheric absorption and stratospheric temperatures; J. Atmosph. Terr. Phys., Vol. 33, pp. 1839 - 1852.*



LAS GRANDES NUBES CONVECTIVAS A SOTAVENTO DE LOS ANDES, SUS CARACTERISTICAS Y SU COMPORTAMIENTO

MARIA ELENA SALUZZI - JOSE MIGUEL NUÑEZ - LAURA PEREZ

Programa Nacional de Lucha Antigranizo
Comisión Nacional de Investigaciones Espaciales

Se analiza la información de radio-eco obtenida por el radar FPS-18, de 10 cm de longitud de onda en sus presentaciones PPI y RHI. Se describen los programas que cumple el radar para obtener la información y asimismo las técnicas de análisis, mostrándose con ejemplos su aplicación y la información resultante. Se obtiene la "nube media máxima" representativa de los casos estudiados y se definen los parámetros que sirven a la construcción de la tabla de probabilidad granicera, mostrándose su marcha y tendencia. Finalmente, se procura caracterizar a las nubes graniceras y de lluvia a través de las diferencias en el comportamiento de la marcha de sus parámetros y de sus perfiles de reflectividad.

FPS-18 radar data from convective clouds echoes are analyzed in both PPI and RHI representations. Programs managed by the radar and the analysis methods are described, and examples of their applications as well as the related information are given.

A "Maximum mean cloud" is obtained from the studied cases and parameters used to compute the "hail-probability table" are defined, their magnitude and trend being shown.

Finally the difference between hail and rain clouds is attempted as a function of their reflectivity profiles and parameters behaviour.

INTRODUCCION

Con la puesta en marcha del radar FPS-18, modificado de acuerdo con las especificaciones estipuladas previamente para asegurar su eficacia en la observación, la planificación de la campaña de estudio que todos los veranos se realiza en la zona norte cultivada de la Provincia de Mendoza, vinculada con el Programa Nacional de Lucha Antigranizo, tomó un cariz diferente y se colocó al nivel requerido para poder llevar adelante la experiencia.

La campaña fue planificada para hacer trabajar en forma coordinada to dos los elementos que resultan imprescindibles para lograr una observación fecunda del comportamiento convectivo.

Los Elementos intervinientes

El Radar FPS-18 cumpliendo programas de observación previamente estipulados.

Las camionetas guiadas que verifican, en tiempo real, la ocurrencia y calidad de la precipitación, simultáneamente con la información del radar.

La mesored que provee información detallada de la precipitación sólida o líquida (extensión, intensidad, duración, etc.) en tiempo diferido.

El servicio de Pronósticos de Tormentas Severas, montado por el Programa Nacional, en la Oficina de Pronósticos del Plumerillo, que formula los pronósticos cada día y cuya concreción implica la realización de tres radiosondeos diarios con la pertinente radiodetección de la fuerza y dirección del viento horizontal en la altura.

Asimismo se coordinó la observación del FPS-18 con el radar Decca T-4 sito en San Martín, en función de vigilancia y aviso de la presencia de ecos en distancia mayores o iguales a 125 km. La armonización de las observaciones obtenidas a partir de los elementos mencionadas permitió realizar el primer intento de caracterizar la actividad convectiva a sotavento de Los Andes en el Norte de Mendoza.

LA INFORMACION OBTENIDA

La más importante, por sus características, de toda la información obtenida (sinóptica, mesometeorológica, etc.) fué sin duda la información de radio-ecos.

Durante la campaña, dentro del período de actividad del FPS-18, se observaron numerosos ecos de tormenta, los que fueron fotografiados en la pantalla repetidora. Después de un minucioso examen de las películas así obtenidas, se eligieron para su análisis las películas correspondientes a las fechas 13/12/65, 15/12/75, 18 y 19/1/76, 28/1/76, 29/1/76, 31/1/76 y 1/2/76. Cada eco de estas tormentas fue estudiado con un promedio de 10 análisis por eco, según el lapso de seguimiento.

Análisis de la Información

Los programas de observaciones aplicados al radar fueron diferentes según la distancia a que se encontraban los ecos.

Sólo se aplicó programa y se fotografió la pantalla repetidora para distancias menores de 75 km desde el asiento del radar. Para distancias mayores la observación fué solo de vigilancia y se concentró especialmente en los ecos que se acercaban a la región experimental.

En esas condiciones los ecos se seleccionan de acuerdo a sus valores de reflectividad Z, eligiendo los de mayor valor a partir de los que tie-

nen por lo menos 10 db., tratando, dentro de lo posible, de seguir la vida natural de la nube durante el mayor lapso. Eligiendo el o los ecos (no se siguen más de 3 zonas simultáneamente y el recorrido se hace en orden cíclico), comienza el programa.

Trabajo en PPI: Sin atenuación, se levanta la antena buscando la zona de mayor reflectividad de la nube, verificando la $Z_{\text{máx}}$. en la presentación A/R.

Situada la zona, se la fija y comienza el programa de fotografía atenuando de 10 db en 10 db hasta la desaparición del eco. Se anota el $Z_{\text{máx}}$. leído en la presentación A/R. Se fija su azimut y por el mismo se pasa al plano RHI.

Trabajo en RHI: Se fotografía, también atenuando de 10 en 10 db, hasta la desaparición del eco. El valor del $Z_{\text{máx}}$. se lee en la presentación A/R. Si hubiera más ecos que cumplieran las condiciones requeridas, se pasa al siguiente en orden cíclico; caso contrario se reinicia el ciclo con el primer eco.

El rango del radar se reajusta siempre para la distancia a que se encuentre el eco.

Para distancias entre 20 y 5 km, el programa es análogo pero el detalle de las observaciones mayor. En efecto, la observación en PPI se comienza con un ángulo de elevación de antena de 8° y se repite el ciclo cada 8° de elevación hasta haber seccionado toda la nube. Por el azimut del último nivel obtenido se pasa al plano RHI, procediéndose como en el caso anterior.

Se determina la ubicación de la $Z_{\text{máx}}$, y se realiza un segundo RHI. Las diferencias en el tratamiento de los ecos, según se encuentren o no próximos al radar, se deben precisamente a la diferencia de calidad y confiabilidad que brinda la información. De las nubes más cercanas es posible extraer más observación y mucho más confiable y lograr así un buen conocimiento de la estructura de las grandes nubes convectivas.

En Figura 1 se muestra un caso de un eco observado en la presentación PPI, cuya distancia al radar fue de más de 20 km, con los detalles de los datos que se calculan en el análisis.

Se define como zona de "grandes gotas" a la zona cuya reflectividad tenga (en función de la distancia y de la calibración del radar) un valor

$$Z \geq 10^3 \text{ mm}^6 \bar{m}^3$$

Para el cálculo del volumen de dicha zona se toma al espesor $H = \text{altura tope} - \text{altura base}$ (NCA en el radiosondeo); para el cálculo del volumen del foco se toma al espesor H , medido en el plano RHI, de la zona de reflectividad

$$Z \geq 10^3 \text{ mm}^6 \bar{m}^3$$

y para el cálculo del volumen de la zona fría, se toma al espesor $H = \text{altura tope} - \text{altura isoterma de } 0^\circ\text{C}$.

La Figura 2 muestra la observación RHI de un eco y su análisis, a partir del cual se obtiene el perfil de reflectividad del eco (Figura 3), sobre el cual se calculan varios parámetros representativos.

EL PROCESAMIENTO DE LA INFORMACION

Se confeccionaron tablas resumen de toda la información obtenida y

ECO. G

FECHA: 29-1-76 RANGO: 15:15
 HORA: 15:32 ELEVACION: 8°

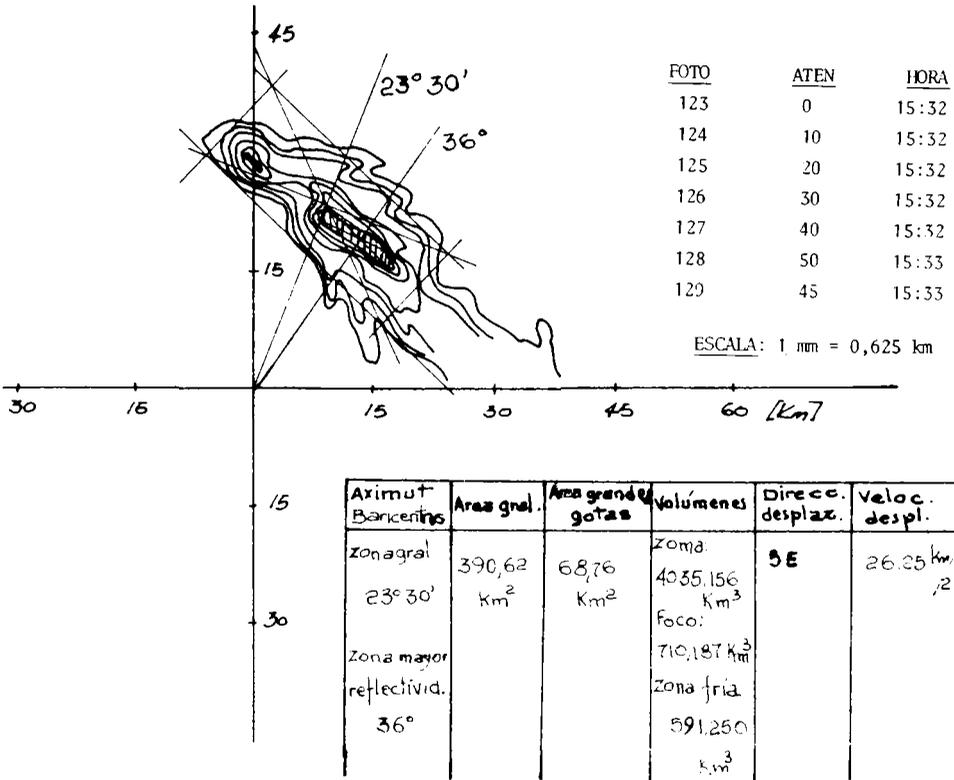


Figura 1: análisis de la presentación en PPI de un eco precipitante de lluvia. Se observan dos zonas de mayor reflectividad, de las cuales la más intensa es la precipitante, los datos numéricos le corresponden.

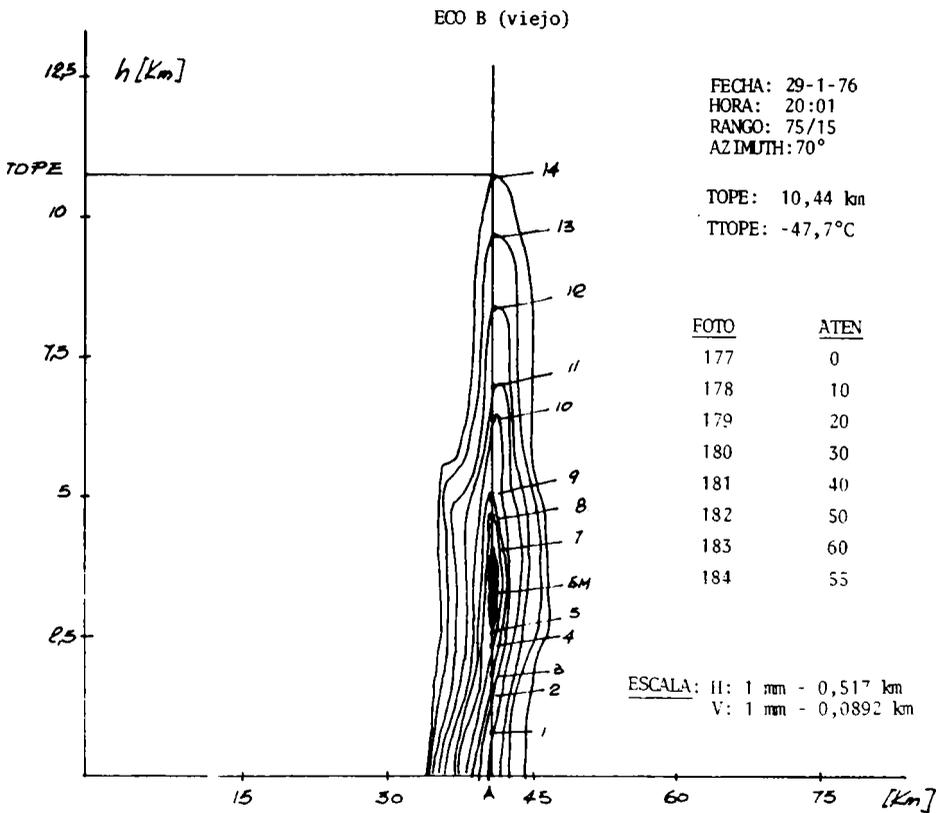


Figura 2: Análisis de la presentación RHI de un eco, minutos antes de que la precipitación sólida alcance el suelo.

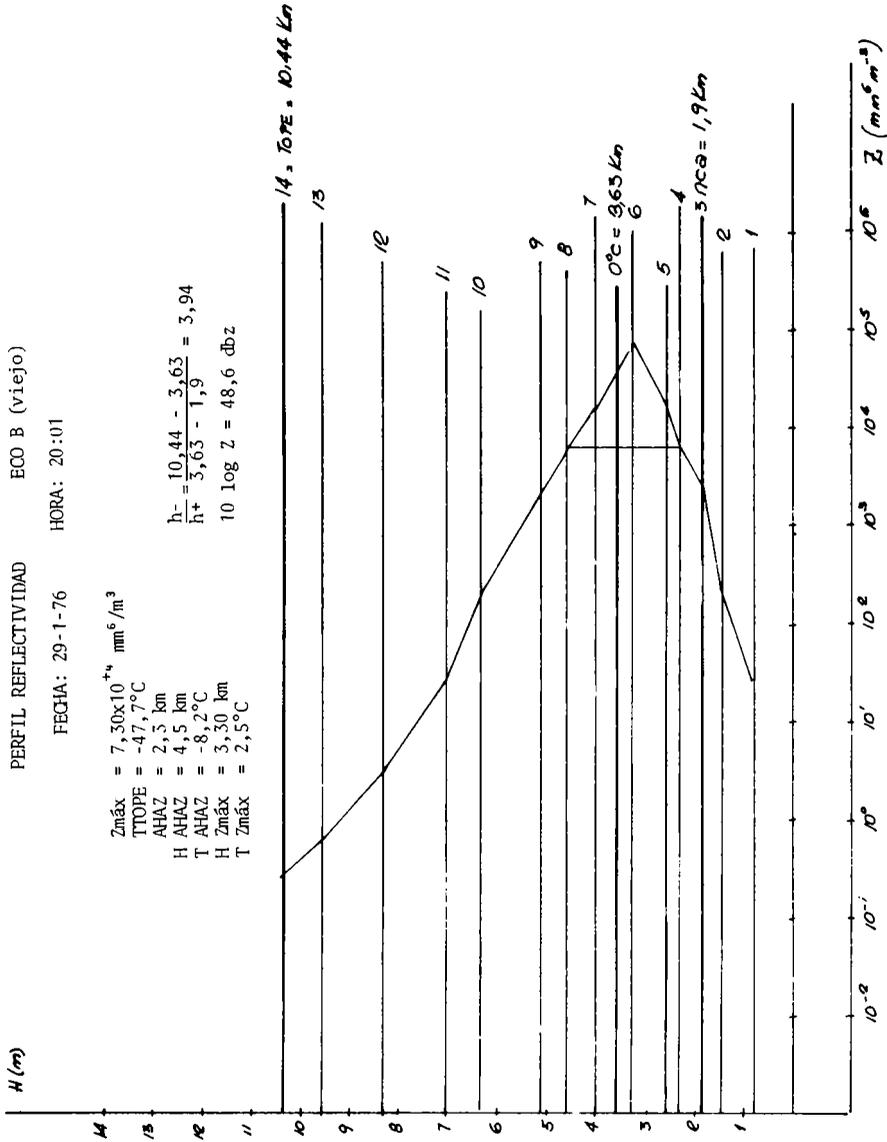


Figura 3: Perfil de reflectividad correspondiente a Figura 2. Muestra la concentración de alta reflectividad que se corresponde con la masa de hidrometeoros sólidos, los que posteriormente formarán cortina hasta el suelo.

procesada, preparatorias de la "tabla de probabilidad granicera" definitiva a la que se arribará incrementando el número de informaciones obtenidas hasta conformar una población representativa.

En PPI: Se anotaron los parámetros, ordenando la información eco por eco y descartando la de aquellos que en ningún momento de su desarrollo alcanzaron una reflectividad mayor o igual a $10^3 \text{ mm}^6 \text{ m}^{-3}$. De cada eco se consideraron todos los PPI tomados con el menor ángulo de elevación de la antena (menor 11°).

En RHI: La información se completó con los parámetros especiales $TZ_{\text{máx}}$ y $TAHAZ$, que combinan los valores de la temperatura del aire libre, obtenidos del radiosondeo más próximo anterior a la hora de la observación, con los niveles leídos en la pantalla del radar, siendo: $TZ_{\text{máx}}$ = temperatura del aire en el nivel del $Z_{\text{máx}}$; $TAHAZ$ = temperatura del aire claro en el nivel superior del espesor $AHAZ$.

Además, como último parámetro a considerar se calculó la relación:

$$\frac{h_-}{h_+} = \frac{\text{nivel Tope} - \text{nivel } 0^\circ\text{C}}{\text{nivel } 0^\circ\text{C} - \text{NCA}}$$

Los valores de algunos parámetros fueron promediados para todos los ecos. Se obtuvo así una "nube media máxima", con los siguientes valores de sus parámetros.

ANCHO: 26,94 km. LARGO: 36,11 km. AREA GENERAL: 812,09 km².
 ALTURA TOPE MAXIMO: 12,170 km. VOLUMEN MEDIO MAXIMO: 7801,580 km³.
 AREA MAXIMA DE LA SUPERFICIE DE GRANDES GOTAS: 26,60 km².
 VOLUMEN MAXIMO DEL FOCO: 94,07 km³.
 VOLUMEN MAXIMO DE LA ZONA FRIA: 439,26 km³.
 $Z_{\text{máx}}$. en PPI = $23604 \text{ mm}^6 \text{ m}^{-3} = 43,729 \text{ dbz}$.
 Ira visión más frecuente: III cuadrante
 última " " " II cuadrante

Esta "nube media máxima", sin sentido físico, nos ofrece, no obstante, los valores de algunos parámetros que serán de interés en la futura acción defensiva, así como un camino preferido de la convección en la zona y la magnitud de los volúmenes de masa nubosa sobre los que habría que actuar.

EL ESTUDIO PARTICULARIZADO DE LOS ECOS

Para intentar clarificar al máximo la conducta de los ecos, se eligieron algunos pertenecientes a las tormentas de los días 18 y 29 de enero de 1976, los que se estudiaron individualmente.

ECOS DE LA TORMENTA DEL 29/1/76: Fue una tormenta de lluvia y granizo en la cual pudieron seguirse, en su historia, 5 ecos, de los cuales se muestra el comportamiento del más interesante: el eco B. Sin embargo es necesario puntualizar que se conoce el comportamiento detallado de todos los demás ecos de la tormenta y existe una buena correlación horaria entre los valores de sus correspondientes parámetros y la precipitación ocurrida.

El eco B de la tormenta del 29/1/76, es posiblemente el eco más interesante de todos los que el radar FPS-18 consiguió estudiar durante la campaña. Su interés radica en el comportamiento del eco, que es realmente complejo, y en la calidad del seguimiento que permitió conocer prácticamente toda su evolución.

El eco B aparece al NW del radar, en zonas donde no hay red, y su seguimiento se realiza mientras sigue su evolución hasta que entra en zonas cubiertas por la red de observaciones. Aparece como 2 grandes zonas, una sola de las cuales (la que tiene valores de Z mayores de 35 db) se sigue.

TORRENTA DEL 18-1-76

ECO D

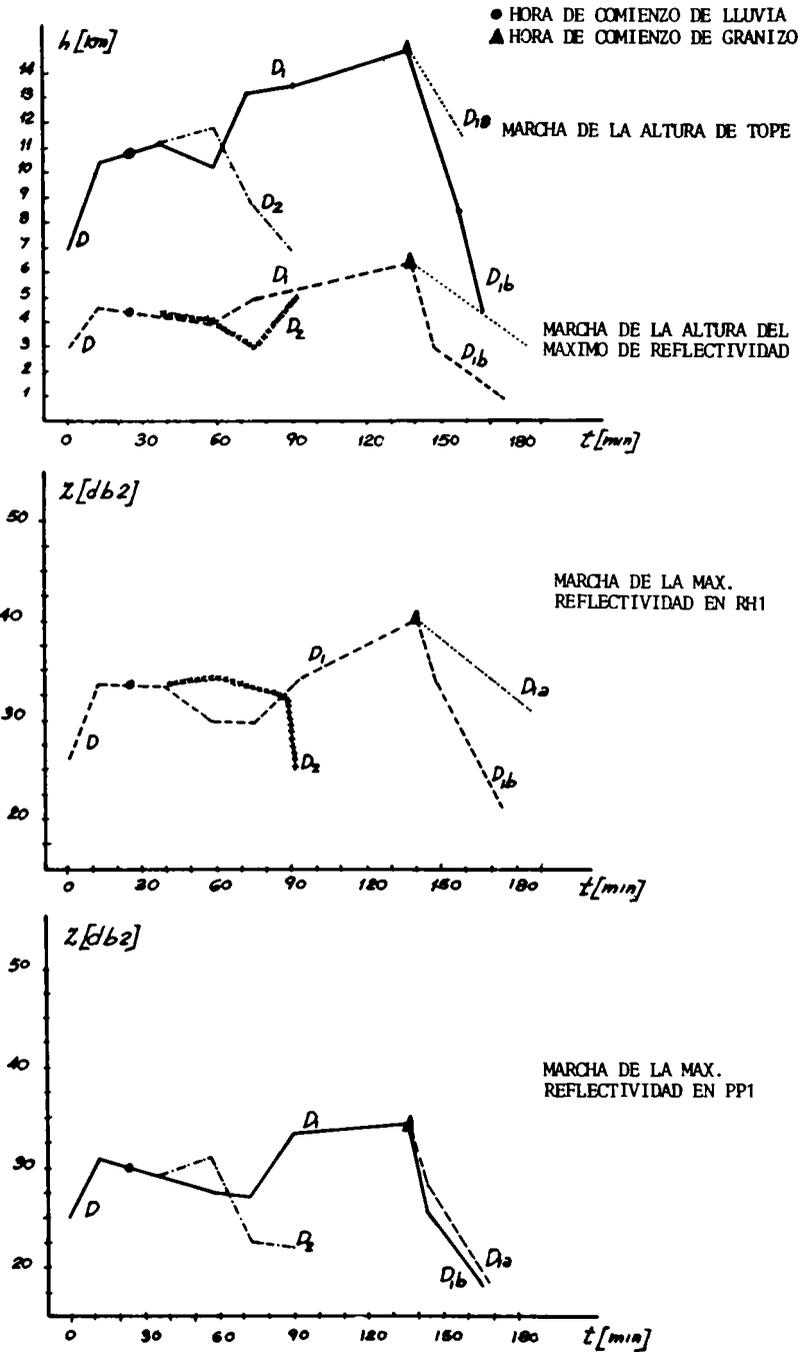


Figura 4: A través de la marcha temporal de varios parámetros, se muestra la compleja historia de un eco que se bifurca y da granizo en el momento previo a una segunda bifurcación.

antiguo eco D, siguiendo la declinación de su intensidad.

La segunda zona reflectante que había aparecido en la masa nubosa (eco D 1) al separarse adquiere gran actividad. A 22.00HL se tiene un registro aislado de granizo en la red de estaciones de observación pero a 22.07 HL éstos registros comienzan a aglomerarse en la red, conformando una intensa manga de granizo. Las observaciones coincidentes del radar permiten conocer el valor de los parámetros en el momento.

Eco D 1

Hora	Zmáx	HZmáx	TZmáx	AHAZ	HAHAZ	TAHAZ	$\frac{h-}{h+}$
	dbz	km	°C	km	km	°C	
22:03	40,11	6,35	-14,5	5,80	8,60	-33,5	3,70 Granizo

Después de este momento de máxima actividad, comienza la declinación del eco D₁, el que se bifurca a su vez en los ecos D_{1a} y D_{1b}. El D_{1b} continúa la historia del D 1, y aparece como nueva zona activa del D_{1a}, aunque en ninguno de los dos parámetros representativos alcanzan el nivel que tuvieron los del eco D 1 (Figura 4).

CONCLUSIONES

Sin duda no se está aún en posesión del número suficiente de observaciones como para construir la tabla de probabilidad granicera. Sin embargo se ha estudiado el comportamiento de la marcha de los parámetros medidos y la conformación y características de los perfiles de reflectividad en los casos de nubes de lluvia y granizo, resultando evidente, a la luz de todos los casos estudiados, la mayor y más rápida organicidad de la nube granicera en contraste con la fluctuación e imprecisión de la nube de lluvia.

También han podido delimitarse, para nuestra zona y nuestro radar, los valores de reflectividad máxima que resultaron indicadores de la presencia de hidrometeoros sólidos y líquidos, o líquidos solamente, en las nubes precipitantes.

En efecto, ninguna nube precipitando lluvia solamente alcanzó los 45 dbz de reflectividad y, además, fueron bastante fluctuantes. Hay un caso de precipitación líquida con 27 dbz de reflectividad pero la correspondencia horaria no es totalmente convincente. En estas condiciones se ha adoptado el valor de 30 dbz como indicador de la presencia de LLUVIA cayendo en la nube y el valor de 25 dbz como indicador presuntivo de la ocurrencia de precipitación líquida. La mayor intensidad de la lluvia puede llevar los valores de reflectividad hasta más de 40 dbz, pero no se observó ningún caso que alcanzara los 45 dbz.

Las nubes graniceras mostraron siempre valores de reflectividad mayores, sin embargo hay un caso de poco más de 40 dbz con denuncias de granizo. En estas condiciones se ha adoptado el valor de 45 dbz como indicador de la presencia de PIEDRA cayendo en la nube y el valor de 35 dbz como indicador presuntivo de la posible ocurrencia de granizo.

Evidentemente, en el intervalo 35 dbz - 45 dbz se da la posibilidad de que la nube evolucione de una u otra manera. Siguiendo la marcha de esa evolución (en función de su rapidez y regularidad) se tendrá un posible indicador presuntivo del resultado de esa evolución. Sin embargo, estas evidencias de la conducta natural de las grandes nubes correctivas deben ser

confirmadas o rectificadas cuando aumente la población de nuestras observaciones.

Asimismo pudieron corroborarse dos diferentes modos de comportamiento, ya conocidos en la literatura: la alta probabilidad granicera de los ecos que se bifurcan (caso del eco D del 18/1/76, especialmente del eco cuya aparición se registra en segundo término); y la alta probabilidad granicera de los ecos que son el resultado del ensamblamiento de dos ecos previamente diferentes (caso del eco B del 29/1/76, que además evidencia ambos procesos manteniendo su carácter de eco granicero).

En resumen: el granizo, aparece como el natural resultado de un proceso termodinámico dotado de un alto grado de organicidad y un apreciable y continuo ritmo de evolución. Si pudiéramos marcar objetivamente las pautas temporales de ese proceso y, asimismo, cuantificar los valores de diversos parámetros termodinámicos (Humedad superficial, valores de la corriente ascendente, perfil de la cortante, etc.) a partir de los cuales es posible un proceso de tales características, pensamos que estaríamos en condiciones de modelar de modo más real y, a través de los resultados de la modelación, comprender el proceso en profundidad. Trataremos de hacerlo.

B I B L I O G R A F I A

- ATLAS, D., 1964: *Advances in radar Meteorology. Advances in Geophysics Vol. 10*, pp. 317-478.
- BROWNING, K.A. 1975: *The structure and mechanism of hailstorms-National Center for Atmospheric Research, Boulder, Colorado VII a. 1 - 106.*
- ENGLISH, M. 1973: *Alberta hailstorms, Part II: Growth of large hail in the storm. Meteor. Monograph, 14 (36)*, pp. 37-98.
- MARWITZ, J.D. 1972 a, b y c: *The structure and motion of severe hailstorms. Part I, II and III, Journal Applied Meteor. pp. 11, 166-179, 180-188, 189-201.*
- SULAKVELIDZE, G.K. BIBI LASHVILI H. SH., LAPCHERA V.P. 1967: *Formation of precipitation and modification of hail processes. Translated by Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem, pp. 209.*



CARACTERISTICAS DEL CAMPO MAGNETICO TERRESTRE EN EL PALEOZOICO TARDIO

DANIEL ALBERTO VALENCIO

Departamento de Ciencias Geológicas
Universidad de Buenos Aires

Las características del campo magnético terrestre en el Paleozoico tardío y el Mesozoico temprano han quedado registradas en una secuencia de sedimentitas y rocas ígneas aflorantes en las cercanías de la localidad de Paganzo, Provincia de la Rioja, Argentina.

En el Pérmico, el campo magnético terrestre se comportó como un oscilador estable y presentó predominantemente una polaridad opuesta a la actual (Intervalo Magnético Kiaman); este comportamiento se vió temporariamente interrumpido en el Pérmico Medio (262 m.a.) por un lapso de corta duración en el cual el campo magnético terrestre tuvo polaridad normal (Evento Quebrada del Pimiento). Los datos paleomagnéticos de rocas de América del Sur indican que el campo terrestre fue, en promedio, dipolar y geocéntrico en el Pérmico Medio y Superior.

Un neto cambio en el comportamiento del campo magnético terrestre se define hacia fines del Pérmico. Este cambio está netamente registrado en la secuencia citada: el campo deja de ser estable, se presentan frecuentes excursiones y cambios en su polaridad y se tornan importantes otros campos componentes diferentes del dipolar y geocéntrico.

The characteristics of the geomagnetic field in the late Palaeozoic and early Mesozoic are recorded within a sequence of red beds and igneous rocks which crop out close to the Paganzo Village, Province of La Rioja, Argentina.

The geomagnetic field acted as a stable oscillator and had predominant reversed polarity in Permian times (Kiaman Magnetic Interval); this behaviour was interrupted in Middle Permian times (262 m.y.) by a short event of normal polarity (Quebrada del Pimiento Event). Palaeomagnetic data for South America indicate that the geomagnetic field was, on average, dipolar and geocentric in the Middle and Upper Permian.

A neat change in the behaviour of the geomagnetic field is defined at the end of the Permian. This change is clearly recorded in the sequence of Paganzo rocks: the geomagnetic field became unstable, had frequent excursions and reversals and the dipolar and geocentric field became less predominant.

INTRODUCCION

El estudio de la remanencia magnética de ciertas rocas de la corteza terrestre ha permitido definir características del campo magnético terrestre no definidas previamente por la observación directa. De ellas la más notable es la de sus cambios de polaridad con el tiempo.

Estudios paleomagnéticos realizados en rocas de diferentes orígenes han permitido realizar análisis de reversiones de polaridad del campo magnético terrestre ocurridos en el tiempo geológico. Así ha sido sugerido que la duración del proceso durante el cual este pasa de una polaridad a la otra es del orden de un par de miles de años (4.000, Dunn et al, 1971; 2.000, Larson et al, 1971; y 1.000 años Kawai et al, 1975a, b). Si bien existe coherencia en el orden de magnitud de estas cifras, no es posible definir si la discrepancia en las mismas se debe a que el comportamiento del campo magnético terrestre no ha sido el mismo durante sus reversiones de polaridad o a una incertidumbre en la valoración de las edades relativas de las rocas empleadas. Cox, 1969, ha demostrado que la intensidad del momento dipolar ha tenido una variación cíclica en la última decena de miles de años, con un período del orden de los 10.000 años. Luego la duración del proceso durante el cual el campo magnético terrestre cambia su polaridad es menor que el período de oscilación del momento dipolar.

Por otra parte, estudios paleomagnéticos realizados en rocas en las cuales se ha registrado una reversión en la polaridad del campo magnético terrestre han indicado que, en la gran mayoría de los casos, su intensidad disminuye durante tales procesos (Curary, 1968, Goldstein et al, 1969; McElhinny, 1970). Ello condujo a pensar que ésta era una característica intrínseca del campo magnético terrestre durante los mismos. Sin embargo Shaw, 1975, encontró que el campo fue estable e intenso durante una reversión de polaridad registrada en lavas de Islandia, lo que sugiere que el mismo puede tener un tercer estado metaestable el que sería menos frecuente que aquellos correspondientes a sus períodos de polaridad normal y reversa.

El conocimiento del comportamiento del campo magnético terrestre durante una reversión de polaridad es de singular importancia para valorar los modelos básicos que han sido propuestos para explicar sus causas. Uno de éstos supone que el campo dipolar se mantiene predominantemente axial pero decrece en intensidad alcanzando intensidades del mismo orden que el no dipolar, el cual en ciertos momentos puede incluso superarlo (Cox, 1969 y Larson et al, 1971). Otro de los modelos postula que durante una reversión de polaridad el campo no dipolar mantiene su relación respecto al campo total (Creer, 1970 y Creer e Ispir, 1970). De acuerdo al primero de los modelos es de esperar que los caminos polares registrados durante una misma reversión de polaridad en diferentes lugares geográficos deben ser diferentes. Por el contrario de acuerdo al segundo modelo, los caminos polares registrados durante una misma reversión en diferentes lugares deben ser similares. Luego los estudios paleomagnéticos pueden aportar datos para valorar estos modelos. Para ello bastaría con comparar los registros paleomagnéticos de rocas de igual edad provenientes de localidades suficientemente alejadas entre sí en las cuales se haya grabado una misma reversión de polaridad del campo magnético terrestre. Dagley y Lawley, 1974, han estudiado los valores paleomagnéticos obtenidos durante más de veinte reversiones de polaridad; los autores concluyen que ninguno de los modelos básicos puede explicar los valores observados durante las reversiones en cuestión y que para ello es necesario combinar las características de ambos. Sin embargo es de destacar aquí que la comparación de registros no es siempre segura pues se corre el riesgo de cotejar reversiones diferentes, riesgo que es tanto

más grande cuanto mayor sea la frecuencia de las reversiones en el lapso comparado. Recientemente Hillhouse y Cox, 1976, han encontrado que los caminos polares correspondientes a sendos registros de la transición de polaridad ocurrida hace 700.000 años (Epoca Reversa de Matuyama a Epoca Normal de Brunhes) obtenidos en Japón y América del Norte son completamente diferentes.

El estudio paleomagnético de rocas cuyas edades están bien definidas permite conocer la cronología de las reversiones del campo magnético terrestre a lo largo del tiempo geológico. Así ha sido posible definir con suficiente detalle el cuadro de reversiones de polaridad en el Cenozoico Superior (0-4,5 millones de años, Figura 1, Valencio, 1976a) y en el Paleozoico Superior (225-315 millones de años, Figura 2, Valencio y Mitchell, 1972 a y b y Valencio, 1976 b). La cronología indicada en la Figura 1 es básicamente la sugerida por Cox, 1969, en la cual se han introducido las modificaciones sugeridas por la información publicada con posterioridad (Valencio et al, 1975). El análisis de la misma indica que las características más notables del campo magnético terrestre en los últimos 4,5 millones de años, en lo que a su polaridad se refiere, son: i) la duración de los períodos en los cuales el mismo mantuvo predominantemente una polaridad (Épocas) es del orden de un millón de años; ii) los períodos de breve duración (Eventos, del orden de los 50.000 años), durante los cuales el campo terrestre tuvo polaridad opuesta a la correspondiente a la Epoca magnética respectiva, son numerosos (13) y iii) la duración promedio de un período de igual polaridad es del orden de 150.000 años. La Figura 2 muestra que las características del campo magnético terrestre en el Paleozoico tardío han sido sensiblemente diferentes a las del Cenozoico Superior. Los datos disponibles sugieren que el mismo tuvo predominantemente polaridad reversa durante un período del orden de los 60 millones de años (Intervalo Magnético Kiaman); dentro de este intervalo sólo se han definido dos breves lapsos en los cuales el campo magnético terrestre tuvo polaridad normal: en la transición permo-carbónica (Evento Oak Creek) y en el Pérmico Medio (Evento Quebrada del Pimiento, Valencio, 1970, y Valencio y Mitchell, 1972 a y b). Este diferente comportamiento del campo magnético terrestre en lo que a sus polaridades se refiere indica que las condiciones que rigen su origen han cambiado a través del tiempo geológico. El Intervalo Magnético Kiaman finaliza hacia el fin del Pérmico (Tatariano alto) o el inicio del Triásico (Sintiano bajo), con el inicio de un período de frecuentes cambios de polaridad (Zona Illawarra).

El cuadro de reversiones del campo magnético terrestre en el Paleozoico tardío ha sido compuesto sobre la base de estudios paleomagnéticos individuales realizados con rocas provenientes de diferentes países. Por ello es de singular importancia la realización de estudios en secciones geológicas individuales que abarquen sino todo, una buena parte de la escala de tiempo cubierta por el Intervalo Magnético Kiaman. Ello permitirá tener un registro continuo del campo magnético terrestre en el cual se podrá observar con detalle sus variaciones en el tiempo y definir su comportamiento con más fundamento y sin introducir hipótesis adicionales. En el Noroeste de la República Argentina se presentan secuencias de sedimentitas y magnatitas aptas para el estudio paleomagnético, las que han sido asignadas al Paleozoico tardío y Mesozoico temprano. En este trabajo se discuten los resultados obtenidos del estudio de una secuencia de unos 600 metros de estas rocas dando particular énfasis al aporte de los mismos a la definición de las características del campo magnético terrestre en ese entonces.

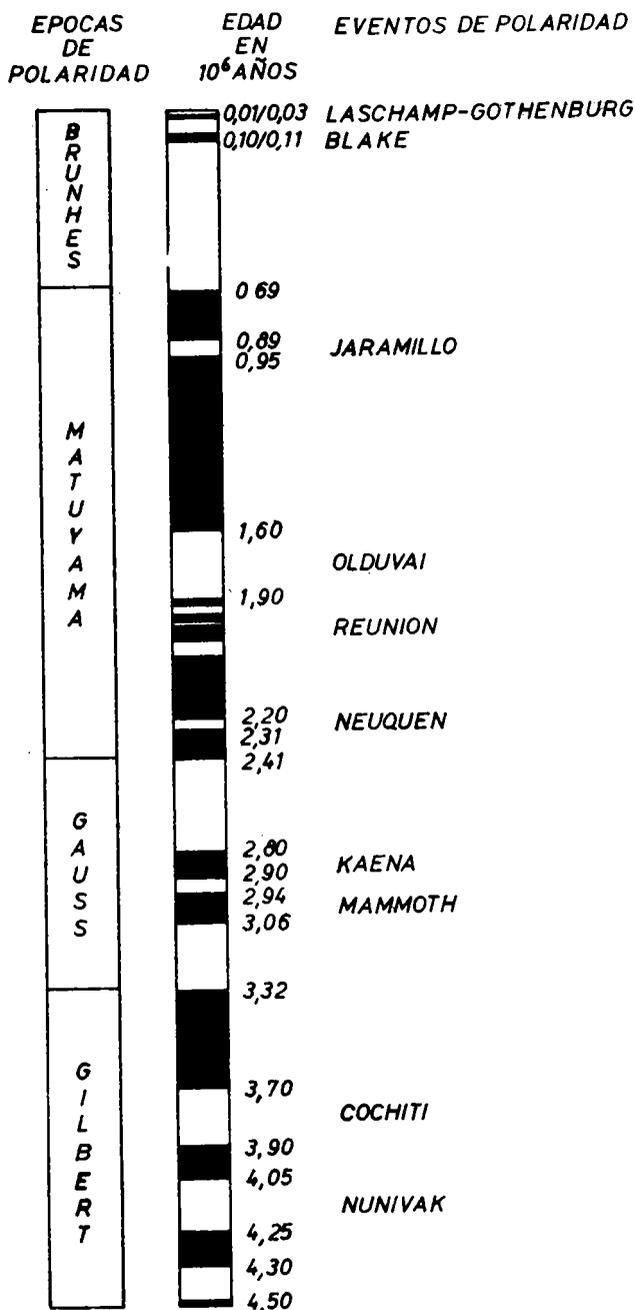


Figura 1: Cronología de las reversiones de polaridad del campo magnético terrestre en el Cenozoico tardío (Valencio, 1976a). Los períodos de polaridad normal y reversa han sido individualizados por blanco y negro respectivamente.

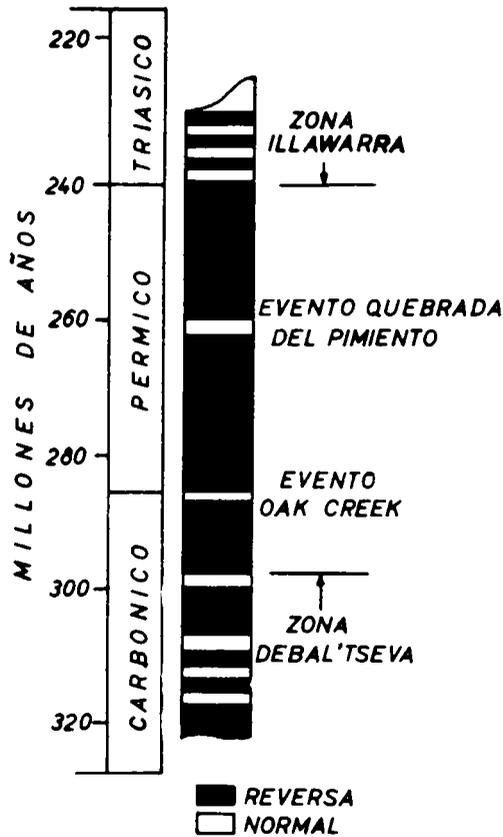


Figura 2: Cronología de las reversiones de polaridad del campo magnético terrestre en el Paleozoico tardío y Mesozoico temprano (Valencio, 1976b). Los períodos de polaridad normal y reversa han sido individualizados por blanco y negro respectivamente.

RESULTADOS OBTENIDOS Y DISCUSION

El estudio paleomagnético cubrió una secuencia de sedimentos rojos y un cuerpo intrusivo basáltico aflorantes en las cercanías de la población de Paganzo, en la Provincia de la Rioja, los cuales han sido incluidos en la Sección Media (Paganzo II) y Sección Superior (Paganzo III) del Grupo Paganzo. Hay consenso en aceptar que las sedimentitas de la Sección Superior se apoyan discordantemente sobre la Sección Superior. Sin embargo en la secuencia estudiada esta discordancia no es visible.

Evidencias geológicas indican que la sedimentación de la Sección Inferior (Paganzo I) del Grupo Paganzo se inició en el Carbónico. Sobre la base de datos paleomagnéticos Valencio, 1972, y Valencio y Mitchell, 1972 b, han sugerido una edad carbónica tardía para sedimentitas de la Sección Media aflorantes en Huaco y Los Colorados y una edad más joven que carbónica tardía pero más vieja que pérmica media, para sedimentitas de la misma sección aflorantes en las cercanías de la localidad de Paganzo. Determinaciones radiométricas realizadas en diferentes laboratorios han indicado una edad potasio-argón media de 266 ± 7 millones de años (Pérmico Medio) para el cuerpo ígneo intrusivo presente en la base de la secuencia aquí estudiada. Ello sugiere una edad mínima pérmica media para la sección sedimentaria asociada; se considera razonable entonces admitir una edad pérmica media baja o pérmica temprana alta para los estratos inferiores de la Sección Media aflorantes en las cercanías de la localidad de Paganzo. En cuanto a la Sección Superior del Grupo Paganzo hay consenso general en asignarle una edad triásica más vieja que triásica media.

Se recolectaron 182 muestras de mano orientadas a lo largo de un perfil de unos 600 metros de las Secciones Media y Superior del Grupo Paganzo. Los mejores afloramientos en esta secuencia se presentan en su parte superior; puede decirse que el muestreo se realizó sistemáticamente con un intervalo de 2 metros en los últimos 300 metros de la misma. Un estudio paleomagnético detallado permitió aislar el magnetismo remanente estable (primario) de la gran mayoría de estas muestras (Valencio et al, 1976). En la Figura 3a se han representado los valores medios de la declinación (D) e inclinación (I) de la magnetización remanente estable de cada una de las muestras en función de su posición estratigráfica en la sección estudiada; en ella puede observarse el comportamiento totalmente diferente de estos parámetros por debajo y encima del nivel correspondiente a las muestras individualizadas con los números 6203-6204. Obsérvese que para los niveles inferiores a éste los valores medios de D indican una orientación del campo magnético terrestre predominantemente Sur y los de I son positivos; nótese también que los mismos presentan oscilaciones menores alrededor de los valores medios de 190° y 55° , respectivamente. Ello sugiere que el campo magnético terrestre tuvo polaridad reversa y se comportó como un oscilador estable durante el período en el cual las sedimentitas presentes en dichos niveles adquirieron su magnetización remanente primaria. Este comportamiento sólo se vió alterado por una desviación del campo hacia orientación Norte e inclinaciones negativas en el intervalo definido entre las muestras números 6158 y 6164. Por el contrario por encima del nivel estratigráfico correspondiente a las muestras 6203-6204 el campo magnético terrestre sólo tuvo comportamiento estable durante el intervalo definido entre los niveles estratigráficos correspondientes a las muestras 6214 y 6223. Fuera de él son frecuentes los cambios bruscos de D desde valores correspondientes a una orientación de campo Sur a Norte y viceversa y de I de valores negativos a positivos y viceversa.

El campo magnético terrestre, además de sus cambios de polaridad, puede verse afectado por colapsos en su componente dipolar los cuales no lle-

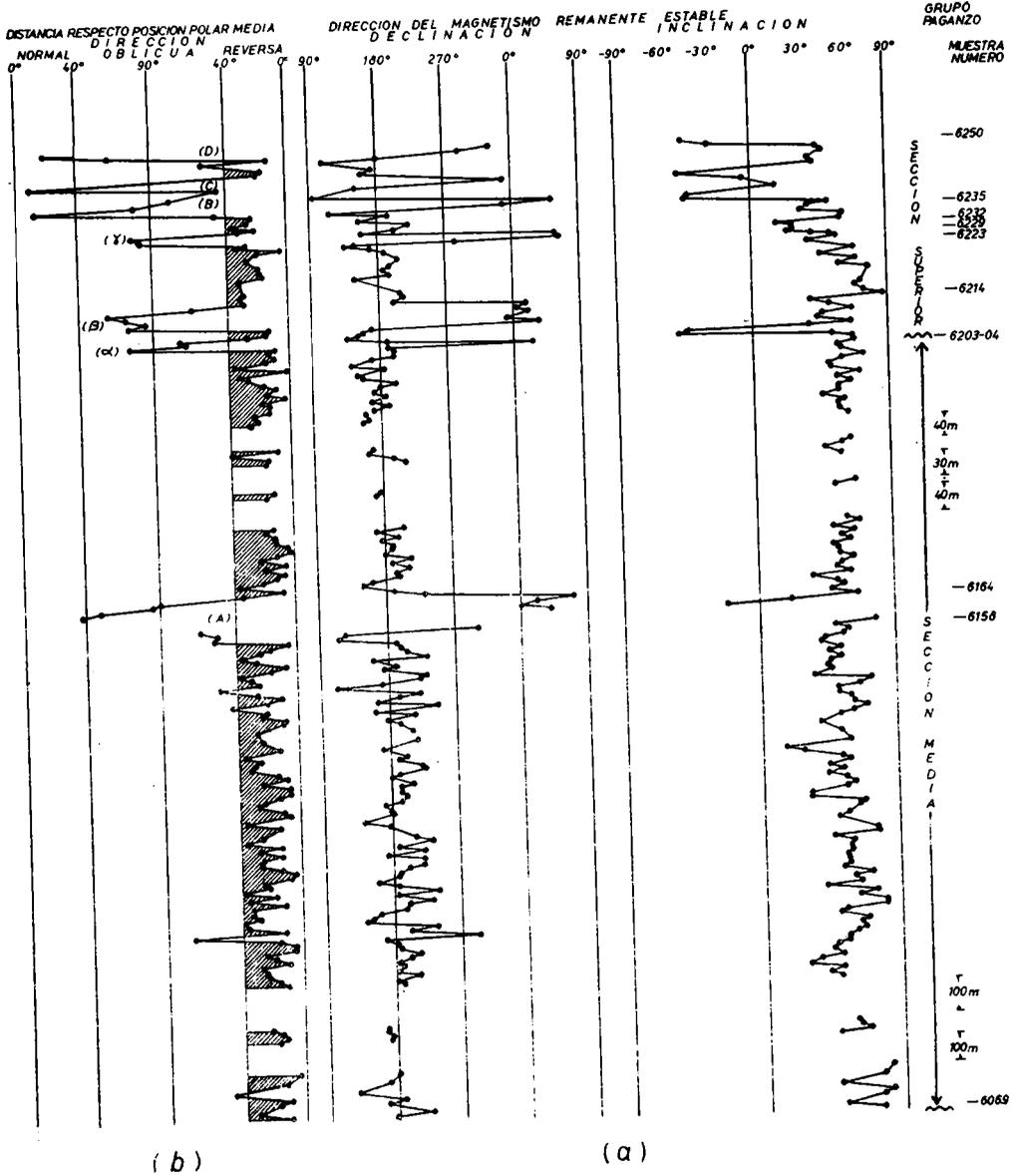


Figura 3 (a): Dirección del magnetismo remanente estable de las muestras de las Secciones Media y Superior del Grupo Paganzo recogidas en las cercanías de la localidad homónima en función de las posiciones estratigráficas de las mismas.

(b) Clasificación de dichas direcciones de acuerdo al criterio de McElhinny et al, 1974. Ambos gráficos han sido obtenidos de Valencio et al, 1976.

gan a una reversión de su polaridad y son seguidos por una resurrección de dicha componente en el sentido que tenía antes del mismo (Lawley, 1970). Luego es de esperar que las direcciones intermedias registradas en las sedimentitas del Grupo Paganzo (aquéllas que se alejan de las correspondientes a un campo magnético terrestre de polaridad normal o reversa en el Paleozoico tardío) pueden corresponder a un proceso durante el cual el campo cambió su polaridad (direcciones transicionales) o bien estar asociadas a desviaciones bruscas (excursiones) asociadas a colapsos en el campo dipolar (desviaciones sistemáticas). En la Figura 3b las direcciones de la remanencia estable de las muestras de las Secciones Media y Superior del Grupo Paganzo han sido clasificadas como intermedias (oblicuas) cuando la posición de los polos geomagnéticos virtuales, calculados a partir de las mismas, dista más de 40° respecto de las respectivas posiciones polares promedio de todas las muestras de cada Sección (McElhinny et al, 1974). De la comparación de los gráficos a y b de la Figura 3 surge que las direcciones intermedias registradas en las muestras 6158 a 6164 (A) y 6235 a 6250 (B, C y D) son transicionales y aquellas correspondientes a las muestras números 6203 a 6214 (α , β) y 6229 a 6232 (γ) son desviaciones sistemáticas. Particularmente la transición A debe correlacionarse con el Evento Quebrada del Pimiento, de polaridad normal, (Pérmico Medio 262 m.a., Figura 2) definido a partir del magnetismo remanente estable de la Formación homónima aflorante en la Provincia de Mendoza; las transiciones B, C y D deben correlacionarse con los frecuentes cambios de polaridad que definen la Zona Illawara (Pérmico Superior tardío-Triásico Inferior temprano). Luego el neto cambio en el comportamiento del campo magnético terrestre definido a partir del nivel correspondiente a las muestras 6203-6204 permite definir la transición entre la Sección Media (Pérmica) y la Sección Superior (Triásica) del Grupo Paganzo no visible en la localidad estudiada.

La posición del polo paleomagnético calculado para la Sección Media del Grupo Paganzo, a partir de las muestras que en este estudio presentan remanencias magnéticas reversas o normales, es: 78° Sur 249° Este ($N = 120$, $\alpha_{95} = 3^\circ$, SAP_7 , Valencio et al, 1976). La Figura 4 muestra la proximidad de SAP_7 con los polos paleomagnéticos de edad pérmica media bien definida (SAP_5 , Valencio, 1969, y SAP_6 , Vilas 1969) de América del Sur; estos polos fueron calculados en estudios realizados con rocas provenientes de la Provincia de Mendoza. Ello indica que el campo magnético terrestre durante el Pérmico Medio fue predominantemente dipolar y geocéntrico en América del Sur y que desde ese entonces no ha habido movimientos relativos entre las áreas en las cuales se recolectaron las muestras utilizadas en esos estudios.

La Figura 4 muestra que las posiciones de los polos paleomagnéticos de edad pérmica media ya mencionados son muy próximos a aquella correspondiente a la del polo paleomagnético de edad pérmica tardía de América del Sur (SAP_1 , Creer et al, 1970) calculado a partir de la remanencia estable de sedimentitas de Provincia de Buenos Aires. Ello sugiere que la dipolaridad y geocentricidad del campo magnético terrestre en el Pérmico Medio se extendió hasta el Pérmico Superior e incluye a la Provincia de Buenos Aires entre las zonas de América del Sur que no tuvieron movimientos relativos entre sí desde ese entonces. Además indica que América del Sur no tuvo movimientos respecto del polo geográfico entre el Pérmico Medio y el Superior, manteniendo básicamente su posición latitudinal (período casi estático).

La transición de polaridad correspondiente al Evento Quebrada del Pimiento puede ser utilizada para definir el comportamiento del campo magné-

tico terrestre durante un proceso de tal naturaleza. Su ubicación en la escala de tiempo (Figuras 2 y 3), en medio de un largo intervalo en el cual el campo magnético terrestre mantuvo polaridad reversa, facilita su individualización. Ello posibilita la comparación de registros paleomagnéticos de este Evento obtenidos en diferentes áreas geográficas y disminuye a un mínimo, sino evita, la probabilidad de comparar erróneamente transiciones no exactamente coetáneas. La Figura 5 muestra el camino definido por los polos geomagnéticos virtuales durante las transiciones del campo magnético terrestre registradas en las sedimentitas del Paganzo y correspondientes al Evento Quebrada del Pimiento, desde su estado de polaridad reversa (6160) al de polaridad normal (6161-6162) y regreso nuevamente a su estado reverso original (6165). La comparación del mismo con los caminos definidos del estudio sistemático de otras secuencias de rocas de edad pérmica media de otros lugares geográficos permitirá conocer cual ha sido el comportamiento del campo magnético terrestre durante la transición que nos ocupa.

AGRADECIMIENTOS

El autor agradece a la Universidad de Buenos Aires y al Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas por la ayuda brindada, merced a la cual fue posible la realización del presente trabajo.

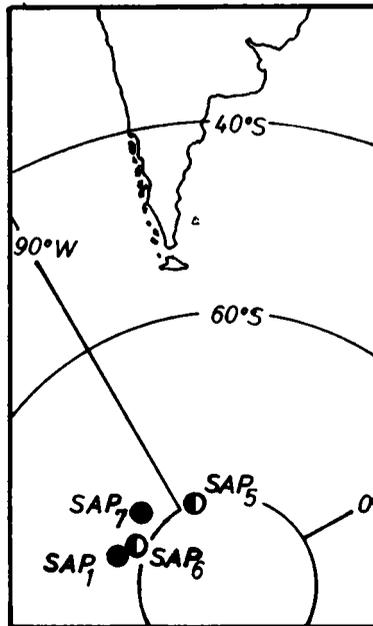


Figura 4: Comparación de la posición polar obtenida para la Sección Media del Grupo Paganzo aflorante en las inmediaciones de la localidad homónima (SAP₇) con las correspondientes a otros polos paleomagnéticos de edad pérmica bien definida de América del Sur. Referencias en el texto.

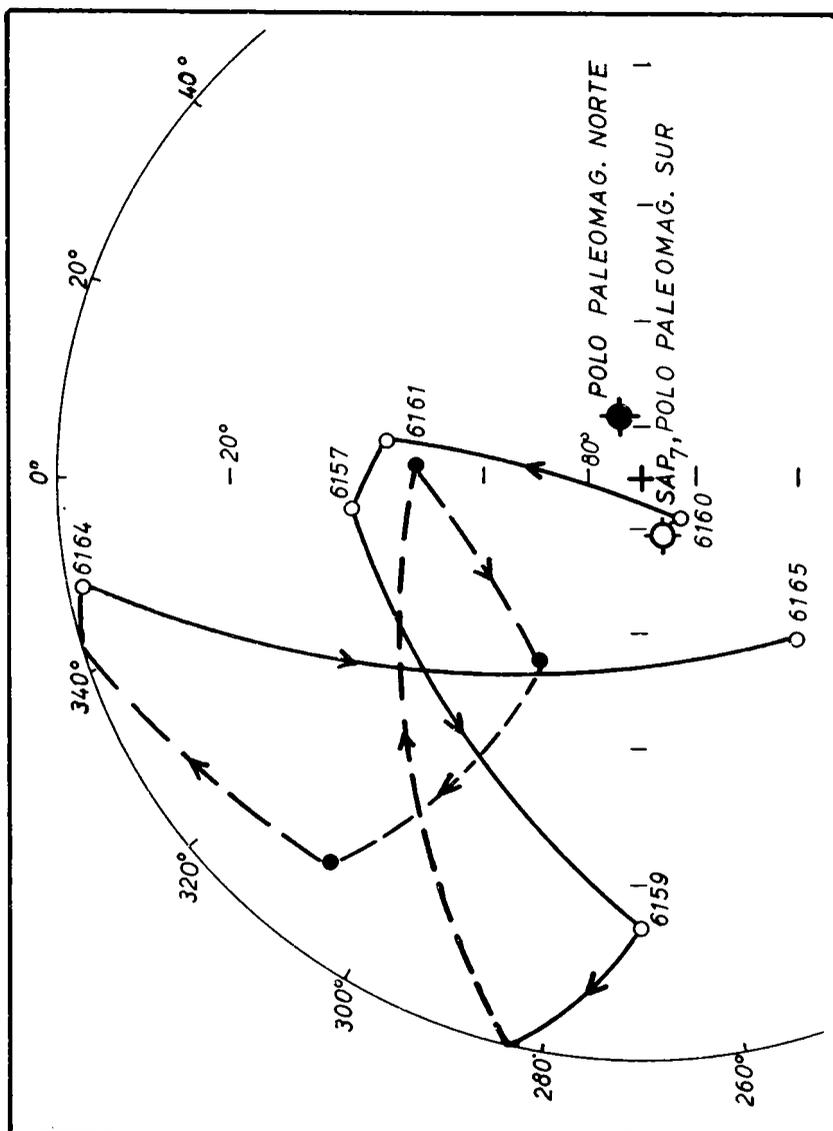


Figura 5: Camino polar correspondiente a las transiciones de polaridad del campo magnético terrestre registradas en rocas de la Sección Media del Grupo Paganzo y asignadas al Evento Quebrada del Pimiento (Pérmico Medio, 262 millones de años, Valencio et al, 1976). El mismo ha sido representado utilizando una proyección estereográfica; el tramo de trazo continuo corresponde al hemisferio superior de la proyección; el de trazo cortado al hemisferio inferior.

B I B L I O G R A F I A

- COX, A., 1969: *Geomagnetic reversals*; *Science*, Vol. 163, pp. 237-245.
- CREER, K.M., 1970: *Dipole characteristics of reversing geomagnetic field*; *Amer. Geophys. Union, Annual Meeting, Washington, D.C., April, 1970*, GP 11.
- CREER, K.M. e ISPIR, Y., 1970: *An interpretation of the behavior of the geomagnetic field during polarity transitions*; *Phys. Earth Planet. Int.*, Vol. 2, pp. 283-293.
- CREER, K.M., EMBLETON, B.J.J. y VALENCIO, D.A. 1970: *Triassic and Permo - Triassic palaeomagnetic data from South America*; *Earth Planet. Sci. Lett.*, Vol. 8, pp. 173-178.
- DAGLEY, P. y LAWLEY, E., 1974: *Paleomagnetic evidence for the transitional behavior of the geomagnetic field*; *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, Vol. 36 pp. 577-598.
- DUNN, J.R., FULLER, M., ITO, H. y SCHMIDT, 1971: *Paleomagnetic study of a reversal of the Earth's Magnetic Field*; *Science*, Vol. 172, pp. 840-845.
- GOLDSTEIN, M.A., STRANGWAY, D.W. y LARSON, E.E., 1969: *Paleomagnetism of a Miocene transition zone in Southeastern Oregon*; *Earth Planet. Sci. Lett.* Vol. 7, n.3, pp. 231-239.
- GURARY, G.Z., 1969: *Some data on the character of the geomagnetic field at the time of an inversion*; *Adad. Nauk, S.S.R., Doklady*, Vol. 178, n.5, pp. 1065-1068.
- HILLHOUSE, J. y COX, A., 1976: *Brunhes-Matuyama polarity transition*; *Earth Planet. Sci. Lett.*, Vol. 29, pp. 51-64.
- KAWAI, N., NAKAJIMA, T., HIROOKA, K. y KOBAYASHI, K., 1973a: *The transition of field at the Brunhes and Jaramillo boundaries in the Matuyama geomagnetic epoch*; *Proc. Japan Acad.*, Vol. 49, pp. 820-824.
- KAWAI, N., NAKAJIMA, T., YASHAWA, K., HIROOKA, K., y KOBAYASHI, K., 1973b: *The oscillation of field in the Matuyama geomagnetic epoch*; *Proc. Japan Acad.*, Vol. 49, pp. 619-622.
- LARSON, E.E., WATSON, D.E. y JENNINGS, W., 1971: *Regional comparison of a Miocene geomagnetic transition in Oregon and Nevada*; *Earth Planet. Sci. Lett.*, Vol. 11, n.5, pp. 391-400.
- LAWLEY, E.A., 1970: *The intensity of the geomagnetic field in Iceland during Neogene polarity transitions and systematic deviations*; *Earth Planet. Sci. Lett.*, Vol. 10, pp. 145-149.
- McELHINNY, M.W., 1970: *Palaeomagnetism of the Cambrian Purple Sandstone from the Salt Range, West Pakistan*; *Earth Planet. Sci. Lett.*, Vol. 8, n.2 pp. 149-156.
- McELHINNY, M.W., EMBLETON, B.J.J. y WELLMAN, P., 1974: *A synthesis of Australian Cenozoic palaeomagnetic results*; *Geophys. J. Royal Astr. Soc.* Vol. 36, pp. 141-151.
- SHAW, J., 1975: *Palaeomagnetic studies of Cenozoic volcanic rocks in Iceland*; *Geophys. J. Royal Astr. Soc.*, Vol. 40, pp. 345-350.
- VALENCIO, D.A. 1969: *El paleomagnetismo de una formación magmática del Sur oeste de la Provincia de Mendoza*; *Actas IVas. Jornadas Geológicas Argentinas*, Vol. II, pp. 375-396.

- VALENCIO, D.A., 1970: *Correlación Intercontinental de algunas formaciones de América del Sur sobre la base de estudios paleomagnéticos*; Rev. Asoc.Geolog.Argent, Vol. 25, n.4, pp. 389-404.
- VALENCIO, D.A., 1972: *Intercontinental correlation of late Palaeozoic South American rocks on the basis of their magnetic remanences*. Anais da Academia Brasileira de Ciências, Vol. 44, Suplemento, pp. 357-364.
- VALENCIO, D.A., 1976a: *Paleomagnetismo*, Tomo I, Universidad Nacional Autónoma de México.
- VALENCIO, D.A., 1976b: *Edades de formaciones Neopaleozoicas y Eomesozoicas de América del Sur a partir de su magnetismo remanente*; VI Congreso Geológico Argentino, Bahía Blanca, Sept. 1975, en prensa.
- VALENCIO, D.A., y MITCHELL, J. 1972a: *Palaeomagnetism and K-Ar ages of Permian-Triassic igneous rocks from Argentina and the intercontinental correlation of Upper Palaeozoic-Lower Mesozoic Formations*; 24th Internat. Geolog.Congress, Section 3, pp. 189-195.
- VALENCIO, D.A., y MITCHELL, J. 1972b: *Edad Potasio Argón y paleomagnetismo de rocas ígneas de las formaciones Quebraaú del Pimiento y Las Cabras, Prov. de Mendoza*; Rev.Asoc.Geolog. Arg. Vol., 26. n.2, pp. 170-178.
- VALENCIO, D.A., VILAS, J.F., y MENDIA, J.E., 1975: *Palaeomagnetism of Quaternary rocks from South America*; Internat.Symp. on Quaternary, Curitiba, Brasil, en prensa.
- VALENCIO, D.A., VILAS, J.F., y MENDIA, J.E., 1976: *Palaeomagnetism of a sequence of red beds of the Middle and Upper Sections of the Paganzo Group (Argentina) and the correlation of late Palaeozoic-early Mesozoic rocks*; Geophys.J.Royal Astr.Soc., en prensa.
- VILAS, J.F., 1969: *Resultados preliminares del estudio paleomagnético de algunas formaciones triásicas del sud oeste de Mendoza*; Actas IVas. Jornadas Geológicas Argentinas, Vol. III.

IMPPLICANCIAS COSMOLOGICAS DE LA TECTONICA DE PLACAS (*)

J. L. SERSIC

Observatorio Astronómico
Universidad Nacional de Córdoba

Muy frecuentemente, los avances en nuestra comprensión de la naturaleza de las cosas acaban revelándonos que nuestras más enraizadas creencias resultan ser meras convenciones. La idea de relacionar la intensidad de la interacción gravitatoria con el número de partículas en el universo, data de la década del 30 y se debe independientemente a Eddington y Dirac. Dado que el número de partículas decrece a medida que la expansión del universo lleva las partículas más allá del límite de interacción impuesto por la velocidad finita de la luz más rápidamente de lo que otras nuevas son creadas, la intensidad de la constante de interacción decrece. Este hecho es de interés para los geofísicos pues podría permitir la resolución de algunas dificultades que se presentan en la comprensión del mecanismo motriz de la tectónica de placas. Los progresos que las Ciencias de la Tierra pudieren hacer en este sentido, son decisivos para la validación de ciertas teorías cosmológicas.

Very frequently the advances in our comprehension of the nature of things show us that our more deeply rooted beliefs are mere conventions. The idea of relating the intensity of the gravitational interaction with the number of particles in the Universe arised already in the 30's and is due independently to Eddington and Dirac. Since the number of particles diminishes as the expansion of the Universe carries them beyond the interaction limit imposed by the finite light speed, and that happens faster than the replenishment of new particles, the intensity of the interaction constant also diminishes. This fact is of the interest of the geophysicists because it could help to solve some of the difficulties that arise in the comprehension of the driving mechanism of plate tectonics. The advances that the Earth Sciences could make at this respect, are decisive to validate some cosmological theories.

(*) Informe por invitación

INTRODUCCION

Los procesos físicos en el universo están dominados por la interacción de las fuerzas nucleares y gravitacionales - las más fuertes y las más débiles - de la naturaleza. La intensidad de la atracción gravitatoria entre dos partículas elementales es solamente 10^{-39} veces la de su interacción electromagnética. Sin embargo, en sistemas muy masivos y compactos, como los que encontramos en esc la astronómica (las estrellas de neutrones, por ejemplo) los efectos gravitacionales son dominantes. De aquí que resulte notable que una teoría de la gravitación, la Teoría General de la Relatividad, haya hasta el presente sobrevivido pruebas tan exigentes que van desde las condiciones de vacío casi total en el medio interestelar, hasta los objetos muy compactos tales como los pulsars. Ahora, cuando comenzamos a exigir aún más el rango de aplicabilidad de la Teoría hacia entidades tales como los agujeros negros ó las condiciones imperantes en el universo en las etapas de muy alta densidad prevalentes hace unos doce o quince eones, resulta plausible esperar reajustes en sus postulados conducentes a nuevas teorías y leyes universales.

Sin embargo, toda teoría nueva, o modificación de una ya bien establecida, debe satisfacer criterios observacionales y teóricos cada vez más rigurosos. Dentro de este contexto deseamos discutir en lo que sigue, la posibilidad de que - dentro del marco de ciertas teorías cosmológicas - la constante G de la gravitación universal dependa del tiempo y, como tal, no sea realmente constante.

TEORÍA CONFORME DE LA GRAVITACION

Al menos tres teorías, las de Brans y Dicke en 1961, Hoyle y Narlikar en 1972, y Dirac en 1973, requieren que G disminuya en proporción inversa a la escala de tiempo del Universo.

La forma clásica de la Teoría General de la Relatividad requiere la constancia de G y las teorías que postulan - en base a determinadas consideraciones - su variación con el tiempo, conducen a discrepancias con los clásicos experimentos que validan la Teoría General. A esta situación escapa la cosmología de Hoyle y Narlikar - llamada también Teoría Conforme de la Gravitación - , pues en ella se da la misma situación que en la teoría de Einstein en lo que se refiere al avance del perihelio de Mercurio y la desviación de los rayos de luz por parte del Sol.

Las ideas de Hoyle y Narlikar conducen a una postura fuertemente Machiana, ya que conciben la masa de una partícula como resultante de la interacción de ésta con un campo de masa $m(X)$ generado por otras partículas. El campo $m(X)$ para cualquier punto del espacio-tiempo, tiene su origen en partículas situadas principalmente a grandes distancias de X . Los autores introducen una transformación conforme en las ecuaciones que definen las cosmologías explosivas - consecuencias directas de la Teoría General de la Relatividad - , que no es posible realizar con la concepción usual de masa. De esta suerte el estado singular inicial, característica dificultad de los universos explosivos, desaparece y el problema equivalente se reduce a hora a que nuestro universo posee una mitad opuesta que se le conecta sin discontinuidades ni singularidades. Ambas mitades contribuyen - siempre dentro del modelo de estos autores - al campo de masa $m(X)$ y están, por en

de, conectadas físicamente. Es más, la forma apropiada para $m(X)$ parece exigir que ambas mitades del universo estén presentes. La mitad "nueva" desaparece cuando se usa la descripción matemática usual en las cosmologías explosivas.

Al introducir la constante de gravitación, esencialmente una constante de acoplamiento, la masa de una partícula individual es $Gm(X)$. Dado que el campo de masa puede calcularse explícitamente en términos de la escala de tiempo del universo y la densidad de las partículas, es posible estimar el valor de G al relacionar $Gm(X)$ con los valores observados empíricamente. Así hallan esos autores un número que es del orden de la inversa de la raíz cuadrada del número de partículas que generan el campo de masa en la época presente.

En las teorías usuales, esta circunstancia es interpretada como una mera coincidencia pero, si G estuviere realmente vinculada al número de partículas que genera el campo de masa, nos enfrentaríamos con un nuevo modelo cosmológico. En efecto, dado que el número de partículas responsable por la generación del campo de masa depende del tiempo, también debería hacerlo G . Un modelo de universo que implique una dependencia de G con el tiempo requiere creación de materia, aunque no necesariamente de modo uniforme. En efecto, la creación de materia procedería en centros de actividad y el modelo posee entonces propiedades radicalmente nuevas en lo astrofísico.

Las posibilidades de creación localizada por una parte, y la representación del campo de masa $m(X)$ como suma de contribuciones atrasadas (provenientes de nuestra mitad $T > 0$ del universo) y contribuciones adelantadas (provenientes de la "otra" mitad $T < 0$ del universo) por otra, constituyen interesantes propiedades de la teoría que tienen una gran trascendencia sobre nuestra concepción de la masa. En efecto, el campo $m(X)$ posee la satisfactoria propiedad de surgir de la simétrica contribución de potenciales atrasados y adelantados, todos provenientes de un universo "extendido", de mitades opuestas, con sentidos opuestos del tiempo, pero equivalentes en todo otro respecto. Además, la masa de una partícula $Gm(X)$ queda determinada como una función del lugar del universo (X) y del tiempo T , si G dependiese de T . Esto induce a Hoyle y Narlikar a pensar que los corrimientos al rojo anómalos, por ejemplo, son resultado de fluctuaciones locales de aquellos parámetros como consecuencia de las condiciones físicas prevalentes en aquellas regiones con campos gravitacionales fuertes. Dichas regiones estarían caracterizadas por la condición de que sean las partículas locales las que hagan una contribución a la masa total, comparable con la contribución de las partículas del resto del universo. Tales regiones serían capaces de producir sus propias condiciones ambientales, como para inducir variaciones locales de G .

Resulta claro, pues, que esta teoría conduce a una extensión de las ideas de Mach, al concebir la masa como resultante de las contribuciones al campo $m(X)$ de partículas alejadas de X , pero sin dejar de lado la posibilidad de que condiciones particulares induzcan contribuciones importantes provenientes de partículas próximas.

VALIDACION DE LA TEORIA

A primera vista las consecuencias de la variación temporal de G para la cosmología son tan severas que pareciera que una prueba empírica adversa sería fácil de hallar. Sorprende, empero, que esto no sea así. Más aún,

parece haber una considerable evidencia en favor de tal variación. Con el objeto de discutirla, notemos que la teoría conforme de la gravitación formulada por Hoyle y Narlikar prevé dos tipos de variación para la constante gravitacional G . O más bien dos modalidades para dicha variación. En efecto, la primera, que podríamos denominar variación "en media" ó secular, dictada por la distribución en gran escala de la materia a gran distancia y la segunda, de carácter local, originada por la presencia de grandes concentraciones de materia en la vecindad del punto que consideramos. En una región no especial del universo, de características típicas, tales como nuestra vecindad galáctica, es dable esperar que solo sea detectable la variación secular, inducida, por así decirlo, por el resto del universo. Por el contrario, en una región singular, tal como en las vecindades de galaxias elípticas gigantes con núcleos de alta densidad y masa, o de cuasares, la componente "local" de la variación de G es considerable, pudiendo incluso superar en magnitud a la variación secular.

Las consideraciones precedentes sugieren de inmediato la metodología para poner a prueba las consecuencias de la Teoría Conforme de la Gravitación. En efecto, la observación de las estructuras peculiares de las galaxias puede echar luz sobre la variabilidad de la componente local, mientras que las observaciones dinámicas en nuestro entorno - una región de características típicas - debería proveer información sobre la variación secular de G . Consideremos separadamente ambos casos.

ESTRUCTURAS PECULIARES EN GALAXIAS: Los eventos explosivos que tienen lugar en las regiones centrales de algunas galaxias se relacionan a una concentración muy elevada de masa. Ya que una explosión es esencialmente un drástico reordenamiento de las masas concernidas con emisión de energía, la energía de acoplamiento del núcleo central habrá de cambiar y, consecuentemente, su masa gravitacional efectiva (M). Una partícula de prueba alejada de la región nuclear, aunque dentro de la galaxia, se moverá en consecuencia, en un campo Newtoniano originado en fuentes que cambian con el tiempo.

Por otra parte, las observaciones sugieren que los procesos explosivos en galaxias tienen simetría axial, de suerte que nos interesa estudiar las propiedades globales del movimiento de una partícula de prueba en un campo gravitacional originado en fuentes dependientes del tiempo, pero con simetría axial.

En base a estas premisas desarrollamos en 1969 un modelo para la interpretación de las estructuras peculiares de las galaxias. Cuando la Teoría Conforme de la Gravitación, de Hoyle y Narlikar, fue dada a conocer en 1972, comprendimos que sin proponérselo habíamos desarrollado una herramienta cualitativa para someterla a prueba, ya que es en las densas regiones centrales de esa clase de galaxias donde la componente "local" de la variación de la constante gravitacional es efectiva y nuestro modelo permitía predecir concretamente las consecuencias observables de tales variaciones en las estructuras a gran escala de los mismos.

En efecto, con el fin de desembarazarnos de las dificultades de estudiar la dinámica de una partícula en un campo gravitacional con fuentes dependientes del tiempo, fue menester efectuar una transformación conforme espacio-temporal que, después de imponer algunas condiciones no demasiado restrictivas, conduce a un potencial conservativo en las nuevas variables. Este nuevo potencial posee términos adicionales originados en la eliminación de la variabilidad de las fuentes. Las ecuaciones del movimiento en las nuevas variables proporcionan el movimiento de la partícula de prueba relativo a un substratum que se expande ó contrae en consonancia con la eliminada variabilidad de las fuentes. El problema es, es este punto, for-

malmente similar al de Hill, en el caso restringido de los tres cuerpos. Es posible escribir una ecuación para la energía relativa - generalización de la integral de Jacobi - y definir también las superficies de velocidad cero. Las propiedades topológicas de esas superficies requieren la existencia de puntos singulares a lo largo del eje de simetría (análogos a los puntos colineales de Euler) y también un conjunto denso a lo largo de una circunferencia en un plano perpendicular al eje de simetría (análogos a los puntos Lagrangianos). Esta última es la característica principal de la topología de las superficies de velocidad relativa cero. Aún si relajáramos algunas de las condiciones restrictivas impuestas al comienzo, esta estructura anular conserva sus propiedades topológicas.

Es fácil darse cuenta que la topología de las superficies de velocidad nula se mantienen cuando invertimos la transformación y volvemos al espacio-tiempo físico. Si el polvo, gas o las estrellas en el sistema tienen límites definidos para sus constantes Jacobianas, observaremos una segregación espacial de los mismos, tales como en los casos de radio-galaxias, y otros sistemas extragalácticos, donde se observan estructuras anulares.

El acuerdo cualitativo entre las formas y estructuras predichas y las observadas pareciera dar pie a la interpretación de que es el producto GM el que varía con el tiempo. Sin embargo, algunas dudas surgen al respecto, ya que las investigaciones numéricas de Toomre y Toomre (1976) parecen poder representar algunas estructuras anulares basándose únicamente en efectos de marea en campos gravitacionales con fuentes constantes. La dilucidación de ciertos ejemplos críticos, tales como el de NGC 2685, y un análisis estadístico sobre la frecuencia de estructuras anulares en galaxias en relación con la frecuencia de pasajes muy cercanos y/o casi colisiones aún aguardan ser efectuados.

LA DINAMICA DEL SISTEMA SOLAR: La ocasión de recibir la medalla de oro de la Royal Astronomical Society en 1975, el profesor W.H. McCrea pronunció la correspondiente Halley Lecture a la que tituló "Solar System as Space-Probe". Uno de los párrafos de dicha Conferencia dice textualmente:

"A lo largo de 5 eones el Sistema Solar ha viajado a través de nubes interestelares y de partículas cósmicas. Nos preguntamos qué memorias ha acumulado acerca de ellas. También ha, por supuesto, perpetuamente atravesado campos gravitatorios, magnéticos, y de radiación electromagnética, pero ellos son mucho más débiles que los que lleva consigo, de suerte que probablemente no hayan dejado rastro alguno..."

Es precisamente sobre esta última frase sobre la que queremos iniciar nuestra discusión. Si a lo largo de cinco eones - la tercera parte de la escala de tiempo del universo - la constante gravitacional G hubiere sufrido una variación secular como resultado de la evolución a gran escala de la materia en el Universo, esto se habría reflejado en la dinámica del Sistema Solar y consecuentemente, el Profesor McCrea habría tenido un ítem más en su fascinante conferencia.

En efecto, consideremos primero la evidencia directa relacionada con los movimientos de los planetas y la Luna. Una consecuencia inmediata del decrecimiento de la constante gravitacional es una lenta expansión adiabática de **todas** las órbitas del sistema solar en torno a sus primarios. Vinti ha demostrado en 1974 que en el caso del movimiento de dos cuerpos con G variando inversamente con el tiempo, y después de promediar sobre una revolución completa, se tiene

$$\frac{1}{2} \frac{\dot{n}}{n} = - \frac{\dot{a}}{a} = \frac{\dot{P}}{2P} - \frac{\dot{G}}{G} \quad (1)$$

donde el punto indica derivación respecto del tiempo, a es el semieje mayor de la órbita, n el movimiento angular medio y P el período de revolución.

Ha sido Fred Hoyle quien en 1972 demostró como puede distinguirse la influencia de la variación de G en el movimiento de la Luna en torno a la Tierra, de cambios similares debidos a otras causas, tales como la fricción originada por las mareas.

Dado que la expresión precedente vale tanto para la órbita de la Tierra en torno al Sol, cuanto para la de la Luna en torno a la Tierra, se deduce que una escala de tiempo astronómica basada en el movimiento observado del Sol en torno a la Tierra, tal como el llamado Tiempo de Efemérides, sufrirá un retardo en la misma proporción \dot{G}/G . Por el contrario, cuando medimos la aceleración de la longitud media de la Luna utilizando el Tiempo Atómico (supuestamente uniforme), obtendremos la aceleración total debida a todas las causas. En cambio, cuando medimos la misma aceleración utilizando el Tiempo de Efemérides, toda contribución proveniente de \dot{G}/G quedaría excluida, ya que sería absorbida por la escala de tiempo. La diferencia entre los dos valores de la aceleración indicaría entonces la parte debida exclusivamente a una constante gravitacional decreciente.

La evidencia observacional más reciente según los lineamientos esbozados más arriba, se debe a T.C. van Flandern, del Observatorio Naval de Washington, quien halla un decrecimiento de G de una parte en 10^{10} por año, y que resumimos a continuación.

Han habido cinco determinaciones de la aceleración de la longitud media de la Luna en base al Tiempo de Efemérides. La primera se debe a Spencer-Jones y data de 1939. El analizó las observaciones del Sol, la Luna, Mercurio y Venus realizadas en los tres últimos siglos, sus resultados fueron convertidos al equivalente de Tiempo de Efemérides por Clemens en 1948, y el error medio fue estimado por Morrison en 1972. Se obtuvo así una aceleración negativa de $(-22'' \pm 7'')/\text{cen}^2$ por encima de la aceleración dinámica indicada por el lento decrecer de la excentricidad de la órbita de la Tierra en torno al Sol. La segunda determinación se debe a Murray en 1957, quien analizó observaciones antiguas y obtuvo $(-42'' \pm 6'')/\text{cen}^2$. La tercera determinación es la de Newton en 1969, quien también analizó observaciones antiguas, principalmente eclipses pero en dos épocas diferentes, y obtuvo estimas independientes de $(-41,6'' \pm 4,3'')/\text{cen}^2$ y $(-42,2'' \pm 6,1'')/\text{cen}^2$. La cuarta determinación fue hecha por Oesterwinter y Cohen en 1972, quienes discutieron las observaciones meridianas del Sol, la Luna y los planetas desde 1913 para obtener $(-38'' \pm 8'')/\text{cen}^2$. La quinta determinación es el reciente resultado de Müller y Stephenson de 1974, quienes utilizaron muchos más datos antiguos de eclipses que Newton o Murray, y usaron métodos numéricos mejorados para arribar a un valor de $(-37,5'' \pm 5,0'')/\text{cen}^2$.

De esas cinco determinaciones el más sospechoso es el valor de Spencer-Jones que, según lo comenta Morrison, está fuertemente influenciado por las observaciones de tránsitos de Mercurio en el siglo XVII. Si se omite esta primera determinación debido a la alta probabilidad de errores sistemáticos y si se supone con van Flandern, que los resultados de Müller y Stephenson, perfeccionan grandemente todos los otros basados en observaciones antiguas, el promedio de las últimas dos determinaciones da

$$\dot{n} \frac{ET}{L} = (-38'' \pm 4'')/\text{cen}^2 \quad (2)$$

para la aceleración de la longitud media de la Luna utilizando Tiempo de Efemérides.

Todas las determinaciones, excepto la de Spencer-Jones, se encuentran dentro de sus propios errores medios de este valor adoptado.

La discusión de los datos de ocultaciones lunares utilizando Tiempos Atómicos para determinar la aceleración de la longitud media de la Luna fue realizada por van Flandern en 1970, quien obtuvo el valor de $(-52'' \pm 16'')$ /cen², por Morrison en 1973, quien halla $(-42'' \pm 6'')$ /cen² y nuevamente por van Flandern en 1975. En esta última discusión se usaron efemérides lunares integradas numéricamente en vez de la teoría analítica de Brown-Eckert, y se incluyeron además nuevas observaciones.

La observación de ocultaciones en el último análisis de van Flandern cubre el período 1955-1974, durante el cual se dispuso, naturalmente, de Tiempo Atómico. Solo fueron usados los contactos determinados fotoeléctricamente (casi 2000 observaciones) para evitar errores provenientes de insuficiente información sobre el tiempo de reacción de los observadores en caso de observaciones visuales. La solución completa contenía 21 incógnitas, y la aceleración total se halló ser de $(-65'' \pm 10'')$ /cen². El error dado es formal pero el autor sometió sus resultados a tests estadísticos y sugiere un nivel de confianza más realista que el error formal, lo que conduce a

$$\dot{n}_L^{AT} = (-65'' \pm 18'')$$
 (3)

para el valor de la aceleración de la longitud media de la Luna utilizando el Tiempo Atómico.

La diferencia de valores de la aceleración lunar determinados por Tiempo Atómico (3) y con Tiempo de Efemérides (2) conduce a la aceleración presumiblemente debida a un cambio de la constante de gravitación, esto es $(-27'' \pm 19'')$ /cen². Si llamamos a este resultado \dot{n}_L^G , y consideramos el movimiento medio lunar $n_L = 17.33 \times 10^8$ /cen obtenemos

$$\frac{\dot{n}_L^G}{n_L} = (-1.6 \pm 1.0) \times 10^{-8} / \text{cen} = (-0.16 \pm 0.1) \text{ eon}^{-1}$$
 (4)

Finalmente de la ecuación (1) tenemos que $\frac{\dot{G}}{G} = \frac{1}{2} (\dot{n}^G / n)$ de donde

$$\frac{\dot{G}}{G} = (-8 \pm 5) \times 10^{-2} \text{ eon}^{-1}$$

El uso de datos antiguos no depende de mediciones exactas sino sobre precisa información documentaria. En general todos los investigadores que han trabajado en este campo - Fotheringham, De Sitter, Spencer-Jones, Murray, Newton, van Flandern, encuentran valores de $(\dot{n}/n)_{\text{luna}}$ que son grandes comparados con el término de mareas generalmente usado, es decir que apuntan hacia un valor no nulo para \dot{G} .

Si ponemos $\omega(t)$ para la velocidad angular de la Tierra y si tomamos los valores de Müller y Stephenson, resulta que $(\dot{\omega}/\omega)^{ET} = (-0.29 \pm 0.03) \text{ con}^{-1}$ si usamos el Tiempo de Efemérides. Este valor se descompone en una parte debida a la acción de mareas del Sol y la Luna $(-0.44 \pm 0.05) \text{ eon}^{-1}$ y otra, de origen desconocido de $(+0.15 \pm 0.06) \text{ eon}^{-1}$. Cuando se utiliza el

Tiempo Atómico, sin embargo, los valores basados en el Tiempo de Efemérides deben corregirse en (\dot{n}_L/\dot{n}_L) . Entonces el resultado de Müller y Stephenson cambia de -0.29 con^{-1} a -0.45 con^{-1} en excelente acuerdo con la parte friccional de -0.44 con^{-1} debida a las mareas y no resta ahora ningún término de origen desconocido de carácter no-disipativo en la rotación de la Tierra.

El valor hallado para \dot{G}/G por van Flandern satisface la cota $\dot{G}/G \leq 40 \text{ con}^{-1}$ impuesta por Shapiro y otros (1971) en base al análisis de las experiencias con radar entre la Tierra y Mercurio.

TABLA I

Determinaciones de la aceleración secular de la longitud media de la luna.

Autor	Año	\dot{n}_L^{TE} (con^{-2})	Método
Spencer-Jones Clemens	1939 1948	$-22'' \pm 7''$	Obs. Sol, Luna, Mercurio, Venus, en los 3 últimos siglos.
Murray	1957	-42 ± 6	Observaciones antiguas
Newton	1969	-41.6 ± 4.3 -42.2 ± 6.1	Eclipses antiguos en dos épocas distintas.
Oesterwinter Cohen	1972	$-38. \pm 8$	Obs. meridianas del Sol, Luna y planetas desde 1913
Müller y Stephenson	1974	-37.5 ± 5.0	Antiguos eclipses
		\dot{n}_L^{TA} (con^{-2})	
Van Flandern	1970	$-52'' \pm 16''$	Ocultaciones lunares
Morrison	1973	-42 ± 6	" "
Van Flandern	1975	-65 ± 18	" "

CONSECUENCIAS EN NUESTRO ENTORNO INMEDIATO

¿Cuáles son las implicaciones del cambio secular en la constante gravitacional? Las estrellas deberían haber sido en el pasado más brillantes de lo que suponemos con las teorías convencionales. Hoyle estima que en la época del origen del Sistema Solar - hace unos 4.5 cones - el Sol debe haber sido más brillante de lo que es en el presente en un factor tres aproximadamente. G habría sido entonces mayor de lo que es ahora en un factor 4/3.

La intensidad de la radiación solar que entonces llegaba a la Tierra podría haber sido más grande que este factor tres, debido a que la Tierra

estaba más cerca del Sol, lo que conduce a estimar un incremento de la constante Solar en un factor cinco sobre el valor actual. Esto tuvo lugar en la época del origen de la Tierra. La evidencia fósil más antigua de la existencia de vida se remonta a aproximadamente tres eones y la constante solar habría sido unas tres veces mayor que la actual.

Hoyle estuvo en un comienzo inclinado a suponer que las condiciones en la Tierra en esa época podrían haber sido demasiado cálidas para el desarrollo de la vida, y por consiguiente vió en esta dificultad un escollo insalvable para la teoría. El sostenía que por más espesa que fuera la capa de nubes terrestre, algo de luz podría penetrar hasta el suelo, lo que a su vez daría lugar a un flujo de radiación infrarroja hacia afuera. La opacidad de una atmósfera de vapores calientes es muy elevada en el infrarrojo, lo cual generaría un efecto invernadero, elevando así la temperatura del suelo.

Sin embargo, dicho autor puso en duda sus propios argumentos, particularmente aquel de que la energía solar que llega al nivel del mar podría ser reemitida como radiación infrarroja. Ahora sostiene que efectivamente, habrá un flujo de energía, pero de vapor latente, no de radiación. El agua es evaporada al nivel del mar, el vapor sube a gran altura en la atmósfera, se condensa, y el calor latente de condensación es radiado finalmente al espacio. Aún en la Tierra contemporánea este proceso es vastamente operativo en los océanos tropicales (un hecho bien conocido entre los climatólogos) y, si la constante solar aumentase, esas áreas se expandirían abarcando eventualmente las regiones templadas de los océanos. Hoyle sostiene que la temperatura al nivel del mar podría simplemente ajustarse a sí misma para dar suficiente evaporación de modo que la Tierra como un todo mantenga la temperatura media de una esfera negra, que en tal época llegaría a unos 370°K , un valor próximo al punto de ebullición del agua a presión normal.

CONSECUENCIAS PALEOBIOLOGICAS: Hoyle observa entonces que las bacterias son las más antiguas formas de vida conocidas, pero también las formas de vida más resistentes a las altas temperaturas. En sus estudios de las fuentes calientes de Yellowstone, Brock ha encontrado bacterias vivas hasta los 95°C . Aún esta alta temperatura no es necesariamente un límite biológico - es simplemente la más alta temperatura física a la cual puede existir una cantidad limitada de agua líquida a la altura de Yellowstone.

Cuando la constante solar hubo declinado paulatinamente hacia el valor actual, la temperatura media de la Tierra debió haber caído desde el centenar de grados hasta el valor medio contemporáneo de 10°C . Según Brock, existe una temperatura umbral característica para la aparición de formas de vida más y más complejas, que se da en la Tabla siguiente:

TABLA II

Organismos	Límite superior ($^{\circ}\text{C}$)
Animales, incl, protozoos	45 - 51
Microorganismos eucarióticos (ciertos hongos, algas, etc)	56 - 60
Procariotas fotosintéticos (algas azul-verdosas)	73 - 75
Procariotas no-fotosintéticos (bacterias)	90

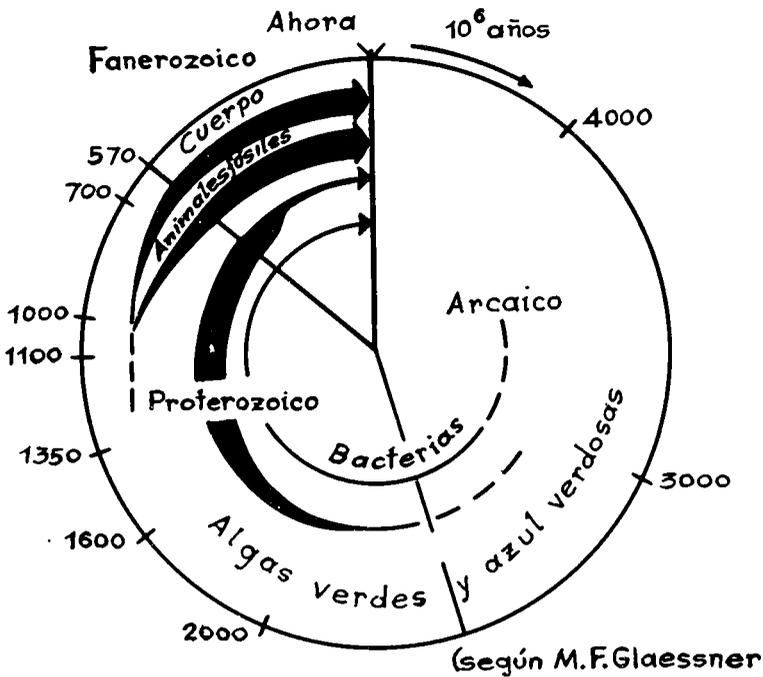


Figura 1

Si la hipótesis de una constante de gravitación G decreciente con el tiempo fuere correcta, deberíamos esperar una correlación entre esas temperaturas límites y las máximas edades de los fósiles de esas formas vivientes: las bacterias serían las más antiguas, luego las algas azul-verdosas, etc. y esto coincide con hechos bien conocidos a los paleobiólogos (Figura 1).

CONSECUENCIAS GEOLOGICAS: Durante la última década ha tenido lugar una revolución en las Ciencias de la Tierra. Su impacto es comparable a lo que ocurrió en el campo de la física durante el siglo 19. El concepto unificador es el de la Tectónica de Placas, el cual permite describir la estructura de la Tierra y la geodinámica en términos de un número pequeño de placas rígidas que cubren la superficie del planeta, moviéndose las unas respecto de las otras. Las placas divergen en los dorsales oceánicos, de donde surge materia desde las profundidades para llenar los intersticios; convergen en cambio a lo largo de los márgenes continentales y los arcos insulares - regiones de actividad sísmica - donde una o más placas se sumergen y consumen en el manto.

Uno de los más importantes problemas en nuestra comprensión de la dinámica de las placas es el mecanismo motriz. Las hipótesis más aceptadas favorecen un modelo en el cual las placas son arrastradas por la convección del manto, aunque también se argumenta que el hundimiento gravitacional de bloques densos y fríos podría arrastrar las placas tras ellos.

¿Cuál sería entonces la interpretación de estos procesos dentro del marco conceptual que venimos desarrollando?. El continuado debilitamiento

de la atracción gravitatoria podría producir la liberación gradual de las tensiones en el interior de la Tierra. Ello podría proporcionar el mecanismo motriz para la tectónica de placas, particularmente si como parece hasta el presente los cálculos de Jeffreys que demuestran la necesidad de fuerzas extraordinariamente grandes para producirla, no han podido ser desvirtuados.

Analicemos este punto un poco más en detalle. Hoyle y Narlikar argumentan que el comportamiento previsto para G en su teoría conforme de la gravitación y aparentemente observado por van Flandern, se tornan esenciales para una interpretación de la evidencia geofísica. Supongamos que la corteza exterior de nuestro planeta tenga una resistencia infinita. En tal caso la Tierra no podría expandirse pero, al disminuir G , el interior va siendo liberado de la compresión gravitacional y una presión se acumularía en la base de la corteza. La condición de contorno de que el volumen del planeta debería ser constante conduciría a la larga a que dicha presión subcortical se volvería comparable a los valores interiores. Pero la corteza real de modo alguno posee tal rigidez como para soportar fuerzas tan enormes.

En una situación realista la corteza estará bajo tensión y debería inevitablemente fragmentarse para adecuarse a la tasa de crecimiento de la superficie, que se estima en unos 20 millones de km cuadrados por eon. El material que surge desde el manto para llenar los espacios dejados por la corteza fragmentada es materia fluida en sentido ordinario, ya que la parte subcortical del manto está sujeta a intenso calentamiento radioactivo y por lo tanto existe material magnético en cantidades considerables. Dicho fluido puede transmitir la presión desde abajo hacia las capas subcorticales, de suerte que surjan gradientes horizontales de presión. La condición necesaria para que aparezcan dichos gradientes con suficiente intensidad, es que el fluido esté a densidad más baja que las rocas subyacentes. Para fluidos que surgen desde una profundidad de 300 km estima Hoyle que basta solo una diferencia de densidad del uno por ciento para dar origen a presiones del orden de 10^9 dinas/cm² cerca de la superficie, lo que puede ser suficiente para desplazar horizontalmente parte de la corteza.

Llegamos aquí a un escape para las objeciones de Jeffreys a la deriva continental. Según este autor, los supuestos que hiciera sobre la viscosidad del material cortical son muy conservadores, y, aún así, halla que las fuerzas necesarias para desplazar las placas deberían ser tan grandes como para conducirnos a una contradicción con los hechos observados. Hoyle sostiene que la única manera de reconciliar los datos con los cálculos de Jeffreys es admitir que las fuerzas en juego son realmente mucho más grandes de lo que se pensaba y que hasta tanto no se halle una manera de explicarlas dentro del marco de las teorías convencionales, solo el mecanismo basado en última instancia en la lenta disminución secular de la constante de gravitación, parece una salida a este dilema y, si la explicación convencional no existiera, la Teoría Conforme de la Gravitación recibiría un poderoso soporte de parte de las Ciencias de la Tierra.

B I B L I O G R A F I A

- BRANS, C. y DICKE, R.H., 1961, *Mach's principle and a relativistic theory of gravitation*, *Phys. Rev.*, Vol. 124, p. 925.
- CLEMENCE, G.M., 1948, *A.J.*, Vol. 53, p. 169.
- DIRAC, P.A.M., 1973, *Long range forces and broken symetrics*, *Proc. R. Soc. Lond.*, A333, p. 403.
- GRIBBIN, J., 1975, *Status report on the inner planets*, *Nature*, Vol. 254, p. 657.
- HOYLE, F., 1972, *Q.J.R. Astr. Soc.*, Vol. 13, p. 328.
- HOYLE, F., y NARLIKAR, J.V., 1971, *On the nature of mass*, *Nature*, Vol. 233, p. 41.
- HOYLE, F., y NARLIKAR, J.V., 1972, *Cosmological models in a conformally invariant gravitational theory - II a new model*, *M.N.R.A.S.*, Vol. 155, p. 323.
- MORRISON, L., 1972, *The Moon*, Vol. 5, p. 253.
- MORRISON, L., 1973, *Rotation of the earth from AD 1663-1972 and the constancy of G*, *Nature*, Vol. 241, p. 519.
- MULLER, P.M., y STEPHENSON, F.R., 1974, *In growth rhythms and history of the Earth's rotation*, eds. G.D. Rosenberg and S.K. Runcorn, *John Wiley Sons*, London.
- NEWTON, R.P., 1969, *Secular accelerations of the earth and moon*, *Science*, Vol. 166, p. 825.
- OESTERWINTER, C., y COHEN, C.J. 1972, *Celest. Mech.*, Vol. 5, p. 317.
- SERSIC, J.L., 1972, *Periodic Orbits, Stability and Resonances*, p.314, *E.G. Giacaglia*
- SERSIC, J.J., 1972, *Transient annular structures in exploring galaxies*, *IAU Symp. N^o 44*, p. 313.
- SERSIC, J.L., 1973, *On the structure of peculiar galaxies*, *B.A.C.*, 24, N^o 3, p. 150.
- SERSIC, J.L. 1976, *La exploración de Marte*, Ed. Labor, Barcelona.
- SHAPIRO, I.L., SMITH, W.B., ASH, M.E., INGALLS, R.P. and PETTERGILL, G.H., 1971, *Gravitational constant experimental bound on its time variation*, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 26, p. 27.
- SPENCER-JONES, H., 1932, *M.N.R.A.S.*, Vol. 99, p. 541.
- TOOMRE, A., 1976, *Ap. J. Suppl. in press.*
- TOOMRE y TOOMRE, 1976, *Ap. J. Suppl. in press.*
- VAN FLANDERN, T.C., 1970, *A.J.*, Vol. 75, p. 657.
- VAN FLANDERN, T.C., 1975, *A determination of the rate of change of G*, *M.N.R.A.S.*, Vol. 170, p. 333.
- VINTI, J.P., 1974, *Classical solution of the two-body problem if the gravitational constant diminishes inversely with the age of the universe*, *M.N.R.A.S.*, Vol. 169, p. 417.

MODELO DE CIRCULACION DE BRISA DE MAR Y TIERRA

JUAN A. RODRIGUEZ, JOSE L. AIELLO (*) y JUAN C. LABRAGA

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

Se obtiene una solución numérica para la Temperatura potencial y la Velocidad a partir de una teoría dinámica de la circulación de brisa de mar y tierra. Los resultados obtenidos a lo largo de 16 horas de integración reproducen adecuadamente las características observadas en este sistema de circulación.

A numerical solution for Potential temperature and Velocity is obtained from a dynamical theory of sea and land breeze circulation. Results after sixteen hours of integration adequately reproduce the characteristics observed in this circulation system.

(*) Ex-Comisión Nacional de Estudios Geo-Heliofísicos.

INTRODUCCION

El objeto de un modelo de circulación de brisa de mar y tierra es reproducir la evolución en el tiempo de los campos de las variables meteorológicas (tales como: viento, temperatura, presión, etc.) producida esencialmente por efecto de un diferente calentamiento diario entre el mar y la tierra.

En este caso particular, las variables descriptas son: Los campos de movimiento vertical y horizontal y el de temperatura potencial. Los primeros ensayos de resolución del sistema físico que gobierna la circulación de brisa de mar y tierra fueron de carácter analítico y por ende los distintos trabajos efectuados comprendían una serie de simplificaciones que hicieran matemáticamente tratable el sistema de ecuaciones resultante. Tal vez la más importante de éstas haya sido la omisión de los términos advectivos (Haurwitz, 1947; Defant 1951).

La resolución mediante métodos numéricos permitió la incorporación de estos términos no lineales y retener su importante efecto sobre la circulación.

ECUACIONES QUE DESCRIBEN EL MODELO

El sistema de coordenadas usado fue definido de la siguiente manera: x, horizontal normal a la costa dirigido del mar hacia la tierra; z, vertical hacia arriba e y horizontal paralela a la costa formando una terna directa con los anteriores.

La circulación de brisa de mar y tierra está gobernada por las siguientes ecuaciones

Ecuación de Continuidad

$$-\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \quad (1)$$

donde u, v y w son las componentes de la velocidad a lo largo de los ejes x, y, z y ρ la densidad del aire.

Ecuaciones de movimiento

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f v + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (2)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - f u + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (3)$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \quad (4)$$

donde f es el parámetro de Coriolis, K_m el coeficiente de difusión turbulenta de momento, g la aceleración de la gravedad y p la presión.

Ecuación de energía

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -V \cdot \nabla \theta + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_h \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \quad (5)$$

donde θ es la temperatura potencial y K_h el coeficiente de difusión turbulenta de calor.

HIPOTESIS DEL MODELO

Se consideró una costa recta e infinita y variaciones nulas de las variables meteorológicas en la dirección y . Con estas suposiciones y considerando el fluido incompresible la ecuación (1) se reduce a:

$$-\frac{\partial v}{\partial y} = 0 = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \quad (6)$$

Como consecuencia se deduce el carácter bidimensional del flujo y la posibilidad de definir una función corriente ψ , siendo:

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial z} \quad w = \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (7)$$

De las ecuaciones (2) y (3) y mediante consideraciones de escala se obtiene la ecuación para la vorticidad alrededor del eje y (Fisher, 1961):

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi = -V \cdot \nabla (\nabla^2 \psi) - f \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial x} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{1}{\rho^*} K_m \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (8)$$

donde: ρ^* es la densidad media para el volumen considerado.

No conociéndose exactamente la relación entre K_h y K_m/ρ^* y considerando que los datos observacionales indican un valor generalmente cercano a la unidad, se los supuso iguales y variando con la altura. La Figura 1 muestra la curva que se construyó tomando datos de varias mediciones (Fisher, 1961).

ESQUEMA NUMERICO DE RESOLUCION

Se escribieron las ecuaciones que describen el modelo en diferencias finitas utilizando un reticulado con distancias entre nodos variables:

En el eje x : 64, 32, 16, 8, 4, 2, 2, 2, 2, 4, 8, 16, 32, 64 (Km.)

En el eje z : 15, 25, 40, 80, 160, 320, 640, 1280, 2560 (m)

La costa se encuentra en el nodo central sobre el eje x .

Se tomaron las derivadas espaciales centradas, salvo en los términos advectivos donde se consideraron corriente arriba para evitar la formación de ondas espúreas.

Las diferencias temporales se tomaron centradas (salvo para el primer intervalo de tiempo que fueron adelantadas) aplicándose corrección trapezoidal que se caracteriza por provocar escasa modificación de los modos físicos y un efectivo amortiguamiento del modo computacional. (Kurihara, 1965)

El procedimiento de cálculo usado fue el sugerido por Fisher (1961) y se describe a continuación:

Como primera aproximación se resolvió la Ecuación (8) sin incluir el término de difusión, esto permitió usar un intervalo de tiempo de 90 segundos.

Se invirtió el Laplaciano mediante relajación secuencial obteniéndose la función corriente ψ .

Usando la Ecuación (7) se obtuvo la primera aproximación para la componente u de la velocidad.

Se efectuó una corrección a este valor utilizando de la Ecuación (2) exclusivamente el término de difusión integrando cada 7,5 segundos hasta completar los 90 segundos.

Integrando respecto de z el valor de u así obtenido se recuperó la función corriente.

Usando la Ecuación (7) se obtuvo w .

Se obtuvo una primera aproximación de v integrando la Ecuación (3) a 90 segundos omitiendo el término de difusión.

Del mismo modo que se hizo para la componente u , se efectuó una corrección integrando el término de difusión cada 7,5 segundos hasta completar los 90 segundos.

Finalmente se integró la Ecuación (5) cada 7,5 segundos hasta completar 90 segundos y se obtuvo la temperatura potencial.

Este procedimiento se continuó hasta un lapso de 16 horas.

CONDICIONES INICIALES

Se supuso la atmósfera inicialmente en reposo y con la siguiente estratificación de temperatura potencial:

z (m)	0	15	40	80	160
(°K)	293,35	293,55	293,75	294,15	294,95
z (m)	320	640	1280	2560	5120
(°K)	296,55	298,00	299,66	302,16	307,16

CONDICIONES DE CONTORNO

En los bordes inferior y laterales u , v y w se consideraron nulas.

En el borde superior u y v se tomaron nulas y se admitió variación de w .

La temperatura potencial en superficie se mantuvo constante sobre el mar (primeros 7 nodos de reticulado) y según Kuo (1968) se tomó sobre la tierra (últimos 7 nodos del reticulado):

$$\theta(t) = \theta(0) + 0,5 \cdot (1,53864 + (10 + x/10^4)) \cdot \sin(15t + 6) + 3,4 \cdot \sin(30t + 310)$$

Sobre el nodo 8 (central) que corresponde a la costa la temperatura potencial se tomó como promedio entre la del mar y la obtenida de esta última expresión.

DISCUSION DE LOS RESULTADOS

La integración comenzó a las 7 hora local. Las figuras 2 y 3 presentan dos cortes verticales después de dos horas mostrando claramente el comienzo de la circulación de la brisa de mar.

La configuración de la temperatura potencial pone de manifiesto la difusión vertical de calor desde la tierra. Tanto la dirección del viento como la distribución de zonas de ascenso y de descenso se corresponden con las observaciones disponibles; el fenómeno alcanza una altura de 1 km.

Las figuras 3 y 4 corresponden al instante de máxima intensidad de la brisa de mar que se alcanza a las 7 horas de integración.

El campo de u muestra un máximo de 3,6 m/seg alrededor de 300m de altura y 15 Km tierra adentro. La circulación opuesta se encuentra a 1.200m de altura con un valor máximo de 1,36 m/seg.

En la componente v se puede apreciar bien el efecto de la rotación de la tierra. Las zonas de ascenso y de descenso abarcan ahora regiones mayores. El máximo de descenso (6,4 cm/seg) se encuentra casi sobre la costa y a unos 400m de altura, mientras que el de ascenso (3,9 cm/seg) 30 Km tierra adentro y a 800m de altura.

La distribución de la temperatura potencial pone en evidencia el efecto de la advección de calor.

Las figuras 6 y 7 muestran después de 16 horas de integración el comienzo de la circulación de brisa de tierra. En la figura 6 se puede observar una configuración similar y opuesta a la de la Figura 2. La altura que alcanza esta circulación es ahora menor (600m) como es de esperar dada la inversión de temperatura en las capas bajas de la atmósfera que puede observarse en la Figura 7.

En cuanto a la componente v se puede ver en la misma región que la inversión del sentido de la circulación se traduce ahora en valores casi nulos de esta componente de la velocidad, perdurando a mayor altura algunas celdas que todavía mantienen la anterior circulación.

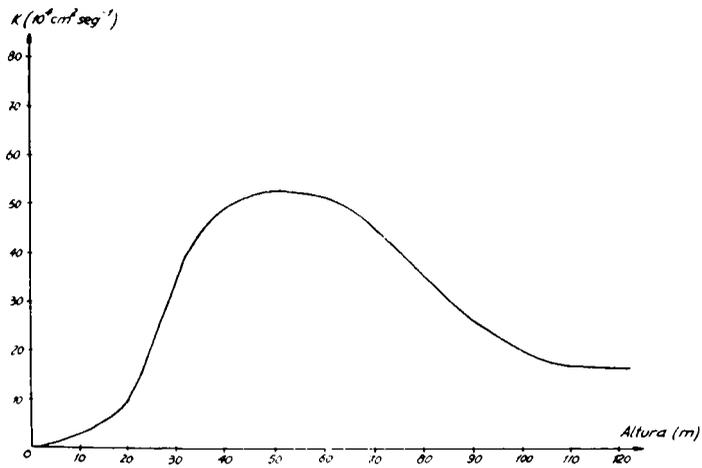


Figura 1: Coeficiente de difusión en función de la altura.

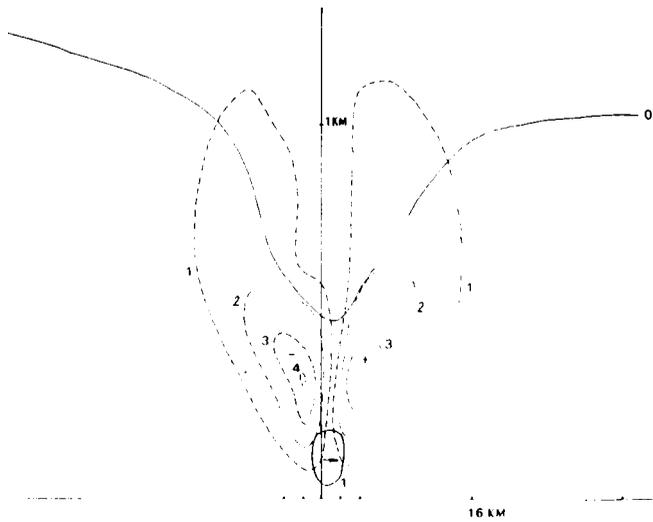


Figura 2: Velocidades u (horizontal normal a la costa en m/seg) y w (vertical, en línea punteada, en cm/seg) después de 2 horas.

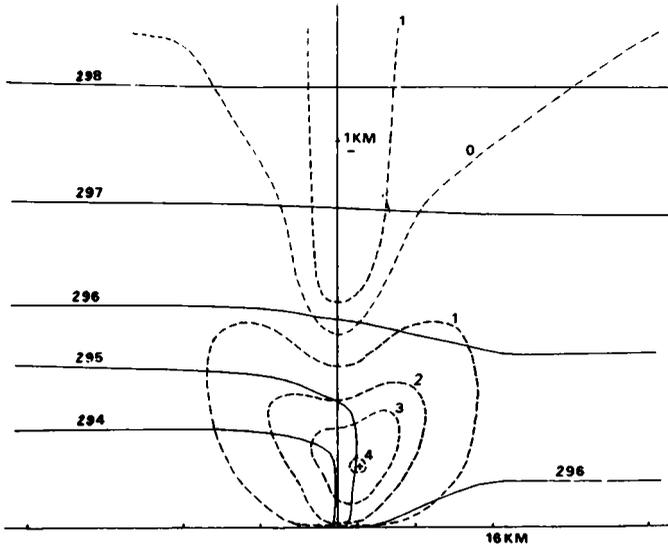


Figura 3: Velocidad v (horizontal paralela a la costa, en línea punteada, en cm/seg) y temperatura potencial ($^{\circ}$ K).

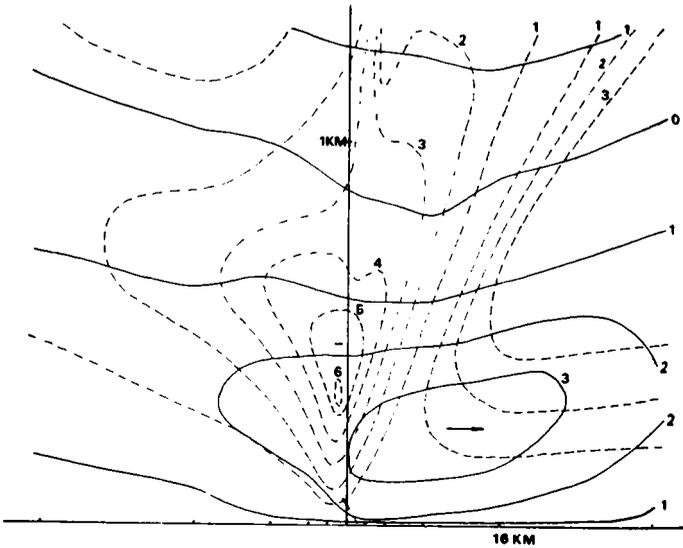


Figura 4: Velocidades u (horizontal normal a la costa en m/seg) y w (vertical, en línea punteada, en cm/seg) después de 7 horas.

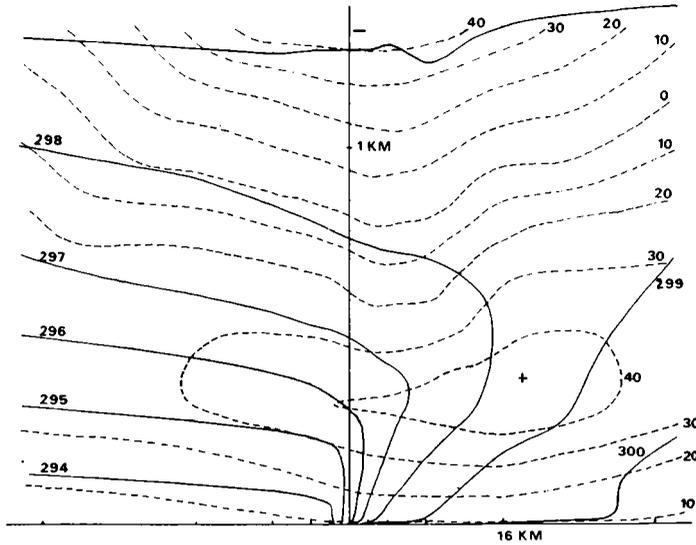


Figura 5: Velocidad v (horizontal paralela a la costa, en línea punteada, en cm/seg) y temperatura potencial ($^{\circ}\text{K}$).

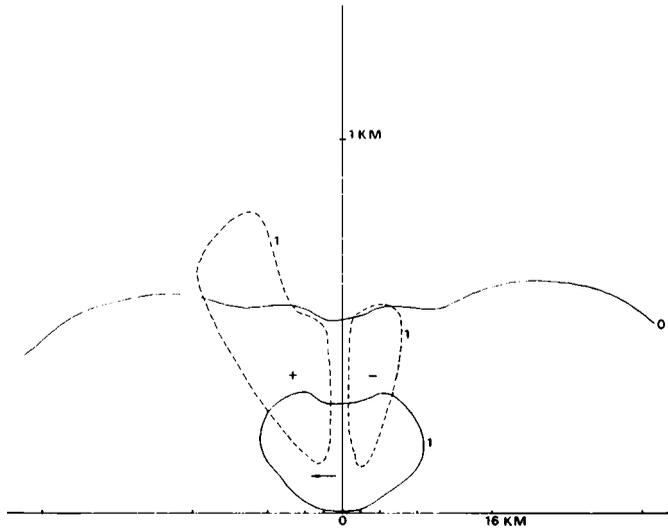


Figura 6: Velocidades u (horizontal normal a la costa en m/seg) y w (vertical, en línea punteada, en cm/seg) después de 15 horas.

BIBLIOGRAFIA

IBRAHIM, S., 1971: *Linear stability in the growth of finite amplitude disturbances in a shear flow*, *J. Fluid Mech.*, **50**, pp. 641-644.

FLÜGEL, WOLFGANG, 1971: *On the stability of shear flows with respect to disturbances of arbitrary length*, *J. Fluid Mech.*, **50**, pp. 645-647.

AMUNDIN, L., 1971: *Nonlinear stability of shear flows with respect to disturbances of arbitrary length*, *J. Fluid Mech.*, **50**, pp. 649-651.

LEE, H.-C., 1970: *Stability of shear flow with respect to disturbances of arbitrary length*, *J. Fluid Mech.*, **49**, pp. 653-655.

AMUNDIN, L., 1971: *The linear stability of shear flows with respect to disturbances of arbitrary length*, *J. Fluid Mech.*, **50**, pp. 641-644.

CORRIENTE INDUCIDA POR EL ELECTROCHORRO EN SUDAMERICA ECUATORIAL

S. DUHAU y L. ROMANELLI

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires

Para correlacionar la corriente del electrochorro ecuatorial con las variaciones diarias S_q es necesario determinar qué parte de las mismas es debida a las corrientes inducidas por aquél en la tierra. La importancia de esa contribución está actualmente en discusión y, en particular, se ha afirmado que ella es nula.

En este trabajo se propone un nuevo método para separar la parte inducida y un modelo que permite comprobar simultáneamente la validez del método propuesto y de los usuales. Se encuentra que la contribución a las variaciones S_q de las corrientes inducidas por el chorro ecuatorial es importante y que el nuevo método es el que mejor correlaciona los valores medidos de la corriente integrada en el mismo con esas variaciones.

In order to correlate the electrojet current with the geomagnetic daily variation S_q it is necessary to decide which is the better way to take into account the internal part of the enhancement field.

The importance of this contribution has been discussed by other authors, who have disregarded it. Here, a new method of separating the internal to the external parts is proposed and a model that allows to verify its validity simultaneously with other usual methods is also given. It is found that the contribution of the induced current to the geomagnetic variations is important and the new method is the one that better correlate the measured values of the integrate current with these variations.

I.- INTRODUCCION

Cuando se correlacionan las corrientes ionosféricas con las variaciones geomagnéticas, es indispensable conocer qué parte de estas variaciones son originadas por las corrientes inducidas. Se suele suponer (Untiet 1967, Richmond 1973) que la corriente inducida responde a la hipótesis de Chapman (1951) que considera la tierra perfectamente conductora a partir de una cierta profundidad, lo cual implica que esa corriente es la imagen espejular de la corriente ionosférica.

Separando las corrientes internas y externas mediante el operador de Kertz, Fambitakoye (1973) llegó a la conclusión que para las variaciones diurnas la corriente inducida es despreciable, lo que no está de acuerdo con la hipótesis de Chapman; mientras que encuentra el hecho contradictorio que, para las variaciones debidas a las tormentas magnéticas, la contribución de la corriente inducida es importante.

Fambitakoye y Mayaud (1976a) propusieron un modelo para el electrochorro que incluye parámetros directamente comparables con el modelo de Richmond (1973a). Concluyeron nuevamente que los efectos de la corriente inducida son despreciables cuando se correlacionan las variaciones geomagnéticas con el modelo propuesto, y esta hipótesis ha sido usada posteriormente para predecir la dinámica del electrochorro (Fambitakoye y Mayaud, 1976b, Fambitakoye et al 1976).

Nosotros usaremos el desarrollo en armónicos esféricos del potencial del cual derivan las variaciones diurnas (Chapman y Bartels 1962, Matsushita y Maeda, 1965) como método alternativo para la separación en las contribuciones externas e internas de esas variaciones. Las mediciones de las corrientes del electrochorro provistas por los satélites (Davis, et al, 1967, Shuman 1970; Maynard); 1967; nos permitirán evaluar en forma inequívoca la importancia de la contribución de las corrientes inducidas en ese fenómeno y elegir el método de separación más adecuado.

En el capítulo II se analizan las hipótesis a utilizar y se propone un modelo general que incluye las más usuales como casos particulares: esto permite predecir la corriente ionosférica a partir de las variaciones geomagnéticas con un error conocido a priori.

En el capítulo III se desarrolla un método numérico que utilizando ese modelo permite seleccionar el conjunto de hipótesis que predice mejor la corriente.

En el capítulo IV se detallan los resultados obtenidos.

En el capítulo V se dan las conclusiones.

II.- DISCUSION DE LAS HIPOTESIS BASICAS DE UN MODELO PARA EL ELECTROCHORRO ECUATORIAL

a) Aproximación de capa delgada

Se analizó el error que introduce la aproximación de que el electrochorro fluye en una capa de espesor infinitesimal en la predicción del campo geomagnético y se concluyó que si:

$$H(x) = \frac{\mu_0}{2a} \int_{-\infty}^{\infty} J(x') \frac{dx'}{r^2} \quad (1)$$

se usa para calcular la componente norte de las variaciones geomagnéticas en el ecuador, éstas serán obtenidas con un error menor que el 5%.

En (1) las coordenadas x y x' varían de este a oeste, z es la distancia vertical entre el punto de observación y la posición del electrochorro y $J(x')$, a la que denominaremos corriente integrada, es la componente horizontal de la corriente del electrochorro integrada en la dirección vertical.

Para las otras componentes pueden obtenerse expresiones similares.

b) Distribución latitudinal de la corriente integrada.

La ecuación (1) requiere, para su cómputo, el conocimiento de la distribución latitudinal de la corriente integrada.

La Figura 1 muestra una recopilación de las mediciones de ésta, realizadas al mediodía. De las mismas pueden inferirse las siguientes conclusiones.

- i) Fuera de la zona incremental la corriente tiende a un valor constante J_0 . Promediando los valores experimentales fuera del intervalo $-350 < x < 350$ km se obtiene $J_0 = (0,035 \pm 0,005)$ Amp/m.
- ii) La corriente en el ecuador magnético es máxima; el promedio de los datos experimentales allí es $J_t = (0,138 \pm 0,005)$ Amp/m. Nótese que si definimos J_i tal que $J_t = J_i + J_0$ resulta $J_i = (0,104 \pm 0,010)$ Am/m.
- iii) No se puede predecir la forma exacta en la zona donde la corriente varía rápidamente pero es evidente que ésta toma su valor constante a una distancia D no menor que 350 Km y no mayor que 380 Km. Ello implica que la corriente incremental tiene un ancho característico $D = (355 \pm 25)$ Km.
Por otra parte, Burrows (1970) encontró que las fluctuaciones en el ancho del electrochorro son menores que 50 Km, es decir, que dentro de su error D no varía con la intensidad.

Superpuesta a los datos observacionales, en la Figura 1 se ve la variación latitudinal de la corriente integrada encontrada por Richmond (1973). Nosotros creemos que, si bien este autor obtuvo un valor para el módulo que discrepa en un 30% de los valores medidos, la forma de la curva podría ser correcta. Una buena aproximación de la misma a efectos de realizar la integral en (1) es suponer un valor constante J_t en el intervalo $(-x_0, x_0)$ y a partir de allí con una variación lineal, hasta alcanzar el valor constante J_0 en los bordes de un intervalo más ancho, $(-D, D)$; es decir que la corriente incremental estará dada por:

$$J = J_i \quad , \quad -x_0 \leq x \leq x_0 \quad , \quad (2a)$$

$$J = J_i \cdot \gamma \left(1 + \frac{x}{D}\right) \quad , \quad -D \leq x \leq -x_0 \quad , \quad (2b)$$

$$J = J_i \cdot \gamma \left(1 - \frac{x}{D}\right) \quad , \quad x_0 \leq x \leq D \quad ; \quad (2c)$$

donde $\gamma = 1 - \frac{x_0}{D}$.

La Figura 2 muestra una recopilación de las mediciones para las variaciones latitudinales de la componente norte del campo y la separación hecha por Onwumechilli del campo total en sus componentes planetaria e incre

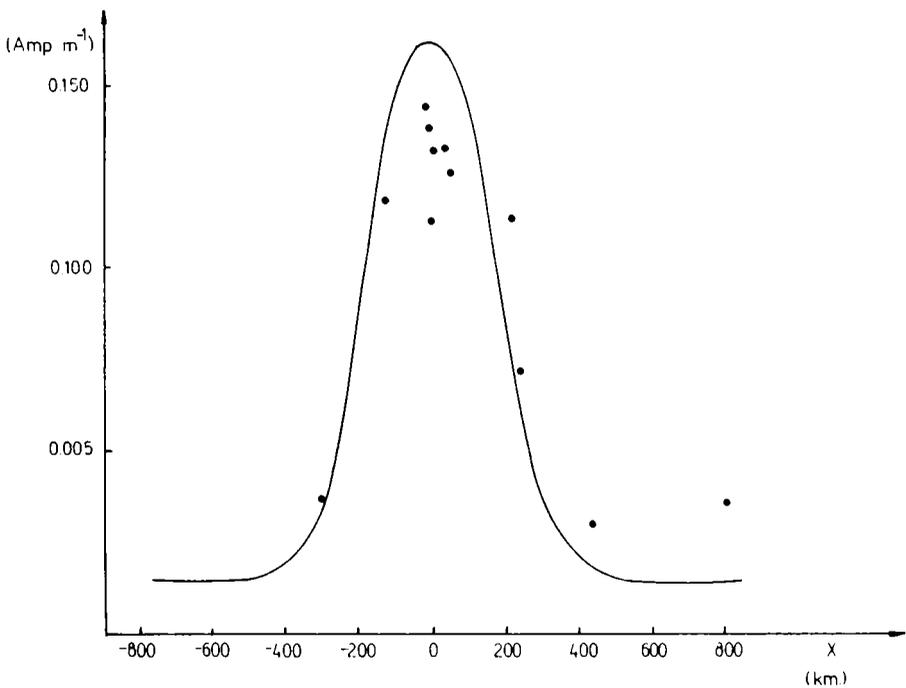


Figura 1: Variación de la corriente integrada con la latitud respecto del ecuador magnético, cerca del mediodía. Los puntos son una recopilación hecha por Richmond (1973b) de las mediciones hechas por Davis et al (1967), Maynard (1967) y Shuman (1970). La curva representa el resultado encontrado por Richmond (1973b) con su modelo teórico (1973a). La corriente se ha normalizado de forma tal que produce en Huancayo una componente norte del campo igual a 100.

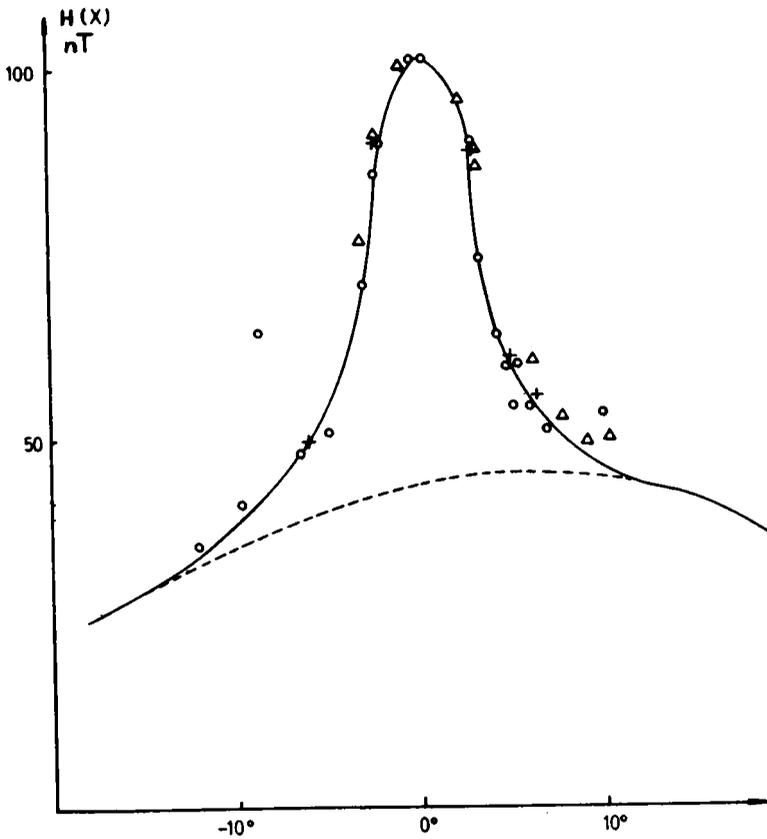


Figura 2: Variación del rango diario de H con la latitud a partir del ecuador magnético. La línea punteada indica la parte planetaria, tal como fuera separada por Onwumechilli (1967). Se han recopilado datos de: Forbush y Casaverde (1961), círculos, Affolter (1968), cruces; y Giesecke (ver Chapman 1951), triángulos, y están normalizados de la misma forma que los de la figura 1.

mental. Allí se observa que el valor del campo planetario en el intervalo $0 \leq \theta \leq 10^\circ$ es aproximadamente $H_0 = 43\gamma$, lo que requeriría una corriente externa de .049 Amp/m, mucho mayor que la corriente J_0 medida.

Nosotros creemos que esta discrepancia es significativa y es debida al hecho que parte de las variaciones geomagnéticas en tierra son producidas por corrientes que no fluyen en la capa E, sino que provienen de regiones más altas y en consecuencia no han sido medidas. Nosotros las hemos evaluado de la siguiente manera: en la región F se tiene (Rishbeth 1971):

$$j_y = Ne \frac{\partial}{\partial \Omega} (V_n - U_n) \quad (3)$$

N densidad electrónica, e carga del electrón, Ω frecuencia de ciclotrón para los iones O^+ y V_n , U_n son las velocidades de los iones y de los neutros en la dirección vertical.

En el ecuador $U_n \approx 0$, $V_n \approx 20$ m/seg, al mediodía (Woodman, 1970). Tomando $N = 10^{12}/m^3$, $\partial = 1/\text{seg}$, $\Omega = 160/\text{seg}$, resulta $j_y = 2 \times 10^{-8}$ Amp/m² que es 10^{-2} veces menor que la corriente en la capa E y por lo tanto no es apreciable cuando se mide ésta. Una estimación más detallada, que omitimos por brevedad, muestra que esa pequeña corriente, integrada en toda la capa F, da una contribución total de .01 Amp/m. Como el incremento de Cowling de la conductividad sólo ocurre en la capa E, es posible que la F sólo contribuye a la corriente planetaria y no a la incremental. Si esto es válido, los valores de J_0 y J_i obtenidos para las variaciones del campo magnético excederán los valores medidos de estos parámetros en 0,01 Amp/m pero J_i y D se mantendrán iguales a los valores medidos, de $(0,104 \pm 0,010)$ Amp/m y (355 ± 25) Km respectivamente.

c) Separación de las variaciones geomagnéticas del chorro ecuatorial en sus partes de origen interno y externo.

Chapman (1951) supuso que la tierra es un conductor perfecto a partir de una cierta profundidad z_0 que para Sudamérica es de 250 Km; de tal forma que la corriente incremental inducida es una banda de igual intensidad a la ionosférica situada a $2z_0 + h$ donde z_0 es la altura a la que se halla la banda ionosférica. Supuso además que la contribución interna de la parte planetaria es una fracción $1/(1+b)$ de la externa donde b se obtiene del análisis en esféricos armónicos sobre el resto del globo. Consideró que en el ecuador es $b = 0,6$.

En los estudios de las variaciones geomagnéticas diarias sobre todo el globo la separación se realiza mediante un análisis en armónicos esféricos (Chapman, 1962). Matsushita y Maeda (1965) han demostrado que tomando un número suficientemente grande de términos en ese desarrollo éste es válido incluso en el ecuador. De tal manera que para el campo geomagnético total $H = H_0 + H_i(x)$ (H_i incremental y H_0 planetario) vale la relación:

$$b = H_i(x)/H_0 \quad (4)$$

b se obtiene de ese análisis y no depende del número de manchas solares como se ve en la Tabla I. Es decir no depende del módulo de las variaciones geomagnéticas. Existe por lo tanto una relación lineal entre el campo externo y el interno, lo que permite escribir:

$$b = I_0/E_0 = I_i/E_i \quad (5)$$

En la Tabla I se dan los valores numéricos del coeficiente b , cociente entre la parte externa e interna de las variaciones latitudinales como función del número de manchas solares R . Calculado utilizando los coeficientes del desarrollo en armónicos esféricos dado por los autores correspondientes.

TABLA I - Valores de b

A U T O R	AÑO	R	b
Chapman	1902	5	.41
Hasegawa y Ota	1932-1933	8	.43
Chapman	1905	64	.38
Matsushita y Maeda	1965	185	.41

Estas relaciones permiten separar simultáneamente la parte incremental y la planetaria en sus componentes externa e interna sin conocer la corriente inducida, a este proceso lo denominaremos "método global".

d) Corrección por la curvatura terrestre.

La curvatura de la tierra es usualmente despreciada cuando se describe el chorro ecuatorial (Chapman, 1951; Richmond, 1973; Fambitakoye, 1973; Onwumechilli, 1967). Dadas las dimensiones reducidas del mismo, y el hecho que se encuentra en una capa concéntrica con la tierra, ese efecto se puede introducir sin recurrir a coordenadas curvilíneas si se considera la altura del chorro z_0 constante dentro de la latitud que éste abarca, y fuera de allí:

$$\left. \begin{aligned} z &= z_0 + R(\cos\theta_0 - \cos\theta) & , & \theta > \theta_0 & ; \\ z &= z_0 & , & 0 \leq \theta \leq \theta_0 & ; \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

donde R es el radio de la Tierra y θ_0 la latitud en el borde del electrochorro.

Esta corrección se hace más importante a medida que aumenta la latitud, por ejemplo a la altura de Talara ($\theta = 6.7^\circ$), introduce ya una diferencia apreciable, del 10%, en el módulo de las variaciones geomagnéticas.

III.- PREDICCIÓN TEORICA DE LA CORRIENTE A PARTIR DE LAS VARIACIONES GEOMAGNETICAS LATITUDINALES

A partir de (1) y de la expresión de la corriente integrada dada por

(2) se puede computar el campo magnético externo en tierra. A su vez el campo interno se puede calcular por medio de (4) y (5), o sea utilizando el método global, o bien las hipótesis de Chapman, o suponiendo no inducción. Ello permite obtener:

$$J_i(0) = \frac{2}{\mu_0} \frac{1-F(x)}{1-f(x)} \frac{100\gamma}{\kappa(H)}, \quad (7)$$

y

$$J_0 = \frac{2}{\mu_0} \frac{1}{1+b} \frac{F(x) - f(x)}{1-f(x)} 100\gamma; \quad (8)$$

en estas ecuaciones se ha supuesto que el valor de las variaciones geomagnéticas en Huancayo es de 100γ , se define $f(x) = H(x)/100$, y

$F(x) = \kappa(x)/\kappa(H)$ ($\kappa(H)$ es $\kappa(x)$ computada en Huancayo con:

$\kappa(x) = k(x, z) + b_1 k(x, z_t)$, donde z esta dada por (6) y, análogamente

$z_t = z_{t_0} - R(\cos\theta_0 - \cos\theta)$ es la posición de la corriente imagen y:

$$k(x, z) = \left(1 - \frac{x_0}{D}\right)^{-1} \left[g^+(D) - g^+(x_0) \frac{x}{D} + \frac{x}{D} (g^-(D) - g^-(x_0)) - \frac{z}{D} (f(D) - f(x_0)) \right], \quad (9)$$

$$g^\pm(y) = \frac{1}{\pi} \left[\text{actg} \left(\frac{x+y}{z} \right) \pm \text{actg} \left(\frac{x-y}{z} \right) \right] \quad (10)$$

$$f(y) = \frac{1}{2\pi} \left[\ln z^2 \left(1 + \left(\frac{x+y}{z} \right)^2 \right) + \ln \left(\frac{x-y}{z} \right)^2 \right]; \quad (11)$$

y finalmente a) $c = 1/(1+b)$, $b_1 = 0$ y $b = 0,4$ para el método global;

b) $c = b_1 = 1$ y $b = 0,6$ para las hipótesis Chapman y

c) $b_1 = 0$, $b = 0,4$ y $c = 1$ si se supone no inducción.

IV.- RESULTADOS OBTENIDOS

a) Método numérico

Los valores de J_t y J_0 pueden ser calculados mediante las ecuaciones (7) y (8) conociendo el valor del campo geomagnético a una latitud arbitraria cercana al ecuador ($\theta < 10^\circ$).

Para cada método de separación se busca el par (x_0, D) que hace mínima la dispersión de los valores de J_0 y J_t obtenidos para distintas latitudes,

esto determina la distribución latitudinal de la corriente a partir del campo $H(x)$. La elección final está dada por el par (x_0, D) que mejor predice el módulo de esos parámetros. La Tabla II resume los resultados:

TABLA II

	J_0 Amp/m	J_1 Amp/m	Disper- sión	A	D Km	x_0 Km
Valor medido	$\approx .050$	$(.104 \pm .005)$	--	≈ 2	350 ± 25	≈ 100
a)	.054	.098	5%	2.19	330	90
b)	.034	.102	5%	2.98	450	150
c)	.055	.127	30%	2.23	400	100

Parámetros que determina la forma y magnitud de la corriente del electrochorro más compatible con la variación latitudinal de $H(x)$, para los métodos de separación: a) Método global, b) Hipótesis de Chapman, c) Hipótesis de no inducción.

b) Discusión de los resultados.

Se observa que de todos los métodos el que presenta mayor dispersión es el (c); este método requiere una corriente incremental mayor que la medida. El método (b) requiere un valor de J_0 muy pequeño y para la corriente incremental un valor de J_1 adecuado pero un ancho D mucho mayor que el medido. El método (a) es el único que requiere parámetros para la corriente compatibles con los medidos.

El significado de este resultado puede comprenderse mejor observando la Figura 3 donde se ha graficado el cociente I/E para los distintos métodos. El método de imágenes da un cociente mucho mayor que el global aún para zonas donde el campo magnético producido por el electrochorro no es importante y al mismo tiempo el método que supone no inducción da un cociente mucho menor en las mismas latitudes, esto indica nuevamente que uno sobrevalúa las corrientes inducidas mientras que el otro las subestima.

La Figura 4 muestra el campo producido por la distribución de corriente requerida por cada método de separación. El método de imágenes predice un campo menor que el esperado a latitudes mayores de 5° . Tanto el método que supone no inducción como el global reproducen correctamente las observaciones y dan amplificaciones similares. Esto indica que no es posible decidir partiendo únicamente del conocimiento de las variaciones diarias cuál es el mejor método de separación, como fuera hecho por Fambitakoye (1973) y Fambitakoye y Mayaud (1976). Para decidir sin ambigüedades, se requiere el conocimiento simultáneo de la corriente ionosférica.

V.- CONCLUSIONES

a) Mediciones recientes de la corriente ionosférica ecuatorial permiten de-

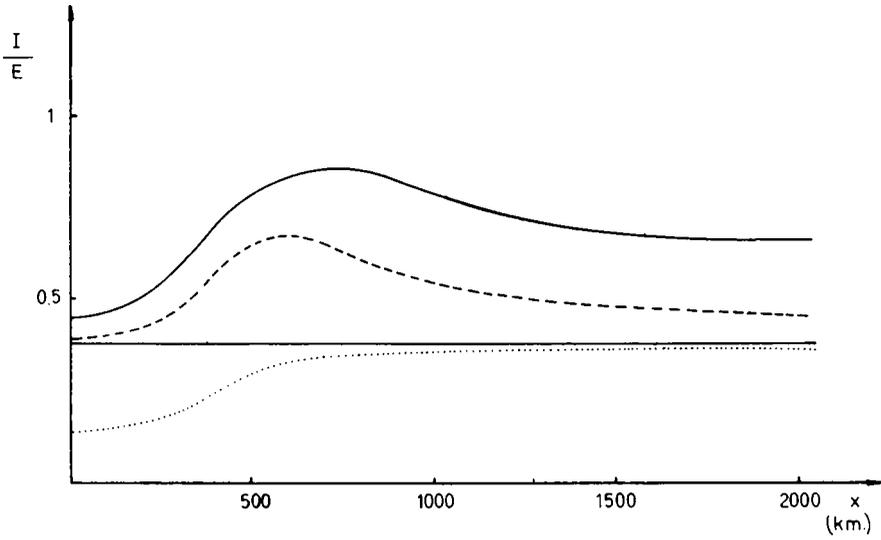


Figura 3: El cociente entre la parte interna I y la externa E de H fue calculado usando: hipótesis de Chapman con $b = .6$, línea llena, con $b = .4$, línea punteada e hipótesis de no inducción, línea de puntos. El valor constante de $.4$ corresponde al método global.

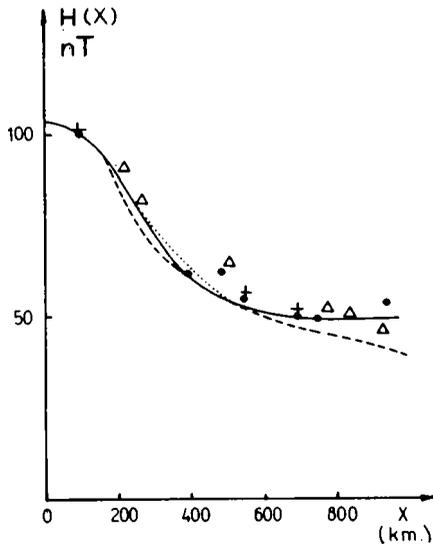


Figura 4: Variación latitudinal de H cerca del mediodía calculada mediante: el método global, línea llena; hipótesis Chapman ($b = .4$), línea punteada, e hipótesis de no inducción, línea de puntos. Los datos son los mismos que en la figura 2.

cidir acerca de la importancia de las corrientes inducidas por la parte incremental de las mismas en la determinación de las variaciones geomagnéticas diarias.

- b) Se encuentra que la corriente inducida es importante y que es correctamente incluida si se supone una relación lineal entre la parte interna y externa del campo n. gnético.
- c) Esto permite separar las variaciones geomagnéticas sin recurrir a la componente vertical de las mismas y sin conocer la corriente inducida, lo cual permite predecir ésta.
- d) La correlación entre la corriente ionosférica de base y las variaciones geomagnéticas planetarias muestra que una parte sustancial de esa corriente fluye en la capa F.

B I B L I O G R A F I A

- AFFOLTER, H., 1968: *Geofiz.pura appl.*71. 37.
- BURROWS, J., 1970: *J. Geophys.Res.*75,5,1319.
- CHAPMAN, S., 1951: *Arch.Meteorol.Geophys.Bioclímatol.*A4,368.
- CHAPMAN, S. y BARTELS, J., 1962: "Geomagnetism" Oxford Vol.II. p. 684.
- DAVIS, T.N., BURROWS, K., y STOLABICK, J.D., 1967: *J. Geophys. Res.* 65,302.
- FAMBITAKOYE, O., 1973: *Ann. Geophys.* 6-29, fasc.2, 149.
- FAMBITAKOYE, O., y MAYAUD, P.M., 1976a: *J. Atmosph. Terr. Phys.*38.1.
- FAMBITAKOYE, O., y MAYAUD, P.M., 1976b: *J. Atmosph. Terr. Phys.*38, p. 123.
- FAMBITAKOYE, O., MAYAUD, P.M., y RICHMOND, A.D., 1976: *J. Atmosph. Terr. Phys.* 38,113.
- FORBUSH, S., y CASAVARDE, M., 1961: *Carn., Inst.Publ.*620.
- MATSUSHITA, S., 1968: "Physics of Geomagnetic Phenomena" Acad.Press. N.Y. Vol.I, 302.
- MATSUSHITA, S. y MAEDA, H., 1965: *J. Geophys.Res.*70,2535.
- MAYNARD, N.C., 1967: *J. Geophys.Res.* 72,1863.
- ONWUMECHILLI, A., 1967: "Physics of Geomagnetic Phenomena" Acad.Press.N.Y. Vol.I,420.
- RICHMOND, A.D., 1973a: *J.Atmosph.Terr.Phys.*35 1083.
- RICHMOND, A.D., 1973b: *J.Atmosph.Terr.Phys.*35,1105.
- RISHBETH, H., 1971: *Planet Space Sci.*19,263.
- SHUMAN, B.M., 1970: *J.Geophys.Res.*75,3883.
- UNTIET, J., 1967: *J.Geophys.Res.*72,5779.
- WOODMAN, R.F., 1970: *J.Geophys.Res.*75,6249.



RECONSTRUCCION Y EVOLUCION DEL CONTINENTE GONDWANA (*)

JUAN F. A. VILAS

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires

Los últimos datos paleomagnéticos obtenidos de rocas del Paleozoico Superior y Mesozoico provenientes de América del Sur y Africa han brindado un volumen de información tal que permiten la utilización de técnicas de computación apropiadas para comparar y definir el mejor ajuste de estos continentes. Esto posibilita simultáneamente la obtención de una reconstrucción paleogeográfica de América del Sur y Africa y la definición de la curva de desplazamiento polar aparente desde el Paleozoico Superior hasta el Mesozoico Superior común a ambos continentes, la que es utilizada como patrón para el Supercontinente Gondwana.

Sobre la base de la curva de desplazamiento polar mencionada y la información proveniente de la propagación del fondo de los océanos asociada con los continentes Australia, Antártida e India, se analizan los polos paleomagnéticos asignados al Paleozoico Superior y Mesozoico de Australia, Antártida, India y Madagascar. Este análisis permite obtener una reconstrucción paleogeográfica del supercontinente Gondwana similar a la lograda por Du Toit y sugerir que este supercontinente existió hasta el Jurásico Superior. El origen del Atlántico Sur tuvo lugar en el Cretácico Inferior tardío. Los movimientos relativos entre Africa, India y Madagascar habrían comenzado en el Cretácico Superior - Terciario, Inferior. El último episodio de la fragmentación fue la separación de Australia y Antártida en el Cenozoico Medio.

The Upper Palaeozoic and Mesozoic palaeomagnetic data for South America and Africa, allow us to use computing techniques to evaluate and define the best fitting of these continents. This defines a palaeogeographic reconstruction of the South American - African block and the common Upper Palaeozoic - Lower Mesozoic apparent polar wandering curve for these continents. This is used as a standard apparent polar wandering curve for the Gondwana Supercontinent.

On the basis of the standard polar wandering curve and the sea-floor spreading data associated with Australia, Antarctica and India, the Upper Palaeozoic and Mesozoic palaeomagnetic poles of Australia, Antarctica, India and Madagascar are evaluated and analyzed. This suggests a reconstruction of the Gondwana Supercontinent similar to that presented by Du Toit.

Gondwana existed in Late Jurassic time. The origin of the South Atlantic occurred in late Early Cretaceous time. The relative movements between Africa, India and Madagascar started in Late Cretaceous - Early Tertiary time. The last episode of the fragmentation of Gondwana was the separation of Australia and Antarctica in Middle Cenozoic time.

(*) Informe por invitación

INTRODUCCION

La existencia en el pasado geológico de un supercontinente formado por los continentes del hemisferio Sur y la India al que se lo denominó Gondwana es una hipótesis que permite explicar la distribución actual de los rastros dejados por las glaciaciones continentales, la distribución y evolución de paleofaunas y la distribución actual de tipos peculiares de rocas en estos continentes (Wegener, 1924). Esta hipótesis fue la base de la teoría de la deriva continental, pues su aceptación implica que han existido grandes movimientos horizontales entre los distintos bloques continentales. En las últimas décadas, nuevas líneas de investigación en las ciencias de la Tierra han jugado un papel relevante en la teoría de la deriva continental, entre ellas el paleomagnetismo y los estudios geológicos y geofísicos realizados en las fosas oceánicas han brindado un valioso aporte al conocimiento de la dinámica y los movimientos de los diferentes bloques que cubren el globo terrestre. Los estudios paleomagnéticos, bajo ciertas condiciones, permiten obtener para un período dado dentro de la escala geológica la posición relativa de un bloque continental respecto del polo paleogeográfico. Cuando el continente mencionado está referido al sistema de coordenadas actuales quedará definido también en este sistema el polo paleogeográfico al que se lo denomina polo paleomagnético. Cuando se cuenta con varios polos paleomagnéticos con edades semejantes ellos deberán estar ubicados próximos entre sí, es decir definir una misma población la que tendrá una distribución de Fisher (1953); a éste tipo de conjunto de polos paleomagnéticos se lo denomina grupo de edad. Cuando el bloque continental permanece estacionario respecto del polo geográfico durante un período dado dentro de la escala geológica, a éste se ha convenido en denominarlo período de desplazamiento polar casi estático; los polos paleomagnéticos con edades comprendidas en el mismo deberán pertenecer a una misma población con distribución de Fisher; se dice entonces que estos polos paleomagnéticos definen un grupo de tiempo. Si se cuenta para un mismo bloque con polos paleomagnéticos con edades comprendidas en un lapso geológico considerable, la curva que los une cronológicamente definirá el movimiento aparente del polo paleogeográfico (paleomagnético) respecto de éste bloque; a esta curva se la denomina curva de desplazamiento polar aparente. Si se dispone para un mismo período geológico, de las curvas de desplazamiento polar aparente de varios bloques continentales es posible obtener una reconstrucción de la posición relativa de los mismos si se superponen los tramos de curvas de desplazamiento polar que son semejantes y coetáneos. De esta manera se obtiene un supercontinente con su curva de desplazamiento polar que es común para todos los continentes que lo constituyen; el síntoma que indica el inicio de la fragmentación de éste es cuando alguna de las curvas de los continentes que lo integran comienzan a separarse de la curva común.

La teoría de la propagación del fondo oceánico (Dietz, 1961 y 1966; Hess, 1965), establece los desplazamientos horizontales realizados por bloques de corteza y parte superior del manto durante el Mesozoico y Cenozoico, los que pueden ser descriptos en primera aproximación por la rotación de bloques rígidos que como casquetes esféricos han girado alrededor de polos de rotación dados, así el movimiento de un punto cualquiera de un casquete esférico estará materializado por arcos de circunferencia centrados en el polo de rotación respectivo (Morgan, 1968); de este modo todos los puntos de un mismo bloque tendrán igual velocidad angular. Los bloques sólo sufren deformaciones a lo largo de las crestas de las cordilleras oceánicas centrales, en las fosas oceánicas y áreas de mayor compresión donde dos ó más bloques convergen en su movimiento y a lo largo de los límites

comunes a dos bloques hacia ambos lados de los cuales los mismos tienen movimientos diferenciales entre si.

LA INFORMACION PALEOMAGNETICA

Los polos paleomagnéticos que pueden ser utilizados para obtener reconstrucciones continentales son aquellos que han sido definidos sobre la base del magnetismo remanente de rocas que fueron sometidas a pruebas de estabilidad magnética, con edades bien definidas y que cubran un intervalo que asegure que se han eliminado las variaciones paleoseculares. Los polos paleomagnéticos de los continentes gondwánicos que satisfacen mejor estas condiciones son aquellos cuyas edades son Paleozoico Superior o más jóvenes, (Valencio, 1973). Sin embargo, cuando estos polos son utilizados para obtener la reconstrucción del Gondwana en el Paleozoico Superior y definir los episodios de su fragmentación en el Mesozoico y Cenozoico aparecen incoherencias entre los mismos y entre éstos y la información geológica, paleontológica y de la propagación del fondo de los océanos, (Vilas y Valencio, 1970; Valencio y Vilas, 1972; Valencio, 1973). La manera más adecuada para definir estas incoherencias es mediante la determinación de una curva polar patrón la que es obtenida sobre la base de los polos paleomagnéticos más confiables de algunos de los continentes gondwánicos. Recientemente, Valencio y Vilas, 1975; Valencio et al, 1976 a, b y Vilas y Valencio 1976, han indicado la buena coherencia que existe en las posiciones de los polos paleomagnéticos de América del Sur y el Africa cuyas edades van desde el Paleozoico Tardío al Mesozoico Tardío (lapso \approx 250 m.a.) cuando estos son comparados en la reconstrucción de América del Sur y Africa unidos por sus litorales Atlánticos (Gondwana Occidental). Por esta razón es que se utilizara como curva de desplazamiento polar patrón para el Gondwana a la obtenida del mejor agrupamiento de los polos paleomagnéticos costáneos de América del Sur y Africa. Este análisis se hizo por medio de un programa especial y una computadora electrónica (Aranao et al, 1976); el movimiento de rotación de América del Sur respecto del Africa así definido está caracterizado por un polo de rotación ubicado en $29^{\circ}\text{W } 52^{\circ}\text{N}$ y un ángulo de rotación de 53.5° (cuadro 1). La reconstrucción y curva de desplazamiento polar así obtenida para estos dos continentes es la mostrada en la Figura 1. Las posiciones polares medias de edad Permocarbónica (PC) están definidas por cinco polos paleomagnéticos de América del Sur asignados al Carbónico Superior y cuatro polos paleomagnéticos del Africa asignados al Carbónico Superior y al Pérmico Inferior, (Valencio et al, 1975; Vilas y Valencio, 1976). Las posiciones medias de los polos paleomagnéticos con edades comprendidas dentro del lapso Pérmico Medio - Jurásico (período casi estático; 14 polos para América del Sur y 21 para Africa) están individualizados por P-J (Valencio y Vilas, 1975). El grupo de edad Cretácico Inferior temprano (Kit) está definido por el promedio de 4 polos para América del Sur y dos para Africa. El grupo individualizado por Ki está formado por el promedio de dos polos de edad Cretácica Temprana para el Africa y de tres polos para América del Sur que definen un período casi estático desde el Cretácico Inferior tardío al Cretácico Superior, (Vilas y Valencio, 1976). Los grupos K y Ks del Africa marcan las posiciones de los grupos formados por los promedios de tres polos paleomagnéticos de edad Cretácica y tres de edad Cretácica Tardía respectivamente. El fin de la curva de desplazamiento polar patrón para el Gondwana Occidental y el comienzo de la separación de América del Sur y el Africa está individualizado por Ki; ello es consecuencia de que los polos paleomagnéticos Africanos más jóvenes que Cretácico

Inferior tardío definen un neto desplazamiento polar (curva de trazos en Figura 1) mientras que los de América del Sur permanecen en el mismo lugar, (período de desplazamiento polar casi estático Cretácico Inferior tardío - Cretácico Superior). De acuerdo a lo expuesto, la curva de desplazamiento polar patrón está indicando que el bloque América del Sur - África se estuvo alejando del polo sur durante el lapso abarcado desde el Carbónico Superior al Pérmico Inferior, este movimiento habría finalizado en el Pérmico Inferior tardío o Pérmico Medio temprano con el inicio de un período de desplazamiento polar casi estático el que se prolongó hasta el Jurásico. En el Jurásico Superior tardío o en el Cretácico Inferior temprano, se inició un nuevo episodio de desplazamiento polar relativo para el bloque América del Sur - África el que habría finalizado en el Cretácico Inferior tardío.

Los datos paleomagnéticos de la isla de Madagascar (Embleton y McElhinny, 1975; McElhinny y Embleton, 1976 y Razafindrazaca et al, 1976) permiten definir para ésta un rápido desplazamiento polar relativo el que habría ocurrido en el Paleozoico Superior. En efecto, las posiciones de los polos paleomagnéticos del Grupo Sakoa asignado al Carbónico Superior - Pérmico Inferior (PC_1 en Figura 2) y el Grupo Sakamena asignado al Pérmico Superior - Triásico Medio definen para este lapso un rápido desplazamiento polar para Madagascar. De acuerdo a la información actualmente disponible, no es posible discernir si desde el Pérmico Superior al Jurásico esta isla tuvo un período de desplazamiento polar casi estático, pues no es posible establecer si los polos paleomagnéticos del Grupo Sakamena y del Grupo Isalo, (Triásico - Jurásico) definen un grupo de tiempo. Sin embargo, aceptada para Madagascar una curva de desplazamiento polar neopaleozoica similar a la de América del Sur - África, se puede interpretar que estos polos paleomagnéticos forman un grupo de tiempo; en la Figura 2 se ha representado el promedio de dichos polos paleomagnéticos (P-J). Puede observarse en ésta figura el desplazamiento polar aparente para Madagascar (24°) definido por las posiciones polares PC_1 y P-J, desplazamiento que es coherente con el del bloque América del Sur - África para el Paleozoico Superior (Tramo $PC \rightarrow P-J$ de la curva de desplazamiento polar patrón).

Creer et al, 1969; Irving y Robertson, 1969, Vilas y Valencio, 1970 y Valencio, 1973, han encontrado que cuando se comparan los polos paleomagnéticos Mesozoicos de Australia con los de igual edad de los otros continentes Gondwánicos aquellos ocupan posiciones anómalas; por otra parte, la comparación de los polos paleomagnéticos del Paleozoico Superior de Australia con los coetáneos de América del Sur y África sugiere que la primera fragmentación del Gondwana habría ocurrido en ése entonces (Vilas y Valencio, 1970; Valencio et al, 1971 y Valencio y Vilas, 1972), interpretación que es incompatible con evidencias geológicas y paleontológicas. Recientemente, Embleton y Schmidt, 1976 y Schmidt, 1976a, b (mencionados en Embleton y Valencio, 1976), han realizado nuevos estudios paleomagnéticos en rocas del Paleozoico Superior y Mesozoico de Australia los que modificarían el desplazamiento polar aparente aceptado hasta entonces para éste continente. Lamentablemente no se pudo contar con esta información en detalle como para poder valorarla correctamente, por lo tanto para estimar el desplazamiento polar aparente de Australia se recurrió a la información presentada por McElhinny y Embleton, 1974 y Embleton y Valencio, 1976. No se tendrá en cuenta en la interpretación el polo paleomagnético de las Vulcanitas Visean, (Carbónico Inferior) por presentar una dispersión muy elevada y por estar su ubicación probablemente afectada por movimientos tectónicos; tampoco se tendrán en cuenta otros polos paleomagnéticos del Paleozoico Superior y del Mesozoico Inferior por razones que se considerarán más adelante. Los polos paleomagnéticos asignados al Carbónico Superior y Pémi-

co Inferior de Australia (cuatro polos) forman un grupo de edad, cuyo valor medio (PC) está representado en la Figura 3. Los polos paleomagnéticos de Australia con edades comprendidas entre el Pérmico Tardío y el Jurásico (seis polos) definen un grupo de tiempo cuyo valor medio (P-J, Figura 3) se encuentra ubicado a unos 30° de distancia del grupo PC, lo que evidencia un movimiento de Australia relativo al polo en el Paleozoico Superior y Mesozoico Inferior similar al del bloque América del Sur - Africa. Es de hacer notar la incoherencia que existe entre esta interpretación y dos polos paleomagnéticos de Australia: el de las latitas del Marine Superior (Pérmico Superior), y el de las tobas Brisbane (Triásico Medio) (Valencio, 1973). Efectivamente, la posición de estos dos polos es cercana al grupo de edad PC. Por ahora no se ha encontrado una explicación satisfactoria a esta inconsistencia; una posible explicación podría ser la remagnetización de las rocas del Marine Superior y de Brisbane en el Jurásico Superior o Cretácico. Luego del período casi estático P-J, Australia inicia un rápido desplazamiento relativo al polo definido por los polos paleomagnéticos de edad Post Jurásica Media J_2 (Doleritas de Tasmania, 167 m.a.), J_1 (Vulcanitas Jurásicas), K_1 (Complejo alcalino Cygnet, 98 m.a.) y K_2 (Complejo igneo de Mt. Dromedary) (McElhenny y Embleton, 1974, Figura 3). Es de hacer notar que el tramo de curva de desplazamiento polar definido por los polos paleomagnéticos Jurásicos de Australia puede ser equivalente al tramo de curva de desplazamiento polar Jurásico-Cretácico Inferior temprano del bloque América del Sur Africa (P-J → Kit en Figura 1).

Como consecuencia de contar con solo tres polos paleomagnéticos con edades comprendidas en el lapso Paleozoico Superior - Mesozoico del Continente Antártico, se procederá a analizarlos comparándolos con los de Australia, aceptando que estos dos continentes formaban un bloque hasta el Terciario. La comparación se practicará utilizando como base la reconstrucción obtenida por el mejor ajuste de costas de estos continentes (Figura 3, Smith y Hallam, 1970), reconstrucción que es coherente con la obtenida del análisis de los datos de la propagación del fondo de los océanos (Vilas y Valencio, 1970). En la Figura 3 se ha representado por P-J (?) al promedio de los polos paleomagnéticos de la formación Masiva Dufek. (Pérmico (?), Jurásico (?)) y de las Doleritas Ferrar, - (163 m.a.) (Valencio, 1973); como puede observarse, éste se ubica próximo al promedio P-J de Australia. La edad radiométrica de las Doleritas Ferrar es equivalente a las Doleritas de Tasmania Australianas (167 m. a., J_2 Figura 3); sin embargo sus posiciones polares difieren entre sí en unos 20°. Una explicación de la diferencia señalada podría ser si estas fases intrusivas fuesen asincrónicas y las mismas hubiesen ocurrido durante un episodio de rápido desplazamiento polar iniciado en el Jurásico Medio (Embleton y Valencio, 1976). En la Figura 3 también puede observarse que la posición del polo paleomagnético del Complejo Igneo Andino (K_1 , 96 m.a.; Valencio, 1973) es coherente con el desplazamiento polar Australiano en el Cretácico Superior.

Valencio, 1973, ha realizado un análisis crítico de los polos paleomagnéticos del Paleozoico Superior y Mesozoico de la India y señaló que algunos de los mismos tienen ubicaciones incoherentes y que solamente aquellos de edad Jurásica o más joven pueden ser utilizados para interpretaciones paleogeográficas. En la Figura 4 se ha representado la curva de desplazamiento polar aparente que definen estos polos paleomagnéticos; JK_1 es el polo paleomagnético de las Sylhet Traps (69 - 180 m.a.); K_1 el de las Rajmahal Traps (100-105 m.a.), K_2 el de los diques del Gondwana (95 - 115 m.a.), (Valencio, 1973), Km-s es el promedio de los polos paleomagnéticos de las areniscas Satyavedu (Cretácico Medio), las areniscas Tirupati (98-115 m.a.) y las unidades inferiores de los Deccan Traps (Cretácico Superior), y T_1 y T_2 los polos paleomagnéticos de las unidades Media y Supe-

rior de los Deccan Traps, (65-69 m.a.) Vilas y Valencio, 1977). Comparando las Figuras 1 y 4 puede observarse la semejanza del camino polar Jurásico-Cretácico de la India con el correspondiente del Africa.

LA RECONSTRUCCION Y LA HISTORIA DE LA FRAGMENTACION DEL GONDWANA

Para la reconstrucción del Gondwana se utilizará como base de comparación la curva de desplazamiento polar patrón (curva de desplazamiento polar aparente del bloque América del Sur Africa, Figura 1) superponiendo sobre ésta las secciones coetáneas de las curvas de desplazamiento polar de los otros bloques gondwánicos (Figura 5). De esta superposición se obtienen los movimientos de rotación totales que debieron realizar cada uno de los bloques desde su posición en el Gondwana a la que ocupan actualmente (cuadro 1). La reconstrucción del Gondwana presentada es válida para el lapso Paleozoico Superior - Jurásico Superior, los polos paleomagnéticos con edades comprendidas dentro de este lapso forman tres grupos con distribuciones de Fisher (1953): dos grupos de edad, (PC y JKit) y uno de tiempo (P-J). Las posiciones polares medias y los parámetros estadísticos de estos grupos están sintetizados en el cuadro 2. Las tres posiciones polares medias mencionadas definen una curva de desplazamiento polar aparente común para el Gondwana la que indica un rápido desplazamiento de éste supercontinente respecto del polo durante el Carbónico Superior y Pérmico Inferior (Tramo de curva PC→P-J, Figura 5). Este movimiento finalizó en el Pérmico Medio iniciándose entonces un período de desplazamiento polar casi estático el que habría continuado hasta el Jurásico. En este período se inició un nuevo movimiento rápido del Gondwana respecto del polo, (tramo P-J→JKit, Figura 5) asociado al cual pudo haber estado la fragmentación inicial del Supercontinente.

La fragmentación del bloque América del Sur-Africa, y el origen del Atlántico Sur, habría ocurrido dentro del lapso Cretácico Inferior tardío - Cretácico Superior (cuadro 3) (Valencio y Vilas, 1975 y Vilas y Valencio, 1976) pues los polos paleomagnéticos del Cretácico Inferior tardío de estos continentes se superponen (Ki) mientras que los del Cretácico Superior son independientes, (K1 para América del Sur y Ks para el Africa, Figura 1 y 5)

Australia y Antártida no poseen polos paleomagnéticos asignados al Cretácico Inferior esta circunstancia hace admisible dos interpretaciones de acuerdo a las ubicaciones posibles de estos polos paleomagnéticos; los mismos definen: 1) un desplazamiento polar aparente para el bloque Australia - Antártida en el Cretácico Inferior similar al del bloque América del Sur - Africa (tramo Kit+Ki en Figura 1 y JKit+Ki en Figura 5) y 2) un desplazamiento polar independiente en el Cretácico Inferior. La posibilidad 1) indicaría que el Gondwana existió en el Cretácico Inferior y que la primera fragmentación ocurrió en el lapso Cretácico Inferior tardío - Cretácico Superior, formándose entonces 3 bloques continentales: América del Sur, Africa - Madagascar - India y Australia - Antártida. La posibilidad 2) indicaría que el Gondwana existió en el Jurásico Superior y que la primera fragmentación ocurrió en el lapso Jurásico Superior - Cretácico Inferior con la formación de dos bloques: América del Sur - Africa - Madagascar - India y Australia - Antártida. Tanto la posibilidad 1) como la 2) sugieren que el Gondwana habría existido por lo menos hasta el Jurásico Superior (cuadro 3) Por lo tanto, los datos paleomagnéticos son coherentes con los datos paleontológicos los cuales sugieren que el Gondwana existía en el Jurásico Medio

(Savage, 1973). La Figura 5 muestra la semejanza entre el desplazamiento polar aparente de la India y el del Africa durante el Cretácico; este indica que Africa, Madagascar e India aún formaban un mismo bloque en el Cretácico Superior (cuadro 3). También puede observarse que los desplazamientos polares del Africa y de la India en el Terciario son diferentes lo cual sugiere que en este período existieron movimientos relativos entre ambos continentes; el inicio de estos movimientos habría ocurrido en el lapso Cretácico Superior - Terciario Inferior y podría estar asociado con la efusión de los Deccan Traps.

La posición de Madagascar en el Gondwana (Figura 5) sugiere la hipótesis que su separación debió ser simultánea o posterior al inicio del movimiento relativo entre India y Africa. Teniendo en cuenta ésta hipótesis y los datos de la propagación del fondo oceánico es posible establecer, en primera aproximación, la edad de la separación de Madagascar del Africa y la India. Sobre la base de los datos de la propagación del fondo del Océano Indico Oeste, Fisher et al, 1971, sugirieron: 1) que la placa Somalia (Africa y Madagascar en las posiciones relativas actuales) y la placa India tuvieron un movimiento de rotación relativo de unos 20° (polo de rotación 16° N 48° E) en los últimos 20 m.a. y 2) que en el lapso comprendido entre los 53 m.a. y los 20 m.a. (anomalías magnéticas 21 y 6 respectivamente) el movimiento de propagación del fondo oceánico en esta zona habría sido muy pequeño pues no se reconocieron anomalías cuyas edades estén comprendidas dentro de éste lapso. Teniendo en cuenta ello y las posiciones relativas de Africa, Madagascar e India en el Gondwana, se puede obtener el movimiento relativo hipotético entre la India y Madagascar, (polo de rotación, suponiendo fijo Madagascar, 177° E 19° S, ángulo de rotación 33°), el que habría ocurrido desde el inicio de la fragmentación de estos dos bloques (supuestamente Cretácico Superior tardío - Terciario Inferior temprano) hasta los 53 m.a. La velocidad de propagación del fondo oceánico que le correspondería a este movimiento oscila entre 5×10^{-7} y 10×10^{-7} grados/año; lo que es consistente con la velocidad de propagación entre las placas India y Somalia para los últimos 20 m.a. ($6,2 \times 10^{-7}$ grados/año), (Fisher et al, 1971). El tren de paleofallas transformadas asociadas con el movimiento hipotético aquí postulado entre India y Madagascar es coherente con las trazas de las fallas transformadas asociadas al movimiento de propagación del fondo del Océano Indico Oeste entre las anomalías magnéticas 30 (70, 5 m.a.) y 21 (53, 5 m.a.): Se observa una diferencia de 8° en el rumbo. De acuerdo con esta interpretación, el inicio de la separación de Africa, Madagascar e India habría sido, en primera aproximación, simultánea y habría ocurrido en el Cretácico Superior - Terciario Inferior (cuadro 3) originándose entonces las cuencas de Arabia y Somalia.

Por último, Vilas y Valencio (1970), sobre la base de los datos de la propagación del fondo del Océano Indico Sur, sugirieron que la separación de Australia y Antártida habría ocurrido en el Eoceno - Oligoceno, (cuadro 3).

AGRADECIMIENTOS

El autor desea expresar su sincero agradecimiento a la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales de la Universidad de Buenos Aires y al Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, quienes de diversas formas hicieron posible la realización del presente trabajo.

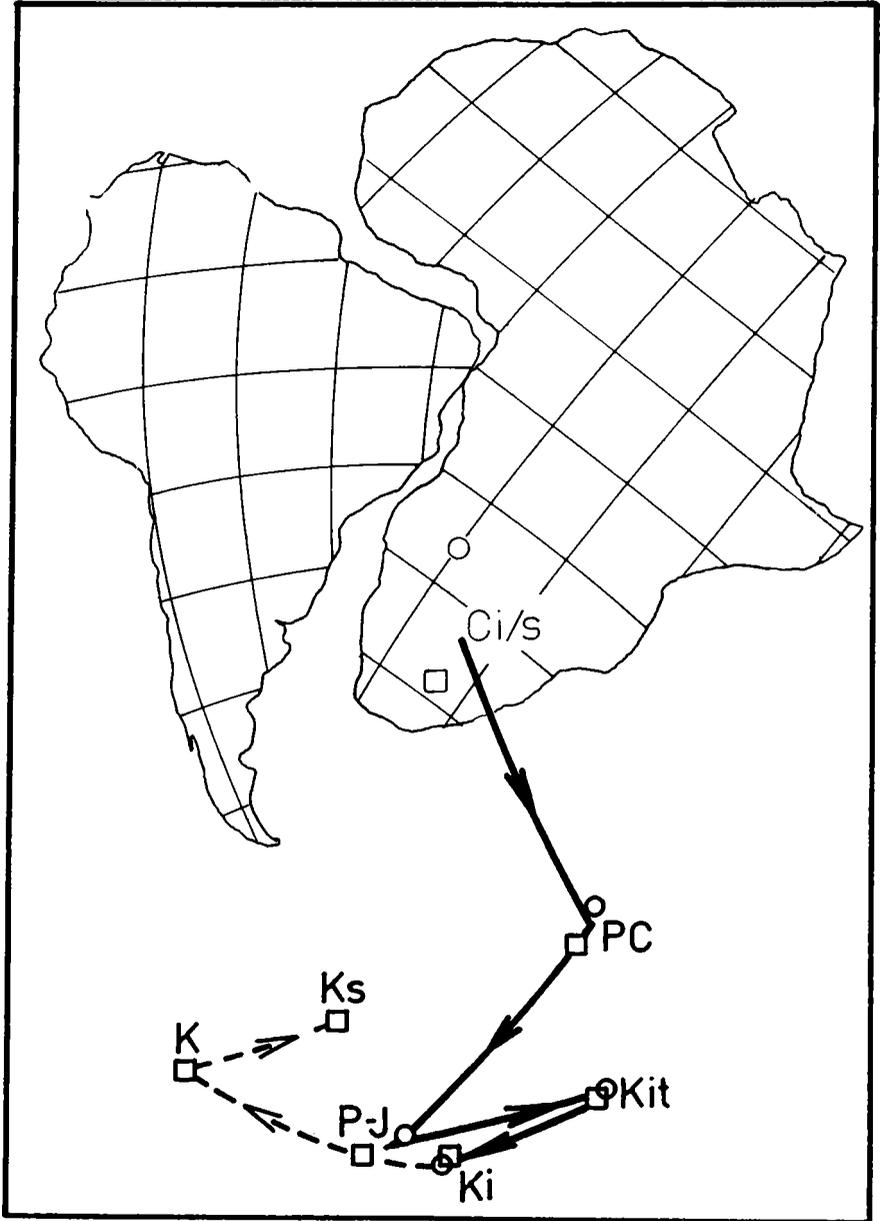


Figura 1: Reconstrucción obtenida sobre la base del mejor agrupamiento de los polos paleomagnéticos del Paleozoico Superior y Mesozoico de América del Sur (○) y África (◻); los símbolos de trazo grueso representan promedios de polos paleomagnéticos. La curva llena representa la curva de desplazamiento polar patrón.

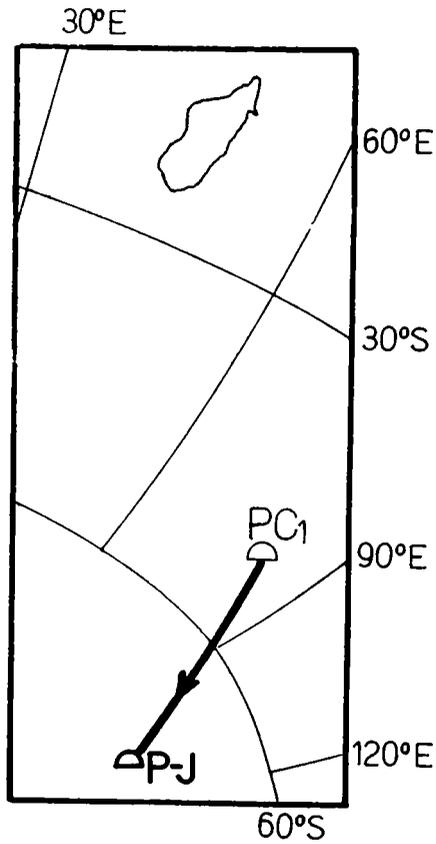


Figura 2: Curva de desplazamiento polar aparente y polos paleomagnéticos de Madagascar. Otras referencias en el texto y Figura 1.

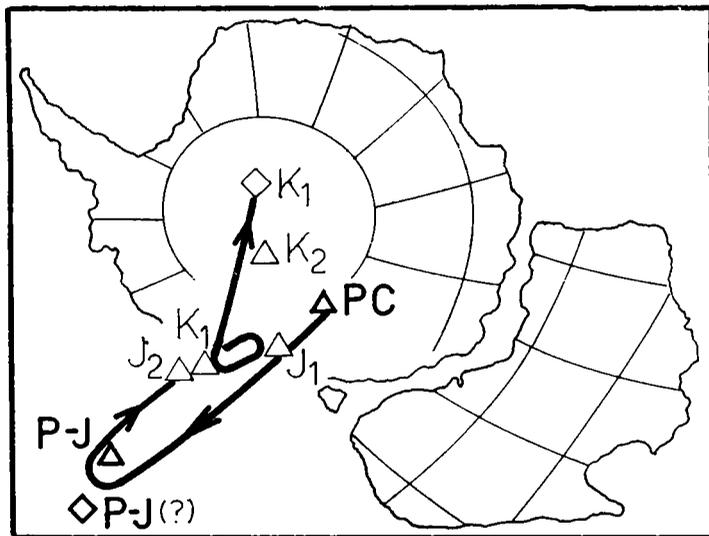


Figura 3: Curva de desplazamiento polar aparente y polos paleomagnéticos del Paleozoico Superior y Mesozoico de Australia (Δ) y Antártida (\diamond) representados sobre la reconstrucción de Smith y Hallam, 1970. Otras referencias en el texto y Figura 1.

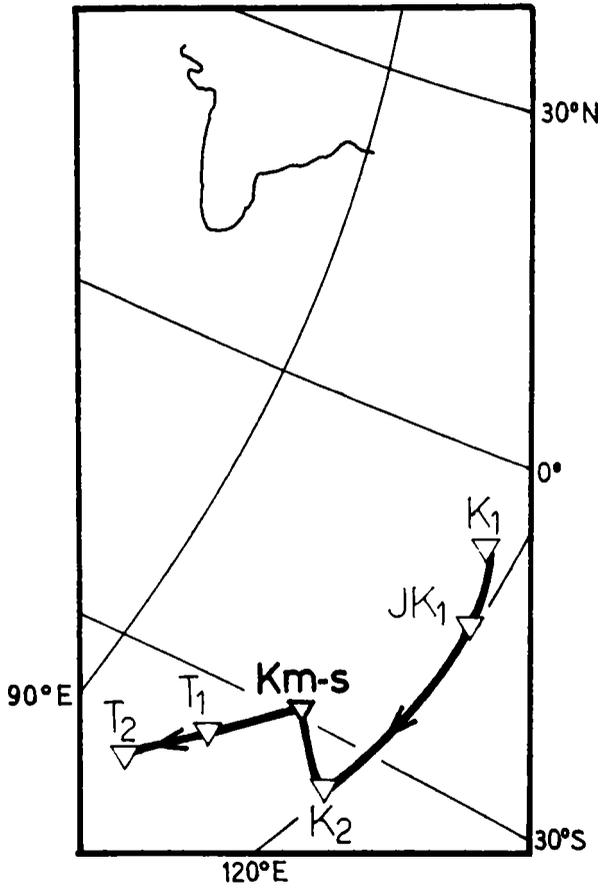


Figura 4: Curva de desplazamiento polar aparente y polos paleomagnéticos del Mesozoico y Cenozoico Inferior de la India. Otras referencias en el texto y Figura 1:

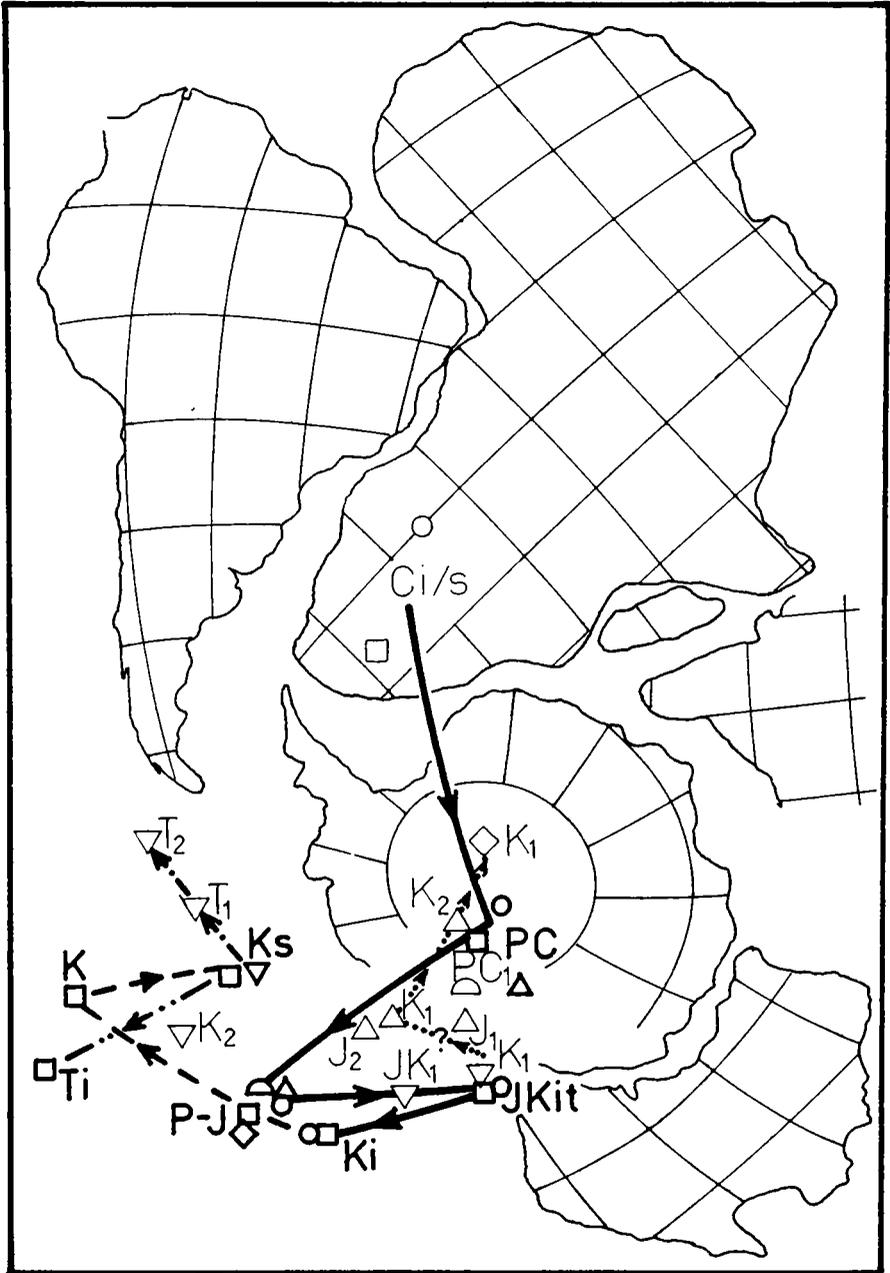


Figura 5: Reconstrucción del Gondwana obtenida sobre la base de la superposición de los polos paleomagnéticos de Madagascar, India, Australia y Antártida con la curva de desplazamiento polar patrón (curva llena). Las curvas de desplazamiento polar aparente de los distintos bloques se han representado por: - - -> Africa - India; - - - -> Africa; - - -> India; ...> Australia - Antártida.

Cuadro 1: Parámetros de los movimientos de rotación de los continentes gondwánicos respecto del Africa desde la posición que ocupaban en el Gondwana (Figura 5) a la actual. El ángulo de rotación está medido en el sentido de las agujas del reloj.

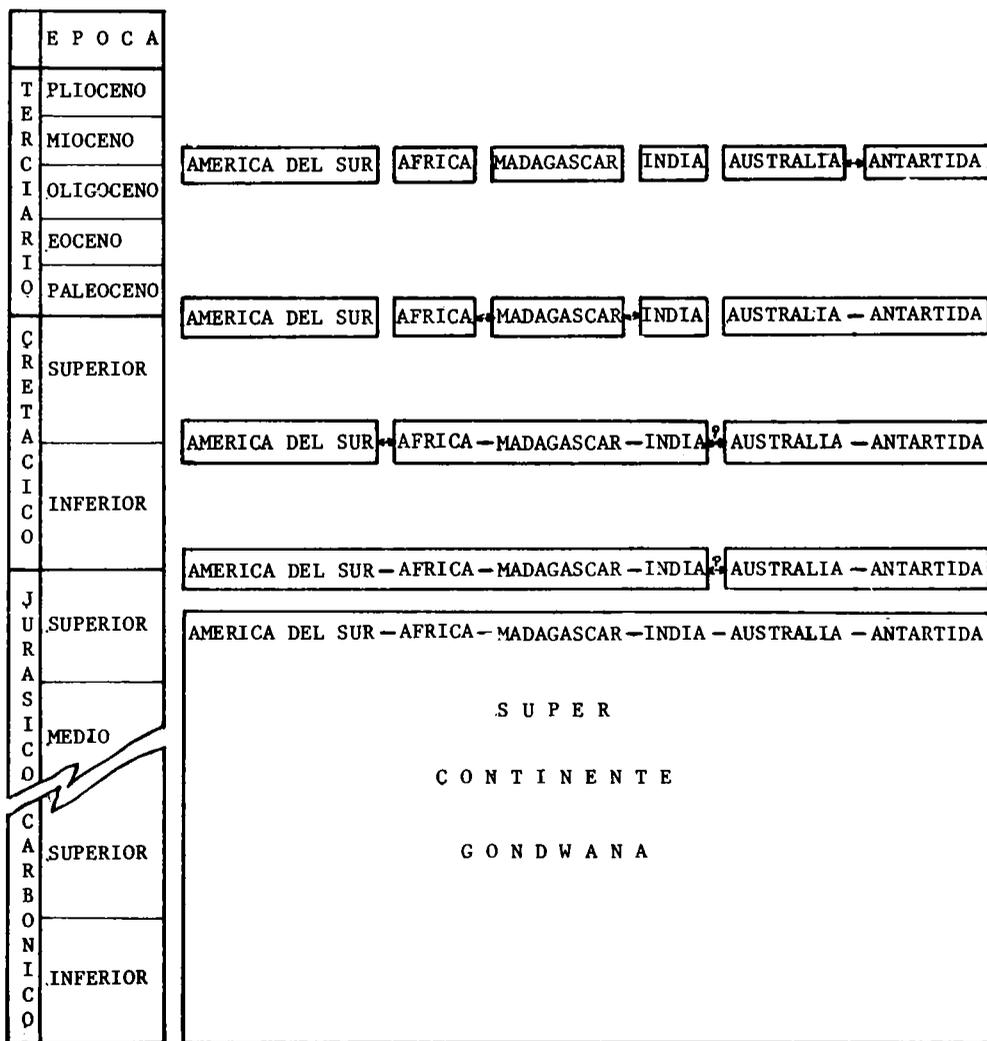
BLOQUE	POLO DE ROTACION		
	LAT	LONG	ANGULO DE ROTACION
AMERICA DEL SUR	52°N	29°W	53.5
MADAGASCAR	1°S	75°W	17°
INDIA	33°S	143°W	51.5°
AUSTRALIA	7°S	69°W	60°
ANTARTIDA	7°N	39°W	57°

Cuadro 2: Posiciones polares medias del Gondwana referidas al Africa. α_{95} es el radio del círculo de confianza dentro del cual se halla el polo con una probabilidad del 95%, N es el número de polos que intervienen en el promedio y k es el factor de precisión, (Fisher, 1953).

	Número de polos paleomagnéticos	Posición polar media referida al Africa					Nombre
	AS AF M AU AN IN	Lat. (°S)	Long. (°E)	α_{95} (°)	N	k	
Grupo de edad	4 2 - 1 - 1	77	46	4	8	196	JKit
Grupo de tiempo	14 21 2 6 2 -	66	74	2	45	78	P-J
Grupo de edad	5 4 1 4 - -	38	61	4	14	114	PC

Cuadro 3: HISTORIA DE LA FRAGMENTACION DEL GONDWANA.

Esquema de los probables episodios de la fragmentación del Gondwana de acuerdo a los datos paleomagnéticos y de la propagación del fondo de los océanos.



B I B L I O G R A F I A

- ARANO, I., DIAZ, V. Y DICHARA, C., 1976: Reconstrucciones continentales por medio de computadoras sobre la base de datos paleomagnéticos. Seminario Superior de Computación, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires.
- CREER, K.M., EMBLETON, B.J.J. y VALENCIO, D.A., 1969: Comparison between the Upper Palaeozoic and Mesozoic palaeomagnetic poles for South America, Africa and Australia. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 7, pp. 288-292.
- DIETZ, R.S., 1961: Continent and ocean basin evolution by spreading of the sea floor. *Nature*, 200, 1085.
- DIETZ, R.S., 1966: Passive continents spreading sea floors and collapsing continental rises. *Amer. J. Sci.*, 264, pp. 177-193.
- EMBLETON, B.J.J. y McELHINNY, M.W., 1975: The palaeoposition of Madagascar: palaeomagnetic evidence from the Isalo Group. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 27, pp. 329-341.
- EMBLETON, B.J.J. y SCHMIDT, P.W., 1976: Revised palaeomagnetic data for the Australian Mesozoic and a synthesis of late Palaeozoic - Mesozoic results for Gondwanaland. *Tectonophys.*, in press.
- EMBLETON, B.J.J. y VALENCIO, D.A., 1976: Palaeomagnetism and the Reconstruction of Gondwanaland. *Tectonophys.*, in press.
- FISHER, R.A., 1953: Dispersion on a sphere. *Royal Soc. London Proc., Sec. A*, 217.
- FISHER, R.L., SCLATER, J.G. y MCKENZIE, D.P., 1971: Evolution of the Central Indian Ridge, Western Indian Ocean. *Geol. Soc. Amer. Bull.* 82, pp. 553-562.
- IRVING, E. y ROBERTSON, W.A., 1969: Test for polar wandering and some possible implications. *J. Geophys. Res.*, 74, pp. 1026-1036.
- HESS, H.H., 1965: *Submarine Geology and geophysics*, Vol. 17, Colston Papers, Butterworths. London.
- McELHINNY, M.W. y EMBLETON, B.J.J., 1974: Australian palaeomagnetism and the Phanerozoic plate tectonics of Eastern Gondwanaland. *Tectonophys.*, 22, pp. 1-29.
- McELHINNY, M.W. y EMBLETON, B.J.J., 1976: The palaeoposition of Madagascar: remanence and magnetic properties of late Palaeozoic sediments. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 31, pp. 101-112.
- MORGAN, W.J., 1968: Rises, trenches, great faults and crustal blocks. *Jour. Geophys. Res.*, Vol. 73, n.6, pp. 1959-1982.
- RAZAFINDRAZAKA, G., DALY, L., POZZI, J.P. y BLOCK, R., 1976: Position de Madagascar dans le Gondwana a partir de l'étude magnétique des formations du Karoo. *C.R. Acad. Sci. Paris*, 282, pp. 17-20.
- SAVAGE, J.M., 1973: The geographic distribution of frogs: patterns and predictions on evolutionary biology of the anurans. *Contemporary Research on Major Problems*, Ed. J.L. Vial, University of Missouri Press, Columbia, pp. 351-445.
- SCHMIDT, P.W., 1976a: A new palaeomagnetic investigation of Mesozoic igneous rocks in Australia. *Tectonophys.*, 33, pp. 1-14.
- SCHMIDT, P.W., 1976b: The non-uniqueness of the Australian Mesozoic palaeo

- magnetic pole position. *Geophys. J.*, in press.
- SMITH, A.G. y HALLAM, A., 1970: *The fit of the Southern continents*. *Nature*, 225, pp. 139-144.
- VALENCIO, D.A., 1973: *Paleogeografía del Gondwana a partir de datos paleomagnéticos*. II Congreso Latinoamericano de Geología, Caracas, Venezuela, I, pp. 162-195 (1974).
- VALENCIO, D.A. y VILAS, J.F.A. 1972: *Paleomagnetism of late Palaeozoic and early Mesozoic rocks of South America*. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 15, 1, pp. 75-85.
- VALENCIO, D.A. y VILAS, J.F.A., 1975: *Sequence of the continental movements occurred prior to and after the formation of the South Atlantic*. *An. Acad. Bras. Cienc.*, 48, Suplem., pp. 377-386 (1976).
- VALENCIO, D.A., EMBLETON, B.J.J. y VILAS, J.F.A., 1971: *Reconstrucción y evolución del continente Gondwana sobre la base de datos paleomagnéticos y de la propagación de los fondos de los océanos*, *Revista Asociación Geológica Argentina*, XXVI, n.1 pp. 5-23.
- VALENCIO, D.A., ROCHA CAMPOS, A.C. y PACCA, I.G., 1975: *Palaeomagnetism of some sedimentary rocks of the late Palaeozoic Tubarao and Passa Dois Groups, from the Parana Basin, Brazil*. *Rev. Brasil. Geocienc.*, 53, pp. 188-197.
- VALENCIO, D.A., MENDÍA, J.E., GIUDICI, A. y GASCON, J.O., 1976a: *Palaeomagnetism of the Cretaceous Pirgua Subgroup (Argentina) and the age of the opening of the South Atlantic*. *Geophys. J. Roy. astr. Soc.*, in press.
- VALENCIO, D.A., VILAS, J.F.A. y MENDIA, J.E., 1976b: *Palaeomagnetism of a sequence of red beds of the Middle and Upper Sections of the Paganzo Group (Argentina) and the correlation of late Palaeozoic early Mesozoic rocks*. *Geophys. J. Roy. astr. Soc.*, in press.
- VILAS, J.F.A. y VALENCIO, D.A., 1970: *Palaeogeographic reconstructions of the Gondwanic continents based on palaeomagnetic and sea floor spreading data*. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 7, pp. 397-405.
- VILAS, J.F.A. y VALENCIO, D.A., 1976: *Palaeomagnetism of South American rocks and the age of the South Atlantic*. *Rev. Bras. Geociencias*, in press.
- VILAS, J.F.A. y VALENCIO, D.A., 1977: *Palaeomagnetism of South American rocks and the Gondwana continent*. *Seminar on Past Configuration of Gondwana and geological correlation through time*. Fourth International Symposium. Calcuta, Enero 1977, India.
- WEGENER, A., 1924: *The origin of continents and oceans*. Methuen, London, 248 pp.

PRONOSTICO DEL TIEMPO MEDIANTE METODOS FISICOS-MATEMATICOS (*)

GUSTAVO V. NECCO (**)

Departamento de Meteorología, Facultad de Ciencias
Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires y
Servicio Meteorológico Nacional

El avance tecnológico de los últimos años, en particular el desarrollo de computadores electrónicos de alta velocidad y de nuevas técnicas de observación, ha dado un gran impulso a uno de los problemas científicos más viejos que ha tratado el hombre: la comprensión y previsión del comportamiento de la atmósfera.

Se desarrollan los principios básicos en que se fundan los modelos de previsión numérica y los problemas involucrados a la confección de "análisis objetivos", basados en leyes físico-matemáticas, de los diferentes campos meteorológicos. Se discute el problema de los límites de predictabilidad de los movimientos atmosféricos en la gran escala.

The technological advance in the last years, particularly the development of high speed electronic computers and new observational techniques, has given a new impulse to one of man's oldest scientific problems: the understanding and prediction of the atmospheric behavior.

The basic principles of the numerical weather prediction models and the problems related to the "objective analysis" of the different meteorological fields are developed. The question of the predictability limits of the large scale motions of the atmosphere is discussed.

(*) Informe por invitación.

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

INTRODUCCION

No presentaré aquí un catálogo completo de las aplicaciones de la fisicomatemática a los problemas atmosféricos; me limitaré a desarrollar los principios básicos en que se fundan los modelos de previsión del tiempo y a describir los problemas involucrados en un sistema de previsión numérica.

Hace unas pocas décadas los meteorólogos de todo el mundo practicaban una ciencia descriptiva considerada por la comunidad científica, durante mucho tiempo, como menor: analizaban las cartas del tiempo y trasladaban las "altas" y "bajas" previendo, con métodos semiempíricos la evolución de las variables meteorológicas para pronosticar de allí el "tiempo" atmosférico.

El formidable desarrollo de la tecnología, en particular el de las computadoras de alta velocidad, así como también la aparición de nuevas técnicas de observación permitieron a la meteorología la aplicación más intensa de métodos hidrodinámicos tornándola, día a día, una ciencia más fisicomatemática que descriptiva.

La índole puramente computacional del problema de la previsión de las variables meteorológicas se reconoció en los comienzos del siglo. Las leyes de la fluidodinámica y de la termodinámica eran bien conocidas: se pensaba que para hallar el estado futuro de la atmósfera sólo era necesario integrar las ecuaciones diferenciales apropiadas. El intento de Richardson en 1922 (que comenzó en 1911) de realizar los cálculos por medios manuales mostró que la tarea era de una magnitud considerable y de gran complejidad.

Con el advenimiento de las computadoras electrónicas en la década del 40 se desarrollaron "modelos" simplificados que representaban y predecían los movimientos en escala planetaria de la atmósfera en forma muy satisfactoria.

A medida que se desarrollaban computadoras más poderosas los modelos atmosféricos iban siendo más complicados. En la década del 50 aparecen los modelos "filtrados", así llamados porque sólo admiten soluciones meteorológicas de gran escala, eliminando las de otro tipo. En la década del 60 surgen los modelos de "ecuaciones primitivas" que utilizan directamente el sistema completo de ecuaciones de movimiento y termodinámicas. En esta década aparecen modelos globales con una física muy desarrollada (incluyen, por ejemplo, la capa límite turbulenta, la radiación, las fuentes y sumideros de calor, el vapor de agua, etc.) permitiendo previsiones de alrededor de una semana.

En los servicios meteorológicos modernos de todo el mundo estos modelos atmosféricos se complementan con un sistema, basado en computadoras electrónicas, que adquiere y selecciona los datos meteorológicos básicos, confecciona los "análisis objetivos" (es decir basados en leyes fisicomatemáticas no-subjetivas) de los diferentes campos de variables meteorológicas, y emite estos campos analizados además de los pronosticados por los modelos ya nombrados. El conjunto es lo que constituye un sistema de "pronóstico numérico del tiempo".

VARIABLES Y ECUACIONES

Si ignoramos por un momento los cambios en la composición de la atmósfera las cuatro variables básicas son la presión p , la temperatura T , la

densidad ρ , y la velocidad del flujo \mathbf{V} (tridimensional). Estas variables están relacionadas por las siguientes ecuaciones

$$p = \rho R T \quad (1)$$

$$c_p \frac{dT}{dt} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} = C + I \quad (2)$$

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = 2 \mathbf{V} \times \boldsymbol{\Omega} + \mathbf{g} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{F} \quad (4)$$

que surgen de las leyes físicas fundamentales: la primera es la ecuación de estado para el aire seco, donde R es la constante para la mezcla de los gases que componen la atmósfera; la segunda es una de las formas que toma la primera ley de la termodinámica, c_p es el calor específico a presión constante, C es la tasa de entrega de energía por conducción "turbulenta" e I es la tasa de entrega de energía por radiación; la tercera es la llamada ecuación de continuidad que expresa la conservación de la masa; la cuarta no es más que la segunda ley de Newton en un sistema rotante donde $\boldsymbol{\Omega}$ es la velocidad vectorial de rotación de la tierra, \mathbf{g} es la aceleración de la gravedad y \mathbf{F} la fricción "turbulenta". Se ha omitido la fricción y conducción molecular ya que su efecto es generalmente muy pequeño comparado con el de los términos turbulentos.

Este sistema, así planteado, fue introducido ya en 1904 por V. Bjerkness quien fue el primero en considerar el pronóstico del tiempo como un problema fluidodinámico de evolución a partir de condiciones iniciales y de borde.

El sistema no lineal (1) a (4) no posee soluciones analíticas conocidas por lo que se hizo necesario simplificar ó modelar la atmósfera para su adecuado tratamiento matemático.

Aunque estos modelos de atmósfera, en los que se supone composición constante, pueden resolver problemas útiles (tales como la previsión de los campos de viento a 24 ó 36 horas) la variación en la composición de la atmósfera real afecta las ecuaciones.

Muchos modelos de atmósfera permiten el cambio de la composición mediante la introducción de nuevas variables. Si llamamos q_i al componente i (por unidad de masa) podemos escribir una ecuación de conservación para cada uno de ellos

$$\frac{dq_i}{dt} = S_i + D_i \quad (5)$$

Aquí S_i indica las fuentes y sumideros de la variable q_i , y D_i mide el déficit por difusión turbulenta despreciando el de la molecular.

Evidentemente el vapor de agua es uno de los componentes de la atmósfera más importantes, por un lado para la previsión de las precipitaciones y por otro por los efectos que ejerce sobre el balance energético y radiativo. Si se lo toma en cuenta q_i será la humedad específica y las ecuaciones (1) y (2) cambiarán. El efecto en la ecuación (1) es una corrección menor a la ley de gases ideales, pero el efecto en la ecuación de energía

(2) puede ser profundo: primero porque el vapor de agua puede condensar ó evaporar liberando ó consumiendo calor, y segundo porque el vapor de agua afecta los flujos radiativos, tanto en el espectro visible como en el infrarrojo, alterando significativamente el término I.

Aún incluyendo el vapor de agua no se llega a tratar convenientemente la formación de nubes. Se necesitará agregar otros q_i para describir el agua líquida en el aire y quizás otras ecuaciones para describir el comportamiento de las gotas.

Las nubes, hasta ahora, no han sido descritas en forma adecuada en los modelos matemáticos en gran escala, pero se incluyen en forma general mediante parametrizaciones.

LAS ESCALAS DEL MOVIMIENTO ATMOSFERICO

La atmósfera posee movimientos en todas las escalas, desde la del orden del milímetro a la del orden de miles de kilómetros. El mismo sistema de ecuaciones de movimiento planteado se aplica a problemas en cada una de estas escalas, ya sea a pequeños torbellinos ó a la circulación global ó planetaria: en cada caso se podrán despreciar distintos términos. Por ejemplo las ondas de choque y los movimientos de la atmósfera en la gran escala son gobernados por las mismas ecuaciones de Navier-Stokes (4), pero las magnitudes relativas de los términos y la manera que toma lugar la no-linealidad de los mismos son diferentes en los dos casos. La no-linealidad en las ondas de choque produce una cascada de energía y genera una discontinuidad, pero la no-linealidad en el movimiento de la atmósfera en la gran escala produce conversiones de energía entre las escalas preexistentes.

Además prácticamente todos los movimientos de la atmósfera son fenómenos de bajo número de Mach en los que la energía cinética es mucho menor que la energía interna. Más aún, los movimientos con una escala horizontal mucho mayor que la escala (espesor) vertical de la atmósfera, que es del orden de los diez kilómetros, están en equilibrio cuasi-hidrostático. Una consecuencia de esto es que la energía geopotencial, debida a la gravedad, es proporcional a la energía interna. La suma de estas dos formas de energía se le denomina normalmente "energía potencial". Similarmente a lo que sucede con la energía interna, la energía potencial es mucho mayor que la energía cinética.

Sólo una pequeña parte de la energía potencial puede convertirse en energía cinética en la atmósfera. Esta parte es la llamada "energía potencial disponible" y representa menos del uno por ciento de la energía potencial total.

Finalmente el movimiento en las escalas planetaria sinóptica (que es la que corresponde a la de los sistemas ciclónicos y anticiclónicos) está bajo la fuerte influencia de la rotación terrestre. Esto hace al movimiento mucho más cuasi-horizontal (bidimensional) que lo que debería ser a causa de la geometría.

Las velocidades verticales serán relativamente pequeñas y podrán ser despreciadas, así como lo son las aceleraciones verticales debido al comportamiento cuasi-hidrostático.

Si consideramos los movimientos en las escalas más pequeñas, con períodos característicos inferiores a un día, tales como las nubes, el efecto de la rotación terrestre podrá ser despreciado.

Los más difíciles de tratar son los movimientos en la escala media ó "mesoescala", por ejemplo las tormentas, en donde no podemos efectuar simplificaciones importantes a las ecuaciones.

Para resolver un problema sobre una escala dada prescribiremos un campo inicial de movimiento, temperatura y otras variables de interés: los movimientos que correspondan a escalas inferiores se suavizan. Tomamos los datos a partir de este campo suavizado (generalmente en puntos de un retículo ó malla equiespaciado) e integramos numéricamente.

Como no podemos ignorar totalmente los movimientos en las escalas más pequeñas, ya que éstos pueden interactuar con el movimiento principal debido a la no-linealidad de las ecuaciones, los tomamos en cuenta tratándolos como perturbaciones turbulentas.

El calor es transportado de las masas calientes a las frías por las perturbaciones turbulentas. Esta es la razón del término C en la ecuación (2).

La transferencia de impulso de las perturbaciones en la atmósfera por la mezcla está incluida en el término de fricción turbulenta F de la ecuación (4).

La mezcla de aire que contenga un alto valor del componente q_i con aire que contenga bajos valores del mismo resultará probablemente en un transporte de q_i representado en la ecuación (5) por el término D.

Los términos turbulentos C, F y D deben ser especificados "a priori" o bien relacionados a las otras variables mediante una adecuada parametrización. Esta última ha resultado bastante adecuada cerca de la superficie, donde el efecto del suelo es importante, pero es muy difícil en otras zonas por lo que los términos turbulentos se omiten enteramente para alturas mayores a un kilómetro (atmósfera libre).

SIMULACION DEL MOVIMIENTO ATMOSFERICO EN LA GRAN ESCALA

Debido a la cuasi-incompresibilidad y al equilibrio cuasi-hidrostático una parte muy significativa del movimiento de la atmósfera en la gran escala es análoga a un flujo hidrostático con densidad homogénea ρ con una superficie libre.

Sea $H + h(x,y,t)$ la altura de la superficie libre, H la altura promedio (constante), $\mathbf{V}(x,y,t)$ la velocidad horizontal que es constante con la altura z . Las ecuaciones que gobiernan el sistema son las de movimiento y de continuidad que toman la forma

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} + 2\Omega \mathbf{k} \times \mathbf{V} + g \nabla h = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla \cdot (h \mathbf{V}) + H \nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (7)$$

donde t es el tiempo, ∇ el operador nabla horizontal (el gradiente), Ω es la componente vertical de la velocidad angular de la tierra y \mathbf{k} es el vector unitario en la dirección vertical.

Si definimos las variables sin dimensiones $t^* = 2\Omega t$; $\nabla^* = L \nabla$, donde L es el llamado "radio de deformación" $(gH)^{1/2}/2\Omega$; $\mathbf{V}^* = \mathbf{V}/U$ donde U es

la magnitud característica de la velocidad; $h^* = [(U / 2\Omega L) H]^{-1} h$ obtenemos el sistema sin dimensiones:

$$\frac{\partial \mathbf{V}^*}{\partial t} + R_0 (\mathbf{V}^* \cdot \nabla^*) \mathbf{V}^* + \mathbf{k} \times \mathbf{V}^* + \nabla^* h^* = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial h^*}{\partial t} + R_0 \nabla^* \cdot (h^* \mathbf{V}^*) + \nabla^* \cdot \mathbf{V}^* = 0 \quad (9)$$

donde

$$R_0 = U / 2 \Omega L = U / (g H)^{1/2}$$

es el llamado número de Rossby ó de Kibel basado en la escala horizontal $L = (g H)^{1/2} / 2 \Omega$. La mitad de R_0^2 es la relación entre la energía cinética $U^2/2$ y la energía potencial $g H$, por lo tanto, de lo discutido en el apartado anterior, el movimiento atmosférico en la gran escala se caracterizará por $R_0^2 \ll 1$. Todos los términos en las ecuaciones (8) y (9), excepto aquellos que poseen el factor R_0 , tienen un orden de magnitud uno. La eliminación de h^* en las ecuaciones (8) y (9), despreciando los términos que contienen el factor R_0 , lleva a:

$$(\partial^2 / \partial t^{*2} + 1 - \nabla^{*2}) \nabla^* \cdot \mathbf{V}^* = 0 \quad (10)$$

donde ∇^{*2} es el laplaciano horizontal.

Luego $\nabla^* \cdot \mathbf{V}^* = 0$ es una solución de (10). Más aún, $\exp [i(kx + ly - \gamma t^*)]$ también es solución siempre que

$$\gamma^2 = 1 + (k^2 + l^2) \quad (11)$$

La velocidad de fase, dada por $(\gamma/k, \gamma/l)$, es una función del número de onda (k, l) por lo tanto las ondas son dispersivas. Luego una perturbación local de la divergencia del campo de vientos $\nabla^* \cdot \mathbf{V}^*$ ó de su variación con el tiempo $\partial \nabla^* \cdot \mathbf{V}^* / \partial t^*$ en la condición inicial se dispersa con la velocidad de grupo. Si el dominio es suficientemente amplio $\nabla^* \cdot \mathbf{V}^*$ en un punto arbitrario (x, y) tiende a cero si el tiempo t^* tiende a infinito.

El estado final está dado por $\nabla^* \cdot \mathbf{V}^* = 0$ (el movimiento es un flujo bidimensional no-divergente); $\partial / \partial t^* = 0$ (el movimiento es estacionario) y $\mathbf{V}^* = \mathbf{k} \times \nabla^* h^*$ (el movimiento es geostrofico). Esta tendencia a un flujo geostrofico, estacionario, no divergente se denomina "ajuste geostrofico".

Si el número de Rossby no es mucho menor a uno pero sí suficientemente pequeño podemos esperar que en el estado final, independientemente de la condición inicial, la divergencia, su variación con el tiempo y la desviación del movimiento geostrofico, sean todos del orden del número de Rossby.

La conclusión que el movimiento atmosférico en la gran escala es cuasi-nodivergente, cuasi-geostrofico y de evolución lenta comparada con el período de rotación terrestre, coincide con las observaciones hechas en la atmósfera real.

Hay dos maneras de simular estos movimientos de número de Rossby pequeños.

Una es suponer que ya tuvo lugar el ajuste geostrofico admitiendo que

el movimiento es cuasi-geostrófico para todo tiempo, incluso $t = 0$, y además es no-divergente. En este caso si ζ es la vorticidad del flujo (es decir la componente vertical del rotor del campo de velocidades) podemos obtener una ecuación de evolución, a partir de la ecuación de movimiento (8), del tipo:

$$(\partial/\partial t^* + \mathbf{v}^* \cdot \nabla^*) \zeta = 0 \quad (12)$$

Como el viento es geostrófico

$$\mathbf{v}^* = \mathbf{k} \times \nabla^* h^* \quad (13)$$

y además

$$\zeta = \mathbf{k} \cdot \nabla^* \times \mathbf{v}^* = \nabla^{*2} h^* \quad (14)$$

El sistema de ecuaciones (12), (13) y (14) no tiene una solución del tipo dada por (11): en este sentido las ecuaciones se denominan "filtradas". Por otro lado las ecuaciones (6), (7) son llamadas "no filtradas", "generales", o "primitivas".

El sistema (12), (13), (14) es equivalente a un flujo incompresible puramente bidimensional que, como hemos visto, no es una sobresimplificación del movimiento de la troposfera media en la gran escala cuando se buscan soluciones para períodos de uno ó dos días. En realidad las soluciones de este sistema corresponden en gran parte a las ondas meteorológicas que aparecen en las cartas del tiempo. Las primeras previsiones numéricas exitosas fueron efectuadas utilizando este sistema.

La otra manera de simular los movimientos de la atmósfera es a través del uso directo de las ecuaciones primitivas. De esta manera se permite que la componente horizontal del movimiento sea divergente dando mayor exactitud; aparecen, sin embargo, dos tipos de problemas adicionales: uno es la adecuada simulación del ajuste geostrófico hacia un flujo cuasi no-divergente a través de las ondas de alta frecuencia (gravito-inerciales) dadas por las soluciones no nulas de (10), y el otro es la adecuada simulación del flujo cuasi-nodivergente después de haber sido establecido el ajuste geostrófico.

MODELOS DE ATMOSFERA

Los primeros modelos de atmósfera utilizados para la previsión de los movimientos en la escala sinóptica se basaron en ecuaciones de conservación del tipo dado en la ecuación (12) y son los llamados "barotrópicos". Aunque no permiten la conversión de energía potencial en cinética y por lo tanto no modelan correctamente la profundización de los sistemas ó vórtices ciclónicos (proceso llamado comunmente "desarrollo") dieron resultados muy halagüeños debido a que, como hemos discutido, describen acertadamente la parte más importante del flujo atmosférico en la gran escala. Aún si-guen utilizándose en muchos países para pronósticos operativos a corto plazo.

Podemos suponer también una atmósfera dividida en varias capas permi-

tiendo así una variación del viento con la altura. Estos son los modelos llamados "baroclínicos" y admiten conversiones de energía cinética y potencial.

Todos estos modelos han sido exitosos para la previsión a 24 y 48 horas para las latitudes medias, el pronóstico en los trópicos es menos satisfactorio.

Es posible obtener además ecuaciones llamadas de "diagnóstico" que calculan, en un momento dado, parámetros de interés a partir de las variables básicas. Un ejemplo es el diagnóstico del movimiento vertical de las masas de aire en la gran escala que, si bien es muy pequeño respecto del movimiento horizontal, es de gran importancia para los procesos de tiempo atmosférico: en forma general los ascensos sinópticos están relacionados con áreas de mal tiempo e inversamente los descensos en gran escala con áreas de buen tiempo.

Como ilustración del tipo de ecuaciones a que se llega mediante los modelos filtrados desarrollaremos brevemente el modelo barotrópico no-divergente.

Si consideramos las variaciones en la componente vertical de la rotación terrestre la vorticidad absoluta se expresará $\zeta + f$, donde $f = 2\Omega \sin(\text{latitud})$ es la vorticidad de la tierra, y la ecuación de conservación (12) toma la forma

$$(\partial/\partial t + \mathbf{V} \cdot \nabla) (\zeta + f) = 0 \quad (15a)$$

ó

$$\partial/\partial t + \mathbf{V} \cdot \nabla (\zeta + f) = 0 \quad (15b)$$

Como existe una función corriente ψ al ser flujo bidimensional y no-divergente:

$$\mathbf{V} = \mathbf{k} \times \nabla \psi \quad \text{y} \quad \zeta = \mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{V} = \nabla^2 \psi$$

Además como

$$\mathbf{k} \times \nabla A \cdot \nabla B = \partial A/\partial x \partial B/\partial y - \partial A/\partial y \partial B/\partial x = J(A, B)$$

la ecuación de evolución se reduce a

$$\nabla^2 \frac{\partial \psi}{\partial t} = -J(\psi, \nabla^2 \psi + f) \quad (16)$$

El segundo miembro de (16) puede ser calculado si se conocen los valores iniciales y de borde de la función corriente ψ en el dominio considerado. Resolviendo la ecuación de Poisson resultante se obtienen las derivadas temporales de ψ en cada punto. Extrapolando en el tiempo se podrá entonces conocer los valores de la función corriente en un instante posterior ya que están dados los valores iniciales y las derivadas temporales. Repitiendo el proceso anterior se obtiene un pronóstico del campo de vientos en el período deseado. Si se supone equilibrio quasi-geostrófico basta con medir la altura geopotencial de la superficie isobárica en donde se aplica la ecuación (16) ya que esta altura será proporcional a la función

corriente en este caso.

Es posible obtener expresiones matemáticas más complejas que relacionen el campo de vientos con el campo de masa. Por ejemplo, si se admite que tanto la divergencia del campo de vientos como sus variaciones en el tiempo son nulas se obtiene una ecuación de diagnóstico del tipo:

$$\nabla^2 (g h) = 2 J (\partial \psi / \partial x, \partial \psi / \partial y) + \nabla \cdot (f \nabla \psi) \quad (17)$$

llamada ecuación de balance (nótese que la evaluación de los sondeos aerológicos permite calcular el campo h). En este caso el proceso para un pronóstico se resumiría de la manera siguiente:

- 1°) medir el campo inicial de h en el dominio considerado;
- 2°) obtener la función corriente resolviendo la ecuación (17) del tipo de Monge-Ampère;
- 3°) obtener el campo pronosticado mediante la integración de la ecuación de evolución (16) y
- 4°) una vez computado el campo de función corriente previsto calcular el campo de alturas h de la superficie isobárica mediante (17) que ahora aparece como una ecuación de Poisson.

Para obtener las soluciones de los sistemas de ecuaciones que definen estos modelos es necesario algún método de discretización. El más común ha sido el método de las diferencias finitas donde se define un retículo ó malla tratándose las variables sólo en esos puntos discretos. Este procedimiento permite que las ecuaciones en derivadas parciales se transformen en sistemas algebraicos y puedan así ser tratados por computadoras. Existen otros métodos, entre los que se encuentran los de Galerkin (Fourier), de expansión de las variables dependientes en un conjunto de funciones ortogonales que satisfacen las condiciones de borde. Al introducir estas expansiones en las ecuaciones originales éstas se transforman en ecuaciones diferenciales ordinarias. Para el caso de modelos globales se utilizan actualmente armónicas esféricas.

ANÁLISIS OBJETIVO

Los modelos numéricos de atmósfera requieren una distribución regular de las variables básicas en mallas ó retículos. Los parámetros atmosféricos se observan, sin embargo, en lugares geográficos fijos ó bien al azar pero siempre distribuidos irregularmente. Es necesario entonces interpolar estos valores distribuidos en forma no regular a una malla ó retículo regular. Este proceso se denomina "análisis objetivo" y no consiste solamente en la mera interpolación matemática. La mayoría de los métodos de análisis objetivo imponen condiciones de consistencia para reducir los errores de análisis. Estas condiciones son particularmente importantes en áreas de escasos datos donde se efectúan a menudo intervenciones manuales. Las condiciones a imponer pueden ser simples, tales como la consistencia hidrostática ó el equilibrio geostrófico, ó a veces más complicadas como por ejemplo la ecuación de balance.

Dependiendo de la complicación de las condiciones impuestas al análisis numérico, así como su compatibilidad dinámica con el modelo de pronóstico a utilizar, se requerirá una nueva fase de proceso para la especificación del estado inicial. Esta fase se denomina "inicializado" y surge de la necesidad de establecer durante el estado inicial un equilibrio (ó ba-

lance) dinámico en las escalas de movimiento representadas por el modelo de pronóstico. En el caso de modelos que integren las ecuaciones generales de movimiento (es decir los "no filtrados") si no está presente este balance dinámico surge, de la teoría del ajuste geostrofico ya vista, que se tenderá a un estado de equilibrio cuasi-geostrofico a través de la dispersión de energía por las oscilaciones gravito-inerciales. Como éstas son de muy alta frecuencia contaminarían la previsión numérica y por lo tanto deben eliminarse.

En el caso de modelos "filtrados" esto no ocurre ya que en las ecuaciones de movimiento sólo aparecen las oscilaciones meteorológicas.

La falta de datos regulares sinópticos en el hemisferio sur, de superficie y altura, es tal que en la práctica estos datos son actualmente suplementados en las áreas oceánicas por interpretaciones semi-objetivas ("cuasi-datos") a partir de las fotos de los campos nubosos, de perfiles térmicos de telesondeos con radiómetros y de vientos obtenidos a partir de satélites. Debe tenerse en cuenta que, además de los errores intrínsecos asociados a las limitaciones de la técnica de interpretación de las fotos, se agregan los errores debido al carácter asinóptico (no simultáneo) de la observación.

Se acepta generalmente que será esencial, en el futuro, para los sistemas operativos, algún método de análisis (ó de asimilación) cuatridimensional, donde intervenga el tiempo.

Los esquemas de análisis o asimilación cuatridimensional pueden, en forma general, dividirse en intermitentes y continuos.

En los esquemas intermitentes los análisis numéricos se efectúan en las horas sinópticas principales, insertándose los datos sinópticos y asinópticos. Esta inserción requiere algún tipo de corrección temporal del dato asinóptico para asegurar su compatibilidad con el dato convencional sinóptico. La corrección temporal puede hacerse de dos formas. Un método requiere la advección espacial de los parámetros atmosféricos a la próxima hora sinóptica utilizando ciertas estimaciones pronosticadas del flujo medio atmosférico durante el intervalo sinóptico. Alternativamente la observación se mantiene fija en el espacio y se corrige en el tiempo utilizando las tendencias pronosticadas en ese lugar geográfico. En cualquiera de los dos casos la observación se considera como normal para la próxima hora sinóptica.

En el caso de la asimilación cuatridimensional continua se integra un modelo numérico en paralelo con la evolución de la atmósfera real, modificándose ó corrigiéndose el estado del mismo mediante la inserción de las observaciones a medida que se disponen. El punto crítico de la asimilación continua es la manera en que se efectúa la inserción de los datos. El reemplazo directo de los valores en puntos del retículo en el modelo de pronóstico por los valores observados presenta problemas debidos a las inconsistencias (en la pequeña escala) inevitablemente introducidas por los errores de observación y/o del modelo. En el caso de modelos cuyas ecuaciones de base son las generales ó primitivas, si no se eliminan de alguna forma estas inconsistencias se excitarán ondas gravito-inerciales destruyéndose ó contaminándose gravemente los análisis.

PREDICTABILIDAD DE LA ATMOSFERA

La previsión numérica del tiempo no podrá ser nunca totalmente exacta

debido a los errores en la indeterminación del estado inicial y a las fuentes de error externas que surgen de las discrepancias entre la dinámica del modelo atmosférico y de la atmósfera real.

Pero además existe un mecanismo interno de crecimiento del error que impone un límite fundamental a la predictabilidad de la atmósfera. Este crecimiento interno del error no es una consecuencia del modelo numérico sino de la no linealidad e inestabilidad inherentes a la dinámica de la atmósfera. Aún un modelo que resuelva en forma hipotética todas sus escalas de movimiento en forma perfecta y al que se le ha dado un estado inicial lo más perfecto posible tendrá un período de pronóstico limitado debido al error inevitable en las escalas que no pueda resolver, que contaminarán escalas cada vez más grandes hasta llegar a la alteración total de la previsión.

Se han sugerido tres métodos para estimar la predictabilidad de la atmósfera:

- 1) el método dinámico, en el que se integra un sistema de ecuaciones que representan la atmósfera para dos condiciones iniciales apenas diferentes y se determina así la amplificación de las diferencias a través del tiempo;
- 2) el método empírico, que utiliza estados atmosféricos reales muy similares (llamados generalmente "análogos") y se determina su separación en función del tiempo en términos estadísticos;
- 3) el uso de las teorías estadísticas de la turbulencia atmosférica para estimar la tasa a la que los procesos no lineales transfieren el error de escalas menores a mayores.

Los estudios efectuados con estos métodos sugieren que los fenómenos de tiempo en escala sinóptica son predecibles, o parcialmente predecibles, sólo por aproximadamente una semana. La posibilidad de predecir tendencias por sobre o por debajo de los valores normales para períodos más largos no ha sido todavía probada. Quizás la consideración de la interacción entre el mar y la atmósfera podrá llevar a pronósticos de mayor período para las tendencias del tiempo.

RESULTADOS Y PERSPECTIVAS

Desde el primer ensayo exitoso, en el año 1950, de las técnicas de integración numérica en la predicción del tiempo en la gran escala éstas se han aplicado a una gran variedad de problemas de previsión, atmosféricos y oceánicos. Podemos referirnos a la circulación general de la atmósfera y de los océanos, las tormentas tropicales, los frentes, las brisas de mar y tierra, la convección en cúmulus, la contaminación atmosférica, la capa límite planetaria y la turbulencia.

El mayor interés en el ámbito meteorológico reside en la aplicación de estos métodos en la previsión operativa para períodos entre doce horas y, digamos, cinco días; así como en la previsión para períodos mucho más largos.

Como vimos, los modelos dinámicos pronostican variables tales como viento y temperatura en la atmósfera libre, presión a nivel del mar, y en cierto grado precipitación y nubosidad en forma general. No pueden dar detalles tales como viento local en superficie, temperatura y precipitación locales, ya que dependen de detalles topográficos muy pequeños para ser resueltos en el retículo espacial sobre el que se construyen los modelos. De todas maneras es posible obtener relaciones de regresión entre determina-

dos parámetros locales en función de los campos dados por los modelos. En muchos casos estas previsiones son lo suficientemente buenas como para ser transmitidas directamente al público.

Los campos de viento, temperatura, etc. previstos por los modelos son también de aplicación inmediata, por ejemplo para la aeronavegación, ya que pueden determinarse los planes de vuelo directamente, y para los pronósticos de tiempo regionales, ya que los sistemas de tiempo están unívocamente relacionados a ciertas distribuciones de las variables meteorológicas básicas.

En estos últimos años ha habido una gran actividad y especulación científica respecto al diseño, elaboración y utilización de modelos numéricos de análisis y previsión, así como de los sistemas de observación adecuados a éstos (basta señalar el proyecto GARP "Global Atmospheric Research Program" patrocinado por la Organización Meteorológica Mundial).

¿Porqué este interés en aplicar estos métodos cada vez más elaborados tanto científica como tecnológicamente? Por una parte la inmensa cantidad de datos utilizables que se reciben por medio de satélites, boyas, globos-sonda, globos a nivel constante, observaciones convencionales, informes de aeronaves, etc. es de tal magnitud (y será aún mayor en un futuro próximo) que resulta casi imposible obtener un método manual que pueda elaborar esa masa de información en forma adecuada y en el corto lapso de tiempo que se dispone para la previsión. Por otra parte con los métodos numéricos objetivos se obtienen campos meteorológicos coherentes, tanto en el espacio como en el tiempo, de gran amplitud y variedad, y en tiempo real, de aplicación operativa inmediata. Baste decir que se calculan con estos métodos campos de obtención imposible por métodos manuales (por ejemplo la velocidad vertical de las masas de aire).

Además de aumentar la confiabilidad de la previsión de los distintos parámetros meteorológicos, estos métodos dan la oportunidad de cuantificar su ocurrencia permitiendo además, mediante la verificación estadística objetiva de los distintos procedimientos, mejorarlos ó desechar los no adecuados.

Por último podemos decir que, al utilizar archivos de gran capacidad y de fácil acceso, se mejora toda la climatología permitiendo estudios más amplios sobre el comportamiento estadístico de las distintas variables meteorológicas.

Es por ello que la previsión meteorológica con estos nuevos medios no es una empresa puramente científica ó tecnológica de alto costo: es un elemento esencial en la planificación de nuestras actividades; un servicio necesario para una economía más productiva.

B I B L I O G R A F I A

- ARAKAWA, A., 1970: *Numerical Simulation of Large Scale Atmospheric Motions; Numerical Solution of Field Problems in Continuum Physics*, American Mathematical Society, pp. 24-40.
- BJERKNES, V., 1904: *Meteorologische Zeit.* Vol. 21, n.1.
- HALTINER, G.J., WILLIAMS, R.T., 1975: *Some recent advances in Numerical Weather Prediction; Monthly Weather Review* Vol. 103, pp. 571-590.
- LEITH, C.E., 1975: *Numerical Weather Prediction; Reviews of Geophysics and Space Physics* Vol. 13, n.3, pp. 681-684.
- MONIN, A.S., 1972: *Weather Forecasting as a Problem in Physics; The M.I.T. Press.*
- PANOFSKY, H., 1970: *Analyzing Atmospheric Behavior; Physics Today*, Dec. pp. 32-35.
- PHILLIPS, N.A., 1973: *Principles of Large Scale Numerical Weather Prediction; Dynamic Meteorology*, P. Morel Ed., Reidel Pub. Co., pp. 1-96.
- RICHARDSON, L.F., 1922: *Weather Prediction by Numerical Process; Cambridge Univ. Press.*
- RIVERO, O.R., 1970: *Pronóstico Numérico; Meteorológica* Vol. 1, n.1 pp. 38-46.



UN METODO PARA LA DETERMINACION DE COEFICIENTES DE DIFUSION ATMOSFERICA

NICOLAS A. MAZZEO

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

Muchos métodos utilizados en la predicción de la concentración de contaminantes emitidos desde fuentes continuas puntuales o distribuidas en su superficie, requieren del conocimiento de los coeficientes de difusión atmosférica. Existen varios procedimientos para determinar dichos coeficientes: distintas ecuaciones, análisis de los registros de viento y gráficos. Utilizando diferentes experimentos de difusión atmosférica se desarrolla una ecuación general que se adapta bastante bien a los límites teóricos. Esta ecuación da buenos resultados en todos los casos, excepto para la difusión vertical de contaminantes emitidos desde fuentes en superficie durante condiciones atmosféricas inestables y desde fuentes elevadas en condiciones estables. Esto podría deberse a la falta de homogeneidad vertical. Una técnica alternativa es propuesta.

Many methods used to predict the concentration of contaminants from continuous point or area sources require the diffusion parameters. There are several methods available to determine them: Different equations, wind records and graphs. Based on field experiments, a general equation is developed that approaches the correct theoretical limits. This equation gives satisfactory estimates in all cases except for vertical diffusion from ground sources during unstable stratification and vertical diffusion from elevated sources during stable stratification, presumably because of lack of vertical homogeneity. Alternate techniques are suggested for these cases.

INTRODUCCION

Frecuentemente, en la solución de los problemas de contaminación de la atmósfera, es necesario estimar las concentraciones de contaminantes en aire. Para efluentes emitidos desde fuentes continuas, en la gran mayoría de los casos, se utiliza la ecuación de difusión tipo "gaussiana", que requiere del conocimiento de los coeficientes lateral y vertical de difusión atmosférica. Estos coeficientes están representados por las desviaciones normales horizontal (σ_y) y vertical (σ_z) de la distribución de concentraciones. Los métodos empleados para determinar estos parámetros deben ser consistentes con la teoría de la difusión de aerosoles en una atmósfera en estado de turbulencia estacionaria y homogénea desarrollada por G.I. Taylor (1921). La conclusión final de esta teoría puede ser expresada mediante las siguientes expresiones:

$$\sigma_y^2 = 2 \overline{v'^2} \int_0^t \int_0^t R_\xi d\xi dt \quad (1)$$

$$\sigma_z^2 = 2 \overline{w'^2} \int_0^t \int_0^t R_\xi d\xi dt \quad (2)$$

donde R_ξ es el coeficiente "lagrangiano" de autocorrelación de la componente correspondiente de la velocidad de fluctuación del viento

$$(R_\xi = \frac{u'(t) u'(t+\xi)}{\overline{u'^2}})$$

$\overline{v'^2}$ y $\overline{w'^2}$ son las varianzas de las componentes lateral y vertical de la velocidad del viento.

T es el tiempo de difusión.

El coeficiente de autocorrelación es igual a 1 para T pequeños y es nulo para T muy grandes. De esta forma, para T pequeños resulta:

$$\sigma_y = \sqrt{\overline{v'^2}} T \quad \text{y} \quad \sigma_z = \sqrt{\overline{w'^2}} T$$

y para T grandes es:

$$\sigma_y = \left[2 \left(\int_0^t \int_0^t R_\xi d\xi \right) \overline{v'^2} T \right]^{1/2}$$

$$\sigma_z = \left[2 \left(\int_0^t \int_0^t R_\xi d\xi \right) \overline{w'^2} T \right]^{1/2}$$

Por lo tanto, cerca de la fuente el crecimiento del pluma es proporcional a T y lejos a $(T)^{1/2}$. El comportamiento del coeficiente de autocorrelación para T intermedios no es simple y los resultados son inaplicables en el uso rutinario. Diversos métodos que no requieren del coeficiente de autocorrelación han sido desarrollados, para estimar σ_y - σ_z (Mazzeo, 1975).

Sin embargo, es necesario que todos esos procedimientos sean consistentes con la teoría de Taylor, de aplicación fácil y universal.

F. Pasquill (1971) propone las siguientes expresiones para los parámetros de difusión atmosférica, derivadas de la teoría de Taylor:

$$\sigma_y = \sigma_v T f_1(T/t_L) \quad (3)$$

$$\sigma_z = \sigma_w T f_2 (T/t_L) \quad (4)$$

donde $t_L = \int_0^t R_{\xi} dt$ y representa la escala temporal lagrangiana.

$$\sigma_v = (\overline{v'^2})^{1/2} \quad y \quad \sigma_w = (\overline{w'^2})^{1/2} ,$$

f_1 y f_2 son funciones universales restringidas por las mismas hipótesis de las ecuaciones (1) y (2).

Este trabajo tiene por objetivo encontrar formas específicas de las funciones f_1 y f_2 y desarrollar un método práctico para estimar t_L y obtener $\sigma_y - \sigma_z$.

ANÁLISIS DE LOS DATOS EXPERIMENTALES

Debido a que $\sigma_v T \approx \sigma_{\theta} X$ y $\sigma_w T \approx \sigma_{\phi} X$, las ecuaciones (3) y (4) se pueden escribir:

$$f_1 (T/t_L) \approx \frac{\sigma_y}{\sigma_{\theta} X} \quad (5)$$

$$f_2 (T/t_L) \approx \frac{\sigma_z}{\sigma_{\phi} X} \quad (6)$$

donde σ_{θ} y σ_{ϕ} son las desviaciones normales de los ángulos azimutal y de elevación de la pluma de contaminantes, y X es la distancia a la fuente en la dirección del viento.

Las formas de las funciones f_1 y f_2 pueden ser determinadas a partir de los datos obtenidos en diferentes experimentos de difusión atmosférica. Las Tablas I y II incluyen los experimentos de difusión utilizados en este trabajo.

Tratamiento de la información de difusión atmosférica

Los datos de difusión atmosférica fueron normalizados bajo la forma $\sigma_y - \sigma_z$. En los experimentos I, II, IV y V desde superficie (Tabla I) y 1, 3 y 5 desde fuentes elevadas (Tabla II) fueron computadas directamente las desviaciones normales de la pluma. En las demás experiencias, las desviaciones fueron estimadas a partir de la información suministrada.

En los experimentos III y V desde superficie se calculó la desviación normal vertical suponiendo continuidad en el emisor y una bidistribución gaussiana, mediante la siguiente expresión:

$$\sigma_z = \frac{Q}{X(o)\pi\bar{u}\sigma_y} \quad (7)$$

donde Q es la intensidad de emisión de la fuente

X(o) es la concentración de contaminantes en aire en el eje central de la pluma

\bar{u} es la velocidad media del viento

$$\pi = 3,1416$$

La consideración de la hipótesis de continuidad implica la inexistencia de depósito de los contaminantes sobre la superficie de la tierra (Mazzeo N. 1970). Con el objeto de encontrar el error de esta aproximación se compararon los obtenidos mediante la ecuación (7) y los observados. En la experiencia III desde superficie, σ_z fue estimado por medio del muestreo vertical en el arco correspondiente a los 100 m. Barad y Haugen (1959) encontraron que la pérdida de sustancia por depósito durante los primeros 100 metros no fue significativa. La relación media de depósito diurno y nocturno fue 19% y 10% respectivamente.

Islitzer y Dumbauld (1963) comprobaron que, en la experiencia V desde superficie la pérdida por depósito superó en algunos casos el 50%. En este experimento se encontró que la relación $(\sigma_z)_d / (\sigma_z)_c$ varía entre 1 y 4.

En la mayoría de los experimentos de difusión atmosférica (Tablas I y II) no se realizaron muchos muestreos de σ_z . De esta forma, la desviación normal vertical se estimó mediante la ecuación (7). Por lo tanto el efecto del depósito de contaminantes no considerado produce errores que se traducen en la sobrestimación de σ_z . En otra parte del trabajo se discuten las consecuencias de esta aproximación.

Tratamiento de la información meteorológica

Con el objeto de clasificar el estado de la atmósfera durante cada experimento se utilizó un parámetro de estabilidad atmosférica, el Número de Richardson aproximado (R_i).

$$R_i = \frac{g (\Delta T + \gamma_s \Delta_z) Z_M^2}{T_M \bar{u}^2 \Delta_z^2} \quad (8)$$

donde g es la aceleración de la gravedad

ΔT es la diferencia de temperatura del aire correspondiente a Δ_z

Δ_z es la diferencia de alturas de las mediciones de temperaturas

\bar{u} es la velocidad media del viento a la altura Z_M

γ_s es el gradiente adiabático seco

T_M es la temperatura a la altura Z_M

Teniendo en cuenta los valores de R_i , la estratificación térmica fue clasificada en las siguientes tres categorías:

a) Inestabilidad atmosférica ($R_i < 0$)

b) Neutralidad atmosférica ($R_i = 0$)

c) Estabilidad atmosférica ($R_1 > 0$)

Sin embargo en la práctica se utilizaron solamente dos clases (estabilidad e inestabilidad) debido a los pocos casos de neutralidad atmosférica.

Datos de difusión atmosférica

Los datos de los experimentos de difusión atmosférica (Tabla I y II) fueron clasificados según que, la emisión fuera desde superficie o altura, la estratificación atmosférica fuese estable o inestable y los valores de los coeficientes de difusión horizontal y vertical. De esta forma se graficaron los datos colocando en las ordenadas f_1 y f_2 y en las abscisas una función de T/t_2 . Sin embargo la escala temporal lagrangiana que es una constante no pudo ser estimada a partir de los datos de la mayoría de los experimentos. En su lugar se normalizó la abscisa por una cantidad T_i (constante proporcional a t_1). Taylor (1921) demostró que f_1 y f_2 se aproxima a 1 para T pequeños y es decreciente cuanto T aumenta. Así es posible definir T_i como tiempo de difusión requerido para que f_1 y f_2 sean iguales a 0,5. Más adelante se hallará la relación matemática entre t_1 y T_i .

A continuación se graficó el logaritmo de f_1 y f_2 en función de $\log T$ y se determinaron las ecuaciones de regresión correspondientes. Se encontraron los valores de T_i . Este procedimiento fue repetido para cada experimento y se calculó el valor medio de T_i , que fue utilizado en aquellas experiencias en que no pudo ser determinada la ecuación correspondiente.

Los resultados combinados para las diferentes categorías de difusión y para las fuentes en superficie y elevadas están incluidos en la Figura 1 y 2.

En la Figura 1 no se graficaron los casos de difusión vertical durante estratificación inestable y en la Figura 2 los casos de difusión vertical durante condiciones estables.

Determinación de las funciones f_1 y f_2

Los datos representados en la Figura 1 se adaptan a la siguiente expresión:

$$f_1 = f_2 = \frac{1}{1 + 0,9 (T/t_1)^{1/2}} \quad (9)$$

Esta ecuación satisface las condiciones límites de la teoría de Taylor para T grandes.

En las Figuras 1 y 2 se encuentra graficada la ecuación (9). La igualdad entre f_1 y f_2 se cumple en todos los casos excepto para la difusión vertical durante inestabilidad atmosférica desde fuentes en superficies y durante condiciones de estabilidad desde fuentes elevadas. La justificación puede encontrarse en la falta de homogeneidad de la componente vertical de la turbulencia atmosférica. Por otra parte, el efecto del depósito no computado, redundando en una sobreestimación de σ_z calculado según la ecuación (7). Los datos del experimento IV serán considerados representativos, pues están afectados de poca deposición y se observa poca dispersión. Computando, para este experimento, f_2 para cada arco y encontrando \bar{f}_2 se puede expresar de la siguiente forma:

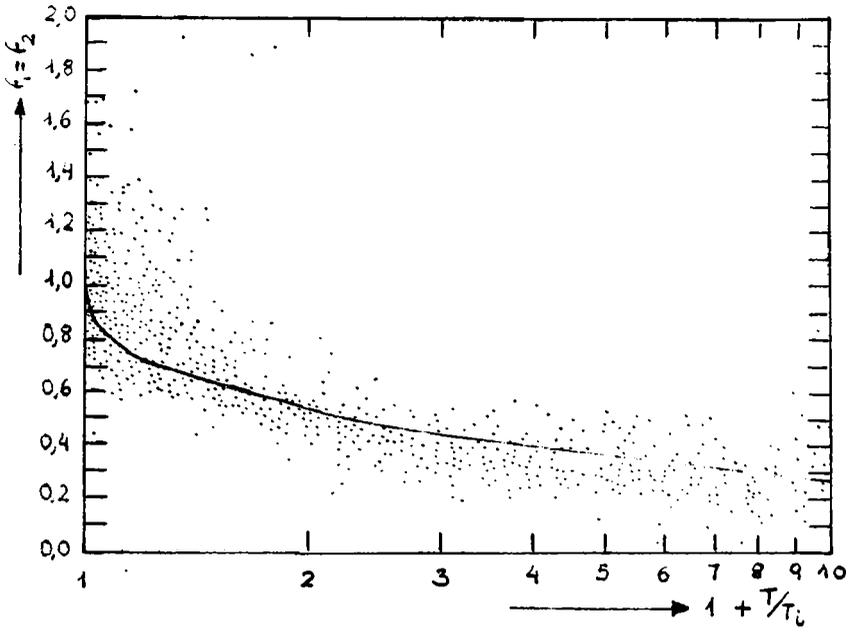


Figura 1: f_1 y f_2 para difusión desde superficie.

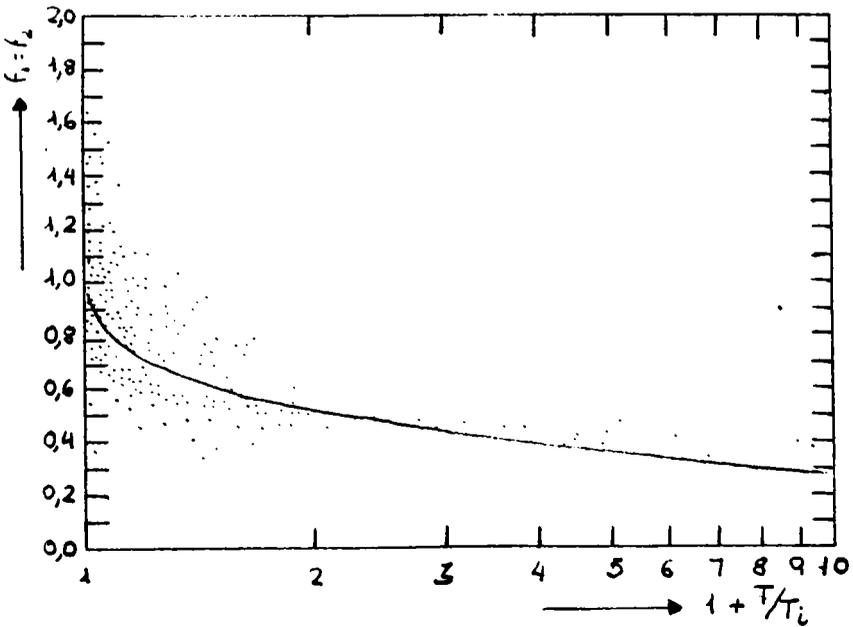


Figura 2: f_1 y f_2 para difusión desde fuentes elevadas.

$$f = \frac{0,3 (T/T_i - 0,4)^2}{0,16} + 0,7 \quad (10)$$

para la difusión desde superficie y

$$f = \frac{1}{1 + 0,95 (T/T_i)^{0,8}} \quad (11)$$

para la difusión desde altura. La ecuación (11) se parece a la (9).

Determinación de T_i

Según la ecuación (1)

$$\sigma_y^2 = 2\sigma_y^2 \int_0^t \int_0^{\xi} R_{\xi} dt d\xi$$

que cuando $T \rightarrow \infty$ toma la forma: $\sigma_y^2 = 2\sigma_y^2 t_L T$

y combinada con la ecuación (3) resulta:

$$f_1 (T/t_L) = \frac{\sigma_y}{\sigma_y T} = \sqrt{2} (t_L/T)^{1/2} \quad (12)$$

La ecuación (9) para T grandes queda:

$$f_1 (T/t_L) = \frac{1}{0,9 (T/T_i)^{1/2}} \quad (13)$$

Combinando las ecuaciones (12) y (13) resulta:

$$\sqrt{2} (t_L/T)^{1/2} = \frac{1}{0,9 (T/T_i)^{1/2}}$$

y también

$$t_L^{1/2} = \frac{T_i^{1/2}}{0,9 \sqrt{2}}$$

o sea

$$t_L = \frac{T_i}{1,64} \quad (14)$$

Que demuestra la proporcionalidad existente entre t_L y T_i .

Por otra parte las ecuaciones (5) y (6) pueden ser escritas de la siguiente forma:

$$\sigma_y \approx \sigma_{\phi} \times f_1 (T/T_i) \quad (15)$$

$$\sigma_z \approx \sigma_{\phi} \times f_2 (T/T_i) \quad (16)$$

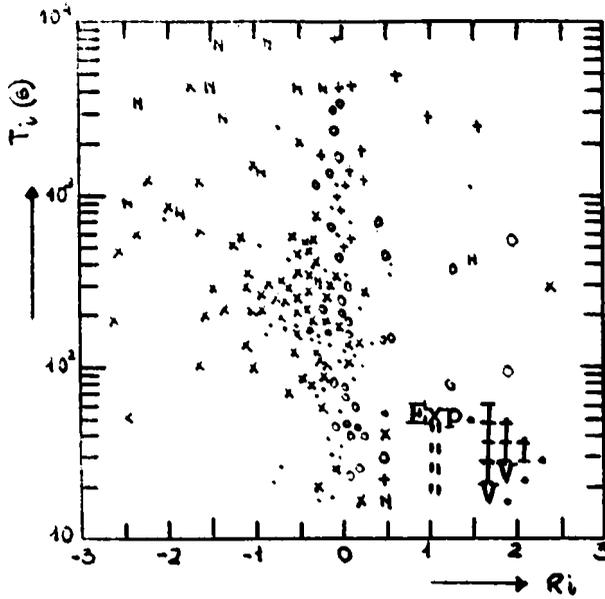


Figura 3: T_i en función de la estabilidad para difusión horizontal desde su superficie.

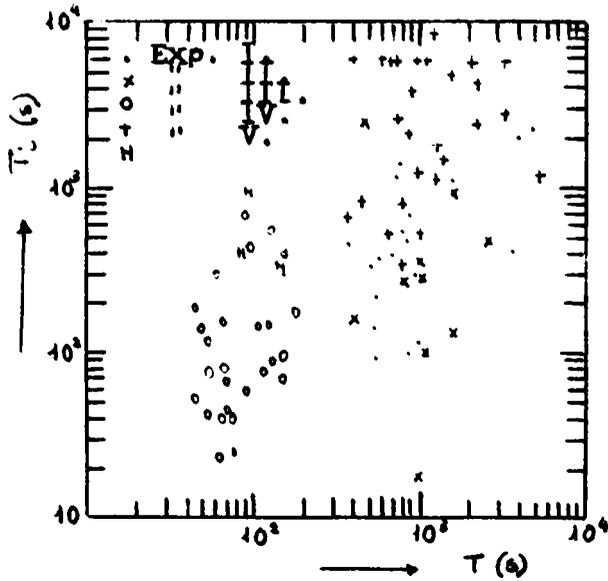


Figura 4: T_i en función del tiempo de trayectoria para difusión horizontal desde superficie durante estratificación estable.

y ser utilizadas para la estimación de σ_y σ_z conociendo T_i y $\sigma_\theta - \sigma_\phi$.

Los valores estimados por este método pueden ser comparados con los observados. En la Figura 3 se representa T_i en función de R_i . Todos los datos de este gráfico corresponden a experimentos efectuados desde superficie. De acuerdo con lo observado no es posible establecer una relación cuantitativa entre T_i y R_i . Por otro lado se observa una diferencia significativa entre los diversos experimentos.

Para la experiencia IV, T_i es un orden de magnitud mayor que en las otras. Los más grandes valores de T_i en el experimento IV están asociados con una fuerte cortante vertical del viento. Un valor medio de T_i fue estimado para cada categoría de experiencias, utilizándose luego en todas las observaciones para encontrar $\sigma_y - \sigma_z$.

En la Tabla III se incluyen los valores medios de T_i para cada categoría de experimentos. Se utiliza un valor medio de T_i para cada clase de experiencia para simplificar el método. Los valores de $\sigma_y - \sigma_z$ estimados mediante las ecuaciones (15) y (16) no varían sensiblemente ante grandes fluctuaciones de T_i , especialmente cerca de la fuente de emisión.

Las diferencias entre los T_i pueden ser explicadas: t_L y T_i son proporcionales al tamaño de los torbellinos. Los torbellinos horizontales debido a su relativa menor restricción de escala son de mayor tamaño que los verticales. La dimensión de los torbellinos verticales aumenta con la inestabilidad y la altura. Esto puede observarse en la Tabla III.

Una de las dificultades encontradas en unificar el método fue el tratamiento de la difusión horizontal desde superficie durante condiciones de estabilidad atmosférica. La mayoría de los experimentos IV fueron llevados a cabo en condiciones estables nocturnas, observándose grandes valores de T_i .

En la Figura 4 se graficaron los valores de T_i en función del tiempo de "trayectoria" para la difusión horizontal desde superficie durante condiciones de estabilidad de la atmósfera. También se observa que los valores de T_i correspondientes al experimento IV son relativamente altos para grandes distancias. Posiblemente, el efecto de la cortante del viento sea la causa.

Para confirmar esto es necesario examinar las diferentes experiencias individuales del experimento IV. El examen de los datos de la torre micrometeorológica confirma que para las experiencias en que se registró una cortante de viento significativa de T_i fue 2.717 s y para los que no hubo cortante T_i fue sólo 1.147 s.

De esta forma se hace necesario ajustar los valores de T_i por el efecto de la cortante vertical del viento. Después de ajustar T_i por una constante de 300 s a partir de la Figura 4 se puede deducir la siguiente expresión:

$$T_i = 0,001 T^2 \tag{17}$$

Introduciendo la ecuación (17) en la (9) resulta:

$$f_1 = \frac{1}{1 + 28 T^{-0,5}} \tag{18}$$

Cuando $T \rightarrow \infty$, con f_1 dado por la ecuación (18), la (15) muestra que σ_y es proporcional a $T^{3/2}$ en condiciones de cortante. F. Smith (1965) dedujo

que para grandes valores de T , σ_y es proporcional a $T^{3/2}$.

PROCEDIMIENTO PARA DETERMINAR LOS COEFICIENTES DE DIFUSION

En base a lo desarrollado, para estimar $\sigma_y - \sigma_z$ se procede de la siguiente forma:

- Seleccionar $\bar{\sigma}_\theta$ y $\bar{\sigma}_\phi$ para un determinado período. Estos parámetros serán registrados por una biveleta y un anemómetro.
- La distancia a la que se desea calcular $\sigma_y - \sigma_z$ se convierte en el tiempo de difusión mediante $T = \frac{x}{u}$.
- Determinar las condiciones de estabilidad atmosférica. Para ello pueden utilizarse R_1 o el método de Pasquill-Turner (1964).
- Conociendo la altura de la emisión y utilizando las condiciones de estabilidad a partir de la Tabla III se determina T_1 y seleccionar las funciones f_1 y f_2 convenientes.
- Mediante las ecuaciones (15) y (16) se calcula $\sigma_y - \sigma_z$.

COMPARACION CON OTROS METODOS DE ESTIMACION DE COEFICIENTES DE DIFUSION

En la Tabla IV se compara el método propuesto en este trabajo con los procedimientos que se basan en las curvas $\sigma_y - \sigma_z$ y con una propuesta de expresión del coeficiente lagrangiano de autocorrelación.

El método que utiliza las curvas $\sigma_y - \sigma_z$ (Gifford F. 1968) estima la estabilidad atmosférica mediante σ_θ o por medio de mediciones de la radiación solar incidente y de la velocidad del viento. Las curvas fueron derivadas desde experimentos de difusión atmosférica con emisión desde superficie y promediadas con $T=10$ min. Por otra parte, el coeficiente lagrangiano de autocorrelación puede ser expresado en la siguiente forma (Pasquill F. 1962):

$$R_\xi = \exp(-\xi / t_L)$$

y sustituyendo en las ecuaciones (1) y (2), en (3) y (4) e integrando resulta:

$$f_1^2 = (t_L/T)^2 2 \left[\exp(-T/t_L) + T/t_L^{-1} \right] \quad (19)$$

En la Tabla IV se presentan ocho categorías de difusión en función del método propuesto en este trabajo, las curvas $\sigma_y - \sigma_z$ y la expresión (19). El número superior es la media geométrica de la relación $\sigma_y - \sigma_z$ estimados por medio de los diferentes métodos a los observados mediante los experimentos. El número inferior es la desviación normal del logaritmo de las relaciones anteriores. Cuanto menor sea la desviación normal y con una relación σ_L / σ_0 más cercana a la unidad la predicción resulta más aproximada. Se observa que mediante el método de las curvas $\sigma_y - \sigma_z$ para fuentes elevadas los σ_y estimados están sobrestimados. Esta limitación no se tiene en cuenta en la práctica y se computa de la misma forma para emisiones desde superficie y desde altura. En cuanto a la expresión exponencial puede ser utilizada para casos de turbulencia homogénea y estacionaria y para tiempos de difusión pequeños.

TABLA I: Experimentos de difusión atmosférica desde superficie

N°	DENOMINACION	DATOS METEOROLOGICOS	DATOS DE DIFUSION	SUPERFICIE/ EMISOR
I	Brisa Oceánica (Haugen y Fuquay, 1963)	\bar{U}, σ_{θ} a 3,7 m ΔT (16,5 - 1,8 m)	σ_y (1200, 2400, 4800 m) T. de emisión: 30 m	Dunas arenosas Sulfito de zinc
II	Canal Seco (Haugen y Fuquay, 1963)	\bar{U}, σ_{θ} a 3,7 m ΔT (16,5 - 1,8 m)	σ_y (853, 1500, 2301, 4715, 5665 m) T. de emisión: 30 m	Rugoso Sulfito de zinc
III	Hierba de la Pradera (Barad, 1958) (Haugen, 1959)	$\bar{U}, \sigma_{\theta}, \sigma_{\phi}$ a 2 m ΔT (16 - 2 m)	Concentraciones a (50, 100, 200, 400, 800 m) T. de emisión: 10 m	Llanura Dióxido de azufre
IV	Brillo Verde (Fuquay, Simpson y Hinds, 1964)	\bar{U}, σ_{θ} a 2,1 m Ri (15,2 - 2,1 m)	σ_y (200, 800, 1600, 3200, 12380, 25600 m) T. de emisión: 30 m	Llanura con pasto cortado Sulfito de zinc
V	N.R.T.S. (Islitzer y Dumbauld 1963)	$\bar{U}, \sigma_{\theta}, \sigma_{\phi}$ a 4 m Ri, (16 - 4 m) Ri, (8 - 1 m)	σ_y (100, 200, 400, 800, 1600, 3200 m), σ_z (200, 400 m) T. de emisión: 60 m	Llanura desierta Uranina

TABLA II: Experimentos de difusión atmosférica desde altura

N°	DENOMINACION	ALTURA	D.METEOROLOGICOS	D.DIFUSION	SUPERFICIE/ EMISOR
1	Suffield (Walker, 1965)	15 m δ 7,4 m	$\bar{U}, \sigma_{\theta}, \sigma_{\phi}$ a 16 m ΔT (4-0,5 m)	σ_y (27-1097 m)	Tipo pradera Polvo
2	Brookhaven (Smith, 1956)	108 m	\bar{U} , clase turbulencia, ΔT (124-15 m)	Ancho y semialtura de la pluma	Bosque bajo Gotas de aceite
3	Handford (Elderkin y otros, 1963)	56 m	\bar{U}, σ_{θ} a 61 m Ri, ΔT (91-30 m)	σ_y (100, 1500 m) σ_z (152, 1525 m)	Llanura con pasto cortado. Fluoresceína
4	N.R.T.S. (Islitzer, 1961)	46 m	$\bar{U}, \sigma_{\theta}, \sigma_{\phi}$ a 43 m ΔT (43-3 m)	Sutton (n, C_y, C_z)	Llanura desierta Uranina
5	Högstrom (Högstrom, 1964)	87 m	Tiempo de difusión. Parámetros de estabilidad	σ_y, σ_z a 5000 m	Sierras Gotas de aceite
6	Porton (Hay y Pasquill, 1957)	152 m	\bar{U}, σ_{ϕ} a 150 m ΔT (7-1,2 m)	Angulo vertical de la pluma	Llanura Lycopodium

TABLA III: Valores de T_i y ecuaciones de f_1 y f_2 a utilizar

ESTRATIFICACION	DIFUSION HORIZONTAL		DIFUSION VERTICAL	
	ESTABLE	INESTABLE	ESTABLE	INESTABLE
Emisión en superficie				
T_i (s)	300	300	50	100
Ecuación $f_{1,2}$ ($T \leq 550s$)	(9)	(9)	(9)	(10)
	(18)			
Emisión elevada				
T_i (s)	1000	1000	100	500
Ecuación $f_{1,2}$	(9)	(9)	(11)	(9)

TABLA IV: Comparación de diferentes métodos de predicción

CATEGORIA DE DIFUSION	TABLA III	CURVAS σ_y σ_z	EXPONENCIAL
Emisión en superficie	1,02	0,86	0,74
Horizontal-Estable	1,82	1,77	1,99
Emisión en superficie	0,98	0,86	0,99
Horizontal-Inestable	1,51	1,64	1,51
Emisión en superficie	1,18	1,46	1,11
Vertical-Estable	1,70	1,92	1,75
Emisión en superficie	0,90	0,69	0,46
Vertical-Inestable	2,05	2,13	2,71
Emisión elevada	0,91	0,76	1,03
Horizontal-Estable	1,59	1,52	1,60
Emisión elevada	0,95	0,61	1,08
Horizontal-Inestable	1,29	1,32	1,29
Emisión elevada	0,99		1,02
Vertical-Estable	1,35		1,35
Emisión elevada	1,01		1,12
Vertical-Inestable	1,31		1,33

BIBLIOGRAFIA

- ISLITZER, N.F., and DUMBAULD, R.K., 1963: Atmospheric diffusion-deposition studies over flat terrain. *Int. J. Air Wat. Pollut.*, Vol. 7, pp. 99-122.
- MAZZEO, N.A., 1970: Deposition de aerosoles dispersados en la atmósfera, *Meteorológica*, Vol. I, n.1.
- MAZZEO, N.A., 1975: Difusión atmosférica: definición y características dinámicas de sensores meteorológicos. CNEA.NT.8/75.
- PASQUILL, F., 1962: *Atmospheric Diffusion*. Van Nostrand. New York.
- PASQUILL, F., 1971: Atmospheric dispersion of pollution, *Q.J.R.Met.Soc.* Vol. 97, pp. 369-395.
- SMITH, F.B., 1965: The role of wind shear in horizontal diffusion of ambient particles. *Q.J.R.Met.Soc.* Vol. 91, pp. 318-329.
- TAYLOR, G.I., 1921: Diffusion by continuous movements. *Proc. London. Math. Soc.* Vol. 2, n.20.
- TURNER, D.B., 1964: *Workbook of atmospheric dispersion estimates*. Public Health Service. 999-AP-26.



ESPECTRO DE TAMAÑOS DE GOTAS DE DISTINTAS LLUVIAS EN BUENOS AIRES

CARMEN Y. C. de MENZIES (*) y EMILIO A. CAIMI (**)

Con el método de la formación de bolitas de engrudo mezclado con un colorante soluble en agua se muestreó siete lluvias distintas de las que se obtuvo en total 38 espectros.

En los casos que los períodos de muestreo pudieron prolongarse el tiempo suficiente durante una misma lluvia, se constató con bastante nitidez la presencia de tres tipos de distribuciones de masa acumulada: i) un espectro cuasi monodisperso cuyo diámetro de gota máximo fue de 2 milímetros, espectro que se presentó comunmente hacia el final y ocasionalmente al principio de la precipitación. ii) una segunda distribución cuyo diámetro máximo, a veces excepcionalmente alto, (llegó hasta 5,8 milímetros), con el 50% de la masa de agua distribuído entre pocas gotas grandes y que se produjo en los momentos de precipitación más intensa. iii) una distribución predominante constituída por gotas de hasta 3 milímetros de diámetro.

The method of the dough pellets with a soluble dye mixed in it, was used for the determination of raindrop size spectra in seven different rainfalls; 38 spectra were obtained.

When the sampling period was long enough, it was possible to put in evidence three different types of distributions of the accumulated mass of water: i) a quasi monodisperse spectrum with two millimeters as the largest drop diameter. This type of spectrum was obtained near the end of the rainfall and occasionally at the beginning. ii) a second type was obtained when the rainfall was rather intense and characterized by an exceptional high figure of the largest diameters (5,8 millimeters in one occasion) and the 50% of accumulated, mass of water is distributed among a few large drops. iii) a prevailing spectrum formed by drops up to three millimeters of diameter.

(*) Servicio Meteorológico Nacional y Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires.

(**) Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires.

INTRODUCCION

El conocimiento de la distribución de tamaños de gotas de lluvia tiene especial importancia para los estudios de Física de Nubes y para la aplicación del radar a la medición de precipitación.

Los métodos experimentales para determinar la distribución pueden, en general, ser divididos en dos grupos, en función de su continuidad en el tiempo:

- a) los métodos discontinuos que por lo general se basan en la observación individual de la marca que deja impresa cada gota en el sensor utilizado. v. g. el papel de filtro con eosina, (Wiesner, 1895, Blanchard 1949b).
- b) los métodos continuos que se basan por lo general en la interacción entre algún tipo de energía y las gotas que atraviesan un volumen dado de aire, v. g. el disdrómetro, (Bradley y Stow, 1974). También es un método continuo el del espectrógrafo de gotas de Bowen y Davidson (1951).

Cada uno de estos métodos presenta ventajas y desventajas con respecto a los otros. Los del primer grupo ofrecen la manifiesta ventaja de ser mucho más económicos y más exactos, pero trabajar con ellos es muy laborioso. Los del segundo grupo, si bien son más sensibles y de un costo inicial mucho mayor, resultan a posteriori marcadamente más económicos pues son registradores y evalúan automáticamente, no sólo el espectro de tamaños en un instante dado, sino su variación en función del tiempo, permitiendo apreciar como varía la dinámica de la nube precipitante.

En mérito a las posibilidades con que se contaba, se optó por utilizar uno de los del primer grupo, el de las bolitas de engrudo, creado por Bencley (1904) y perfeccionado por Law y Parsons (1943) y por Blanchard (1949a). En líneas generales consiste en recoger gotas de lluvia en un colchón de harina no compactada (para eliminar problemas de salpicaduras) a la que se le agregó un colorante soluble en agua como el azul de metileno.

PARTE EXPERIMENTAL

Calibración

La relación entre la masa de las bolitas y el diámetro de la gota madre se determinó mediante una calibración previa, haciendo caer gotas de tamaños conocidos obtenidas con capilares de diámetros distintos, desde una altura de 3 metros. (Se eligió esta altura porque se supone que en ese nivel la velocidad de caída de la gota es muy aproximadamente su velocidad terminal).

La curva de calibración puede verse en la Figura 1. Como la masa de harina contenida en la bolita de engrudo es función del volumen de la gota de agua que la produjo y éste a su vez, función del cubo del radio de la gota supuesta esférica, se usó un sistema de coordenadas semicúbico.

La función de regresión es:

$$D = 1,2 (m^{1/3})$$

donde D = diámetro en milímetros de la gota
m = masa en miligramos de la bolita de engrudo.

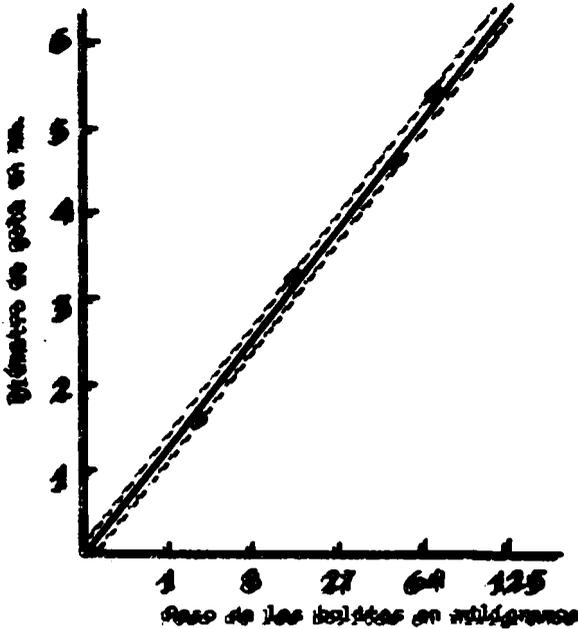


Figura 1: El peso de las bolitas de engrudo en función del diámetro de las gotas de agua que las producen. Resultado de la calibración.

El coeficiente de correlación es $r = 0,9$ y el error de adecuación es $S = 0,15$.

Técnica experimental

Con la mezcla de harina y colorante se lloran parcialmente recipientes de aproximadamente 4 centímetros de alto y 10,5 ó 13 centímetros de diámetro, que se exponen a la lluvia durante un lapso Δt que oscila entre 5 y 60 segundos, según sea la intensidad de la lluvia, tratando siempre de evitar la superposición o unión de gotas.

Una vez recogida la muestra se procede a dejarla en reposo durante 48 horas aproximadamente, para que las bolitas fragilen y se sequen completamente. Después de ese lapso, se tamiza la mezcla con un cedazo de malla 50 para separar las bolitas y se efectúa una primera clasificación por tamaños tamizándolas sucesivamente con cedazos de mallas número 6; 8; 10; 14; 20; 25; 30 y 35. En cada uno de los grupos así formados se hace una segunda clasificación más fina, visualmente. A continuación se pesan las bolitas así agrupadas en clase de tamaños, tratando de hacer pesadas individuales. En el caso de las bolitas más pequeñas, las que quedan entre los tamices 25, 30 y 35, es suficiente con hacer pesadas en grupo, calculando posteriormente el peso promedio y el subsecuente diámetro promedio.

Mediciones en lluvias naturales

A partir de setiembre de 1975 se comenzó a realizar muestreos en lluvia natural y se determinó el número N de gotas de diámetro D . Se tomó muestras en la Capital Federal y el sitio de medición fue el parque de Ciudad Universitaria ubicado en Núñez (12 msn, 34°34' S y 58°25' W).

En general, las gotas más pequeñas recogidas, tenían un diámetro menor de 0,4 milímetros y la más grande 5,8 milímetros. Por comodidad se las agrupó en clases de 0,5 milímetros.

Se agrupó los casos presentados de acuerdo con situaciones sinópticas tipo para tratar de determinar a posteriori, un espectro medio para esas situaciones.

Se consideró así:

- i) lluvias de tipo ciclónico
- ii) lluvias de masa de aire inestable
- iii) lluvias prefrontales

Lluvias de tipo ciclónico

A este tipo correspondieron las del 19 de setiembre de 1975 y la del 31 de marzo de 1976. La lluvia caída registrada en los pluviómetros de la estación meteorológica del Aeroparque Jorge Newbery fue de 3,5 milímetros entre las 9.00 y las 12.00 HOA para el 19 de setiembre; cantidad harta escasa como para poder calcular, con los datos de la faja registradora, la variación con el tiempo con un margen de error aceptable. Además hubo necesidad de exponer la bandeja muestreadora hasta 50 segundos para recoger gotas en un número significativo.

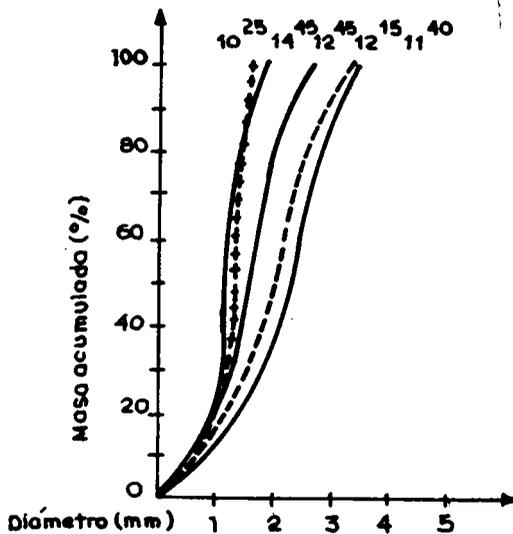


Figura 2: Curvas de distribución de masas de agua acumuladas correspondientes a la lluvia de tipo ciclónico del 31-3-1976.

El 31 de marzo de 1976 se tomó muestras en dos períodos: en el primero entre las 9.00 y las 10.55 HOA registrándose una precipitación de 3,3 milímetros y en el segundo, entre las 11.35 y las 14.55 HOA el total recogido fue de 11,7 milímetros. Las curvas que dan cuenta del comportamiento de la masa de agua acumulada pueden agruparse en tres clases, ver Figura 2.

a) un espectro poco disperso al comienzo y al final del período, con gotas de hasta 1,2 milímetros de diámetro.

b) las curvas que corresponden a instantes de máxima intensidad de precipitación, (0,6 milímetros en 5 minutos a las 11.40 HOA y 0,8 milímetros en igual lapso, a las 12.15 HOA), que muestran que el espectro se ensancha hasta diámetros de 3,6 milímetros y el 50% de la masa de lluvia caída corresponde a pocas gotas de diámetros mayores de 2,2 milímetros.

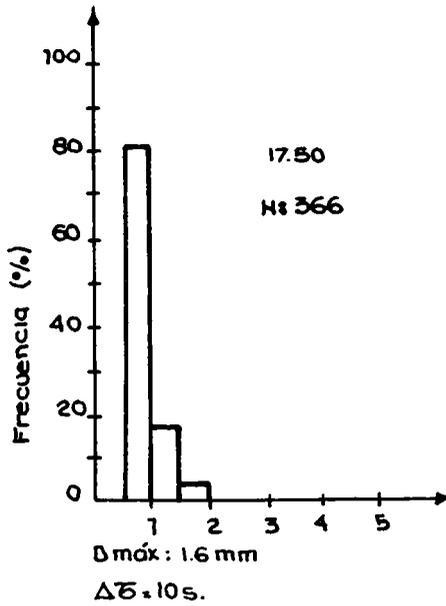


Figura 3: Histograma correspondiente a la muestra de las 17.50 HOA de la lluvia de masa de aire inestable del 18-9-1975.

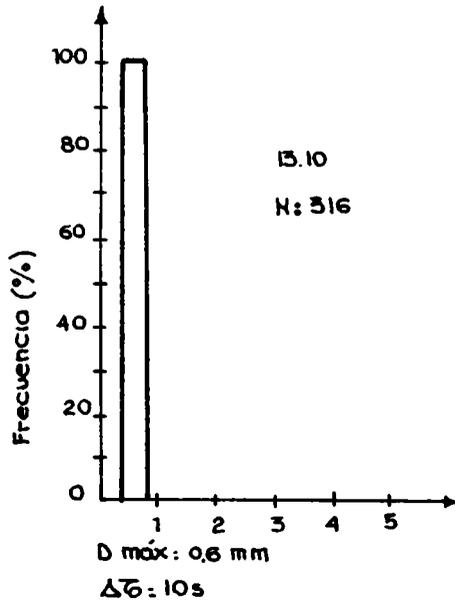


Figura 4: Histograma correspondiente a la muestra de las 13.10 HOA de la lluvia frontal del 18-10-1975.

c) un espectro corriente que se extiende hasta 2,5 - 2,7 milímetros de diámetro de gota.

Lluvia de masa de aire inestable

Sólo se registró el caso del 18 de setiembre de 1975. Una observación interesante que surge del análisis de los espectros de esta lluvia es que diez minutos antes de cesar (17.50 HOA), el espectro es monodisperso; ver Figura 3.

Lluvias prefrontales

A este agrupamiento corresponden las lluvias del 18 y 26 de octubre de 1975 y las del 2 y 19 de febrero de 1976.

Para el día 18 de octubre se totalizó un registro de 5,4 milímetros entre las 14.00 y las 15.00 HOA. La intensidad máxima, 2,5 milímetros en 5 minutos, se registró a las 14,25 HOA.

El espectro obtenido al comienzo de la precipitación mostró un carácter netamente monodisperso según puede apreciarse en la Figura 4.

El 26 de octubre se registró una precipitación de 1,5 milímetros en un lapso de una hora por la mañana, y de 8,6 milímetros en una hora y media por la tarde. Las curvas de distribución de masa acumulada revelan también tres tipos de distribución, según muestra la Figura 5.

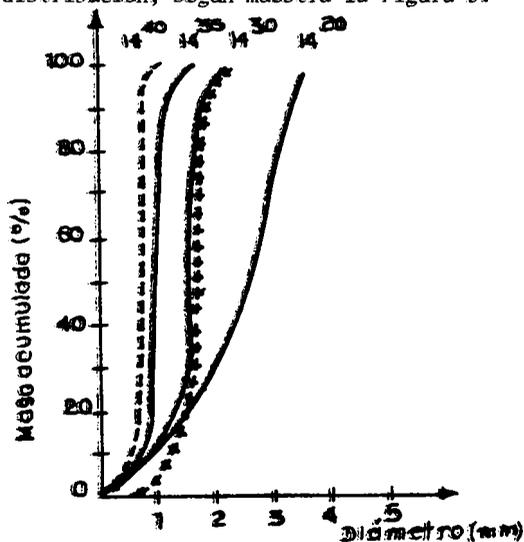


Figura 5: Curvas de distribución de masas de agua acumuladas correspondientes a la lluvia prefrontal del 26-10-1975.

El 2 de febrero de 1976 llovió desde las 16.45 hasta las 18.00 HOA, un registro total de 14,3 milímetros y la mayor intensidad para un periodo de 5 minutos fue 5,7 milímetros a las 17.30 HOA, que es la máxima ocurrida en todas las lluvias expuestas en este trabajo. Nuevamente aparecieron tres tipos de distribución acumulada, semejantes a los que ya fueron expuestos.

El 19 de febrero llovió entre las 16.30 y las 19.40 HOA, un total de 0 milímetros. Por razones ajenas a la investigación debió suspenderse la toma de muestras a las 17.20 HOA. También en este caso pudo observarse

tres tipos de distribución en la masa de agua acumulada.

La tabla I trata de sintetizar las características más salientes de los espectros de tamaños de gota obtenidos en los muestreos señalados. En ella deberá entenderse que:

N_T : número total de gotas recogidas

$D_{\text{máx}}$: diámetro máximo de gota observado

D_m : diámetro de la gota de volumen mediano de la muestra

$\%N, D > D_m$: porcentaje que representa el número de gotas cuyo diámetro es mayor e igual a D_m

ΔD_{sf} : intervalo de los diámetros de frecuencias mayores

Δt : tiempo de duración de la toma de muestra

N/s : número de gotas recogido por segundo. Sólo se tabula $N/s > 25$

CONCLUSIONES

En todos los casos en que el período de toma de muestras pudo prolongarse por un tiempo suficiente, aparecen con suficiente nitidez tres tipos de distribución de la masa de agua acumulada, durante una misma lluvia;

i) una distribución cuasi monodispersa, comparable a la de la "lluvia mono dispersa ideal" de Diem (1968) que se presentó generalmente hacia el final de la precipitación y ocasionalmente al principio, con un diámetro máximo de gota que excepcionalmente alcanzó los dos milímetros.

ii) en los instantes en que la precipitación alcanzó su máxima intensidad se observó un espectro en el que el 50% de la masa de agua acumulada se distribuyó entre pocas gotas grandes alcanzando en un caso el valor excepcionalmente grande de 5,8 milímetros de diámetro, muy cercano al límite de ruptura de las gotas en su caída en aire quieto.

iii) durante la mayor parte del tiempo de ocurrencia de la precipitación predominó un espectro constituido por gotas cuyo tamaño se extendió hasta 3 milímetros de diámetro.

Aunque los muestreos realizados hasta aquí son escasos como para poder generalizar conclusiones, podría inferirse de ellos que:

1º: el predominio de gotas de tamaños más pequeños se da en los casos de lluvias prefrontales.

2º: el mayor número de gotas recogido por segundo se da también en el mismo tipo de lluvias.

Comentario

El objeto de este trabajo fue verificar la eficiencia de métodos de determinación de tamaños de gotas de lluvia. Las lluvias muestreadas se seccionaron en función de las posibilidades del grupo investigador y no de la intensidad de las precipitaciones que fueron, en general, de baja intensidad. Deberá tratarse de confirmar los resultados obtenidos hasta el presente en especial en el caso de lluvias intensas.

TABLA I

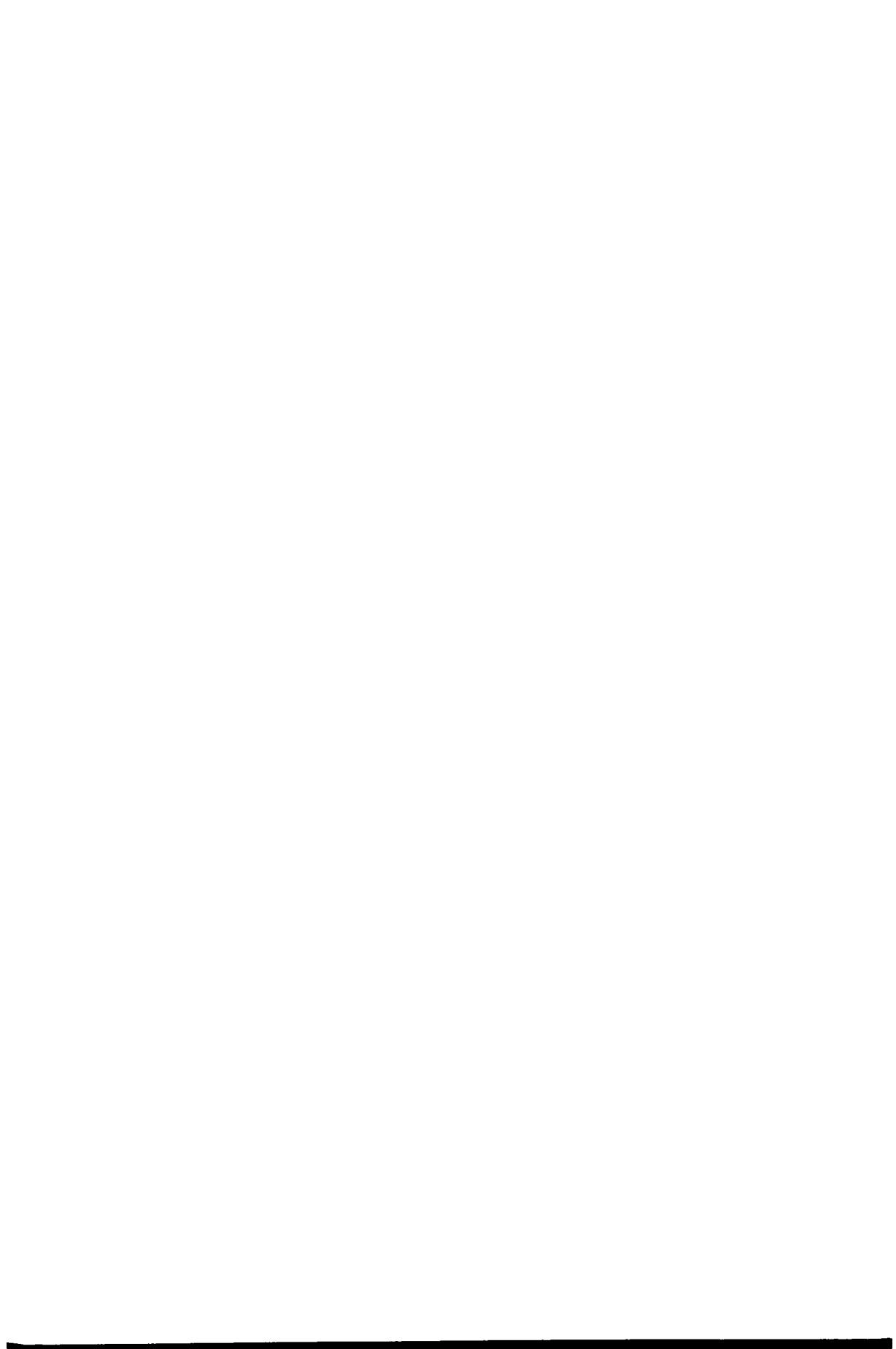
Tipo de lluvia	Fecha	Ppción total	Hora HOA	N_T	$D_{m\acute{a}x}$ mm	D_m mm	% N $D \geq D_m$	ΔD_{sf} mm	$\Delta \tau$ s	N/s 25
Prefrontal	18-10-75	5,4	13.10	316	0,6	0,6	100	0,5-1	50	30
			13.45	19	1,7	1,5	42,5	1,0-1,5	20	
			14.25	595	4,7	2,1	6,1	0,5-1	20	
			14.37	179	2,2	0,8	25,2	0,5-1	20	
	26-10-75	1,5	12.50	91	2,8	2,0	34,2	1-2,0	60	38
			14.20	565	4,8	2,8	1,6	0,5-1	15	
			14.30	158	2,8	1,8	7,0	$\leq 0,5$	15	
			14.35	629	2,4	1,0	28,0	0,5-1	15	
			14.40	45	1,3	0,8	37,7	0,5-1	15	
	2-2-76	14,3	16.50	240	3,4	2,1	8,3	$\leq 0,5$	10	39
			17.00	151	3,1	1,8	19,2	0,5-1	10	
			17.10	385	2,9	1,7	10,1	$\leq 0,5-1$	10	
17.20			480	3,3	1,9	10,4	$\leq 0,5$	10		
17.30			356	4,3	2,3	12,9	$\leq 0,5$	10		
17.40			213	2,8	1,6	24,4	$\leq 0,5-1$	10		
17.50			236	3,1	1,6	24,2	0,5-1	10		
18.00			162	2,2	1,2	25,9	0,5-1	10		
19-2-76	12,0	16.13	366	5,0	2,9	6,3	$\leq 0,5$	10	72	
		16.17	723	5,8	3,0	4,6	$\leq 0,5-1$	10		
		16.23	252	1,9	0,8	36,1	0,5-1	20		
		17.10	53	2,7	1,5	24,5	$\leq 0,5$	10		
		17.20	104	2,2	1,3	23,1	$\leq 0,5$	10		
Ciclónico	19-9-75	3,5	9.50	244	2,5	1,1	29,2	0,5-1	15	40
			10.15	316	2,3	1,1	27,8	0,5-1	50	
			11.50	386	1,1	0,7	34,7	0,5-1	40	
31-3-76	15,0	10.25	101	1,9	1,3	19,8	0,5-1	20	37	
		11.40	123	3,5	2,4	10,6	$\leq 0,5$	20		
		12.00	270	2,9	1,4	19,6	0,5-1	10		
		12.15	172	3,6	1,8	9,9	0,5-1	10		
		12.30	133	2,5	1,5	12,0	0,5-1	15		
		12.45	127	2,6	1,2	22,8	0,5-1	15		
		13.45	160	2,6	1,1	38,2	1-1,5	15		
		14.30	252	2,7	0,9	40,5	0,5-1	15		
		14.45	259	2,1	1,0	27,8	0,5-1	10		
		Masa de aire i- nesta- ble	18-9-75	10,0	17.10	207	1,9	1,2		43,9
17.25	411				2,5	1,5	17,8	$\leq 0,5$	15	
17.30	264				5,1	2,4	4,9	0,5-1	10	
17.50	366				1,6	0,8	16,1	0,5-1	10	

AGRADECIMIENTO

Los autores desean dejar expresa constancia de su agradecimiento con el señor Miguel E. Lefebre por el cuidado y la destreza con que construyó los equipos para la toma de las muestras.

B I B L I O G R A F I A

- BENTLEY, W., 1904: *Studies of raindrops and raindrops phenomena*; *Mon. Weath. Rev.* Vol. 32 pp. 450-456.
- BLANCHARD, D.G., 1949 (a): *The distribution of raindrops in natural rain.* *Gen. Elec. Res. Lab.; A Project Cirrus Occasional Report N°15*, pp. 81 - 93.
- BLANCHARD, D.G., 1949 (b): *The use of sooted screens for determining rain-drop size and distribution.* *Gen. Elec. Res. Lab.; A Project Cirrus Occasional Report N°16*, pp. 94-101.
- BOWEN, E.G., DAVIDSON, K.A., 1951: *A raindrop spectrograph.* *Q. J. R. Met. Soc.* Vol. 77; pp. 445-459.
- BRADLEY, S.G., STOW, C.D., 1974: *Measurement of charge and size of raindrops, Part 1.* *Jr. of Appl. Met.*, Vol. 13, pp. 114-130.
- DIEM, M., 1968: *Zur Struktur der Niederschläge III.* *Arch. Met. Geoph. Biokl., Ser. B, Band 16*, pp. 347-390.
- LAWS, J.O., PARSONS, D.A., 1943: *The relation of raindrops size and intensity.* *Trans. Am. Geoph. Union*, Vol. 22, pp. 452-460.
- WIESNER, J. 1895: *Beiträge zur Kenntnis des tropischen Regens.* *Ber. Akad. Wissen. Wien, Band 104*, pp. 1397-1402.



CONTENIDO DE TRITIO EN GRANIZOS NATURALES

ELENA MUNIN de ACHAVAL - VICTORIA TAFURI

Servicio Meteorológico Nacional

La mayor parte del tritio troposférico está presente como HTO, con concentraciones que crecen con la altura y que muestran un ciclo anual.

El contenido de tritio en las distintas capas de un granizo está dado por la concentración de tritio en las gotas de agua, que se incorporan por acreción, durante el proceso de crecimiento.

Se determinó tritio en algunas muestras de granizo recogido en superficie. Los resultados pueden ser vinculados con la distribución vertical de dicho isótopo.

Most of tropospheric tritium exists as HTO, in concentrations that increase with height and show an annual cycle.

Tritium contents in hailstone zones are due to tritium concentration in water droplets which incorporate by accretion during the growing process.

Tritium concentration was determined in hailstone samples collected on surface. The results can be related to the vertical distribution of the isotope.

INTRODUCCION

La mayor parte del tritio presente actualmente en la atmósfera proviene de explosiones nucleares, detectándose los mayores aumentos a partir de los ensayos soviéticos de 1961-62. La producción natural por radiación cósmica desempeña sólo un papel secundario.

Gran parte del tritio formado reacciona dando agua tritiada (HTO), que se acumula en la estratósfera. La variación de la concentración de tritio en el agua atmosférica se debe a la penetración desde el reservorio estratosférico que se comunica con la tropósfera en puntos privilegiados del espacio y del tiempo, y no a fraccionamientos isotópicos. En general en la tropósfera, fuera de las nubes, los valores aumentan con la altura y pueden variar en un factor 20 entre el suelo y la tropopausa (EHHALT, 1971).

Además de su valor como trazador en cuencas hídricas el análisis isotópico es utilizado en el estudio de granizos para obtener datos independientes que corroboren las conclusiones obtenidas a partir del análisis de estructuras cristalinas.

PARTE EXPERIMENTAL

Se estudiaron cuatro lotes de granizos naturales recogidos en la República Argentina. Los granizos fueron divididos en una zona externa y otra interna, basándose en criterios estructurales, salvo los de Ortúzar del 18-7-76, de diámetro menor a 10 mm, ya que toda la piedra coincidía prácticamente con la zona central.

Se utilizan un contador de centelleo líquido Packard TRI-CARB, modelo 2002, con circuito de anticoincidencia, automático, no refrigerado, provisto de impresor.

Se utilizaron recipientes de nylon debido a su menor fondo. El líquido de centelleo consiste en una mezcla de 700 cm³ de tolueno p.a., 300 cm³ de triton X-100 calidad polarográfica, 4 g de PPO (centelleador primario) y 0,5 g de POPOP (centelleador secundario).

La muestra se introduce en el líquido de centelleo sin fundir para evitar intercambio de HTO con la humedad ambiente.

Los ensayos preliminares mostraron que las medidas variaban con la temperatura ambiente, con valores entre 900 y 2100 cuentas por 100 min. para variaciones de temperatura entre 10° y 15°C. Por otra parte, conociendo se que las concentraciones estarían muy cerca del valor de fondo se decidió:

a) Estudiar cuatro blancos simultáneamente.

La diferencia entre blancos se mantuvo dentro del error experimental en forma independiente de la temperatura.

b) Estudiar las muestras, colocándolas en recipientes ya controlados, midiendo alternadamente contra blancos.

c) Llegar a tener, por lo menos 50 valores del par blanco-muestra, debido a la dispersión del método y los niveles de tritio a medir. Esto implica más de tres semanas de medición continua por muestra y seis por granizo, o sea más de dos meses considerando las inevitables discontinuidades.

d) Para obviar el efecto de la temperatura se decidió utilizar una estadística de muestras apareadas, ya que dicho efecto actúa sólo sobre el fondo y no sobre la desintegración. Esto permitió, además, verificar la significatividad de los resultados.

Tres de los granizos se muestran en la Figura 1. Los resultados obtenidos están sintetizados en la Tabla I. La concentración media de Tritio para cada zona oscila entre 7 y 70 TU ($1 \text{ TU} = (T)/(H) = 1.10^{-18}$) y pueden compararse con los resultados obtenidos por J. Jouzel et al. (1975) para 3 granizos de Alberta y 1 de Oklahoma que aparecen reproducidos en la Tabla II. Sus valores oscilan entre 80 y 850 TU.

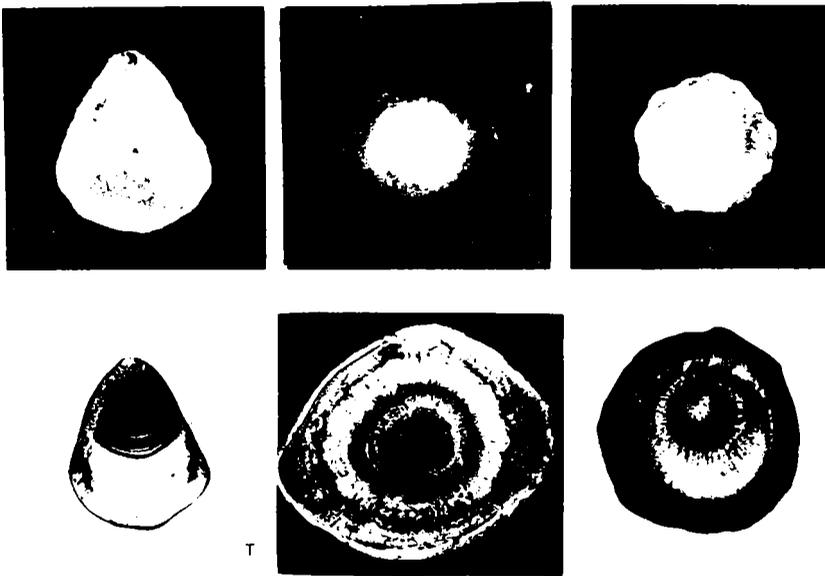


Figura 1: Granizos recogidos en Castelar el 11 de mayo de 1975, Rama Caída (Mendoza) el 8 de enero de 1975 y Ortúzar el 23 de setiembre de 1976. Los granizos recogidos en Ortúzar el 13 de julio de 1976 no se incluyen ya que son prácticamente equivalentes al centro de los de Castelar. La hilera superior muestra el aspecto exterior y la inferior secciones de los mismos donde puede apreciarse su estructura. Las fotos no están a escala pero las dimensiones figuran en la Tabla I.

Se observa que las concentraciones en la República Argentina son un orden menores que las obtenidas para el hemisferio Norte. Es un resultado bastante lógico recordando las medidas de Martell (1963) para contenido de tritio en agua de lluvia durante el período 1952-60, que muestran una relación de aproximadamente 15 para el cociente entre las concentraciones de tritio en el hemisferio Norte y Sur respectivamente.

Las concentraciones de tritio medidas en granizo deben ser atribuidas a las concentraciones presentes en las gotas de nubes. Dentro de la nube, las variaciones del contenido de tritio por mezcla son mucho mayores que las relativas al fraccionamiento isotópico (entre el vapor y las gotas). En la fuerte corriente ascendente de las nubes graniceras, el aire proviene

TABLA I CARACTERÍSTICAS DE GRANIZOS RECOGIDOS EN LA RED ARGENTINA			
LUGAR Y FECHA		[T] (en T.U.)	REMO (en mm)
BATA CAÑÓN, MZA 8-I-75		$[T]_a = 607 \pm 102$ $[T]_b = 84 \pm 374$	$10 < R_a < 75$ $R_b < 30$
CASTELAR, BS AS II-V-75		$[T]_a = 67 \pm 207$ $[T]_c = 608 \pm 274$	$6 < R_c < 12$ $R_a < 6$
ORTUZAR, CAP FED 18-III-76		$[T]_c = 733 \pm 210$	$R_c < 5$
ORTUZAR, CAP FED 20-IX-76		$[T]_a = 227 \pm 154$ $[T]_c = 316 \pm 150$	$6 < R_a < 13$ $R_c < 6$

Tabla I: Esquema de los granizos analizados. Identificación, dimensiones y contenido medio de tritio en las distintas zonas.

TABLA II CARACTERÍSTICAS DE GRANIZOS ANALIZADOS POR J. JOUZET		
	[T] en T.U.	Zona (radio en mm)
ALBERTA A	480 ± 30	$R < 15 \text{ mm}$
	850 ± 45	$15 \text{ mm} < R < 19.5$
ALBERTA B	315 ± 15	cte en toda la zona
ALBERTA C	305 ± 25	cte en toda la zona
OKLAHOMA	80	cte en toda la zona

Tabla II: Características de los granizos analizados por J. Jouzel. Dimensiones y contenido medio de tritio en las distintas zonas.

de los niveles inferiores a la base de la nube, lo que implica baja concentración de tritio tanto en las gotas como en la fase vapor.

Jouzel et al. (1975) interpretan sus resultados aplicando el modelo de Chisholm (1970). Consideran constante la concentración de tritio en la corriente ascendente. Admiten que el aumento del contenido de tritio con la altura puede ser aplicado en la zona límite, donde hay mezcla con el entorno, lo que implica que la concentración de tritio decrece de afuera hacia adentro de la nube. Las zonas con alto contenido en tritio se formarían entonces en la zona límite, como la observada en la capa externa del granizo denominado Alberta A. Los resultados de Oklahoma, Alberta B y C son interpretados como indicadores de que todo el granizo se ha formado en la corriente ascendente.

Aplicando este modelo, los resultados de la Tabla I pueden ser interpretados de la siguiente manera:

Rama Caída: Centro formado en la corriente ascendente.
Zona externa en la zona límite.

Ortúzar del 18-7-76 y Ortúzar del 29-9-76: Todo el granizo se formó en la corriente ascendente.

Castelar: Las mayores concentraciones se encuentran en el centro. Habría que interpretarlo por procesos de reciclaje del embrión del tipo de los demostrados por EHHALT (1967).

RESUMIENDO

- 1) Las concentraciones de tritio en el hemisferio Sur siguen siendo un orden inferior a las del hemisferio Norte.
- 2) Se continuará determinando tritio en granizos naturales a fin de sistematizar los resultados.
- 3) Las mediciones de tritio son útiles como análisis de rutina, especialmente en relación con las de deuterio, a fin de determinar zonas de crecimiento del granizo en la nube.

B I B L I O G R A F I A

- CHISHOLM, M., 1970: "Alberta hailstorms: A radar study and model." Ph. D. thesis. 237 pág. Mc.Gill Univ. Montreal. Que.
- EHHALT, D., 1967: "The study of the formation of a Hailstone by means of isotopic Analysis. J. Geoph Res. Vol. 68 no 13, p. 3841.
- EHHALT, D., 1971: "Vertical profiles and transport of HTO in the Troposphere. J. of Geophys. Res. Vol. 70 no 30, p. 7351.
- JOUZEL, J. et al., 1975: "Isotopic Study of Hail. J. of Geophys. Res. Vol. 80 no 36 p. 5015.
- MARTELL, E.A., 1963: "On the inventory of artificial tritium and its occurrence in atmospheric methane. J. Geophys Res. Vol. 68 no 13 p. 3759.



EXPLORACION MAGNETOTELURICA

HUGO G. FOURNIER

Centre de Researches Geophysiques, París, Francia

Las primeras experiencias magnetoteléuricas datan de mediados del siglo pasado. Casi un siglo fue necesario para transformar las ideas originales en un método práctico de exploración geofísica.

Desde 1953 hasta el presente el desarrollo ha sido acelerado, extendiéndose a numerosos dominios de aplicación. Una rápida enumeración nos informa de ello: estudio geoelectrico de la corteza y el manto superior, exploración de cuencas sedimentarias, minería, estudios regionales, geotermia profunda y prospección de yacimientos geotérmicos.

El desarrollo de instrumental ha mantenido un ritmo sostenido en ese lapso, cada vez mas preciso y confiable, otorgando al método una gran flexibilidad.

Equipos livianos capaces de operar largo tiempo a baterías se encuentran en el mercado.

Miles de sondajes magnetoteléuricos (M.T.) han sido realizados en los últimos veinticinco años, por cientos de geofísicos en el mundo. Un esfuerzo considerable ha sido dedicado a perfeccionar las técnicas de tratamiento de datos, que han hecho posible el manejo de grandes cantidades de datos en forma digital.

Las técnicas para el problema M.T. inverso han sido objeto también de una activa investigación. Inicialmente por modelos unidimensionales, luego para el caso de estructuras cilíndricas bidimensionales y actualmente en curso de desarrollo los casos de geometría tridimensional. Esto ha permitido incluir en la interpretación situaciones estructurales cada vez mas complejas.

Como un balance actual del método M.T., cuyas limitaciones han sido también bien estudiadas, su utilidad en la exploración geofísica queda mas allá de toda duda, integrando el arsenal de métodos disponibles y en ciertos casos difícilmente reemplazable.

Firsts magnetotelluric experiences were performed around the middle of the last century. Nearly a century was necessary to transform the original ideas into a practical geophysical tool.

Since 1953 up to date a fast development was attained covering many applied fields. A short enumeration shows it: electrical studies of the crust and the upper mantle, oil prospecting, mining, regional structural studies, deep geothermal sources and geothermal reservoirs prospecting.

Equipments for M.T. work have been developed during the last years in a continuous way. This technological research successfully increased accuracy and confiability as well as operational facilities. Low consumption full batteries operation of a light portable M.T. equipment is available at present.

Thousands of M.T. soundings were carried out in the last quart of the century, by hundred of geophysicists around the world. Many efforts have been devoted in order to improve data processing techniques, which allow nowadays the handling of considerable amounts of digitalized data in an inexpensive way.

Techniques for the inverse M.T. problem have also been actively investigated, first for one-dimensional models, then for two-dimensional cylindrical structures; the tri-dimensional case is in the course of development at present.

These progresses allow taking into account each time more and more complex structural features for the interpretation of M.T. soundings.

The present state of the art for the M.T. method, whose limitations have been also studied, is a promising one; its utility in exploration geophysics is beyond any doubt, integrating the arsenal of available geophysical methods, sometimes difficult to replace.

INTRODUCCION

Las variaciones del campo magnético terrestre engendran por inducción variaciones del campo telúrico (eléctrico) en la dirección ortogonal.

El método magnetotelúrico (M.T.) consiste en la combinación de la medida simultánea de los campos telúrico y magnético para obtener información de la resistividad eléctrica del subsuelo.

En la Figura 1 se muestra un ejemplo de registro magnético y telúrico ortogonal, obtenido en el Observatorio Geomagnético de Pilar, Córdoba. El sensor magnético empleado es del tipo inducción, E. Selzer (1957), M. Six (1972) y J. Febrer, J. Demicheli, M.B. de O'Neil, S. Greco (1975). La línea a telúrica está constituida por electrodos de plomo separados entre sí por una longitud de 200 m.

SINTESIS HISTORICA

Los precursores

Hacia 1852 los padres jesuitas de Roma realizan la experiencia de medir los campos eléctricos telúricos que aparecían asociados con los períodos de agitación del campo magnético. Estas observaciones fueron conducidas por el Padre A. Secchi (1863/64 y 67). Las citas mencionadas constituyen las primeras referencias históricas, en este dominio de la ciencia, conocidas por el autor.

En 1862, J. Lamont (1862) obtuvo registros de corrientes telúricas con las cuales calculó la profundidad de basamento por debajo del Observatorio Astronómico de Munich, asimilando el fenómeno a un caso pseudo-continuo. El astrónomo inglés A.G. Airy (1868) efectuó experiencias similares con líneas telúricas de gran longitud-varias decenas de kilómetros- en los alrededores de la ciudad de Rugby, en Inglaterra. En las conclusiones de su trabajo, Airy señala que este género de estudios podría tener mucha importancia en el futuro.

En 1903, Van Bemmelen (1908) obtiene las primeras tablas de valores para el cociente de amplitudes de campos geoelectricos y geomagnéticos en función del período. Para la captación de corrientes telúricas emplea líneas telegráficas de 300 y hasta 500 km. de longitud en la isla de Java. En su trabajo están incluidas por primera vez consideraciones geológicas sobre los resultados.

Entre 1934 y 1946, la escuela japonesa obtiene dos fórmulas expresadas como desarrollos en serie. Las dos fórmulas permanecen independientes, lo que impidió en gran medida obtener una solución práctica del problema. Las referencias son, M. Hirayama (1934); (1936) y T. Rikitake (1946).

Etapa de la Formulación Básica de la Magnetotelúrica

En 1950, T. Rikitake (1950) y A. Tichonov (1950) publican en forma independiente la solución para el problema de dos capas, las cuales si bien contienen lo esencial, resultan poco cómodas para su puesta en práctica.

En 1950/53, L. Cagniard (1953a) y (1953b) encuentra en forma elemental las dos fórmulas que constituyen el caso límite de la solución ya propuesta por la escuela japonesa.

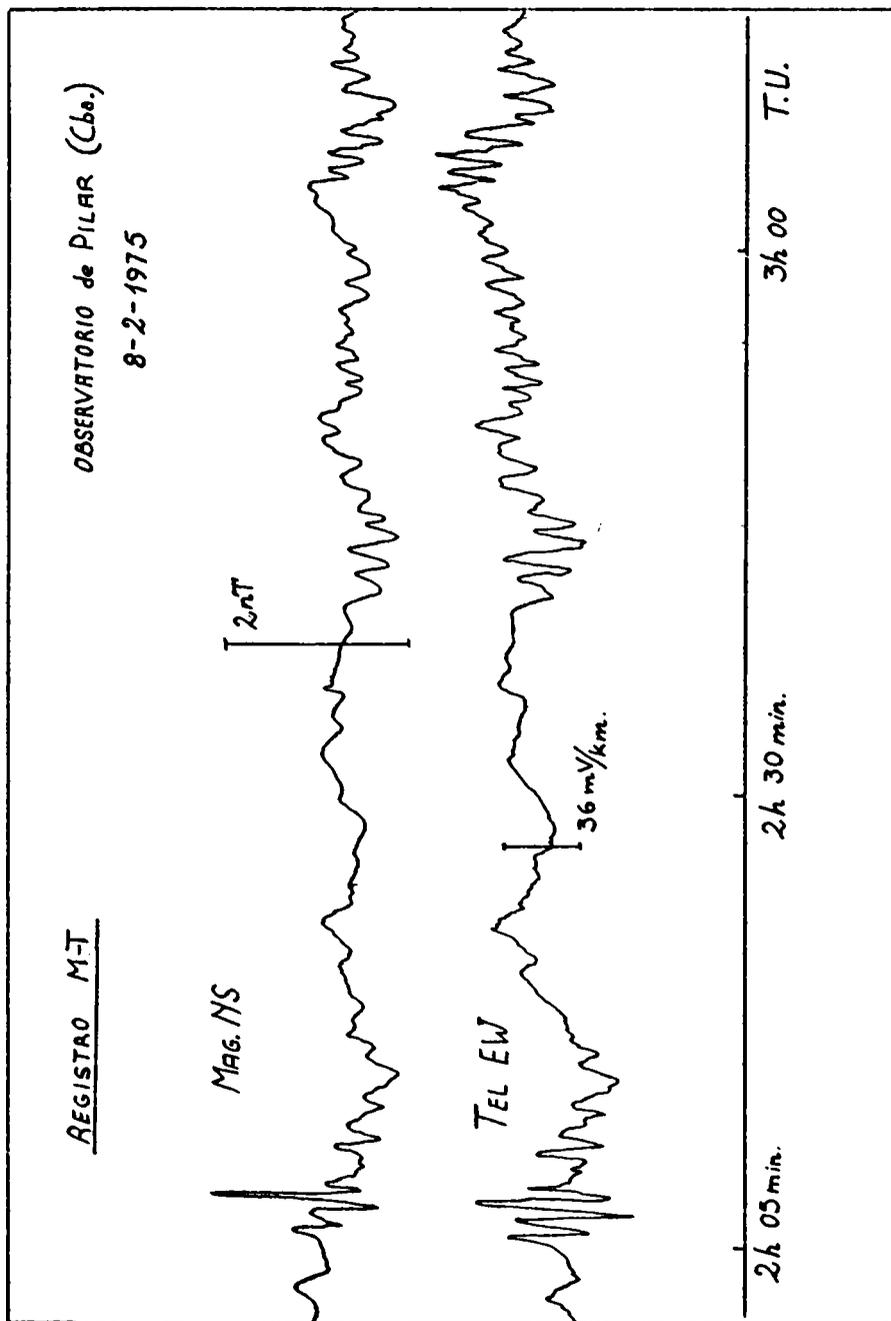


Figura 1: Ejemplo de registro magnetotelúrico. Puede apreciarse la similitud morfológica entre ambas señales, telúrica y magnética.

La originalidad de la presentación está en asociar a un sistema de dos ecuaciones no lineales con cuatro parámetros, lo esencial de la teoría,

$$\rho = 0.2T (E/H)^2 \quad h = \frac{\sqrt{10 \rho_+ T_+}}{8}$$

donde, en la primera expresión, ρ es la resistividad aparente en Ohm m., T es el período de la variación considerada (supuesta armónica) en segundos, E es la amplitud de la variación del campo eléctrico, según una dirección dada, expresada en milivolts por kilómetro, H la amplitud de la variación del campo magnético expresada en Gammas, según una dirección perpendicular a la anterior. La segunda expresión se refiere al uso del ábaco para el problema de dos capas, donde h es la profundidad de la interfase entre las dos capas, T_+ es el período correspondiente a la "cruz del ábaco" y ρ_+ es la resistividad aparente en esta misma posición de la "cruz del ábaco".

El método M.T. fue patentado por L. Cagniard para su utilización en la exploración de cuencas sedimentarias, L. Cagniard (1953).

Epoca de Transición

Este período podemos ubicarlo en la aparición de la tesis de T. Cantwell (1960) en el M.I.T., donde la limitación del método de Cagniard, que se aplica a estratos planos, homogéneos e isótropos - caso extremadamente infrecuente en la práctica - es superada por la introducción de una formulación tensorial.

Este tratamiento permite abordar el estudio de estructuras con un eje de simetría cilíndrica.

Existe una publicación de H. Fournier (1969), en castellano, acerca del desarrollo histórico de los conocimientos magnetoteléuricos que contiene 320 páginas con 1750 referencias bibliográficas.

Epoca Actual

En su aplicación actual, la teoría habitualmente empleada es la llamada Magnetoteléurica Tensorial, que permite el tratamiento de estructuras con un eje de simetría cilíndrica. Hasta 1975, se conocen han sido publicados 58 modelos bidimensionales resueltos, referentes a los modelos estructurales más comunes (falla, dique, capas buzantes, cilindros enterrados etc.). La recopilación de los mismos puede encontrarse en el excelente texto de G. Poserndorfer (1975). A los fines de dar un panorama, forzosamente incompleto, pueden mencionarse cinco escuelas entre las más importantes:

- 1) Toronto, Canadá, con el Prof. Garland y el Dr. Niblett, en actividad desde hace 18 años. La primera tesis publicada fue la de T. Webster (1957) y la última la de R. Kurtz (1976).
- 2) Edmonton, Canadá, con el Prof. Rankin, con diez años de actividad, especializada en la redacción de programas de análisis tensorial.
- 3) Texas, U.S.A., inicia sus publicaciones en 1960. Las principales referencias son: F.X. Bostick, H.W. Smith (1961); W. Sims, F. Bostick (1969).
- 4) Sopron, Hungría, iniciada hace diez años, con el Dr. A. Adam. El mayor esfuerzo ha sido dirigido al estudio de la cuenca Pannoniana, combinando todos los métodos geofísicos, lo que constituye un "modelo en su género". Una recopilación de la actividad realizada se encuentra en el volumen editado por A. Adam (1976).

ABAQUE DES SOLUTIONS DU SYSTEME $\rho = 0.2 T \left(\frac{E}{H} \right)^2$, $h = \frac{\sqrt{10^8 T}}{g}$
 (etablies en suivant la méthode L. Cagniard)

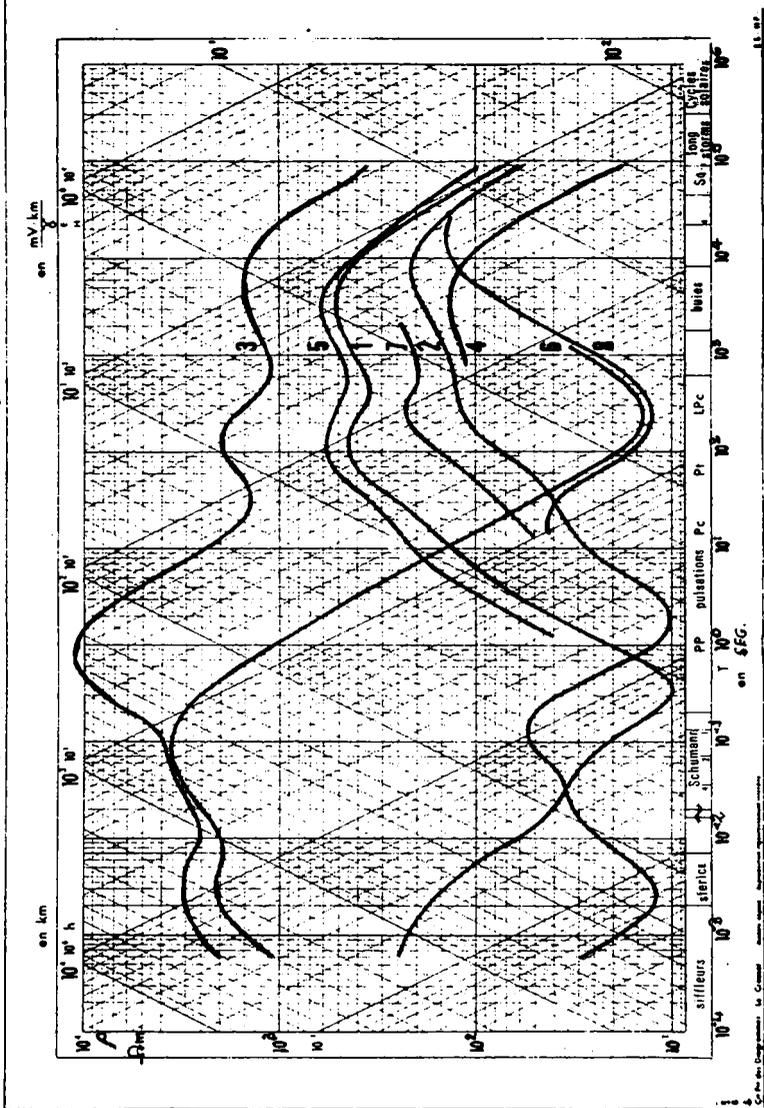


Figura 2: Curvas de sondajes magnetotelúricos realizados en la cuenca de París y sus alrededores. 1 Garchy en Nivernais, sobre un sedimentario poco espeso y basamento inclinado (1962); 2 Chambon !. Forêt, sobre un sedimentario de 3 km. de espesor y sobre la anomalía magnética de la cuenca de París (1966); 3 Planchaz du Morvan, sobre granito en el centro del horst cristali no del Morvan (1957); 4 Parc St. Maur, sobre un sedimentario de por lo menos 2 km. de espesor (1970); 5 Nozay en Dunois, sobre un cubierta sedimentaria delgada, isótropa y homogénea (1972); 6 St. Aubin des Ormeaux, sobre el macizo granítico de Mortagne, en el borde de desengache del arco america no sur (1973); 7 La Tuillerie en Berry, sobre un sedimentario poco espeso y la anomalía magnética de la cuenca de París (1974); 8 Gottingen, sobre sedi mentario, en el borde del graben de Leinetal, en Alemania del Norte (1959 y 1975).

5) Moscú, U.R.R.S., con el Prof. Berdichevsky, han dirigido un gran esfuerzo al estudio teórico de estructuras cilíndricas más y más complicada. Este grupo ha realizado un gran número de trabajos de terreno. Una importante referencia reciente es M. Berdichevsky, V. Dimitriev (1976). Un resumen de la actividad de esta escuela se halla en A. Adam (1976).

Todos estos grupos trabajan simultáneamente en aplicación para la prospección de petróleo y en ciencias generales. Esta fecunda dualidad es facilitada por la posibilidad de emplear, en ambos campos, técnicas totalmente similares y aún el mismo instrumental.

En U.S.A., K. Vozoff (1972) trabaja en magnetotelúrica para petróleo.

La Compagnie General de Geophysique de Francia, trabaja en prospección M.T., algunos casos históricos, concernientes a exploración petrolífera, están comentados en una nota técnica de esta empresa.

La Unión Soviética ha empleado el método M.T. en exploración de petróleo, en 1963 declaró una actividad de 20 meses-comisión, en 1968 esta cifra se elevó a 180 meses-comisión.

Una estimación, basada en los autores de trabajos recientes en el área, arroja una cantidad aproximada de 300 científicos trabajando en el tema, sea a tiempo parcial o completo.

ALGUNOS PROBLEMAS INTERESANTES EN M.T.

La técnica de exploración M.T. ha dado lugar, en los últimos veinte años a través del mundo, a un flujo creciente de trabajos que conforman un buen paquete de producción científica. Una expresión de ello lo constituye la realización bi-anual del Workshop on Electromagnetic Induction in the Earth, organizado por la International Association of Geomagnetism and Aeronomy (I.A.G.A.) que constituye en evento especializado en el área, juntamente con los métodos geomagnéticos diferenciales. Los que han sido realizados son: New Castle, Inglaterra en 1972, Ottawa, Canadá en 1974, Sopron, Hungría en 1976 y el previsto para 1978 en Göttingen, Alemania.

En la Figura 2 se muestra, H. Fournier, Y. Benderitter y J. Febrer (1976) la síntesis de los resultados obtenidos para la cuenca de París y sus entornos por sondaje M.T. profundo. Del conjunto de resultados se extraen las siguientes conclusiones como valores medios: la primera Capa Conductora Intercalada (C.C.I.) se extiende entre los 35 a 45 km. de profundidad, la segunda C.C.I. entre los 110 a los 180 km. La capa resistiva de la corteza alcanza 25.000 Ohm. m. como mínimo. La primera capa resistiva del manto superior tiene un valor de alrededor de 2.000 Ohm. m. y la segunda resistiva del orden de 1.000 Ohm. m. La capa conductora última (porque hasta el presente el período diurno marca un límite para el método) se ubica con su techo a 640 km. de profundidad.

El cotejo de resultados provenientes de diferentes métodos geofísicos, para la solución de un mismo problema, es el mejor control sobre la validez de las conclusiones. El autor adhiere a esta filosofía, la que ha tratado de llevar a la práctica donde ha sido posible.

Comparación de los Resultados M.T. con los de Sondaje Eléctrico Vertical

El sondaje M.T. sobre el macizo granítico de Mortagne sur Sevre, H. Fournier, Y. Benderitter, J. Febrer (1973) y (1975), fue realizado sobre

el mismo emplazamiento donde la Compagnie General de Geophysique llevó a cabo, con motivo del Año Geofísico Internacional, un Sondaje Eléctrico Vertical (S.E.V.) con el dispositivo Schlumberger. En este sondaje se llegó hasta una abertura AB/2 igual a 35 Km., Migaux L., Astier J., Revel P. (1960). En la Figura 3 se reproduce la curva de resistividad aparente publicada para este S.E.V. En la Figura 4, se muestra la curva M.T. obtenida para este lugar y el modelo de interpretación S.E.V., transferida al gráfico M.T. de acuerdo a su corte geoelectrico. En general se observa un buen acuerdo; el fenómeno conductor, que es fuertemente acusado, aparece claramente en ambas si bien hay diferencias en la posición de su techo.

Comparación de los Resultados M.T. con los de Sísmica por Explosión en Francia

En 1971, el Instituto de Física del Globo de París, Francia, juntamente con el Instituto de Geofísica de la Universidad de Karlsruhe, R.F.A., iniciaron la realización de una serie de perfiles sísmicas en Francia.

En la Figura 5 se han representado los resultados del perfil de velocidades obtenido a partir de estos estudios, tomado de L. Steinmetz, A. Hirn, G. Perrier (1974), junto con los resultados disponibles M.T., sintetizados por H. Fournier, Y. Benderitter, J. Febrer (1976). Se observa, comparando los cortes sísmico y geoelectrico, un remarkable acuerdo entre la posición de las capas de baja velocidad sísmica (Low velocity Layers, L.V.L.) con las capas conductoras intercaladas (C.C.I.).

Puede observarse también que el contraste en la velocidad sísmica, que define las L.V.L. de su medio circundante es del orden del 5% para el modo lo presentado. Para la resistividad eléctrica, el mismo contraste que permite definir las C.C.I. es de por lo menos dos órdenes de magnitud. Finalmente cabe agregar que una interpretación para la primera L.V.L. en base a los resultados sísmicos ha sido propuesta por Y. Bettinga, A. Hirn, L. Steinmetz (1973).

La segunda L.V.L. es interpretada como asociada al dominio de la Astenosfera, lo que es coincidente con la interpretación que sugiere la segunda C.C.I.

Exploración M.T. de cuencas sedimentarias intercaladas por un estrato de basalto

Es bien conocido que la presencia de un horizonte de lavas o basaltos produce una inversión en la ley de velocidades, lo que es fuente de dificultades en la exploración sísmica.

La resistividad de los basaltos es en general elevada con respecto a la de las sedimentitas. La energía electromagnética atraviesa así el estrato resistivo sin sufrir una atenuación considerable, permitiendo tomar información del resto de la columna sedimentaria por debajo del basalto. En otras palabras, un estrato de basalto entercalado en la columna sedimentaria, por su carácter de resistivo, juega el papel de una "barrera transparente" para el método M.T..

La precisión en la determinación del espesor sedimentario, que es esperable obtener es del orden del diez por ciento. Este valor es similar al que se consigue en el caso que no existen intercalaciones de basalto.

Un trabajo, concierne a la factibilidad de la aplicación del método M.T. a esta situación geológica particular, es presentado en esta misma

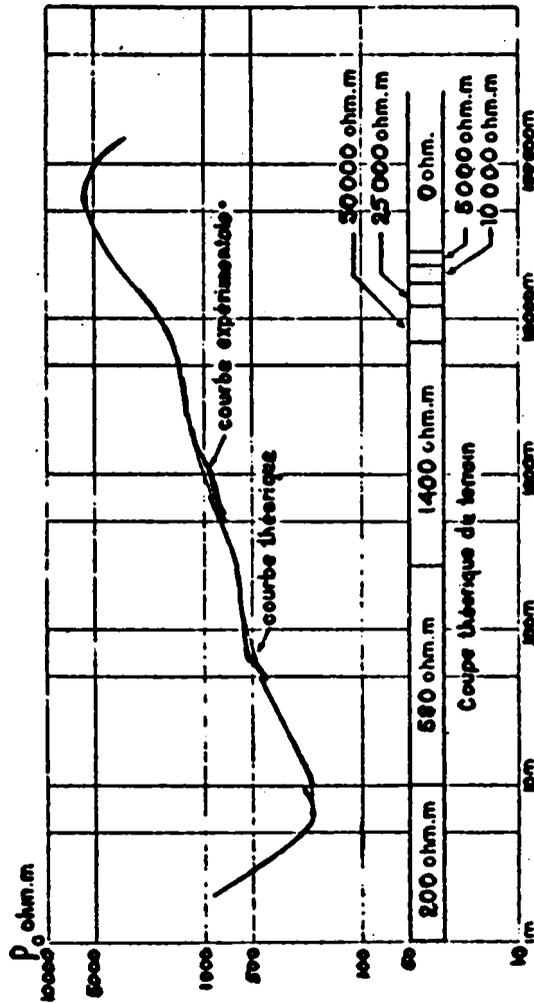


Figura 3: Curva del Sondaje Eléctrico Vertical, con el dispositivo Schlumberger, sobre el macizo granítico de Mortagne. Realizado por la Compagnie General de Geophysique, tomado de L. Migaux et al. (1960). La abertura máxi ma para $AB/2$ fué de 35 km.

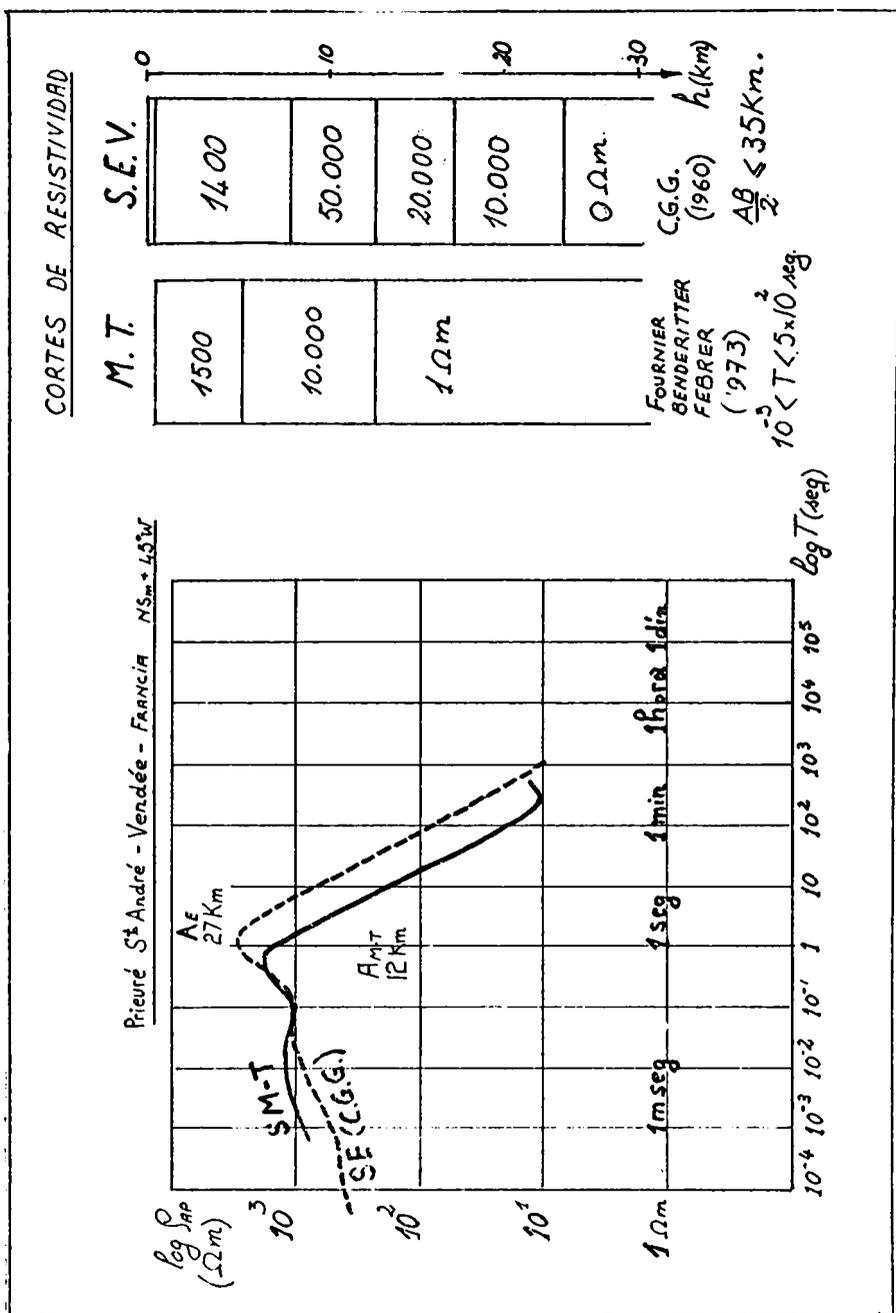


Figura 4: Sondaje magnetotelúrico sobre el macizo granítico de Mortagne, en línea llena. En línea de trazos la transposición del S.E.V. de la C.G.G., ya citado, de acuerdo a su corte geoelectrico, en el gráfico M.T. El corte geoelectrico para el sondaje eléctrico es solo esquemático, ver Figura 3.

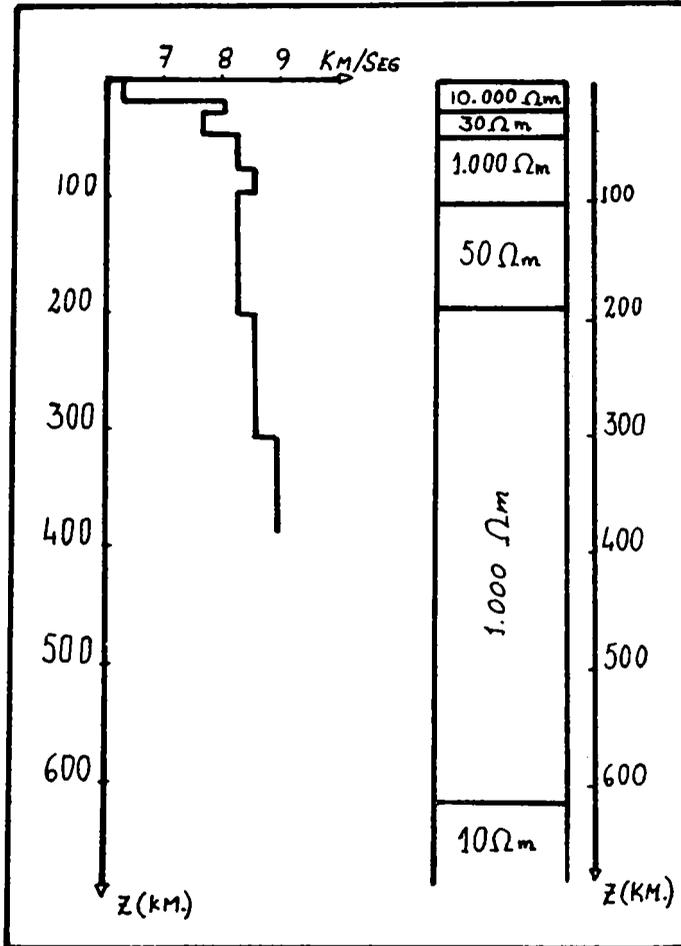


Figura 5: Perfil de velocidades sísmicas, obtenido por estudios de sísmica de refracción en Francia, tomado de L. Steinmetz et al (1974). A la derecha se ha representado el corte geoelectrico obtenido por el método M.T., tomando en cuenta los sondajes realizados sobre la cuenca de París y sus alrededores.

Reunión por el grupo del Observatorio Nacional de Física Cósmica, J. Febrer, J. Demicheli, E. García (1976).

Dispersión de Resultados Magnetotelúricos

La dispersión de valores de resistividad aparente en el método M.T. muestra un comportamiento anómalo, en el sentido que la dispersión resultante es mayor que la prevista de acuerdo a los errores de medición. Esto sugiere que la teoría actual es perfectible.

Sin embargo, dentro de la teoría actualmente practicada, los resultados de la interpretación de los sondeos muestran una buena correlación con los hechos geológicos y estructurales. Esto incluye la experiencia de veinte años de trabajo, durante los cuales cientos de investigadores han realizado miles de sondeos.

Con el fin de obtener la mayor fidelidad a partir de los datos en una experiencia M.T., han sido propuestos varios criterios. Si sobre los datos disponibles se imponen criterios restrictivos para su inclusión efectiva, tales como más o menos elevado nivel de coherencia entre las señales magnética y telúrica, se logrará una mayor fidelidad sobre los datos individuales; pero al disminuir la población de datos - a menos de contar con una enorme cantidad de registros - se debilitará la posibilidad de un tratamiento estadístico. Un término medio, a definir, que permita una selección de calidad a través del nivel de coherencia, permitiendo conservar la posibilidad de un tratamiento estadístico, parece surgir como una solución de compromiso en el momento actual.

En base a los datos de dos sondeos M.T., el realizado en Planchez du Morvan, H. Fournier, Y. Benderitter, J. Febrer (1973) y el de Nozay en Du-nois, H. Fournier, J. Rossignol (1973), donde se disponía de abundancia de datos, se llevó a cabo un examen estadístico de la dispersión. El análisis muestra, H. Fournier, J. Febrer (1976), que la distribución es unimodal en cada una de las bandas de período analizadas, ver Figura 6. Otra conclusión, también perceptible sobre la misma figura, es que la distribución resulta simétrica cuando se utiliza una escala logarítmica para la representación.

La comparación numérica realizada entre dos hipótesis: a) Gaussiana en escala natural y b) Gaussiana en escala logarítmica (distribución log-normal); por medio del test Chi cuadrado es ampliamente favorable a la hipótesis b). La tabla de valores resultante se muestra en la Figura 7.

Mediante una técnica de deslizamiento de los valores medios, realizada en computadora, puede construirse una única curva para la dispersión de un sondeo dado, lo que permite enriquecer la población estadística. El resultado es manifiestamente gaussiano para las variables logarítmicas, Figura 8.

Una de las conclusiones prácticas es que el promedio y la dispersión standard serán estadísticamente más estables si se toman para el cálculo los logaritmos de la resistividad aparente, más bien que los valores naturales.

Con respecto al método las conclusiones son que sus valores medios responden a la teoría, la dispersión si bien excede a la prevista, es tratable y con ciertos recaudos como los mencionados su influencia puede ser reducida.

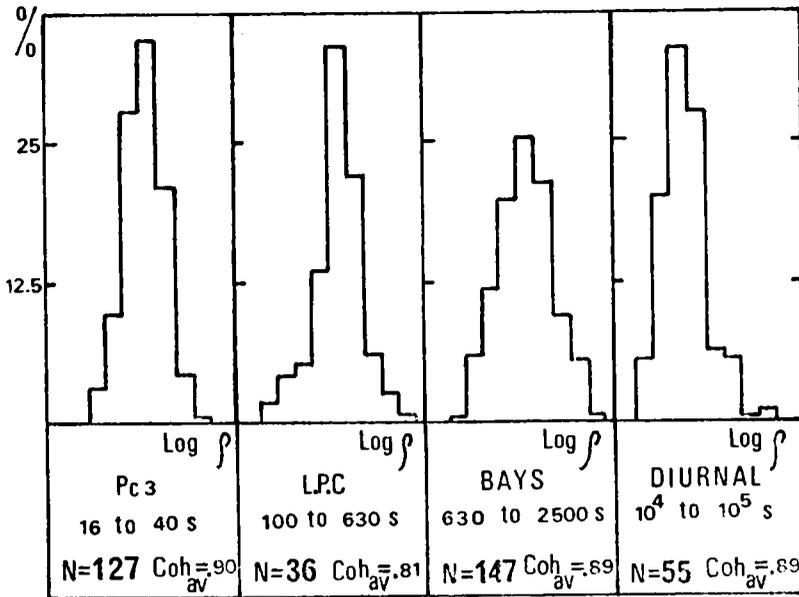


Figura 6: Histogramas de la dispersión de valores de resistividad aparente para el sondaje M.T. de Nozay en Dunois. La escala de abscisas es logarítmica y contiene los valores de resistividad aparente. En ordenadas, se ha representado el porcentaje de ocurrencia de cada valor de resistividad aparente. N representa el total de puntos experimentales tomados en cuenta. Coh_{av} representa el valor medio de la coherencia entre las señales telúricas y magnética.

NOZAY				PLANCHEZ			
LOG ρ		ρ		LOG ρ		ρ	
ACCEP	REJ	ACCEP	REJ	ACCEP	REJ	ACCEP	REJ
23	2	11	14	17	2	10	9
92%	8%	44%	56%	89%	11%	52%	48%
$\bar{U}=7.7$		$\bar{U}=18.4$		$\bar{U}=6.6$		$\bar{U}=15.5$	

Figura 7: Aplicación del ensayo de Chi Cuadrado para determinar la más probable, entre la distribución Gaussiana de los valores naturales de la resistividad aparente (Hipótesis ρ) y la de distribución Gaussiana de los logaritmos de resistividad aparente (Hipótesis log ρ). La hipótesis puede ser aceptada dentro del nivel de rechazo del 5% si $U < 14$. Se analizan los casos de Nozay y Planchez du Morvan.

Una causa, contribuyente a la dispersión citada es debida a los cambios, que se producen en forma aleatoria, en el ángulo formado por el eje de polarización de la onda electromagnética incidente - vale decir en la fuente - con el eje de la estructura del subsuelo.

Aplicación del método M.T. a Estudios sobre Geotermia

Las posibilidades de aplicación de esta técnica geofísica al estudio del estado térmico del interior de la tierra y flujo geotérmico se viene desarrollando desde más de diez años a esta parte. Un gran volumen de trabajo ha sido dirigido a la corteza y manto superior, para tratar de explicar las condiciones térmicas observadas en determinadas áreas y su vinculación con las fases de actividad tectónica.

Más recientemente se ha incorporado otra línea de investigación, dedicada al estudio eléctrico del subsuelo en yacimientos geotérmicos. El interés en este caso está en los primeros cientos de metros de profundidad.

El desarrollo de resistímetros M.T. para frecuencias altas (la resonancia de Schuman y sus armónicas) ha resultado la herramienta apta para estos estudios. Mediante el empleo de filtros electrónicos el análisis M.T. se realiza en tiempo real. Un ejemplo de aplicación de esta técnica al área de Lardarello, Italia, A. Dupis, V. Iliceto (1974), muestra las posibilidades de reconocer en el contraste eléctrico las características estructurales de la zona.

En cuanto a los estudios profundos, las técnicas M.T. han conducido al descubrimiento de capas conductoras intercaladas en la base de la corteza y manto superior. La profundidad de estas C.C.I., ha sido establecido, guardan relación con la posición e influencia de la Astenosfera y el flujo térmico desde el interior.

A través del estudio de numerosos sondajes, en Europa y otros lugares del mundo, H. Fournier (1970) sugiere la existencia de una C.C.I. en el manto superior que podría tener carácter global.

Una recopilación, de más de diez años de investigaciones en esta línea en el Este y Centro de Europa y la U.R.S.S., se halla en el excelente volumen editado por A. Adam (1976).

La dependencia de la resistividad eléctrica de algunas rocas, principales constituyentes del manto, con la temperatura pueden verse en la Figura 9, tomada de Ch. Oelsner (1976). Un incremento brusco, ocurre en la conductividad eléctrica de una roca en estado de fusión parcial, cuando se alcanza el límite de concentración de la fase líquida para la cual el líquido envuelve las partículas sólidas formando una estructura pelicular continua. Esto puede ocurrir para concentraciones del fluido del 2%, L. Feldman (1976). Al alcanzar estas condiciones, la conductividad eléctrica puede incrementarse entre 100 a 1000 veces; asimismo se incrementa la conductividad térmica como resultado de la convección de la fase líquida. Un posterior aumento en la proporción de la fase líquida no causa un efecto apreciable en la conductividad eléctrica, lo que contribuye a definir un límite neto de la zona conductora, A. Agaminov (1976).

La hipótesis de fusión parcial de los constituyentes del manto superior es una teoría basada sobre evidencias geológicas, petrológicas, geofísicas y tectónicas de aceptación generalizada. La conductividad eléctrica

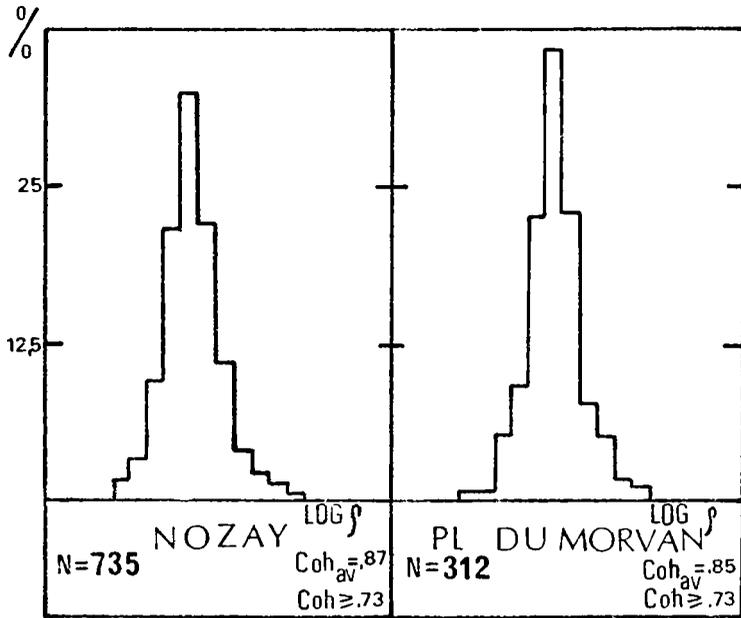


Figura 8: Histograma para la dispersión de los valores de resistividad aparente para todo el conjunto del sondaje. En abcisas el logaritmo de la resistividad aparente, en ordenadas el porcentual de ocurrencia. N es el total de puntos tomados en cuenta. La Coh., es la coherencia entre las señales telúrica y eléctrica.

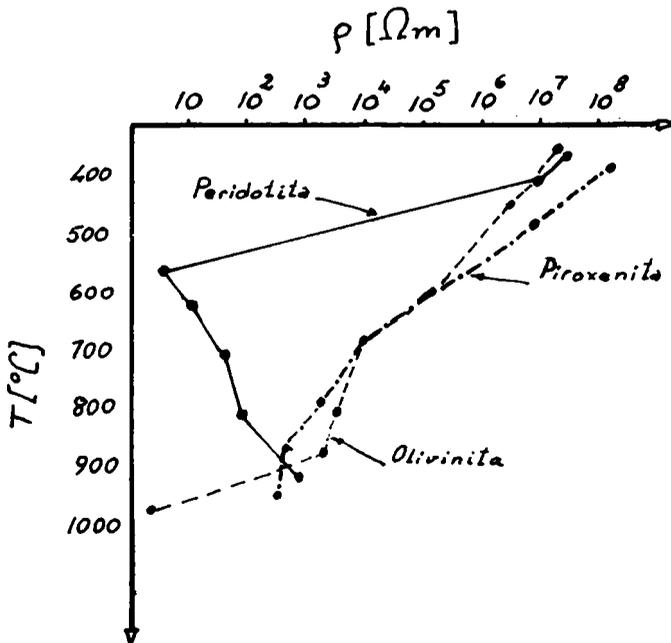


Figura 9: Dependencia con la temperatura de la resistividad eléctrica de olivinita, piroxenita y peridotita. Tomado de Ch. Oellsner (1976).

parece resultar una de las propiedades más sensibles, relativamente sencilla de medir, para detectar estas capas o zonas en estado de fusión parcial en el manto superior.

INSTRUMENTAL

Experiencias M.T. pueden llevarse a cabo con un equipamiento básico, muchas veces ya disponible en un Observatorio geomagnético, que permiten obtener resultados de sumo interés.

Si se trata de obtener eficiencia, en trabajos de exploración intensiva, la inversión en equipamiento merece una atención especial. Para cubrir estas necesidades se dispone al presente de equipos altamente confiables, livianos y de bajo consumo, capaces de ser operados por baterías durante largos períodos de tiempo.

Una estación M.T. consta básicamente de los siguientes elementos: a) Magnetómetros variómetros para las dos componentes horizontales, siendo deseable contar con la componente vertical. b) La instalación de líneas telúricas y eventualmente amplificadores para las mismas. c) El equipo de registro. A esto se agregan elementos auxiliares: reloj, filtros de banda y auxiliares de comprobación.

El espectro de amplitudes, eléctrica y magnética, esperado es ilustrado en forma indicativa en la Figura 10. La misma está tomada de R. Serson (1973), referencia a un extenso artículo sobre instrumentación geomagnética.

Podemos definir para fines prácticos dos bandas de registro: 1) La Banda Lenta, incluyendo variaciones desde algunos minutos hasta el período hasta el diurno. 2) La Banda Rápida, desde un segundo de período hasta algunos minutos. Entre los magnetómetros que han sido utilizados en experiencias M.T., podemos citar algunos de uso más difundido.

Para la Banda Lenta:

* Magnetómetros variógrafos de imán suspendido. (Tipo La Cour, Askania o similares.)

* Magnetómetros de tipo Flux-Gate.

* Magnetómetros de imán suspendido, con lazo de realimentación.

* Magnetómetros protónicos o de bombeo, con separación de componentes.

Para la Banda Rápida:

* Grandes espiras con núcleos de aire.

* Barras magnetométricas con núcleos de μ -metal, en diversas versiones: fluxométricas, con amplificación electrónica, con amplificación galvanométrica.

La longitud usual de las líneas telúricas es del orden de 200 metros. Los electrodos más simples, de un comportamiento aceptable, están constituidas por una cinta de plomo, enterrados algunos decímetros. Un sistema de oposición cumple el papel de contrarrestar la tensión galvánica continua que pudiera existir.

El potencial entre electrodos se amplifica convenientemente, para adaptar el nivel de señal a la entrada del registrador.

Los equipos de registro que han sido utilizados por el orden de su a-

parición son:

- * Fotográficos.
- * Cinta magnética analógica.
- * Cinta magnética, digital, del tipo usado en las grandes computadoras.
- * Cinta magnética digital, del tipo "minicassette".

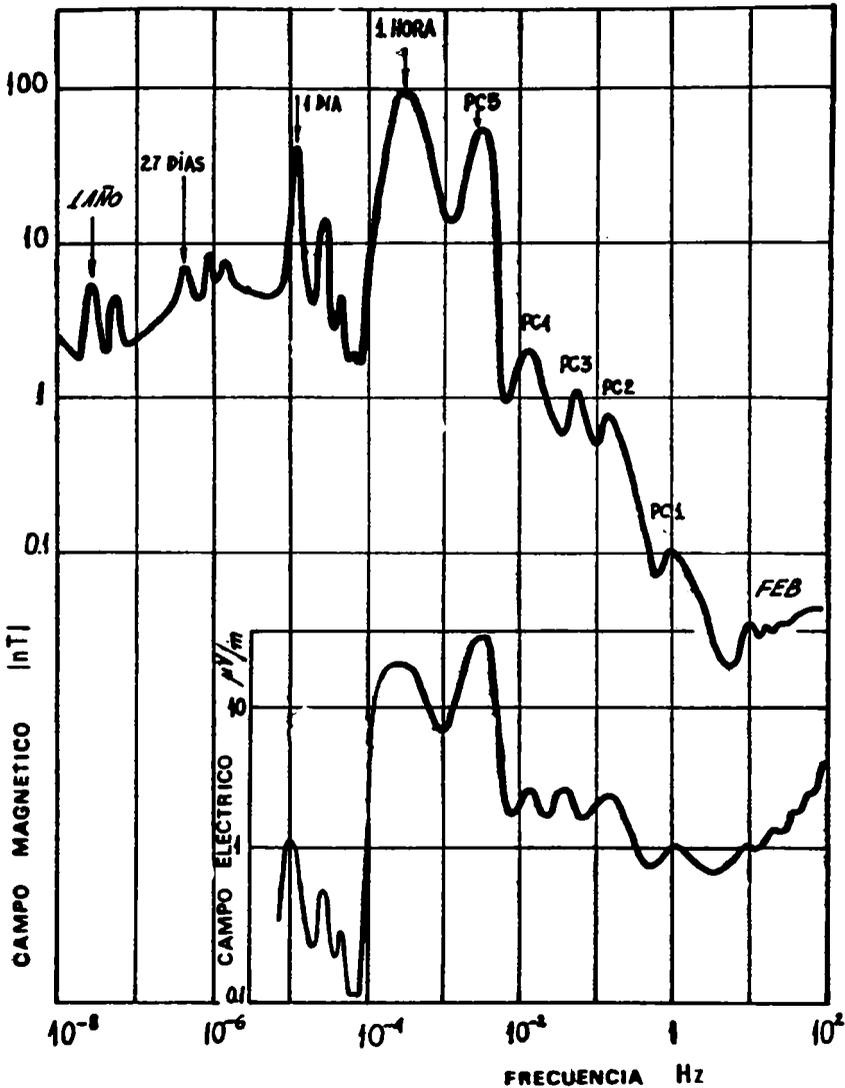


Figura 10: Espectro de amplitudes para variaciones magnéticas. Se trata de promedios, válidos para latitudes medias. El espectro para la amplitud de la variación eléctrica supone la existencia de un subsuelo con resistividad uniforme de 10 Ohm m. Tomado de R. Serson (1973).

B I B L I O G R A F I A

- AGAMIŃOV, A., ASHIROV, V., DUBROVSKY, G., 1976: Deep magnetotelluric surveys in Turkmenia and Azerbaijan; in *Geoelectric and Geothermal Studies*. K.A.P.G. Geophysical Monographs, Budapest, Hungary, 1976.
- AIRY, G.B., 1968: Comparison of magnetic disturbances recorded by self-registering magnetometers at the Royal Observatory, Greenwich, with magnetic disturbances deduced from the corresponding terrestrial galvanic currents recorded by self-registering galvanometers of the Royal Observatory; *Phil. Trans.* XVII, 466-472, plates XXV-XXX.
- ADAM, A., 1976: *Geoelectric and Geothermal studies (East-Central Europe and Soviet Asia)*; Editor in chief A. Adam, K.A.P.G. Geophysical Monograph, Akademiai Kiado, Budapest, 1976, 752 pag., 93 co-authors.
- BERDICHEVSKI, M.N., 1960: Fundamentals of the theory of magnetotelluric profiling; *Appl. Geophys.* (URSS), 28 pp. 70-91.
- BERDICHEVSKI, M.N., 1962: Perspectives du profilage magnétotellurique. *Prospection et protection du sous-sol*. B.R.G.M., 1962/2, Paris.
- BERDICHEVSKI, M.N., DIMITRIEV V.I., 1976: Distortion of magnetic and electrical fields by near-surface lateral inhomogeneities; Moscow State University, Faculty of Geology and Computing Centre, Moscow, URSS, p. 48.
- BOSTICK, F.X., SMITH, H.W., 1961: An analysis of magnetotelluric method for determining sub-surface resistivities; *Electrical Engineering Research Laboratory, The University of Texas, Austin, USA, Report n. 120*.
- BOSTICK, F.X., SMITH H.W., 1962: Investigation of large scale inhomogeneities in the Earth by magnetotelluric method; E.E.R.L., the University of Texas, Report n.127, Austin USA.
- BOSTICK, F.X., SMITH, H.W. 1962: Investigation of large scale inhomogeneities in the Earth by magnetotelluric method; *Proc. I.R.E.*, 50. n.11, pp. 2339-2346.
- ECTTINGA, Y., HIRN, A., STEINMETZ, L., 1973: Implications de l'existence d'un canal a moindre vitesse sous le Moho. *Bull. Geolog. France*, (7), XV, 1973, n.5-6.
- CAGNIARD, L., 1953: Procédé de prospection géophysique; *Service de la Propriété Industrielle, Ministère de l'Industrie et de la Energie, Gr. 8. cl. 1, n.1. 25.683, 1-6 Avril 1953. (Déposé le 6 Octobre 1950)*.
- CAGNIARD, L., 1953: Principe de la méthode magneto-tellurique, nouvelle méthode de prospection géophysique; *Ann. Géophys.*, 9, n.2, pp. 95-125.
- CAGNIARD, L., 1953: Basic theory of magnetotelluric method of geophysical prospecting; *Geophysics*, 18, n.3, July, pp. 605-635.
- CANTWELL, T., 1960: Detection and analysis of low frequency electromagnetic signals; *Ph.D. Thesis, Dept. of Geophysics and Geology, M.I.T., Massachusetts, USA*.
- COMPAGNIS GENERAL de GEOPHYSIQUE. *La méthode magneto-tellurique*, 37 pag.
- DUPIS, A., ILLICETO, V., NORINELLI, A., 1974: First magnetotelluric measurements on Lardarello site; *Bolletino di Geofisica Teorica ed Applicata*, Vol. XVI, n.62-63, pp. 137-152, Giugno Settembre.
- DUPIS, A., ILLICETO, V., 1974: An example of rapid magnetotelluric investigation of faulted structures, the Carboli area (Lardarello-Italy); *Bo*

- Lletino di Geofisica Teorica ed Applicata*, Vol. XVI, n.62-63, pp. 125-136, Giugno-Settembre.
- FEBRER, J., DEMICHELI, J., de O'NEIL M.B., GRECO, S., 1975: *Un magnetómetro con realimentación de flujo y amplificación galvanométrica*; Octava Reunión de la A.A.G.G., Salta, Abril 1975.
- FEBRER, J., DEMICHELI, J., GARCIA, E., 1976: *Las colaças de basalto en las cuencas sedimentarias. Posibilidades del método magnetotélúrico*; Novena Reunión de la A.A.G.G., Bs.As., Octubre 1976.
- FELDMAN, I., 1976: *On the nature of conductive layers in the crust and the upper mantle*; in *Geoelectric and Geothermal Studies*, K.A.P.G., Geophysical Monographs, Budapest, 1976.
- FOURNIER, H.G., 1969: *Ensayo histórico sobre los conocimientos magnetotélúricos*; Publicaciones del Observatorio del Ebre, Memoria n.13, Roquetas (Tarragona), España. Traducción de Mercedes B. de O'Neill, 1750 referencias, 320 pág.
- FOURNIER, H.G., 1970: *Contribution au developpement de la methode magnetotellurique notamment en vue de la determination des structures profondes*. These Doctorat d'Etat. Faculté des Sciences de l'Université de Paris.
- FOURNIER, H.G., BENDERITTER, Y., FEBRER, J., 1973: *The Vendée Magnetotelluric sounding*; First Meeting of the European Geophys. Soc., Zurich, Suiza, September 1973.
- FOURNIER, H.G., BENDERITTER, Y., FEBRER, J., 1973: *The Morvan Magnetotelluric sounding*; Second Assembly of the I.A.G.A., Kyoto, September 1973.
- FOURNIER, H.G., FEBRER, J., 1974a: *Sur la disperssion de resultats magnetotelluriques*; Deuxieme Réunion Annuelle des Sciences de la Terre, Pont a Mousson, Avril 1974.
- FOURNIER, H.G., FEBRER, J., 1974b: *Sur l'aspect gaussien dans l'espace-log de la dispersion d'un type de resultats magnetotelluriques*; Second Work-shop on Electromagnetic Induction in the Earth, Ottawa, Canadá, Agosto 1974.
- FOURNIER, H.G., FEBRER, J., 1974c: *Homologie probable de résultats sismiques et magnetotelluriques en Europe Occidentale*; Second Workshop on Electromagnetic Induction in the Earth, Ottawa, Canadá, Agosto 1974.
- FOURNIER, H.G., BENDERITTER, Y., FEBRER, J., 1975: *Sondage Magnetotellurique sur le massif granitique de Mortagne-sur Sevre.*, C.R. Acad. Sc. Paris, t. 280, serie B, 141-143.
- FOURNIER, H.G., BENDERITTER, Y., FEBRER, J., 1976: *Synthese geostructurale graphique en espace-log des sondages magnetotelluriques profonds realises dans le Bassin de Paris et son environnement*; 4e Reunion Annuelle des Sciences de la Terre, 13-16 Avril, Paris.
- FOURNIER, H.G., FEBRER, J., 1976: *Compared relative variation of the magnetotelluric standard deviation*; Third European Geophysical Meeting, 7-10 September, Amsterdam.
- FOURNIER, H.G., FEBRER, J., 1976: *Caussian character of the distribution of magnetotelluric results working in log-space*; *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 12, 359-364.
- FOURNIER, H.G., FEBRER, J., 1976: *Sondaje Magnetotélúrico profundo en el Observatorio Geomagnético de Toledo (España)*; 2a. Asamblea Nacional de Geodesia y Geofísica, 13-17 diciembre, Barcelona.

- FOURNIER, H.G., FEBRER, J., 1976: *Le sondage magnetotellurique profond a l'Observatoire Geomagnetique de l'Ebre a Roquetas pres Tortosa en Catalogne*; INAG, *Geodynamique de la Mediterranee Occidentale et de ses Abords*, 14 et 15 octobre, Montpellier.
- HIRAYAMA, M., 1934: *On the relations between the variations of earth potential gradient and terrestrial magnetism*; *Jrn. of the Meteorological Society of Japan*, Sec. Ser. 12, n.1, 16-22, Tokyo, January. (en japonais).
- HIRAYAMA, M., 1935: *On the earth potential gradients induced by the magnetic variations in the anisotropic earth Crust*; *Jrn. of the Meteorological Society of Japan*, Sec. Ser. 13, n.10, 456-465, Tokyo, October, (en japonais).
- KATO, Y., KIKUCHI, T., 1950: *On the phase difference of earth currents induced by the changes of the Earth's magnetic field (Part I)*; *Tohoku Univ. Sc. Rep.*, Ser. 5, Geophysics, 2, n.1, March, 139-141.
- KATO, Y., KIKUCHI, T., 1950: *On the phase difference of earth currents induced by the changes of the earth's magnetic field (Part II)*; *Tohoku Univ. Sc. Rep.*, Ser. 5, Geophysics, 2, 142-145.
- KURTZ, R.D., GARLAND, G.D., 1976: *Magnetotelluric measurements in Eastern Canada*; *Geophys. J.R.Astr. Soc.* 45, 321-347.
- KUTAS, R., GORDIENKO, V., 1972: *The heat field of the Carpathians and some problems of geothermics*; *Protsesov Nauka*, Moscow.
- LAMONT, J., 1862: *Der Erdstrom und der Zusammenhang desselben mit dem Magnetismus der Erde*; Leipzig.
- MADDEN, T., SWIFT, C.M.Jr., 1969: *Magnetotelluric studies of the electrical conductivity structure of the crust and upper mantle*; AGU Monograph 13, *The Earth's Crust and Upper Mantle*, p. 469.
- MADDEN, T., NELSON, P., 1964: *A defense of Cagniard's magnetotelluric method*; Project NR-371-401, Office of Naval Research Geophysics Laboratory, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Mass., 02139, 1-141.
- MIGAUX, L., ASTIER, J., REVOL, P., 1960: *Un essai de determination experimentale de la resistivite électrique des couches profondes de l'ecorce terrestre*; *Ann. Geophys.* 16, n.4, pp. 555-560.
- NIBLETT, E.R., SAYN-WITTGENSTEIN, C., 1960: *Variation of electrical conductivity with depth by the magnetotelluric method*; *Geophysics*, 25, 998-1008.
- OELSNER, CH., 1976: *Vertical temperature distribution in the North-German-Polish sedimentary basin and its relation to the North-German-Polish conductivity anomaly*; in *Geoelectric and Geothermal studies*, KAPG Geophysical Monographs, Editor in chief A.Adam, Budapest.
- PORSTENDORFER, G., 1975: *Principles of Magneto-telluric Prospecting*; *Gebrüder Borntraeger*, Berlin-West, Stuttgart, 118 pages, 71 figures.
- RIKITAKE, T., 1950: *Electromagnetic induction within the Earth and its relation to the electrical state of the Earth's interior*; Part I (1). *Bull. of the Earthq. Int.*, Univ. of Tokyo, 28, 45-100.
- RIKITAKE, T., 1950: *Electromagnetic induction within the Earth and its relation to the electrical state of the Earth's interior*; Part I (2). *Bull. of the Earthq. Inst.*, Univ. of Tokyo, 28, 219-262.
- RIKITAKE, T., 1946: *notes on the electromagnetic induction within the Ear-*

- th; *Bull. of the Earthq. Res, Inst. Tokyo Imperial Univ. XXIV, parts 1-4, 1-9.*
- SECCHI, A., 1863: *Memorie dell'Osservatorio del Collegio Romano; Nuova Serie, nn. 11, 24 y sigu.*
- SECCHI, A., 1864: *Sur les courants de la terre et leur relation avec les phenomenes électriques et magnétiques; C.R. Acad. Sci., 58, 1181-1186.*
- SECCHI, A., 1877: *L'Astronomia in Roma nel Pontificate di Pio IX; Roma, pp. 11 y 43-50.*
- SELZER, E., 1957: *La methode "barre flux metre" d'enregistrement des variations magnetiques rapides; IGY Annals, part IV, Geomagnetism Instructions Manual, Pergamon Press.*
- SIMS, W.E., BOSTICK, F.X.JR., 1969: *Methods of magnetotelluric analysis; EGRL Tech. Rep. n.58, Univ. of Texas at Austin.*
- SERSON, R., 1973: *Instrumentation for induction studies in land; Physics of the Earth and planetary interiors, Vol. 37, n.1, Septiembre.*
- SIX, M., 1972: *Etude et realisation de stations portables d'enregistrement des variations géomagnétiques U.B.F.; note I.P.G., n.45, Avril 1972, Paris.*
- STEGENA, L., 1976: *Geothermics, magnetotellurics and tectonophysics of the Pamonian Basin; in Geothermal and Geoelectric studies, K.A.P.G. Geophysical Monographs, Budapest.*
- STEINMETZ, L., HIRN, A., PERRIER, G., 1974: *Réflexions sismiques a la base de l'asthenosphère; Annales de Geophysique, tome 30, n.2, 173-180.*
- TICHONOV, A.N., LIPSKAIA, N.V., 1952: *Terrestrial electric field variations, Doklady Akad., Nauk SSSR, Vol. 87, n.4, pp. 547-550.*
- TICHONOV, A.N., 1950: *Determination of electrical characteristics of deep strata of the Earth's crust; Doklady Akad., Nauk SSSR, Vol. 73, n.2, pp. 295-299.*
- VAN BEMMELEN, W., 1908: *Registration of earth currents at Batavia for the investigation of the connection between earth currents and force of earth magnetism. I part; Proceed. of January 25, Vol. 10, n.2, pp. 512-533. (communicated in the meeting of Dec. 28 1907) Kon. Akad. van Wetensch. te Amsterdam.*
- VOZOFF, K., SWIFT, C.M.JR., 1968: *Magnetotelluric measurements in the North German Basin; Geophys. Prosp., Vol. 16, p. 454.*
- VOSOFF, K., 1972: *The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins; Geophysics Vol. 37, n.1, February 1972, p. 98.*
- WAGENITZ, V., 1974: *Magnetotelluric map of the north part of West Germany; Institut für Geophysik, Münster, Westf., G.F.R.*
- WEBSTER, T.F., 1957: *An experimental investigation of telluric and magnetic phenomena; M.S. Thesis, Dept. of Phys., Univ. of Alberta, Edmonton, Canada.*
- WORD, D.R., SMITH, H., BOSTICK, F.X. 1969: *An investigation of the magnetotelluric tensor impedance method; EGRL Tech. Rep. n.82, Univ. of Texas Austin, Texas.*



INTENSIDAD DE LA RADIACION GAMMA ATMOSFERICA MEDIDA CON UN DETECTOR COLIMADO

HORACIO S. GHIEMMETTI (**), VICENTE J. MUGHERLI
e ISMAEL AZCARATE

Instituto de Astronomía y Física del Espacio

Se presentan los resultados de una medición, a distintas alturas, del espectro e intensidad de la radiación gamma atmosférica en el rango 0,3 a 8 MeV, poniendo énfasis en la determinación de la intensidad de la radiación monocromática de 511 keV resultante de la aniquilación de positrones. El elemento central del detector es un centelleador cilíndrico de NaI(TP) de 5,1 cm de diámetro y 3,8 cm de altura, parcialmente rodeado por un colimador de plomo de 3 cm. de espesor. El sistema ha sido diseñado para la observación, con buena sensibilidad, de la emisión de radiación gamma por el Sol.

Continuando cálculos anteriores (Mugherli y otros, 1976) se estima, por el método de Monte Carlo, la producción en el plomo de la línea de 511 keV y su contribución a la intensidad observada. Se calcula, además, la eficiencia y fotofracción para el centelleador central. La contribución instrumental resulta aproximadamente un 75% de la intensidad total pero, a pesar de ello, la presencia del plomo reduce el contaje a un tercio del fondo que tendría el detector no colimado.

El flujo de la línea de 511 keV de origen puramente atmosférico, a la altura residual de 4,5 g/cm², resulta 0,09 fot/cm² seg, en muy buen acuerdo con otras observaciones a distintas latitudes (Kasturirangan y otros, 1972). El flujo de la línea a alturas menores resulta proporcional a la intensidad integral de la radiación gamma atmosférica.

La medición permitió, además, conocer la sensibilidad del detector para la observación de radiación gamma monocromática de origen extraterrestre. Sus valores se comparan favorablemente con los flujos medidos, hasta ahora en una única oportunidad, de las líneas de 0,511; 2,23; 4,43 y 6,1 MeV emitidas en una erupción solar (Chupp y otros, 1973).

En este experimento el detector fue transportado por un globo extratroposférico de unos 85.000 metros cúbicos, lanzado desde Paraná, Argentina, el 25 de noviembre de 1973.

(*) Este trabajo, desarrollado "in extenso", será publicado dentro de la serie de Publicaciones Científicas del Instituto de Astronomía y Física del Espacio.

(**) De la Comisión Nacional de Energía Atómica.

We present results of a measurement at different altitudes of the spectrum and intensity of the atmospheric gamma radiation within the energy range 0.3 - 0.8 MeV. Most of the work is devoted to determine the intensity of the 511 keV line resulting from positron annihilation. The central part of the detector is a NaI (TP) scintillator, 5.1 cm in diameter and 3.8 cm height, that is partially surrounded with a 3 cm thick lead collimator. The system was designed to observe with good sensitivity the gamma line emission from the Sun.

Extending previous calculations (Mugherli et al., 1976), we apply the Monte Carlo method to compute the production in the collimator of the 511 keV line in order to estimate its contribution to the observed intensity. We compute also the efficiency and photofraction for the central scintillator. The calculated instrumental background is roughly some 75% of the total intensity. However, the collimator reduces to one third the total background that would be observed by the nude crystal.

The flux of the 511 keV line of pure atmospheric origin, at 4.5g/cm^2 atmospheric depth, results $0.09\text{ ph/cm}^2\text{ sec}$, in very good agreement with measurements at other latitudes (Kasturirangan et al, 1972). At greater atmospheric depths the line intensity is proportional to the total gamma ray flux.

The measurements also allowed us to know the detector sensitivity for the observation of extraterrestrial monochromatic gamma radiation. Its value is favorably compared with the observed fluxes, up to now for only case, for the lines of 0.511; 2.23; 4.43 and 6.1 MeV produced in a solar flare (Chupp et al., 1973).

In the present experiment the detector was carried up by a 85000 cubic meter balloon, launched on November 25, 1973, from Paraná, Argentina.

B I B L I O G R A F I A

- CHUPP, E., FORREST, D., HIGBIE, P., SURI, A., TSAI, C. and DUMPHY, P., 1973: Solar Gamma y Lines Observed During the Solar Activity of August 2 to August 11, 1972. *Nature*, Vol. 241, p. 333.
- KASTURIRANGAN, K., RAO, U. and BHAVSAR, P., 1972: Low Energy Atmospheric Gamma Rays Near Geomagnetic Equator, *Planetary and Space Science*, Vol. 20, p. 1961.
- MUGHERLI, V., AZCARATE, I., GHIELMETTI, H., 1976: Transmisión de un Colimador de Plomo para Radiación Gamma de Alta Energía, *Geoacta*, Vol. 8, p. 129.

VERIFICACIONES EXPEDITIVAS SOBRE EXISTENCIA DE DIFRACCIONES EN SECCIONES SISMICAS DE TIEMPO

PABLO BOCCACCIO

Departamento Geofísica - Gerencia de Exploración
Yacimientos Petrolíferos Fiscales

Entre los "ruidos" diversos, existen presuntas difracciones que a veces, en zonas de subsuelo muy plegado, podrían confundirse con anticlinales de mucho buzamiento, o viceversa. En otros casos es conveniente verificar si determinados alineamientos anormales son difracciones, por cuanto sus puntos brillantes podrían denunciar zócalo basamental o zonas de fallas; también podrían determinarse velocidades medias desde las curvas mismas, etc.. Es decir entonces que el análisis de las difracciones puede convertirse en una herramienta interpretativa, dejando aquellas por lo tanto, de ser "ruidos". Aquí se propone, reemplazando a los numerosos y largos cálculos que deben efectuarse para obtener curvas teóricas de difracción, un método expeditivo sumamente rápido, y la comparación de sus resultados con respecto al método tradicional.

Among many "noises", there are presumed diffractions that sometimes, in areas of very folded sediments, could be taken as very steep anticlines, or conversely. In other cases it is convenient to verify if certain abnormal alignments are diffractions, because their bright points could indicate dislocated basement, or zones of faults; also average velocities could be determined from the same curves, etc.

That is to say that the analysis of diffractions can be converted in an interpretative tool, and diffractions ceasing to be "noise". Here we propose, replacing the numerous and involved computations that have been carried out in order to obtain diffractions theoretical curves, a fast method, and the comparison of its results with those of the traditional method.

INTRODUCCION

Las curvas simétricas de eje vertical y aspecto hiperbólico que a veces se observan con mucha claridad en las secciones de tiempo (Figuras 7 al 10), obedecen, como se verá a continuación, a difracciones generadas por puntos de emisión o puntos "brillantes"; difracciones que el método de recubrimiento múltiple no cancela, ya que por el contrario, los sumandos, como se mostrará luego, entran prácticamente en fase. Estos puntos "brillantes" pueden pertenecer a cualquier irregularidad o interrupción brusca de la sedimentación, tales como: fracturas, zócalo irregular o paleorelieve, y aún pueden formarse por alguna litofacie dentro de la columna sedimentaria.

Las curvas de difracción, en general, son perfectamente distinguibles, por su aspecto geométrico típico, de los paquetes de reflexiones del entorno. Pero sucede en determinados casos que pueden confundirse con anticlinas empinadas, por lo que se hace necesario verificar si se trata de un evento o del otro.

Complementariamente, estas verificaciones permiten añadir, como se explicará más adelante, información valiosa a la interpretación, tal como definir una superficie o plano de falla, o determinar el orden de velocidad de la parte basal de una cuenca sedimentaria, etc.

Estas verificaciones se efectúan en base a plantillas transparentes, a escala de la sección sísmica, donde se dibuja la familia de curvas que corresponden a ley de velocidad local, calculándose una curva para cada profundidad o T_0 .

En el capítulo siguiente se explica el proceso de cálculo que, como se verá, es más bien largo, con el agravante de que ante cualquier variación de la ley de velocidad habrá que construir un nuevo juego de curvas.

El presente trabajo trata precisamente de reemplazar esos procesos de cálculo por un método rápido muy expeditivo cuyos resultados; como también se señalará más abajo, difieren en pocas milésimas de segundo de tiempo del cálculo exacto.

OBTENCION ANALITICA CLASICA DE CURVAS DE DIFRACCION,
SEGUN APARECEN EN LAS SECCIONES DE TIEMPO

Si suponemos una sección vertical en el plano z/x y distintas posiciones de un sumando con respecto al punto brillante, podremos definir, ya sea para una posición genérica cercana o alejada (Figura 1), lo siguiente:

$$T_{di} = \frac{a_i + b_i}{V_{dif}} \quad \text{Como el camino en tiempo de ida y vuelta del rayo sísmico del emisor al receptor, del sumando considerado.}$$

T_0 = Tiempo al origen o sea el camino vertical de ida y vuelta en tiempo, coincidente con la reflexión horizontal que pasa por el punto brillante.

V_{dif} = La velocidad media hasta dicho punto.

x_i = Distancia horizontal entre la proyección vertical del punto brillante y la estaca o punto medio del sumando considerado.

D = Longitud del sumando considerado, D_1 a D_6 para recubrimiento múltiple ("staking") de 6 sumandos.

Vemos entonces que los tiempos de difracción T_{d_i} , como surge de la f_i

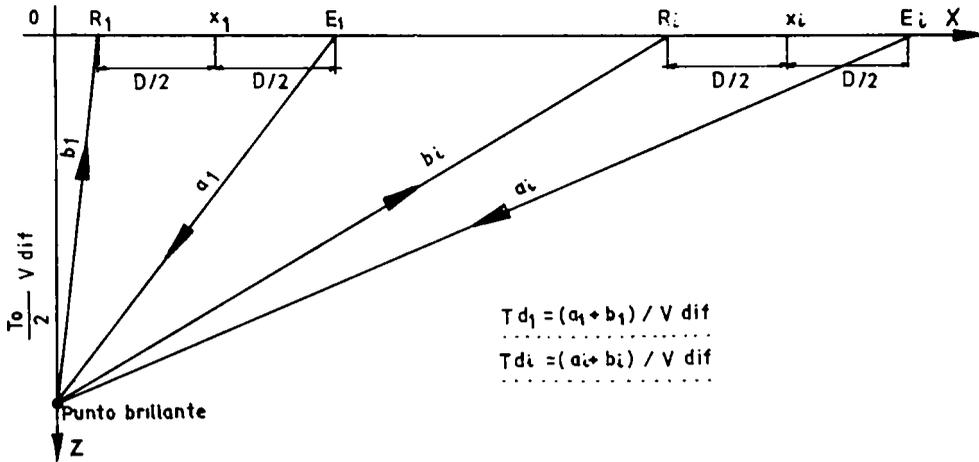


Figura 1: Ejemplo de un sumando, en dos posiciones extremas, con respecto al punto brillante PB.

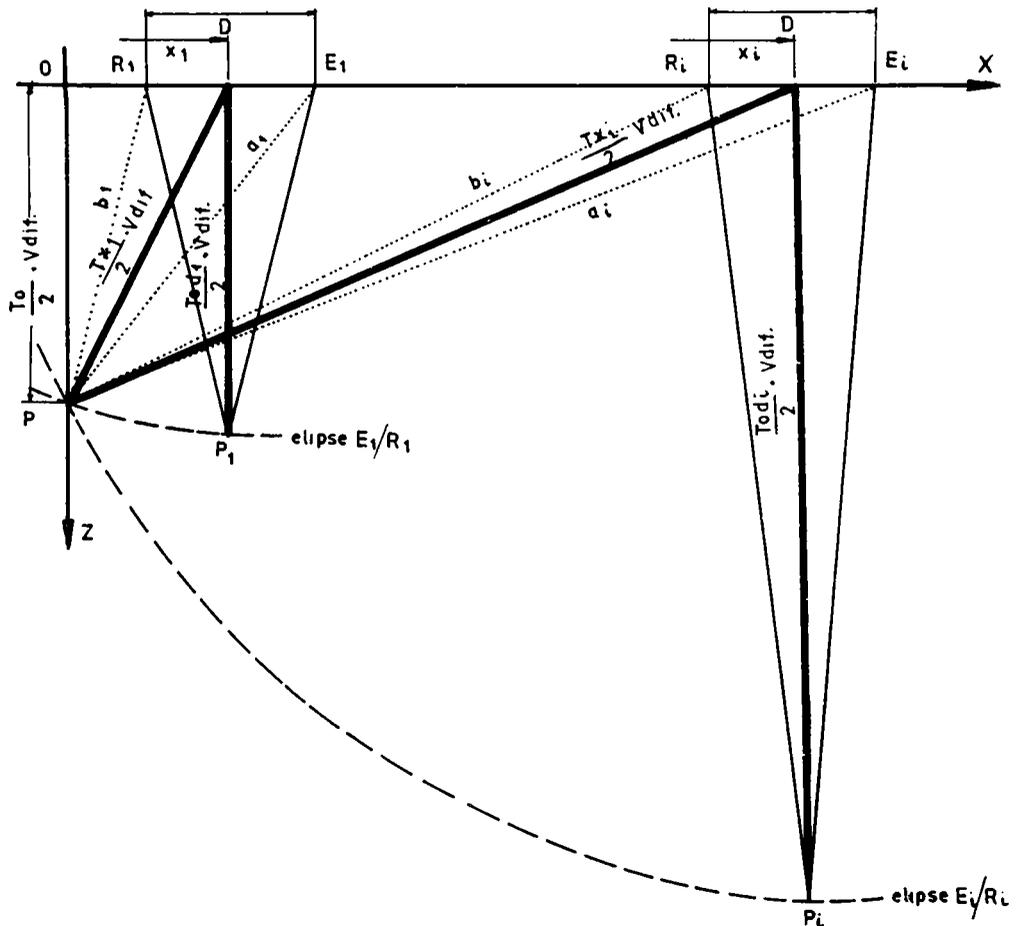


Figura 2: Reflexión virtual $E_i P_i R_i$ que "ve" el procesamiento en lugar de la difracción real $E_1 P_1 R_1$.

gura, son iguales a:

$$T_{di} = \frac{a_i + b_i}{V_{dif}} = \sqrt{\left(\frac{T_0}{2}\right)^2 + \frac{(x_i + D/2)^2}{V^2 dif}} + \sqrt{\left(\frac{T_0}{2}\right)^2 + \frac{(x_i - D/2)^2}{V^2 dif}} \quad (1)$$

Ahora bien, en el procesamiento, estos tiempos T_{di} son corregidos dinámicamente como si se tratara de reflexiones (Figura 2). Es decir, se obtienen tiempos T_{odi} , que se suponen tiempos verticales de ida y vuelta (columna 9 - Figura 3):

$$T_{odi} = \sqrt{T^2 di - \frac{D^2}{V^2 dif}} \quad (2)$$

Pero el procesado en realidad "ve" esos tiempos T_{di} de ida y vuelta de las difracciones como si fueran tiempos de ida y vuelta de reflexiones, es decir: no reconoce caminos recorridos siempre con la misma velocidad V_{dif} , sino caminos con velocidades V_{mi} crecientes con los T_{di} ; luego la expresión que corresponde a los resultados del procesamiento, es:

$$T_{odi} = \sqrt{T^2 di - \frac{D^2}{V^2 m_i}} \quad (3)$$

donde V_{mi} es la velocidad media hasta la virtual reflexión.

Entonces si queremos hallar estos T_{odi} , debemos obtener previamente las V_{mi} , y esto se hace de la siguiente manera: Con los pares de valores T_0/V_m de la ley de velocidad a adoptar se presenta la expresión (3) de la siguiente forma:

$$T' di = \sqrt{T_0^2 di + \frac{D^2}{V'^2 m_i}} \quad (4)$$

Luego se construye una tabla de valores $T' di/V' m_i$ para cada sumando D , dentro de la cual se interpolan los T_{di} hallados según la expresión (1) y finalmente con las V_{mi} resultantes de la interpolación se las aplica a la expresión (3) que es en definitiva la que nos dará los mismos tiempos que se obtienen en el procesado de la información. En la Figura 3, la columna 2 da los T_{odi} para el primer sumando ($D_1 = 660m$) y la columna 3 para el 6° sumando ($D_6 = 1.760m$), en el ejemplo considerado.

Sintetizando entonces, hay que proceder de la siguiente manera:

- En base a un T_0 y un V_{dif} dados por la sección sísmica en tiempos y por la ley de velocidad adoptada respectivamente y para distintos valores de x_i se hallan los T_{di} mediante (1).
- Mediante (4) se construye la tabla de valores $T' di/V' m_i$ hallándose por interpolación las V_{mi} a utilizar.
- Mediante (3) se obtienen los valores finales, para el sumando D , de los tiempos de difracción T_{odi} .

Si repetimos los cálculos para todos los sumandos, o sea para distintos valores de D (principalmente para el más alejado) observaremos que los valores T_{odi} de todas las curvas tienden a coincidir entre ellos en el origen (x_i cero o pequeño) y para distancias grandes de x .

Para el caso, de un $T_0 = 1,200s$, una $V_{dif} = 2.493 m/s$. y un dispositi

x_i metros	DIFERENCIAS ENTRE SUMANDOS			CALCULO DE LOS T_{xi}				DIFERENCIAS $T_{xi} - T_{xi}$ (RESUMANDO)		
	Tod (1) segundos	Tod (2) segundos	Δ Tod mil seg.	x_i/Vd_{if}	x_i/Vd_{if}	$T_{0/4} + x_i/Vd_i$	T_{xi}	$\frac{T_{0/4} - T_{xi}}{Vd_i}$	Δ TERCERO (8)-(9)	Δ REAL (8)-(2)
0	1,200	1,200	0	0	0	0,360000	1,200	1,200	0	0
220	1,213	1,211	+2	0,088247	0,007788	0,367788	1,213	1,212	+1	0
440	1,250	1,243	+7	0,176494	0,031150	0,391150	1,252	1,251	+1	+2
660	1,309	1,297	+12	0,264741	0,069558	0,429558	1,311	1,307	+4	+2
990	1,436	1,419	+17	0,397112	0,157698	0,517698	1,439	1,432	+7	+3
1320	1,596	1,575	+21	0,529482	0,280351	0,640351	1,600	1,591	+9	+4
1650	1,783	1,766	+17	0,661853	0,438049	0,798049	1,787	1,775	+12	+4
2090	2,060	2,045	+15	0,838347	0,702826	1,062826	2,062	2,051	+11	+2
2530	2,356	2,342	+14	1,014841	1,029902	1,389902	2,358	2,347	+11	+2
2970	2,665	2,654	+11	1,191335	1,419279	1,779279	2,668	2,657	+11	+3
3520	3,067	3,058	+9	1,411453	1,993611	2,353611	3,068	3,059	+9	+1
4070	3,478	3,471	+7	1,632571	2,665288	3,025288	3,479	3,470	+9	+1
4620	3,894	3,890	+4	1,853188	3,434306	3,794306	3,896	3,887	+9	+2
COLUMNA	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)

Figura 3: Planilla de valores comparativos de tiempos verticales.

vo de recubrimiento múltiple del 600% y 55 metros entre estacas se obtuvo, luego de todo el proceso de cálculo descrito, los resultados de las columnas 2 y 3 de la Figura 3 cuyas diferencias se indican en columna 4 de la misma figura.

Es importante observar que el pequeño valor de esas diferencias hace que en la sumación entren todos los sumandos prácticamente en fase, dando lugar a la formación de una curva de difracción final que es la que aparece en las secciones de tiempo.

OBTENCION ANALITICA EXPEDITIVA Y SU JUSTIFICACION

Es evidente, que todos estos cálculos son laboriosos y como se dijo con el agravante de que son válidos únicamente para cada juego de T_0/V_{dif} a verificar.

Lo que se propone en el presente trabajo es precisamente reemplazar los T_0d_i por los valores Tx_i (Ver Figura 2) definidos por:

$$Tx_i = 2 \sqrt{\left(\frac{T_0}{2}\right)^2 + \frac{x_i^2}{V^2 dif}} \quad (5)$$

con lo que los cálculos se reducen drásticamente a los de las columnas 5 al 8 de la Figura 3.

La justificación teórica del reemplazo surge de relacionar la expresión (5) con la expresión (2), mediante las siguientes sustituciones y desarrollo:

$$T_0^2 d = T^2 d - \frac{D^2}{V^2 dif} \quad (\text{de la expresión (2)})$$

luego reemplazando Td de la expresión (1):

$$T_0^2 d = \frac{(a + b)^2}{V^2 dif} - \frac{D^2}{V^2 dif}$$

$$\therefore T_0^2 d = \frac{(a + b)^2 - D^2}{V^2 dif} = \frac{1}{V^2 dif} (a^2 + b^2 + 2ab) - \frac{D^2}{V^2 dif}$$

pero:

$$a^2 = \left(x + \frac{D}{2}\right)^2 + \left(\frac{T_0}{2}\right)^2 V^2 dif = x^2 + \frac{D^2}{4} + xD + \frac{T_0^2}{4} V^2 dif$$

$$b^2 = \left(x - \frac{D}{2}\right)^2 + \left(\frac{T_0}{2}\right)^2 V^2 dif = x^2 + \frac{D^2}{4} - xD + \frac{T_0^2}{4} V^2 dif$$

luego:

$$2ab = 2 \sqrt{\left(x^2 + \frac{D^2}{4} + \frac{T_0^2}{4} V^2 dif\right)^2 - x^2 D^2}$$

ysumando m. a m. las tres últimas expresiones:

$$a^2 + b^2 + 2ab = 2x^2 + \frac{D^2}{2} + \frac{T_0^2}{2} V^2 dif + 2 \sqrt{\left(x^2 + \frac{D^2}{4} + \frac{T_0^2}{4} V^2 dif\right)^2 - x^2 D^2}$$

$$\begin{aligned} \therefore T_{0d}^2 &= \frac{1}{V^2 \text{dif}} (2x^2 + \frac{D^2}{2} + \frac{T_0^2 V^2 \text{dif}}{2}) + \\ &+ \frac{2}{V^2 \text{dif}} \sqrt{(x^2 + \frac{D^2}{4} + \frac{T_0^2 V^2 \text{dif}}{4})^2 - x^2 D^2} - \frac{D^2}{V^2 \text{dif}} \end{aligned}$$

ordenando y recordando la expresión (2):

$$\begin{aligned} T_{0d}^2 &= \frac{T_0^2}{2} + \frac{2x^2}{V^2 \text{dif}} + \frac{D^2}{2 V^2 \text{dif}} + \\ &+ \frac{2}{V^2 \text{dif}} \sqrt{\left[V^2 \text{dif} \left(\frac{x^2}{V^2 \text{dif}} + \frac{T_0^2}{4} \right) + \frac{D^2}{4} \right]^2 - x^2 D^2} - \frac{D^2}{V^2 \text{dif}} \end{aligned}$$

$$\therefore T_{0d}^2 = \frac{T_x^2}{2} - \frac{D^2}{2 V^2 \text{dif}} + \frac{2}{V^2 \text{dif}} \sqrt{\left(V^2 \text{dif} \frac{T_x^2}{4} + \frac{D^2}{4} \right)^2 - x^2 D^2}$$

Redistribuyendo y elevando al cuadrado:

$$\begin{aligned} \left(T_{0d}^2 - \frac{T_x^2}{2} + \frac{D^2}{2 V^2 \text{dif}} \right)^2 &= \frac{4}{V^4 \text{dif}} \left[\left(V^2 \text{dif} \frac{T_x^2}{4} + \frac{D^2}{4} \right)^2 - x^2 D^2 \right] \\ \therefore T_{0d}^4 + \frac{T_x^4}{4} + \frac{D^4}{4 V^4 \text{dif}} - T_{0d}^2 T_x^2 + \frac{T_{0d}^2 D^2}{V^2 \text{dif}} - \frac{T_x^2 D^2}{2 V^2 \text{dif}} &= \\ = \frac{4}{V^4 \text{dif}} \left(V^4 \text{dif} \frac{T_x^4}{16} + \frac{D^4}{16} + \frac{V^2 \text{dif} T_x^2 D^2}{8} \right) - \frac{4 x^2 D^2}{V^4 \text{dif}} \end{aligned}$$

ordenando y anulando términos iguales:

$$\begin{aligned} \frac{T_x^4}{4} - T_{0d}^2 T_x^2 - \frac{T_x^2 D^2}{2 V^2 \text{dif}} + T_{0d}^4 + \frac{D^4}{4 V^4 \text{dif}} + \frac{T_{0d}^2 D^2}{V^2 \text{dif}} &= \\ = \frac{T_x^4}{4} + \frac{T_x^2 D^2}{2 V^2 \text{dif}} + \frac{D^4}{4 V^4 \text{dif}} - \frac{4x^2 D^2}{V^4 \text{dif}} \end{aligned}$$

$$\therefore - T_x^2 \left(T_{0d}^2 + \frac{D^2}{V^2 \text{dif}} \right) + T_{0d}^4 + \frac{T_{0d}^2 D^2}{V^2 \text{dif}} = - \frac{4x^2 D^2}{V^4 \text{dif}}$$

$$\therefore T_x^2 = \frac{T_{0d}^4 + \frac{T_{0d}^2 D^2}{V^2 \text{dif}} + \frac{4x^2 D^2}{V^4 \text{dif}}}{T_{0d}^2 + \frac{D^2}{V^2 \text{dif}}} = T_{0d}^2 + \frac{\frac{4x^2 D^2}{V^4 \text{dif}}}{T_{0d}^2 + \frac{D^2}{V^2 \text{dif}}}$$

$$\therefore T_x^2 = T_{0d}^2 + \frac{\frac{4x^2 D^2}{V^4 \text{dif}}}{\frac{T_{0d}^2 V^2 \text{dif} + D^2}{V^2 \text{dif}}} = T_{0d}^2 + \frac{\frac{4x^2 D^2}{V^2 \text{dif}}}{T_{0d}^2 V^2 \text{dif} + D^2}$$

$$\therefore Tx^2 = T_{0d}^2 + \frac{4x^2 D^2}{(T_{0d}^2 V^2 \text{dif} + D^2) V^2 \text{dif}}$$

y finalmente teniendo en cuenta la expresión (2):

$$Tx^2 = T_{0d}^2 + \frac{4x^2 D^2}{T_d^2 V^2 \text{dif}} \quad (6)$$

Esta expresión nos dice que los Tx^2 son iguales o los T_{0d}^2 más un término que siempre es pequeño o tiende a cero.

En efecto para $x \rightarrow 0$, dicho término también tiende a cero y por lo tanto $Tx \rightarrow T_{0d}$.

Para $x \rightarrow \infty$, es aparentemente indeterminado, pero tiende al valor de $D^2/V^2 \text{ dif}$ efectuando previamente la sustitución de T_d por su valor dado por la expresión (1).

Este valor de $D^2/V^2 \text{ dif}$ es pequeño ante el valor que toma T_{0d} para $x \rightarrow \infty$, pudiendo desprejiciarse y por lo tanto en la expresión (6) también se cumple que $Tx \rightarrow T_{0d}$.

Para valores intermedios de x , los de Tx se apartan poco de T_{0d} , como se observa en la columna 10 de la Figura 3.

También puede hacerse el análisis de las variaciones de Tx con respecto a T_{0d} en forma gráfica. En efecto, al ser: (Figura 2)

$Td_i \cdot V \text{dif} = a_i + b_i = E_i P_i + P_i R_i$ se definen, en cada posición de cualquier sumando, elipses de focos E_i , R_i y semieje menor $T_{0i} \cdot V \text{dif}$. En dichas elipses los valores de $Tx \cdot V \text{dif}$ y $T_{0d} \cdot V \text{dif}$ corresponden a distancias al centro de las elipses y por lo tanto Tx es siempre levemente mayor que T_{0d} por ser $T_{0d} \cdot V \text{dif}$ el semieje menor.

Para $x \rightarrow 0$ ambos valores tienden a ser iguales por contigüidad.

Para $x \rightarrow \infty$ también tiende Tx a ser igual a T_{0d} ya que la distancia focal E_i , R_i , es muy pequeña con relación a los semiejes que tienden a ser iguales y por lo tanto la elipse tiende a una circunferencia de radio $Tx \cong T_{0d}$.

Volviendo a las diferencias en la parte intermedia en realidad son aún menores que las señaladas, ya que los T_{0d} a considerar no son los teóricos de la expresión (2), de la cual hemos partido para la comparación, sino los reales que se obtienen del procesamiento según la expresión (3) en la que, al ser las Vm_i mayores que la $V \text{dif}$ (ya que son crecientes precisamente a partir de $V \text{dif}$) nos da T_{0d} mayores que los teóricos. Por lo tanto las diferencias son menores como se observa en la columna 11 de la Figura 3

Las columnas 9, 10 y 11 están referidas al primer sumando, o sea para $D = 660$ mts.; no se consideró necesaria la comparación con otros sumandos por la casi igualdad de valores según se explicó y se muestra en columnas 2, 3 y 4.

En síntesis: el pico máximo de desviación de apenas 4 milisegundos justifica plenamente la introducción expeditiva de los Tx

VERIFICACIONES GRÁFICAS EXPEDITIVAS

Veremos en los que sigue que aún se puede simplificar más, sin necesidad de construir plantilla alguna, ya sea clásica o expeditivamente.

Visualizaremos previamente como se presentan distintos eventos posibles en ambas secciones: o sea en la de profundidad en metros o sección geológica (Figura 4) y en la sección obtenida del Procesamiento de Datos o Sección Sísmica de Tiempo (Figura 5).

A partir de un supuesto punto brillante PB se puede observar (Figura 4) los casos extremos que pueden suceder en ese punto, o sea:

- Capa horizontal (I)
- Anticlinal normal (II)
- Anticlinal empinado (III) y
- Difracción (IV)

y para un caso genérico se ve que, por geometría es:

$$Tx_i \cdot V_{dif} > T_{o_i} \cdot V_{m_i}$$

siendo V_{m_i} velocidades medias hasta el nivel considerado y T_{o_i} los tiempos de ida y vuelta al mismo.

Teniendo en cuenta que $V_{dif} < V_i$ es forzosamente $Tx_i > T_i$

Es decir que en una Sección de Tiempo (Figura 5) cualquier anticlinal por muy empinado que sea, siempre tiene T_{o_i} menores que los correspondientes a la difracción de ápice coincidente.

Si quisiéramos migrar la presunta difracción de la Figura 5 (Puntos PB, D1, D2, D3...) tendríamos que todos los frentes de onda de radios $Tx_i/2$. Vdif se cortan en un punto, restituyéndonos a la situación de la Figura 4 (puntos $PB \equiv P1 \equiv P2 \equiv P3...$). Si esto no sucede se trataría entonces de un anticlinal empinado igual o cercano al definido por los puntos PB, A', B', C',...

En la práctica, dado el carácter experimental de los distintos T_o a leer, se produce a veces indeterminación en cuanto a la restitución de los puntos migrados, subsistiendo la duda si en realidad se trata o no de un anticlinal empinado.

A fin de mejor discernir, se propone migrar en vez de con centro en cada estación, con centro en el supuesto punto brillante y cortando a las ordenadas de valores x_1, x_2, x_3, \dots . Si se trata de una difracción obtendremos una recta horizontal $OD_1 D_2 D_3, \dots$ (Figura 6). De esta manera el punto $PB \equiv D_1 \equiv D_2 \equiv D_3, \dots$ de la Figura 4 lo hemos dispersado en la recta en cuestión.

Si en cambio, se trata de un anticlinal empinado, entonces la tendencia de los puntos O, D1, D2, D3, ... sería la de conformar una curva OA'B'C' ...

Con este tipo de migración la capa horizontal (I) que pasa por el punto brillante, se restituye como el cuarto de circunferencia de radio $T_o/2$. V_{dif} , centro PB y extremos O para x igual a cero y O' para x límite = $T_o/2$ V_{dif} .

PROCEDIMIENTO FINAL DE VERIFICACION PROPUESTO

De acuerdo a todo lo considerado y sintetizando, el procedimiento para verificar una difracción en las secciones de tiempo, es el siguiente:

1°) Se leen los $T_{o_i}/2$ de la supuesta difracción (que son las $T_{o_i}/2 \approx Tx_i/2$

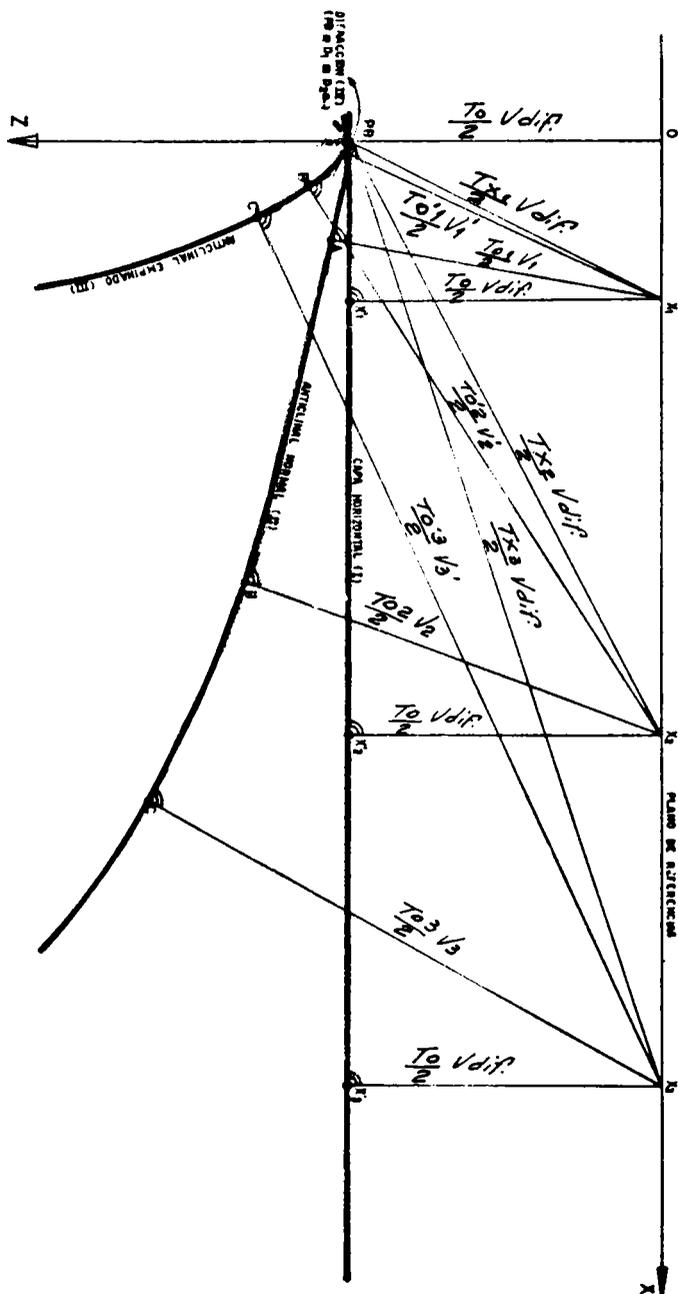


Figura 4: Distintos casos posibles en el plano x/z, o sea en la Sección geológica vertical, desde una difracción a una capa horizontal.

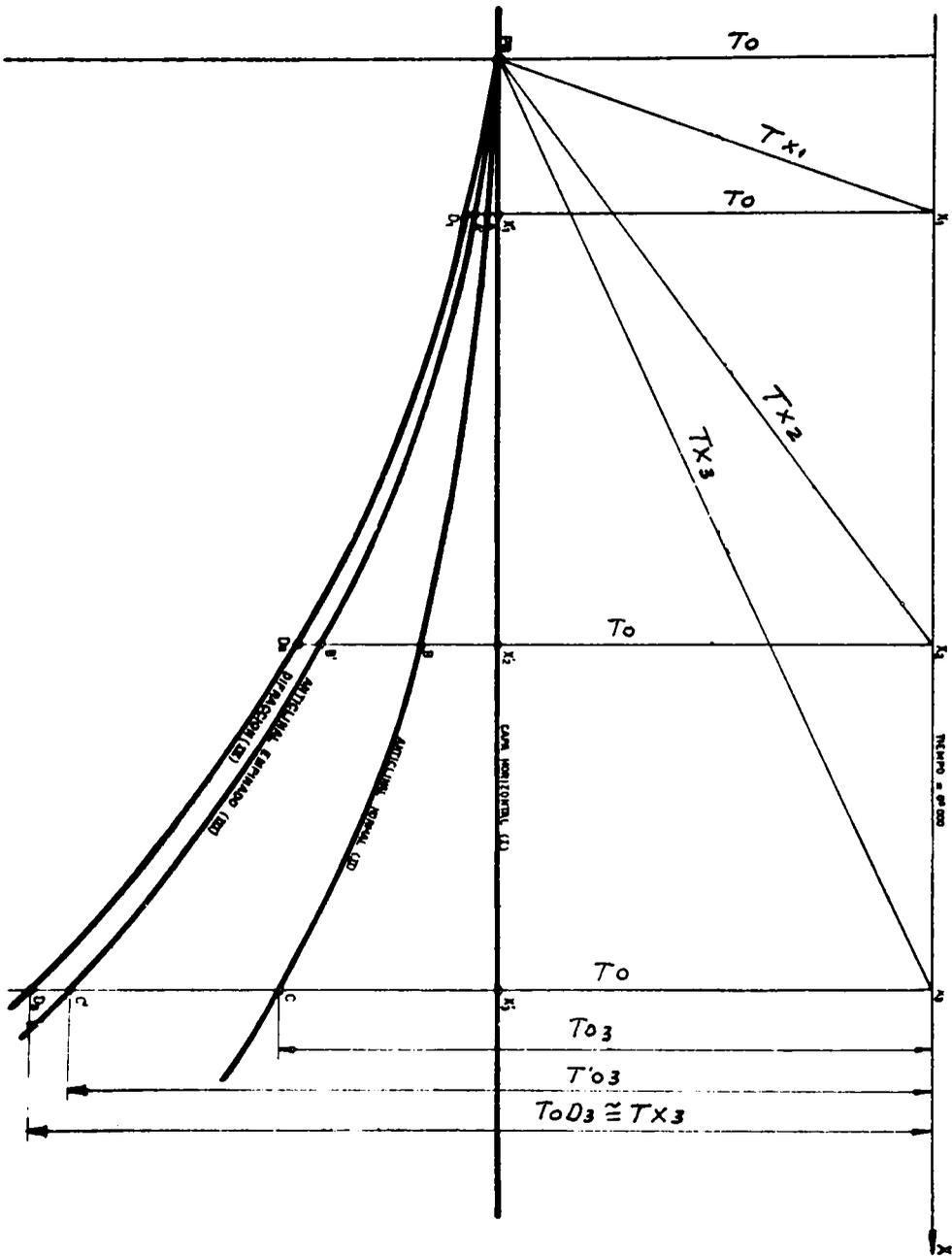


Figura 5: Los mismos casos de la figura anterior pero en el plano X/T, o sea en la Sección de tiempo.

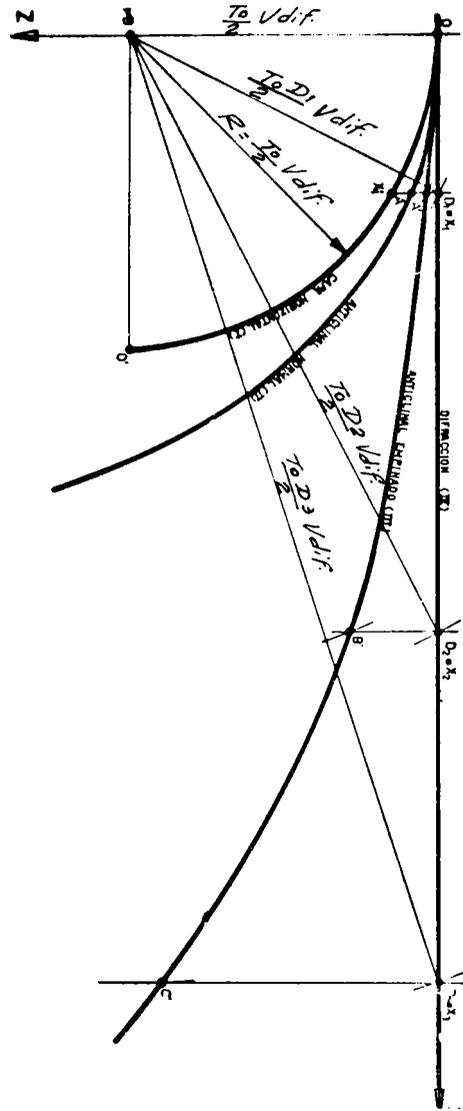


Figura 6: Migración expeditiva propuesta para una difracción, del plano x/z al plano x/y .

arriba analizados).

- 2°) Se los multiplica por la velocidad media del ápice utilizándose la ley de velocidad más confiable del lugar.
- 3°) Sobre un par de ejes z/x de iguales escalas se efectúa la migración, pero con centro en el ápice.
- 4°) Si los arcos $T_{0i}/2 \cdot V_{dif}$ cortan a las correspondientes ordenadas que pasan por los puntos x_i precisamente sobre dicho eje x, se trata entonces de una difracción.

Si en cambio se quiere construir plantillas, se efectuarán los cálculos de las columnas 5 al 8 de la Figura 3.

Algunos ejemplos

Ante todo, se hace especial hincapié sobre la necesidad de contar con leyes de velocidad muy confiables. Cualquier incertidumbre en las mismas se transmite a la verificación de presuntas difracciones o al cálculo de plantillas.

En efecto: se ha visto que de un anticlinal empinado a una difracción hay un paso muy pequeño (en realidad la difracción es el límite) y ese paso puede no ser detectado por un error en la velocidad. Por ej.: el caso más sencillo de considerar una velocidad media errónea ligeramente menor que la real precisamente transforma una difracción en un anticlinal al ser los rayos $T_{0i}/2 \cdot V_{dif}$ menores y viceversa si ese error consiste en considerar una velocidad media mayor.

La Figura 7 es el trozo de la Sección Sísmica que sirvió de base para este trabajo. La forma del basamento sísmico hizo sospechar que podría tratarse de una serie de arcos de difracción, pero su verificación no confirmó la sospecha ya que los arcos calculados son de mayor curvatura. Tampoco pudo admitirse que la V_{dif} , o sea la velocidad media utilizada, fuera erróneamente más lenta ya que se contaba con la determinación directa de un pozo exploratorio muy cercano y en la misma posición estructural.

La Figura 8 es un ejemplo que muestra perfectamente la variación de la curvatura según la profundidad, o sea según el aumento de la velocidad media.

La Figura 9 muestra un caso donde ha sido posible deducir la velocidad del basamento, por lo menos en la parte que va desde su techo al punto brillante difractor. Este dato era desconocido ya que la única ley de velocidad con que se contaba era la obtenida del procesamiento para el cálculo de las correcciones dinámicas y por lo tanto válida hasta la última reflexión que es precisamente la que define el techo o tope del basamento (punto A).

Se procedió de la siguiente manera: previamente se determinó a qué velocidad media respondía la presunta curva de difracción, en base a la expresión (5) pero despejando V_{dif} y reiterando la determinación, para observar un mejor valor promedio, o sea:

$$V_{B \text{ dif}} = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} 2x_i}{n} \sqrt{T^2 x_i - T^2_B} \quad (7)$$

Luego con el par de valores T_{0A}/V_{m_A} conocidos hasta el techo del basamento y con el $T_{0B \text{ dif}}$ y $V_{B \text{ dif}}$ calculada, se obtuvo en el plano $T_0/2$ el segmento de unión que corresponde a la velocidad interválica del basamento, desde A hasta B.

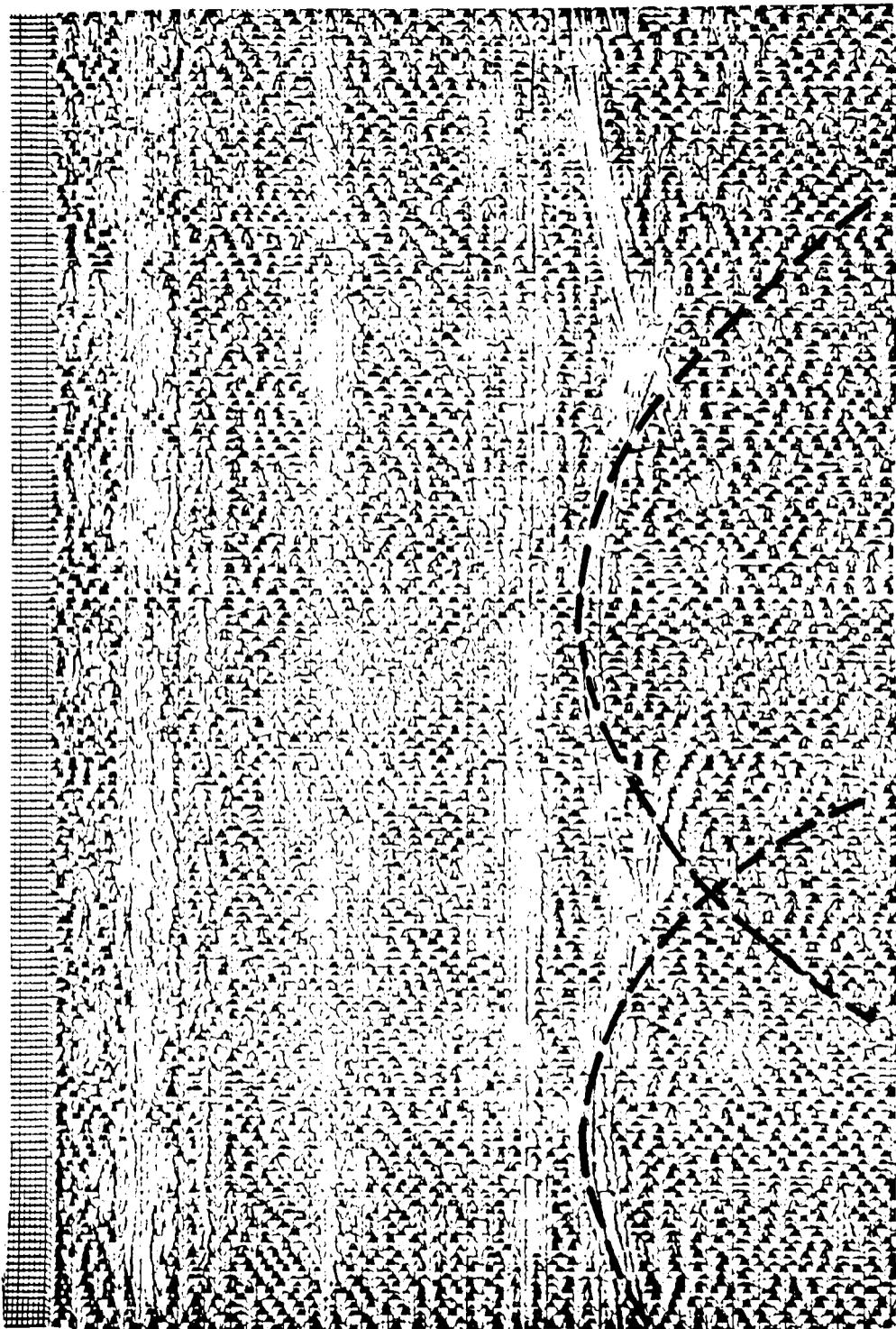


Figura 7: Sección de tiempo origen de este trabajo (Presuntas distracciones cuando en realidad son formas de basamento).

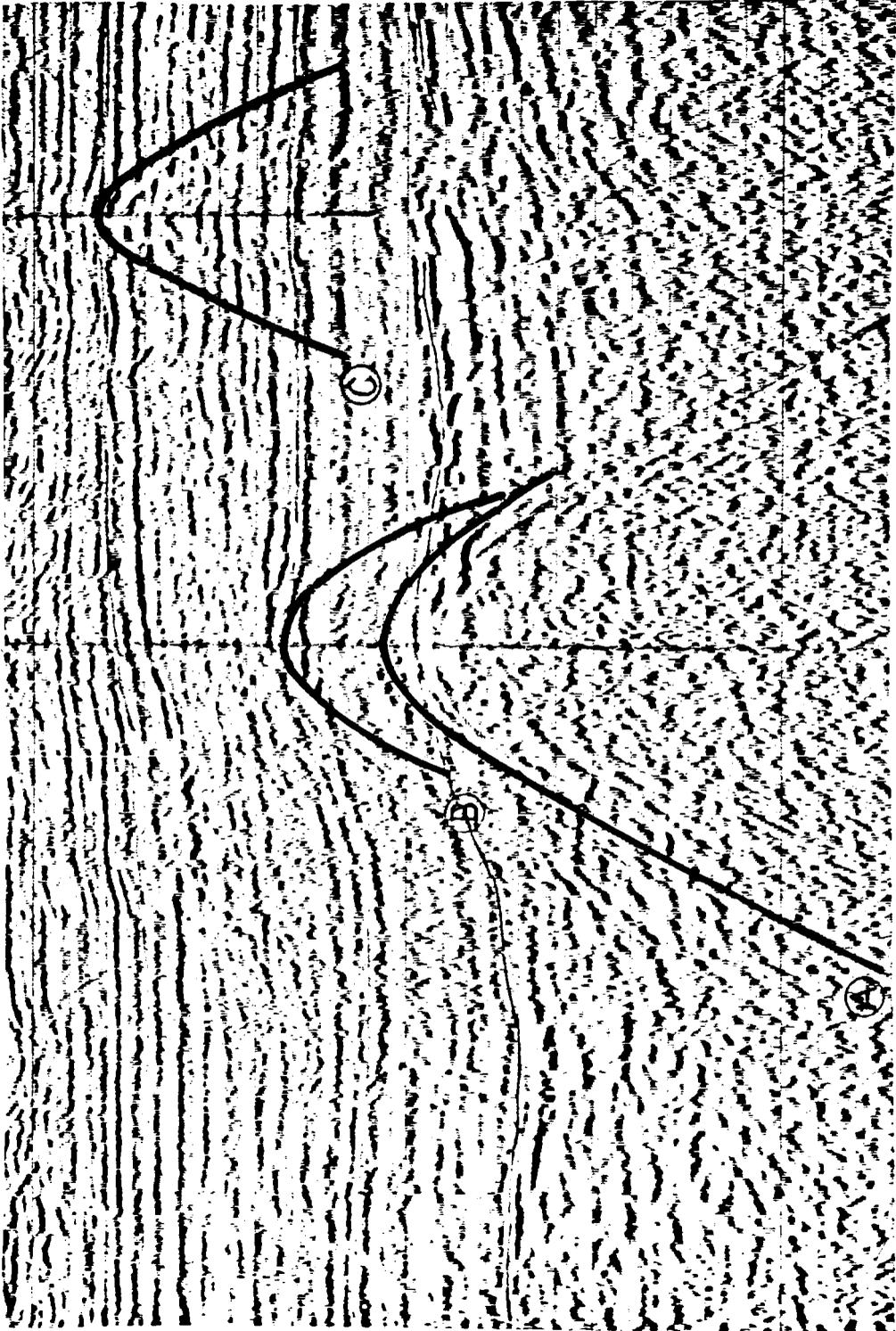


Figura 8: Sección de tiempo donde se observa la variación de la curvatura con la profundidad de la difracción.

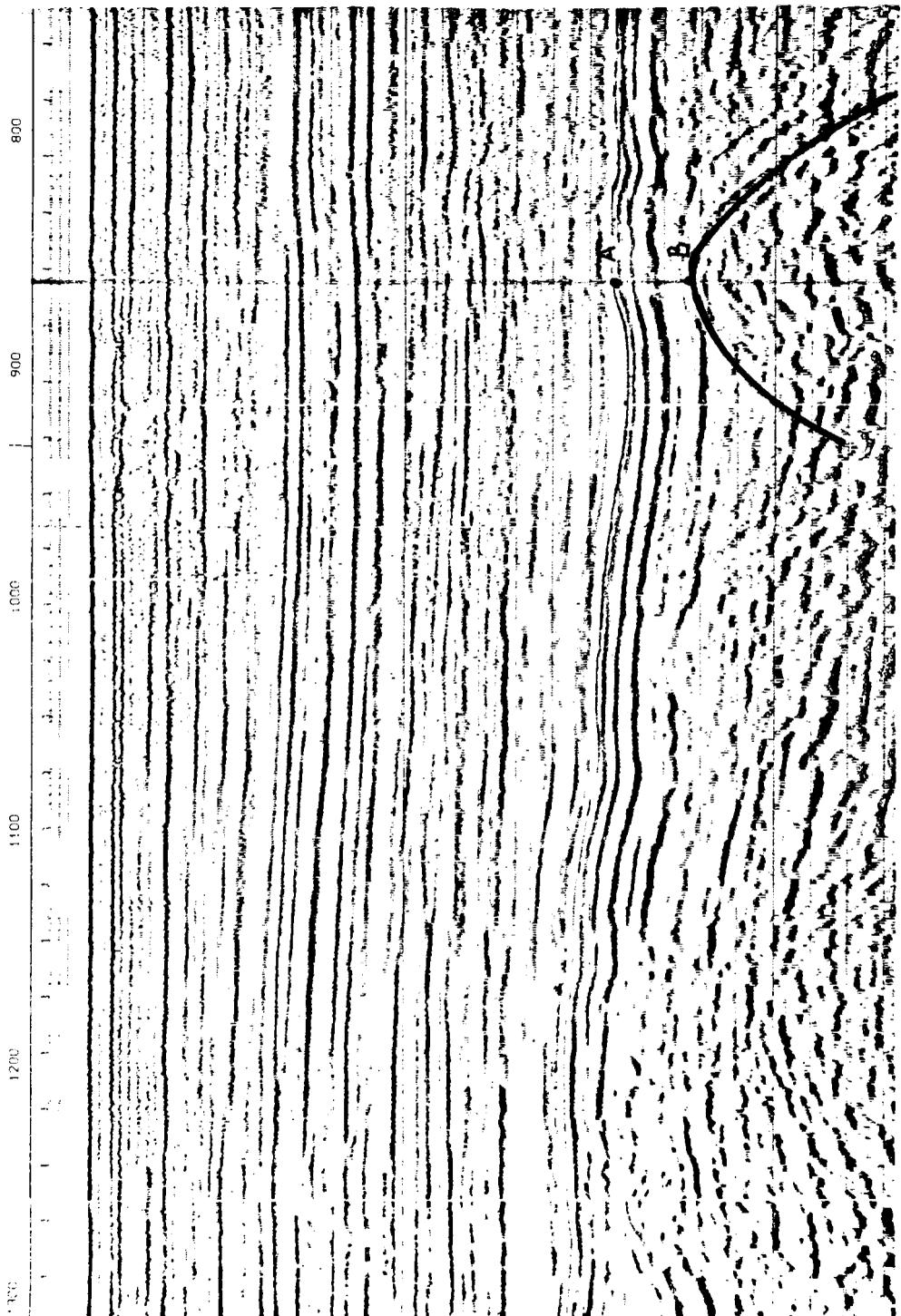


Figura 9: Sección de tiempo donde se calculó, utilizando la difracción, la velocidad interválica desconocida del sector basamental AB.

Finalmente la Figura 10 muestra una sección de tiempo en la cual fue posible marcar una fractura (confirmada luego por pozo) mediante una sostenida alineación de ápices de difracciones, provocadas precisamente por dicha fractura.

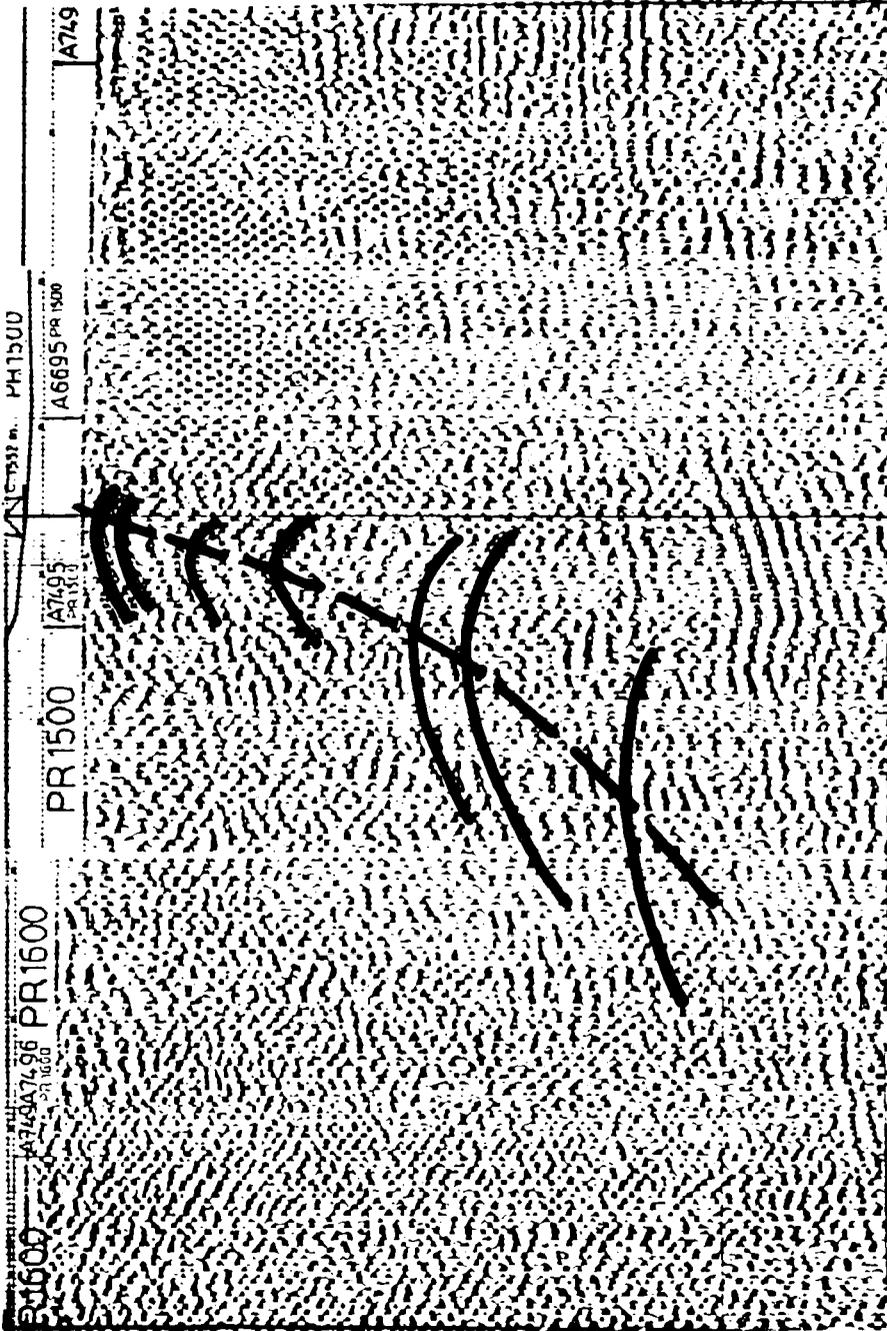


Figura 10: Sección de tiempo donde fue posible detectar una fractura como lugar geométrico de ápices de difracción.

B I B L I O G R A F I A

*INEDITO, DISTRITO GEOFISICO NORTE (YPF), 1968: Sobre Punto Brillante de Di
fracción.*

PREDICCIÓN DE LAS FRECUENCIAS DE APANTALLAMIENTO ($f_b E_s$) DE LAS CAPAS E EN LAS LATITUDES MEDIAS EN EL SECTOR SUDAMERICANO

A. GIRALDEZ

Laboratorio Ionosférico de la Armada - Buenos Aires
República Argentina

Un método de predicción de la mediana horaria mensual de la frecuencia $f_b E_s$ diurna ha sido desarrollado, teniendo en cuenta la variación de la frecuencia con: el ciclo solar, la latitud geográfica, el ángulo cenital solar y el sistema de vientos de la región E.

Este método reproduce con un error menor del 10% los valores observados con sondadores ionosféricos durante el día en el sector sudamericano. La comparación con zonas geográficas del hemisferio norte ha dado resultados satisfactorios.

A prediction method of the hourly median value of the Sporadic-E blanketing frequency ($f_b E_s$) is presented, as a function of the solar cycle, geographical latitude, solar zenith angle and wind system at E region height.

This method reproduces within a 10% error the observed values of $f_b E_s$ during day time in the south american sector. The comparison with geographical zones of the northern hemisphere shows a good agreement.

INTRODUCCION

La frecuencia $f_b E_s$ corresponde a la densidad iónica de la capa E_s (L. G. Smith, E.A. Mechtly, 1972). Este hecho permite afirmar que $f_b E_s$ es un parámetro importante de las capas E_s .

El hecho que las capas E_s estén compuestas de iones Fe^+ , Mg^+ , Si^+ , etc. (Narcisi, 1968) indica un mecanismo de producción iónica no regido directamente por control solar, sino que la ionización de dichos elementos se realiza por intercambio de carga con los iones mayoritarios de la región E (Ferguson, 1972).

Debido a estas características, es de suponer que existe un control solar indirecto sobre las mismas, tanto diurno como con el ciclo solar.

La existencia de un sistema de vientos neutros generado por las mareas solar y gravitatoria, permite suponer que la ionización E_s es capaz de seguir dichas mareas como lo hacen los átomos no ionizados, por lo cual la influencia de las mareas ionosféricas puede ser apreciable. Teniendo en cuenta que los modos semidiurnos (2,2) y (2,4) son los importantes a altura de capa E_s , y que estos modos presentan su máxima intensidad en latitudes medias y bajas (Evans, 1976), es de suponer que ambos modos o alguno de ellos, ejerce una influencia detectable sobre la ionización E_s .

Debido a lo anteriormente expuesto se consideran como parámetros importantes para analizar la variabilidad de estas capas, el ángulo cenital solar(x), el número de manchas solares (Nro, de Wolf, R), la latitud geográfica y su relación con las mareas ionosféricas.

RESULTADOS EXPERIMENTALES

Método

Para el análisis se utilizaron medianas mensuales horarias de $f_b E_s$ obtenidos con sondador vertical en cuatro estaciones del hemisferio Sur, con la menor dispersión en longitud geográfica posible, y evitando el anillo ecuatorial.

Las estaciones elegidas resultaron ser: São Paulo (-22, 55, 313, 37); Tucumán (-26.90, 294.60); Buenos Aires (-34.55, 301.30) y Port Stanley (-51.70, 302.20).

Debido a la elección de estaciones, se realiza un análisis latitudinal del comportamiento, pero no longitudinal.

El período analizado fue entre los años 1957-1974. El rango total de valores de R en ese período es de: $\Delta R = 190$.

El manejo de los datos experimentales se efectuó en función de $\cos. x$ y R, en lugar de hora local y año (R mensual).

Los datos de frecuencia se agruparon en intervalos de $\Delta \cos x = 0.05$ y $\Delta R = 10$, para cada estación analizada.

Este método permitió agrupar diferentes años y meses en las mismas celdas de datos, con lo cual se eliminó la variación estacional y cualquier efecto espúreo en los datos.

Del conjunto de datos así agrupados fueron eliminados los meses para los cuales se detectaron tormentas geomagnéticas grandes, que cubrieran más de la mitad de los días del mes con condiciones magnéticas muy perturbadas ($Ap > 50$).

En cada celda de datos se calculó el valor medio y su dispersión. El resultado fue la obtención de un conjunto de valores de $f_b E_s$ para cada $(\Delta \cos x) = 0.05$ y $\Delta R = 10$ entre $0_1 < \cos x \leq 1$ y $10 \leq R \leq 200$.

Resultados

- a) La dependencia de $f_b E_s$ como función del ángulo cenital solar en forma directa es:

$$f_b E_s (\cos x) \approx (\cos x)^{0.25} \quad (1)$$

También depende de $\cos x$ en función de las mareas ionosféricas, pero no en forma tan importante.

- b) La dependencia con el ciclo solar hallada es:

$$f_b E_s (R) \approx 1 + 1.75 \text{ Log. } k \quad (2)$$

donde se observa una dependencia no tan acentuada con la actividad solar como la evidencia por la capa E normal diurna.

- c) La dependencia con la latitud se encontró de la forma:

$$f_b E_s (\theta) \approx \exp \left(- \frac{(|\theta| - \Omega)^2 \cos x}{100} \right) \quad (3)$$

θ = latitud geográfica en grados.

Ω = función de $\cos x$ con período semidiurno, que responde muy claramente al modo (2,4) de mareas ionosféricas.

La variable Ω , que corresponde a la latitud del máximo de ionización, para un $\cos x$ fijo, varía con R , no en forma pronunciada. A los fines de este trabajo, puede aceptarse una representación única de $\Omega (\cos x)$ para cualquier valor de actividad solar, que es de la forma:

$$\Omega (x) = 120^\circ (\cos x - \cos^2 x + \frac{\cos^3}{7} x) + 19^\circ$$

en forma aproximada. En realidad $\Omega (x) \approx \alpha P_4^2 (x) + \beta P_6^2 (x)$ (4)

y sus derivadas angulares, siguiendo fielmente la variación de la velocidad meridional del modo (2,4)

La ecuación final queda de la forma:

$$f_b E_s (\theta, x, R) = \exp \left[- \frac{(|\theta| - \Omega)^2 \cos x}{100} \right] (\cos x)^{0.25} (1 + 1.75 \log R)$$

Algunos ejemplos comparativos de los valores experimentales con los calculados con este método, se dan en las figuras 1 a 4, para las estaciones Sudamericanas utilizadas. La Figura 5 muestra el porcentaje de error cometido al utilizar este método de predicción en lugares de los valores experimentales, para todo el período analizado.

$$\varepsilon = f_E - f_T$$

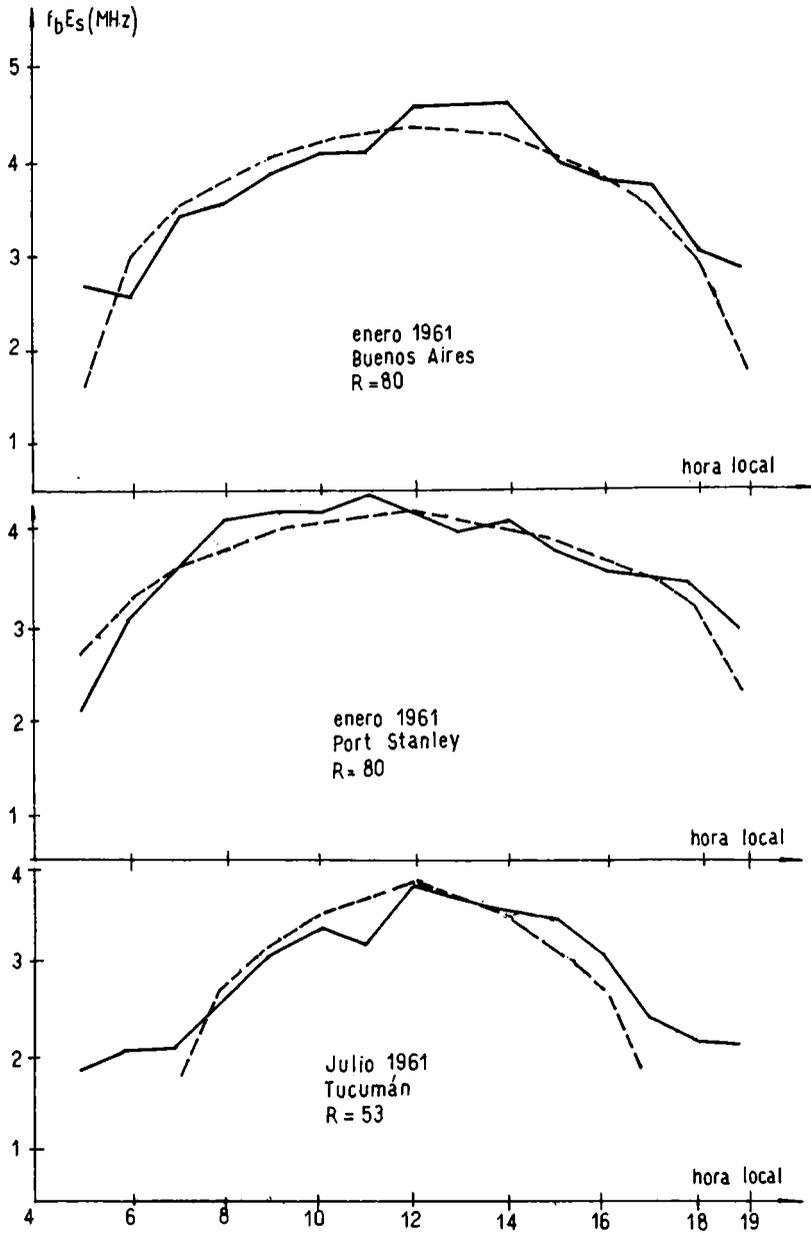


Figura 1: ——— Mediana horaria observada de f_bE_s .
 - - - - - Valor teórico calculado de f_bE_s .

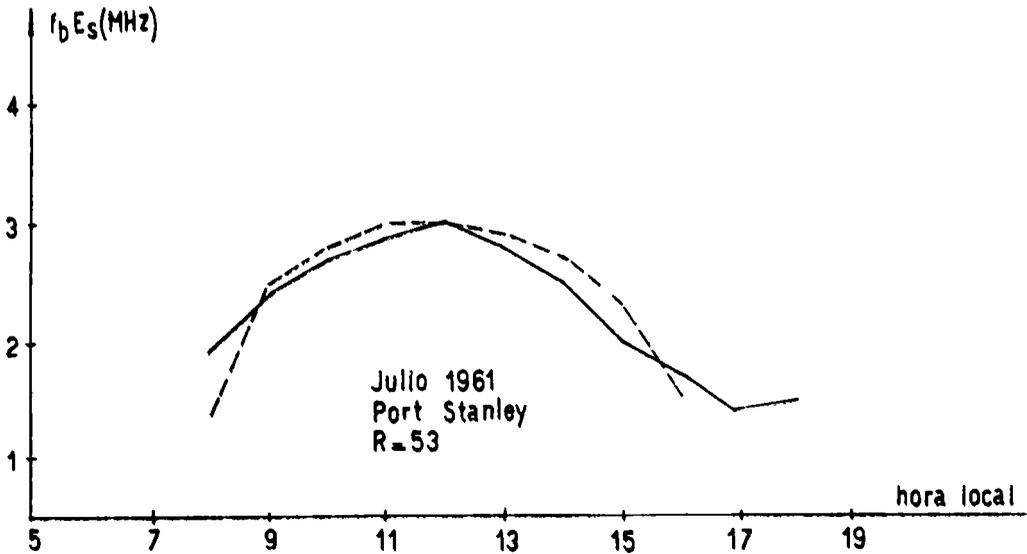
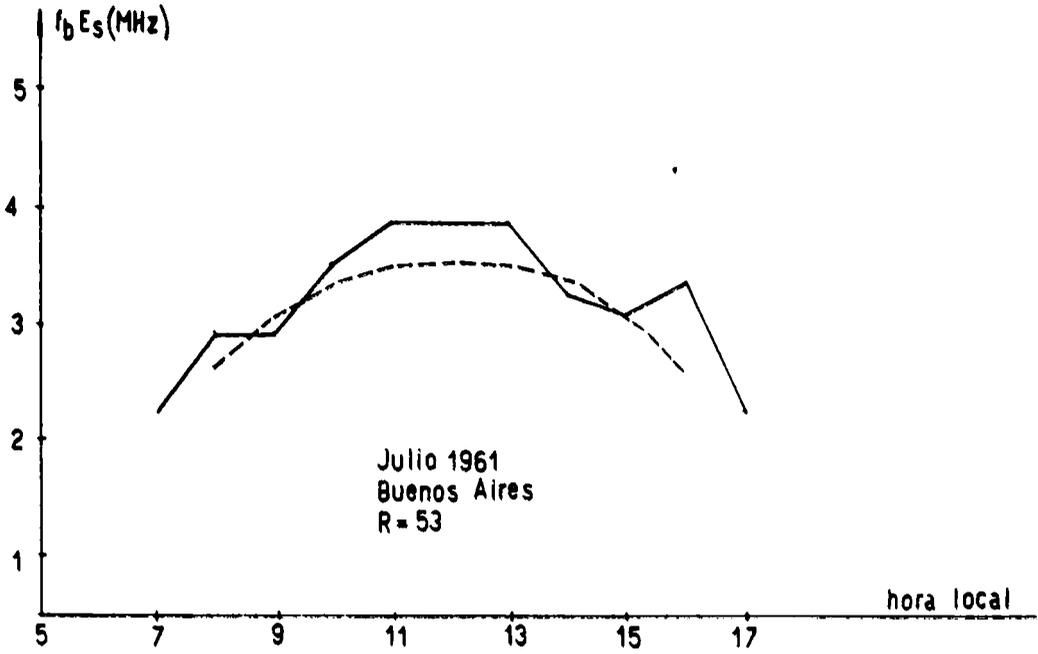


Figura 2: ——— Mediana horaria observada de $f_b E_s$.
 - - - - - Valor teórico calculado de $f_b E_s$.

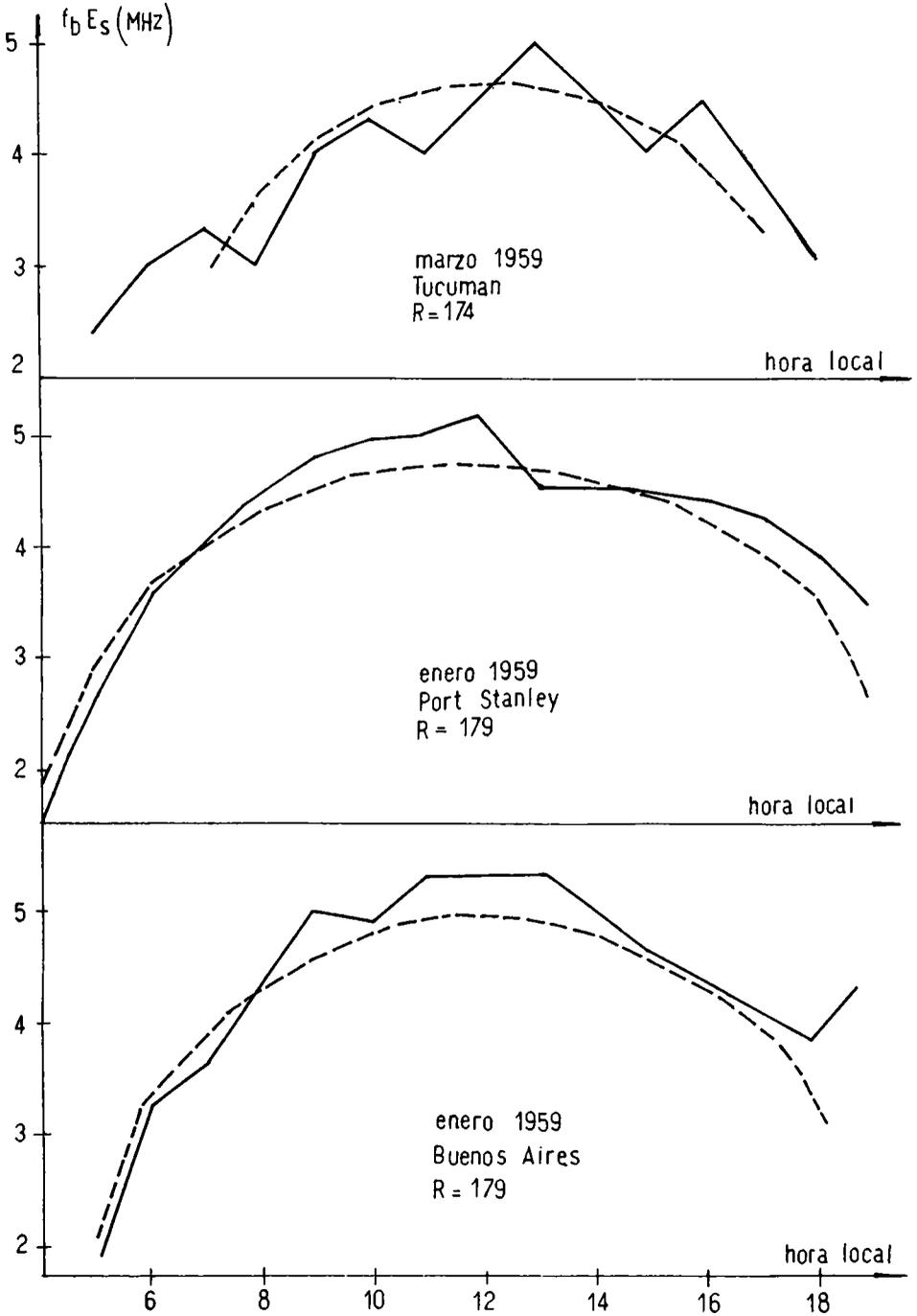


Figura 3: — Mediana horaria observada de $f_b E_s$.
 - - - Valor teórico calculado de $f_b E_s$.

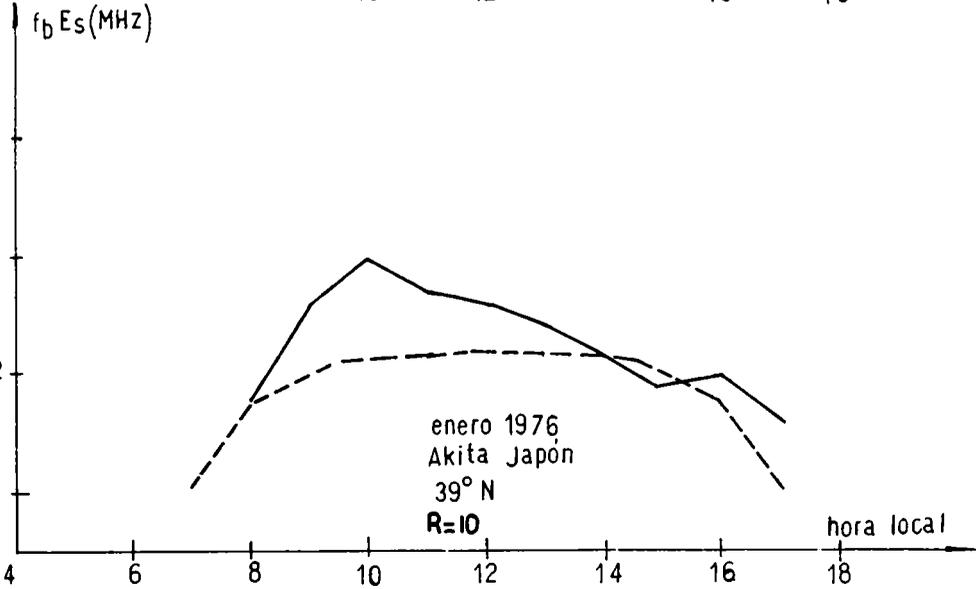
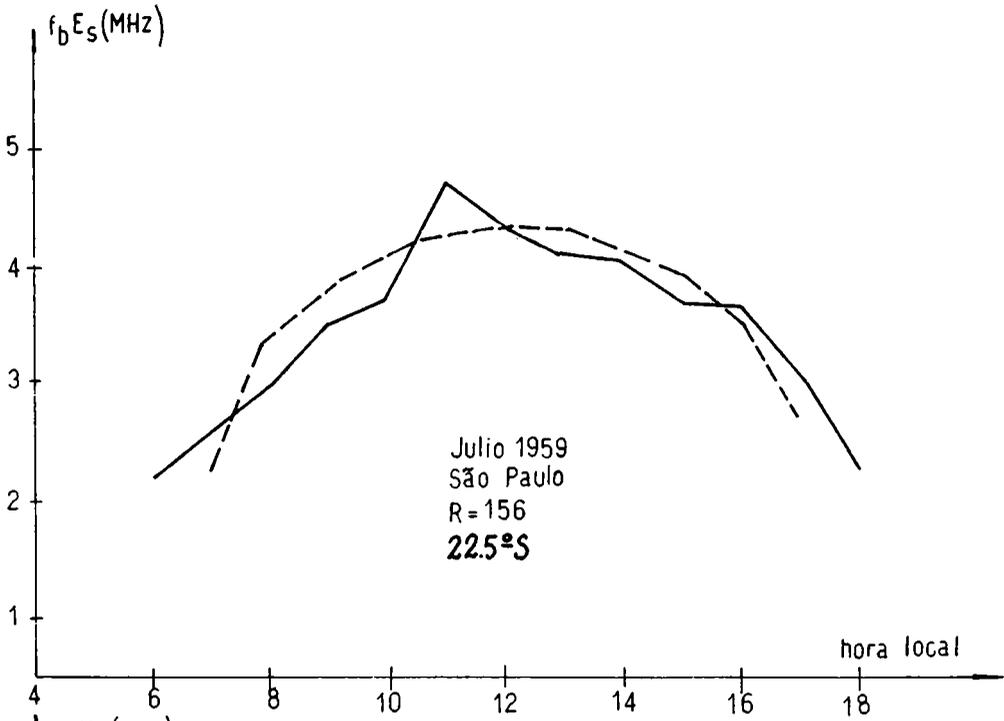
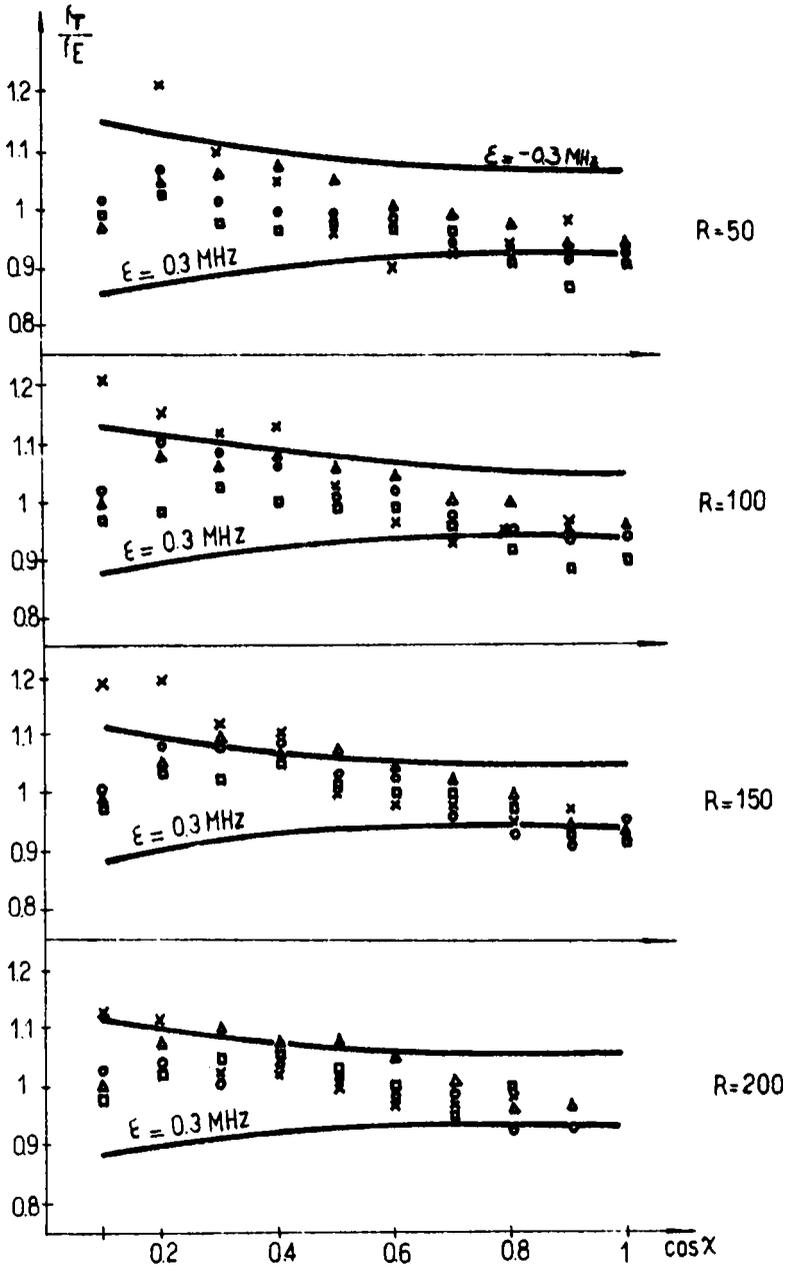


Figura 4: — Mediana horaria observada de $f_b E_s$.
 - - - Valor teórico calculado de $f_b E_s$.



REFERENCIAS

- △ SAN PABLO ○ BUENOS AIRES
- TUCUMAN × PTO. STANLEY

Figura 5: $f_T = f_b E_s$ teórica; $f_E = f_b E_s$ medida.

DISCUSION

a) Dependencia con el Ciclo Solar

Se ha establecido que $f_b E_s$ depende del número de manchas solares (R) en forma logarítmica. Esta característica, si bien no da lugar a saturación, muestra una tendencia hacia esa condición en el caso de un alto número de manchas; efecto razonable si se tiene en cuenta que el mecanismo de producción es intercambio de carga con los componentes mayoritarios de la región E.

La representación de $f_o E (R) - f_b E_s (R)$ con el factor latitudinal como parámetro (A), muestra que en baja actividad solar (menor de $R = 25$), no debieran aparecer capas E Esporádicas del tipo apantallante, como se ve en la Figura 6.

b) Dependencia con el Angulo Cenital Solar

La dependencia con $\cos x$ es compleja y abarca dos términos. En uno de ellos en forma directa y en el otro en forma indirecta, como elemento generador de las mareas ionosféricas. En este punto sólo se discutirá el término $(\cos x) 0.25$. Este término es idéntico al término correspondiente a la predicción de la ionización de la capa E normal.

Esta similitud no es extraña, ya que si se acepta que las capas E_s son gobernadas por la capa E en cuanto a su ionización, es lógico pensar que en valores medios, la ionización E_s varíe en forma similar a la capa E durante el día.

c) Dependencia Latitudinal

El término de dependencia latitudinal, si bien es el más complejo de del punto de vista analítico, es el que menos influye en las magnitudes numéricas ya que permanece muy próximo a uno para cualquier latitud y ángulo cenital solar.

Este término tiene en cuenta los efectos provocados por el sistemas de mareas ionosféricas (que como se observa no es muy pronunciado) sobre la ionización ambiental de la región E, aunque importante debido a que siendo frecuencias relativamente bajas, diferencias del orden de 0.3 MHz son apreciables.

La función $\Omega (x)$ es una primera aproximación calculada experimentalmente, calculando para cada $\cos x$ fijo y R fijo, a que latitud se encuentra el máximo de ionización. Los valores hallados para distintos valores de R son diferentes (se calculó para $R = 50, 100, 150$ y 200).

Las diferencias observadas en Ω no son sustanciales, en todos los casos se observó el mismo patrón de comportamiento. Las diferencias aparecen en la magnitud del efecto e indican que en épocas de mayor actividad solar, el desplazamiento es mayor y más rápido. Este tema en particular sería tratado en otro trabajo posterior. A los fines de este trabajo es suficientemente preciso utilizar la aproximación mostrada en la Figura 7.

El significado físico de la función Ω es que su valor para un determinado $\cos x$, representa la latitud de máxima ionización. La existencia de una latitud preferencial, que cambia al cambiar $\cos x$ puede suponerse debido al sistema de mareas ionosféricas.

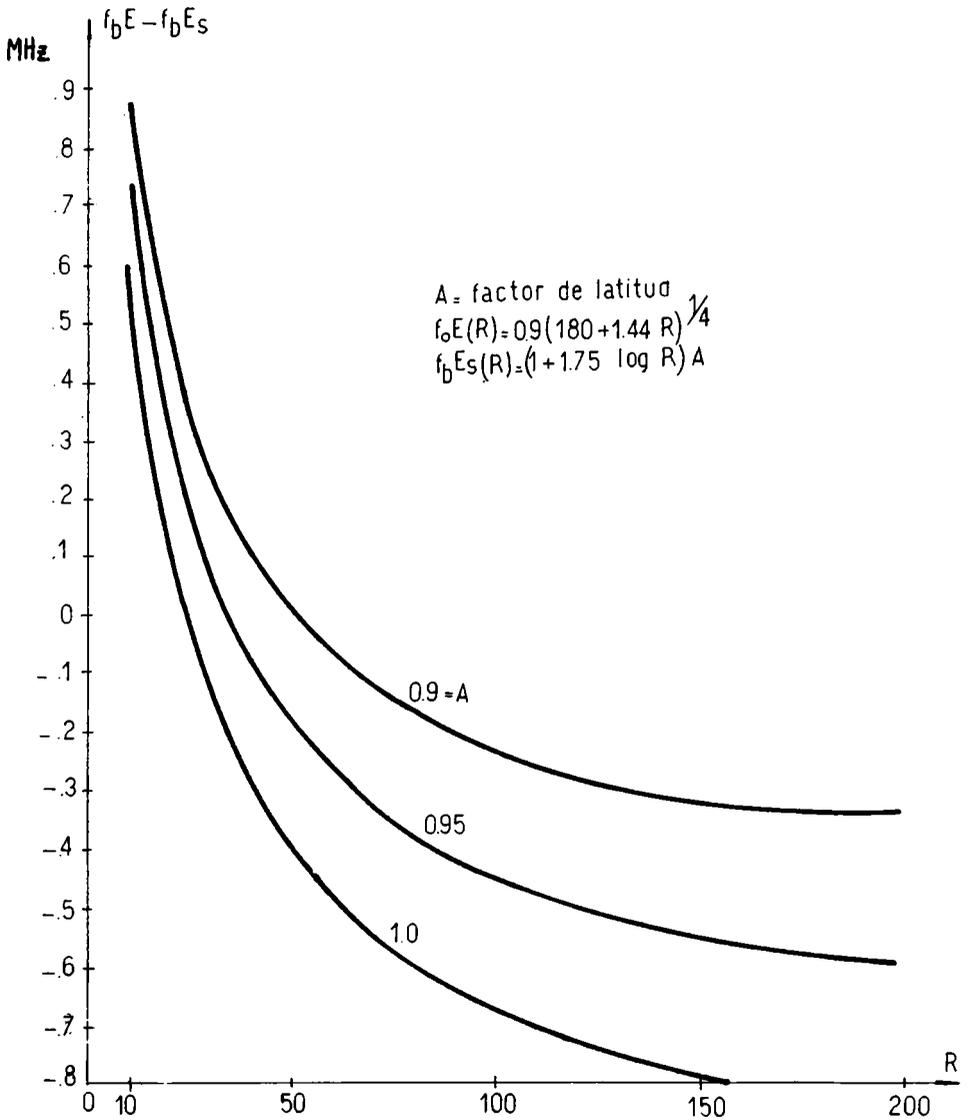


Figura 6: $f_0 E(R) - f_b E_s(R)$ en función de R, para distintas latitudes. (A: parámetro de latitud).

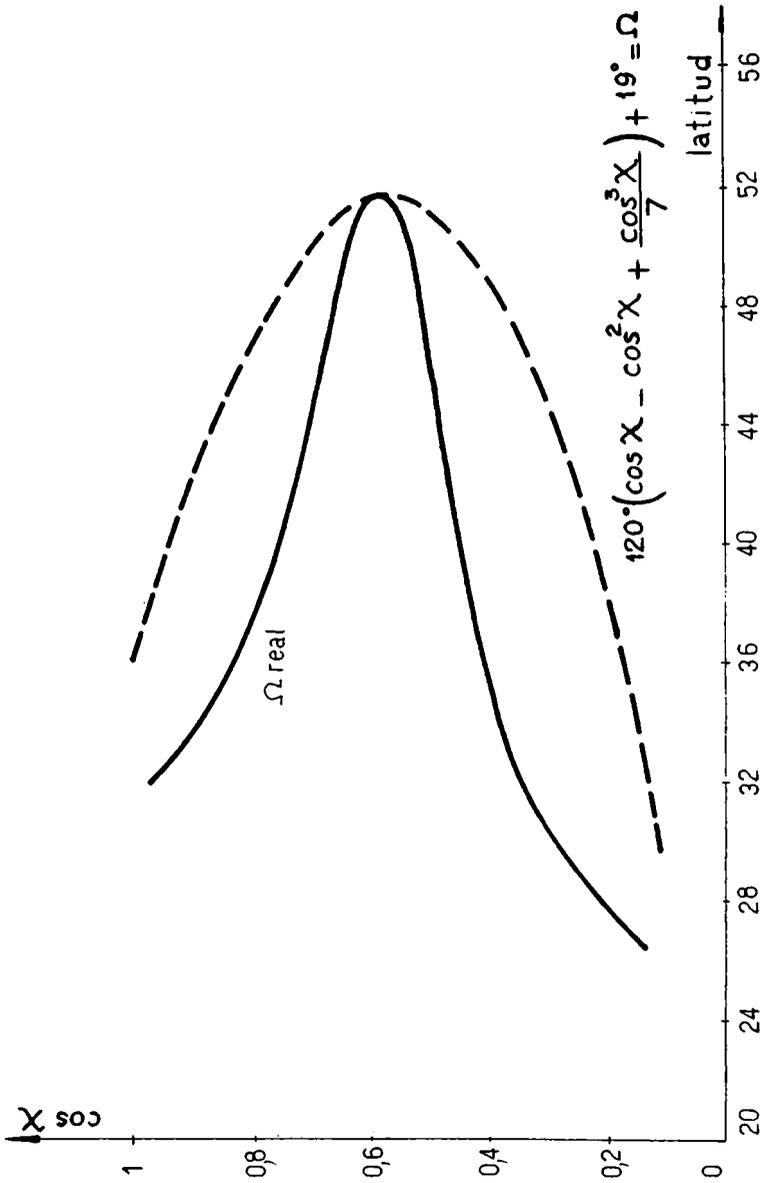


Figura 7: Comparación de la curva teórica adoptada para Ω (---) con el resultado experimental (—).

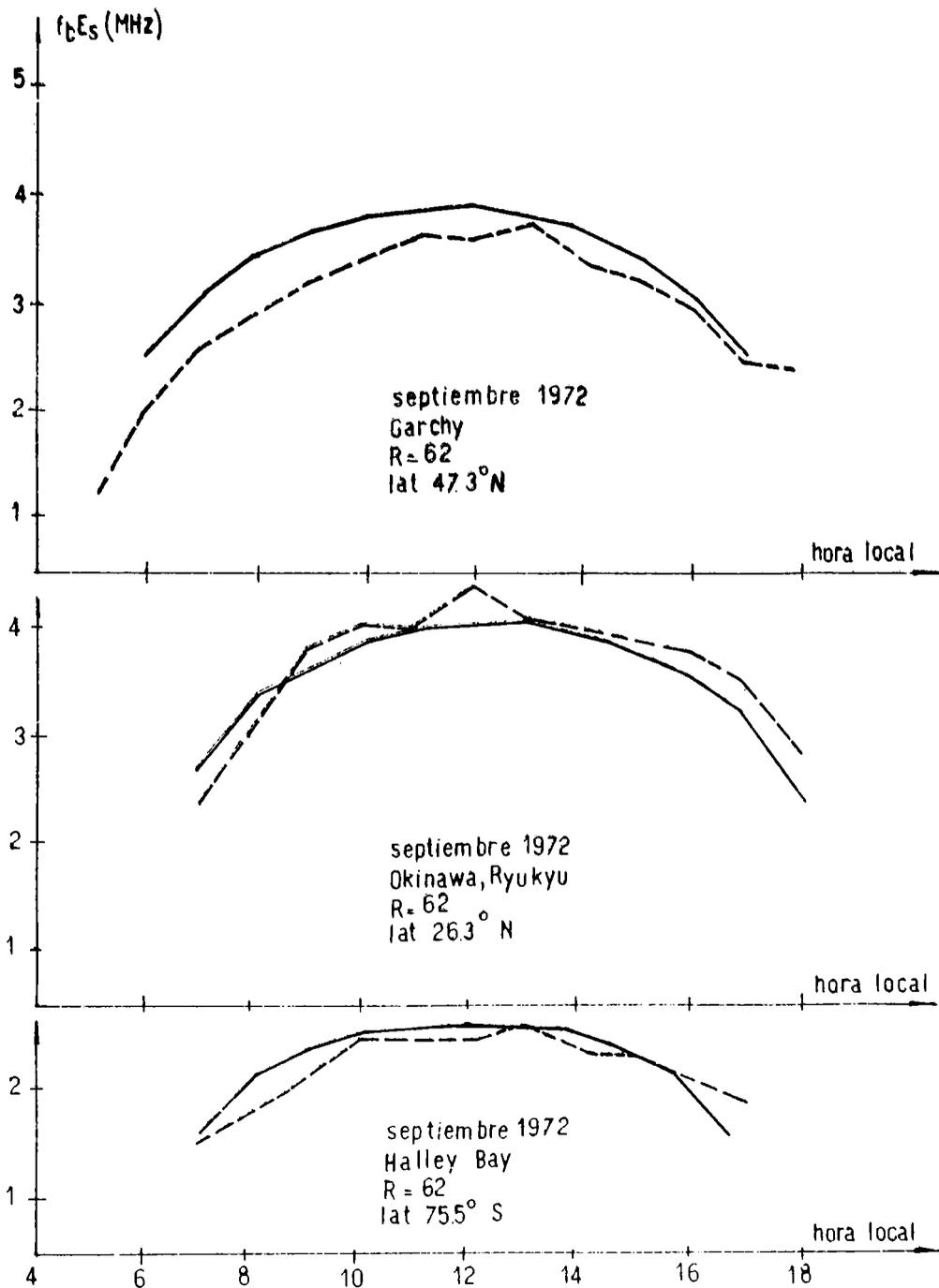


Figura 8a: — Valor teórico calculado de $f_b E_s$.
 - - - Mediana horaria observada de $f_b E_s$.

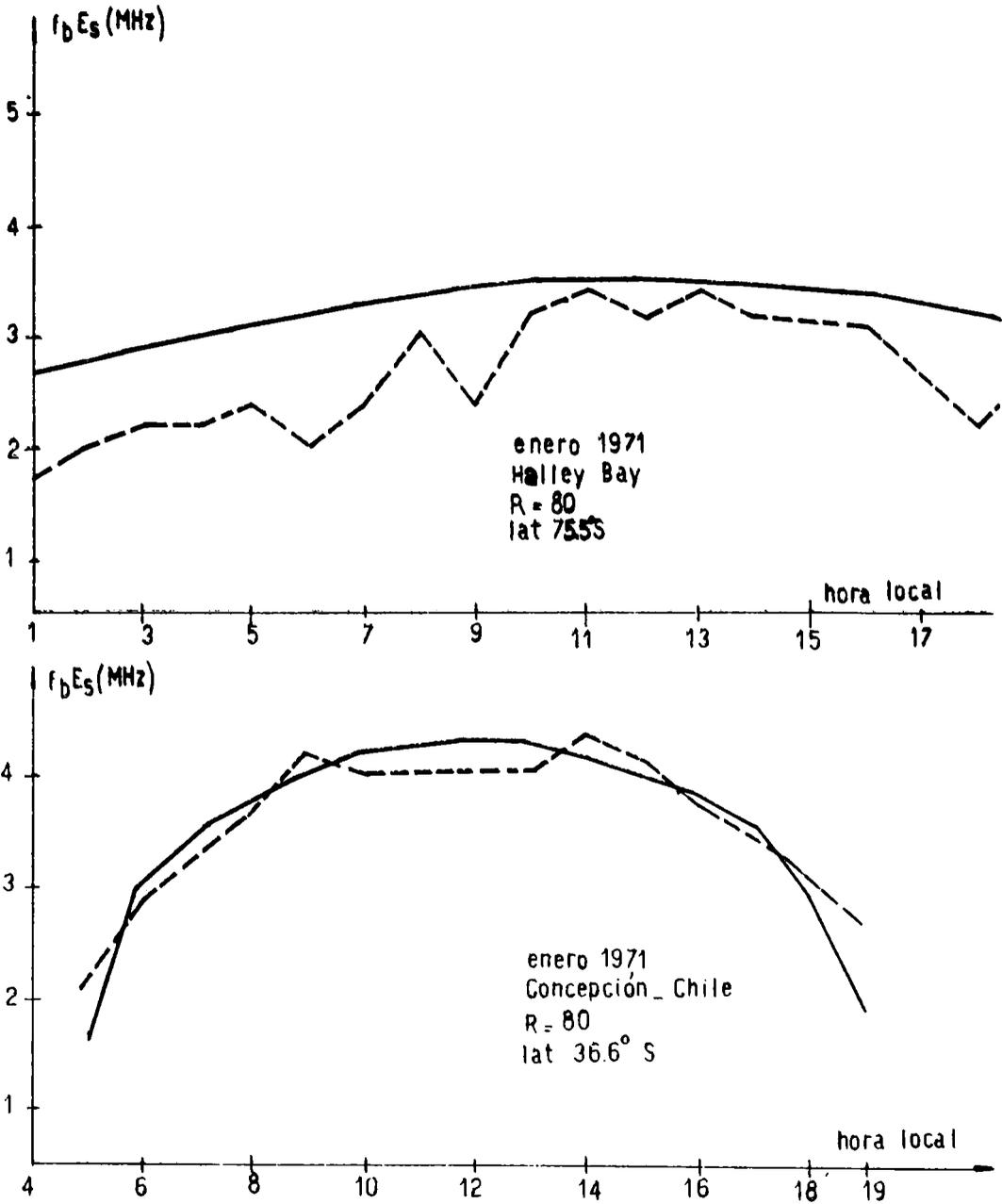


Figura 8b: — Valor teórico calculado de $f_b E_s$.
 - - - Mediana horaria observada de $f_b E_s$.
 Nótese el mal resultado para Halley Bay (alta latitud).

Según se observa en la Figura 7, dicha marea ionosférica debe poseer un período semidiurno, con velocidades hacia el polo durante la primera mitad de la mañana y hacia el ecuador en la segunda mitad, invirtiendo el proceso a la tarde. Este modo de oscilación corresponde al modo (2,4) de mareas ionosféricas, que se ha identificado claramente utilizando otras técnicas (J.V. Evans 1976).

RESULTADOS

Este método de predicción no tiene en cuenta la dependencia longitudinal de la dinámica ionosférica. Debido a que el modo de marea ionosférica que posiblemente gobierne el aspecto longitudinal sea el mismo, el término longitudinal debiera ser semejante al latitudinal.

Las pruebas efectuadas con estaciones no pertenecientes a la red utilizada: Figuras 8a y 8b; demuestran la validez de esta afirmación ya que las diferencias son muy pequeñas.

La predicción de la mediana mensual horaria de $f_b E_s$ utilizando este método está dentro de límites razonables de precisión, pero no se puede afirmar lo mismo de la predicción diaria, ya que debido a condiciones meteorológicas de la región E, las condiciones pueden variar apreciablemente en corto tiempo; variaciones que no están previstas en este trabajo.

Otra limitación del método es que no es apto para predecir valores de ionización de capas E_s en los sectores ecuatorial y polar, estando sólo restringido a la banda de latitudes medias.

CONCLUSIONES

El método expuesto permite calcular los valores horarios de $f_b E_s$ en latitudes medias con un error menor del 10%, para valores de $\cos x$ entre 0.1 y 0.99.

Dicho cálculo utiliza como parámetros la latitud geográfica, el número de manchas solares (R) y el valor de $\cos x$ correspondiente a la hora en la que se desea efectuar el cálculo.

BIBLIOGRAFIA

- NARCISI, R.S. 1968: *Processes associated with metal-ion layers in the E region of the ionosphere*. Space Res. Vol. 8, pp. 360-369.
- SMITH, L.G., MECHTLY E.A. 1972: *Rocket observations of Sporadic-E layers*. Radio Science Vol. 7, pp. 367-376.
- FERGUSON, E.E., 1972: *Atmospheric metal-ion Chemistry*. Radio Science Vol. 7, pp. 397-402.
- EVANS, J.V., 1976: *Int. Symp. Solar Terr. Phys. Boulder Colo. The dynamics of the ionosphere and upper atmosphere*.

CALCULO DE COEFICIENTES DE TURBIEDAD ATMOSFERICA*

MARIA VICTORIA CARRILHO

Servicio Meteorológico Nacional

Se ha desarrollado un programa computacional en FORTRAN IV para procesar los datos de intensidad de radiación solar directa obtenidos con pirheliómetro de Linke, calcular la aeromasa y los distintos coeficientes de turbiedad atmosférica.

Se describen sintéticamente el método de medición y los fundamentos en que se basa el programa.

It has been developed a computational programme in FORTRAN IV to compute direct solar radiation data obtained with a Linke pirheliometre, the airmass and different atmospheric turbidity coefficients. It is briefly explained the method to measure the solar radiation intensity and the programme foundations.

* Este trabajo es parte del estudio de la tendencia y variación de los coeficientes de turbiedad atmosférica y su relación con parámetros meteorológicos que se desarrolla en la División Contaminación del Aire del Instituto de Física de la Atmósfera (Servicio Meteorológico Nacional)

I. INTRODUCCION

I.1 Radiación Solar y su Atenuación en la Atmósfera

La intensidad de la radiación solar que incide en el tope de la atmósfera puede ser calculada en función de la época del año mediante la siguiente ecuación

$$I(R) = I_0 \frac{1}{1,004 + 0,0334 \cdot \sin \left(\frac{\text{día} - \text{Abril } 4}{365,25} \cdot 360 \right)} = \frac{I_0}{S} \quad (1)$$

donde I_0 es la intensidad interceptada por la Tierra a distancia media del Sol y R el radio de la órbita. De acuerdo a lo establecido por la Escala Internacional de 1956 el valor de I_0 es 1.98 ly.

Al atravesar la atmósfera, la radiación es atenuada por distintos procesos. De acuerdo a la ley de Beer la intensidad transmitida por la atmósfera a distancia media Tierra - Sol es

$$I(\nu) = S^{-1} I_0(\nu) \exp(-m \tau(\nu)) \quad (2)$$

donde τ es el coeficiente de atenuación específico y m la aeromasa. Para una atmósfera homogénea se puede deducir de consideraciones geométricas que $m = \text{sen}^{-1} \theta$ donde θ es la altura del Sol. Si consideramos la esfericidad de la atmósfera y sus propiedades refractantes la dependencia de la aeromasa con la altura del Sol es mucho más complicada y puede ser evaluada mediante una ecuación desarrollada por Kasten (Fröhlich, C. 1976a).

$$m = \frac{1}{\text{sen } \theta + 0,15 (\theta + 3,885)^{-1,253}} \quad (3)$$

donde θ debe expresarse en grados sexagesimales.

La diferencia entre esta expresión y $\text{sen}^{-1} \theta$ es menor que el 1% para elevaciones mayores que 18° .

La altura del Sol puede calcularse a partir de la ecuación (4) conociendo la declinación del Sol, la latitud del lugar y el tiempo verdadero en que se efectúa la observación

$$\text{sen } \theta = \text{sen } \phi \cdot \text{sen } \delta + \text{cos } \phi \cdot \text{cos } \delta \cdot \text{cos } t \quad (4)$$

ϕ es la latitud del lugar, δ es la declinación del sol, que está dada por

$$\delta = 23,45 \text{ sen} \left(\frac{360 (284 + n)}{365} \right) \quad (\delta \text{ en grados}) \quad (5)$$

donde n es el número de día contado a partir del 1 de enero, t es el ángulo horario dado por

$$t = t' + ET + \frac{\text{Long } t' - \text{Long del lugar}}{15} - 12 \quad (6)$$

donde t' es la hora oficial y ET la ecuación del tiempo.

1.2 Procesos de Atenuación de la Radiación en la Atmósfera

En la atmósfera la radiación solar es atenuada fundamentalmente por procesos de difusión y absorción selectiva. Entre ellos podemos distinguir la difusión molecular, la absorción selectiva por distintos gases atmosféricos, vapor de agua y agua líquida y la difusión por partículas del aerosol atmosférico.

De acuerdo a la teoría de Rayleigh sobre difusión molecular y considerando que el ozono es el único gas atmosférico que presenta fuertes bandas de absorción en la región ultravioleta y visible la intensidad transmitida en esta región del espectro será

$$I = \int I(\nu) d\nu = \left\{ I_0 \frac{P}{S} \exp \left[- \left(\frac{P}{P_0} \tau_R(\nu) + \tau_o(\nu) + \tau_A(\nu) \right) m \right] \right\} d\nu \quad (8)$$

donde τ_R , τ_o y τ_A son los coeficientes de atenuación por difusión molecular, por absorción por ozono y difusión por aerosoles respectivamente. La difusión por aerosoles se denomina en general turbiedad. Se han definido varios índices para medir la turbiedad atmosférica. Entre ellos podemos citar

- El factor de turbiedad de Linke T que se define como el número de atmósferas limpias y secas que producirían la misma atenuación de la radiación total incidente que la atmósfera real, es decir

$$I = S^{-1} I_0 \exp(-T \tau_R(m)m) \quad (9)$$

- El coeficiente de turbiedad de Ångström β que se define como el coeficiente de atenuación para la longitud de onda de μ , o sea

$$\tau_A(\nu) = \beta \nu^{-\alpha} \quad (\nu \text{ en } \mu) \quad (10)$$

El parámetro α depende de la distribución de tamaños de las partículas que constituyen el aerosol atmosférico. α tiende a 4 para un aerosol de partículas muy pequeñas (difusión molecular) y a cero para un aerosol constituido fundamentalmente por partículas grandes. El valor promedio de α para el aerosol continental es 1.3.

1.3 Medición de la Turbiedad Atmosférica

1.3.1 Mediciones Pirheliométricas

La medición de la intensidad de la radiación solar directa incidente en superficie se realiza generalmente utilizando un pirheliómetro de Linke o un solfotómetro de Volz.

Como uno de los objetivos del programa desarrollado es el procesamiento de datos pirheliométricos obtenidos con el instrumento mencionado en primer término, sólo se hará referencia a éste, remitiendo al lector interesado en detalles y funcionamiento del solfotómetro a Frölich, C., 1976b y Annals of the International Geophysical Year.

El pirheliómetro de Linke es básicamente una termopila y posee tres filtros de corte Schott y uno de cuarzo los que permiten medir la intensi-

dad de la radiación en distintos intervalos del espectro solar.

La Figura 1 muestra las curvas de transmitancia de los distintos filtros de corte. Mediante estos filtros y la intensidad total incidente se determina la intensidad en los siguientes intervalos espectrales

$$\nu \leq 0.530 \mu$$

$$\nu \leq 0.630 \mu$$

$$0.630 \leq \nu \leq 0.700 \mu$$

Debido a que la transmitancia de los filtros no es del 100%, las intensidades medidas deben multiplicarse por el factor de corrección correspondiente a cada filtro.

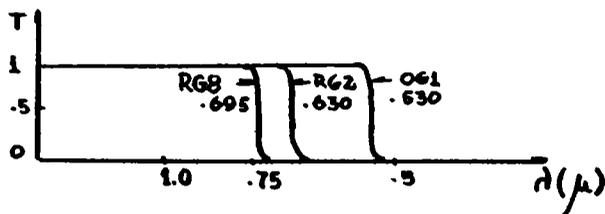


Figura 1: Transmitancia de los filtros de corte Schott

1.3.2 Cálculo del Factor de Turbiedad de Linke

De acuerdo a la ecuación (9)

$$T = \ln\left(\frac{I_0}{S \cdot I}\right) P(m') \quad (11)$$

donde $I_0 = 1.98 \text{ cal min}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, $m' = \frac{P}{P_0} m$ es la aeromasa corregida y

$$P(m') = \left[\tau_R(m') \cdot m' \right]^{-1}$$

$P(m')$ puede ser evaluado en base a los cálculos realizados por Feussner y Dubois de $\tau_R(m')$. (Annals of the International Geophysical Year).

1.3.3 Determinación de los Coeficientes α y β Ångström

Ambos coeficientes se calculan midiendo la atenuación de la radiación solar en los intervalos de la región ultravioleta mencionados en la Sec. I. 3.1

α y β pueden evaluarse aplicando la ecuación (9) a los intervalos $\nu \leq 5300 \text{ Å}$ y $6300 \text{ Å} \leq \nu \leq 7000 \text{ Å}$ ó a los intervalos $\nu \leq 6300 \text{ Å}$ y $6300 \text{ Å} \leq \nu \leq 7000 \text{ Å}$ obteniéndose las siguientes expresiones

$$\alpha = \frac{\ln \frac{E_1}{E_2}}{\ln \frac{\nu_2}{\nu_1}} \quad \beta = E_1 \nu_1^{-\alpha} = E_2 \nu_2^{-\alpha} \quad (12)$$

$$E_i = \frac{\ln \frac{I_0 \Delta i}{S I \Delta i}}{m} - \left(\frac{P}{P} \bar{\tau}_R(m') + \bar{\tau}_0(m) \right) \quad i = 1, 2 \quad (13)$$

Con los índices 1 y 2 se han indicado los intervalos que constituyen a cada uno de los pares de intervalos espectrales mencionados. En consecuencia es necesario conocer:

i) La intensidad de la radiación incidente $I_0 \Delta i$ en el tope de la atmósfera para cada intervalo. Los valores de $I_0 \Delta i$ de acuerdo a la distribución de la radiación extraterrestre dada por Johnson es la siguiente

$\nu \leq 0.530$	0.558 ly
$\nu \leq 0.630$	0.828 ly
$0.630 \leq \nu \leq 0.700$	0.150 ly

ii) Los coeficientes de atenuación medios $\bar{\tau}_R$ y $\bar{\tau}_0$ y la longitud de onda efectiva para cada intervalo.

En el manual N° 299 de la Organización Meteorológica Mundial se hallan graficados en función de la aeromasa los coeficientes de atenuación medios en base 10, y en función de éstos la longitud de onda media efectiva; también se encuentra allí la información dada en i).

II. PROGRAMA COMPUTACIONAL EN FORTRAN IV PARA EL PROCESAMIENTO DE DATOS PIRHELIOMETRICOS Y CALCULO DE LOS COEFICIENTES DE TURBIEDAD

El programa desarrollado tiene fundamentalmente cuatro objetivos

- i) El cálculo de la intensidad total incidente e intensidad transmitida por cada uno de los filtros del pirheliómetro de Linke.
- ii) El cálculo de la aeromasa.
- iii) El cálculo del factor de turbiedad.
- iv) El cálculo de los coeficientes α y β de Angström.

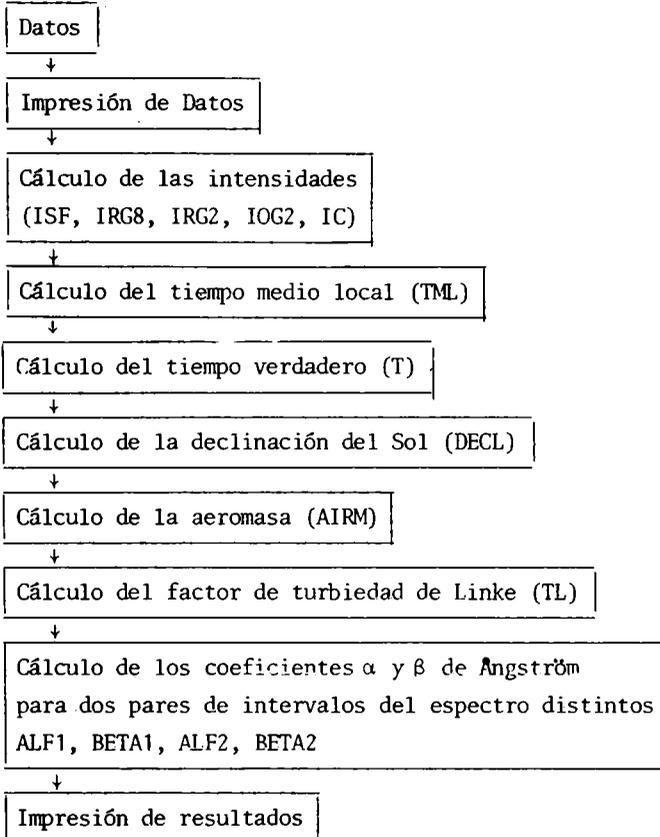
II.1 Entrada

En la siguiente tabla se resumen los datos necesarios para calcular los parámetros mencionados y el nombre con que se los ha designado en el programa

OBJETIVO	DATO	NOMBRE CON QUE SE LO HA DESIGNADO EN EL PROGRAMA
Cálculo de intensidades reducidas a distancia media Tierra - Sol	Constante del aparato Factor de filtro correspondiente al OG1, RG2, RG8 Temperatura Corrimiento del cero del instrumento Las cuatro mediciones de intensidad total Las dos mediciones de intensidad con cada uno de los filtros	CAP FFOG1, FFRG2, FFRG8 TEMP DELT ISF1, ISF2, ISF3, ISF4 IRG81, IRG82, IRG21, IRG22, IOG11, IOG12, IC1, IC2
Cálculo de la Aeromasa	Sen (Latitud) del lugar de observación Cos (Latitud) del lugar de observación Longitud del lugar de observación Ecuación del tiempo (6) Día, mes y año Hora de observación (en horas y min.)	SLAT CLAT LONG ET D, M, A H, M
Cálculo del factor de Turbiedad	P (m) de la ec. (11)	P
Cálculo de los Coeficientes de Angström	Coeficiente de atenuación por difusión molecular y absorción por Ozono para intervalo $v \leq 0.530 \mu$ y $v \leq 0.630 \mu$ $0.630 \leq v \leq 0.700 \mu$ Longitud de onda media efectiva para los intervalos $v \leq 0.530 \mu$, $v \leq 0.630 \mu$, $0.630 \leq v \leq 0.700 \mu$ Intensidad que llega al tope de la atmósfera $v \leq 0.530 \mu$, $v \leq 0.630 \mu$, $0.630 \leq v \leq 0.700 \mu$ Presión atmosférica	T1 T2 T5 LAMDA LAMDS IO (1) IO (2) IO (5) PR
Información adicional	Número de mediciones Número de elementos de los arreglos lineales T1 y T2 Número de elementos del arreglo lineal LAMDA Número de código de la estación de observación	N NT NL NES

II.2 Desarrollo del Programa

El diagrama de flujo puede esquematizarse de la siguiente forma:



Las intensidades han sido reducidas a distancia media Tierra - Sol y debido a que la sensibilidad del pirheliómetro varía con la temperatura se ha aplicado una corrección que tiene en cuenta esta variación y que está dada por el siguiente factor

$$F_{TEMP} = 1 + 0.002 (T - 20)$$

donde T es la temperatura en grados centígrados. Esta corrección se indica en el certificado de calibración del pirheliómetro.

La declinación del Sol, el tiempo verdadero y la aeromasa se han calculado en base a las ec. (5), (6), y (3) respectivamente.

El factor de turbiedad de Linke y los coeficientes de Angström se han evaluado de acuerdo a las expresiones (11) y (12). Los coeficientes de atenuación que forman parte de los datos de entrada se tomaron de cada una de las referencias que se indican en la Tabla II.

El factor de turbiedad se calcula si

$$0.5 \leq \text{aeromasa corregida} \leq 10$$

y los coeficientes de Ångström si

$$1 \leq \text{aeromasa corregida} \leq 9$$

debido a que se dispone del valor de los coeficientes de atenuación sólo en esos rangos. La imposibilidad de calcularlos ya sea porque el valor de la aeromasa corregida no pertenece a los intervalos mencionados o porque el argumento de las expresiones logarítmicas de la ec. (12) sea negativo o nulo se indica con

$$TL = 0 \quad , \quad \alpha = 111.11 \quad , \quad \beta = 111.11$$

Se evalúa además el error correspondiente a cada uno de los parámetros calculados.

II.3 Salida

En la salida se registran los datos correspondientes al lugar y momento en que se ha efectuado la medición, el valor de la intensidad total y de la transmitida por cada uno de los filtros de corte, el valor del factor de turbiedad, de los coeficientes de Ångström y sus respectivos errores.

El listado del programa se encuentra a disposición del lector en la División Contaminación del Aire del Instituto de Física de la Atmósfera, Av. de los Constituyentes 3454, Buenos Aires.

B I B L I O G R A F I A

- FRÖLICH, C., 1976a: *The Solar Radiation in the Atmosphere and the Determination of the Turbidity*; WMO Training Seminar on Background Air Pollution Monitoring, Bs.As., 3-7.5.1976 Doc.1
- FRÖLICH, C., 1976b: *The Solar Radiation in the Atmosphere and the Determination of the Turbidity*; WMO Training Seminar on Background Air Pollution Monitoring, Bs.As., 3-7.5.1976 Doc.2.
- ANNALS OF THE INTERNATIONAL GEOPHYSICAL YEAR; Pergamon - Par VI pp. 402-405
- WMO OPERATIONS MANUAL FOR SAMPLING AND ANALYSIS TECHNIQUES FOR CHEMICAL CONSTITUENTS IN AIR AND PRECIPITATION - No 299- Part I pp. 2-12.
- SUPLEMENTO AL ALMANAQUE NAUTICO Y AERONAUTICO - Armada Argentina Servicio de Hidrografía Naval pp. VII-VIII.
- INSTITUTO DE FISICA DE LA ATMOSFERA, Av. de los Constituyentes 3454, Buenos Aires.

APORTE GRAVIMETRICO EN EL MODELADO REGIONAL DEL GOLFO DE MEXICO

ALBERTO H. COMINGUEZ, JOSE H. SANDOVAL y LUIS DEL CASTILLO G

Universidad Nacional Autónoma de México

Se presenta un análisis global de la información gravimétrica que se tiene en el Golfo de México. Para ello se hace uso de programas de computadora a base de procesos conocidos como Filtrado de Datos y de Modelado Geológico en dos y tres dimensiones.

A través de los filtros digitales bidimensionales se han interpretado rasgos regionales en la zona. Se evalúan dos grandes centros de atracción gravitatoria: uno en la parte profunda del Golfo, considerado como un levantamiento del basamento en el espacio desalojado por la plataforma de Yucatán hace aproximadamente 160 millones de años (Jurásico) y otro un poco más profundo, localizado entre las actuales Penínsulas de Yucatán y La Florida, que presumiblemente cerró la cuenca del Golfo en la misma época.

Se localizan estratégicamente dos secciones verticales que parten de las costas de México en Yucatán y Punta Jerez con rumbos N31°W y N75°45'E respectivamente. Estos perfiles contienen una buena densidad de información gravimétrica y sísmológica recolectada en programas multi-disciplinarios de investigaciones marinas. Dicha información se procesó para cuantificar una serie de estratos representativos del núcleo del Golfo de México; la comparación entre el campo gravitatorio del modelado con el campo observado y reducido permite visualizar las diferentes capas que lo constituyen desde el fondo marino hasta una profundidad de 40 Km, sobre las que descansa la gran masa de agua salada. Finalmente, se proporciona un panorama regional del manto localizado a 19 Km de profundidad y de los estratos superiores, como el marco de referencia obligado para estudios de prospección de detalle en áreas específicas de rendimiento económico.

A general analysis of the available gravimetric information of the Gulf of Mexico is presented. Use is made of computing programs based on known processes such as data filtering and geologic modeling in two and three dimensions.

Through digital bi-dimensional filters, regional characteristics of the zone have been interpreted. Two large centers of gravitational attraction are evaluated: one in the deep part of the gulf, that is considered to

be a basement uplift in the area vacated by the Yucatán platform some 160 million years ago (Jurassic), and another somewhat deeper, between the Yucatán and La Florida peninsulas of today, that closed, presumably the Gulf's basin at the same time.

Two cross sections are strategically located, starting in the Mexican coast in Yucatán and Punta Jerez with azimuth $N31^{\circ}W$ and $N75^{\circ}45'E$, respectively. These profiles contain a good density of gravimetric and seismological information, collected in multi-disciplinary programs of marine research. Such information was processed to evaluate a series of layers representative of the Gulf of Mexico's nucleus; comparison between the model's gravitational field and the observed and corrected one leads to the determination of the different layers that make it, from the marine bottom up to a 40 Km depth, over which the large mass of salty water rests. Finally, a regional picture is presented of the layer localized at 19 Km of depth and of the overlying strata, as the necessary reference frame for detailed prospective studies in specific areas of economic yield.

APLICACION DE FILTROS Y ANALISIS PRELIMINAR

En la Figura 1 se observa la configuración del campo gravimétrico en el área del Golfo de México. La interpretación mostrada en dicha figura fue obtenida integrando la información de los múltiples levantamientos geofísicos marinos del Decenio Internacional de Exploración Oceanográfica (I.D.O.E.), en el que participa el personal del Departamento de Exploración Geofísica del Instituto de Geofísica de la Universidad Nacional Autónoma de México. Los datos arriba mencionados fueron posteriormente muestreados sobre una retícula regular con estaciones cada 12.8 km. El objeto de la digitalización fue transformar el campo original por medio de filtros lineales bidimensionales que diesen configuraciones más reveladoras del "basamento" y su posible comportamiento modelador del Golfo a través de su evolución.

La Figura 2 muestra la salida de computadora correspondiente a la aplicación de un filtro de Prolongación Analítica del Campo una estación hacia arriba: 12.8 km (Comínguez y Del Castillo, 1973). Esta altura es adecuada para evaluar la distribución de las grandes masas que constituyen el núcleo del Golfo. Los efectos de contrastes de densidad pequeños y superficiales tienden a desaparecer, cediendo paso a la influencia del campo producido por dos grandes cuerpos que son fuertes centros de atracción. Los autores han considerado las hipótesis que proponen la retirada de la Plataforma de Yucatán desde el interior del Golfo (Freeland y Dietz, 1971; Moore y Del Castillo, 1974), propiciando una posterior compensación isostática con un cuerpo emergente, ayudada por la deriva de Norte América (10° - 30° NW: Tanner, 1965). A partir de entonces, Triásico Tardío - Jurásico, se han estado acumulando sedimentos en el Golfo.

La anomalía correspondiente al cuerpo de la izquierda ocuparía la antigua posición de la Plataforma de Yucatán, al final del Paleozoico, cuando aún constituía parte de Pangaea.

El cuerpo de la derecha, en opinión de los autores, de alguna manera llegó a ser una estructura alta (positiva o casi-positiva) que cerró la abertura del actual Golfo de México, donde se precipitó sal en épocas de aridez. Esa compuerta presumiblemente se formó por la descompensación isostática creada por el retiro de la porción NW de Sur-América en el Jurásico (Sandoval, 1975).

MODELO REGIONAL CUANTITATIVO

Se ubicaron dos líneas sobre regiones del Golfo de México (Plano gravimétrico, Figura 1) donde se localizó mayor densidad de información.

Se contempló como factor de compromiso la elección de direcciones a lo largo de las cuales el perfil de la anomalía gravimétrica mostrase variaciones elocuentes, y tal que esas secciones quedasen incluidas dentro de franjas que contuviesen un gran número de pruebas sismológicas, seleccionadas de los trabajos reportados por Antoine y Ewing (1963); Houtz, Ewing y Le Pichon (1968); Hales, Hellsley y Nation (1970); Antoine y Gilmore (1970); Antoine y Pyle (1970).

Para la confección del modelo los autores tuvieron en cuenta la correlación entre la velocidad de transmisión de onda P y la densidad del medio presentada por Woollard (1969).

Así se partió de un modelo preliminar y a través de un programa de

computadora digital que desarrolla el algoritmo de Talwani (Talwani, M., et al., 1959), para calcular el campo gravimétrico vertical correspondiente a cuerpos bidimensionales, se diseñaron perfiles que se fueron modificando hasta lograr un ajuste aceptable entre el campo observado y el campo teórico de las secciones.

SECCION VERTICAL N 31°W

La Figura 3 ilustra la interpretación definitiva de la línea Progreso Galveston. El manto de la sección localiza su cima a una profundidad del orden de 20 km respecto al nivel del mar, sumergiéndose en ambas costas hasta 30 km aproximadamente; este manto se encuentra coronado por un espesor de 3 km de roca de tipo basáltico; sobreyaciendo a esta roca solidificada está la masa de roca, probablemente metamórfica, identificada como el cuerpo No. 6 en la sección correspondiente. La secuencia continua hasta la superficie con clásicos sedimentarios cada vez menos compactados y de menor densidad.

Dentro de este panorama, las raíces continentales a ambos lados del Modelo se manifiestan a través de los cuerpos Nos. 10 y 11 consistentes probablemente en roca de tipo granítico. En lo concerniente al cuerpo No. 10 se puede observar su forma de cuña que podría constituir el basamento cóncavo (flanco NW) del llamado Geosinclinal Costero del Golfo (Dunbar, 1972), cuyos detalles interiores se han observado solamente con información de origen sísmológico (Antoine y Ewing, 1963; Hales, Hellsley y Nation, 1970), pero que en este caso no se manifestarían a través de estratos caracterizados por contrastes de densidad notables, los cuales estarían todos incluidos en la masa del cuerpo No. 5.

Referente a esta última idea, debe notarse que en la relación densidad velocidad de la onda compresional estimada por Woollard (1969), la densidad del cuerpo No. 5, de 2.65 gr/cm^3 , corresponde a un amplio espectro de velocidades que pueden caracterizar a un amplio grupo de estratos desde el punto de vista sedimentológico. Así quedaría poco identificable el geosinclinal como un conjunto de estratos de diferentes densidades.

El cuerpo No. 9 se identifica como un manto salino del orden de 2 km de espesor, localizado bajo la región Sigsbee y que sobreyace a la roca metamórfica (cuerpo No. 6), esta región salina yace al SE del alto del manto (y alto gravimétrico) y estaría asimismo conectada con la Cuenca Salina del Istmo, según Moore y Del Castillo (1974). Sobre el manto salino es casi segura la existencia de deformaciones salinas, pero se ha exceptuado la interpretación del diapirismo salino subsuperficial en las zonas de Sigsbee y del Geosinclinal Costero del Golfo debido al carácter regional del presente estudio.

A ambos lados de la cuenca profunda del Golfo y al pie de ambos taludes continentales (Escarpes de Sigsbee y de Campeche) se observan hundimientos sedimentarios que afectan a los cuerpos Nos. 3 y 4. Los autores piensan que este efecto se pudo haber producido como consecuencia de la carga de detritos sedimentarios y de la existencia de esfuerzos de tensión. Estos esfuerzos estarían justificados por el efecto de asentamiento del Golfo, respecto a las costas, revelado por el análisis isostático del modelo.

En cuanto al hundimiento ubicado al N, al pie del Escarpe de Sigsbee, la estructura coincide con lo que parece ser el resultado del hundimiento de un antiguo delta del sistema de ríos de Texas-Louisiana, que aparece en

el mapa fisiográfico submarino de Bergantino (1971); este rasgo puede generalizarse en forma continua al pie de los taludes continentales del E de México, y al pie del escarpe NW de la Plataforma de Yucatán, apoyado por un efecto de tensión orientada radialmente alrededor del centro profundo del Golfo.

SECCION N 75°45' E, EXTREMO PUNTA JEREZ

La existencia de la paleopenínsula de Tamaulipas puede correlacionarse con el hecho de que el espesor de corteza que identifica el modelo no muestra en forma definitiva un borde continental tipo, es decir, no presenta en la actualidad un acunamiento característico normal de borde de placa continental (véase Figura 4).

El modelo exhibe una distribución amplia de densidades relativamente pequeñas, un gran espesor ligero en proceso de elevación a partir del Mesozoico quedando expuesto a la acción de desgaste erosivo. El extremo SW corresponde a la presencia de un gran paleoanticlinal que, como apoyan otros autores (Alvarez, 1965, López Ramos, 1974), funcionó como un antepaís durante el Mesozoico al formar parte del orógeno mexicano (plataforma de Coahuila-Plataforma Burro Picachos - Península de Tamaulipas).

La antigua Plataforma de Tamaulipas se extiende desde las sierras de San Carlos y Cruillas al N hasta cerca de Misantla al S (Alvarez, 1965). Esta plataforma estuvo sujeta a los efectos isostáticos en el Pre-Triásico y recibió los últimos efectos de tensión en el S, de la Orogenia Palizada (Triásico Superior), así estableció su influencia posterior controlando los procesos sedimentarios del Mesozoico hacia el Golfo de México una vez que éste se abrió. El movimiento epeirogénico de la Península de Tamaulipas continuó evolucionando durante la creación del Golfo de México porque aún no se había llegado al equilibrio isostático completo; esto es ambos evolucionarán simultáneamente.

Esto se observa en el modelo al no haber en el sector comentado cambios laterales de densidad en forma drástica, pero a su vez esto no excluye la existencia de cambios litológicos. O sea, que la evolución simultánea de esta región orientándose hacia un equilibrio isostático es uno de los factores que le dan forma a la estructura y homogeneidad a las densidades. Esta homogeneidad y continuidad de densidades se propició en una época de esfuerzos tensionales en condiciones de tendencia hacia el equilibrio isostático y en un corto intervalo de tiempo (unos 20 millones de años) donde los procesos intrusivos desde el Manto, con metamorfismo, compactación y cristalización, equilibraron y compensaron la continuidad de masas rocosas de la misma densidad aunque de variadas litologías laterales. Por lo que en la distribución horizontal debida a la influencia de la tendencia al equilibrio isostático se controlaron y definieron los procesos de metamorfismo diferente (compactación y recristalización) y depósito que tuvieron como resultado una homogeneidad horizontal regional de la densidad sin implicar desde luego una homogeneidad litológica, (Figura 4).

En otro aspecto de esta misma región, los parámetros 2.55 - 2.65 gr/cm³ de densidad representan la complejidad litológica, es decir, con la relación densidad-velocidad de onda P (Woollard, 1969), se observa que pueden presentarse cambios laterales radicales de velocidad correspondientes a la variada litología, sin manifestar cambios de densidad sensibles.

Todo este proceso de conformación consistente en fracturación, intru-

sión y metamorfización simultánea con la deposición es el justificativo de la continuidad lateral de la densidad en esta porción del modelo.

La caída relativamente rápida del campo gravimétrico a los 350 km de la costa de Punta Jerez corresponde o se correlaciona con la morfología de la base de la corteza y sedimentos de origen continental que se adelgazan bajo la región que delimita al Escarpe de Sigsbee. Es un reflejo de tipo i sostático que relaciona la caída del Manto con la caída del Talud Continental.

SECCION N 75°45' E, EXTREMO LA FLORIDA

La existencia de la Plataforma de la Florida es anterior a la formación del Golfo de México al contener rocas paleozoicas (Dunbar, 1972). Su posición no ha variado en forma drástica respecto a la Placa Americana y consiste en una masa de poca inercia que ha sido halada por el continente (Escudo Canadiense) en su movimiento se deriva hacia el N. Además se considera que forma parte de la Placa Americana al no haber trincheras en su derredor. Este bloque cortical de la Plataforma de la Florida está caracterizado por densidades relativamente bajas; este hecho justifica la poca inercia a través de largos períodos de tiempo y se supone que de esta manera ha acompañado al Escudo Canadiense y su posición relativa respecto a éste no ha cambiado.

Salvo que no apareciesen fuerzas de origen tectónico en el pasado geológico que fueran visibles en la actual estructura, el modelo no refleja en toda su extensión, excluyendo fallamientos por asentamiento, cambios laterales drásticos de densidad; esto podría implicar que no hubo fuerzas actuantes que produjesen cambios abruptos en poco tiempo en la tectónica del Golfo. La tectónica fue actuante, pero a largo plazo; no existen fallas transformes, ni trincheras, solamente se presenta evolución para compensar el peso con migración del material de continente y marino hacia el seno del Golfo.

El panorama de la sección de la Figura 4 se completa con dos levantamientos estructurales del emplazamiento del Manto Superior en la abertura del Golfo de México en el Jurásico; desde luego con su expresión presumiblemente tipo ofiolítica representada sugerentemente por los cuerpos N°6 y 7 con densidades de 2.80 a 2.95 gr/cm³. El primero de los dos altos estructurales se cuantifica a lo largo de la sección vertical en la porción oeste del cruce con la sección Progreso Galveston (Figura 3). El manto ($\rho_8 = 3.40$ gr/cm³) localiza un máximo a los 19.0 Km bajo el nivel del mar, por lo que debe aclararse que esta profundidad según el corte vertical, pasa por el flanco sur de la cima del anticlinal del Manto (Figura 1). En el otro extremo, el alto estructural que corta la sección debajo del pie del talud continental de la Florida, es decir, el cierre se localiza a una profundidad similar de 19.0 km.

Continuando el ascenso estratigráfico se presentan los cuerpos 5, 4, 3 y 2 como sedimentos que van aminorando su compactación y por ende, su densidad, a medida que se acercan hacia el nivel del mar.

Como detalle estructural se advierte un manto salino, el cuerpo No. 9, al cual se le asignó una densidad de 2.00 gr/cm³ ubicado en la cima del complejo ultranáfico y metamórfico (cuerpo No. 6). Al NE del cruce de las secciones, se confirma la presunción de que la región de lechos salinos del Istmo de Tehuantepec se extiende hacia el NE y queda intersectada por

la sección (N 75°45' E, Punta - Jerez - Florida); los autores piensan que este manto es una continuación del cuerpo salino presentado en la Figura 3, correspondiente a la sección vertical N 31°W.

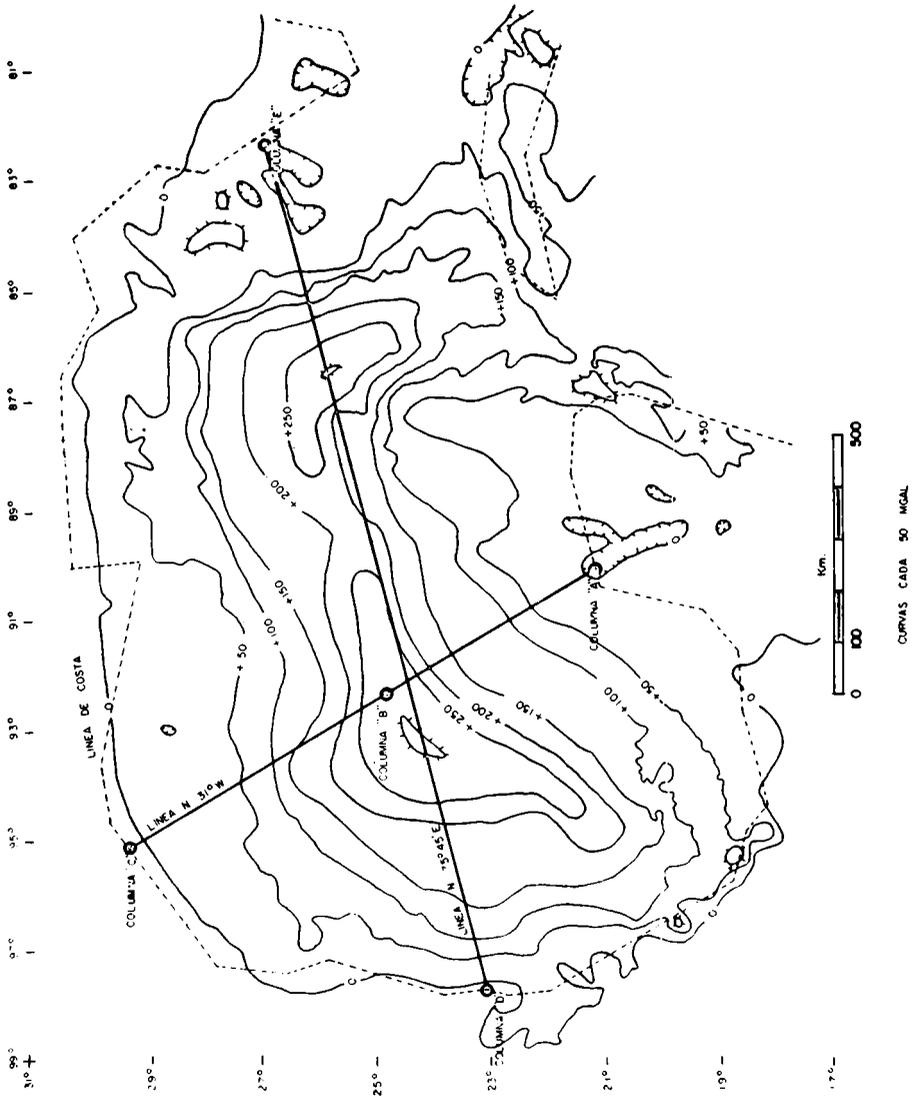


Figura 1: Plano gravimétrico y de localización en el área del Golfo de México (Obtenido de COMINGUEZ, SANDOVAL y DEL CASTILLO, 1975).

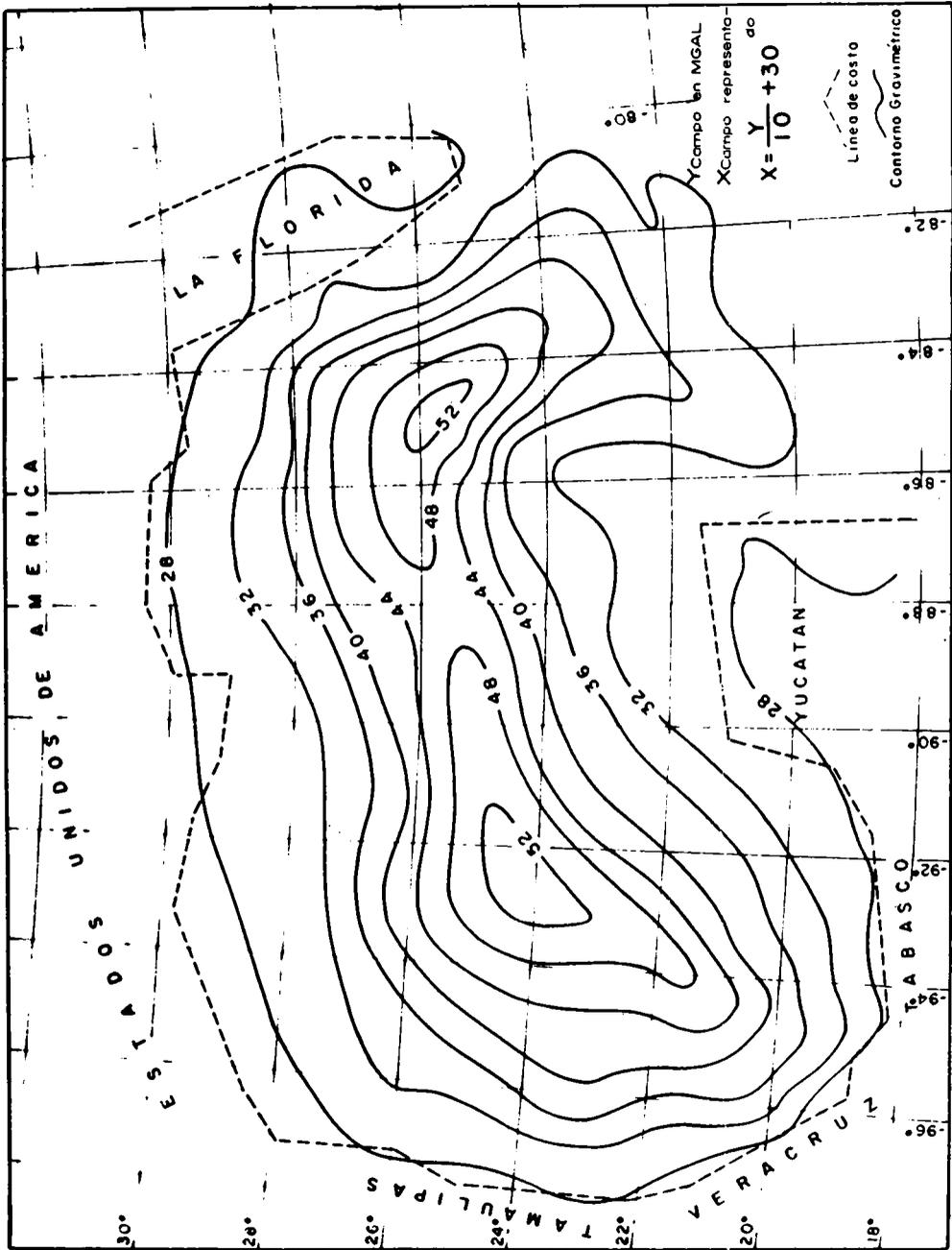


Figura 2: Configuración de la prolongación analítica del campo gravimétrico, hacia arriba 12.8 km en el Golfo de México.

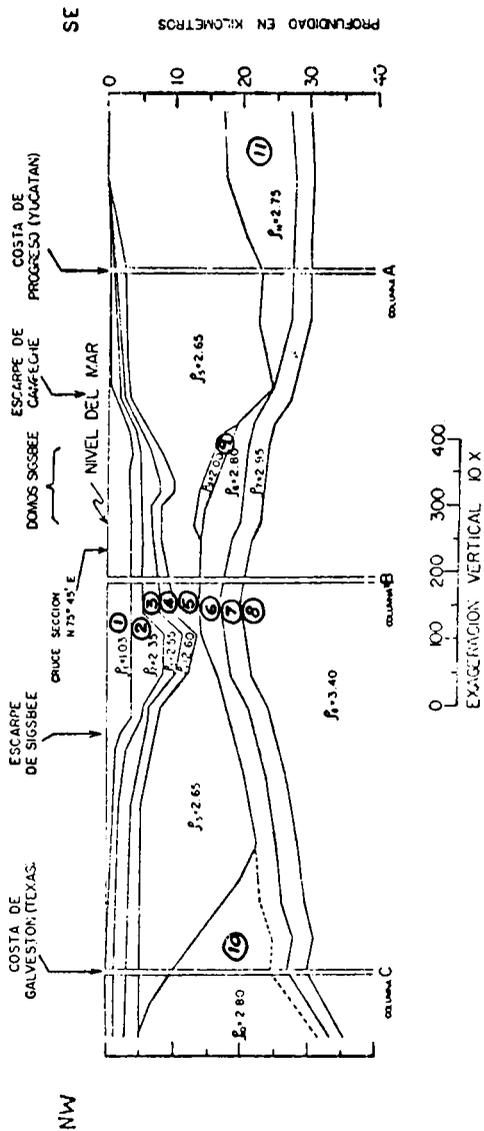
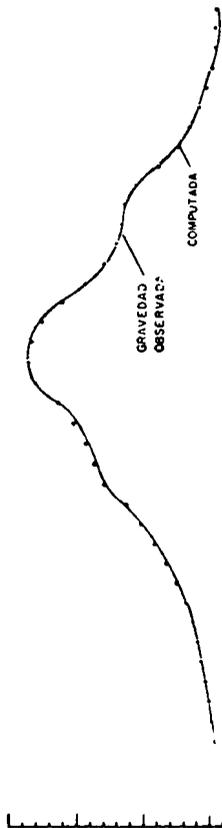
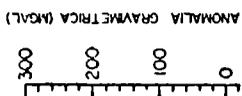


Figura 3

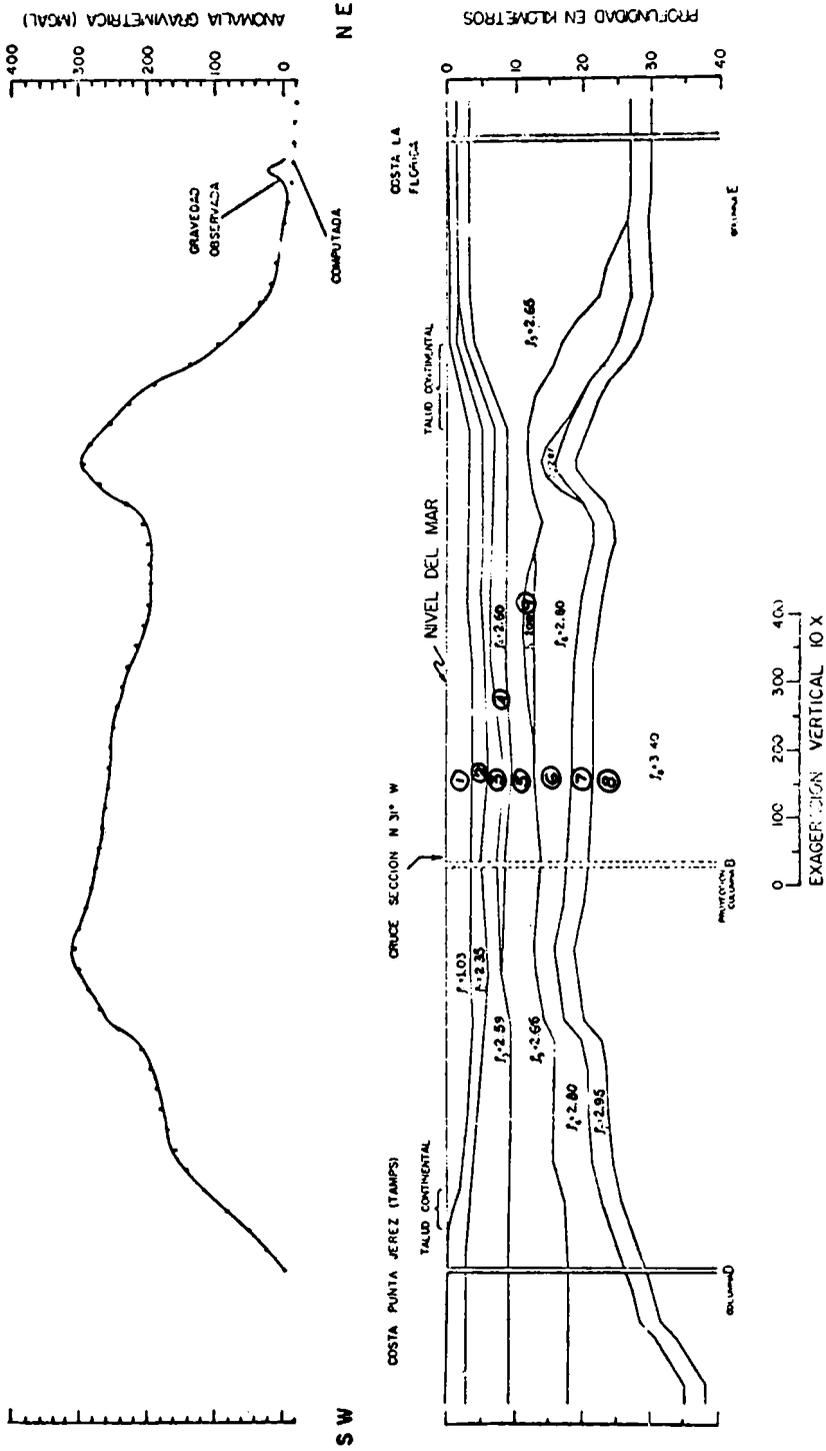


Figura 4

B I B L I O G R A F I A

- ALVAREZ, 1965. *Geología, Paleogeografía y Tectónica de México*. Edición Escolar. Facultad de Ingeniería, U.N.A.M.
- ANTOINE, J., y EWING, J., 1963, *Seismic Refraction Measurements on the Margins of the Gulf of Mexico: Jour. Geophys. Research*, Vol. 68, pp. 1975-1976.
- ANTOINE, J.W., y GILMORE, J.C., 1970, *Geology of the Gulf of Mexico: Ocean Industry*, May, pp. 34-38.
- ANTOINE, J.W., y PYLE, T.E., 1970, *Crustal Studies in the Gulf of Mexico: Tectonophysics*, Vol. 10, pp. 477-494.
- BERGANTINO, R.N., 1971, *Submarine Regional Geomorphology of the Gulf of Mexico: Geol. Soc. Am. Bull.*, Vol. 82, pp. 741-752.
- COMINGUEZ, A. H., y DEL CASTILLO, L., 1973, *Análisis de información magnetométrica y gravimétrica correspondiente a la zona ubicada en el norte del Golfo de California. Resultados preliminares: Boletín de la Asociación Mexicana de Geofísicos de Exploración*, Vol. XIV, n.3, pp. 68-91.
- DUNBAR, C.O., 1972, *Geología Histórica: Cia. Edit. Continental, S.A., México*.
- EWING, M., y ANTOINE, J., 1965, *New seismic data concerning sediments and diapiric structures in Sigsbee and Upper Continental Slope, Gulf of Mexico: Am. Assoc. Pet. Geol.*, Vol. 50, n.3, pp. 479-504.
- FREELAND, G.L. y DIETZ, R.S., 1971, *Plate Tectonic Evolution of Caribbean-Gulf of Mexico Region: Nature*, Vol. 232, pp. 20-23.
- HALES, A.L., HELSLEY, C.E. y NATION, B.J., 1970, *P Travel Times for an Oceanic Path: Jour. Geophys. Research*, Vol. 75, n.35, pp. 7362-7381.
- HOUTZ, R., EWING, J. y LE PICHON, X., 1968, *Velocity of Deep Sea Sediments from Sonobuoy Data: Jour. Geophys. Research*, Vol. 73, n.8, pp. 2615-2641.
- LOPEZ RAMOS, 1972, *Estudio del Basamento Igneo y Metamórfico de las zonas Norte y Poza Rica. Bol. Asoc. Geol. Pet.V. XXIV, Nos. 7-9, Julio - Septiembre*, pp. 266-323.
- MOORE, G.M. y DEL CASTILLO, L., 1974, *Tectonic Evolution of the Southern Gulf of Mexico: Geol. Soc. of Am. Bull.*, Vol. 85, pp. 607-618.
- SANDOVAL, J.H., 1975, *Anomalías Geofísicas y su Relación con la Tectónica de la Porción Sur del Golfo de México: Tesis Maestría en Ciencias, Facultad de Ciencias, Universidad Nacional Autónoma de México, México*.
- TALWANI, M., WORZEL, J.L., y LANDISMAN, M., 1959, *Rapid Gravity Computations for Two-Dimensional bodies with applications to Mendocino fracture zone: Jour. Geophys. Research*, Vol. 64, n.1 pp. 49-59.
- TANNER, W.F., 1965, *The origin of the Gulf of Mexico: Gulf Coast Assoc. of Geol. Socs. Trans.*, Vol. 15, pp. 41-44.
- WOOLARD, G.P., 1969, *Regional variations in gravity. In the earth's Crust and upper mantle: Ed. Pembroke J. Hart., Amer. Geophys. Un. Monograph* 13.
- WORZEL, J.L., y SHURBET, G.L., 1955, *Gravity Interpretations from standard oceanic and continental crustal sections, Crust of Earth: Geol. Soc. America Special Paper* 62, pp. 87-100.

**VARIACION DE LAS DISTRIBUCIONES ESPECTRALES
DE ATMOSFERICOS EN FUNCION DEL UMBRAL
DE RECEPCION Y DEL TIEMPO**

FALCOZ, H. y HOFMANN, C. A.

Departamento de Electricidad Atmosférica
Observatorio Nacional de Física Cósmica de San Miguel
Comisión Nacional de Estudios Geo-Heliofísicos

La distribución estadística de las amplitudes espectrales de los atmosféricos puede ser considerada en el lugar de origen, como una logarítmico normal con suficiente aproximación. Por su parte, en una estación receptora, distante de la fuente, aquella distribución se verá modificada en mayor o menor medida por el camino de propagación, parámetros ionosféricos y terrestres y condiciones de recepción de las señales.

En el presente trabajo analizamos la variación de los valores medios de las distribuciones espectrales en función del umbral de recepción de los equipos y del tiempo.

The statistic distribution of atmospheric spectral amplitudes can be considered, in the original spot, as a normal logarithmic with sufficient approximation. At the same time, in a receiver station distant from the source, the above mentioned distribution will suffer modification in higher or lower scale depending on way of propagation, ionospheric and terrestrial parameters and reception conditions of the signals.

In this investigation work we analyze the variations of the average power of the spectral distributions regarding the reception threshold of the equipments and time.

INTRODUCCION

El equipamiento técnico desarrollado por el Heinrich-Hertz-Institut, Berlín Charlottenburg, permite realizar el estudio de las ondas electromagnéticas, en el rango inferior de muy baja frecuencia (VLF), generadas en descargas eléctricas de la atmósfera (atmosféricas) pudiendo determinar con los mismos, la dirección de arribo de la señal y determinados parámetros espectrales.

Los resultados obtenidos por T. Yamaguchi y M. Nagatani (1968) y por J. Frisius, G. Heydt y W. Harth (1970) muestran que esos parámetros, cuando las señales provienen de un mismo centro de actividad, presentan una definida distribución estadística. En particular, las amplitudes espectrales en cada frecuencia fija se distribuyen aproximadamente siguiendo una ley logarítmico normal.

Bajo esta hipótesis, la expresión matemática de la función frecuencia es definida como sigue:

$$W(g) = \begin{cases} \frac{1}{(2\pi)^{1/2} \sigma_g (g - a_g)} \exp \left(- \frac{1}{2 \sigma_g^2} (\ln (g - a_g) - m_g)^2 \right) & \text{si } g > a_g \\ 0 & \text{si } g < a_g \end{cases} \quad (1)$$

Aquí la variable g representa la amplitud espectral monocromática. Las cantidades m_g y σ_g , que definen completamente la distribución, son el valor medio y la desviación standard, respectivamente, de $\ln (g - a_g)$. El factor $(g - a_g)$ en el denominador aparece a causa de que tomamos g como variable independiente y no a $\ln (g - a_g)$. Por su parte, a_g es una constante elegida de tal modo que la variable $\ln (g - a_g)$ se distribuya normalmente. Nosotros tomaremos $a_g = 0$, lo cual significa suponer que en el origen de las señales puedan existir amplitudes tan bajas como se quiera.

El modo de operar del analizador de atmosféricos, ha sido descrito por H. Volland (1967); (1968); G. Heydt, J. Frisius y H. Volland (1967); J. Frisius y G. Heydt (1968). Lo importante, a nuestros propósitos, es que solo se registra un pulso si la amplitud en 5 KHz está comprendida entre un nivel superior y otro inferior. Este condicionamiento modifica obviamente las distribuciones medidas en otras frecuencias respecto de aquella, la distribución marginal en la fuente de atmosféricos. Esa modificación será tanto más notable cuanto más estrecha lo sea la ventana de recepción.

LAS AMPLITUDES Y DISTRIBUCIONES ESPECTRALES

La componente vertical del campo eléctrico de un atmosférico medido a una distancia ρ de su origen y según el ángulo azimutal ϕ , puede ser expresada por la integral de Fourier, H. Volland (1968)

$$E(\rho, \phi, t) = \int_{-\infty}^{\infty} b(\rho, \phi, \omega) g(\omega) \exp i(\omega t + \Psi(\rho, \phi, \omega) + \theta(\omega)) d\omega \quad (2)$$

donde:

t : tiempo

ω : frecuencia angular

$b(\rho, \phi, \omega) \exp i \Psi(\rho, \phi, \omega)$: función de transmisión de la guía ionósfera-tierra.

$g(\omega) \exp i\theta(\omega)$: componente radiativa de la función espectral en el origen.

El analizador de atmosféricos en muy baja frecuencia (VLFAA) mide un valor de tensión U proporcional a la amplitud de la componente de Fourier.

$$U = Ab(\rho, \phi, \omega) g(\omega) \tag{3}$$

Del número total N_0 de pulsos generados en la fuente sólo un número N_g excederá un cierto umbral S tal que:

$$S \leq U = A b g \tag{4}$$

$$N_g \approx N_0 \int_{S/Ab}^{\infty} W(g, \omega) . dg \tag{5}$$

donde $W(g, \omega)$ es la función probabilidad de la amplitud espectral g, la cual hemos supuesto logarítmico normal.

Debido a la modalidad de la medición es necesario conocer la distribución conjunta entre la frecuencia en cuestión y la de 5 KHz. Con ella, es fácil el paso a aquella de una sola variable y entonces es posible calcular las cantidades que la definen en función del espectro en el origen.

La otra hipótesis que debemos introducir es la de admitir que la distribución conjunta de dos amplitudes espectrales, donde los valores de cada variable se extraen del mismo pulso, es logarítmico normal bidimensional.

En ellas las variables están correlacionadas (forma característica del espectro). Esta situación es contemplada en la expresión matemática por el factor de correlación k

$$W(g_x, g_y, \omega) = \begin{cases} \frac{(1-k^2)^{-1/2} \exp(-1/2 Q(g_x, g_y))}{2\pi\sigma_x\sigma_y (g_x - a_x)(g_y - a_y)} & \text{si } \begin{matrix} g_x \geq a_x \\ g_y \geq a_y \end{matrix} \\ 0 & \text{si no} \end{cases} \tag{6}$$

donde es:

$$Q(g_x, g_y) = \frac{1}{(1-k^2)} \left\{ K_x^2 + K_y^2 - 2k K_x K_y \right\} \tag{7}$$

y es:

$$K_t = \frac{\ln(t-a_t) - m_t}{\sigma_t} \tag{8}$$

Aquí g_x y g_y representan amplitudes espectrales monocromáticas en dos frecuencias, p. ej.

g_x : Amplitud espectral en 5 KHz

g_y : Amplitud espectral en 7 KHz

El factor de correlación debe calcularse experimentalmente. Para esto, una forma es determinar las rectas de regresión de los valores medios (de g_x y g_y), es decir

$$\langle g_x \rangle = \langle g_x \mid g_y = g_{y_0} \rangle$$

$$\langle g_y \rangle = \langle g_y \mid g_x = g_{x_0} \rangle$$

donde el segundo miembro de las igualdades algebraicas es el valor medio de g_x con la condición que g_y y tome el valor fijo " g_{y_0} ", y el valor medio de g_y con la condición que g_x tome el valor fijo " g_{x_0} ", respectivamente.

Las pendientes de estas rectas ($\langle g_x \rangle$ versus g_{y_0} y $\langle g_y \rangle$ versus g_{x_0}) se obtiene en forma gráfica y son

$$\alpha_x = \frac{k \sigma_x}{\sigma_y} \tag{10}$$

$$\alpha_y = \frac{k \sigma_y}{\sigma_x}$$

donde se obtiene el valor de k como:

$$k = \sqrt{\alpha_x \alpha_y} \quad ; \quad -1 \leq k \leq 1 \tag{11}$$

Para que esta determinación sea ágil deben medirse simultáneamente los valores g_x y g_y para cada pulso, es decir obtener la matriz cuadrada de la distribución conjunta con la cual es posible extraer, por cálculo numérico el valor del parámetro correspondiente.

Es importante hacer notar que si bien este factor tendrá un valor del intervalo (-1, +1), físicamente ciertos valores son prohibidos. Es fácil ver que el valor nulo significa que las variables no están correlacionadas, o sea, para un valor fijo en la amplitud de 5 KHz, los pulsos en 7 KHz se distribuirían normalmente alrededor de su valor medio el cual permanecería constante cualquiera sea la amplitud de 5 KHz fijada. Esto último es poco probable físicamente. Análogamente, un valor negativo en el factor de correlación significaría que a mayores amplitudes en una frecuencia se tendría menores y menores amplitudes en la otra frecuencia.

Por último, el valor unitario significa correlación total, es decir, a cada valor en una amplitud de 5 KHz corresponde una y sólo una en 7 KHz. Esto implicaría una restricción muy grande en el mecanismo de producción de los pulsos.

Así es que el factor de correlación sólo puede tomar valores positivos, salvo aquellos extremos (0 y 1).

En la Tabla 1, damos ejemplos de la distribución conjunta entre las variables $20 \log g_x$ y $20 \log g_y$ para varias dispersiones y correlaciones.

TABLA I

Distribuciones conjuntas: $\sigma = 4$ db. y $k = 0,1; 0,5$ y $0,9$

0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.
0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.
0.	0.	0.	0.	1.	2.	3.	2.	0.	0.	0.	0.
0.	0.	0.	2.	15.	53.	68.	32.	5.	0.	0.	0.
0.	0.	1.	15.	131.	420.	488.	207.	32.	2.	0.	0.
0.	0.	2.	53.	420.	1212.	1274.	488.	68.	3.	0.	0.
0.	0.	3.	68.	488.	1274.	1212.	420.	53.	2.	0.	0.
0.	0.	2.	32.	207.	488.	420.	131.	15.	1.	0.	0.
0.	0.	0.	5.	32.	68.	53.	15.	2.	0.	0.	0.
0.	0.	0.	0.	2.	3.	2.	1.	0.	0.	0.	0.
0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.
0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.

0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.
0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.
0.	0.	0.	0.	0.	0.	1.	4.	3.	1.	0.	0.
0.	0.	0.	0.	1.	10.	55.	77.	28.	3.	0.	0.
0.	0.	0.	1.	20.	211.	572.	410.	77.	4.	0.	0.
0.	0.	0.	10.	211.	1115.	1556.	572.	55.	1.	0.	0.
0.	0.	1.	55.	572.	1556.	1115.	211.	10.	0.	0.	0.
0.	0.	4.	77.	410.	572.	211.	20.	1.	0.	0.	0.
0.	0.	3.	28.	77.	55.	10.	1.	0.	0.	0.	0.
0.	0.	1.	3.	4.	1.	0.	0.	0.	0.	0.	0.
0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.
0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.

0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.
0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.
0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	3.	6.	0.	0.
0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	36.	136.	3.	0.	0.
0.	0.	0.	0.	0.	0.	169.	1087.	37.	0.	0.	0.
0.	0.	0.	0.	0.	287.	3064.	172.	0.	0.	0.	0.
0.	0.	0.	0.	172.	3064.	287.	0.	0.	0.	0.	0.
0.	0.	0.	37.	1087.	169.	0.	0.	0.	0.	0.	0.
0.	0.	3.	136.	36.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.
0.	0.	6.	3.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.
0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.
0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.

0.	0.	9.	175.	1295.	3521.	3521.	1295.	175.	9.	0.	0.
----	----	----	------	-------	-------	-------	-------	------	----	----	----

Tabla 1: Distribución conjunta, para 10.000 pulsos entre las frecuencias de 7 y 5 KHz.
 Eje abscisas frecuencia de 5 KHz.
 Eje ordenadas frecuencia de 7 KHz.
 Se considera una distribución normal en 5 KHz, la cual aparece al pie de la página, en cada caso. El rango de variación es entre 0 y 48 db en ambos ejes.

TABLA I

Distribuciones conjuntas: $\sigma = 8$ db y $k = 0,1; 0,5$ y $0,9$

0.	0.	1.	3.	5.	8.	9.	8.	6.	3.	1.	0.
0.	1.	4.	11.	20.	29.	32.	28.	19.	10.	4.	1.
1.	4.	13.	31.	56.	79.	87.	74.	48.	25.	10.	3.
3.	11.	31.	71.	125.	171.	183.	151.	97.	48.	19.	6.
5.	20.	56.	125.	215.	288.	299.	241.	151.	74.	28.	8.
8.	29.	79.	171.	288.	375.	380.	299.	183.	87.	32.	9.
9.	32.	87.	183.	299.	380.	375.	288.	171.	79.	29.	8.
8.	28.	74.	151.	241.	299.	288.	215.	125.	56.	20.	5.
6.	19.	48.	97.	151.	183.	171.	125.	71.	31.	11.	3.
3.	10.	25.	48.	74.	87.	79.	56.	31.	13.	4.	1.
1.	4.	10.	19.	28.	32.	29.	20.	11.	4.	1.	0.
0.	1.	3.	6.	8.	9.	8.	5.	3.	1.	0.	0.

0.	0.	0.	0.	1.	2.	5.	8.	10.	10.	6.	3.
0.	0.	0.	1.	4.	10.	22.	33.	36.	28.	16.	6.
0.	0.	1.	5.	17.	43.	77.	99.	91.	60.	29.	10.
0.	1.	5.	20.	60.	127.	192.	209.	163.	91.	37.	11.
1.	4.	17.	60.	150.	268.	344.	317.	209.	99.	34.	8.
2.	11.	43.	127.	268.	407.	442.	344.	193.	77.	22.	5.
5.	22.	77.	193.	344.	442.	407.	268.	127.	43.	11.	2.
8.	34.	99.	209.	317.	344.	268.	150.	60.	17.	4.	1.
11.	37.	91.	163.	209.	192.	127.	60.	20.	5.	1.	0.
10.	29.	60.	91.	99.	77.	43.	17.	5.	1.	0.	0.
6.	16.	28.	36.	33.	22.	10.	4.	1.	0.	0.	0.
3.	6.	10.	10.	8.	5.	2.	1.	0.	0.	0.	0.

0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	5.	18.	19.
0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	1.	15.	60.	64.	20.
0.	0.	0.	0.	0.	0.	2.	33.	150.	183.	60.	6.
0.	0.	0.	0.	3.	56.	289.	402.	150.	15.	0.	0.
0.	0.	0.	0.	3.	73.	429.	681.	289.	33.	1.	0.
0.	0.	0.	3.	73.	490.	885.	429.	56.	2.	0.	0.
0.	0.	2.	56.	429.	885.	490.	73.	3.	0.	0.	0.
0.	1.	33.	289.	681.	429.	73.	3.	0.	0.	0.	0.
0.	15.	150.	402.	289.	56.	3.	0.	0.	0.	0.	0.
6.	60.	183.	150.	33.	2.	0.	0.	0.	0.	0.	0.
20.	64.	60.	15.	1.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.
19.	18.	5.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.

46. 159. 432. 915. 1509. 1938. 1938. 1509. 915. 432. 159. 46.

TABLA I

Distribuciones conjuntas: $\sigma = 12$ db y $k = 0,1; 0,5$ y $0,9$

| | | | | | | | | | | | |
|-----|-----|-----|------|------|------|------|------|------|-----|-----|-----|
| 5. | 9. | 14. | 22. | 29. | 34. | 36. | 34. | 29. | 22. | 15. | 9. |
| 9. | 16. | 26. | 39. | 51. | 60. | 63. | 59. | 50. | 38. | 25. | 15. |
| 14. | 26. | 43. | 62. | 81. | 95. | 98. | 91. | 76. | 57. | 38. | 22. |
| 22. | 39. | 63. | 90. | 116. | 133. | 137. | 126. | 104. | 76. | 50. | 29. |
| 29. | 51. | 81. | 116. | 147. | 168. | 170. | 155. | 126. | 92. | 59. | 35. |
| 34. | 60. | 95. | 133. | 168. | 189. | 190. | 170. | 137. | 98. | 63. | 36. |
| 36. | 63. | 98. | 137. | 170. | 190. | 189. | 168. | 133. | 95. | 60. | 34. |
| 36. | 59. | 92. | 126. | 155. | 170. | 168. | 147. | 116. | 81. | 51. | 29. |
| 29. | 50. | 76. | 104. | 126. | 137. | 133. | 116. | 90. | 63. | 39. | 22. |
| 27. | 38. | 57. | 76. | 91. | 98. | 95. | 81. | 62. | 43. | 26. | 14. |
| 15. | 25. | 38. | 50. | 59. | 63. | 60. | 51. | 39. | 26. | 16. | 9. |
| 9. | 15. | 22. | 29. | 34. | 36. | 34. | 29. | 22. | 14. | 9. | 5. |

| | | | | | | | | | | | |
|-----|-----|------|------|------|------|------|------|------|------|-----|-----|
| 0. | 1. | 2. | 5. | 11. | 19. | 28. | 36. | 41. | 40. | 34. | 25. |
| 1. | 3. | 6. | 14. | 25. | 40. | 56. | 68. | 72. | 65. | 51. | 35. |
| 2. | 6. | 15. | 29. | 51. | 76. | 98. | 111. | 108. | 91. | 67. | 43. |
| 6. | 14. | 30. | 55. | 89. | 123. | 148. | 154. | 139. | 109. | 75. | 44. |
| 12. | 26. | 52. | 89. | 133. | 172. | 192. | 186. | 156. | 114. | 72. | 40. |
| 20. | 43. | 78. | 125. | 172. | 206. | 214. | 193. | 150. | 102. | 60. | 31. |
| 31. | 60. | 102. | 150. | 193. | 214. | 206. | 172. | 125. | 78. | 43. | 20. |
| 40. | 72. | 114. | 156. | 186. | 192. | 172. | 133. | 89. | 52. | 26. | 12. |
| 44. | 75. | 109. | 139. | 154. | 148. | 123. | 89. | 55. | 30. | 14. | 6. |
| 43. | 67. | 91. | 108. | 111. | 98. | 76. | 51. | 29. | 15. | 6. | 2. |
| 35. | 51. | 65. | 72. | 68. | 56. | 40. | 25. | 14. | 6. | 3. | 1. |
| 25. | 34. | 40. | 41. | 36. | 28. | 19. | 11. | 5. | 2. | 1. | 0. |

| | | | | | | | | | | | |
|-----|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|-----|
| 0. | 0. | 0. | 0. | 0. | 0. | 0. | 2. | 14. | 43. | 80. | 91. |
| 0. | 0. | 0. | 0. | 0. | 0. | 3. | 21. | 68. | 128. | 139. | 94. |
| 0. | 0. | 0. | 0. | 0. | 4. | 23. | 97. | 170. | 210. | 135. | 54. |
| 0. | 0. | 0. | 0. | 5. | 33. | 123. | 255. | 295. | 192. | 73. | 17. |
| 0. | 0. | 0. | 5. | 35. | 138. | 303. | 377. | 255. | 98. | 22. | 3. |
| 0. | 0. | 4. | 33. | 138. | 312. | 418. | 303. | 123. | 28. | 4. | 0. |
| 0. | 4. | 28. | 123. | 303. | 418. | 322. | 138. | 33. | 4. | 0. | 0. |
| 3. | 27. | 98. | 255. | 372. | 303. | 138. | 35. | 5. | 0. | 0. | 0. |
| 17. | 73. | 192. | 295. | 255. | 123. | 33. | 5. | 0. | 0. | 0. | 0. |
| 14. | 135. | 210. | 190. | 97. | 28. | 4. | 0. | 0. | 0. | 0. | 0. |
| 94. | 139. | 128. | 68. | 21. | 3. | 0. | 0. | 0. | 0. | 0. | 0. |
| 91. | 80. | 43. | 14. | 2. | 0. | 0. | 0. | 0. | 0. | 0. | 0. |

252 462 705 983 1228 1373 1373 1228 983 705 452 252

El rango de variación de ambas variables se ha tomado entre 0 y 48 db y un total de 10 mil pulsos.

El primer paso es calcular la probabilidad de medir la variable G_y (amplitud en 7 KHz) en el intervalos $(g_y, g_y + dg_y)$ bajo la condición que la variable G_x (amplitud en 5 KH) tome un valor entre (g_x, ∞) , es decir

$$\begin{aligned} P(g_y \leq G_y < g_y + dg_y \mid S_x \leq G_x < \infty) &= \\ = \frac{P(g_y \leq G_y < g_y + dg_y; S_x \leq G_x < \infty)}{P(S_x \leq G_x < \infty)} & \quad (12) \end{aligned}$$

y por definición de función frecuencia, esto es igual a

$$\frac{\int_{S_x}^{\infty} W(g_x, g_y) dg_x}{\int_{S_y}^{\infty} dg_y \int_{S_x}^{\infty} W(g_x, g_y) dg_x} = W(g_y \mid S_x \leq G_x < \infty) dg_y \quad (13)$$

y por lo tanto el valor medio de la variable G_y vendrá dado por:

$$\begin{aligned} \langle W(g_y \mid S_x \leq G_x < \infty) \rangle &= \int_{S_y}^{\infty} W(g_y \mid S_x \leq G_x < \infty) dg_y = \\ &= \frac{\int_{S_y}^{\infty} \int_{S_x}^{\infty} \ln g_y W(g_x, g_y) dg_x dg_y}{\int_{S_y}^{\infty} \left\{ \int_{S_x}^{\infty} W(g_x, g_y) dg_x \right\} dg_y} \quad (14) \end{aligned}$$

Debemos aclarar que el límite superior ∞ que hemos tomado es a los efectos de simplificar los cálculos. Realmente, debería tomarse un límite superior finito, pero el número de pulsos que superan dicho umbral es suficientemente pequeño como para justificar el límite adoptado aquí.

EL CALCULO DEL VALOR MEDIO

En el analizador de atmosféricos de muy bajas frecuencias desarrollado por el Heinrich-Hertz-Institut, las amplitudes espectrales se presentan en escala logarítmica.

Este hecho permite encontrar rápidamente el valor medio de una distribución de amplitudes. En efecto, cuando la variable independiente es el logaritmo de la amplitud, la distribución es normal. En tales distribuciones la mediana coincide con el valor medio.

De este modo, calcular el valor medio de la distribución se reduce a resolver la ecuación siguiente

$$\int_{S_i}^{\infty} W(\ln g) d \ln g = 2 \int_{\langle g \rangle_i}^{\infty} W(\ln g) d \ln g, \quad (15)$$

en la que hacemos uso del hecho que la mediana divide en dos partes iguales el número de pulsos.

El límite inferior S_i es aquel de la ecuación (5)

$$S_i = \ln \frac{S}{Ab(\rho, \phi, \omega)}$$

Explicitando la función W (lng) queda

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \int_{S_i}^{\infty} e^{-(\ln g - \ln g_o)^2 / 2\sigma^2} d \ln g = \frac{2}{\sqrt{2\pi} \sigma} \int_{\langle g \rangle_i}^{\infty} e^{-(\ln g - \ln g_o)^2 / 2\sigma^2} d \ln g \quad (16)$$

entonces:

$$\frac{1}{2} \left\{ 1 - \phi \left(\frac{\ln S_i - \ln g_o}{\sqrt{2} \sigma} \right) \right\} = \left\{ 1 - \phi \left(\frac{\ln \langle g \rangle_i - \ln g_o}{\sqrt{2} \sigma} \right) \right\} \quad (17)$$

donde

$$\phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (18)$$

y $\ln g_o$ resulta el valor medio de la distribución en el origen, es decir, donde $S_i = 0$.

Despejando $\ln \langle g \rangle$ se tiene

$$\ln \langle g \rangle_i = \ln g_o + \sqrt{2} \sigma \phi^{-1} \left\{ \frac{1}{2} \left[1 + \phi \left(\frac{\ln S_i - \ln g_o}{\sigma} \right) \right] \right\} \quad (19)$$

donde con ϕ^{-1} indicamos la función inversa de (18). En forma totalmente análoga podemos escribir

$$\ln \langle g \rangle_i = \ln g_o + \sigma P^{-1} \left\{ \frac{1}{2} \left[1 + P \left(\frac{\ln S_i - \ln g_o}{\sigma} \right) \right] \right\} \quad (20)$$

con

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-t^2/2} dt \quad (21)$$

o bien

$$\ln \langle g \rangle_i = \ln g_o + \sigma Q^{-1} \left\{ \frac{1}{2} Q \left(\frac{\ln S_i - \ln g_o}{\sigma} \right) \right\}$$

con

$$Q(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-t^2/2} dt$$

Las tres funciones aquí presentadas, $\phi(x)$, $P(x)$ y $Q(x)$ se encuentran tabuladas.

Si tenemos en cuenta el límite superior ($S_{m\acute{a}x}$) distinto de ∞ , las expresiones (17), (19) y (20) cambian por las siguientes

$$\ln \langle g \rangle_i = \ln g_0 + \sigma P^{-1} \left\{ \frac{1}{2} \left[P \left(\frac{\ln S_{\text{máx}} - \ln g_0}{\sigma} \right) + P \left(\frac{\ln S_i - \ln g_0}{\sigma} \right) \right] \right\}$$

$$\ln \langle g \rangle_i = \ln g_0 + \sigma Q^{-1} \left\{ \frac{1}{2} \left[Q \left(\frac{\ln S_{\text{máx}} - \ln g_0}{\sigma} \right) + Q \left(\frac{\ln S_i - \ln g_0}{\sigma} \right) \right] \right\}$$

$$\ln \langle g \rangle_i = \ln g_0 + \sqrt{2} \sigma \Phi^{-1} \left\{ \frac{1}{2} \left[\Phi \left(\frac{\ln S_{\text{máx}} - \ln g_0}{\sqrt{2} \sigma} \right) + \Phi \left(\frac{\ln S_i - \ln g_0}{\sqrt{2} \sigma} \right) \right] \right\}$$

Estas expresiones nos permiten conocer la variación del valor medio de una distribución normal cuando variamos los límites de recepción. Desde una misma estación receptora tendremos distintas distribuciones y por ende distintos valores medios si se modifica el umbral de recepción. En la Figura 1 se muestra la variación del valor medio en función del umbral de recepción suponiendo recepción entre 0 y 48 db y distintos valores de dispersión.

Por otro lado, estaciones ubicadas en la misma línea de propagación, observarán distribuciones distintas para una misma zona de descargas atmosféricas. Las cantidades, número de pulsos por unidad de tiempo y valor medio, se verán modificadas.

Si llamamos U a la tensión medida en decibeles en la estación i ésima, ubicada a la distancia r_i de la fuente, tendremos

$$U = 20 \log A b (r_i) g_i \quad (27)$$

por su parte, en la próxima estación esta tensión será

$$U = 20 \log A b (r_i + 1) g_i + 1 \quad (28)$$

Si entre las estaciones, la función de propagación decae en K_i , es decir

$$b (r_i) = K_i b (r_i + 1) \quad (29)$$

entonces, de la igualdad de las dos ecuaciones anteriores resulta

$$20 \log g_i + 1 = 20 \log g_i + 20 \log K_i \quad (30)$$

De este modo, el número de pulsos se verá modificado según la expresión

$$N_i = N_0 \int_{S_i}^{\infty} W(g) dg = N_0 Q \left\{ \frac{20 \log S_i + 20 \log K_i - 20 \log g_0}{\sigma} \right\} \quad (31)$$

y el valor medio según

$$20 \log \langle g \rangle_i = 20 \log g - 20 \log K_i \quad (32)$$

En la Figura 2 mostramos la variación de una distribución entre 0 y 48 db para la cual las cantidades que la definen en el origen toman los valores

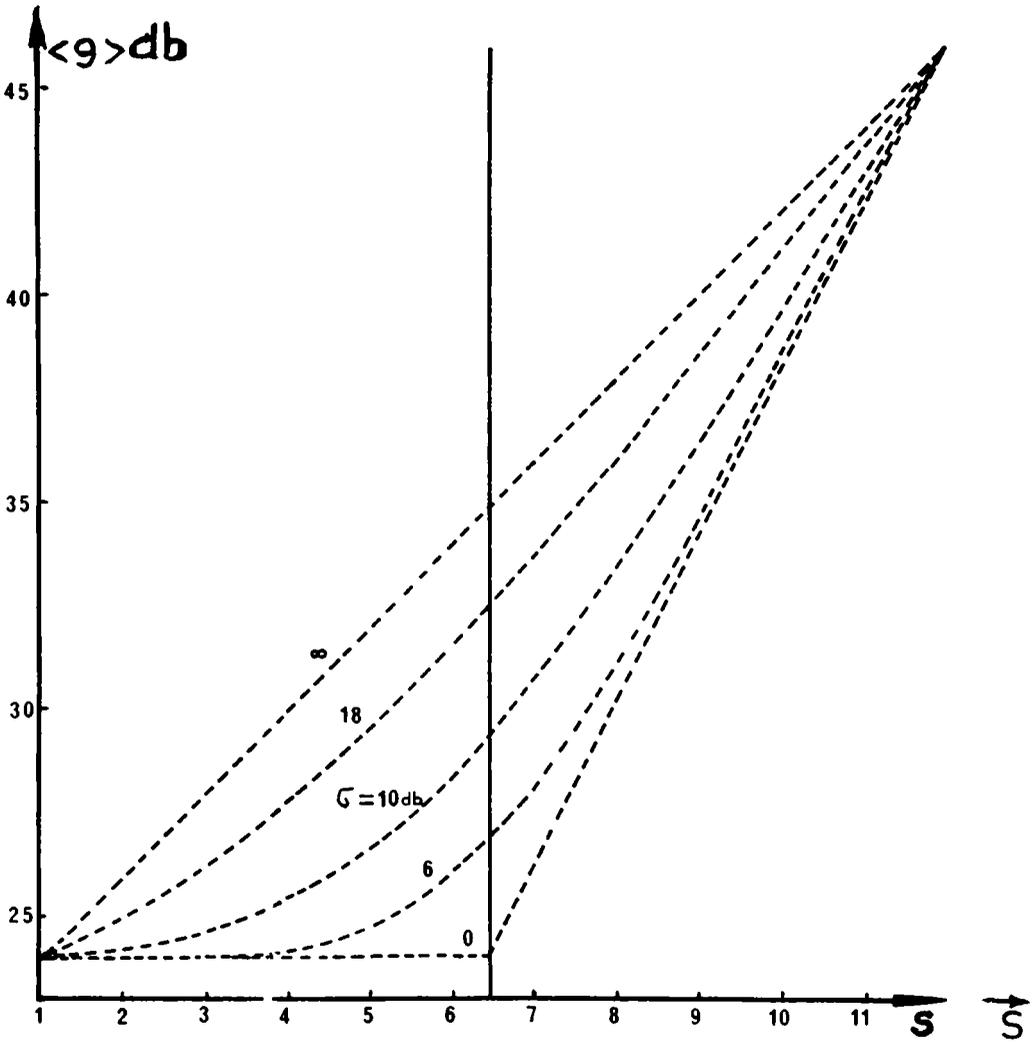


Figura 1: Variación del valor medio, para distintas desviaciones, de una distribución espectral en función del umbral de recepción entre 0 y 48 db. Según ecuación (15).

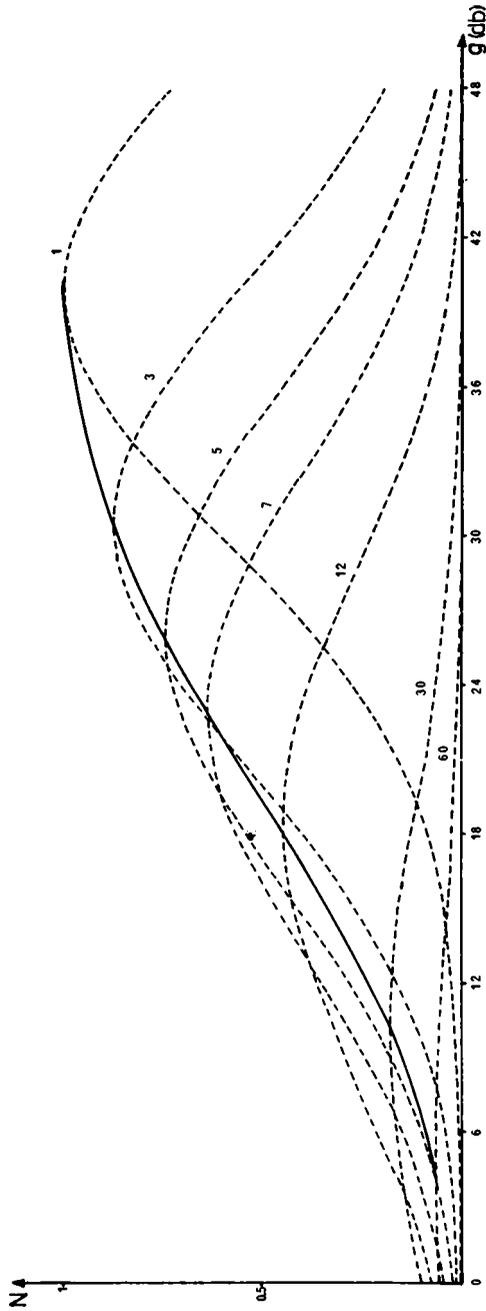


Figura 2: Variación de una misma distribución espectral observada a diferentes distancias, definida en el origen (curva 1) por $N_0 = 10.000$ pulsos, $\langle g \rangle = 40$ db y $\sigma = 10$ db. Los valores sobre las curvas representan los definidos en (29).

$$N_0 = 10.000 \text{ pulsos}$$

$$g_0 = 40 \text{ db}$$

$$\sigma_0 = 10 \text{ db}$$

Los máximos de las distribuciones yacen sobre una gaussiana.

Esto muestra que es posible llegar a determinar, siempre y cuando se conozca la posición geográfica de la fuente, en forma experimental la función de propagación $b(r)$ midiendo simultáneamente desde 2 estaciones, ubicadas sobre una misma línea de propagación, los valores medios de las distribuciones.

LA VARIACION DEL VALOR MEDIO DE SA en 7 KHz

Si el valor medio observado corresponde a una distribución cuyos valores están correlacionados con los de una segunda distribución, sus variaciones serán distintas, según lo sea el grado de correlación.

En la Figura 3 a, b y c, graficamos las variaciones, para distintas correlaciones, del valor medio versus umbral de recepción para distribuciones con $g_0 = 24$ db y dispersiones entre 4 y 12 db.

Esta situación se presenta con el parámetro Amplitud Espectral en 7 KHz cuyos valores están condicionados a los valores en 5 KHz.

Es necesario que puntualicemos dos hechos. Primero, hemos estado considerando distribuciones logarítmico normales exclusivamente. Esta situación es presentada cuando sólo se observan pulsos provenientes de una única célula tormentosa. Si por el contrario se reciben señales de varias células para el mismo ángulo azimutal, la distribución total deja de ser evidentemente una logarítmico normal. En estos casos es posible, sin embargo, realizar un desarrollo gaussiano y determinar cada distribución componente. Segundo, las variaciones en el número de pulsos y en el valor medio que hemos calculado corresponden a observaciones realizadas en un mismo instante de tiempo para ambas estaciones.

Quando las observaciones son a lo largo del tiempo, deben entrar en consideración las variaciones temporales de la fuente. Los resultados de las mediciones experimentales son mostrados en la Figura 4. Los mismos fueron obtenidos midiendo en intervalos iguales y consecutivos de tiempo el número de pulsos por intervalo de amplitud para distintos umbrales de recepción.

Un modelo teórico que reproduzca estos datos experimentales fue ensayado tomando una distribución logarítmico normal con valor medio y dispersión variables senoidalmente en el tiempo

$$\langle g \rangle_i = 24 + 1.5 \text{ sen } (75^\circ (t_i - 1) + 6^\circ, 3) \quad (33)$$

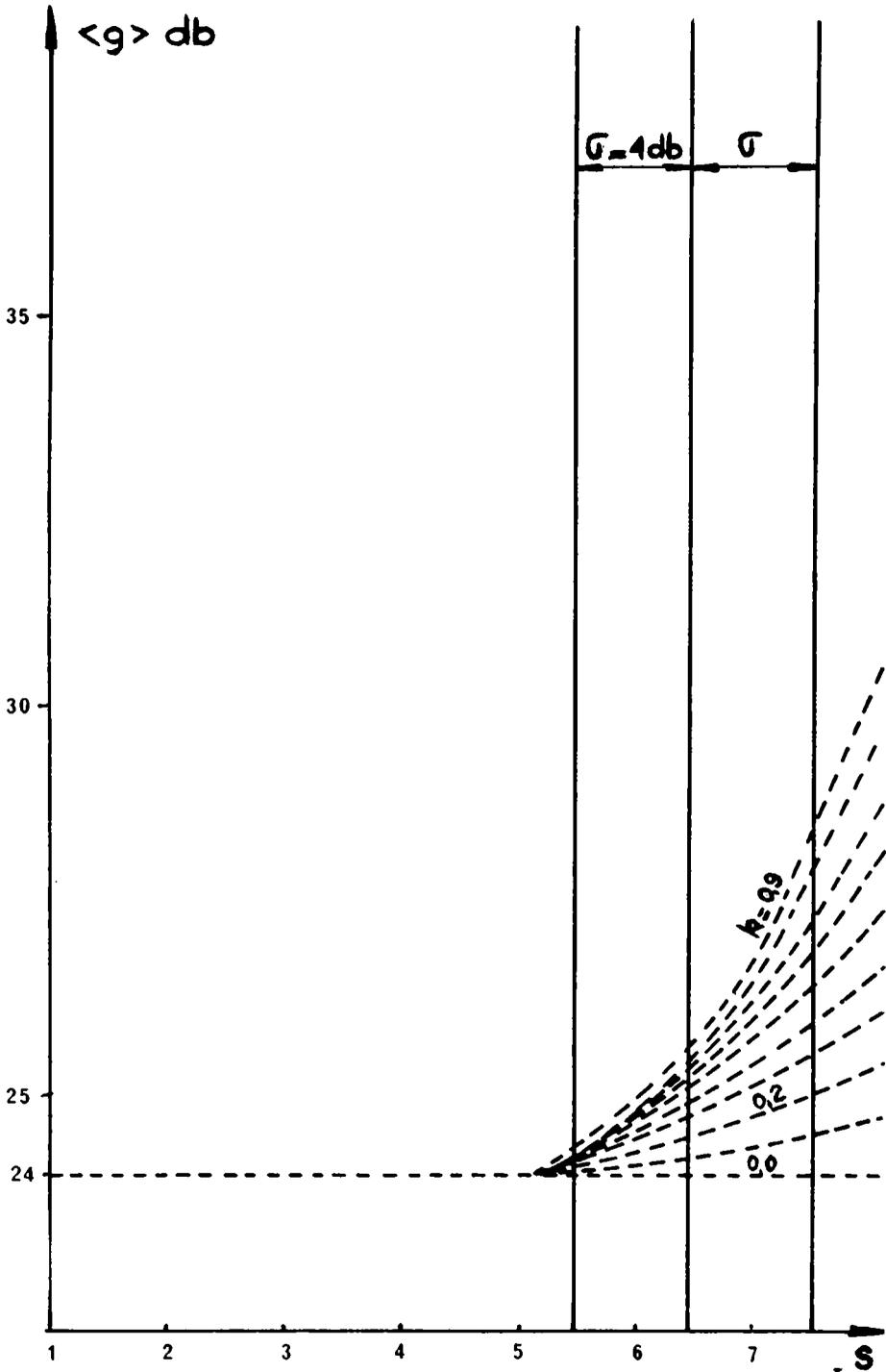


Figura 3 a

Figura 3: Variaciones del valor medio, para distintos valores de correlación y dispersión, de una variable espectral que se distribuye normalmente correlacionada con otra normal de $\langle g \rangle = 24$ db para valores crecientes en el umbral de recepción de esta última. Según ecuación (14).

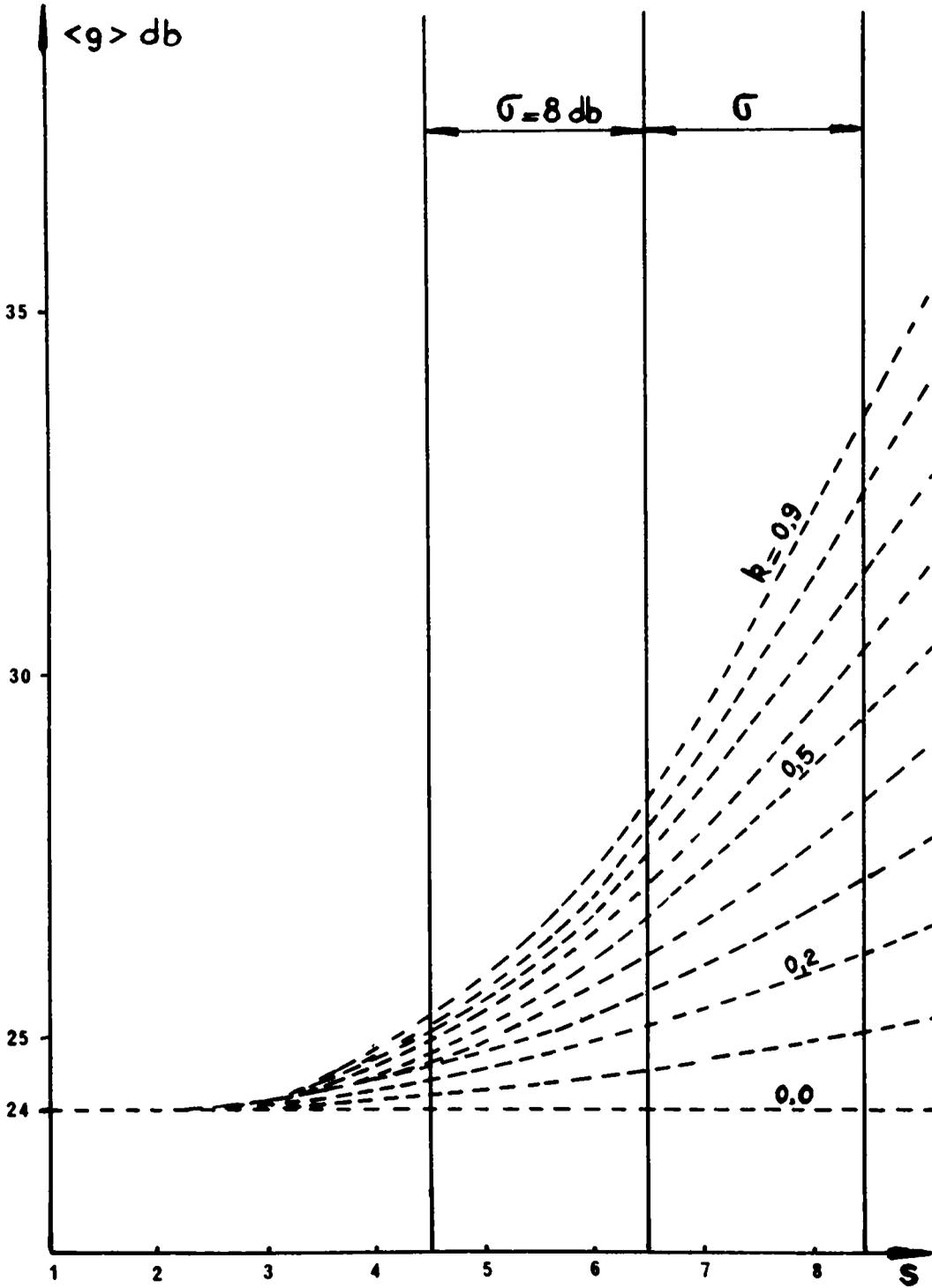


Figura 3b

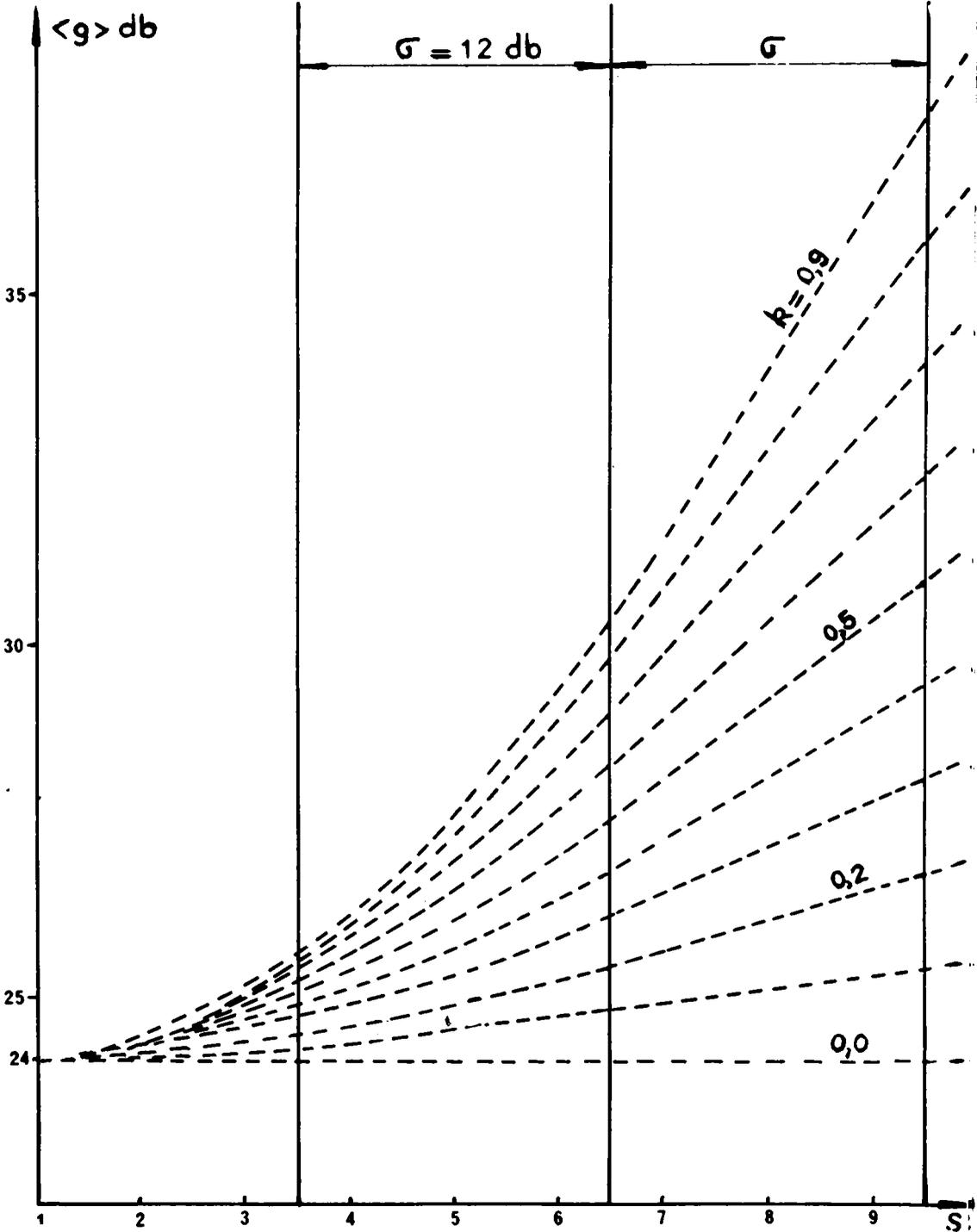


Figura 3c

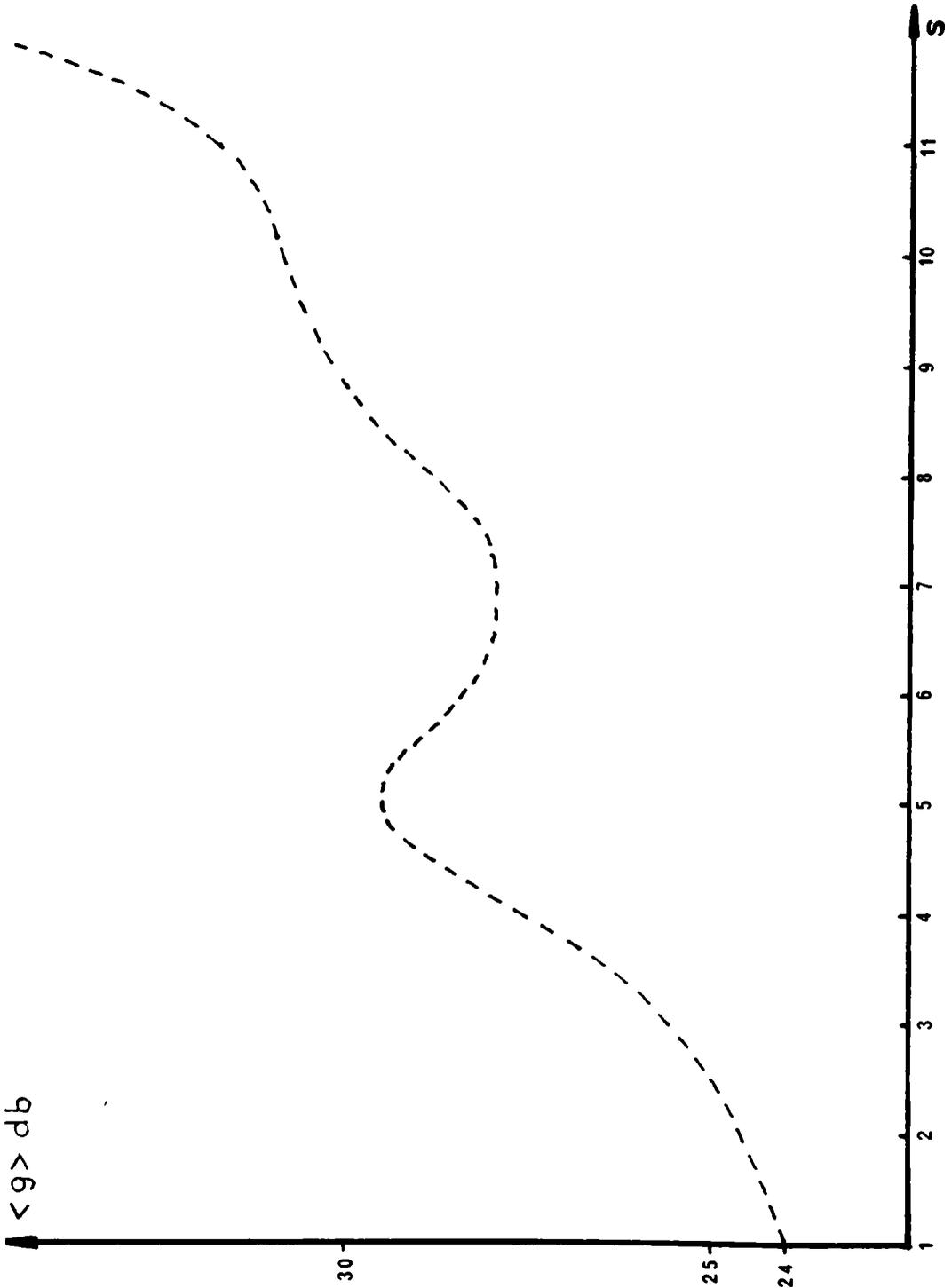


Figura 4: Variación del valor medio en la amplitud de 7 KHz para valores crecientes en el umbral de recepción en 5 KHz. El número de pulsos se obtuvo midiendo intervalos iguales y consecutivos de tiempo.

con

$$\Delta t = t_i - t_{i-1} = 10 \text{ min.}$$

$$\sigma = \bar{\sigma} \langle g \rangle_i / 24 \tag{34}$$

Así mismo, el número de pulsos fue reducido gaussianamente para umbrales de recepción crecientes.

En la Figura 5 se presentan los resultados obtenidos con distintos valores de dispersión y del factor de correlación.

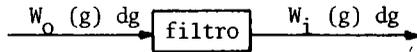
CONCLUSIONES

El conocimiento en las variaciones de las distribuciones de las amplitudes espectrales medidas, en una estación, a lo largo del tiempo puede dar útil información acerca del grado de desarrollo en una célula tormentosa. Las variaciones en el número de pulsos y en el valor medio se deberán principalmente a las modificaciones de esas cantidades en la fuente. La desviación standard por su parte marcará exclusivamente las variaciones de la fuente.

Este último parámetro puede entonces ser tomado como índice del conocimiento del grado de desarrollo tormentoso. Si realmente este se cumple o no, es tema de investigación.

Cuando las observaciones son realizadas simultáneamente desde dos o más estaciones sobre una misma línea de propagación es posible separar las variaciones provocadas en la propia fuente de aquellas provocadas por la diferencia en el camino de propagación. La importancia en estas últimas es que posibilitarían la determinación experimental de la función de propagación.

Si consideramos la guía de onda ionósfera-tierra como un filtro disipativo para las distribuciones espectrales podemos representar esquemáticamente una variación por el siguiente gráfico



Si la función en el origen es tomada como

$$W_0(g) dg = \frac{N_0}{\sqrt{2\pi}} e^{-(\ln g - \ln g_0)^2 / 2\sigma^2} dg$$

entonces la función observada en la estación iésima vendrá dada por:

$$W_i(g) dg = \left\{ \int_{S/\Delta b(r_i)}^{\infty} W_0(g) dg \right\} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-(\ln g - (\ln g_0 - \ln K_i))^2 / 2\sigma^2} dg$$

donde K_i es dado en (29) y representa la relación entre la función de propagación en el origen y a la distancia r_i .

La dispersión no se verá afectada dado que el filtro es una función independiente de la amplitud g .

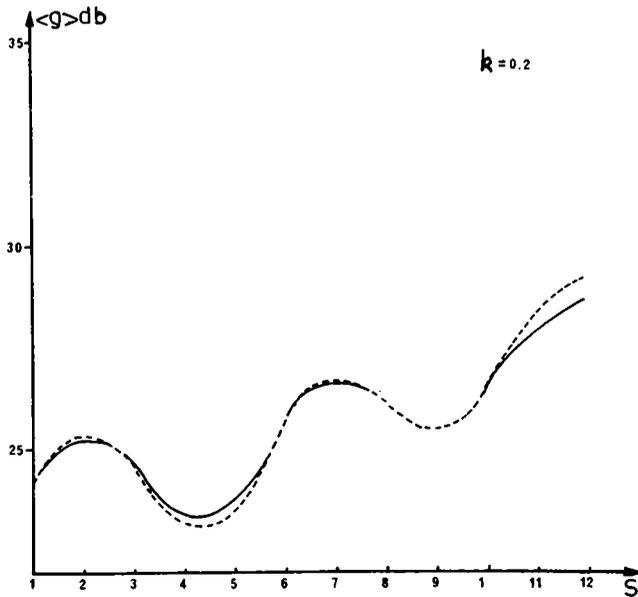
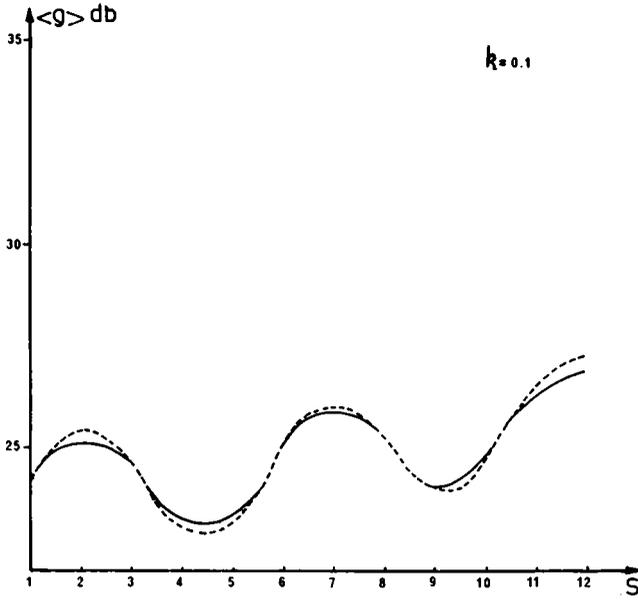


Figura 5 a b c: Variación del valor medio en la amplitud de 7 KHz para valores crecientes en el umbral de recepción de 5 KHz, según un modelo teórico. Cada gráfico corresponde a un valor particular del factor de correlación.

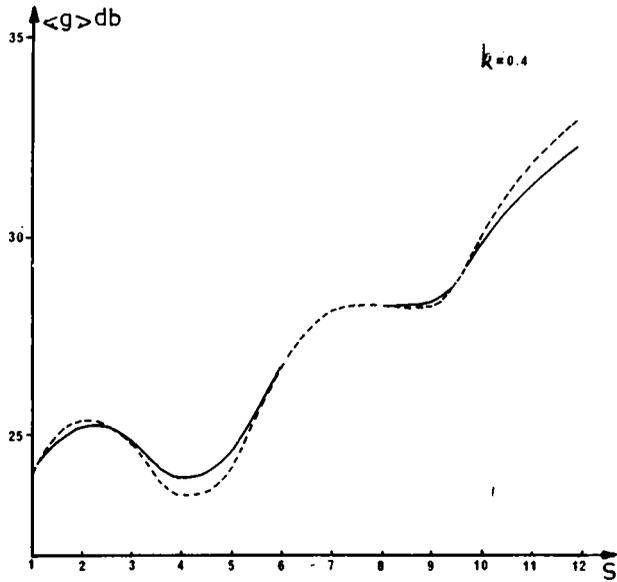
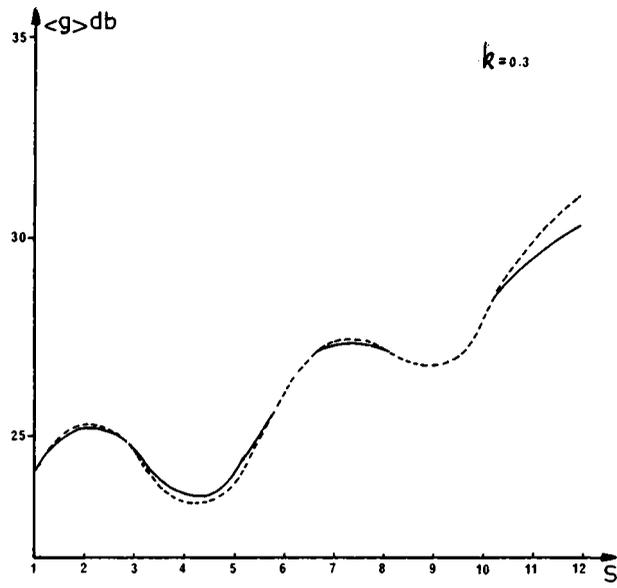


Figura 5b

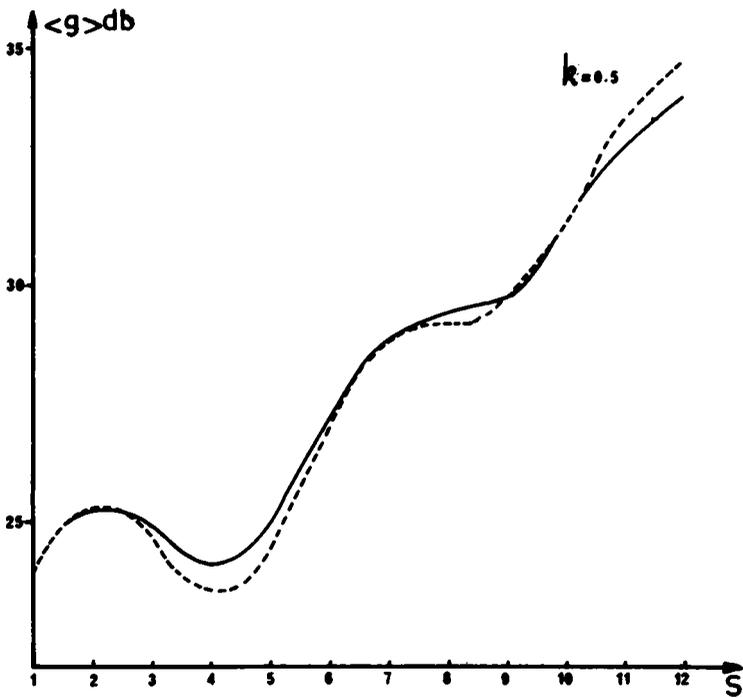


Figura 5c

B I B L I O G R A F I A

- FRISIUS, J. y HEYDT, G. 1968 *Radio Science* 3, 1004.
- FRISIUS, J.; HEYDT, G. y HARTH, W. 1970: *Observations of parameters characterizing the VLF atmospheric activity as functions of the azimuth. Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, Vol. 32 pp. 1403-1422.*
- HEYDT, G.; FRISIUS, J. y VOLLAND, H. 1967 *MF, LF and VLF Radio Propagation*, pp. 260-266. I.E.E. London.
- VOLLAND, H. 1967: *Ground-based Radio Wave Propagation Studies of the Lower Ionosphere (Editado por J.S. Belrose) pp. 459-479. Defence Research Board, Department of National Defense, Canada.*
- VOLLAND, H. 1968: *Die Ausbreitung Langer Wellen. Vieweg & Sohn, Braunschweig.*
- YAMAGUCHI, T. y NAGATANI, M. 1968: *The Amplitude Probability Distribution of the Atmospheric Radio Noise at Source. Proceeding of the Research Institute of Atmospheric, Nagoya University. Vol. 15 pp. 63.*

DISTRIBUCION GEOGRAFICA DE LA PRECIPITACION SOLIDA Y LIQUIDA EN EL NORTE DE LA PROVINCIA DE MENDOZA

EDUARDO MANUEL BANUS y RAUL ABELARDO CARDOSO
Comisión Nacional de Investigaciones Espaciales

Se instaló una meso-red de precipitaciones sólidas y líquidas con centro en la ciudad de San Martín-Provincia de Mendoza. Se estudió la distribución geográfica de las precipitaciones sólidas y líquidas dentro de dicha red. Se encontró que se registran más tormentas graníceras en la zona sur que en la zona norte de la misma. Hay un máximo de tormentas graníceras alrededor de los 33° 15' Sur, latitud en la cual el Río Mendoza entra al llano mendocino. La cantidad de precipitación líquida también es mayor en la misma zona.

There has been installed a meso-network of solid and liquid precipitations, with center in the city of San Martín-Province of Mendoza. There has been studied the geographical distribution of the solid and liquid precipitations within this network. It was found that there occur more hail storms in the southern than in the northern zone of the network. There is a maximum of hail storms around the 33° 15' South, which is the latitude where the Mendoza River runs into the Plain of Mendoza. The quantity of liquid precipitations is also greater in the same zone.

INTRODUCCION

A partir de la temporada 1973/74 funciona en la zona norte de la provincia de Mendoza una meso-red meteorológica a los fines del registro de los hidrometeoros y, en particular del granizo. En este trabajo se presentan los resultados de los primeros análisis de las observaciones del período 1973/76.

PLANTEO DEL PROBLEMA

De acuerdo a la experiencia de los pobladores parece que en el sector sur de la zona correspondiente a la meso-red se producen bastante más granizadas y lluvias que en el sector norte de la misma.

Con el fin de verificar esta hipótesis y conocer la distribución geográfica de la precipitación sólida y líquida en la zona se han analizado tanto las observaciones de la meso-red correspondientes a las temporadas 1974/75 y 1975/76, como la información que tiene el Seguro Agrícola de Mendoza del período 1967/76.

DE LA UBICACION Y DEL INSTRUMENTAL DE LA MESO-RED

La meso-red se extiende alrededor de la ciudad de San Martín - futuro centro de operaciones de la lucha antigranizo - en una superficie definida por un radio de 40 Km. aproximadamente.

La distribución de las estaciones puede apreciarse en la Figura 1. Dado el sistema vial en la zona, no ha sido posible lograr una red de densidad constante.

La meso-red se integra por 130 estaciones aproximadamente. En cada una de ellas está instalado un pluviogranizómetro y un medidor de impacto de granizo de una "cara" horizontal (plancha de poliestireno expandido forrado con papel de aluminio). Además se cuenta con 30 pluviógrafos uniformemente distribuidos en los 130 puestos.

DEL MATERIAL OBSERVACIONAL

La meso-red facilita la siguiente información:

- a) cantidad de granizo por metro cuadrado,
- b) tamaño de las piedras de granizo,
- c) cantidad de agua correspondiente a la precipitación sólida y líquida,
- d) la intensidad de la precipitación.

La información que brinda el Seguro Agrícola de la provincia de Mendoza comprende los siguientes items:

- Departamento - Zona afectada - Origen de la tormenta-Hora de comienzo -
- Tiempo de caída del granizo - Intensidad - Superficie del suelo cubierta

por piedras - Tamaño (diámetro preponderante; diámetro mayor, forma) - Precipitación de agua líquida - Trayectoria del avance - Superficie afectada - Daño ponderado -.

LA DISTRIBUCION GEOGRAFICA DE LAS GRANIZADAS

Con el fin de verificar la hipótesis expuesta en el planteo del problema se subdividió la meso-red de norte a sur en dos zonas iguales en extensión, denominándolas "Zona Norte" y "Zona Sur". El límite entre ambas está definido, en la Figura 1, por el valor 50 de la ordenada.

En base a los datos de las temporadas 1974/75 y 1975/76 se analizó la frecuencia de granizadas por puesto y se volcaron los datos obtenidos en las Figuras 1a y 1b respectivamente.

Al calcular las frecuencias relativas para ambas zonas se obtuvo el siguiente resultado:

1974/75: Zona Norte 13,8% - Zona Sur 86,2%

1975/76: Zona Norte 30,0% - Zona Sur 70,0%

Luego se analizó de la misma manera la información del Seguro Agrícola, volcando los resultados en la Figura 2. Las frecuencias relativas a las zonas norte y sur del período 1967/73 se elevan a 35% y 65% respectivamente.

Estos resultados confirman la experiencia general de que las granizadas ocurren con mayor frecuencia en la zona sur. Los datos de la temporada 1974/75 indican que en un año particular, la diferencia entre ambas zonas puede ser muy grande.

LA DISTRIBUCION GEOGRAFICA DE LA CANTIDAD TOTAL DE AGUA PRECIPITADA EN LA TEMPORADA 1974/76

Con el fin de poder definir la distribución geográfica de la cantidad total de agua precipitada, se subdividió la meso-red en 10 franjas paralelas a la abscisa (Figura 2).

Para cada puesto de la red se computó el total de agua precipitada correspondiente a las temporadas indicadas.

Luego se calculó la precipitación anual media para cada franja, graficando dichos promedios en la Figura 3, curva (a). La misma indica que la cantidad de agua precipitada en la zona de mayor frecuencia de granizadas (Zona Sur) supera a la de la zona de menor frecuencia de granizadas (Zona Norte) en un 30% aproximadamente.

Al extender los cálculos anteriormente descriptos a la frecuencia de granizadas de las temporadas 1974/75 y 1975/76 y graficar los resultados, se obtuvo la curva (b) en la Figura 3. La misma muestra un fuerte descenso de la frecuencia de granizadas entre las franjas (40-50) y (50-60) de 2,5 a 0,5 aproximadamente.

A los fines de verificar si este resultado podría ser una función de la densidad de la red, se ha agregado la curva (c) que indica el número de

estaciones por franja. Dicho número es prácticamente constante entre las franjas (20-30) y (60-70). De ahí que, en dicho intervalo, los valores de las curvas (a) y (b) no son función del número de estaciones y por lo tanto comparables entre sí. En consecuencia se puede concluir que la marcada diferencia entre la frecuencia de granizadas de las zonas norte y sur es físicamente real.

Las frecuencias máximas de granizadas (Franjas (20-30) hasta (40-50) se registran alrededor del Río Mendoza.

Se supone que esta máxima está de alguna manera relacionada con las condiciones geográficas de la zona.

Se estima que los resultados presentados verifican el dicho popular de que "las tormentas que provienen del cañón del Río Mendoza traen granizo".

CONCLUSIONES

1. Quedó verificado que en la zona Sur de la meso-red se registran más granizadas que en la zona Norte.
2. En la misma zona es mayor también la cantidad de agua precipitada.
3. La franja de máximas granizadas está ubicada alrededor de $33^{\circ} 15' S$, la titud en la que el Río Mendoza entra al llano mendocino.

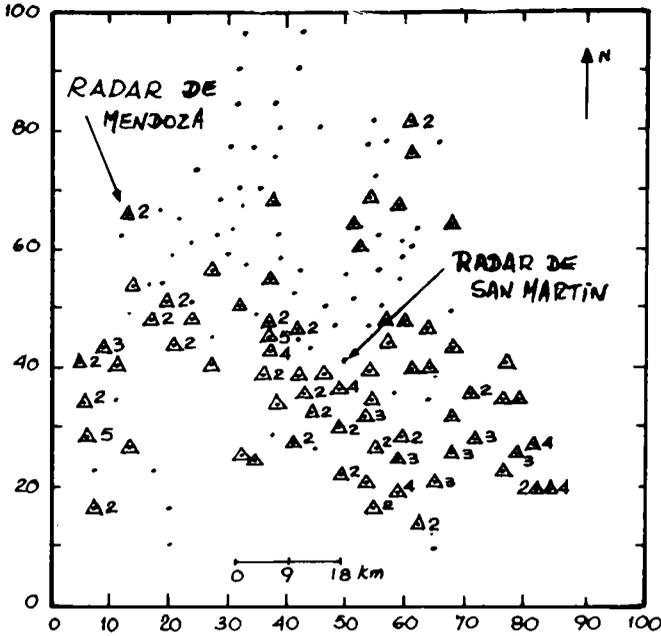


Figura 1a: Temporada 1974/75

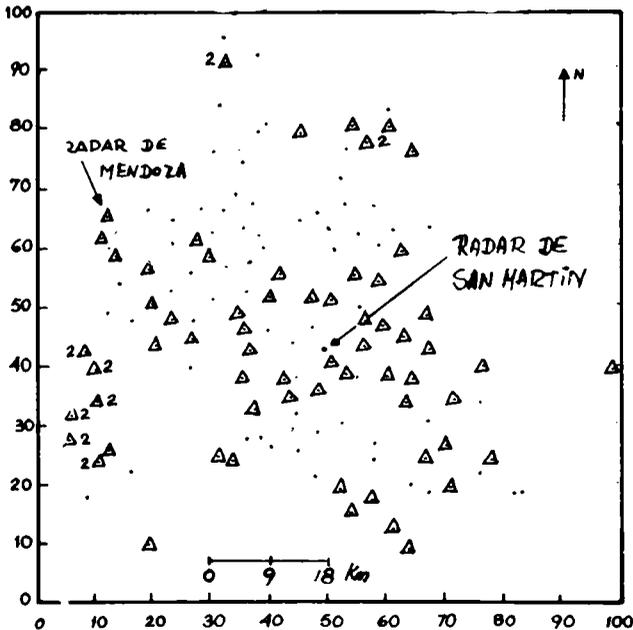


Figura 1b: Temporada 1974/75

Figura 1: Meso-ród y frecuencia de granizadas en cada puesto de la misma correspondiente a las temporadas indicadas. La temporada de observación de octubre a marzo.

Símbolos:

. sin granizo en la temporada.

△ granizó una vez en la temporada.

La cifra al lado de △ indica el número de granizadas por temporada.

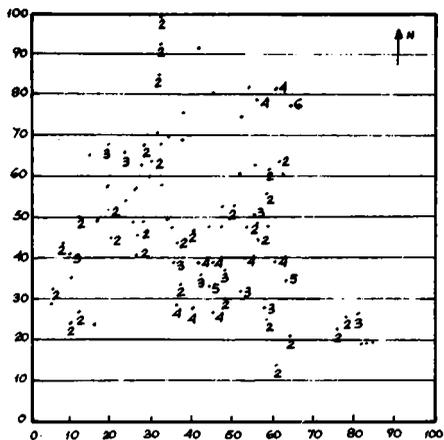


Figura 2: Frecuencia de granizo por puesto durante el período 1967/73 según la información facilitada por el Seguro Agrícola de la Provincia de Mendoza.

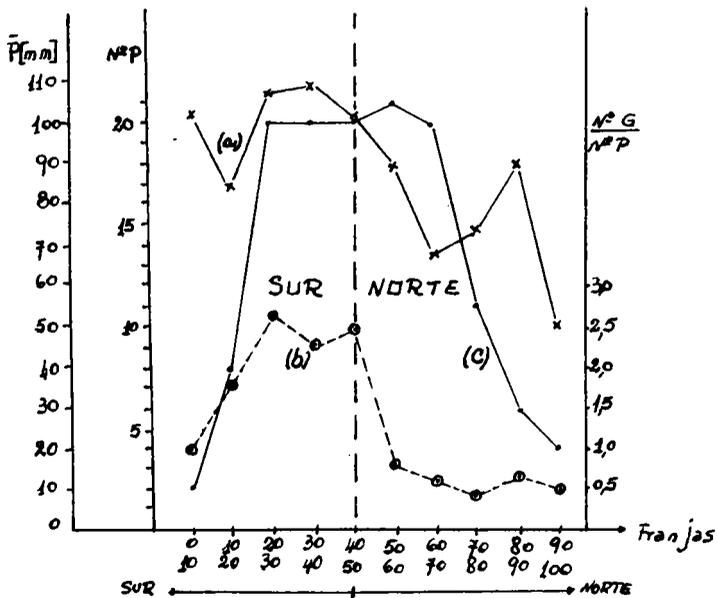


Figura 3: Meso-red Provincia de Mendoza, temporadas 1974/75 y 1975/76.
 (a) -x- Precipitación media anual (mm) por franja.
 (b) --○-- Número de granizadas por puesto y por franja.
 (c) -.- Número de estaciones por franja.

B I B L I O G R A F I A

- GRANDOSO, H.N. 1966: "*Distribución temporal y geográfica del granizo en la Provincia de Mendoza y su relación con algunos parámetros meteorológicos*". *Serie Meteorológica Vol. 1 n.7 Contribución Científica F.C.E. y N.-U.B.A.*
- SALUZZI, M.E.; NUÑEZ, J.M. y CARDOSO R.A. 1976: "*Rendimiento de una red de observaciones de precipitaciones originadas en tormentas severas*". *GEOACTA Vol. 8 n.1.*
- ADMIRAT, P. 1972: "*Structures des fines des precipitations oragenses G.I.E. F.A. n.14 Rapports Techniques*".

ANALISIS COMPARATIVO DE TRES METODOS DE LOCALIZACION GEOGRAFICA DE LAS FUENTES DE ATMOSFERICOS

FALCOZ, H. y HOFMANN, C.A.

Departamento de Electricidad Atmosférica
Observatorio Nacional de Física Cósmica de San Miguel
Comisión Nacional de Estudios Geo-Heliofísicos

La localización geográfica de las descargas eléctricas en la atmósfera puede ser realizada mediante dos métodos básicos conocidos. Estos son, la triangulación radio-goniométrica y el método hiperbólico.

Una tercera posibilidad consiste en implementar un método híbrido en el cual se utilizan simultáneamente los dos anteriores.

El objeto de este trabajo consiste en analizar sucesivamente las posibilidades de cada uno de estos métodos, tanto desde el punto de vista de las precisiones alcanzables en la localización del punto de emisión, como de los medios e infraestructura necesarios para su puesta en funcionamiento.

En base al análisis anterior, se extraen conclusiones a fin de seleccionar en cada caso la configuración óptima del sistema de localización.

Geographic localization of the electric discharges in the atmosphere can be obtained using one of the two basic methods known. These are: radio-gonometric triangulation method or hyperbolic method.

A third possibility could be the application of a hybrid method, applying the two above mentioned methods simultaneously.

The object of this work consists in the successive analysis of the possibilities of these three methods from the point of view of exactness obtained in the localization of the emission, point as well as from the necessary means and organical structure to set each of them going.

From the above mentioned analysis determinations can be taken so as to select in each case the most convenient localization system.

INTRODUCCION

La localización geográfica de las áreas tormentosas por radio observación requiere diferentes técnicas según el propósito de la investigación. La práctica más usual es seguir la evolución tormentosa como una ayuda al pronóstico del tiempo. En estos casos sólo unas pocas descargas necesitan ser localizadas, asegurando que ellas cubren todos los centros significantes de actividad tormentosa.

En otras investigaciones de carácter meteorológico, por el contrario, puede ser de interés conocer el número de pulsos por unidad de tiempo generados en cada celda como así mismo la evolución electromagnética de las mismas. En estos casos, es necesario disponer de un equipamiento experimental, capaz de ubicar cada pulso generado, el cual debe operar naturalmente en forma automática.

Los métodos básicos conocidos para la localización geográfica de las descargas eléctricas son el de triangulación radiogoniométrica y el hiperbólico. El primero contando con dos estaciones de observación y el segundo con tres.

Un tercer método posible es presentado en este trabajo, en el cual se combinan los dos anteriores.

El hecho de observar la totalidad de los pulsos, los cuales pueden sucederse con intervalos del orden del mseg, hace necesario la medición en tiempo real. Esto trae como consecuencia que las estaciones observacionales estén en comunicación permanente con aquella que actúa como centralizadora.

Los requerimientos en cuanto al equipamiento diferirán en cada caso, según sea el parámetro a medir y según la información que sea necesario transmitir.

EL PRINCIPIO DE LOS METODOS

Triangulación Radiogoniométrica

Este método se basa en la medición del ángulo de arribo de la señal electromagnética a dos estaciones. Una de ellas actúa como satélite y transmite la información angular a la estación centralizadora. Naturalmente, las mediciones angulares estarán afectadas a un determinado error (p. ej. $\pm 1^\circ$ en los Analizadores de Atmosféricos en muy baja frecuencia, VLFAA, construídos por el Heinrich-Hertz-Institut de Berlín). De este modo, con la información angular proveniente de cada pulso queda definida un área geográfica. Así, todo el espacio circundante a las estaciones está subdividido en un número N de áreas, cuyas superficies serán función de la distancia a la estación centralizadora, del ángulo azimutal y del error en las mediciones angulares.

Llamaremos $A_{\phi_i \phi_j}$ al área definida por los ángulos centrales ϕ_i y ϕ_j .

Para poder registrar los datos adecuadamente, es necesario formar en la memoria del sistema de adquisición de datos una matriz, donde cada elemento $A_{\phi_i \phi_j}$ de dicha matriz corresponda a un elemento de área $A_{\phi_i \phi_j}$. De este modo debemos anotar una unidad en el elemento de memoria, cada vez que en el área $A_{\phi_i \phi_j}$ se produce una descarga.

Se obtiene así una distribución geográfica de la cantidad de descargas producidas durante el intervalo de medición.

Método Hiperbólico

Este método fue desarrollado por Lewis, Harvey y Rasmussen, en 1960, para la localización del lugar geográfico de origen de cada atmosférico. Nosotros damos aquí sólo el principio del método dado que en la forma original no sería apto para los fines de nuestro departamento.

Se basa en la medición muy exacta del tiempo de arribo del pulso electromagnético a tres estaciones.

Si un pulso arriba a las estaciones E_1 y E_2 en los tiempos t_1 y t_2 posteriores a su generación, el desfase temporal

$$t_1 - t_2 = \tau_2 \quad (1)$$

es proporcional a la diferencia en las longitudes de los caminos de propagación, o sea

$$\rho_1 - \rho_2 = c \tau_2 \quad (2)$$

donde con ρ_i indicamos la distancia del punto de emisión a la estación E_i y con c la velocidad de la luz.

La ecuación (2) es precisamente la ecuación de una hipérbola con focos en las estaciones para τ_2 fijado. Esto significa que los pulsos que alcanzan ambas estaciones con igual desfase temporal τ_2 , fueron generados en algún punto de la hipérbola (2).

Para poder determinar desde cual de los puntos de la hipérbola partió la onda es necesario (aunque no suficiente) medir otro desfase temporal. Esto es, se miden los tiempos de arribo a las estaciones E_1 y E_3 , y por consiguiente se dispone del desfase temporal

$$t_1 - t_3 = \tau_3 \quad (3)$$

el cual también será proporcional a la diferencia de longitudes de los caminos de propagación

$$\rho_1 - \rho_3 = c \tau_3 \quad (4)$$

Nuevamente estamos en presencia de la ecuación de una hipérbola con focos en las estaciones E_1 y E_3 para τ_3 fijo.

La intersección de las hipérbolas (2) y (4) definen unívocamente el punto de generación de la onda electromagnética.

En forma análoga a lo que ocurre en el método radiogoniométrico, los desfases temporales τ_2 y τ_3 serán medidas con determinados errores $\Delta\tau_2$ y $\Delta\tau_3$. De este modo con la información temporal queda definida un área geográfica. Todo el espacio circundante a las estaciones queda, igualmente, subdividida en un número N de áreas cuyas superficies serán función de la distancia entre estaciones, del error en las mediciones de los desfases y de la distancia fuente a estación E_1 .

La forma de registrar los datos es enteramente análoga a la del método

do radiogoniométrico.

Método Radiogoniométrico-Hiperbólico

El método que es presentado en este trabajo conjuga los dos anteriores. Solo dos estaciones son necesarias para la ubicación geográfica de las descargas eléctricas en la atmósfera.

Ambas estaciones (E_1 y E_2) miden el tiempo de arribo de la señal y se determina el desfase temporal

$$t_1 - t_2 = \tau \quad (5)$$

y con él queda definida la hipérbola

$$\rho_1 - \rho_2 = c \tau \quad (6)$$

La determinación del punto de la hipérbola desde el cual partió la onda electromagnética se efectúa midiendo el ángulo de arribo de la señal a la estación E_1 .

Nuevamente aquí se presenta el caso en que tanto el desfase temporal como el valor angular son determinados con cierto error. Sean estos $\Delta\tau$ y $\Delta\phi$. Queda así definida un área geográfica que, en este caso, pertenece a un cuadrilátero limitado por los radios y las hipérbolas correspondientes respectivamente a los valores angulares $\phi \pm \Delta\phi$ y a los desfases temporales $\tau \pm \Delta\tau$.

EL CALCULO DE ERROR

Realizaremos el cálculo de error en la determinación de la distancia para cada uno de los tres métodos presentados aquí. Cada caso difiere de los demás en el par de variables que son considerados como independientes. Así, en el radiogoniométrico, dos ángulos ϕ_1 y ϕ_2 son las variables independientes. En el hiperbólico lo son dos diferencias de tiempo τ_1 y τ_2 . Por último, en el método híbrido radiogoniométrico-hiperbólico, las variables independientes son un ángulo ϕ y una diferencia de tiempos τ . En los tres casos tendremos que el valor del error $\Delta\rho$ en cada punto será el de una función bidimensional, o lo que es equivalente, se llega a la obtención de una distribución espacial del error. Esto permite, entonces, ubicar las estaciones en la posición geográfica más conveniente una vez fijada la región de observación.

La expresión matemática del error, si llamamos x e y a las variables independientes, será para los tres casos:

$$\Delta\rho = \sqrt{\left(\frac{\partial\rho}{\partial x} \Delta x\right)^2 + \left(\frac{\partial\rho}{\partial y} \Delta y\right)^2} \quad (7)$$

Método Radiogoniométrico

Para la realización de los cálculos se ha empleado el esquema de la

Figura 1. Desde el punto A es emitido un pulso electromagnético que se registra en las estaciones E₁ y E₂ midiéndose los ángulos φ₁ y φ₂.

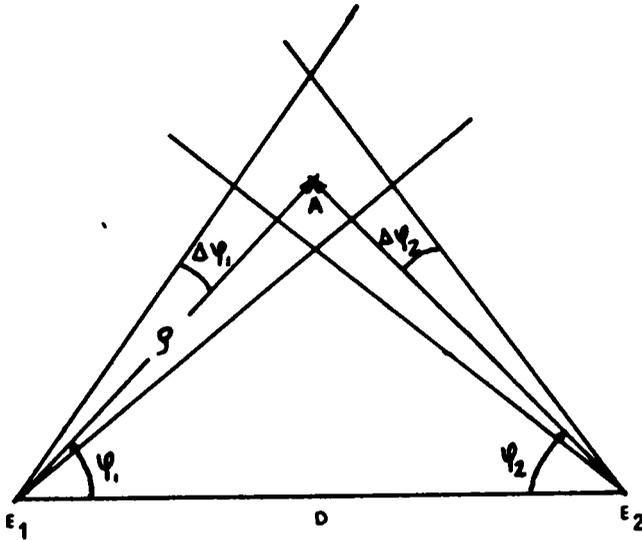


Figura 1: Disposición de las dos estaciones E₁ y E₂ en el método de triangulación radiogoniométrica. Un pulso emitido desde el punto A es asociado a un área limitada por los radios correspondientes a φ₁ ± Δφ₁ y φ₂ ± Δφ₂. (sector de 2° x 2°). El valor D indica la distancia entre estaciones.

La ubicación del lugar geográfico de la fuente emisora puede ser establecido conociendo el valor de los ángulos φ₁ y φ₂ y la distancia D entre estaciones. Como la medición de dichos ángulos vendrá afectada por un cierto error Δφ_i generalmente ≠ 0, la determinación de ρ también estará afectada por un error Δρ. El punto A queda definido como centro del área formada por la intersección de los radios correspondientes a φ₁ ± Δφ₁ y φ₂ ± Δφ₂.

Tomando un sistema de coordenadas polares con centro en la estación E₁, la distancia ρ puede ser definida como:

$$\rho = \frac{D \operatorname{sen} \phi_2}{\operatorname{sen} (\phi_1 + \phi_2)} \tag{8}$$

Calculando las derivadas parciales ∂ρ/∂φ₁ y ∂ρ/∂φ₂ a partir de esta ecuación y reemplazando en (7) queda, siendo Δφ₁ = Δφ₂ = Δφ :

$$\Delta \rho \approx \rho \Delta \phi \left(2 \operatorname{cotg}^2 (\phi_1 + \phi_2) + \operatorname{cotg}^2 \phi_2 - 2 \operatorname{cotg} \phi_2 \operatorname{cotg} (\phi_1 + \phi_2) \right)^{1/2} \tag{9}$$

reemplazando el ángulo φ₁ en función de φ₂ y ρ obtenemos

$$\Delta\rho = \rho \Delta\phi \left\{ \cotg^2\phi_2 + 2 \cotg^2\phi_2 \frac{(\rho^2 - D^2 \operatorname{sen} \phi_2)^{1/2}}{D \operatorname{sen} \phi_2} + \frac{2\rho^2 - D^2 \operatorname{sen} \phi_2}{D^2 \operatorname{sen}^2 \phi_2} \right\}^{1/2} \quad (10)$$

A partir de esta expresión fueron calculados los $\Delta\phi$ para cada par de valores ϕ_2 y ρ fijados. Los resultados están graficados en la Figura 2.

Aquí puede observarse una función de distribución asimétrica del error $\Delta\rho$ con respecto a las estaciones, pero simétrica alrededor de un eje que contiene a E_1 y E_2 .

El error mínimo se comete en las cercanías de la estación E_2 . El máximo se da a lo largo de eje de simetría. En el intervalo $E_1 E_2$ el error crece rápidamente para ángulos cercanos a 0° .

Se observa también un crecimiento del error con la distancia.

En definitiva resulta que el error $\Delta\rho$ depende de los siguientes factores:

- i) del valor angular de ϕ_1 y ϕ_2 .
- ii) de los errores angulares $\Delta\phi_1$ y $\Delta\phi_2$.
- iii) de la distancia D entre estaciones.
- iv) de la distancia fuente-observador.

De estos parámetros, naturalmente, sólo son gobernables la distancia D y los errores $\Delta\phi_1$ y $\Delta\phi_2$. Una vez fijados éstos, queda definitivamente acotado el nivel de error para cada lugar geográfico ubicado.

La observación en los lugares cercanos al eje que une las estaciones donde el error es máximo, puede ser mejorado sensiblemente con la instalación de una tercera estación.

Método Radiogoniométrico-Hiperbólico

En el presente caso hacemos uso del esquema de la Figura 3.

El punto A es nuevamente considerado como el centro emisor de un pulso electromagnético que se registra en las estaciones E_1 y E_2 en los tiempos t_1 y t_2 posteriores a su generación. Las distancias ρ_1 y ρ_2 cumplirán simultáneamente con el siguiente par de ecuaciones:

$$\rho_1 - \rho_2 = c \tau \quad (11)$$

$$\rho_2^2 = \rho_1^2 + D^2 - 2 \rho_1 D \operatorname{sen} \phi$$

con lo cual la distancia ρ_1 vendrá expresada por:

$$\rho_1 = \frac{D^2 - (c \tau)^2}{2 (D \operatorname{sen} \phi - c \tau)} \quad (12)$$

Calculando las derivadas $\partial\rho/\partial\tau$ y $\partial\rho/\partial\phi$ a partir de esta ecuación y reemplazando en (7) queda:

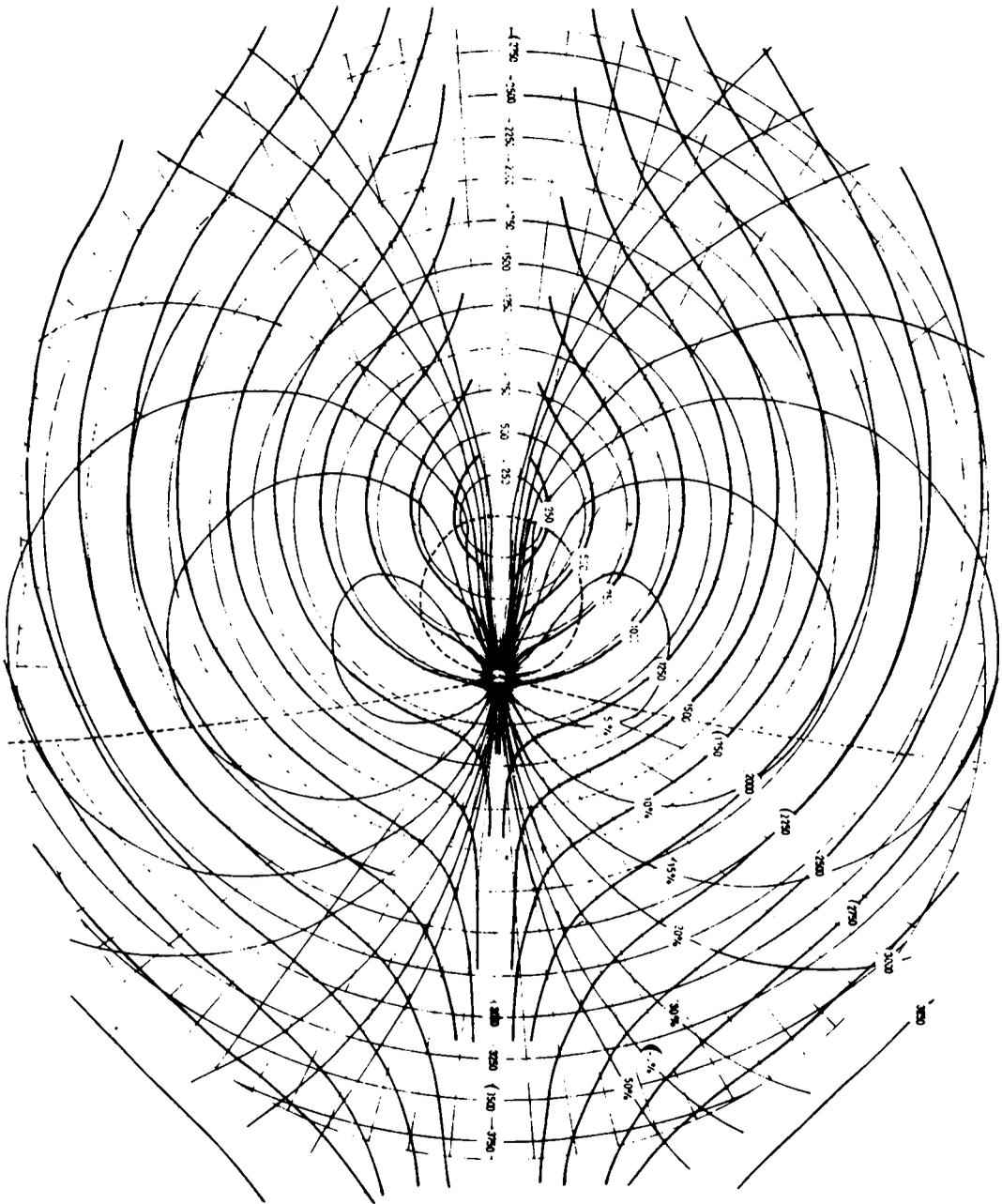


Figura 2: Distribución espacial del error por el método de triangulación radiogoniométrica.

Se considera la distancia ρ medida desde la estación E_1 (centro de los círculos numerados desde el 250 al 3750) y ϕ_2 medido desde la estación E_2 (vértice de los ángulos)

La distancia entre estaciones es de 960 unidades de longitud y $\Delta\phi_2 = \pm 1^\circ$

Las diferencias de distancias, medidas desde la estación E_1 , entre las curvas y círculos indicados con los mismos números dan el error absoluto en cada dirección en las unidades utilizadas.

Las líneas punteadas unen los puntos de mínimo error.

Se indican además las curvas de error porcentual constante entre 5% y 50%.

$$\Delta\rho = \left\{ \left[\frac{c(\rho - c\tau)}{D \sin \phi - c\tau} \Delta\tau \right]^2 + \left[\frac{\rho D \cos \phi}{D \sin \phi - c\tau} \Delta\phi \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (13)$$

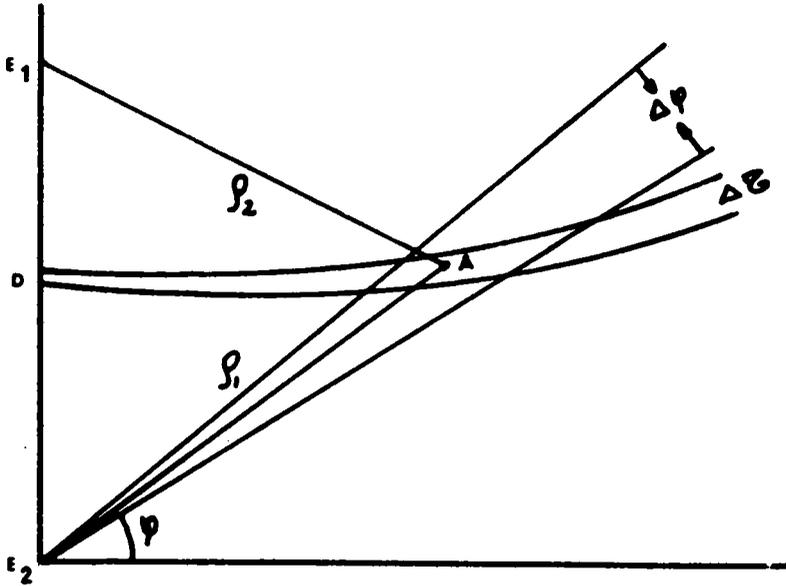


Figura 3: Disposición de las dos estaciones \$E_1\$ y \$E_2\$ en el método Radiogoniométrico-Hiperbólico. Un pulso emitido desde el punto \$A\$ es asociado a un área limitada por los radios correspondientes a \$\phi \pm \Delta\phi\$ y las hipérbolas correspondientes a \$\tau \pm \Delta\tau\$.

Los valores de los errores \$\Delta\phi\$ y \$\Delta\tau\$ se tomaron como:

$$\Delta\phi = \pm 1^\circ$$

$$\Delta\tau = 1 \mu \text{ seg}$$

Los resultados son mostrados en la Figura 4. Puede observarse que \$\Delta\rho\$ es una función simétrica alrededor del eje que une las estaciones. En el gráfico pueden observarse las curvas para valores entre 9 y 0.2 Km del error absoluto. Se muestra además las curvas de error porcentual entre 0.5 y 10 por ciento.

Como la función \$\Delta\phi\$ no es lineal en \$\Delta\tau\$, hemos graficado la curva de 9 Km en error absoluto y la del error porcentual de 10% para valores de

$$\Delta\tau = 1, 2, 5 \text{ y } 10 \mu \text{ seg}$$

Los resultados pueden verse en la Figura 5.

Método Hiperbólico

La presentación del problema geométrico lo damos en la Figura 6.

El punto \$A\$ es considerado como centro emisor. El pulso alcanza las es

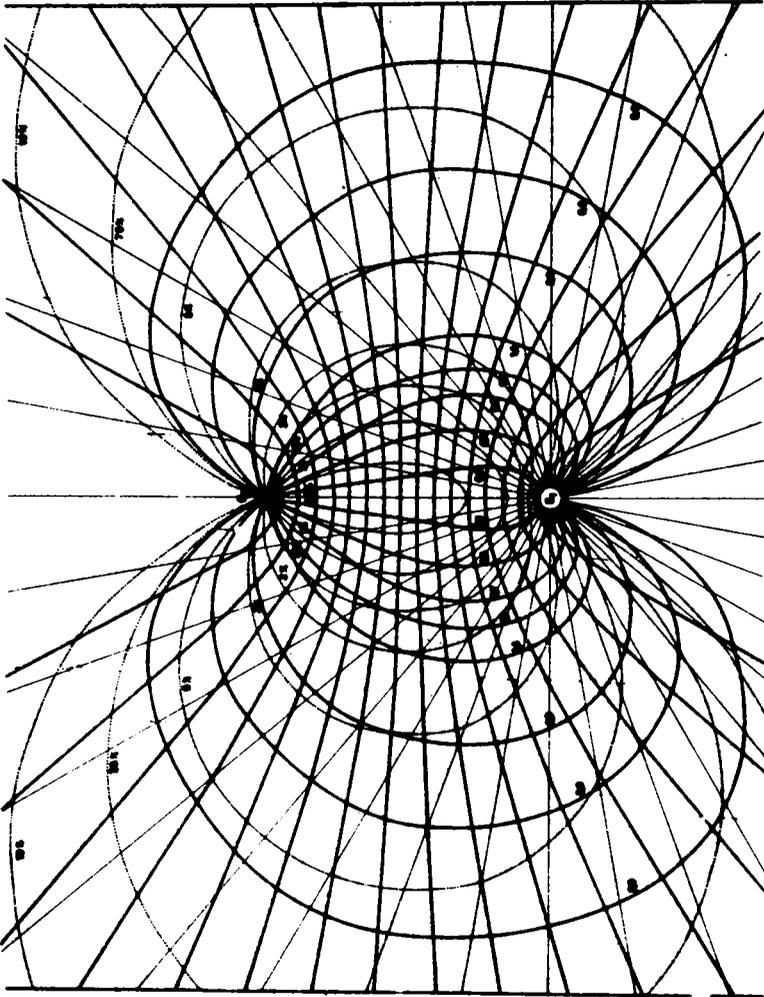


Figura 4: Distribución espacial del error por el método Radiogoniométrico-Hiperbólico. Se muestran 16 hipérbolas características del conjunto y algunos posibles ángulos de coincidencia (cada 10°). Las líneas llenas son curvas de igual error absoluto cuyo valor en Km está indicado en la serie inferior de números.

Las líneas llenas son curvas de igual error absoluto cuyo valor en Km está indicado en la serie inferior de números.

Las líneas punteadas son curvas de igual error porcentual. Sus valores se indican en la serie superior de números.

La distancia entre estaciones es de 100 Km y los errores angulares y temporales son $\Delta\phi = \pm 1^\circ$ y $\Delta t = 1 \mu\text{seg}$ respectivamente.

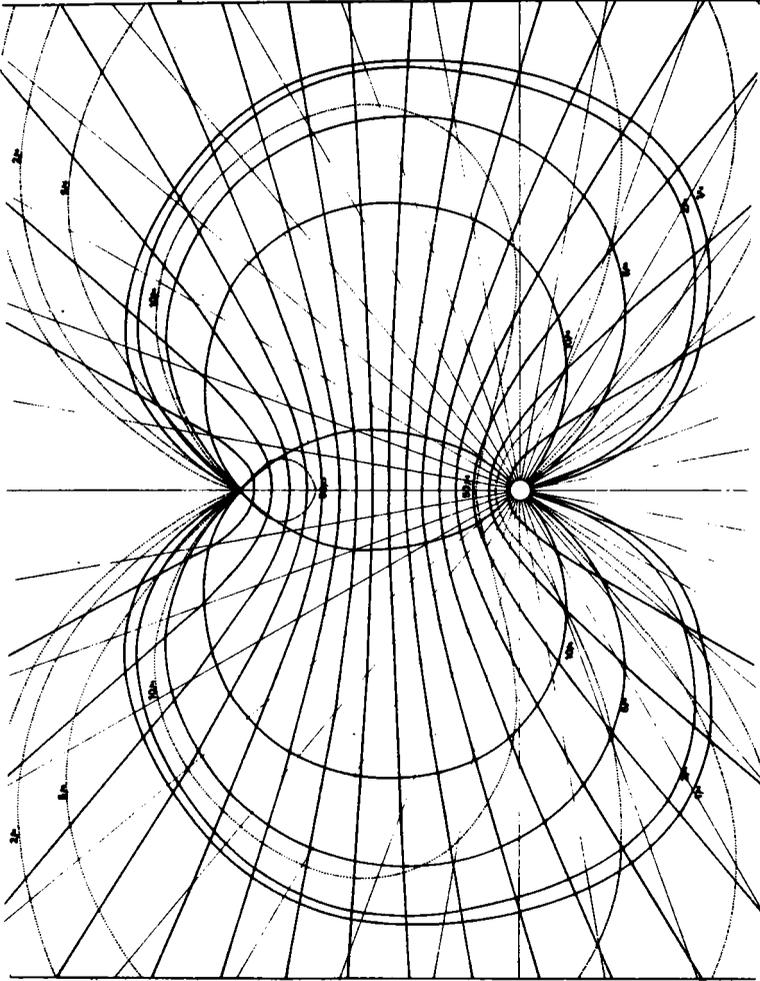


Figura 5: Curvas de error para precisión en $\Delta\tau = 1, 2, 5$ y 10 seg. Las líneas llenas corresponden a curvas de error absoluto de 9 Km. Las líneas de puntos corresponden a error porcentual del 10% .

taciones E_1 , E_2 y E_3 en los tiempos t_1 , t_2 y t_3 posteriores a su generación.

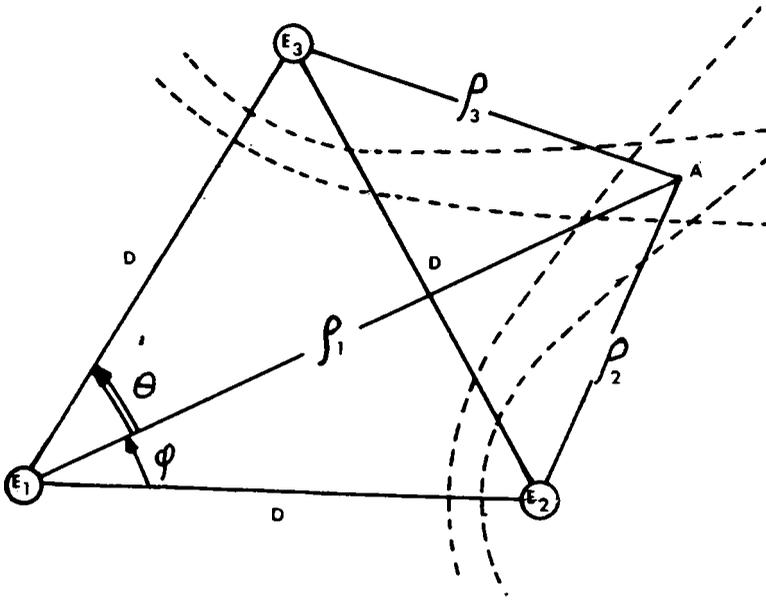


Figura 6: Disposición de las tres estaciones E_1 , E_2 y E_3 en el método hiperbólico. Un pulso emitido desde el punto A es asociado a un área limitada por las hipérbolas correspondientes a $\tau_2 \pm \Delta\tau_2$ y $\tau_3 \pm \Delta\tau_3$. D indica la distancia entre estaciones. Los ángulos θ y ϕ se miden siempre en el sentido indicado en la Figura, cualquiera sea la ubicación del punto A sobre el plano.

Las distancias ρ_1 , ρ_2 , y ρ_3 satisfacen las ecuaciones:

$$\rho_1 - \rho_2 = c \tau_2 \tag{14}$$

$$\rho_1 - \rho_3 = c \tau_3$$

por un lado y por el otro:

$$\rho_2^2 = \rho_1^2 + D^2 - 2 \rho_1 D \cos \phi \tag{15}$$

$$\rho_3^2 = \rho_1^2 + D^2 - 2 \rho_1 D \cos \theta$$

donde los ángulos θ y ϕ cumplen con:

$$\theta + \phi = \pi/3$$

de este modo la distancia ρ entre la fuente y la estación E_1 vendrá dada por una ecuación de segundo grado

$$A \rho_1^2 + B \rho_1 + H = 0 \quad (16)$$

donde:

$$A = 4 \cdot c^2 (\tau_2 - \tau_3)^2 - 3 (D^2 - (c \tau_3)^2)$$

$$B = 3 \cdot c \tau_3 (D^2 - (c \tau_3)^2) - 4 \cdot c^3 (\tau_2^2 - \tau_3^2) (\tau_2 - \tau_3) \quad (17)$$

$$H = c^4 (\tau_2^2 - \tau_3^2)^2 + 3/4 (D^2 - (c \tau_3)^2)^2$$

entonces, el valor de ρ_1 vendrá dado por:

$$\rho_1 = \frac{-B \pm \sqrt{\Delta}}{2A} \quad (18)$$

donde:

$$\Delta = B^2 - 4 \cdot A \cdot H \quad (19)$$

Dado que las variables independientes son τ_2 y τ_3 , las derivadas parciales de ρ_1 respecto a ellas serán:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial \tau_i} = \frac{\partial \rho_1}{\partial B} \frac{\partial B}{\partial \tau_i} + \frac{\partial \rho_1}{\partial \Delta} \frac{\partial \Delta}{\partial \tau_i} + \frac{\partial \rho_1}{\partial A} \frac{\partial A}{\partial \tau_i} \quad (i = 2,3) \quad (20)$$

Como cada par de valores de τ_2 y τ_3 definen un par de hipérbolas es posible que estas no tengan puntos en común o que se intersecten en uno o dos puntos. El primer caso corresponde a Δ nulo. En los demás casos obtendremos uno o dos valores de la distancia ρ_1 .

Reemplazando las derivadas (20) en la ecuación (7) tenemos la distribución espacial $\Delta\rho$ del error.

Los resultados pueden verse en la Figura 7. Las estaciones están ubicadas en los vértices de un triángulo equilátero de 100 Km de lado.

La función error es simétrica respecto de un eje perpendicular al lado $E_2 E_3$ y que pasa por E_1 . Es precisamente en esta dirección según la cual se obtienen los mínimos errores.

En la Figura 7 están graficadas las curvas de error absoluto entre 0,15 y 3,4 Km y 32 hipérbolas características. Nuevamente el valor de $\Delta\tau$ fue tomado como 1 μseg .

REQUERIMIENTOS PARA LA IMPLEMENTACION DE CADA SISTEMA

Antes de describir los requerimientos para cada uno de los sistemas, mencionaremos brevemente los generales para un sistema de localización geo

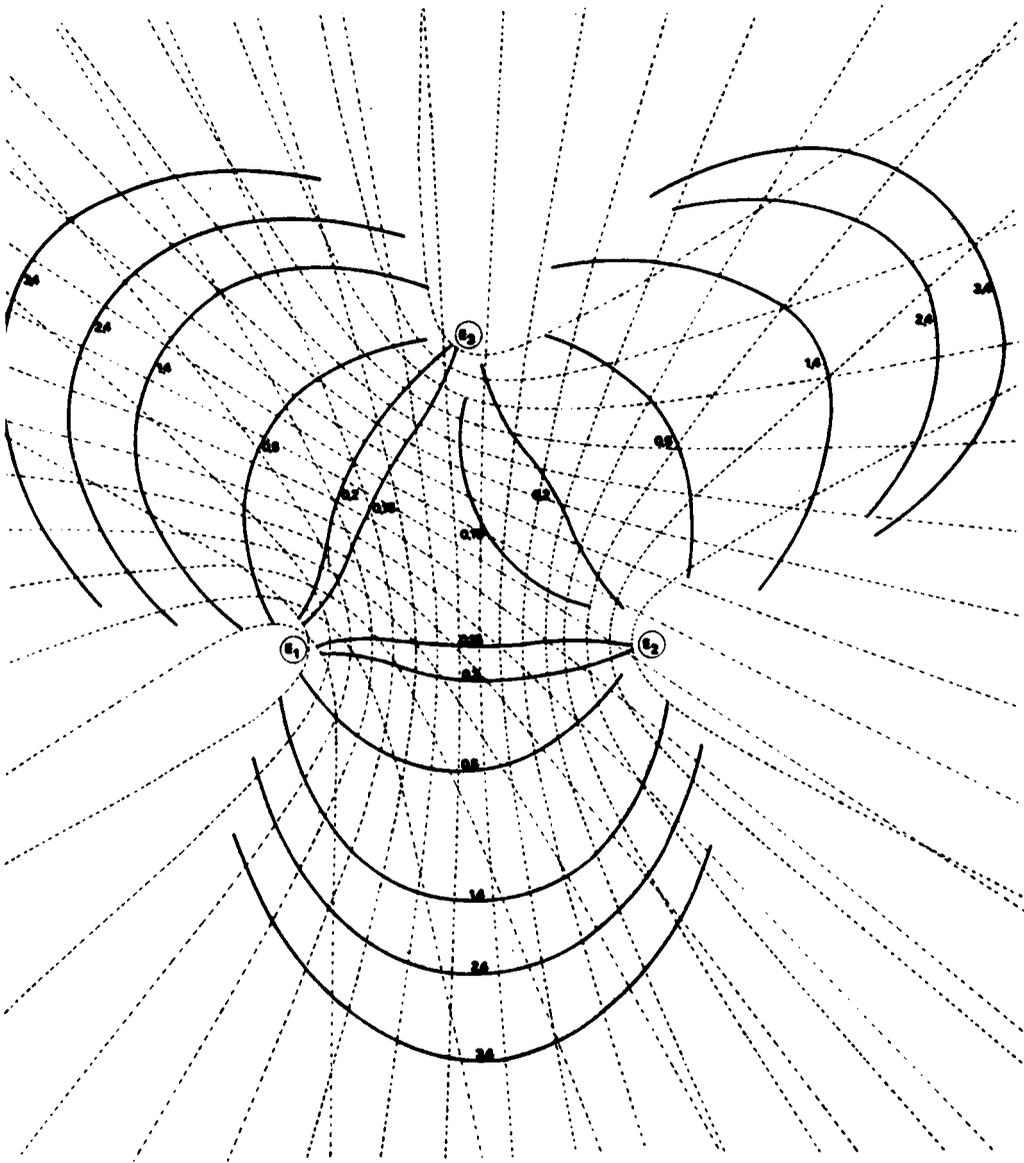


Figura 7: Distribución espacial de error en la determinación de las distancias por el método hiperbólico. Se muestran dos juegos de 16 hipérbolas; u no entre las estaciones E_1 y E_2 y otro entre las estaciones E_1 y E_3 . La distancia entre estaciones es de 100 Km. Las curvas indican igual valor absoluto en Km según los valores numéricos correspondientes. La falta de continuidad en las curvas se debe a carencia de datos.

gráfica de descargas eléctricas atmosféricas.

Hemos mencionado que en investigaciones de carácter meteorológico es necesario poder determinar la totalidad de pulsos emitidos desde cada celda en actividad.

En observaciones realizadas en este departamento, (Hofmann-Pagano-Falcoz, 1972), se ha determinado la distribución de intervalos entre pulsos producidos en condiciones de tormentas severas. Los resultados muestran que los intervalos de máxima probabilidad yacen alrededor de los 7 mseg. Por otro lado, la probabilidad de ocurrencia de pulsos separados con intervalos menores a los 3mseg es muy pequeño frente a la totalidad.

Es entonces necesario contar con un equipo experimental con un tiempo muerto del orden de los 3 mseg.

Una vez medido el ángulo azimutal o determinado el instante de arribo de cada señal, según sea el caso, las estaciones que actúan como satélites deben enviar ese dato a la estación centralizadora, dentro de los 3 mseg anteriormente mencionados.

Los datos de ambas estaciones ingresan a un sistema de adquisición de datos en tiempo real.

Sistema Radiogoniométrico

Cada una de las dos estaciones cuenta con un equipo radiogoniométrico, esto es, un sistema capaz de medir el ángulo de arribo de la señal electromagnética. Los analizadores de atmosféricos (VLFAA) desarrollados por el Heinrich-Hertz-Institut, Berlín-Charlottenburg, permiten realizar la medida angular con un error de $\pm 1^\circ$. Así mismo, estos equipos permiten determinar ciertos parámetros espectrales. El modo de operar de estos equipos puede verse en el Bericht N°90 del Heinrich-Hertz-Institut, Berlín-Charlottenburg.

El hecho de medir el valor angular con la precisión anotada, significa que desde la estación satélite debe transmitirse, a la estación centralizadora, uno de 180 valores posibles para cada pulso registrado. Esto corresponde al caso de observación a todo azimut.

Como la información es digitalizada, esto implica que es necesario un sistema de transmisión cuya capacidad sea de 8 bit cada 3 mseg.

Existen comercialmente equipos moduladores con capacidad de transmisión de 2600 bit/seg como el requerido en este sistema.

El enlace radial se establece por V.H.F.

La estación centralizadora debe estar provista de un receptor en VHF y un decodificador de la señal transmitida.

El registro de los datos y la determinación del lugar de origen de los pulsos ya ha sido descrito al comentar el Principio de los Métodos.

Sistema Radiogoniométrico-Hiperbólico

Cada estación dispone de un receptor de banda angosta y baja frecuencia (en el rango de 1750-2500Hz). El arribo de la señal electromagnética genera en los filtros activos señales senoidales (exactamente iguales en ambas estaciones) cuya amortiguación depende naturalmente del valor de Q. La amplitud y la fase inicial de dichas ondas, depende de la amplitud del pulso de entrada al circuito y del contenido armónico del mismo.

En este caso los dos circuitos resonantes son excitados por el mismo

pulso, pero con un cierto desfasaje de tiempo Δt . De este modo las amplitudes iniciales serán las mismas, pero las fases quedarán en ese mismo Δt .

Debe cumplirse la condición de que Δt sea menor que el período de la onda senoidal para poder diferenciar, de esta manera, los Δt en forma unívoca.

Cumplida esta condición, la medición del tiempo Δt se reduce a realizar una medición de fases en la cual se comparan las fases de los dos circuitos sintonizados.

Para realizar esta operación obviamente es preciso que ambas señales estén disponibles en el mismo lugar, para lo cual la señal generada en una de las estaciones debe ser transmitida a la segunda estación.

Hay que tener en cuenta que al Δt original se le adiciona un tiempo fijo $\Delta t' = D/c$ (tiempo de transmisión) de modo que en la estación centralizadora el desfasaje total de las señales es:

$$\Delta \tau = \Delta t + D/c$$

cantidad esta que resulta siempre de igual signo, independientemente del lugar de generación del pulso electromagnético.

Los circuitos oscilantes deben ser amortiguados bruscamente un cierto tiempo después del arribo del pulso. De esta manera el sistema queda en condiciones de realizar una nueva medición. Ese tiempo debe ser elegido en función de:

- i) frecuencia de la oscilación
- ii) tiempos entre pulsos de atmosféricos
- iii) tiempo necesario para efectuar la medición de fases
- iv) ancho de banda de transmisor y receptor.

Considerando $f = 2.500$ Hz, tiempo mínimo entre pulsos de 3 mseg y un ancho de banda de transmisor-receptor de 3 KHz, resulta apropiado un tren de oscilaciones del orden de 2,8 mseg, lo cual implica la existencia de 7 oscilaciones con un período de 400 μ seg cada una, condición suficiente a los efectos de lograr una onda estable durante por lo menos cuatro períodos a la salida del receptor.

El enlace radial se establece por VHF.

La estación centralizadora cuenta además con un radiogoniómetro que determina el ángulo azimutal de arribo de la señal.

El registro de datos fue descrito bajo el título Principio de los Métodos.

Sistema Hiperbólico

Es necesario disponer de por lo menos 3 estaciones receptoras. Cada una de ellas opera con un receptor de baja frecuencia totalmente análogo al descrito en el sistema anterior. La transmisión de la onda senoidal se efectúa desde las dos estaciones que actúan de satélite, a la estación centralizadora. Con tres pulsos corridos temporalmente, se pueden determinar 3 desfasajes.

Es necesario entonces contar con dos transmisores y dos receptores en VHF para posibilitar el enlace radial.

CONCLUSIONES

En la construcción de un sistema de localización geográfica de descargas eléctricas en la atmósfera, en tiempo real, el punto crítico es la transmisión del dato angular o temporal entre estaciones que componen la red. Es conveniente entonces, en cuanto a transmisión se refiere, pensar en un sistema donde el caudal de información a transmitir sea mínimo. Esta ventaja obviamente la llevan los métodos hiperbólicos.

Por otro lado, desde el punto de vista de las precisiones alcanzables el método hiperbólico parece el más ventajoso, siempre y cuando los desfases sean medidos con elevada precisión (del orden de 1 μ seg). Si esto no es el caso, la precisión del método radiogoniométrico-hiperbólico es mayor puesto que en el hiperbólico el error es directamente proporcional al $\Delta\tau$ mínimo medido y el mismo crece rápidamente para $\Delta\tau = 5 \mu$ seg. Esta situación puede analizarse observando las Figuras 5 y 7.

B I B L I O G R A F I A

- HEYDT, G.; 1967: *Peilanlagen zur Messung von spectralen Amplitudenverteilungen, Amplitudenverhältnissen und Gruppenlaufzeitdifferenz von Atmospheric. Technischer Bericht N^o 90 des Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung. Berlin-Charlottenburg.*
- HOFMANN, C.A.; FALCOZ, H. y PAGANO, M.; 1972: *Medición de las secuencias temporales de producción de atmosféricos. Informe y Memoria N^o 1. Departamento de Electricidad Atmosférica-Observatorio Nacional de Física Cósmica de San Miguel, pp. 29-34.*
- LEWIS, E.A.; HARWEY, R.B. y RASMUSSEN, J.E.; 1960: *Hyperbolic Direction Finding with Spheres of Transatlantic Origin Journal of Geophysical Research, Vol. 65, n. 7, pp. 1879-1904.*

**APORTE GEOFISICO PARA LA SOLUCION DE UN PROBLEMA
DE FUNDACION DEL PUENTE SOBRE EL RIO
VAQUEROS - RUTA NACIONAL N° 9,
EN LA PROVINCIA DE SALTA**

BENITO BENVENUTO CASCARINO
Dirección Nacional de Vialidad

La aplicación de la Geoelectrica aporta datos muy valiosos acerca de las condiciones físico-estructurales de los materiales del subsuelo, en los sitios en que ha de fundarse una determinada infraestructura vial. Ella complementa y amplía la información geológica de superficie y la provee niente de los sondeos mecánicos (pozos a cielo abierto), se trata de la obra de arte sobre el río Vaqueros, en la Ruta Nacional número 9, en la provincia de Salta.

The application of Geoelectrics provides useful data about the physico-structural conditions of subsoil materials in sites where a specific road infrastructure will be constructed; it complements and widens the surface geological information and that gathered from mechanical drilling. This is the case of the bridge on the Vaqueros River, National Highway N°9, in Salta province.

INTRODUCCION

En general, el proyecto de una obra de arte para el cruce de un curso de agua va precedido de un complejo estudio, referido sobre todo al régimen hidráulico de las aguas del río y a las condiciones geológicas e hidrogeológicas del terreno en que ha de apoyarse la infraestructura. Los estudios geológicos superficiales si bien permiten resolver, en gran parte, los problemas litológicos del subsuelo, muy a menudo no pueden deducir la distribución y posición en profundidad de las formaciones de interés. Es así que los geólogos suelen recurrir a la práctica de realizar sondeos mecánicos (sean ellos hechos en forma manual o con máquinas). Estos procedimientos, indudablemente, permiten conocer con bastante exactitud la estratigrafía de los terrenos atravesados por la perforación; pero tienen el inconveniente de que, por un lado, son lentos y costosos, y por el otro, suministran información puntual.

Además, ellos son de difícil ejecución en sitios inaccesibles o en aquellos lugares donde las condiciones litológicas y/o hidráulicas del subsuelo no son apropiadas (caso de cursos de agua cordilleranos, y/o serranos). Ante estas dificultades se recurre a la utilización de métodos indirectos de investigación mediante la medición de algunos parámetros físicos desde la superficie.

ASPECTOS FISIOGRAFICOS LOCALES

La nueva traza de la Ruta Nacional N°9 cruza el río Vaqueros en la cercanía de la localidad homónima, que se encuentra específicamente a un kilómetro, aproximadamente, aguas arriba del actual puente carretero, donde las coordenadas geográficas son los 24° 40' de latitud sur y los 65° 26' de longitud oeste. El clima local es aproximadamente uniforme, con temperatura media anual de 16° C y con lluvias marcadamente estacionales (del orden de los 700 milímetros anuales); factor este último responsable de las irregularidades de los escurrimientos de estos cursos de agua serranos.

BREVE DESCRIPCION GEOLOGICA DEL SECTOR

El río Vaqueros tiene sus nacientes en el cordón de Lesser y emplaza el tramo inferior de su cauce en sentido transversal al "Valle de Lerma". Al igual que otros colectores de la comarca se orienta en dirección Oeste-Este, aportando sus aguas al sistema del Río Mojotoro-Lavayen. Se observa, además, claramente que este río ha estado sujeto, en el curso de su historia, a una migración de Sur al Norte hasta alcanzar la actual posición. Prosiguiendo este estudio geológico el Lic. Omar VIERA, del Sector Fotogeología de la D.N. de Fabricaciones Militares (Plan NOA I), sitúa la zona de referencia en terrenos pertenecientes al período cuartario e identifica a la misma como una cuenca de sedimentación de materiales de arrastre. Dichos materiales, a su vez, según el mencionado geólogo descansarían sobre sedimentos continentales terciarios que consisten en conglomerados, areniscas y areniscas de granos finos, limo arcillosos de colores pardo y pardos rojizos. Son, por lo general, poco consolidados.

ESTUDIOS REALIZADOS

En vista de que la Geología no daba una idea cuantitativa de la secuencia estratigráfica del subsuelo, se optó por realizar pozos a cielo abierto, puesto que debido a las características físico-estructurales del subsuelo era imposible practicar perforaciones con equipos convencionales. Se complementó dicha investigación con una serie de sondeos eléctricos verticales y algunos ensayos de mecánica de suelos.

EXCAVACIONES A CIELO ABIERTO

Estas, en número de dos, fueron practicadas en el cauce del río por el operador del Departamento Puentes de la Dirección Nacional de Vialidad, Don Jorge PASTORALE, (con una abertura aproximada de 1,8 m por 1,8 m); alcanzando, para ello, una profundidad máxima de 6,0 metros, puesto que ya empezaban a aparecer desprendimientos de rodados de las paredes del pozo y filtraciones de agua. Esto motivó que se desechara este sistema de trabajo, para mayores profundidades, vistas las dificultades que acabamos de enumerar.

INVESTIGACION GEOFISICA

Consecuentemente, como comprobación inmediata de la investigación directa, a requerimientos del Departamento Puentes de nuestra Repartición, se efectuaron, en correspondencia con las fundaciones, determinaciones de medidas geofísicas para definir la extensión lateral y en profundidad de ciertos tipos de condiciones de los terrenos interesados. Para ello, dada la disposición subhorizontal de los materiales en este lugar y la naturaleza de los problemas geológicos planteados al principio, se eligió como método geoelectrico más adecuado el del sondeo eléctrico vertical y la configuración tetrapolar Schlumberger. Se efectuaron, para ello, unos 6 (seis) sondeos eléctricos verticales a lo largo de un perfil transversal al río, en el sector de influencia de la fundación de la obra de arte. La dirección de estos dispositivos se mantuvo, aproximadamente, paralela a la orientación del curso de agua, alcanzándose en la línea de emisión de corriente una longitud máxima de 120 metros ($AB/2 = 120$ m.), lo cual permitió lograr una penetración superior a los 20,0 metros de profundidad. Para la realización práctica del sistema de trabajo sobre el terreno, se utilizó un "Resistivímetro 2.000 A de industria argentina, que es un instrumento bicompensador portátil de 11,5 Kg. de peso, y con un formato paralelepípedo con 0,50 m. de largo, 0,355m. de ancho y 0,165 m. de alto. Está compuesto el mismo por un sistema de detección de cero que consiste en un micro amperímetro y un preamplificador operacional, - con alcances de corriente hasta 2,0 amperes y de voltaje hasta los 1.100 milivoltios, aproximadamente. Como fuente de alimentación se utilizó un convertidor diseñado y desarrollado por Departamento de Geofísica del Observatorio Nacional de Estudios Geoheliofísicos, que entrega a la salida tensiones variables por pasos fijos, entre un mínimo de 25 voltios de c.c. un máximo de 300 voltios, con una potencia de 200 watios. Como regulador de tensión y de intensidad de corriente inyectada al suelo se utilizó un sistema drenante construido al efecto. El tendido de los cables se realizó mediante el uso del sistema de despla-

zamientos laterales de los carreteles.

ANALISIS DE LABORATORIO

El operador Dn. Luis, CARABALLO fue el encargado de determinar algunas constantes físicas de una muestra de material, correspondiente al pozo N° 1, que fue extraída de la profundidad de 4,60 metros. De ello resulta que el material se presenta poco cementado, por el hecho que el aporte de finos es muy pobre y su plasticidad prácticamente nula. Dichos ensayos se realizaron durante la etapa de excavación.

TRABAJOS DE GABINETE

La información obtenida en el campo fue consecuentemente procesada en Gabinete, realizando para ello una correlación de los datos y resultados surgidos de todas las investigaciones practicadas al efecto. La interpretación de los resultados eléctricos se efectuó estudiando el ajuste de los 6 gráficos experimentales con curvas patrones; y apoyando este análisis en las medidas y pruebas efectuadas en las dos perforaciones manuales y en la información geológica. Para ello, se han confeccionado luego varios planos y planillas que resumen gráficamente los datos y resultados de la investigación. Dicha cartografía se compone, por lo tanto, de un plano geobatimétrico que refleja la secuencia estratigráfica de los materiales del subsuelo; de gráficos eléctricos; de planos de ubicación, y de un plano conteniendo el análisis gráfico cuali-comparativo de las diferentes curvas experimentales (se aplicó aquí el método cumulativo de MOORE).

Todo ello ha permitido, en definitiva, descubrir la secuencia de los materiales hasta la profundidad de 20,0 metros, mucho mayor que la prevista para la cota de fundación. Los estratos que conforman los medios geológicos subyacentes son, pues aluviones estratificados, constituidos por una serie de sedimentos de variada composición granulométrica. Cada nivel presenta aproximadamente un aspecto sedimentológico uniforme, pero su espesor varía notablemente. Desde el nivel del terreno natural hasta las profundidades de los 6,0 m. a los 11.0 m., variables para cada sondeo, se detecta un espeso manto de material aluvional, constituido por una serie de capas sedimentarias, donde el aporte del material grueso disminuye con la profundidad (cuya resistencia eléctrica específica varía entre valores que van de los 300 a los 1.300 Ohm-m.). A continuación aparece una formación terciaria, prevalentemente arenosa y aparentemente consolidada (con resistencia eléctrica específica variable entre los 200 y los 250 Ohm-m.), que llega hasta aproximadamente los 20,0 metros de profundidad, donde empieza el techo de un potente manto de material de característica textural areno-arcillosa (cuyos valores de resistencia eléctrica específica oscilan entre los 30 y los 40 Ohm-m.).

CONCLUSIONES

Dicha información, sin duda, ha de orientar al proyectista en lo que

concieme al tipo de fundación más conveniente y a los costos de excavación en relación con la naturaleza de los materiales involucrados en el subsuelo investigado.

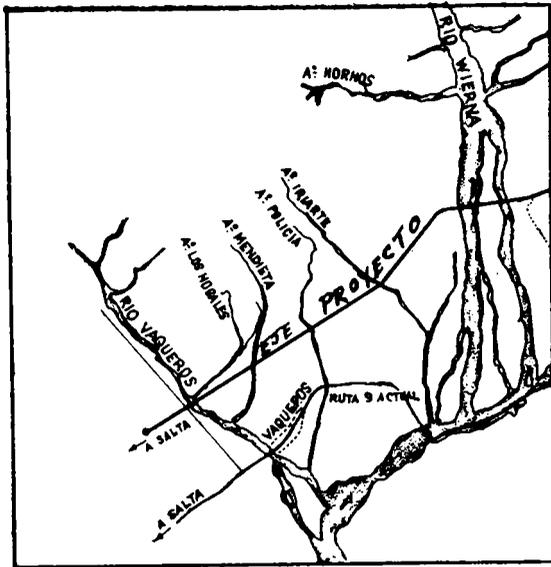


Figura 1: Planimetría general. Puente sobre el río Vaqueros en cruce con nueva ruta N°9 - Salta - Escala 1:25.000

| CRIBAS Y TAMICES | RETIENE O PASA | N° | | PESAFILTRO N° | L.L. () | L.P. () |
|------------------|----------------|--------|------|-------------------------------------|----------|----------|
| | | Pgr | 3000 | | | |
| PESO TOTAL | | Gramos | % | | | |
| 4 | R | 1.350 | | $P_f + S_h = a$ | 39,700 | 30,700 |
| | P | 1.650 | 55 | $P_f + S_s = b$ | 35,700 | 28,000 |
| 10 | R | 670 | | Agua = $a - b = c$ | 4,000 | 2,700 |
| | P | 980 | 32,6 | $P_f = d$ | 11,500 | 10,500 |
| 40 | R | 700 | | $S_s = b - d = e$ | 24,200 | 17,500 |
| | P | 280 | 9,3 | Limite % = $\frac{c}{e} \times 100$ | 16,6 | 15,6 |
| 200 | R | 195 | | Indice Plástico | | 1 |
| | P | 85 | 2,8 | | | |

Figura 2: Ensayo de laboratorio sobre muestra del pozo N°1.

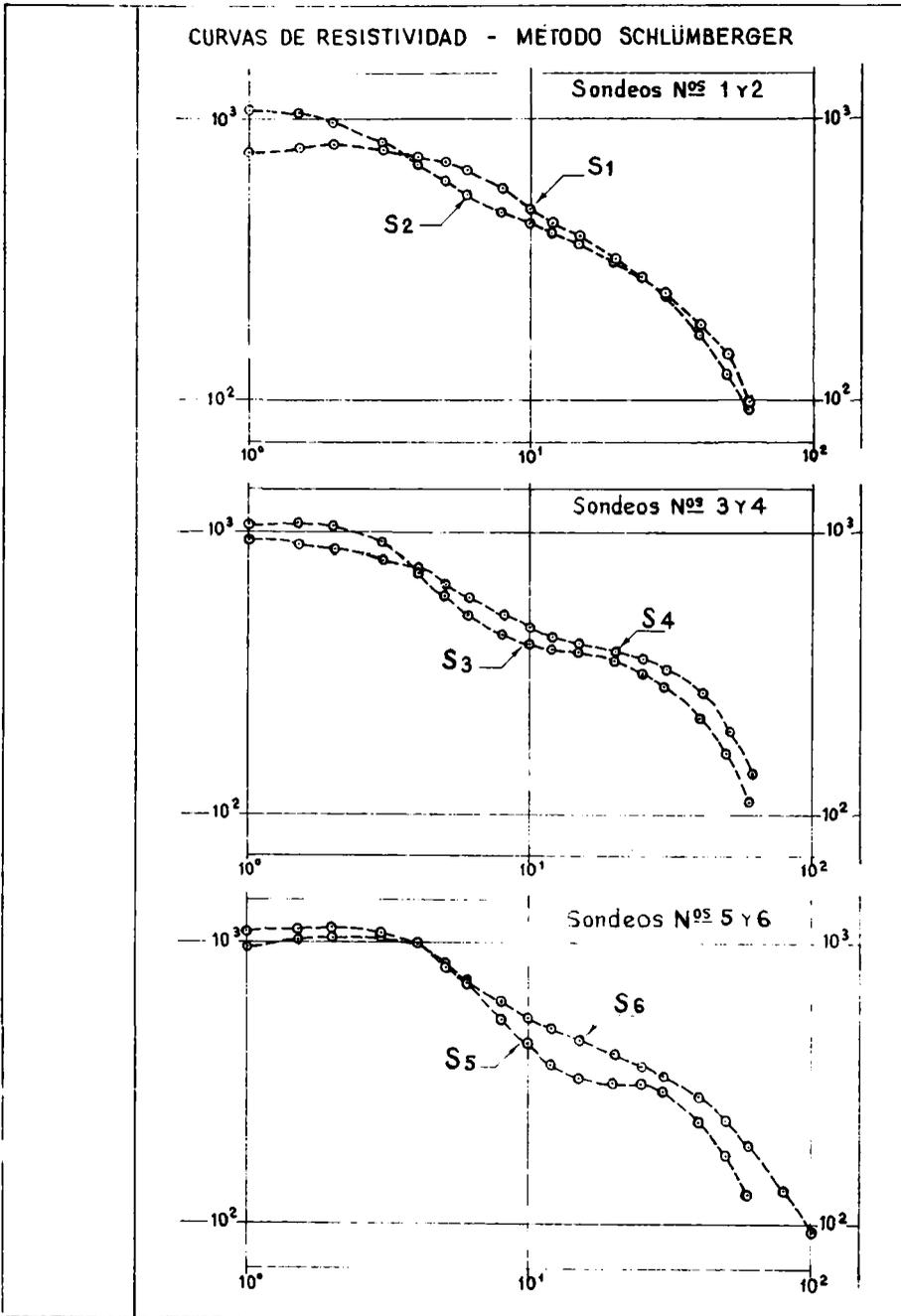


Figura 3: Curvas de resistividad obtenidas en los seis sondeos.

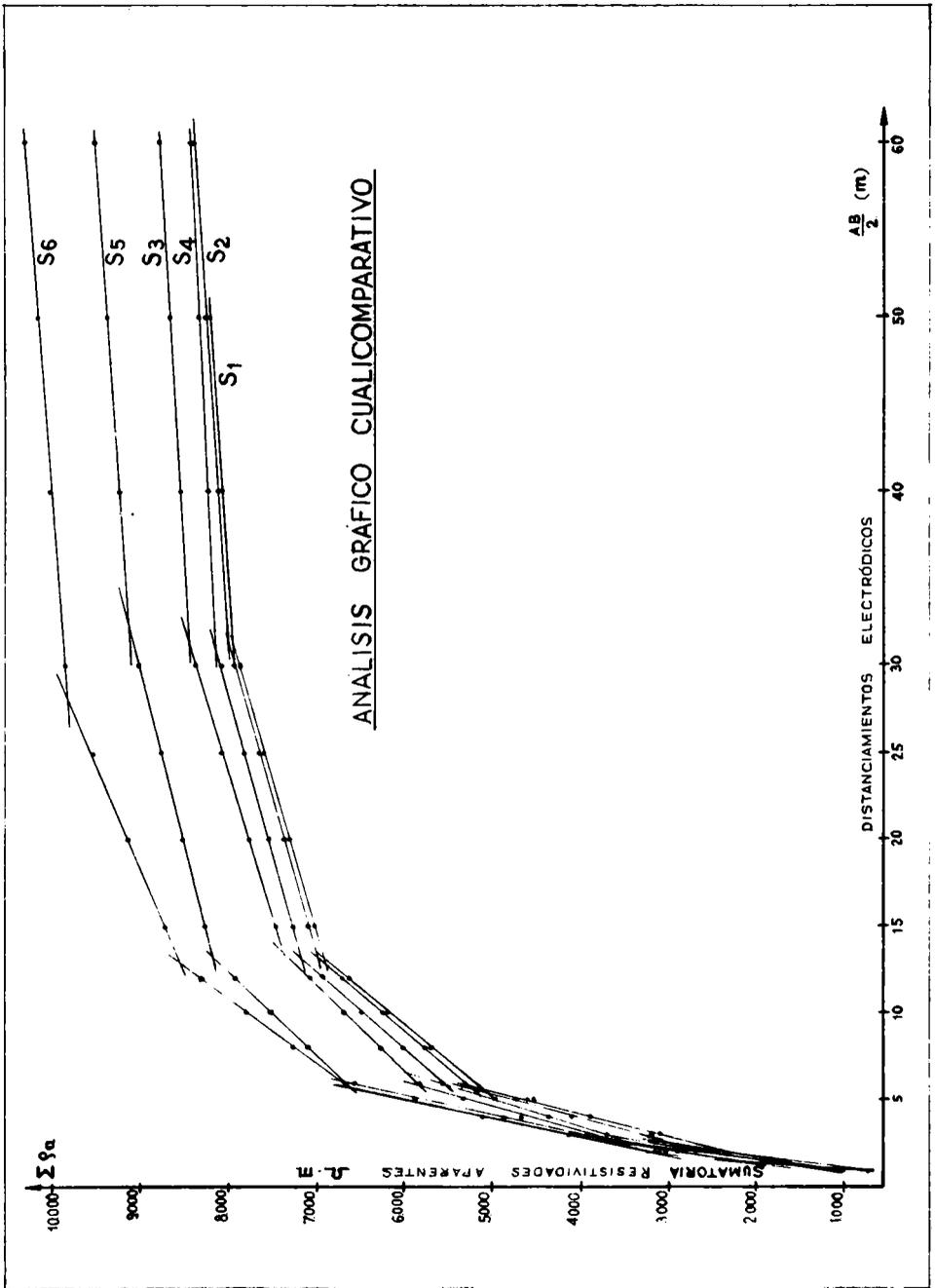


Figura 4: Análisis gráfico cualicomparativo. Integración gráfica método de Moore.

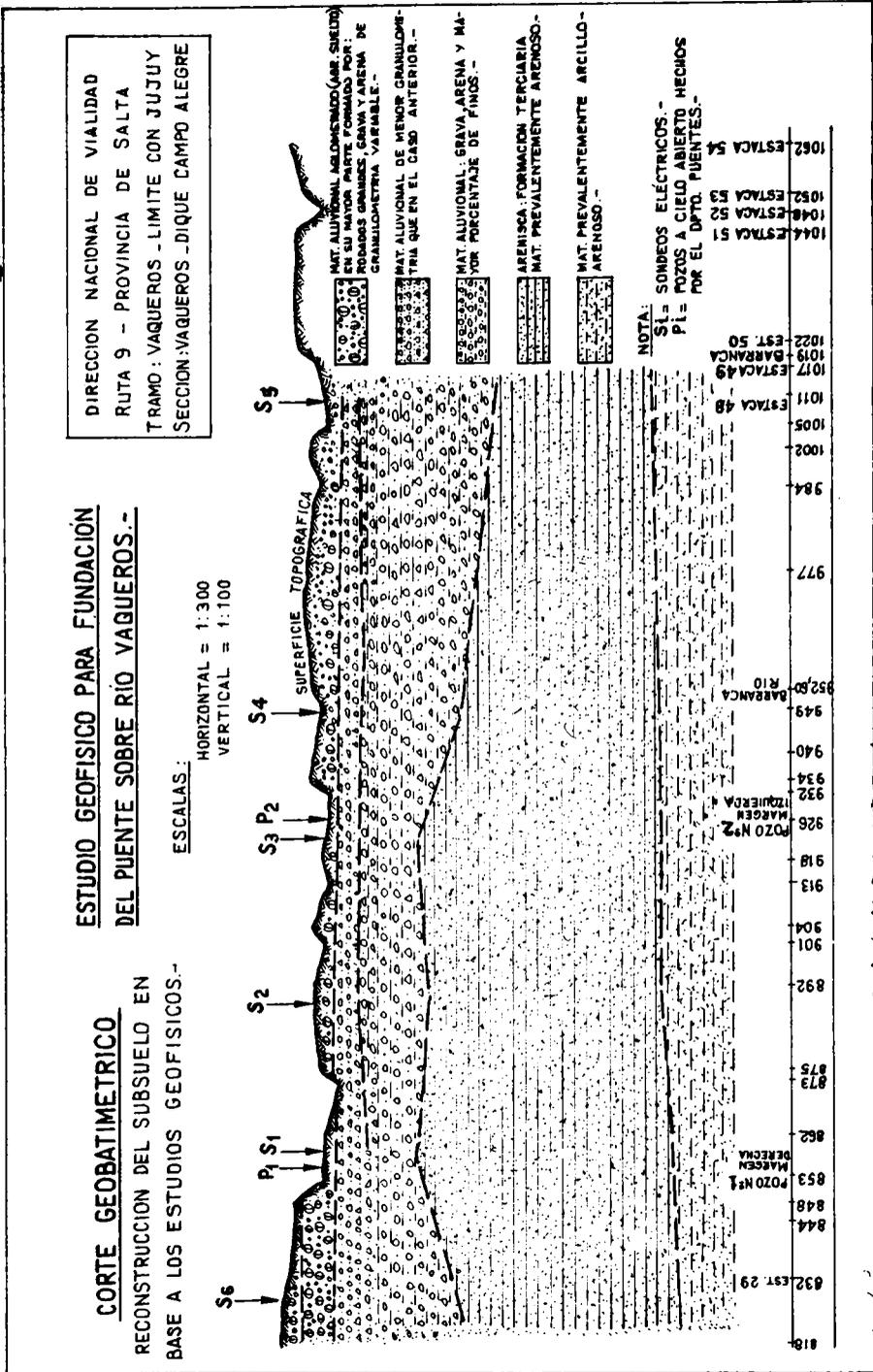


Figura 5: Corte geobatimétrico. Reconstrucción del subsuelo en base a los estudios geofísicos.

B I B L I O G R A F I A

VIERA, VICTOR OMAR: *Estudios fotogeológico del valle de Lerma. Inédito.*
1976.

PASTORALE, JORGE: *Informe Río Vaqueros.*

**PARAMETROS FOCALES DEL TERREMOTO DE SALTA
DEL 19 DE NOVIEMBRE DE 1973**

C. GERSHANIK, C. GERSHANIK, P. SIERRA, C. PASSARES,
E. JASCHEK, J. VIGGIANI
Observatorio Astronómico de la Universidad de La Plata

Para incrementar el conocimiento de las características del terremoto de Salta del 19 de noviembre de 1973, se hizo un estudio basado en los signos y en los espectros de P y en cierta medida en los registros de S. Se de terminaron los planos nodales, el momento sísmico, el largo de falla, la caída de tensión y la dislocación media. Se expone el método seguido, así como diversos recursos que se idearon para aplicarlo y se dan los resultados obtenidos.

A study based on the signs and spectral components of P, and to some extent on the records of S has been made in order to get more information on the Salta earthquake of november 19, 1973. The nodal planes, and values for the seismic moment, fault length dislocation and stress drop have been determined. The method used is described and the results are given.

INTRODUCCION

El día 19 de noviembre de 1973, a las 11h 19m 35s se produjo en Salta un terremoto cuyo foco según el U.S. Geological Survey estuvo a los $24^{\circ}7$ S, $64^{\circ}6$ W a una profundidad de 40 kilómetros y cuya magnitud fué de 5.8 mb - 5.9 ms en la escala de Richter. Como el aspecto del sismograma con que se registró en La Plata, permitió alentar la posibilidad de extraer de otros registros algo más de información a su respecto, se solicitó copias de sismogramas a diversas estaciones y al Centro de datos de la Institución N.O. A.A., de Estados Unidos. Al contarse con el referido material se decidió emprender con él las siguientes dos investigaciones: a) Determinación en base de ondas internas de planos nodales y eventualmente del sistema de cuplas equivalentes radicado en el foco; b) Determinación del momento sísmico, largo de falla y dislocación media. En lo que sigue pasamos a exponer los fundamentos en que se basaron esas determinaciones, la forma en que se llevó a cabo la tarea y los resultados obtenidos.

FUNDAMENTOS DE LA DETERMINACION DE LOS PLANOS NODALES

Para representar el movimiento ocasionado por un fenómeno sísmico, se suele asimilarlo al que puede ser ocasionado principalmente por fuerzas de corte concentradas en el foco.

Tales fuerzas representarían el colapso de tensión que tiene lugar cuando el material del globo se rompe en el foco.

Según algunos autores puede ser suficiente al efecto sólo una pareja de ellas, actuantes a uno y otro lado del plano de una falla focal. Más plausible, posiblemente, es considerar empero que las parejas equivalentes sean dos, de opuesto momento, ya que solo así puede mantenerse el equilibrio del material en el medio sometido a tensiones de corte antes de la ruptura y además, según la teoría de las dislocaciones, ese es el sistema de fuerzas con el que es más compatible un movimiento translatorio en el foco, movimiento que al parecer ocurre en efecto.

Para describir el movimiento debido a parejas de fuerzas se puede acudir a la siguiente expresión obtenida por H. E. Love (1934) para el movimiento en un punto (x, y, z) de un medio indefinido, debido a una fuerza $\chi(t)$ concentrada en un punto del medio, que se toma como origen de coordenadas, y dirigida según el eje x (Fig.1):

$$u_1 = \frac{\partial^2 r^{-1}}{\partial x^2} F_1 + \frac{x^2}{r^3} F_2 + \frac{1}{r} F_3$$

$$v_1 = \frac{\partial^2 r^{-1}}{\partial x \partial y} F_1 + \frac{xy}{r^3} F_2$$

$$w_1 = \frac{\partial^2 r^{-1}}{\partial x \partial z} F_1 + \frac{xz}{r^3} F_2$$

$$F_1 = \frac{1}{4\pi\rho} \int_{x/\alpha}^{r/\beta} t' \chi(t-t') dt'$$

$$F_2 = \frac{1}{4\pi\rho} \left[\frac{1}{\alpha^2} \chi \left(t - \frac{r}{\alpha} \right) - \frac{1}{\beta^2} \chi \left(t - \frac{r}{\beta} \right) \right]$$

$$F_3 = \frac{1}{4\pi\rho\beta^2} \chi\left(t - \frac{r}{\beta}\right)$$

$$r = \bar{i}x + \bar{j}y + \bar{k}z \quad ; \quad \alpha = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad ; \quad \beta = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$$

Al resultado precedente se puede llegar no solo mediante el camino se-
guido por Love, sino también mediante uno debido a Lamb usándolo del modo
indicado por A. Udias (1972). Si consideramos que $y=0$ es un plano de fa-
lla y que sobre sus caras actúa la pareja $\chi(t)$, $-\chi(t)$ en el plano $z=0$ el
desplazamiento correspondiente a la pareja estará dado por:

$$S_2 = \frac{\partial s_1}{\partial y} \Delta y = \bar{i}u_2 + \bar{j}v_2 + \bar{k}w_2$$

o sea que será proporcional a la derivada de s_1 respecto de y . Efectuándola,
se encuentra que a grandes distancias del origen, o como suele decir-
se, en el campo lejano:

$$\begin{aligned} u_2 &= \left(\frac{xy}{r^3} \frac{x}{r} G_1 + \frac{y}{r^2} G_2 \right) \Delta y \\ v_2 &= \frac{xy}{r^3} \frac{y}{r} G_1 \Delta y \\ w_2 &= \frac{xy}{r^3} \frac{z}{r} G_1 \Delta y \end{aligned} \tag{1}$$

$$G_1 = - \frac{1}{4\pi\rho} \left[\frac{1}{\alpha^3} \dot{\chi}\left(t - \frac{r}{\alpha}\right) - \frac{1}{\beta^3} \dot{\chi}\left(t - \frac{r}{\beta}\right) \right]$$

$$G_2 = - \frac{1}{4\pi\rho\beta^3} \dot{\chi}\left(t - \frac{r}{\beta}\right)$$

Se ve en estas expresiones que los términos en G_1 representan un movimien-
to longitudinal, que será nulo en los planos $y=0$ e $x=0$. A dichos planos se
los conoce con el nombre de planos nodales. El primero será el plano de
falla y al segundo se lo conoce con el nombre de plano auxiliar. Los pla-
nos nodales dividen el espacio en cuatro cuadrantes a saber (x,y) , $(x,-y)$,
 $(-x,y)$ $(-x,-y)$. Si el movimiento longitudinal tiene signo positivo en el
cuadrante (xy) , lo tendrá también en el cuadrante $(-x,-y)$, y signo negativo
en los cuadrantes $(-x,y)$ $(x,-y)$ (Figura 1).

El movimiento longitudinal consta de una parte que se propaga con la
velocidad α , o de las ondas P, y otra que se propaga con la velocidad β ,
o de las ondas S. Considerando solo la parte P, cabe entonces esperar na-
rra ella en el campo lejano la distribución de signos por cuadrantes recién
descripta.

El término en G_2 representa un movimiento que se propaga con veloci-
dad β que sumado al debido al 2º término de G_1 constituye el movimiento S.
Multiplicando las componentes de ese movimiento por $\frac{x}{r}$, $\frac{y}{r}$, $\frac{z}{r}$ y sumando, la

suma resulta ser nula, o sea que S resulta ser ortogonal con el rayo. Examinando sus componentes se ve que se anula para $y=0$, pero no para $x=0$. Con ayuda de S se puede entonces discriminar entre el plano de falla y el plano auxiliar.

El vector S forma con el rayo un plano que se conoce con el nombre de plano de polarización de S. Ese plano forma con el plano de incidencia en la estación un ángulo α_1 que se conoce con el nombre de ángulo de polarización.

En la Figura 2, que representa al globo terrestre, sea: O su centro, E una estación, H el hipocentro y B el epicentro.

El plano de incidencia será el HEO, ya que está formado por el rayo HE y la vertical OE de E. Ese plano contiene evidentemente al radio OB que pasa por el foco. El ángulo α_1 se puede definir por ello también como el formado por el plano de polarización con el formado por los radios OB y OE, o sea con el plano azimutal de B en E o de E en B.

Debajo del plano de falla S tiene el signo de χ y signo contrario encima del mismo.

El signo del comienzo de P no se altera cuando esas ondas emergen en la estación, y por ello se lo puede utilizar para definir los planos nodales. También se puede usar para ello las ondas S, sobretudo si provienen de distancias focales superiores a los 40° , en cuyo caso ejecutan movimientos lineales y por ello conservan el signo y el ángulo α_1 , de polarización. Pero como su registro es menos neto que el de las ondas P es aconsejable considerarlos no como recurso principal, sino como recursos auxiliares. Cuando provienen de estaciones cuya distancia epicentral es menor que 40° , su movimiento no se conserva en el plano de polarización, pero el ángulo puede ser rescataable, aunque con menos precisión que cuando $\Delta > 40^\circ$. Razonando de un modo análogo se puede establecer igualmente los hechos cuando en el foco actúa una doble cupla. Si las fuerzas de una pareja tienen la dirección de y, y las de la otra tienen la dirección de x, y ambos están en el plano $z=0$, el desplazamiento resulta dado por expresiones como las dadas en (1), solo que a los términos en G_1 se los debe duplicar y a v_2 se le debe sumar $x/r^2 G_2$. En este caso también resulta por ello para P una distribución de signos por cuadrantes, separados por dos planos nodales, perpendiculares cada uno, a una de las cuplas; pero ahora S no se anula en esos planos, sino que se presenta con módulos mínimos dentro de los cuadrantes.

DETERMINACION DE LOS PLANOS NODALES

De conformidad con lo recién expuesto nos hemos apoyado principalmente en los signos de P, para lograr la posición de los planos nodales.

Como los rayos sísmicos son curvos, conviene reducir el conjunto de datos a otro tal que la distribución de los signos adquiriera una configuración sencilla. Al efecto se ha visto que lo más recomendable es trasladar el dato de cada estación sísmica E al punto E_1 (Figura 1) en que el rayo que llega a la misma perfora una esfera pequeña que se puede imaginar cen-

trada en el foco. A dicha esfera se la denomina con el nombre de esfera focal. Una vez ubicado ese dato, se tendrá sobre la esfera conjuntos de puntos con signo positivo y otro con signo negativo y en base de ellos se puede buscar el par de círculos máximos ortogonales que los separe por cuadrantes, lo que puede hacerse: a) analíticamente, usando el criterio probabilístico propuesto por L. Knopoff (1960) sistematizado por K. Kasahara (1963), o el criterio de J. Hodgson y J. Wikens (1965); y b) mecánicamente, por tanteos. En el presente trabajo usamos este último método. Como para aplicarlo resulta incómodo operar en el espacio, se acude a una representación de los hechos en un plano. Al efecto la representación estereográfica resulta muy ventajosa porque es conforme y en ella los círculos se proyectan como círculos.

Como se opera con datos del campo lejano y los rayos correspondientes a ese campo emergen con ángulos i_h menores que 90° , conviene tomar como polo de proyección el punto en que la esfera focal es atravesada por la vertical del foco dirigida hacia el exterior del globo. En esa proyección las estaciones quedan ubicadas sobre rectas como la OE (Figura 3) que representa al plano de azimut A_E que pasa por la estación a una distancia $OE = R \operatorname{tg} \frac{i_h}{2}$ del punto O, siendo R el radio del círculo ecuatorial de la proyección estereográfica.

Una vez que se tiene ubicadas las estaciones con el signo P que les corresponde, se procede a buscar la pareja de círculos representativa de los planos nodales. A dicho fin conviene preparar plantillas con representaciones de círculos máximos ortogonales, como los de la Figura 4, con inclinaciones diversas respecto del plano horizontal. Para construir esas plantillas se tiene:

- a) Que si δ es el ángulo entre uno de los círculos máximos y el plano horizontal, el radio de la circunferencia que representa ese círculo está dado por:

$$g = \frac{R}{\cos \delta}$$

- b) Que si δ' es el ángulo del círculo orthogonal al precedente, el ángulo c entre la traza del círculo δ y la traza del círculo δ' estará dado por:

$$\cos c = \operatorname{ctg} \delta \operatorname{ctg} \delta' \quad (2)$$

- c) Los diámetros DF, D'F' constituyen la traza, respectivamente, del círculo δ y del círculo δ' .

- d) Las proyecciones de todos los círculos que son ortogonales con el círculo δ se cortan en un punto K de la normal a la traza DF de ese círculo, que se halla del centro A de la proyección a una distancia:

$$AK = R \operatorname{tg} \frac{\delta}{2}$$

- e) La propiedad precedente permite trazar a mano levantada proyecciones de círculos δ' de ensayo, ya que para ello se dispone del punto K y de los extremos del diámetro que representa la traza del círculo δ' de ensayo. El valor correcto δ' se puede sacar en base del ángulo c de esa traza y del ángulo δ , mediante la relación (2).

Para efectuar la determinación se contó con los datos que figuran en

la tabla 1. En ella i_p e i_s representan los ángulos de emergencia en el foco respectivamente de P y de S. Los de P para distancias $\Delta > 15^\circ$ se sacaron de las tablas de Nuttli. Los de S, así como los de P para $\Delta < 15^\circ$, se calcularon en base de la tabla de Jeffreys - Bullen. Para juzgar de la bondad de los datos se da en la tabla las amplitudes P_z leídas del comienzo de P en la componente Z. También se da en ella el azimut A_E de las estaciones, azimut A_F del foco medido en la estación, el ángulo de polarización de S, y su módulo obtenido del modo que se indica algo más adelante.

En virtud de sus propiedades conviene representar S por una recta proporcional a su módulo, coincidente con su proyección y centrada en la proyección de E.

Como S es normal al rayo su proyección, coincide con la tangente a la proyección del círculo máximo que representa al plano de polarización, y por ello forma con la recta OE representativa del plano de incidencia, un ángulo igual al ángulo de polarización (Fig. 3).

Para calcular este último se tiene en el triángulo ZIJ de la Figura

$$\text{ctg } \alpha_1 = \frac{\text{sen } c \text{ ctg } a - \text{cos } c \text{ cos } \beta_1}{\text{sen } \beta_1}; \quad b = 90^\circ; \quad \text{sen } \alpha_1 = \text{sen } a \text{ sen } \beta_1$$

Los ángulos a, c y β_1 por su parte, están dados por las fórmulas:

$$\text{sen } a = \sqrt{\frac{S_E^2 + S_N^2}{|S|}}; \quad \text{cos } a = \frac{S_Z}{|S|}; \quad c = 180^\circ - i_s; \quad \beta_1 = A_s - A_F$$

$$\text{tg } A_s = \frac{S_N}{S_E}$$

En la Figura 6 se da la representación de las diversas estaciones con el signo de P y en algunas también la representación de S, datos ambos extraídos de los sismógrafos de período largo.

Como de S se pensó obtener solo una información auxiliar, nos valimos para representarla de su aceleración en el instante inicial y para obtener esta última asimilamos el sismograma a una función $S(t)$ del tiempo expresable por un polinomio de potencias del tiempo t.

Para definir $S(t)$ cabe tener presente que en el instante inicial tanto el sismógrafo como el galvanómetro se hallan en reposo y por ello que

$$\text{para } t=0 \text{ deberá ser } s=\dot{s}=0; \quad x=\dot{x}=0 \quad (3)$$

entendiéndose por x el movimiento del centro de masa o del centro de oscilación del sismógrafo.

El funcionamiento de los sismógrafos electromagnéticos, como es sabido, queda descripto con bastante aproximación por las ecuaciones:

$$\ddot{x} + 2 \epsilon_1 \dot{x} + n_1^2 x - \sigma_1 \dot{s} = \ddot{\eta} \quad (4)$$

$$\ddot{s} + 2 \varepsilon_2 \dot{s} + n_2^2 s - \sigma_2 \dot{x} = 0$$

en los cuales η representa el movimiento del suelo, x el movimiento del captor y $\varepsilon_i, n_i, \sigma_i$ son constantes del equipo sismográfico.

Eliminando x de estas ecuaciones y teniendo en cuenta las tres primeras condiciones que figuran en (3) resulta:

$$-\ddot{\eta} = \frac{1}{\sigma_2} \left[a_0 \int_0^t s \, dt + a_1 s + a_2 \dot{s} + a_3 \ddot{s} + \ddot{s}' \right] \quad (5)$$

expresión en la que las a_i dependen de las constantes del equipo sismográfico.

Teniendo en cuenta las dos condiciones (3) aceptamos para nuestro propósito que fuera

$$s = et^3 + gt^4 \quad (6)$$

e y g siendo constantes que se pueden determinar agregando la condición de que para $t=t_1$ sea $s=A_1$ y $\dot{s}=0$; t_1 siendo el instante en que $S(t)$ tiene su primer máximo y A_1 el valor de este último.

Con dichas condiciones resulta:

$$e = \frac{4A_1}{t_1^3} \quad ; \quad g = \frac{3A_1}{t_1^4}$$

y con ello en base de (5), para $t=0$, la sencilla fórmula:

$$-\ddot{\eta} = \frac{24 A_1}{\sigma_2 t_1^3}$$

Como el valor de σ_2 es algo difícil de obtener con precisión y el mismo es proporcional a la amplificación dinámica, optamos por usar en vez de σ_2 el valor máximo de esta última, el cual en los instrumentos de la AWS es numéricamente del mismo orden.

Una vez obtenido $\ddot{\eta}$ procedimos a reducir su valor por el efecto de propagación que podemos designar χ , lo que se hizo dividiéndolo por ese grandor. Dicho efecto se compone de uno G de expansión geométrica, debido a la irradiación esférica y esfericidad del globo; de uno ξ debido a imperfecciones de elasticidad del medio propagante, y de uno ζ debido a particiones de energía en superficies de discontinuidad. Es decir que

$$\chi = G\xi\zeta$$

El efecto G se puede calcular con la fórmula siguiente (M. Bath, 1975) :

$$G = \frac{1}{r_0} \left[\frac{\rho_h \beta_h \operatorname{sen} i_h^s}{\rho_0 \beta_0 \operatorname{sen} \theta \cos i_0} \frac{di}{d\theta} \right]^{1/2} \quad (7)$$

En ella r_0 es el radio terrestre, ρ_0 , ρ_h representan la densidad del

material y β_0 y β_h la velocidad de S en el foco y en la superficie, θ la distancia epicentral, i_s el ángulo de emergencia de S en el foco, e i_0 el ángulo de llegada a la estación.

A la (7) se puede llegar con las consideraciones que B. Gutenberg presentara en uno de sus trabajos (1929) mucho tiempo atrás.

Para calcular G supusimos:

$$r_0 = 6371 \text{ km} ; \rho_h = 3,35 ; \rho_0 = 2,6 ; \beta_h = 4,36 ; \beta_0 = 3,36$$

Los efectos ξ y ζ se pueden determinar en base de sus valores correspondientes a las componentes espectrales de \ddot{u} .

Según Bâth (loc.cit) el efecto ξ en la componente espectral

$$\bar{u}(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} \eta(\tau) e^{-i2\pi\nu\tau} d\tau$$

estará dado por:

$$\xi(\nu) = e^{-\int \frac{1}{Q(\nu, \ell)\beta(\ell)} d\ell}$$

expresión en la que ℓ es el largo del rayo, β es la velocidad de las ondas S, y Q un grandor que varía con ℓ , lo que también ocurre con β .

Para nuestro propósito estimamos que podría aceptarse que en total

$$\xi = e^{-k\Delta} \quad (8)$$

Δ siendo la distancia epicentral en kilómetros y $k = 6 \times 10^{-5}$, valor éste que encontrara Gutenberg (1958) para P y S.

Para obtener ζ se puede acudir a los gráficos de Haskell (1960, 1962) para incidencia de ondas S. Tomándolos en cuenta pareció aceptable asignarle un valor único igual a 1.2.

Teniendo presente la influencia del ángulo de incidencia en la polarización de S, nos limitamos en su empleo a solo estaciones cuyo $\Delta > 20^\circ$.

Ensayando con diversas plantillas colocadas sobre la representación de S y de signos de P de la Figura 6, la combinación de planos ortogonales mas plausible para definir los planos nodales pareció ser la que se indica en dicha figura, y según la distribución de las S el sistema de fuerzas podría haber estado formado mas bien por una doble cupla.

De la misma figura se saca que ambos planos nodales forman con la horizontal un ángulo $\delta = 60^\circ$. La traza de uno de ellos tiene rumbo N 14° E y la del otro tiene rumbo N 84° E, por lo que el ángulo entre ellas resulta ser de 70° . Teóricamente ese ángulo debe satisfacer a la fórmula (2), por lo que deberá resultar igual 70.5° . Como la proyección del movimiento es en uno de los planos perpendicular a la traza del otro, resulta que en el primero su rumbo es de N 76° W, y S 6° E en el segundo.

De la Figura 6 se saca que la región del foco habría estado sometida

a fuerzas de compresión en la dirección NO-SE y de tracción en la dirección normal a esta última, resultado que concide con el que encontraron, al go mas al Norte, Hodgson y Stevens (1964) varios lustros antes.

MOMENTO SISMICO, LARGO DE FALLA Y DISLOCACION

Hanks y Thatcher (1972) sintetizando resultados de J. Brune (1970) y, teniendo presente otros de varios autores más, destacan que si se considera el espectro $F(\nu)$ de las ondas S, ν siendo la frecuencia correspondiente al espectro, se obtendrá para su módulo una función como la que se presenta en la Figura 7. En ella se tiene una parte con escasa pendiente cuando ν es pequeño y otra con pendiente pronunciada cuando ν es grande. Destacan además que, según V.I. Keilis Borek, el momento sísmico M de una de las cuplas se puede determinar con la fórmula:

$$M = 4\pi\rho_h \xi_h^3 R F(o) \quad (9)$$

y que admitiendo un área circular para la falla, su radio ℓ estaría dado según Brune por la fórmula:

$$\ell = \frac{1.17 \beta}{\pi \nu_o} \quad (10)$$

En la (9), $F(o)$ representa el módulo de $F(\nu)$ para $\nu \rightarrow 0$ y R un factor de reducción de $F(o)$ a su valor en el hipocentro; y en la (10), ν_o es la frecuencia en la cual se corta la línea $F=F(o)$ con la tangente a F para $\nu \rightarrow \infty$. A ν_o se la conoce con el nombre de frecuencia de "esquina".

Hanks y Wyss (1972) cotejaron esa fórmula con datos sacados "in situ" y encontraron que son bastante razonables y que los mismos pueden usarse también con ondas P, sustituyendo β por la velocidad α de estas últimas.

A la (10) llegó Brune por consideraciones cualitativas y en parte empíricas. A una fórmula parecida, válida tanto para S como para P, y también a la (9), puede llegarse fácilmente usando las consideraciones de T. Hirasawa y W. Stauder (1965), de K. Khattri (1972), o de J.C. Savage (1972). Tomando las de este último en virtud de las simplificaciones que contiene y teniendo presente las expresiones (1) cabe poner para el desplazamiento de P o de S correspondiente a una falla rectangular coincidente con el plano $z=0$, alargada y deslizante según el eje x :

$$U = \Delta y \frac{G \xi \zeta}{4\pi\rho c^3} K W \int_{-L/2}^{L/2} \dot{\chi}(t - \frac{r}{c} - \tau) d\ell, \quad \tau = \xi \left(\frac{1}{\nu} - \frac{\ell}{|\ell|} \frac{\text{sen } \theta}{c} \right) \quad (11)$$

expresiones en las cuales es:

W el ancho y L el largo de la falla

K un factor que representa la radiación debida a la forma en que está dispuesta la estación respecto del sistema x y z .

θ el ángulo que forma el rayo con x

ℓ la coordenada x de un punto de la falla

v la velocidad de ruptura

c la velocidad de propagación de las ondas

Procediendo con (11) como lo hace Savage con sus expresiones, se saca para la amplitud del espectro de U:

$$|\hat{U}(\omega)| = F(v) = \Delta y \frac{G \xi \zeta}{4\pi\rho c^3} K W \frac{L}{2} \phi(\omega) |\hat{\chi}(\omega)| \quad (12)$$

con

$$\omega = 2\pi\nu, \quad \phi(\omega) = \left[\phi_1^2 + \phi_2^2 + 2 \phi_1 \phi_2 \cos \omega \left(\frac{\tau_1 - \tau_2}{2} \right) \right]^{1/2}$$

$$\phi_1 = \frac{\text{sen } \omega \frac{\tau_1}{2}}{\frac{\tau_1}{2}}, \quad \phi_2 = \frac{\text{sen } \omega \frac{\tau_2}{2}}{\frac{\tau_2}{2}}$$

$$\tau_1 = \frac{L}{2} \left(\frac{1}{v} - \frac{\cos \theta}{c} \right), \quad \tau_2 = \frac{L}{2} \left(\frac{1}{v} + \frac{\cos \theta}{c} \right)$$

Como $\hat{\chi}(\omega) = \frac{\hat{\chi}(\omega)}{i \omega}$ y $\hat{U}(\omega) = F(v)$, la (12) puede escribirse:

$$F(v) = \frac{G \xi \zeta K}{4\pi\rho c^3} \Delta y W \frac{L}{2} \frac{\phi(\omega)}{\omega} |\hat{\chi}(\omega)| \quad (13)$$

Consideremos ahora esa expresión para $\omega=0$. Como $\frac{\phi(\omega)}{\omega} \rightarrow 2$ para $\omega \rightarrow 0$ se tendrá, en base de la (13):

$$\frac{4\pi\rho c^3 F(0)}{G \xi \zeta K} = \Delta y W L |\hat{\chi}(0)|$$

Por otra parte se tiene que:

$$\hat{\chi}(0) = \int_0^\infty \dot{\chi}(t) e^{-i\omega t} dt = \int_0^\infty \dot{\chi}(t) dt$$

$\omega = 0$

y además que:

$$\Delta y W L \int_0^\infty \dot{\chi}(t) dt = M$$

Luego resulta:

$$\frac{4\pi\rho c^3 F(0)}{G \xi \zeta K} = M \quad (14)$$

que no es sino la fórmula (9) en la cual:

$$R = \frac{1}{G \xi \zeta K}$$

Para ampliar la información acerca de $F(v)$ conviene atribuirle a $\chi(t)$ una expresión razonable. Una así puede ser, por vía de prueba, la siguiente análoga a la usada por Haskell (1964):

$$\chi(t) = \frac{D}{\Delta y} H(t) \left(1 - e^{-\frac{t}{T}}\right) e^{-\gamma t}, \quad \gamma \rightarrow 0 \quad (15)$$

$H(t) \equiv$ función de Heaviside y D una constante

Con (15) resulta:

$$|\hat{\chi}(\omega)| = \frac{D}{\Delta y \omega \sqrt{1 + \omega^2 T^2}}$$

y por ello:

$$F(v) = \frac{G \xi \zeta K}{8\pi \rho c^3} \frac{\phi(\omega)}{\omega} \frac{WLD}{\sqrt{1 + \omega^2 T^2}} \quad (16)$$

Comparando (16), escrita para $v = 0$, con (14) se ve que $WLD = M$ por lo que:

$$F(v) = \left(M \frac{G \xi \zeta K}{4\pi \rho c^3}\right) \left(\frac{\phi(\omega)}{2 \omega}\right) \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 T^2}} \quad (17)$$

Llamando N al primer factor del 2º miembro y tomando logaritmos resulta:

$$\log F(v) = \log N + \log \frac{\phi(\omega)}{2 \omega} - \log \sqrt{1 + \omega^2 T^2}$$

Por ello para $v = 0$, o sea para $\omega = 0$:

$$\log F(0) = \log N$$

y para valores grandes de v :

$$\log F(v) = \log N + \log \frac{\phi(\omega)}{2} - 2 \log \omega - \log T \quad (18)$$

Con las apreciaciones de Savage (loc cit) podemos poner:

$$\phi(\omega) = 4 \frac{c}{L} \frac{\sqrt{\left(\frac{c}{v}\right)^2 + \cos^2 \theta}}{\left(\frac{c}{v}\right)^2 - \cos^2 \theta} = 4 \frac{c}{L} \Psi(\theta) \quad (19)$$

Con ello la (18) se presenta como ecuación de una recta cuya pendiente que, podemos designar m , es igual a -2 en un sistema cuyas abscisas son $\log \omega$ y cuyas ordenadas son $\log F$. La intersección de esa recta con la recta $\log F = \log N$ se produce cuando

$$\omega_0 = \sqrt{2 \frac{c}{L} \Psi T^{-1}} = 2\pi v_0 \tag{20}$$

Aceptando con Savage que sean:

$$T = \frac{w}{4.6 v} \quad ; \quad v = 0.9 \beta \quad \text{o sea} \quad v = \frac{0.9}{\sqrt{3}} \alpha \tag{21}$$

resulta para $c = \alpha$, o sea para ondas P:

$$\begin{aligned} \Psi(\theta) &= 0.52 & \text{si} & \quad \theta = \frac{\pi}{2} \\ &= 0.80 & \text{si} & \quad \theta = 0 \\ &= 0.64 & \text{si} & \quad \cos^2 \theta = \frac{1}{2} \end{aligned}$$

Se le puede por lo tanto asignar este último valor, con lo que en base de (20) para las citadas ondas resulta:

$$v_0 = \frac{0.875\alpha}{\pi \sqrt{WL}}$$

Por lo tanto si el área de falla fuera circular de radio ℓ , como lo supone Brune:

$$v_0 = \frac{0.49\alpha}{\pi \ell} \tag{22}$$

Fórmula análoga a la de ese autor pero que conduce a un valor de ℓ mucho menor. Para que resulten iguales, será necesario admitir que cuando

$$t = \frac{W}{2v}$$

sea

$$1 - e^{-\frac{t}{T}} = 1 - 2.4 \times 10^{-6} \tag{23}$$

y no igual a 0.9 como supone Savage, con lo que debería ser

$$T = \frac{W}{25.9 v} \tag{24}$$

Como de lo expuesto surge la posibilidad de operar con el espectro de P, y estas ondas estan mejor definidas en el sismograma que las S, optamos por hacerlo solo con ellas, usando al efecto la componente Z por ser la menos afectada por movimientos espúreos.

Para hacer el análisis espectral no dispusimos de una digitizadora adecuada; acudimos por ello al recurso sugerido tiempo atrás por Y. Sâto (1955), consistente en representar el sismograma f(t), en el intervalo que va desde un instante t_k en que se tiene un extremo A_k de f(t) a otro instante inmediato en el que se tiene el extremo A_{k+1}, por la expresión

$$\psi(t) = \frac{A_k + A_{k+1}}{2} + \frac{A_k - A_{k+1}}{2} \cos \pi \frac{t - t_k}{t_{k+1} - t_k} \tag{25}$$

Esta expresión tiene la virtud de que coincide con f(t) en t_k y en t_{k+1} y para esos instantes sus derivadas se anulan como ocurre con las de f(t) (Fig.8). Tiene empero el defecto de que con ella no resulta satisfecha la exigencia señalada en (3), de que para t=0 sea ẋ=0. La usamos por ello desde el instante t=t₁ en que se tiene el primer extremo de f(t) y desde t=0 hasta t=t₁, identificamos f(t) con el polinomio (6), el cual tiene también la virtud de que su derivada es nula para t=t₁ y por lo tanto empalma bien con (25).

Mediante (25) y ese polinomio se obtiene; siendo k=1,2,...,n:

$$\begin{aligned}
 F(v) &= \sqrt{c^2 + s^2} \quad ; \quad c = eK_3 + gK_4 + \sum_{k=1}^{k=n-1} J_k^{k+1} \\
 s &= eN_3 + gN_4 + \sum_{k=1}^{k=n-1} L_k^{k+1} \quad ; \quad e = \frac{4A_1}{t_1^3} \quad ; \quad g = -\frac{3A_1}{t_1^4} \\
 K_4 &= \frac{t_1^4 \text{sen } \omega t_1}{\omega} - \frac{4}{\omega} N_3 \quad ; \quad N_4 = -\frac{t_1^4 \text{cos } \omega t_1}{\omega} + \frac{4}{\omega} K_3 \\
 N_3 &= \left[-\frac{t_1^3}{\omega} + \frac{6t_1}{\omega^3} \right] \text{cos } \omega t_1 + \left[\frac{3t_1^2}{\omega^2} - \frac{6}{\omega^4} \right] \text{sen } \omega t_1 \\
 K_3 &= \left[\frac{t_1^3}{\omega} - \frac{6t_1}{\omega^3} \right] \text{sen } \omega t_1 + \left[\frac{3t_1^2}{\omega^2} - \frac{6}{\omega^4} \right] \text{cos } \omega t_1 + \frac{6}{\omega^4} \tag{26} \\
 J_k^{k+1} &= \frac{1}{\omega} (X_1 + X_2) \quad ; \quad L_k^{k+1} = \frac{1}{\omega} (Y_1 + Y_2)
 \end{aligned}$$

$$X_1 = \frac{1}{2} (A_k + A_{k+1}) (-\operatorname{sen} \omega t_k + \operatorname{sen} \omega t_{k+1})$$

$$X_2 = \frac{1}{2} (A_k - A_{k+1}) \frac{\omega^2}{m^2 - \omega^2} (\operatorname{sen} \omega t_k + \operatorname{sen} \omega t_{k+1})$$

$$Y_1 = \frac{1}{2} (A_k + A_{k+1}) (\cos \omega t_k - \cos \omega t_{k+1})$$

$$Y_2 = \frac{1}{2} (A_k - A_{k+1}) \frac{\omega^2}{m^2 - \omega^2} (\cos \omega t_k + \cos \omega t_{k+1})$$

$$\omega = 2 \pi \nu \quad ; \quad m = \frac{\pi}{t_{k+1} - t_k}$$

En base de las expresiones de K_3, K_4, N_3 y N_4 se obtiene las siguientes expresiones que facilitan el cálculo y por lo tanto conviene introducir en las de c y s :

$$eK_3 + gK_4 = \frac{A_1}{\omega^5 t_1^4} [\gamma_1 \operatorname{sen} \omega t + \gamma_2 (1 + 2 \cos \omega t)]$$

$$eN_3 + gN_4 = \frac{A_1}{\omega^5 t_1^4} [2\gamma_2 \operatorname{sen} \omega t - \gamma_1 \cos \omega t - 72]$$

$$\gamma_1 = \omega^4 t_1^4 + 12 \omega^2 t_1^2 - 72 \quad ; \quad \gamma_2 = 24 \omega_1 t_1$$

El empleo del método de Sato tiene varias virtudes, a saber: el número de datos necesarios para el cálculo es muy pequeño, ya que se usan solo los extremos de la función; el resultado no está afectado por truncamiento, ni por la contaminación denominada "aliasing"; no limita las frecuencias para las cuales se desea determinar el espectro; y por último efectúa automáticamente un considerable filtrado de ruido.

Para operar se eligieron los mejores sismogramas disponibles. En la Figura 9 se dan las curvas que se obtuvo. En ellas las abscisas son $\log \nu$ y las ordenadas representan el logaritmo del valor en mm que arroja el sismograma dividido por la amplificación dinámica $H(\omega)$ extraída de las curvas de los equipos WWSS. Las curvas llenas dan las amplitudes espectrales sacadas de los sismogramas de período largo y las punteadas, las sacadas de los períodos corto.

Observando su desarrollo, parecieron fidedignos solo los valores correspondientes a períodos de 1 a 50 segundos obtenidos con sismogramas de período largo y los correspondientes a períodos de 0.6 a 4^s obtenidos con sismogramas de período corto.

Análogo criterio siguieron Hanks y Wyss (loc. cit). Ese criterio resulta razonable si se tiene presente como lo señala M. Wyss (1973) que para períodos alejados del que corresponde a la máxima respuesta, los sísmógrafos se vuelven escasamente sensibles. Además es de notar, por un lado, que un error de orden δ en los datos se traduce en F en uno de orden

$$\frac{2\delta \operatorname{sen} \frac{\omega t}{2}}{\omega H(\omega)}$$

grandor éste que crece cuando ω disminuye; y por otro lado, porque cuando ω aumenta entran a influir mucho los microsismos.

En la tabla II damos los valores que cabe adjudicar, en base de las curvas obtenidas, a $F(0)$ y al coeficiente m de $\log \omega$ en la ecuación (18), y a v_0 . Estos últimos se obtuvieron solo de las estaciones en que se dispuso de sísmogramas de largo y corto período.

Los valores de m resultaron ser mas altos que los encontrados por Wyss y Hanks (1972). Favorecerían por lo tanto la sugestión de Savage (loc. cit) de que las expresiones de $\chi(t)$ deben caracterizarse por una dislocación, cuya velocidad es nula en el instante inicial, lo que conduce a una variación de $F(v)$ inversamente proporcional a potencias de la frecuencia v mayores que 2, para valores grandes de v .

Los valores adjudicados a $F(0)$ aunque no obtenidos para $v=0$ pueden considerarse aceptables, si se tiene en cuenta que, en base de (17), es

$$\frac{F(v)}{F(0)} = \frac{\phi(\omega)}{2\omega} \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 T^2}} \quad \text{Como} \quad \frac{\phi(\omega)}{\omega} \leq 2 \quad \text{y, en base}$$

de (24), es

$$T \approx 0.07 \frac{W}{\alpha}$$

cabe estimar que

$$\frac{F(v)}{F(0)} \approx \frac{1}{\sqrt{1 + (0.07 \frac{W}{\alpha} \omega)^2}}$$

y por ende que para un período de 30 y $\frac{W}{\alpha} = 2$ resultará

$$\frac{F(v)}{F(0)} \approx 0.9996$$

Para poner en evidencia el efecto de los factores de reducción damos también los valores de G, K y del producto $\xi \zeta$.

A ζ se le asignó el valor de 2,5; ξ se calculó con la fórmula (8); G con la fórmula (7), poniendo α en vez de β con $\alpha_h = 7.8$ y $\alpha_o = 6$ km/seg; y K con la fórmula

$$K = \frac{xy}{r^2}$$

que resulta razonable, teniendo presente las expresiones (1) y las consideraciones con las que se obtiene la fórmula (7) para G .

En la Figura 10 se ve que si E representa una estación y $OE=r$

$$\frac{x}{r} = \cos b \qquad \frac{y}{r} = \sin b \cos \phi$$

y en la Figura 11, que

$$\begin{aligned} \cos b &= \cos \delta_x \cos i + \sin \delta_x \sin i_h \cos \beta_E \\ \phi &= \gamma_E - \gamma_y; \quad \beta_E = A_x - A_E; \quad \beta_y = A_x - A_y \\ \sin \gamma_E &= \frac{\sin i \sin \beta_E}{\sin b}; \quad \cos \gamma_E = \frac{\cos i - \cos b \cos \delta_x}{\sin b \sin \delta_x} \\ \sin \gamma_y &= \sin \delta_y \sin \beta_y; \quad \cos \gamma_y = \frac{\cos \delta_y}{\sin \delta_x} \end{aligned}$$

Siendo A_y, A_x, A_E los acimutes de los vectores representativos de las fuerzas en el foco F de la estación E , y δ_y y δ_x los ángulos que forman los citados vectores con la vertical que pasa por el foco. Obviamente estos últimos son iguales a los ángulos que forman con el horizonte los planos nodales a los cuales son perpendiculares.

Como δ_x, δ_y, A_x y A_y son valores sacados del gráfico, los valores de γ_y calculados por el seno y el coseno no resultan exactamente iguales. En vista de ello optamos por el que resulta del coseno porque ello equivale a adjudicarle a β_y el valor que le correspondería teóricamente en base de los valores de δ_x y δ_y . Al contarse con $F(o)$ y v_o se procedió a determinar los valores de M y ℓ , y posteriormente en base de estos, los valores de la dislocación media \bar{u} y de la caída de tensión $\Delta\sigma$. M se calculó con la fórmula (14), y en razón de que $F(o)$ fué obtenido solo de la componente vertical se dividió el resultado por $\cos i_o$.

Para determinar ℓ optamos por la fórmula (10) de Brune teniendo presente las comprobaciones de su eficiencia, que hicieron Hanks y Wyss (loc. cit). Como se desprende de (23) ella implica que el desplazamiento en la falla llega a diferir del total 5.6×10^{-12} cuando la rotura alcanza los

bordes de la misma en el sentido del ancho.

En cuanto a \bar{u} y $\Delta\sigma$ se calcularon respectivamente con la fórmula

$$\bar{u} = \frac{M}{\mu A} \quad ; \quad A = \pi \ell^2$$

sugerida por K. Aki, y

$$\Delta\sigma = \frac{7}{16} \frac{M}{\ell^3}$$

sugerida por Brune (loc.cit)

Los valores obtenidos figuran en la tabla II. Si se tiene presente el tamaño del factor de reducción $|R|$, los valores más fidedignos resultan ser los acusados por Quito, Tucson y Byerly. Admitiendo para ℓ el valor 11.6 km que acusa la última de estas estaciones y asignando a M el valor 1.33×10^{26} c.g.s. que se obtiene como promedio del que se sacara de estas estaciones, resulta

$$\bar{u} = 50 \text{ cm} \quad \text{y} \quad \Delta\sigma = 37,3 \text{ bar}$$

valores que parecen bastante razonables.

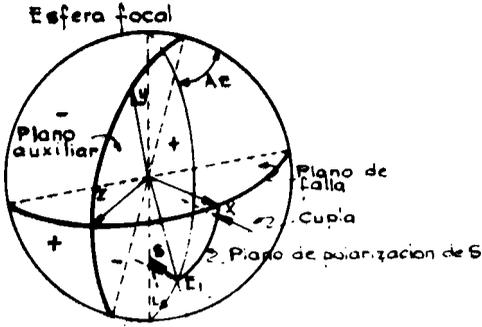


FIG. 1 Rayo sísmico

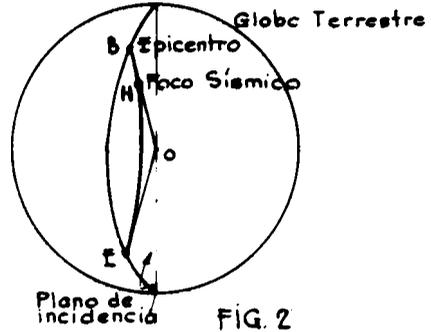


FIG. 2

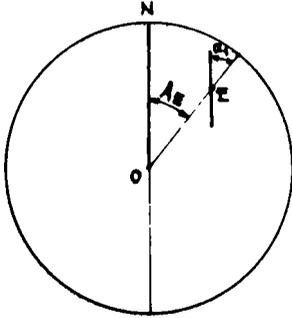


FIG. 3

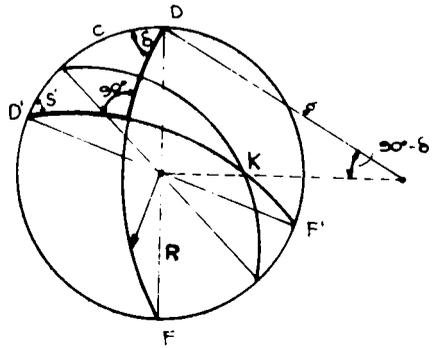


FIG. 4

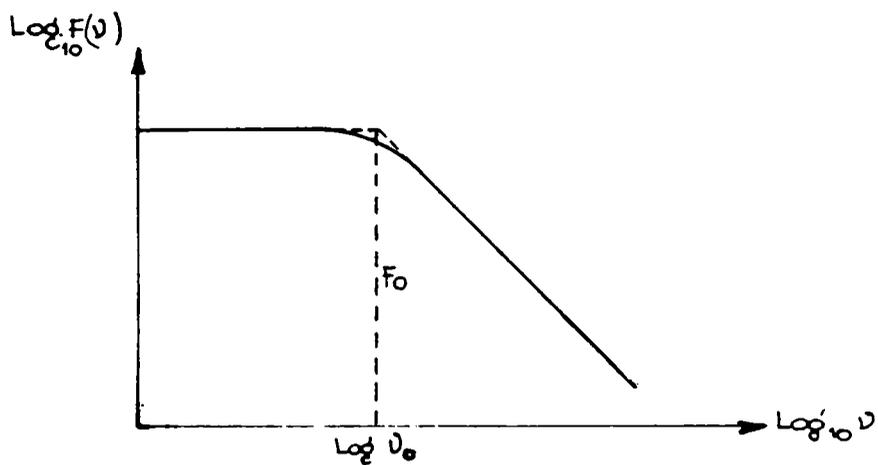


FIG. 7

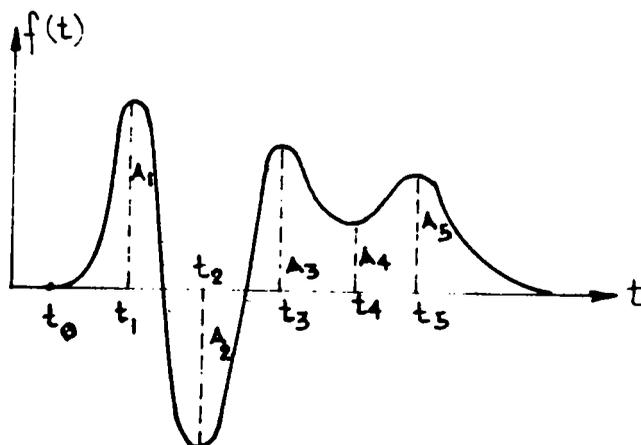


FIG. 8

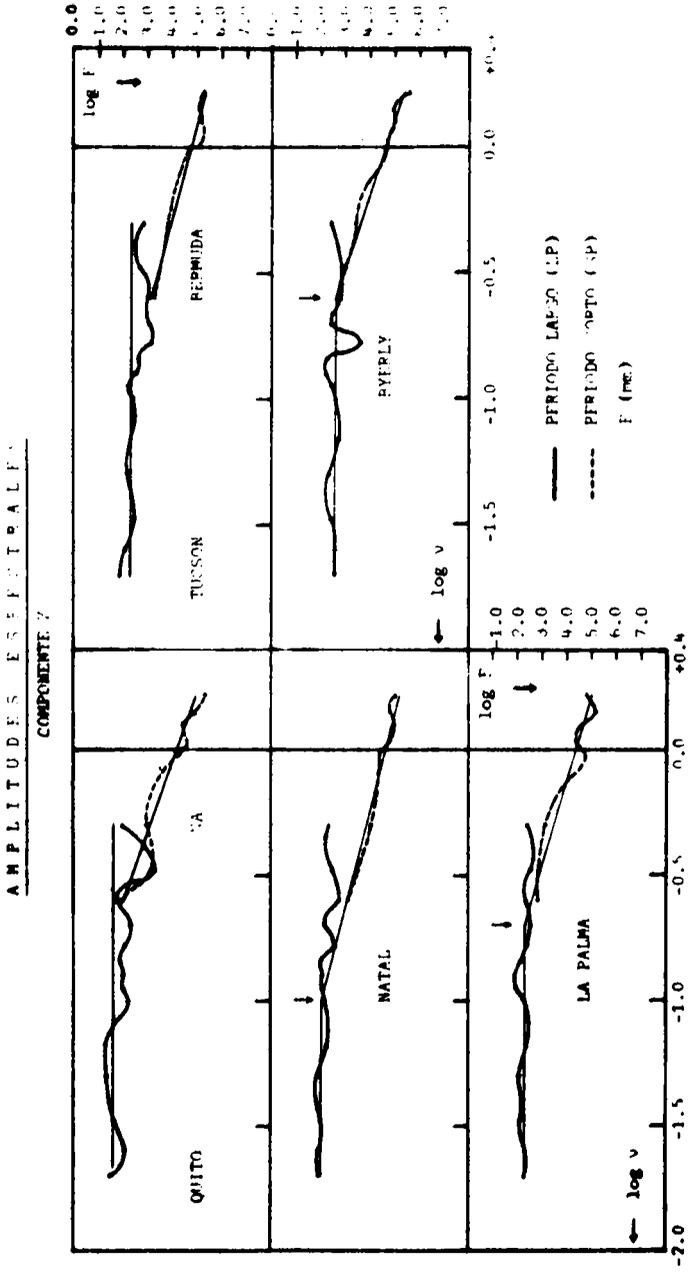


FIG. 9

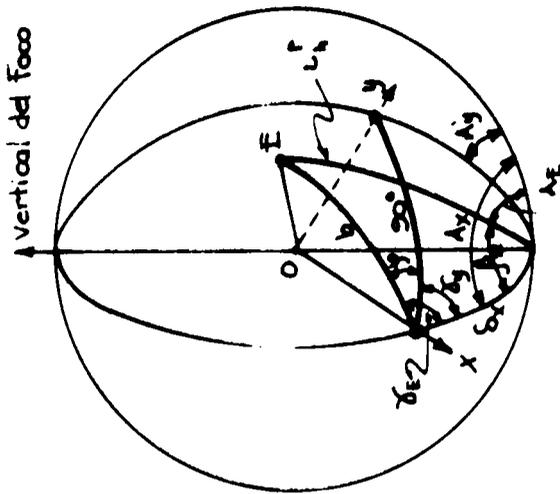


FIG. 11

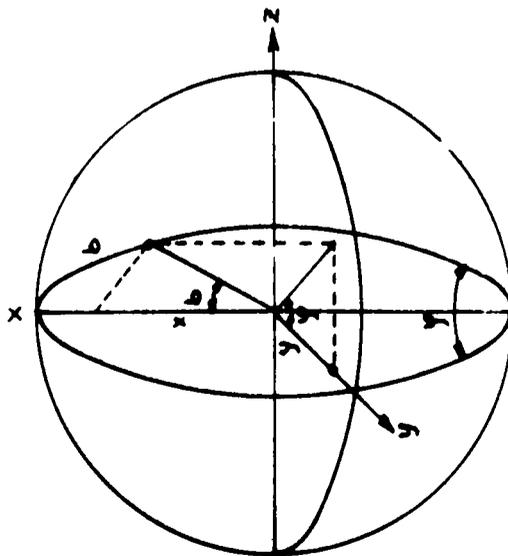


FIG. 10

T A B L A I

TERREMOTO DE SALTA DEL 10 DE NOVIEMBRE DE 1973

Ep: $\delta = 24^{\circ} 7' S$ $\lambda = 64^{\circ} 6' W$ $h = 40$ km $H = 11^{\text{h}} 19^{\text{m}} 35^{\text{s}}$

| ESTACION | Δ | Λ_E | Λ_F | i_p | P_z
mm | i_s | i_{s_r} | | amplif.
instr.
máxima |
|----------|----------|-------------|-------------|-------|-------------|-------|-----------|-------|-----------------------------|
| CYA | 3°9 | 196°9 | 16°5 | 84°8 | - 2.7 | | | | |
| CFA | 7°6 | 204°1 | 25°8 | 77°1 | - 0.2 | | | | |
| TLL | 7°8 | 223°3 | 46°7 | 77°1 | - 0.6 | | | | |
| CEH | 7°8 | 207°1 | 29°1 | 77°1 | + | | | | |
| LPS | 8°7 | 337°3 | 158°6 | 75°4 | + 3.0 | | | | 1500 |
| BRE | 10°4 | 320°4 | 142°8 | 73°2 | + 2.1 | | | 59°6 | 1500 |
| LPA | 11°7 | 152°9 | 328°7 | 72°5 | + 0.5 | | | | 750 |
| HNA | 17°1 | 315°2 | 139°1 | 60°7 | + 6.0 | | | | 3000 |
| UDF | 18°0 | 63°3 | 237°6 | 57°4 | + 5.5 | | | 97°1 | 1500 |
| QUI | 27°3 | 320°0 | 152°1 | 30°1 | + 4.3 | 39°5 | 2575 | 2°4 | 1500 |
| BOG | 30°5 | 341°2 | 152°2 | 38°7 | + 4.1 | | | | 3000 |
| GIE | 34°4 | 300°9 | 135°7 | 37°6 | - | | | | 750 |
| HAT | 34°4 | 60°4 | 232°6 | 37°6 | - 2.3 | | | | 1500 |
| CAR | 35°0 | 356°0 | 176°3 | 37°5 | + 2.2 | | | | 3000 |
| TRN | 35°2 | 5°4 | 185°0 | 37°4 | + 1.5 | 37°6 | 757 | 21°4 | 3000 |
| BHP | 36°5 | 334°6 | 156°7 | 37°0 | | | | | 750 |
| LPS | 45°5 | 325°6 | 148°0 | 33°9 | + 2.8 | 34°4 | 1915 | 43°1 | 3000 |
| BEC | 56°7 | 359°9 | 179°9 | 20°9 | + 0.4 | | | | 1500 |
| SPA | 65°6 | 130°0 | 0°0 | | | 28°9 | 2125 | 109°8 | 375 |
| ALC | 71°3 | 324°6 | 140°1 | 25°3 | | | | | 3000 |
| TUC | 71°8 | 320°0 | 136°3 | 25°1 | - 1.5 | | | | 1500 |
| SDR | 73°3 | 90°0 | 248°3 | 24°6 | - | | | | 1500 |
| BKS | 82°4 | 317°6 | 129°2 | 21°4 | - 0.2 | | | | 3000 |
| MAL | 83°3 | 44°6 | 232°6 | | | 23°3 | 378 | 88°8 | 1500 |
| TOL | 85°5 | 42°2 | 232°6 | 20°4 | - 0.3 | 22°6 | 214 | 138°1 | 1500 |

T A B L A I I

| ESTACION | m | v_0 | $F(0)$
cm x 10 ⁻³ | ζC | G
x 10 ⁻⁹ | K | R
x 10 ⁹ | cos i_0 | M
10 ²⁵ , cgs | L
strune km | \bar{u}
cm x 10 ² | \bar{v}
bar |
|----------|------|-------|---------------------------------|-----------|---------------------------|-------|-------------------------|-----------|-----------------------------|----------------|-----------------------------------|------------------|
| MNA | 3.62 | -- | -- | 2.23 | 7.79 | 0.302 | 0.19 | 0.7454 | -- | -- | -- | -- |
| QUI | -- | -- | 2.5 | 2.08 | 1.13 | 0.081 | 5.25 | 0.8761 | 3.0 | -- | -- | -- |
| MAT | 2.70 | 0.10 | 1.0 | 1.93 | 1.23 | 0.002 | 204.27 | 0.8846 | 46.1 | 29.0 | 2.77 | 84.7 |
| LPS | 2.87 | 0.20 | 0.5 | 1.85 | 1.19 | 0.006 | 75.71 | 0.9046 | 8.4 | 14.5 | 2.02 | 120.5 |
| BEC | 2.67 | -- | -- | 1.71 | 1.03 | 0.002 | 283.88 | 0.3246 | -- | -- | -- | -- |
| TUC | -- | -- | 0.5 | 1.55 | 0.88 | 0.112 | 6.55 | 0.9460 | 0.7 | -- | -- | -- |
| BKS | 3.41 | 0.25 | 0.25 | 1.42 | 0.79 | 0.155 | 5.75 | 0.9603 | 0.3 | 11.6 | 0.11 | 8.4 |

BIBLIOGRAFIA

- BATH, M. (1975): *Spectral Analysis in Geophysics* (Elsevier Publ. C°).
- BRUNE, J. (1970): *Tectonic stress and the Spectra of Seismic Shear waves from Earthquakes*, *J. Geophys. Res.*, Vol. 75, p. 4997-5009.
- GUTENBERG, B. (1929): *Theorie der Erdbebenwellen*, *Handbuch der Geophysic Tomo IV, 1* (J. Springer).
- id (1958): *Attenuation of Seismic Waves in the Earth Mantle*, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol 48, p. 269-282.
- HANKS, T.C. y TATCHER, W (1972): *A Graphical Representation of Seismic Source Parameters*, *J. Geophys. Res.*, Vol. 77, p. 4393-4405.
- HANKS, T.C. y WYSS, M. (1972): *The use of body waves spectra in the determination of seismic source parameters*, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 62, p. 561-589.
- HASKELL, N. (1960): *Crustal reflection of plane SH waves*, *J. Geophys. Res.* Vol. 65, p. 4147-4150.
- HIRASAWA, T. y STAUDER, W (1965): *On the Seismic Body Waves from a finite moving source*, *Bull, Seism. Soc. Am.*, Vol. 55 p. 237-262.
- HODGSON, J. y STEVENS A. (1964): *Seismicity and Earthquake Mechanism, Research in Geoph.*, Ch 11 (H. Odishaw Ed. M.I.T. Press).
- HODGSON, J. y WICKENS, A.J. (1965): *Computer determined P nodal solutions for the larger earthquakes of 1959-1962*, *Publ. Dom. Obs. Ottawa*, Vol. 31, p. 123-143.
- KASAHARA, K. (1963): *Computer program for a Fault plane solution*, *Bull. Seism.Soc. Am.*, Vol. 53 p. 1-13.
- KHATTRI, K. (1972): *Body wave directivity function for two dimensional fault model and kinematic parameters of a deep focus earthquake*, *J. Geophys. Res.*, Vol. 77 No 11, p. 2062-2071.
- KNOPOFF, L. (1960): *Analytical Calculation of the Fault Plane Problem*, *Publ. of the Dominion Observatory, Ottawa*, Vol. XXIV, No 10, p. 309-315.
- LOVE, H.E. (1934): *The Mathematical Theory of Elasticity* (Cambridge, Univ. Press, 4th ed.) p. 304-305.
- SATO, Y. (1955): *Analysis of dispersed surface waves by means of Fourier Transform I*, *Bull. of the Earthquake Res. Inst.*, Vol 33, Part I, p. 33-38.
- SAVAGE, J.C. (1972): *Relation of Corner Frequency to Fault Dimensions*, *J. Geophys. Res.*, Vol. 77, p. 3788-3795.

UDIAS VALLINA, A. (1972): *Estudio del mecanismo focal de los terremotos mediante ondas internas*, Revista de Geofísica, Madrid, Vol. 31, Nº 1-4.

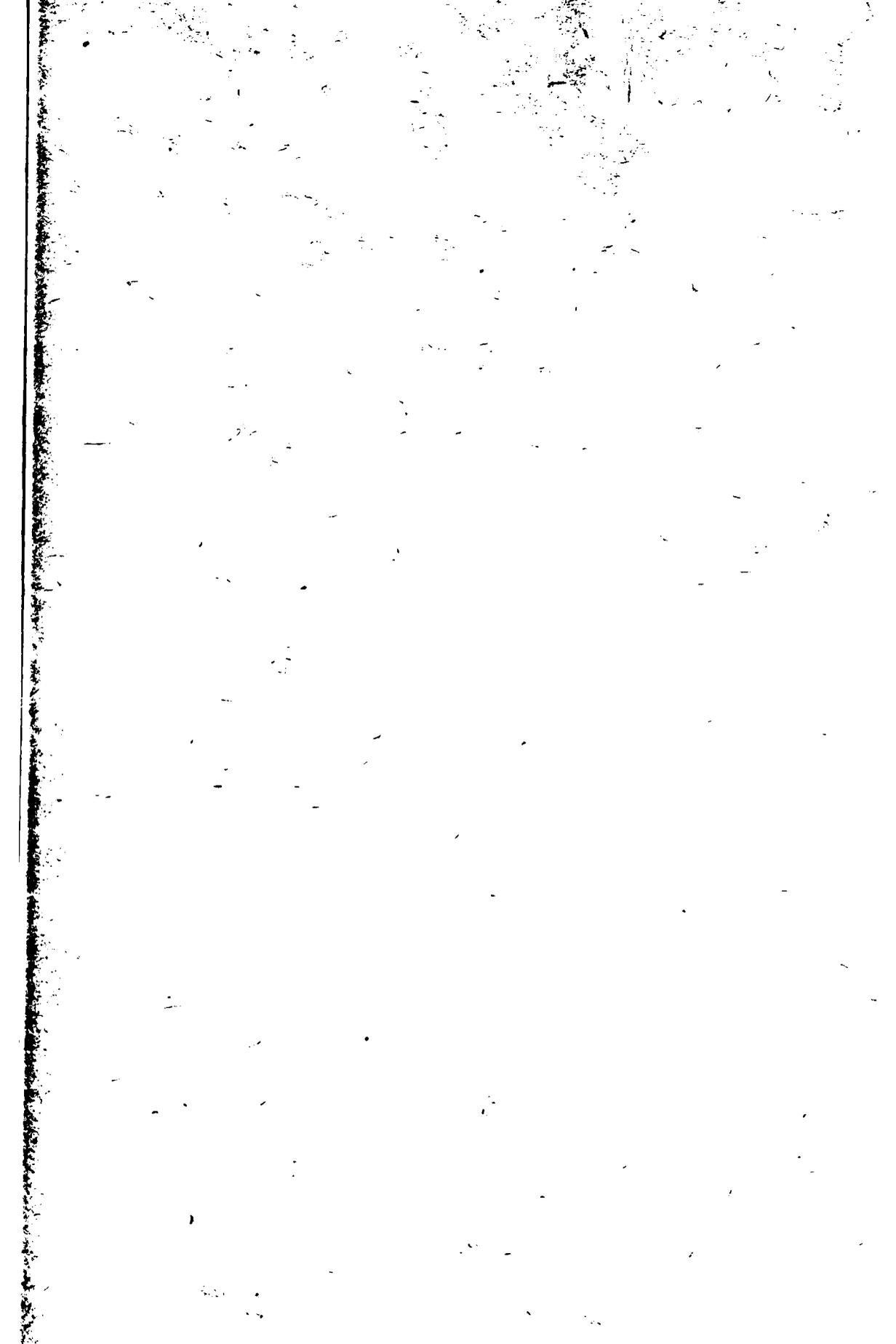
WYSS, M. (1973): *Derivation of rupture area and stress drop from body wave displacement spectra and the relative material strength in deep seismic zones*, Phil. Trans. London A, 274, p. 361-368.



INDICE DE AUTORES

| | Página |
|---|--------|
| ACHAVAL, E.M. de (de ..., TAFURI V.): Contenido de tritio en granizos naturales. | 147 |
| AIELLO, José L. (de RODRIGUEZ J.A., ..., LABRAGA J.C.): Modo de circulación de brisa de mar y tierra. | 71 |
| AZCARATE, Ismael (de GHIEMMETTI H.S., MUGHERLI V.J., ...): Intensidad de la radiación gamma atmosférica medida con un Detector Colimado. | 175 |
| BANUS, E.M. (de ..., CARDOSO R.A.): Distribución geográfica de la precipitación sólida y líquida en el norte de la provincia de Mendoza. | 251 |
| BOCCACCIO, Pablo: Verificaciones expeditivas sobre existencia de difracciones en secciones sísmica de tiempo. | 177 |
| CAIMI, Emilio A. (de MENZIES C.Y.Q. de, ...): Espectro de tamaños de gotas de distintas lluvias en Buenos Aires. | 137 |
| CARDOSO, R.A. (de BANUS E.M., ...): Distribución geográfica de la precipitación sólida y líquida en el norte de la provincia de Mendoza. | 251 |
| CARRILHO, María V.: Cálculo de coeficientes de turbiedad atmosférica. | 209 |
| CASCARINO, B.B.: Aporte geofísico para la solución de un problema de fundación del puente sobre el Río Vaqueros - Ruta Nacional N°9 - en la provincia de Salta. | 277 |
| CASTILLO G, Luis (de COMINGUEZ A.H., SANDOVAL J.H., ...): Aporte gravimétrico en el modelado regional del Golfo de México. | 217 |
| COMINGUEZ, Alberto H. (de ..., SANDOVAL J.H., CASTILLO G,L.): Aporte gravimétrico en el modelado regional del Golfo de México. | 217 |
| DUHAU, S. (de ..., ROMANELLI L.): Corriente inducida por el electrochorro en Sudamérica Ecuatorial. | 81 |
| FALCOZ, H. (de ..., HOFMANN C.A.): Análisis comparativo de tres métodos de localización geográfica de las fuentes de atmosféricos. | 259 |
| FALCOZ, H. (de ..., HOFMANN C.A.): Variación de las distribuciones espectrales de atmosféricos en función del umbral de recepción y del tiempo. | 229 |
| FOURNIER, Hugo G.: Exploración magnetotelúrica. | 153 |
| GERSHANIK, C. (de GERSHANIK S., ..., SIERRA P., PASSARES C., JASCHEK E., VIGGIANI J.): Parámetros focales del terremoto de Salta del 19 de noviembre de 1973. | 287 |
| GERSHANIK, S. (de GERSHANIK C., ..., SIERRA P., PASSARES C., JASCHEK E., VIGGIANI J.): Parámetros focales del terremoto de Salta del 19 de noviembre de 1973. | 287 |
| GHIEMMETTI, Horacio S. (de ..., MUGHERLI V.J., AZCARATE I.): Intensidad de la radiación gamma atmosférica medida con un Detector Colimado. | 175 |
| GIRALDEZ, A.: Predicción de las frecuencias de apantallamiento (f_{E_s}) de las E_s en las latitudes medias en el sector sudamericano. | 195 |
| HOFMANN, C.A. (de FALCOZ H., ...): Variación de las distribuciones espectrales de atmosféricos en función del umbral de recepción y del tiempo. | 229 |

| | Página |
|---|--------|
| HOFFMANN, C.A. (de FALCOZ H., ...): Análisis comparativo de tres métodos de localización geográfica de las fuentes de atmosféricos. | 259 |
| JASCHEK, E. (de GERSHANIK S., GERSHANIK C., SIERRA P., PASSARES C., ..., VIGGIANI J.): Parámetros focales del terremoto de Salta del 19 de noviembre de 1973. | 287 |
| LABRAGA, Juan C. (de RODRIGUEZ J.A., AIELLO J.L., ...): Modelo de circulación de brisa de mar y tierra. | 71 |
| MAZZEO, Nicolás A.: Un método para la determinación de coeficientes de difusión atmosférica. | 123 |
| MENZIES, C.Y.Q. de (de ..., CAIMI E.A.): Espectro de tamaños de gotas de distintas lluvias en Buenos Aires. | 137 |
| MUCHERLI, V.L. (de GHIELMETTI H.S., ..., AZCARATE I.): Intensidad de la radiación gamma atmosférica medida con un Detector Colimado. | 175 |
| NECCO, Gustavo V.: Pronóstico del tiempo mediante métodos físico-matemáticos. | 109 |
| NUÑEZ, J.M. (de SALUZZI M.E., ..., PEREZ L.): Las grandes nubes convectivas a sotavento de Los Andes, sus características y su comportamiento. | 35 |
| PASSARES, C. (de GERSHANIK S., GERSHANIK C., SIERRA P., ..., JASCHEK E., VIGGINAI J.): Parámetros focales del terremoto de Salta del 19 de noviembre de 1973. | 287 |
| PERES, Marcelo (de ..., PUIG L.): Análisis preliminar de la anomalía invernal de la absorción ionosférica en Ushuaia. | 23 |
| PEREZ, Laura (de SALUZZI M.E., NUÑEZ J.M., ...): Las grandes nubes convectivas a sotavento de Los Andes, sus características y su comportamiento. | 35 |
| PUIG, Lilitana (de PEREZ M., ...): Análisis preliminar de la anomalía invernal de la absorción ionosférica en Ushuaia. | 23 |
| RODRIGUEZ, Juan C. (de ..., AIELLO J.L., LABRAGA J.C.): Modelo de circulación de brisa de mar y tierra. | 71 |
| ROMANELLI, L. (de DUHAU S., ...): Corriente inducida por el electrochorro en Sudamérica Ecuatorial. | 81 |
| SALUZZI, M.E. (de ..., NUÑEZ J.M., PEREZ L.): Las grandes nubes convectivas a sotavento de Los Andes, sus características y su comportamiento. | 35 |
| SCHNEIDER, Otto: Interacción de mareas. | 1 |
| SANDOVAL, José H. (de COMINGUEZ A.H., ..., CASTILLO G.L.): Aporte gravimétrico en el modelado original del Golfo de México. | 217 |
| SERSIC, J.L.: Implicancias cosmológicas de la tectónica de placas. | 59 |
| SIERRA, P. (de GERSHANIK S., GERSHANIK C., ..., PASSARES C., JASCHEK E., VIGGIANI J.): Parámetros focales del terremoto de Salta del 19 de noviembre de 1973. | 287 |
| TAFURI, V. (de ACHAVAL E.M., ...): Contenido de tritio en granizos naturales. | 147 |
| VALENCIO, Alberto D.: Características del campo magnético terrestre en el paleozoico tardío. | 47 |
| VIGGIANI, J. (de GERSHANIK S., GERSHANIK C., SIERRA P., JASCHEK E., ...): Parámetros focales del terremoto de Salta del 19 de noviembre de 1973. | 287 |
| VILAS, Juan F.A.: Reconstrucción y evolución del continente Gondwana. | 93 |



CONTENIDO

| | Página |
|--|--------|
| OTTO SCHNEIDER
Interacción de mareas. | 1 |
| MARCELO PERES y LILIANA PUIG
Análisis preliminar de la anomalía invernal de la absorción ionosférica en Ushuaia. | 23 |
| MARIA ELENA SALUZZI, JOSE MIGUEL NUÑEZ y LAURA PEREZ
Las grandes nubes convectivas a sotavento de Los Andes, sus características y su comportamiento. | 35 |
| DANIEL ALBERTO VALENCIO
Características del campo magnético terrestre en el paleozoico tardío. | 47 |
| J. L. SERSIC
Implicancias cosmológicas de la tectónica de placas. | 59 |
| JUAN A. RODRIGUEZ, JOSE L. AIELLO y JUAN C. LABRAGA
Modelo de circulación de brisa de mar y tierra. | 71 |
| S. DUHAU y L. ROMANELLI
Corriente inducida por el electrochorro en Sudamérica Ecuatorial. | 81 |
| JUAN F. A. VILAS
Reconstrucción y evolución del continente Gondwana. | 93 |
| GUSTAVO V. NECCO
Pronóstico del tiempo mediante métodos físico-matemáticos. | 109 |
| NICOLAS A. MAZZEO
Un método para la determinación de coeficientes de difusión atmosférica. | 123 |
| CARMEN Y. Q. de MENZIES y EMILIO A. CAIMI
Espectro de tamaños de gotas de distintas lluvias en Buenos Aires. | 137 |
| ELENA MUNIN de ACHAVAL y VICTORIA TAFURI
Contenido de tritio en granizos naturales. | 147 |
| HUGO G. FOURNIER
Exploración magnetotélúrica. | 153 |
| HORACIO S. GHIEMMETTI, VICENTE J. MUGHERLI e ISMAEL AZCARATE
Intensidad de la radiación gamma atmosférica medida con un Detector Colimado. | 175 |
| PABLO BOCCACCIO
Verificaciones expeditivas sobre existencia de difracciones en secciones sísmicas de tiempo. | 177 |
| A. GIRALDEZ
Predicción de las frecuencias de apantallamiento (f_1 , E_s) de las capas E_s en latitudes medias en el sector sudamericano. | 195 |
| MARIA VICTORIA CARRILHO
Cálculo de coeficientes de turbiedad atmosférica. | 209 |
| ALBERTO H. COMINGUEZ, JOSE H. SANDOVAL y LUIS DEL CASTILLO G.
Aporte gravimétrico en el modelado regional del Golfo de México. | 217 |
| H. FALCOZ y C. A. HOFMANN
Variación de las distribuciones espectrales de atmosféricos en función del umbral de recepción y del tiempo. | 229 |
| EDUARDO MANUEL BANUS y RAUL ABELARDO CARDOSO
Distribución geográfica de la precipitación sólida y líquida en el norte de la provincia de Mendoza. | 251 |
| H. FALCOZ y C. A. HOFMANN
Análisis comparativo de tres métodos de localización geográfica de las fuentes de atmosféricos. | 259 |
| BENITO BENVENUTO CASCARINO
Aporte geofísico para la solución de un problema de fundación del puente sobre el Río Vaqueros - Ruta Nacional N° 9 - en la provincia de Salta. | 277 |
| S. GERSHANIK, C. GERSHANIK, P. SIERRA, C. PASSARES, E. JASCHEK y J. VIGGIANI
Parámetros focales del terremoto de Salta del 19 de noviembre de 1973. | 287 |