



UNIVERSITAT DE
BARCELONA

Contribución al estudio de la turbiedad atmosférica en Barcelona

Jerónimo Lorente Castelló

ADVERTIMENT. La consulta d'aquesta tesi queda condicionada a l'acceptació de les següents condicions d'ús: La difusió d'aquesta tesi per mitjà del servei TDX (www.tdx.cat) i a través del Dipòsit Digital de la UB (diposit.ub.edu) ha estat autoritzada pels titulars dels drets de propietat intel·lectual únicament per a usos privats emmarcats en activitats d'investigació i docència. No s'autoritza la seva reproducció amb finalitats de lucre ni la seva difusió i posada a disposició des d'un lloc aliè al servei TDX ni al Dipòsit Digital de la UB. No s'autoritza la presentació del seu contingut en una finestra o marc aliè a TDX o al Dipòsit Digital de la UB (framing). Aquesta reserva de drets afecta tant al resum de presentació de la tesi com als seus continguts. En la utilització o cita de parts de la tesi és obligat indicar el nom de la persona autora.

ADVERTENCIA. La consulta de esta tesis queda condicionada a la aceptación de las siguientes condiciones de uso: La difusión de esta tesis por medio del servicio TDR (www.tdx.cat) y a través del Repositorio Digital de la UB (diposit.ub.edu) ha sido autorizada por los titulares de los derechos de propiedad intelectual únicamente para usos privados enmarcados en actividades de investigación y docencia. No se autoriza su reproducción con finalidades de lucro ni su difusión y puesta a disposición desde un sitio ajeno al servicio TDR o al Repositorio Digital de la UB. No se autoriza la presentación de su contenido en una ventana o marco ajeno a TDR o al Repositorio Digital de la UB (framing). Esta reserva de derechos afecta tanto al resumen de presentación de la tesis como a sus contenidos. En la utilización o cita de partes de la tesis es obligado indicar el nombre de la persona autora.

WARNING. On having consulted this thesis you're accepting the following use conditions: Spreading this thesis by the TDX (www.tdx.cat) service and by the UB Digital Repository (diposit.ub.edu) has been authorized by the titular of the intellectual property rights only for private uses placed in investigation and teaching activities. Reproduction with lucrative aims is not authorized nor its spreading and availability from a site foreign to the TDX service or to the UB Digital Repository. Introducing its content in a window or frame foreign to the TDX service or to the UB Digital Repository is not authorized (framing). Those rights affect to the presentation summary of the thesis as well as to its contents. In the using or citation of parts of the thesis it's obliged to indicate the name of the author.



UNIVERSIDAD DE BARCELONA
FACULTAD DE FISICA

CONTRIBUCION AL ESTUDIO
DE LA TURBIEDAD ATMOSFERICA EN BARCELONA

Memoria presentada por
Jerónimo Lorente Castelló
para optar al grado
de Doctor en Ciencias Físicas

Director: Prof. Dr. Manuel Puigcerver Zanón

Año 1977



AGRADECIMIENTOS

La presente monografía ha sido realizada en la Cátedra de Física de la Atmósfera de la Universidad de Barcelona.

Deseo expresar mi profundo agradecimiento al titular de la misma y director de este trabajo, Prof. Dr. Manuel Puigcerver Zanón, no sólo por haber propuesto el enfoque del tema y poner a mi disposición la bibliografía necesaria, sino por su constante estímulo y consejos y su colaboración personal en la realización de algunas medidas.

Expreso también mi agradecimiento a mis compañeros de Departamento por las ayudas de todo tipo que siempre me han dispensado y en particular al Dr. Sergio Alonso Oroza en quien siempre he encontrado apoyo para resolver los problemas planteados en el curso del presente trabajo.

Asimismo, agradezco a los alumnos de Física del Aire I su ayuda en la obtención de datos en las campañas de recorridos urbanos.

INDICE

AGRADECIMIENTOS

INTRODUCCION	1
CAPITULO 1.- CARACTERISTICAS FISICAS DE LA ATENUACION .	4
1.1.- Ley de Beer	4
1.2.- Factores que contribuyen a la atenuación	7
1.3.- Indices de turbiedad	12
1.3.1.- Opacidad media	12
1.3.2.- El factor de turbiedad	14
1.3.3.- El coeficiente de turbiedad β	16
1.3.4.- El coeficiente decimal B de Schüepf .	20
1.3.5.- Indices monocromáticos de turbiedad .	20
1.4.- Relación entre la opacidad y la concen- tración de partículas	26
CAPITULO 2.- INSTRUMENTAL Y MEDIDO	32
2.1.- El actinómetro Linke-Feussner	32
2.2.- El heliofotómetro Volz	36
2.2.1.- Determinación de las constantes de ca- libración por el método de Langley ..	39
2.2.2.- Intercomparación de los heliofotóme- tros utilizados	48
2.3.- Método seguido en la determinación de los índices de turbiedad	50
2.4.- Determinación de la cantidad de agua precipitable	55



CAPITULO 3.- LA TURBIEDAD EN BARCELONA: DETERMINACION Y ANALISIS DE LOS FACTORES QUE LA CONDI- CIONAN	59
3.1.- Climatología de $\bar{\xi}$	59
3.2.- Climatología de B_{λ}	63
3.2.1.- Variación diurna y estacional de B_{λ} ...	63
3.2.2.- Estudio de B_{λ} en ciertas situaciones meteorológicas	80
3.2.3.- Valores típicos de E_g en relación con la turbiedad observada	86
3.3.- Climatología del exponente α de Angström	87
3.4.- Variación espacial de la turbiedad en áreas urbanas	94
3.5.- Medidas de turbiedad realizadas en otros lugares	106
3.6.- Variación de la turbiedad con la altura	110
 CONCLUSIONES	 115

INTRODUCCION

Desde hace varios años el problema de la contaminación atmosférica ha pasado a primer plano de la actualidad. En muchos sectores de la sociedad, y sobre todo en las ciudades, preocupa el progresivo deterioro de la calidad del aire debido a la actividad humana, aunque no siempre se toman medidas para evitarlo o en todo caso limitarlo.

Entre los contaminantes del aire tienen especial importancia las partículas pequeñas (polvo y aerosoles) dispersadas en la atmósfera. Originan variaciones, a veces espectaculares, de las propiedades ópticas del aire como son la disminución de la visibilidad, formación de brumas y en general la atenuación de la radiación solar que incide en el suelo, todo lo cual englobamos bajo el nombre de turbiedad atmosférica.

Por otra parte, la atenuación de la radiación solar puede modificar el balance de calor en el sistema tierra-atmósfera. La disminución de la irradiancia solar media, manteniéndose constante el albedo planetario, produciría una disminución de la temperatura media planetaria. La variación que puede ocasionar en el clima el continuo aumento de la turbiedad atmosférica es actualmente motivo de estudio por parte de muchos investigadores y todavía no parece haber conclusiones definitivas.

El objeto del presente trabajo es realizar un primer estudio de la turbiedad en la atmósfera urbana de Barcelona, ciudad que debido a su industrialización y al enorme aumento del tráfico rodado en sus calles durante los últimos años, presenta a veces episodios de contaminación importantes. La creciente contaminación del aire provoca un crecimiento

de la turbiedad atmosférica. En Puigcerver y Alvarez-Cas

Debido a la estrecha relación existente entre la turbiedad del aire y la contaminación atmosférica por aerosoles, es posible determinar esta última a partir de medidas de turbiedad, las cuales se realizan con mucha facilidad por medio de heliofotómetros que, dado su fácil transporte, permiten explorar numerosos puntos del área urbana y proporcionar valores instantáneos.

En estos aspectos aventajan a la red de vigilancia de que dispone el Laboratorio Municipal de Higiene del Ayuntamiento de Barcelona cuyos captadores dan valores representativos de su entorno inmediato (Del Llano, 1974) e integrados en el tiempo (es decir, acumulados a 24 horas), además de que su número no se puede multiplicar indefiniadamente. Por otra parte, la técnica heliofotométrica permite obtener información sobre la distribución de tamaños de las partículas.

Las determinaciones de turbiedad atmosférica se vienen efectuando en los últimos años en gran número de estaciones de la red meteorológica mundial. La O.M.M. publica cada año los resultados de estas determinaciones. En España solo se realizan medidas de este tipo en la base aerea de Torrejón y en nuestro departamento desde 1971 Hemos creído disponer del número de datos suficiente para

abordar el estudio propuesto.

Por último, a partir de medidas de irradiencia solar en ciertas bandas del espectro, se ha podido obtener información sobre la cantidad de agua precipitable, de la cual no se tenían datos si no existían estaciones de radiosondeo en nuestra región.



CAPITULO I .- CARACTERISTICAS FISICAS DE LA ATENUACION

La determinación de la turbiedad atmosférica se realiza generalmente a partir de los cálculos de la atenuación que la radiación solar sufre al atravesar la atmósfera. En este capítulo describimos, resumidamente, sus aspectos esenciales.

1.1 .- Ley de Beer .-

Se la llama también a veces Ley de Bouguer o de Lambert, y proporciona la atenuación de la intensidad monocromática de radiación J_λ a lo largo del camino elemental dl tomado en la dirección de propagación del rayo

$$dJ_\lambda = -J_\lambda k_\lambda \rho dl \quad (1)$$

siendo k_λ el coeficiente másico de absorción y ρ la densidad del medio atravesado.

La intensidad monocromática J_λ que incide en la superficie terrestre se obtiene integrando (1)

$$J_\lambda = J_{\lambda_0} e^{-\int_0^\infty k_\lambda \rho dl} \quad (2)$$

siendo J_{λ_0} la intensidad monocromática en la cima de la atmósfera. Como $dl = dz \sec \theta$, siendo z la distancia vertical y θ la distancia zenital,

$$J_\lambda = J_{\lambda_0} e^{-\int_0^\infty k_\lambda \rho \sec \theta dz} \quad (3)$$

$\sec \theta$ se suele llamar masa de aire relativa, pues representa en primera aproximación el cociente entre la masa de una columna de sección unidad a lo largo de la dirección l y la de la columna vertical homóloga

$$m = \sec \theta = \frac{\int_0^{\infty} \rho dl}{\int_0^{\infty} \rho dz} \quad (4)$$

Para incluir la corrección debida a las variaciones de la presión atmosférica se usa la masa de aire corregida, m_c

$$m_c = \frac{p}{1000} m \quad (5)$$

siendo por tanto $m_c = 1$ para $\theta = 0$ y $p = 1000$ hPa .

En rigor, la trayectoria del haz solar que atraviesa la atmósfera no es rectilínea, debido a la refracción atmosférica con índice de refracción variable con la presión y temperatura. Además en (4) se ha supuesto implícitamente que la superficie terrestre es plana y la estratificación horizontal. El error cometido al tomar $m = \sec \theta$ con respecto a los valores de m calculados a partir de los datos de Bemporad obtenidos a partir de sondeos de globos y que figuran en "Annale of the International Geophysical Year" (1958) es menor del 0,25% para $\theta < 60^\circ$ ($m = 2$) y del 0,7% para $\theta = 70^\circ$ ($m \approx 3$) . Por tanto, si m se mide con dos decimales, se puede tomar $m = \sec \theta$ para $\theta < 70^\circ$.

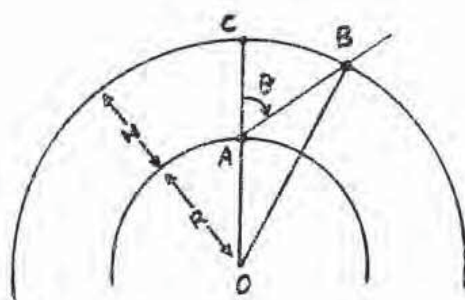
Si se tiene en cuenta la curvatura de la tierra y se considera una atmósfera homogénea ($\rho = \text{cte}$) de altura

$$H = \frac{P_0}{g \rho_0}$$

la masa de aire sería, según la figura 1

$m' = \frac{BA}{CA}$ y resolviendo
el triángulo AOB resulta

Figura 1



$$m' = \sqrt{\left(\frac{R}{H} \cos \theta\right)^2 + 2 \frac{R}{H} + 1} - \frac{R}{H} \cos \theta \quad (5)$$

Los valores de m tienen un error menor del 2% para $\theta < 85^\circ$
($m \approx 10$).

En la expresión (3) se puede introducir la notación

$$\zeta_\lambda = \int_0^\infty k_\lambda e dz \quad (6)$$

y ζ_λ resulta representar la atenuación por una columna vertical de sección unidad y masa $\int_0^\infty e dz$. La variable ζ_λ se usa frecuentemente y en la confusa terminología existente en este campo se designa variadamente como espesor óptico monocromático, profundidad óptica, etc. Dado que lo que ζ_λ representa en realidad es el grado de transparencia atmosférica, nosotros hemos propuesto (Lorente y Alonso, 1976) la denominación "opacidad monocromática", con la que la designaremos en lo sucesivo.

La ecuación (3) se escribe ahora

$$J_\lambda = J_{\lambda 0} e^{-\int_0^\infty d\zeta_\lambda \sec \theta} \approx J_{\lambda 0} e^{-m \zeta_\lambda} \quad (7)$$

donde el símbolo \approx se ha puesto por haber despreciado la variación de θ con la altura z .

1.2.- Factores que contribuyen a la atenuación.

En principio, no se dispone de la expresión analítica de Σ_{λ} pues la atenuación se debe a la absorción y dispersión de la radiación por la atmósfera (incluyendo los aerosoles que contiene) las cuales dependen de diversas variables y en particular varían con la longitud de onda en forma complicada e insuficientemente conocida.

Se puede explicitar la opacidad monocromática Σ_{λ} como suma de los factores que contribuyen a la atenuación de la radiación solar

$$\Sigma_{\lambda} = \Sigma_{\lambda r} + \Sigma_{\lambda g} + \Sigma_{\lambda da} + \Sigma_{\lambda aa} \quad (8)$$

donde $\Sigma_{\lambda r}$ corresponde a la opacidad debida a la dispersión de Rayleigh

$\Sigma_{\lambda g}$ a la absorción por los gases atmosféricos

$\Sigma_{\lambda da}$ a la dispersión por aerosoles

y $\Sigma_{\lambda aa}$ a la absorción por aerosoles.

La dispersión de Rayleigh corresponde a la dispersión de la radiación por las moléculas de aire y por partículas de radio pequeño comparado con la longitud de onda de la radiación que incide sobre ellas ($r < 0,1\lambda$). Cuando un haz de radiación electromagnética incide sobre una molécula, bajo la acción del campo eléctrico (que se puede considerar constante en toda la superficie molecular por ser r pequeño) se induce un dipolo cuyo momento dipolar oscila con la frecuencia del haz incidente, con lo cual la molé-

El paréntesis del 2º miembro de (10) es una corrección por la falta de polarización completa de la luz dispersada con un ángulo de 90° respecto al ángulo de incidencia, debido principalmente a la anisotropía de las moléculas atmosféricas.

La conclusión mas importante de la teoría de Rayleigh es que la potencia difundida por unidad de volumen es inversamente proporcional a la cuarta potencia de la longitud de onda. De esta forma Rayleigh en 1871 explicó el color azul del cielo. (*)

Los valores de $\zeta_{\lambda r}$ que suelen usarse en problemas de radiación se deben a Elterman (1968) quien adopta en (10) para ρ_n el valor 0,0350. Recientemente, Hoyt (1977) ha publicado una tabla de valores de $\zeta_{\lambda r}$ en función de λ obtenidos con $\rho_n = 0,0139$ dado por Weber et al. (1967) y Bach (1968). La diferencia entre ambos valores de ρ_n se atribuye a la falta de experiencias anteriores para aislar la dispersión de

(*) Mas tarde se descubrió que la dispersión de la luz tiene lugar siempre que el medio atravesado presente fluctuaciones de densidad. Smolokhovskiy y Einstein desarrollaron la teoría de la dispersión de la luz por las fluctuaciones de densidad que se observan en pequeños volúmenes de líquidos o gases, como por ejemplo en condensaciones o enrarecimientos locales en sistemas moleculares. Los resultados cuantitativos de esta teoría coinciden, en el caso de un gas, con las conclusiones cuantitativas de la teoría de Rayleigh. Ulteriores investigaciones muestran que también las fluctuaciones en la anisotropía molecular pueden producir dispersión de la luz.

Rayleigh de la dispersión de Raman. Los valores de $\xi_{\lambda r}$ que se obtienen con el nuevo valor del factor de despolarización son del 3,5 al 3,7 % inferiores a los dados por Elterman. Como se verá, esto afecta ligeramente a los valores de los índices de turbiedad calculados anteriormente.

Cuando las partículas no son pequeñas en comparación con la longitud de onda de la luz, el vector campo eléctrico no se puede considerar constante en la superficie molecular, apareciendo entonces campos inducidos de orden superior (cuadripolo, octupolo, etc.). A tales partículas no se puede aplicar la teoría de Rayleigh. La teoría de Mie se ocupa de este problema.

La absorción de la radiación solar por los gases atmosféricos es muy selectiva y la región espectral en que ocurre está determinada por la estructura molecular de los gases. La radiación se absorbe en bandas espectrales que constan de muchas líneas de absorción estrechas debidas a cambios en la energía de vibración o rotación molecular. En la figura 3 se da la variación del coeficiente másico de absorción k_{λ} para una línea del tipo Lorentz.

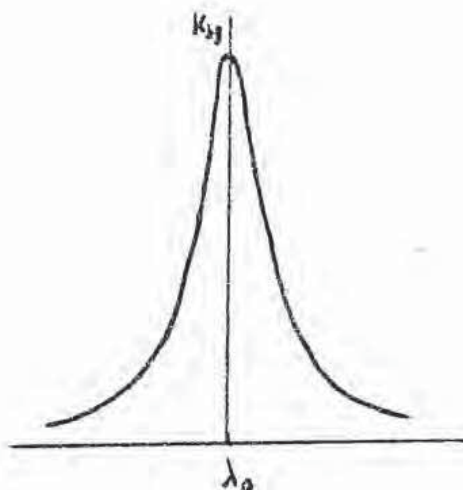


Figura 3

Las bandas de absorción del espectro solar se ilustran en la figura 4, donde las zonas punteadas corresponden a la irradiancia perdida por absorción, que como se observa es grande en el infrarrojo. La mayor contribución a la absorción la dan el vapor de agua, el bióxido de carbono y el ozono. Se comprende que no se disponga de la expresión de $\zeta_{\lambda g}$ en función de λ y lo mas que se puede hacer es adoptar un valor medio $\bar{\zeta}_{\lambda g} = \frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \zeta_{\lambda g} d\lambda$ en cada banda de absorción.

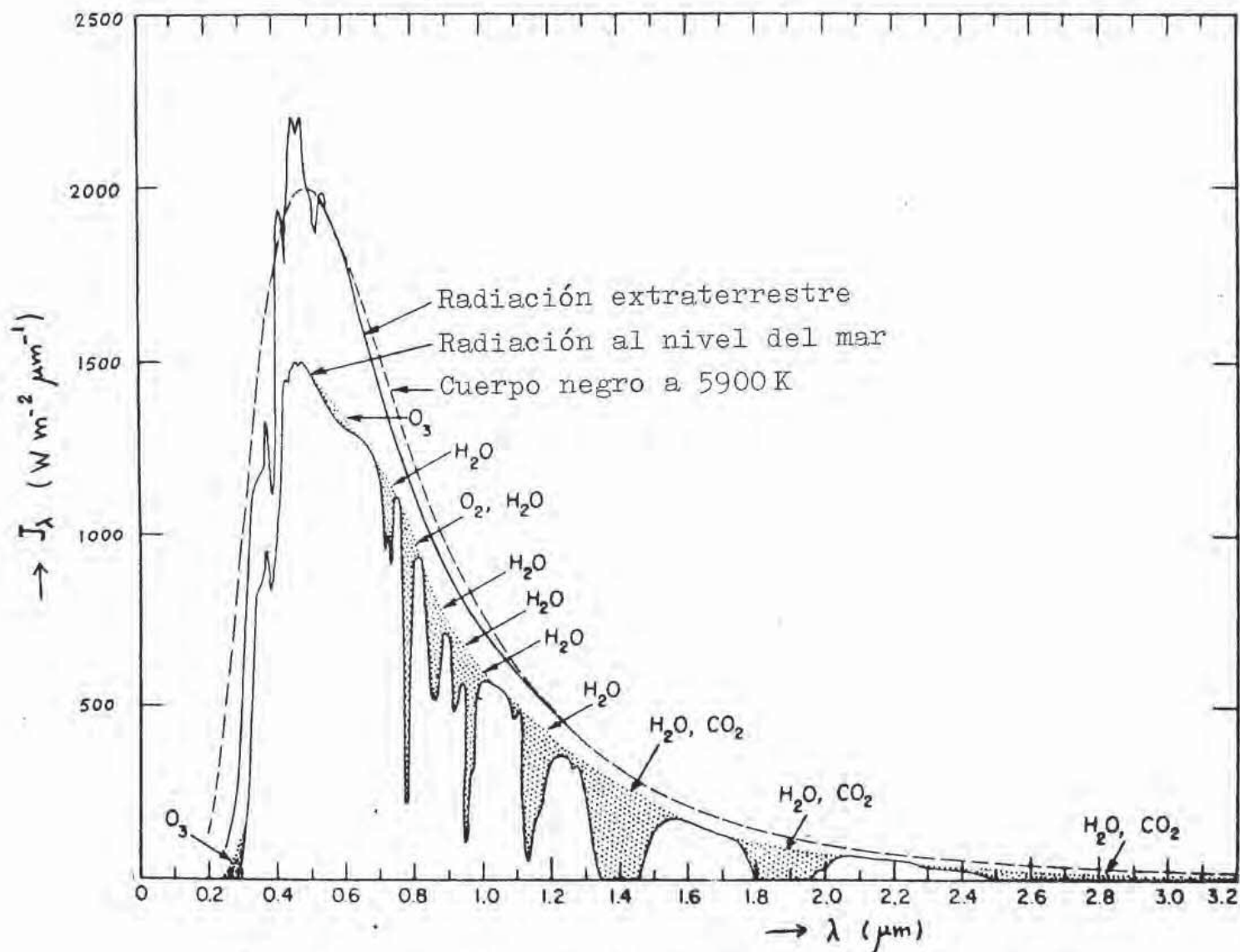


Figura 4.- Curvas de distribución espectral de la radiación solar.

Por último, las opacidades $\tau_{\lambda da}$ y $\tau_{\lambda aa}$ que dan cuenta de la atenuación de la radiación por los aerosoles, están directamente relacionadas con la turbiedad del aire. Mediante la determinación de $\tau_{\lambda da}$ y $\tau_{\lambda aa}$ se puede obtener dicha turbiedad y a este objetivo dedicamos gran parte del presente trabajo. El tratamiento separado de $\tau_{\lambda da}$ y $\tau_{\lambda aa}$ no puede realizarse de momento con el equipo a nuestra disposición (pensamos hacerlo en un futuro próximo) de manera que en lo sucesivo se engloban en un solo término

$$\tau_{\lambda a} = \tau_{\lambda da} + \tau_{\lambda aa} \quad (11)$$

que representa la contribución de los aerosoles a la opacidad monocromática de la atmósfera.

1.3 .- Indices de turbiedad .-

En esta sección efectuamos un análisis de los distintos índices que se han propuesto para caracterizar la turbiedad del aire.

1.3.1 .- Opacidad media .-

Integrando (7) para todo el espectro y reduciendo a la distancia media tierra-sol se tiene

$$J(m) = \left(\frac{R_m}{R}\right)^2 \int_0^{\infty} J_{\lambda 0} e^{-m \tau_{\lambda}} d\lambda \quad (12)$$

y si definimos una opacidad media $\bar{\tau}(m)$

$$J(m) = \left(\frac{R_m}{R}\right)^2 J_0 e^{-m \bar{\tau}} = S e^{-m \bar{\tau}} \quad (13)$$

donde $S = \left(\frac{R_m}{R}\right)^2 J_0$ es la constante solar

En principio, dado que la dispersión de Rayleigh y la absorción por gases no dependen de la turbiedad del aire, la opacidad $\bar{\tau}$ podría servir para determinar la turbiedad con solo medir $J(m)$ y =

$$\bar{\tau}(m) = m^{-1} \ln \frac{S}{J} \quad (14)$$

pero no es un buen índice de turbiedad porque depende fuertemente de la masa de aire. Hemos comprobado que cuando la turbiedad es prácticamente constante (por ejemplo en un día muy claro) $\bar{\tau}(m)$ decrece cuando aumenta m , es decir al disminuir la altura del sol. Ello se debe a que $\bar{\tau}(m)$ depende fuertemente de la masa de aire, pues la atenuación es mayor para las longitudes de onda cortas que para las largas, ya que $\Sigma_{\lambda r} \propto \lambda^{-4}$ y como se verá $\Sigma_{\lambda a} \propto \lambda^{-\alpha}$ con α próximo a uno. Por esto, cuando m aumenta y a su vez el recorrido del haz en la atmósfera, la luz de onda corta sufre mayor atenuación por dispersión de Rayleigh y el haz directo tiene mayor proporción de radiación de onda larga (aparece más rojizo). Consecuentemente la atenuación disminuye en las capas inferiores de la atmósfera con el aumento de m y aparentemente también disminuye la turbiedad si tomamos $\bar{\tau}(m)$ como índice de ésta, ya que J se habrá hecho menos pequeño y según (14) $\bar{\tau}(m)$ habrá descendido.

Aunque la opacidad media $\bar{\tau}(m)$ no es útil como índice de turbiedad, si puede ser interesante su climatología con miras, por ejemplo, al aprovechamiento de la energía solar.

1.3.2. .- El factor de turbiedad .-

Fu  propuesto por Linke en 1922 basándose en la dispersión de Rayleigh como causa básica de la atenuación. La relación entre la opacidad media de la atmósfera real y la correspondiente a una atmósfera completamente limpia y seca (atmósfera de Rayleigh) es el llamado factor de turbiedad, T

$$T = \frac{\bar{\tau}(m)}{\bar{\tau}_r(m)} \quad (15)$$

La variable adimensional T indica el número de atmósferas de Rayleigh que el haz solar tendría que atravesar para sufrir la misma atenuación que sufre en la atmósfera real. A partir de (14) el cálculo de T es inmediato

$$T = \left[m \bar{\tau}_r(m) \right]^{-1} \ln \frac{S}{J} \quad (16)$$

existiendo diagramas que proporcionen T en función de m y J. La ventaja del factor T de Linke como índice de turbiedad es su interpretación intuitiva. Así, por ejemplo, T = 1,5 indica gran transparencia y T = 5 gran turbiedad.

El factor de turbiedad T es un índice mejor que la opacidad media $\bar{\tau}(m)$ pero sigue dependiendo de la masa de aire, es decir, no es estrictamente constante cuando lo es la turbiedad. En efecto, la turbiedad depende de la concentración de aerosoles, que hace adquirir un determinado valor, para cada longitud de onda, a la opacidad

$\tau_{\lambda a} = \tau_{\lambda da} + \tau_{\lambda aa}$. Si se expresa (15) para una longitud de onda λ , es decir, si se define un factor de turbiedad monocromático T_λ , se tiene

$$\tau_{\lambda r} T_{\lambda} = \tau_{\lambda r} + \tau_{\lambda g} + \tau_{\lambda a} \quad (17)$$

T_{λ} es una función complicada de λ debido a la distinta dependencia con λ de $\tau_{\lambda r}$, $\tau_{\lambda g}$ y $\tau_{\lambda a}$ siendo además $\tau_{\lambda g}$ función de la concentración del vapor de agua en la atmósfera. Al integrar para todo el espectro, T resulta función de m (por el hecho ya apuntado de la variación de la composición espectral de la luz con la masa de aire en las capas inferiores de la atmósfera) y del contenido de vapor de agua. Por tanto, T es capaz de variar aunque no cambie la concentración de aerosoles a lo largo del día.

Debido a la variación de $\tau_{\lambda g}$ con el contenido de vapor de agua en la atmósfera, Linke propuso definir un factor T_K para onda corta, tomando solo las porciones ultravioleta y visible del espectro (entre 0 y 630 nm) que serviría como índice de la concentración de aerosoles, y un factor T_R para onda larga (entre 630 nm e infinito) que daría cuenta de la concentración de vapor de agua. La región escogida por Linke para definir T_K corresponde aproximadamente a la diferencia entre las intensidades medidas en un actinómetro sin filtro $\int_0^{\infty} J_{\lambda} d\lambda$ y con el filtro RG2 $\int_{0,630 \mu m}^{2,800 \mu m} J_{\lambda} d\lambda \approx \int_{0,630 \mu m}^{\infty} J_{\lambda} d\lambda$

La determinación de T_K es análoga a la de T sustituyendo en (16) J por J_K , S por S_K y \bar{z}_v (m) por \bar{z}_{vK} (m). Para determinar T_R se procede de la misma forma. Tanto T_K como T_R tienen el mismo inconveniente que T es decir, dependen de la masa de aire.

1.3.3. - El coeficiente de turbiedad β

Angström (1929-1930) propuso para la opacidad monocromática debida a los aerosoles la expresión empírica

$$\tau_{\lambda a} = \beta \lambda^{-\alpha} \quad (18)$$

donde β se llama coeficiente de turbiedad y α es un número relacionado con la distribución de tamaños de las partículas difusoras. Tomando $\lambda = 1 \mu\text{m}$ resulta $\tau_{\lambda a} = \beta$ es decir, β representa la opacidad debida a los aerosoles para un haz monocromático de $\lambda = 1 \mu\text{m}$.

Vamos, brevemente, a justificar la relación (18) aplicando la teoría de Mie para la dispersión de la radiación por partículas de tamaño comparable a la longitud de onda de la radiación incidente. Supongamos que las partículas son esféricas de radio r .

La opacidad $\tau_{\lambda da}$ depende del número de partículas por unidad de volumen integrado a lo largo de una columna vertical y de la distribución de tamaños de dichas partículas. Llamando dN al número de partículas en una columna vertical de sección unidad cuyo radio está comprendido entre r y $r + dr$, sea $n(r)$ la función de distribución de tamaños

$$n(r) = \frac{dN}{dr} \quad (19)$$

La opacidad que produce una partícula por dispersión viene determinada por la sección eficaz de dispersión σ_p

(superficie del frente de onda que actúa sobre la partícula). La razón entre σ_p y la sección eficaz geométrica πr^2 de la partícula es el llamado rendimiento de dispersión o coeficiente de Mie $Q_d(r)$. Considerando solo el caso de dispersión simple en las partículas, es decir que la radiación dispersada por una partícula no se dispersa por otra partícula, la opacidad $d\tau_{\lambda da}$ debida a las dN partículas es

$$d\tau_{\lambda da} = Q_d(r) \pi r^2 dN \quad (20)$$

donde en el segundo miembro no se especifica, de momento, la dependencia con λ .

Integrando (20) para todos los radios de las partículas

$$\tau_{\lambda da} = \pi \int_0^{\infty} Q_d(r) r^2 n(r) dr \quad (21)$$

Para la función $n(r)$ se suelen postular dos modelos, que son una función exponencial y una función potencial. Para los aerosoles atmosféricos es corriente usar la función potencial, que Junge (1953) expresa en la forma

$$n'(r) = \frac{dN}{d \log r} = C r^{-\nu} \quad (22)$$

donde la "prime" designa la relación con $\log r$. C es una constante que depende de la concentración de partículas y el exponente ν determina la pendiente de la curva de distribución.

Escribiendo (22) en forma no logarítmica

$$\frac{dN}{dr} = n(r) = \log e C r^{-(\nu+1)} \quad (23)$$

se tiene, sustituyendo en (21)

$$\Sigma_{\lambda da} = \pi \log e C \int_0^{\infty} Q_d(r) r^{-(\nu-1)} dr \quad (24)$$

La opacidad total debida a los aerosoles $\Sigma_{\lambda a}$ es según (11) la suma de la debida a la dispersión y a la absorción. Leighton (1961) estableció que para radiación de longitud de onda superior a $0,3 \mu\text{m}$ casi toda la atenuación en la bruma urbana (smog) de Los Angeles se debe a dispersión por partículas. Esto significa que $\Sigma_{\lambda da}$ es pequeña frente a $\Sigma_{\lambda a}$ y emplear esta como $\Sigma_{\lambda a}$ equivale a suponer que las partículas no son absorbentes. Pero se puede tener en cuenta la absorción definiendo un rendimiento total de dispersión

$$Q(r) = Q_d(r) + Q_a(r) \quad (25)$$

donde $Q_a(r)$ corresponde a la absorción por partículas.

Con ello (24) se convierte en

$$\Sigma_{\lambda a} = \pi \log e C \int_0^{\infty} Q(r) r^{-(\nu-1)} dr \quad (26)$$

En la dispersión de Mie, más que el valor del radio de las partículas importa la relación de este con la longitud de onda de la luz. Por ello se define el parámetro adimensional γ

$$\gamma = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (27)$$

Efectuando en (26) el cambio de la variable r por γ

$$\tau_{\lambda a} = \pi \log e C \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^{\nu-2} \int_0^{\infty} Q(\gamma) \gamma^{-(\nu-1)} d\gamma \quad (28)$$

La función $Q(\gamma)$ fué calculada por Penndorf (1956) para gotículas de agua (índice de refracción 1,33) y partículas de índice de refracción 1,50. En la figura 5 se dan las curvas correspondientes.

Llamando

$$K = \int_0^{\infty} Q(\gamma) \gamma^{-(\nu-1)} d\gamma \quad (29)$$

se tiene en (28)

$$\tau_{\lambda a} = \pi \log e C \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^{\nu-2} K \quad (30)$$

Van de Hulst (1957) y Ballrick (1964) señalaron que K es independiente de λ cuando los límites de integración son, como en este caso 0 e ∞ , pues entonces $Q(\gamma)$ es sólo función del índice de refracción de las partículas y si éste se mantiene constante, la integral no depende de la longitud de onda.

Por tanto, si se pone

$$\alpha = \nu - 2 \quad (31)$$

$$\beta = \pi \log e C (2\pi)^{\nu-2} K \quad (32)$$

se tiene la expresión (18) .

1.3.4 .- El coeficiente decimal E de Schüepf.

Schüepf (1949), basándose fundamentalmente en las mismas consideraciones que Ångström, es decir, la expresión (13), propuso un coeficiente de turbiedad, P, fijando la longitud de onda en $0,5 \mu\text{m}$ (aproximadamente el centro del espectro visible, donde la irradiancia del espectro solar es máxima y donde la sensibilidad del ojo humano es máxima) y tomando en (6) base 10 en lugar de e, es decir, llamando $\zeta_{\lambda a}^*$ a la opacidad por aerosoles referida a base 10

$$\zeta_{\lambda a}^* = B (2\lambda)^{-\alpha} \quad (33)$$

Si se desprecia la variación de β y E con la longitud de onda entre $0,5$ y $1 \mu\text{m}$, se tendrá

$$e^{-\frac{\beta}{\lambda^\alpha}} = 10^{-\frac{B}{(2\lambda)^\alpha}} \quad (34)$$

con lo cual

$$B = \beta 2^\alpha \log e \quad (35)$$

1.3.5 .- Indices monocromáticos de turbiedad.

El hecho ya apuntado de la dificultad de definir índices de turbiedad válidos para todo el espectro, obliga a definir índices monocromáticos, escogidos en longitudes de onda adecuadas.

A partir de la ley de la atenuación expresada por medio de la relación (7), especificando ζ_λ según (8) y (11) y llamando F el factor de reducción a la distancia

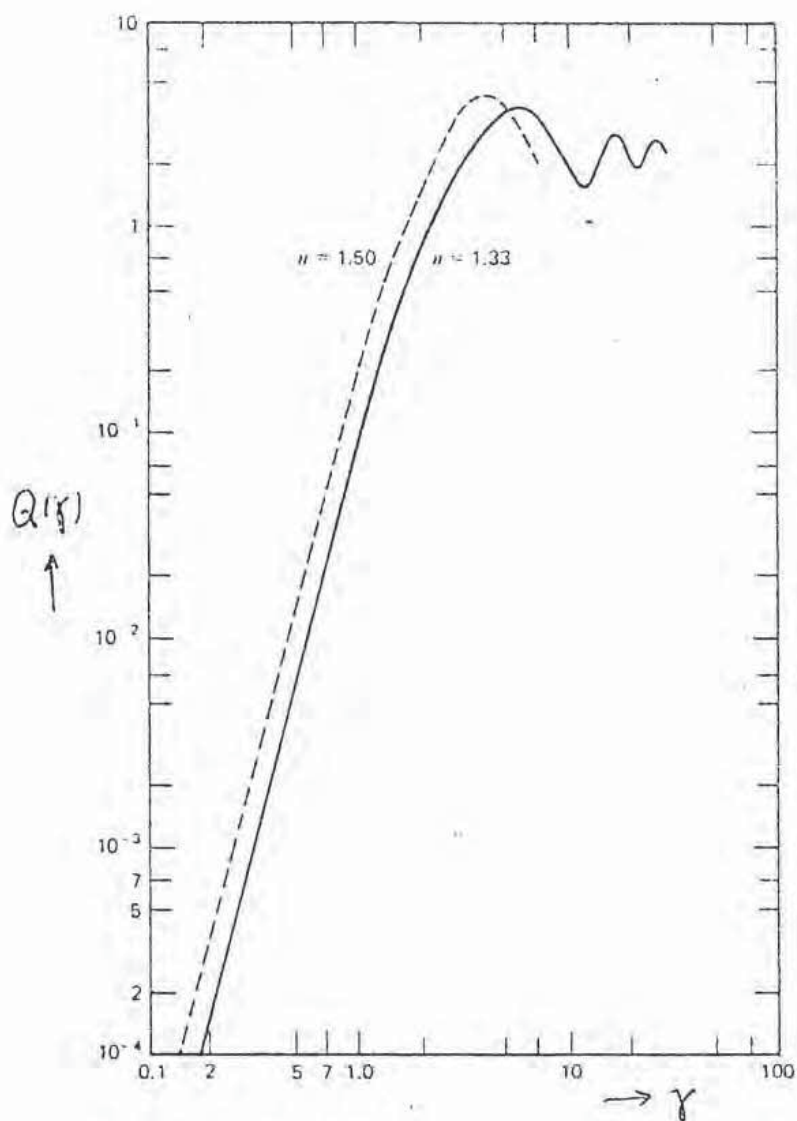


Figura 5.- Valores del rendimiento de dispersión en función del parámetro γ . Ambos ejes tienen escala logarítmica.

A partir de experiencias de Junge (1955) y Curcio (1961) se deduce que para partículas de radio $0,1 \mu\text{m} \leq r \leq 10 \mu\text{m}$ en atmósferas continentales, el exponente μ adopta un valor de alrededor de tres, o sea $\alpha \sim 1$. Angström (1930) estableció que dentro del espectro visible el valor medio de α es 1,3. No obstante, dicho exponente presenta notables variaciones dentro de un intervalo $0 \leq \alpha \leq 3$ como veremos en otra sección, e incluso el valor medio calculado en diversos puntos geográficos se aparta algo del calculado por Angström. El valor del exponente α decrece cuando aumenta el tamaño modal de las partículas, por lo que la atenuación por aerosoles se hace tanto menos selectiva cuanto mayor es su tamaño. El coeficiente β de Angström está directamente relacionado con la concentración de partículas en el aire, como se desprende de (29).

La relación (18) resulta una simplificación excesiva cuando la distribución de tamaños de las partículas es poco uniforme y la luz no es monocromática pues esto hace que β dependa de la longitud de onda. En la figura 6 se da la variación de $\Sigma_{\lambda a}$ con la longitud de onda para distintos radios de las partículas según Geertner (1947). Por ello, es necesario definir índices de turbiedad monocromáticos. Utilizando un haz monocromático de $\lambda = 1 \mu\text{m}$ el coeficiente β es un buen índice de turbiedad y de fácil interpretación.

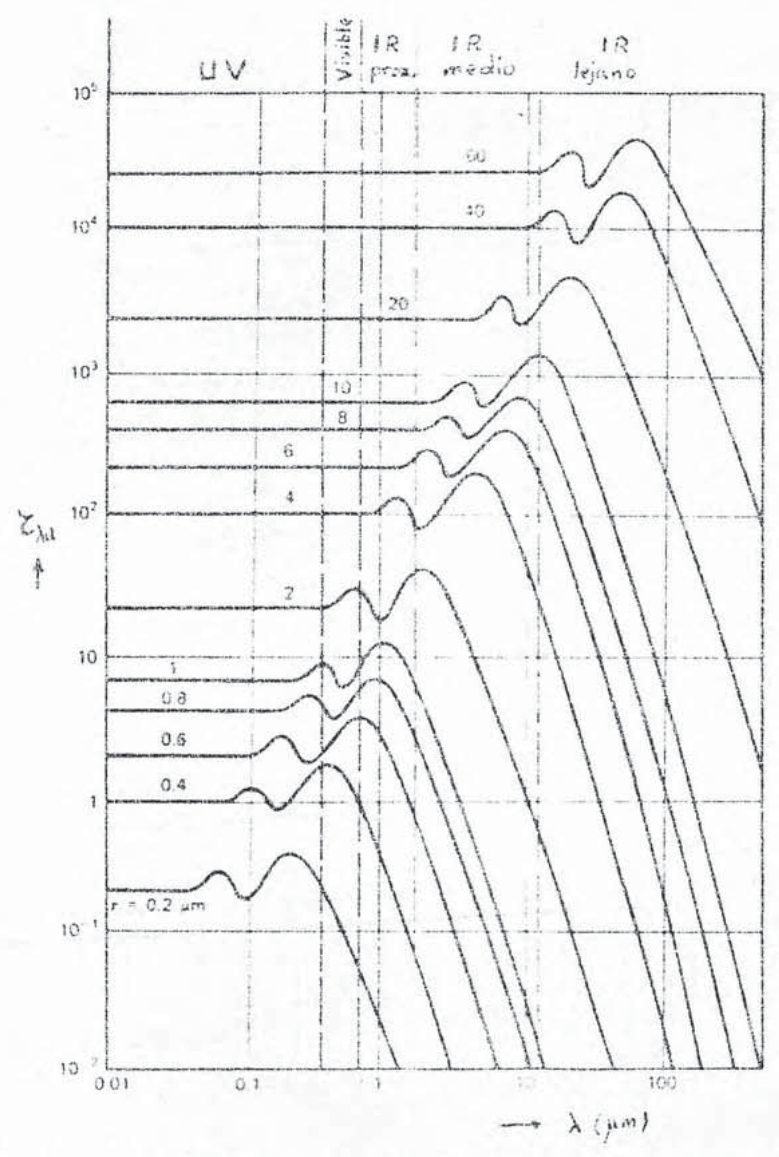


Figura 6.- Valores relativos de ζ_{rel} para diferentes longitudes de onda y radios de partículas



media tierra-sol se tiene

$$J_{\lambda} F = J_{\lambda 0} e^{-m(\zeta_{\lambda r} + \zeta_{\lambda g} + \zeta_{\lambda a})} \quad (36)$$

La opacidad monocromática $\zeta_{\lambda a}$ es un índice de turbiedad para la longitud de onda λ . Es corriente expresar (33) en base 10 y siguiendo a Schüepp (loc.cit.), llamar B_{λ} a la correspondiente opacidad monocromática debida a aerosoles, escribiendo $\zeta_{\lambda r}^* - \zeta_{\lambda g}^*$ para las demás opacidades. Entonces

$$J_{\lambda} F = J_{\lambda 0} 10^{-m(\zeta_{\lambda r}^* + \zeta_{\lambda g}^* + B_{\lambda})} \quad (37)$$

Angström (1961) sugirió que para mayor precisión en las medidas actinométricas debe corregirse la masa de aire multiplicando por $\frac{P}{P_0}$ para tener en cuenta de las variaciones en la presión atmosférica. Esto no afecta a B_{λ} pues los aerosoles se concentran en las capas inferiores de la atmósfera. Por tanto

$$J_{\lambda} F = J_{\lambda 0} 10^{-k m \frac{P}{P_0} (\zeta_{\lambda r}^* + \zeta_{\lambda g}^*) - m B_{\lambda}} \quad (38)$$

siendo k un factor de ajuste a la masa de aire cuando $m \gg 4$.

Despejando B_λ

$$B_\lambda = \frac{1}{m} \log \frac{J_{\lambda_0}}{J_\lambda F} - k \frac{P}{P_0} (\zeta_{\lambda r}^* + \zeta_{\lambda g}^*) \quad (39)$$

que es la forma de determinar B_λ para la longitud de onda correspondiente.

Despreciando en (18) la variación de β con la longitud de onda, se puede obtener el exponente α de Angström determinando B_λ en dos longitudes de onda λ_1 y λ_2 . En efecto

$$e^{-\frac{\beta}{\lambda_1^\alpha}} = 10^{-B_{\lambda_1}} \quad (40)$$

$$e^{-\frac{\beta}{\lambda_2^\alpha}} = 10^{-B_{\lambda_2}} \quad (41)$$

lo que permite despejar α

$$\alpha = \frac{\ln \frac{B_{\lambda_1}}{B_{\lambda_2}}}{\ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1}} \quad (42)$$

y con el valor de α obtenido se puede también calcular β

$$\beta = \frac{B_{\lambda_1}}{\lambda_1^\alpha} \ln 10 \quad (43)$$

Las longitudes de onda que deben elegirse para calcular B_λ son aquellas que permitan adoptar valores constantes de $\zeta_{\lambda r}^*$ y $\zeta_{\lambda g}^*$, fuera por tanto de las bandas de absorción de constituyentes variables como el vapor de agua. Particular interés tiene el coeficiente $B_{0.5 \mu m}$ como ya se había apuntado.

1.4.- Relación entre la opacidad y la concentración de partículas .-

Aceptando que la distribución de tamaños de las partículas en la atmósfera es la de Junge, por integración de (22) se tiene

$$N = \log e C \int_{r_1}^{r_2} r^{-(\nu+1)} dr \quad (44)$$

donde r_1 y r_2 designan el intervalo de radios considerado. En el aerosol atmosférico los radios de las partículas va rían en dos o tres órdenes de magnitud, pero, con mucho, la mayor abundancia y por tanto las que debemos considerar como contaminantes del aire están comprendidas en el intervalo $0,1 \mu\text{m} - 1,0 \mu\text{m}$. Son las responsables del tono grisáceo del aire contaminado.

Adoptando el valor $\nu = 3$ (que corresponde a $\alpha = 1$ según (31) y que es aproximadamente el valor medio propuesto por Angström) de (44) se obtiene N en función de C , r_1 y r_2

$$N_{r_1-r_2} = \frac{\log e}{3} C \left(\frac{1}{r_1^3} - \frac{1}{r_2^3} \right) \quad (45)$$

y para el intervalo $0,1 \mu\text{m} - 1,0 \mu\text{m}$, expresando la constante C en μm

$$N_{0,1-1,0 \mu\text{m}} = 144,620 C \mu\text{m}^{-2} \quad (46)$$

La constante C puede conocerse en función de la opacidad. En efecto para $\nu = 3$ y el intervalo $r_1 - r_2$ a par-

tir de (28)

$$\tau_{\lambda a} = \frac{2\pi^2}{\lambda} \log e C \int_{r_1}^{r_2} Q(\gamma) \gamma^{-2} d\gamma \quad (47)$$

Escribiendo esta expresión en base 10 para una longitud de onda $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$ con $r_1 = 0,1 \mu\text{m}$ y $r_2 = 1,0 \mu\text{m}$ resulta

$$B_{0,5} = \frac{2\pi^2}{0,5 \mu\text{m}} (\log e)^2 C \int_{1,26}^{13,6} Q(\gamma) \gamma^{-2} d\gamma \quad (48)$$

La integral del 2º miembro se ha calculado numéricamente a partir de la tabulación de la gráfica (figura 5) del rendimiento de dispersión en función de γ para índice de refracción 1,50 dada por Mc Cartney (1976). Hemos obtenido el valor 1,565. Con ello, despejando C en (48)

$$C = 0,086 B_{0,5} \mu\text{m} \quad (49)$$

Sustituyendo este valor en (47) el número de partículas dentro del intervalo $0,1 \mu\text{m} - 1,0 \mu\text{m}$ en una columna vertical es

$$N_{0,1-1,0 \mu\text{m}} = 1,244 \cdot 10^9 B_{0,5} \text{ cm}^{-2} \quad (50)$$

A partir de (23) el volumen total de estas partículas es

$$V_{0,1-1,0 \mu\text{m}} = \frac{4\pi}{3} \log e C \int_{0,1 \mu\text{m}}^{1,0 \mu\text{m}} \frac{dr}{r} = 0,36 B_{0,5} \mu\text{m}^3 \cdot \mu\text{m}^{-2} \quad (51)$$

Si se toma como densidad media de las partículas el valor $\rho = 2 \text{ g cm}^{-3}$ la masa total de estas en la columna vertical es

$$M_{0,1-1,0\mu\text{m}} = 72 \cdot 10^{-6} B_{0,5} \text{ g cm}^{-2} \quad (52)$$

La concentración de aerosoles a lo largo de la columna vertical presenta variaciones que dependen de muchos factores. En promedio se ha observado que en los primeros 5 km la concentración decrece exponencialmente con la altura. Podemos poner pues

$$N(z) = N_0 e^{-\frac{z}{H_p}} \quad (53)$$

donde $N(z)$ representa el número de partículas por unidad de volumen a una altura z y H_p es la altura patrón para aerosoles. Si se define una atmósfera aerosolar ideal en que la concentración es constante e igual a la del suelo, su altura sería H_p . A partir de diversas experiencias Bullrich (1964) y de Perry (1965) han establecido que H_p varía entre 1 y 1,4 km y que 1,25 km es un promedio razonable.

Si en la expresión (49) dividimos por H_p , C queda adimensional y resulta

$$\frac{C}{H_p} = 6,9 \cdot 10^{-11} B_{0,5} \quad (54)$$

El número de partículas por unidad de volumen en el suelo vendría dado por

$$(N_{0,1-1,0\mu\text{m}})_0 = 1,50 \cdot 10^{10} (B_{0,5})_0 \text{ m}^{-3} \quad (55)$$

y por último la masa total por unidad de volumen

$$(M_{0,1-1,0\mu\text{m}})_0 = 576 (B_{0,5})_0 \mu\text{g} \cdot \text{m}^{-3} \quad (56)$$

La expresión (53) equivale a considerar que la opaci-
dad presenta un decrecimiento exponencial con la altura
en la forma

$$B_{0,5}(z) = (B_{0,5})_0 e^{-\frac{z}{H_p}} = (B_{0,5})_0 e^{-0,0008 z} \quad (57)$$

donde z viene expresado en metros.

Sustituyendo esta relación en (55) y (56) se obten-
dría el número de partículas y la masa por unidad de volu-
men en función de la altura.

Todas estas relaciones obtenidas, debido a las va-
rias hipótesis simplificadoras ($\alpha = 1$, $H_p = 1,25$ km, etc)
solo pueden considerarse como una primera aproximación a
la realidad. Mc Cormick y Faulch (1962), a partir de medi-
das de $B_{0,5}$ con fotómetros Volz a bordo de helicópteros
en el área urbana de Cincinnati (USA) obtuvieron la rela-
ción empírica

$$(B_{0,5})_z = (B_{0,5})_0 e^{-0,00346 z} \quad (58)$$

válida hasta una altura de 200 m.

Por otra parte Hernández y Pastor (1975) obtuvieron
también con sondeos por helicóptero en la zona urbana de
Sevilla la relación

$$(B_{0,5})_z = (B_{0,5})_0 e^{-0,000939 z} \quad (59)$$

Como se observa esta relación se parece más a la (57) que hemos obtenido como promedio. En este último trabajo los autores ponen de manifiesto una apreciable variación diurna (y posiblemente una variación estacional) en la relación (59) como era lógico esperar debido a la influencia de los factores meteorológicos en el espesor y reparto de los aerosoles en el aire.

Conviene señalar que la relación que adopta Mc Cornick y Baulch (loc.cit.) entre la concentración de aerosoles y la opacidad

$$M_{0,1 - 1,0 \mu m} = 28 \cdot 10^{-6} B_{0,5} \text{ g cm}^{-2} \quad (60)$$

debe aceptarse con reservas, pues en el curso de su exposición, estos autores cometan ciertas incorrecciones en las dimensiones y en las unidades de las magnitudes utilizadas. Baste poner por ejemplo que con la constante C que obtienen para la ley de Junge, $C = 3,45 \cdot 10^6 B_{0,5}$ resultaría que el número de partículas en una columna vertical sería

$$N_{0,1 - 1,0 \mu m} = 5 \cdot 10^{22} B_{0,5} \text{ m}^{-2} \quad (61)$$

que como vemos difiere de (50) en varios órdenes de magnitud.^(*) Con la expresión (50) los resultados están de acuerdo con los valores experimentales de las concentraciones de partículas. Por ejemplo para $B_{0,5} = 0,2$ (aire moderada

(*)

 Sin embargo estos autores obtienen con dicha constante el valor $N_{0,1 - 1,0 \mu m} = 5 \cdot 10^{12} B_{0,5} \text{ m}^{-2}$

mente turbio) resulta . $M_{0,1-1,0\mu m} = 115 \mu g m^{-3}$

Dado que la expresión (56) se limita al intervalo de tamaños $0,1 \mu m \leq r \leq 1,0 \mu m$ y fuera de este intervalo la contribución de las partículas (en una distribución de Junge) a la dispersión es del orden del 10% (Paltridge et Platt, 1975) nos inclinamos por dar solo dos cifras significativas en la constante de proporcionalidad entre la masa de aerosoles y la opacidad $B_{0,5}$, proponiendo provisionalmente

$$M_0 = 650 (B_{0,5})_0 \mu g m^{-3} \quad (62)$$

La importancia de obtener una relación fidedigna del tipo (62) es grande, pues dada la facilidad de obtención de $B_{0,5}$, tal relación haría muy sencillo y versátil el cálculo del valor de la masa de contaminantes en el aire. En un futuro próximo pensamos investigar la validez de esta relación a partir de la comparación entre la masa de contaminantes depositados en los filtros de aparatos captadores de alto caudal (adquiridos recientemente) para intervalos cortos de tiempo con las medidas heliofotométricas de $B_{0,5}$ realizadas simultáneamente.

CAPITULO 2 .- INSTRUMENTAL Y METODO

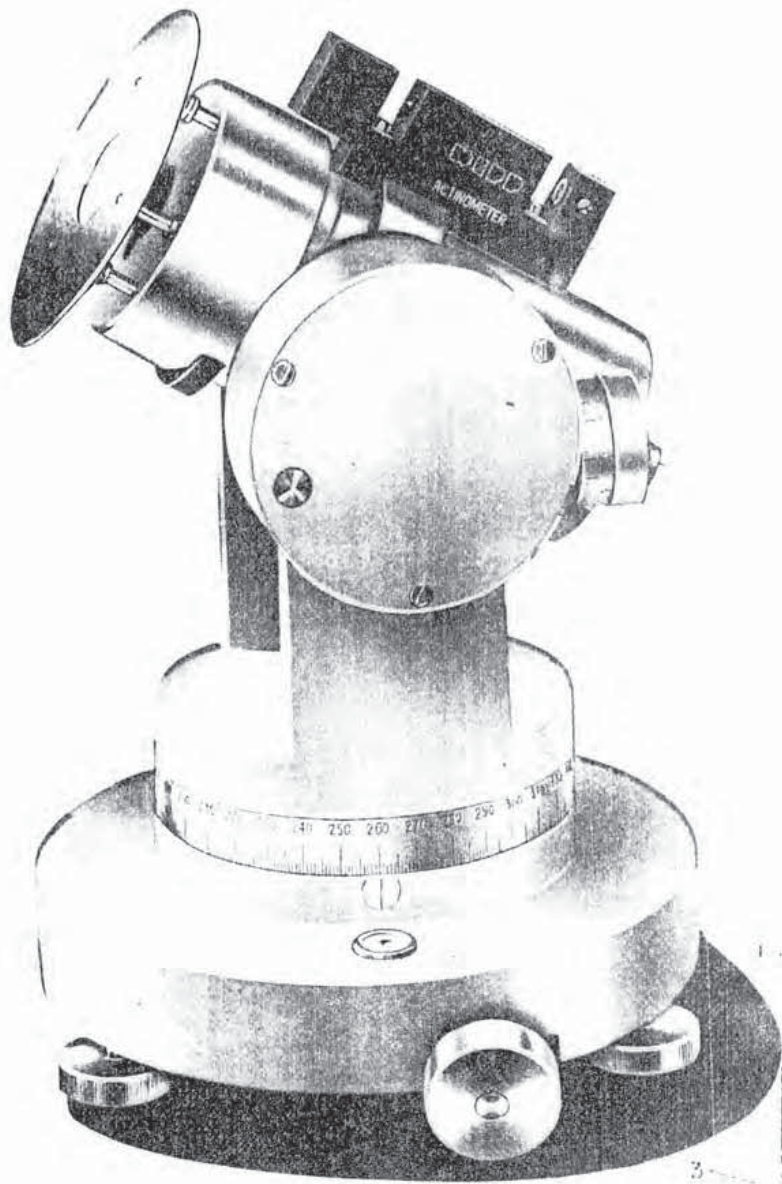
La determinación de los índices de turbiedad se realiza a partir de medidas de irradiancia solar directa, e incidencia normal, en ciertos intervalos de longitud de onda.

Durante los años 1971, 1972 y 1973 se utilizó para medir las irradiancias un actinómetro Linke-Feussner y desde el año 1974 se emplean fotómetros Volz.

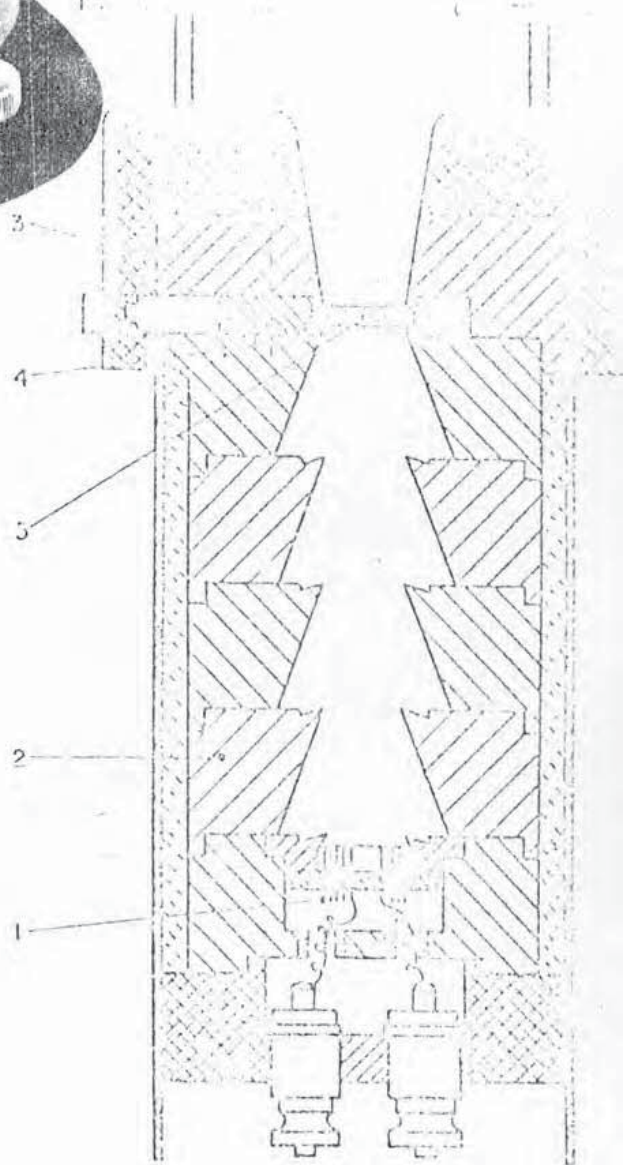
A continuación vamos a describir brevemente estos dos tipos de aparatos.

2.1 .- El actinómetro Linke-Feussner.

Este aparato, fabricado por la casa Kipp-Zonen, emplea como receptor una termopila de Moll compensada. Su esquema se da en la figura 7. El cuerpo del actinómetro, que está aislado térmicamente, consiste en seis gruesos anillos de cobre contruidos para ser utilizados como diafragmas, cuya abertura disminuye progresivamente hacia la termopila y las cámaras formadas entre ellos tienen una forma adecuada para eliminar corrientes de aire turbulentas en el interior del instrumento que gracias a ello está libre de tales efectos aún con vientos fuertes. En la cabeza del actinómetro hay un disco con montaje de revolver que contiene cinco alojamientos para filtros, en uno de los cuales no hay filtro y en los otros cuatro están colocados: un filtro de cuarzo, uno amarillo OG1, otro rojo RG2 y un



- 1) Termopila Moll
- 2) Anillo de cobre
(diafragma)
- 3) Cabeza
- 4) Disco rotatorio
- 5) Filtro



filtro rojo oscuro RG8.

La termopila de Moll está dividida en dos secciones iguales conectadas en oposición, una de las cuales está apantallada de la radiación y actúa de dispositivo de compensación, para eliminar los errores debidos a efectos térmicos producidos por cambios cuasi adiabáticos de presión en la zona próxima a la superficie de la termopila en tiempo ventoso. Cada sección de la termopila consta de veinte pares de manganina-constantan. El aparato lleva asimismo un termómetro graduado entre 0°C y 40°C. El soporte del actinómetro tiene dos escalas que permiten medir azimut y altura.

La f.e.m. generada por la termopila cuando la radiación solar incide sobre ella se determinó en un principio con un milivoltímetro galvanométrico Kipp-Zonen "Microva" modelo AL4 que permite medir d.d.p. entre 0 y 50 mV, apreciando 0,1 mV. Posteriormente se utilizó un voltímetro digital "Digitest" que aprecia 0,05 mV.

Las medidas se efectúan apuntando el orificio de entrada del actinómetro hacia el sol y haciendo un ajuste fino con los mandos de azimut y altura hasta lograr la máxima indicación en el milivoltímetro, correspondiente a la captación de la radiación de todo el disco solar por el actinómetro. Se escogieron días despejados o por lo menos sin nebulosidad en las cercanías del disco solar.

Los filtros utilizados son los internacionalmente

adoptados y permiten medir la irradiancia en los intervalos:

- a) 250 nm - 4000 nm para el de cuarzo
- b) 525 nm - 2800 nm para el OGI
- c) 630 nm - 2800 nm para el RG2
- d) 710 nm - 2700 nm para el RG8

Combinando las medidas de estos filtros entre si y con las medidas sin filtros, se pueden obtener los valores de la irradiancia para otros intervalos como el 525 nm - 630 nm, el 0 - 525 nm, etc.

Cada filtro tiene un factor de reducción proporcionado por el Observatorio de Davos (Suiza) por el cual hay que multiplicar la irradiancia transmitida para normalizar a transmisión del 100% en el intervalo considerado, corrigiendo pérdidas debidas a reflexión e irregularidades en la transmisión.

La sensibilidad de la termopila es $S_{20} = 1,958 \cdot 10^{-5}$ V. (W m⁻²)⁻¹ medida a 20° C. Para una temperatura t es

$$S_t = S_{20} (1 - 0,002 (t - 20)) \quad (63)$$

La irradiancia J será pues

$$J = \frac{\mathcal{E}}{1,958 \cdot 10^{-5} (1 - 0,002 (t - 20))} \text{ W m}^{-2} \quad (64)$$

siendo \mathcal{E} la f.e.m. medida en V y t la temperatura en ° C.

2.2.- El heliofotómetro Volz

El heliofotómetro desarrollado por Volz en 1953 es un instrumento sencillo y de fácil manejo. Existen varios modelos que responden a variantes del esquematizado en la figura 8. El elemento receptor es una fotocélula que en principio era de Se y actualmente de Si. Da una salida que en algunos modelos es suficiente para accionar directamente el microamperímetro que lleva incorporado. En los modelos provistos de baterías la señal es amplificada por un amplificador operacional de corriente continua en miniatura.

En la placa anterior del aparato se monta uno o varios filtros (aparato multicanal) Kodak Wratten que tienen una apertura de ~ 20 . La selección del canal se logra alterando ligeramente la posición del fotómetro respecto al sol, evitando así el montaje de revólver común a la mayoría de los pirheliómetros. En la cara lateral, el instrumento lleva un alza que permite medir la altura del haz solar y va graduada en sec .

Los aspectos más atractivos del fotómetro Volz son su reducido tamaño (en el modelo típico es de 16 x 6 x 5 cm pero los hay más pequeños), su solidez, su carácter autónomo y portátil y su bajo costo siendo además casi monocromático frente al filtro ancho en los actinómetros.

En el presente trabajo se han utilizado los ocho heliofotómetros de que dispone nuestra Cátedra, de los

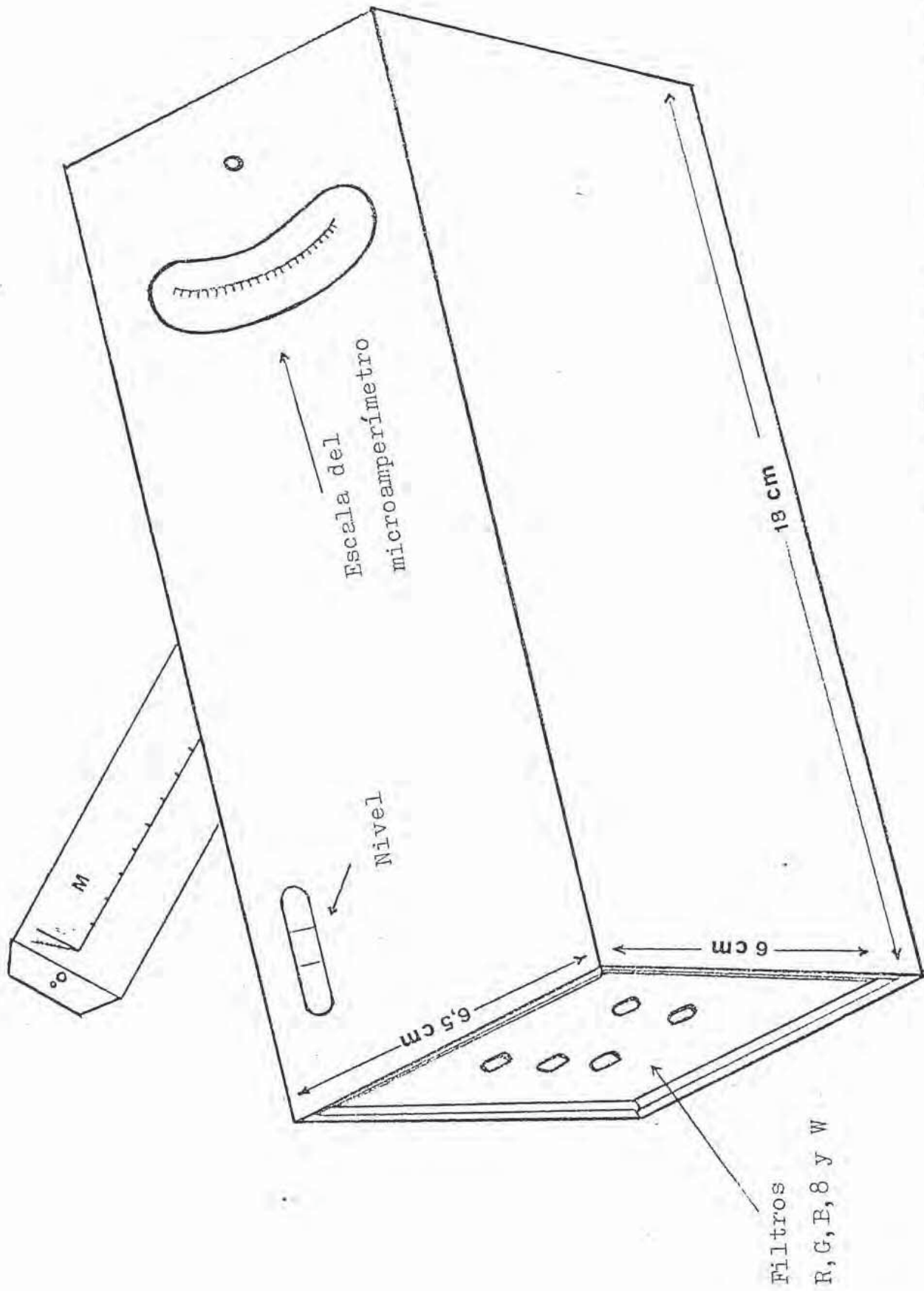


Figura 8 . - Heliofotómetro Volz (modelo 263)

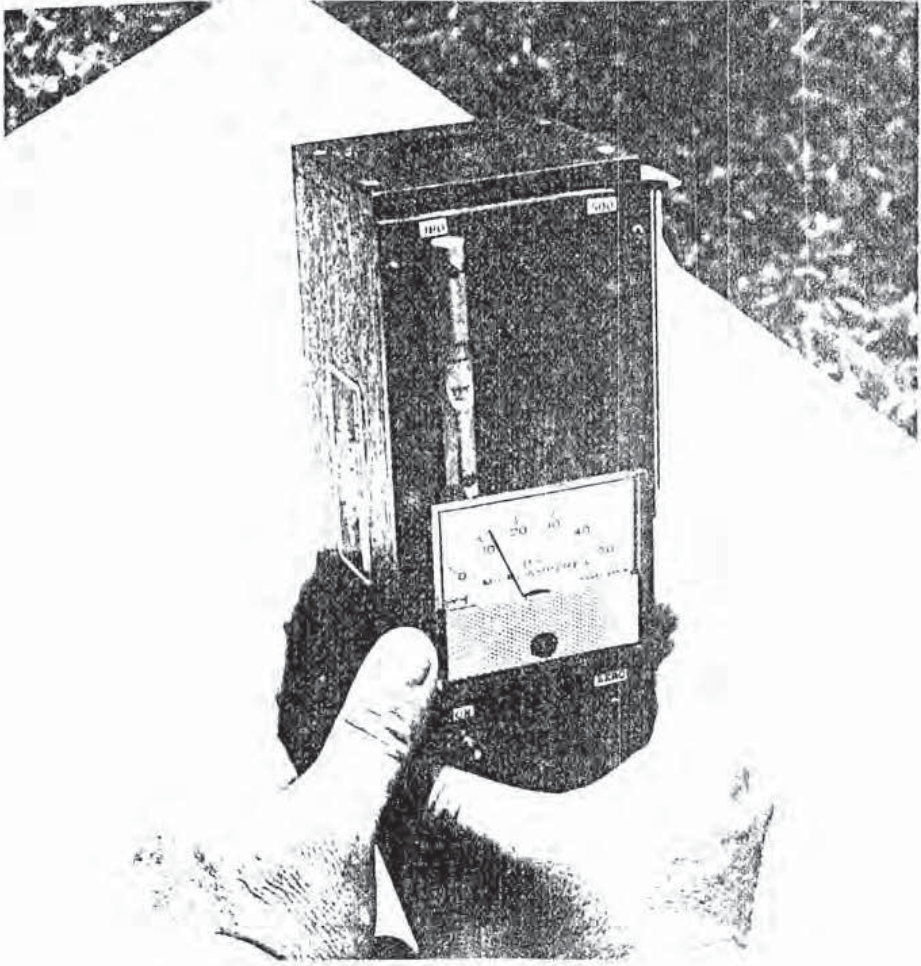
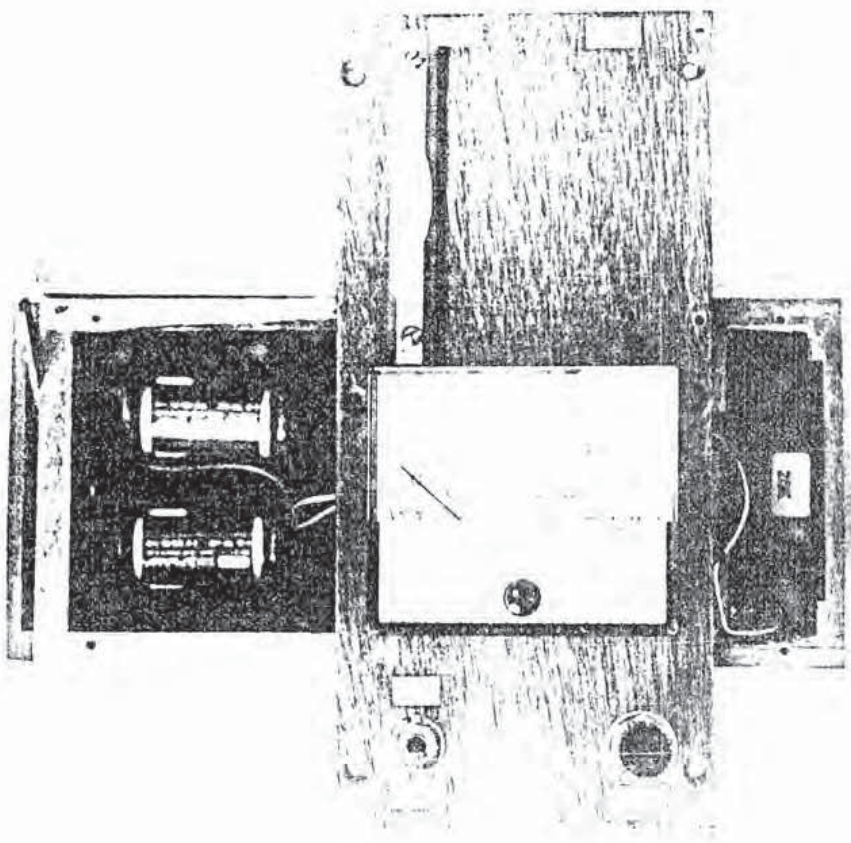


Figura 9 .- Heliofotómetro Eppley-Volz



cuales cinco corresponden al modelo multicanal que van provistos cada uno de cinco filtros, tres de absorción designados B (blue) , G (green) y R (red) cuyas longitudes de onda efectivas son de $0,44 \mu\text{m}$, $0,50 \mu\text{m}$ y $0,64 \mu\text{m}$ respectivamente y su anchura de $0,06 \mu\text{m}$, y dos de interferencia en el infrarrojo (S y W) con longitudes de onda $0,88 \mu\text{m}$ y $0,94 \mu\text{m}$ respectivamente cuya semianchura vale $0,035 \mu\text{m}$. La fotocélula es de Si, y da una salida que, además de preservar la linealidad, es lo bastante alta para ser detectada por el microamperímetro.

Dos de los fotómetros utilizados corresponden al modelo Volz - Eppley de dos canales, uno en $0,38 \mu\text{m}$ y el otro en $0,5 \mu\text{m}$ donados por EPA a esta Cátedra. Llevan incorporadas dos baterías de mercurio de $2,8 \text{ V}$, disponen de amplificador operacional y ajuste de cero. Por último se dispone de un modelo de reducidas dimensiones ($10 \times 5 \times 4 \text{ cm}$) ("heliofotómetro económico multicanal" de Volz) con tres canales que corresponden a los citados G, S y W, sin baterías.

2.2.1.- Determinación de las constantes de calibración por el método de Langley.-

Los aparatos descritos no proporcionan directamente la irradiancia para el intervalo espectral determinado, pero la intensidad de la corriente leída en el microamperímetro es proporcional a aquella. Se necesitan pues los datos de las constantes de la intensidad que cada aparato proporcionaría para masa de aire cero, que serían proporcionales a J_{λ_0} . La determinación de estas constantes (calibra-

ción del instrumento) se realiza por el método de Langley con el sol como fuente de luz. Consiste en realizar medidas con el fotómetro para distintos valores de la masa de aire dentro de un amplio intervalo (de 1 a 7) durante períodos en que la turbiedad sea aparentemente constante, para lo cual lo mejor es tomar días de gran transparencia.

Introduciendo en (7) el factor F de corrección a la distancia media Tierra - Sol se tiene

$$J_{\lambda} F = J_{\lambda 0} e^{-m \tau_{\lambda}} \quad (65)$$

Tomando logaritmos

$$\ln J_{\lambda} F = \ln J_{\lambda 0} - m \tau_{\lambda} \quad (66)$$

Si τ_{λ} se mantiene constante, representando $\ln J_{\lambda} F$ frente a m obtendremos una serie de puntos que ajustamos a una recta cuya ordenada en el origen es $\ln J_{\lambda 0}$. Repitiendo este proceso para todos los canales se tendrán las constantes del aparato. Es importante disponer de gran número de puntos con objeto de reducir al máximo el error en el cálculo de $J_{\lambda 0}$. A tal fin pueden utilizarse las medidas obtenidas en días distintos pero todos de gran transparencia. Estos días deben pertenecer a la misma estación (a ser posible invierno) pues se ha observado que los días de gran transparencia de estaciones distintas dan opacidades sensiblemente distintas y al utilizar estas medidas hace que τ_{λ} no cumpla la hipótesis de ser constante. En principio interesa que el intervalo de valores de m utilizado sea el mayor posible pero para valores de m elevados

la variación de m es rápida y el error cometido en J puede ser grande por esta causa. Por ejemplo para $m = 3$ una incertidumbre en m de 0,5 de un error en J de 2 unidades. Es conveniente pues medir con precisión la masa de aire al mismo tiempo que se realiza la lectura cuando el sol está próximo al orto o al ocaso. Nuestra experiencia, avalada por muchas determinaciones, aconseja en este caso medir con precisión la hora y calcular después m a partir de alguna de las fórmulas o tablas existentes.

En la tabla 1 se dan las constantes proporcionales a J_{λ_0} obtenidas para los fotómetros utilizados. Para el fotómetro 263 (primero que se utilizó y que lleva más tiempo en uso) se han calculado las constantes para la primera época de utilización y transcurrido un año se han vuelto a calcular con objeto de determinar el posible envejecimiento del filtro G (*). En efecto, se detecta una disminución de $J_{G,0}$ del 8% entre la primera y la segunda etapa. Para los demás fotómetros también se proyecta recalcularse las constantes después de transcurridos los primeros meses de utilización. En las figuras 10 a 14 se dan algunas de las rectas de regresión correspondientes a las representaciones de Langley realizadas.

(*) Volz, F., 1975: comunicación personal.

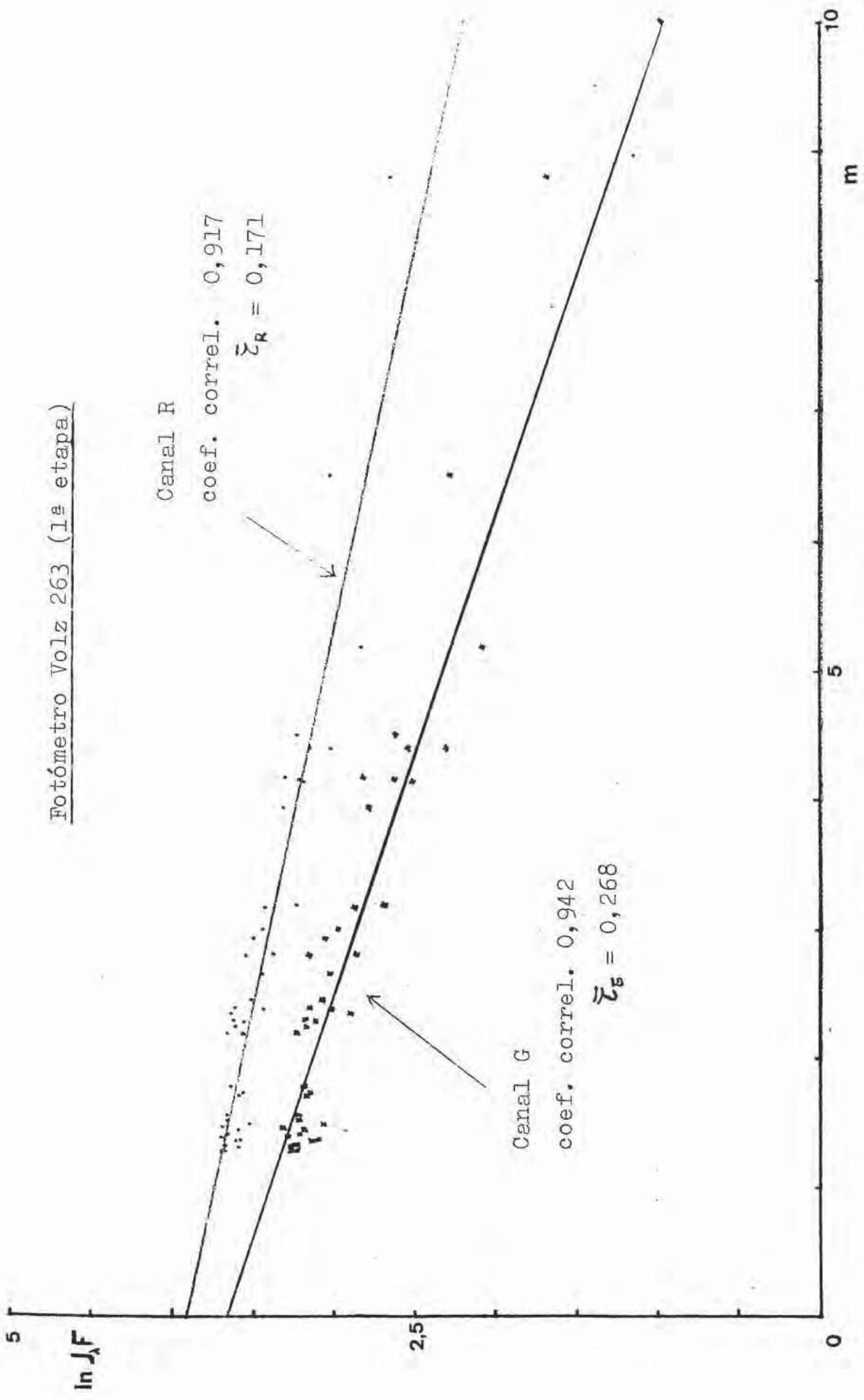


Figura 10 .- Rectas de Langley

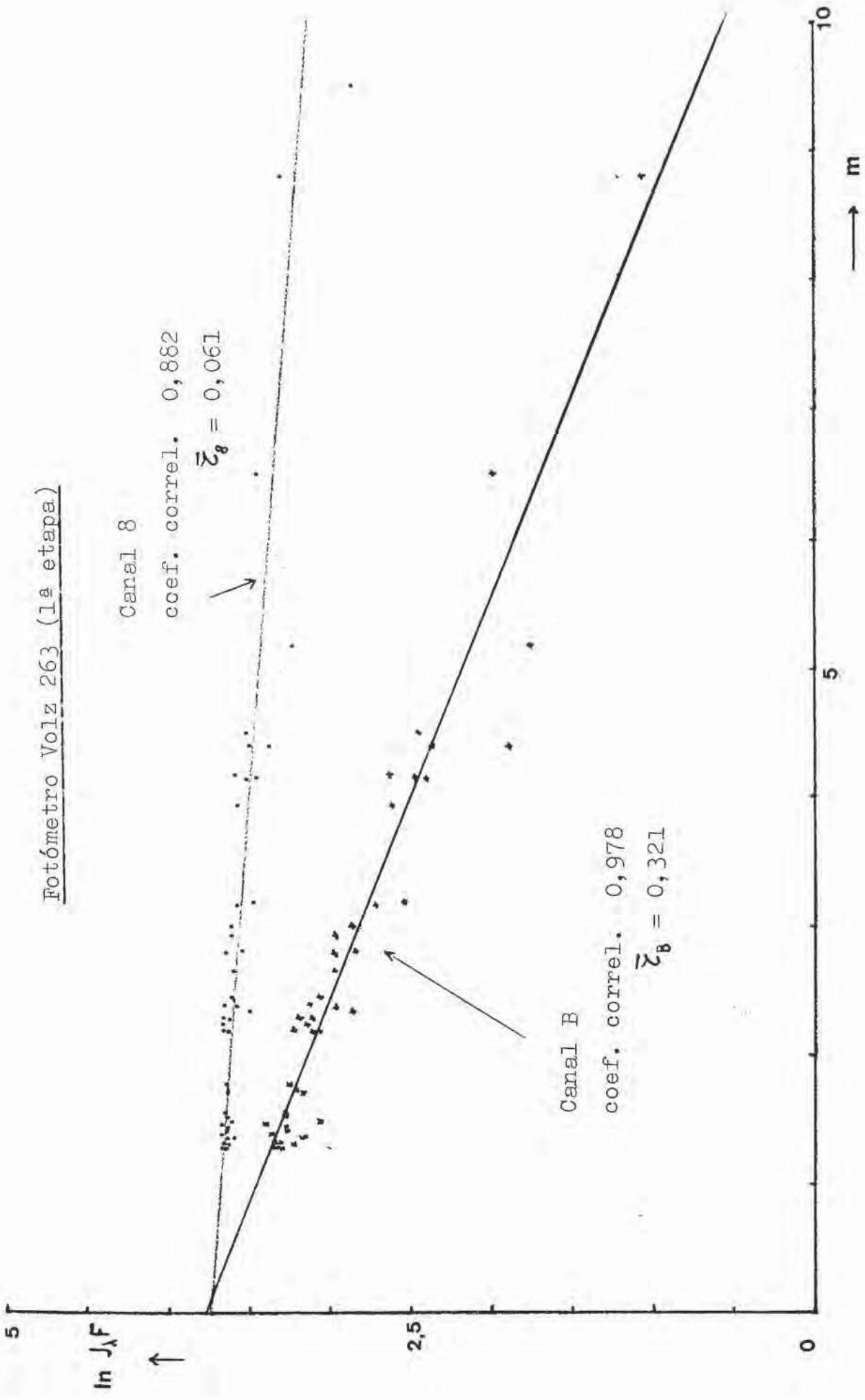


Figura 11 .- Rectas de Langley

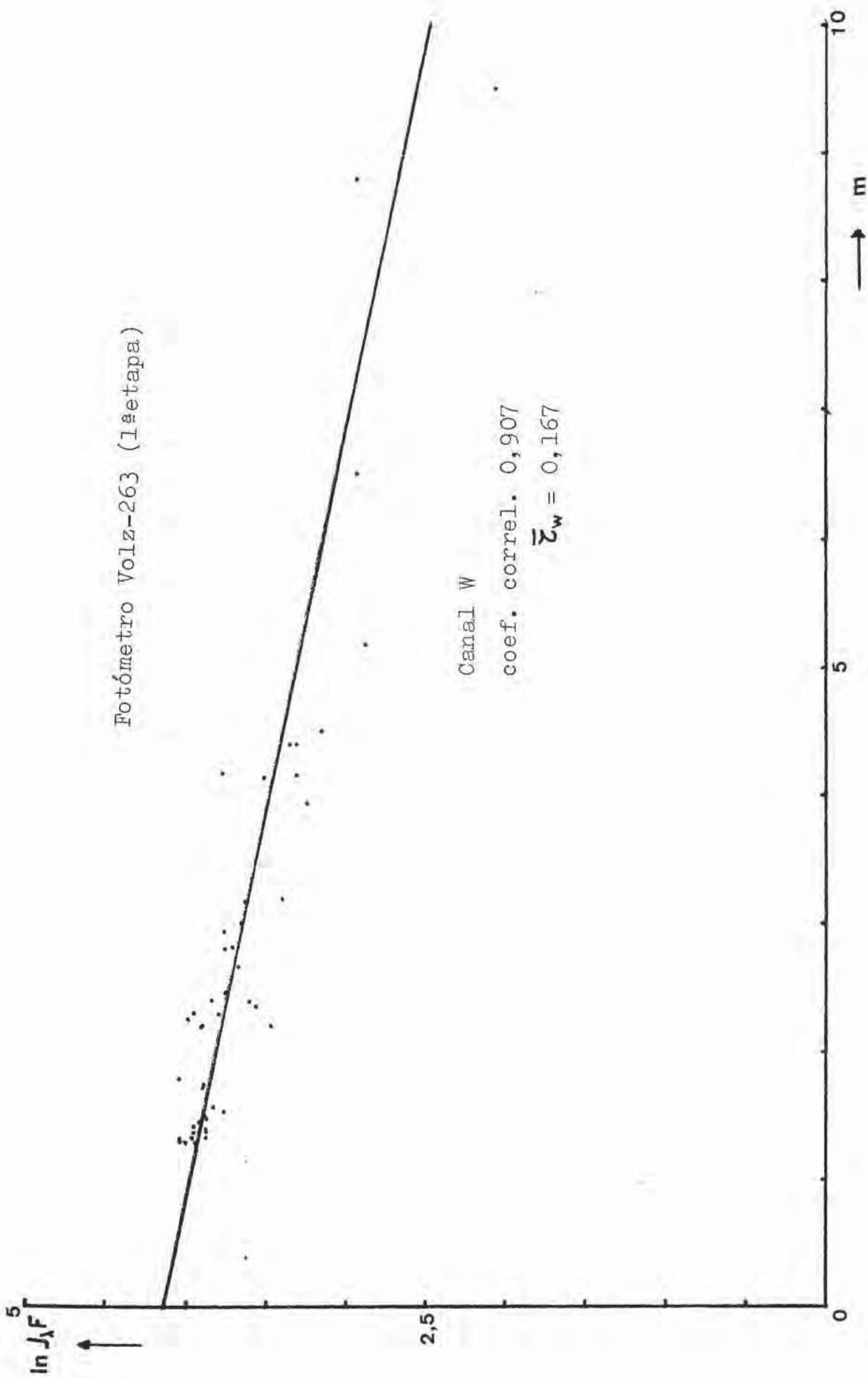


Figura 12 .- Rectas de Langley

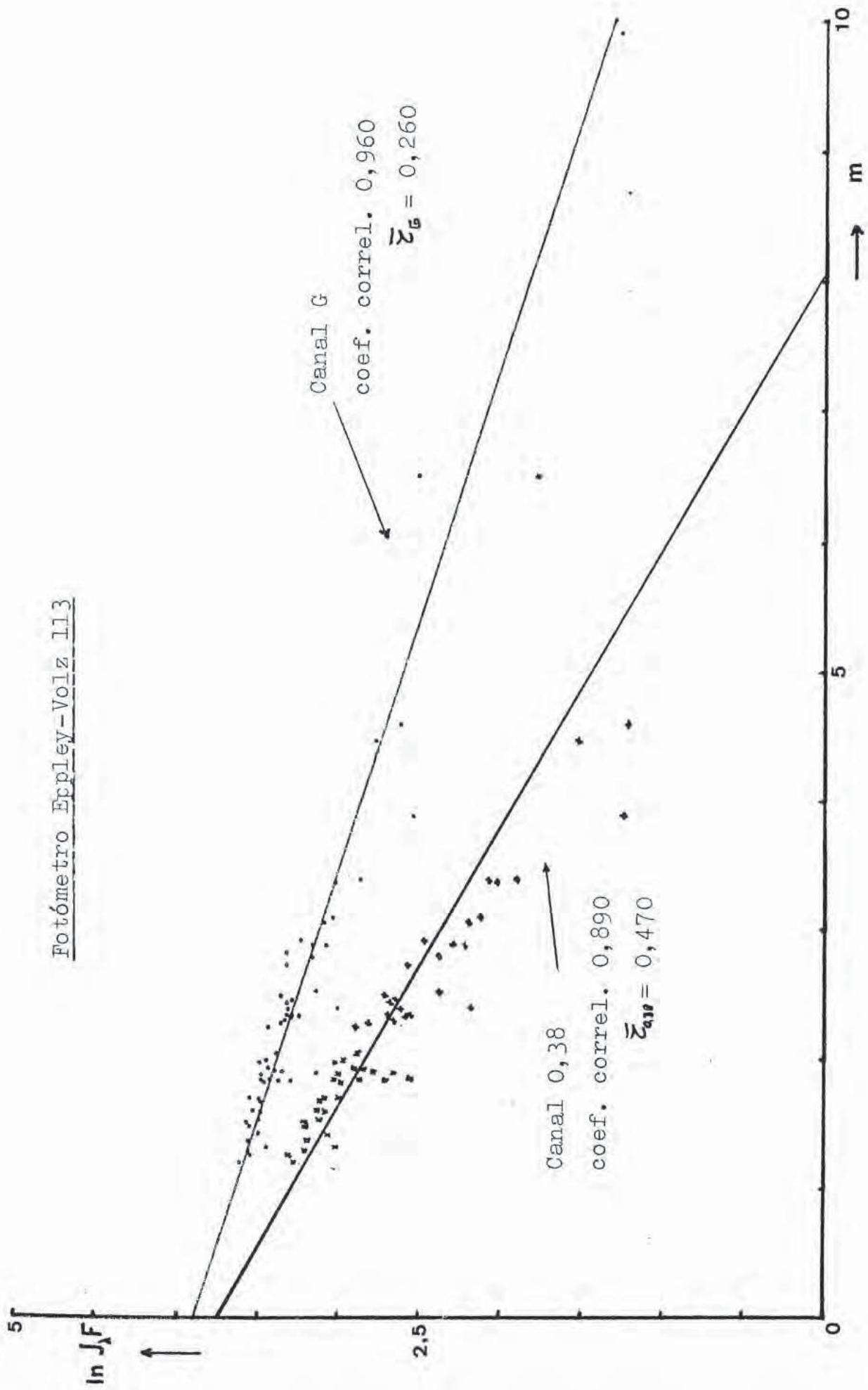


Figura 13 .- Rectas de Langley

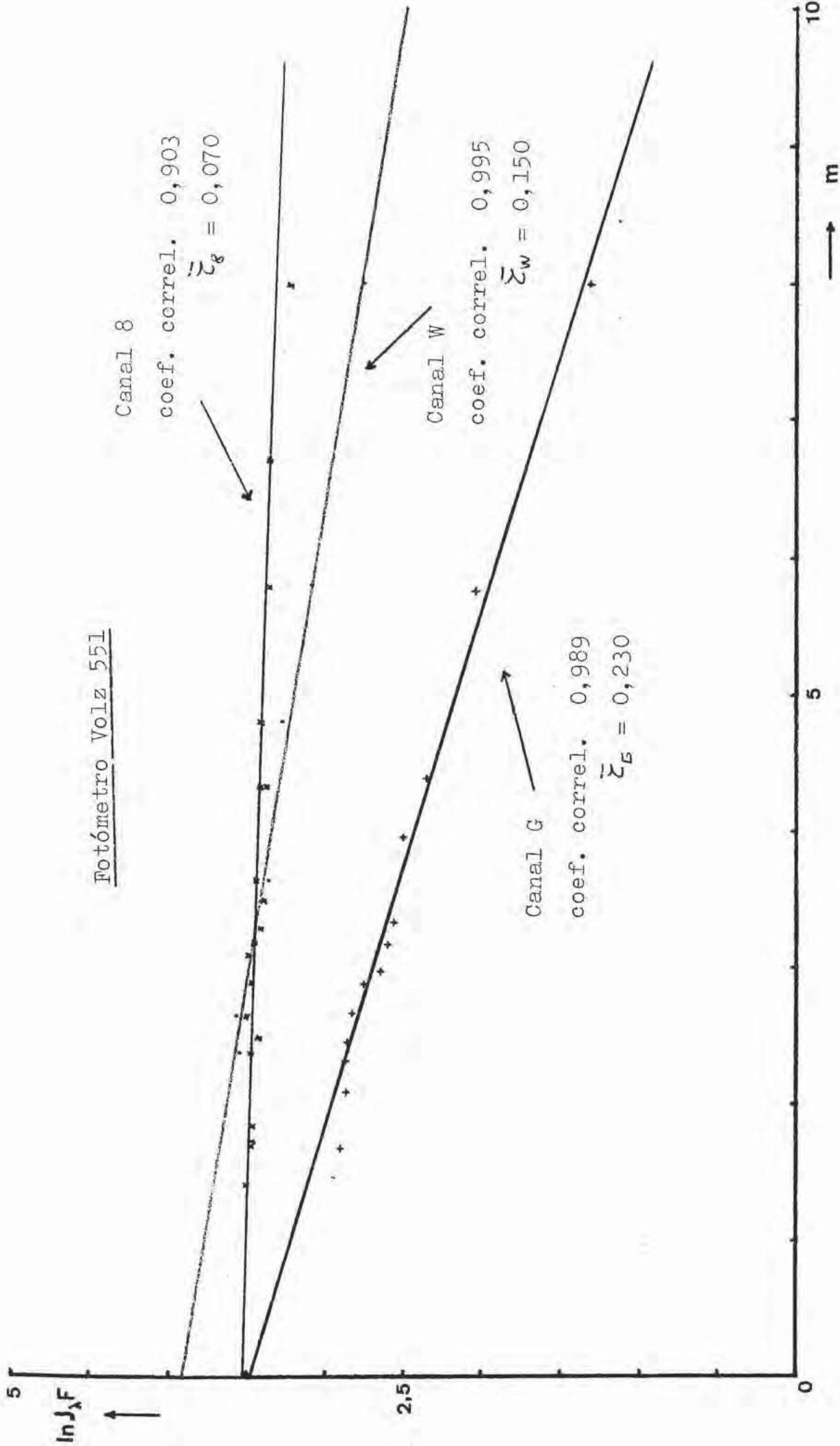


Figura 14 .- Rectas de Iangley

Tabla 1.- Constantes \bar{c}_{λ_0}

Canal	R	G	B	8	W	380
Fotómetro	0,640 m	0,500 m	0,140 m	0,880 m	0,940 m	0,380 m
263 (1ª etapa)	49,9	38,6	43,0	42,0	62,3	-
263 (2ª etapa)	49,3	35,4	43,0	40,8	-	-
355	35,7	35,2	46,2	38,9	42,0	-
357	46,2	43,3	56,1	35,5	-	-
362	53,1	40,9	60,7	39,4	-	-
105	-	47,3	-	-	-	38,1
113	-	48,9	-	-	-	42,3
551	-	32,3	-	33,5	49,8	-

2.2.2.- Intercomparación de los heliofotómetros utilizados

El hecho de disponer de varios fotómetros que miden la irradiancia solar en los mismos canales, obliga a realizar una comparación entre ellos para tener mayor seguridad de la bondad de sus respuestas y detectar cualquier posible anomalía de algún aparato. Con tal objeto se realizaron durante varios meses mediciones simultáneas con todos los aparatos. Debido a que las constantes J_{λ_0} son distintas para cada fotómetro, las lecturas J_{λ} también lo son. Para un mismo canal, si se realizan medidas simultáneas con dos fotómetros i, j se tiene según (7)

$$J_{\lambda i} = J_{\lambda_0 i} e^{-m \zeta_{\lambda}} \quad (67)$$

$$J_{\lambda j} = J_{\lambda_0 j} e^{-m \zeta_{\lambda}} \quad (68)$$

dividiendo miembro a miembro

$$\frac{J_{\lambda i}}{J_{\lambda j}} = \frac{J_{\lambda_0 i}}{J_{\lambda_0 j}} \quad (69)$$

Por una parte se ha realizado una estadística del cociente $\frac{J_{\lambda i}}{J_{\lambda j}}$ para cada canal y pareja de fotómetros, resultando prácticamente constante en cada caso. Después se comparó este cociente con el valor $\frac{J_{\lambda_0 i}}{J_{\lambda_0 j}}$ resultando en general prácticamente iguales. En algún caso esta comparación no ha sido satisfactoria, debido al incorrecto valor de J_{λ_0} calculado a partir de la recta de regresión cuando se dispone de pocos puntos. En estos casos se ha preferido utilizar como constante el valor $J_{\lambda_0 i} = \frac{J_{\lambda i}}{J_{\lambda j}} J_{\lambda_0 j}$ una vez determinada $J_{\lambda_0 j}$.

Con estas constantes, se ha comprobado que los valores homólogos de cualquier índice de turbiedad calculados con los datos de los distintos fotómetros resultan aproximadamente iguales (generalmente dentro del 5%).

En la tabla 2 se dan ejemplos de la intercomparación de los fotómetros.

Tabla 2

Fotómetros 357 y 263

	R	G	B	S
$\frac{\overline{J_{\lambda 357}}}{\overline{J_{\lambda 263}}}$	0,92	1,22	1,31	0,87
$n^{\circ} \text{ med.}$	28	28	25	28
σ	0,03	0,04	0,03	0,02

Fotómetros 113 y 263

$\frac{\overline{J_{G 113}}}{\overline{J_{G 263}}}$	$n^{\circ} \text{ med.}$	σ
1,38	62	0,08

Fotómetros 263 y 551

$\frac{\overline{J_{G 263}}}{\overline{J_{G 551}}}$	$n^{\circ} \text{ med.}$	σ
1,09	27	0,05

2.3.- Método seguido en la determinación de los índices de turbiedad.-

Como ya se ha indicado, el aparato utilizado en la primera etapa fué el actinómetro Linke-Feussner.

A partir de los valores de la irradiancia total J correspondiente a las medidas sin filtro en el actinómetro y corrigiendo a la distancia media tierra-sol, se ha obtenido de (14) la opacidad media

$$\bar{\tau}(m) = m^{-1} \ln \frac{S}{JF} = m^{-1} \ln \frac{1353}{JF} \quad (70)$$

donde J se expresa en $W m^{-2}$.

Asimismo con los citados valores de J se ha determinado a partir de (16) el factor de turbiedad de Linke utilizando para $(m \tau_r(m))^{-1}$ los valores que, en función de m , se dan en las tablas del manual "Annals of the International Geophysical Year" (1958)

Por diferencia entre la irradiancia obtenida sin filtro y con el RG2 se tiene la irradiancia J_k entre $0 - 0,63 \mu m$ que se ha utilizado para calcular el factor de turbiedad T_k en onda corta.

La determinación del coeficiente β y el exponente α a partir de las medidas actinométricas se ha realizado siguiendo el método de Herovanu (1959) y Ångström (1963). Se basa en considerar las irradiancias medidas dentro de

dos intervalos espectrales (donde no exista absorción selectiva) como monocromáticas, es decir, tratarlas matemáticamente como tales asignando a cada uno de los intervalos una longitud de onda efectiva para la cual el efecto de dispersión sea el mismo que para todo el intervalo. Los intervalos espectrales elegidos son $0 - 0,525 \mu\text{m}$ y $0,525 \mu\text{m} - 0,630 \mu\text{m}$ cuyas frecuencias se obtienen con los filtros OG1 y RG2 del actinómetro. Las longitudes de onda asignadas son $\lambda_g = 0,450 \mu\text{m}$ y $\lambda_{rg} = 0,575 \mu\text{m}$ respectivamente. Llamando β_g y β_{rg} a los respectivos coeficientes de turbiedad con la hipótesis $\alpha_g = \alpha_{rg} = 1,3$ se tiene, por integración de (34) referida a base e en los intervalos espectrales citados

$$J_G F = \int_0^{0,525 \mu\text{m}} J_{\lambda_0} e^{-m(\zeta_{\lambda_r} + \zeta_g + \beta_g \lambda_g^{-1,3})} \quad (71)$$

$$J_{rg} F = \int_{0,525 \mu\text{m}}^{0,630 \mu\text{m}} J_{\lambda_0} e^{-m(\zeta_{\lambda_r} + \zeta_g + \beta_{rg} \lambda_{rg}^{-1,3})} \quad (72)$$

Los coeficientes β_g y β_{rg} se pueden obtener a partir de estas dos ecuaciones. Es corriente deducirlos a partir de tablas y diagramas que dan estos coeficientes en función de J_G , J_{rg} y m con la hipótesis $\alpha = 1,3$. Debido a que el valor real de α no es siempre 1,3, β_g y β_{rg} serán en general distintos. Cuando el valor de α es 1,3 ambos coeficientes son iguales y coinciden con β .

Si α_c y β_c son los valores reales de α y β se tiene por (71) y (72)

$$J_E F = \int_0^{0,525 \mu\text{m}} J_{\lambda_0} e^{-m(\zeta_{\lambda r} + \zeta_{\lambda g} + \beta_0 \lambda_g^{-\alpha_0})} d\lambda \quad (73)$$

$$J_{rg} F = \int_{0,525 \mu\text{m}}^{0,630 \mu\text{m}} J_{\lambda_0} e^{-m(\zeta_{\lambda r} + \zeta_{\lambda g} + \beta_0 \lambda_{rg}^{-\alpha_0})} d\lambda \quad (74)$$

que comparadas con las anteriores conducen a

$$\beta_g \lambda_g^{-1,3} = \beta_0 \lambda_g^{-\alpha_0} \quad (75)$$

$$\beta_{rg} \lambda_{rg}^{-1,3} = \beta_0 \lambda_{rg}^{-\alpha_0} \quad (76)$$

Dividiendo estas dos últimas ecuaciones y despejando α_0

$$\alpha_0 = 1,3 - \frac{1}{\log \lambda_g - \log \lambda_{rg}} \log \frac{\beta_g}{\beta_{rg}} \quad (77)$$

y sustituyendo $\lambda_g = 450 \text{ nm}$, $\lambda_{rg} = 575 \text{ nm}$ se obtiene

$$\alpha_0 = 1,3 + 9,39 \log \frac{\beta_g}{\beta_{rg}} \quad (78)$$

Para β_0 se obtiene

$$\beta_0 = \beta_g \left(\frac{\beta_{rg}}{\beta_g} \right)^{3,3} \quad (79)$$

Utilizando los heliofotómetros Volz las medidas se realizan en intervalos espectrales de anchura 60 nm (canales R, G y B) y 35 nm (canales 8 y W). Comparadas con las anchuras de los intervalos para los filtros del actinómetro que son 3750 nm para el filtro de cuarzo, 2275 nm para el OGI, 2170 nm para el RG2 y 1990 nm para el RG8 resulta evidentemente más exacto calcular los índices de turbiedad a partir de los heliofotómetros.

Las opacidades monocromáticas B_λ calculadas a partir de las medidas heliofotométricas han sido las correspondientes a los canales R ($0,640\mu\text{m}$), G ($0,500\mu\text{m}$) y B ($0,440\mu\text{m}$). El cálculo se ha efectuado a partir de (39). Con respecto a la opacidad $\Sigma_{\lambda g}^*$ debida a la absorción por gases se ha tenido en cuenta solamente la debida al ozono, pues la otra contribución importante debida al vapor de agua, no existe en los intervalos R, G y B. Como se ha indicado en la sección 1.3, Hoyt (loc. cit.) ha recalculado las opacidades por dispersión de Rayleigh, obteniendo unos valores inferiores a los de Elterman (loc. cit.) usados en la mayoría de las estaciones en que se realizan cálculos de turbiedad. En la tabla 3 se dan ambas series de valores para los canales R, G y B junto con la opacidad debida a la absorción por ozono en estas longitudes de onda. Como se observa, la

Tabla 3 .

	$(\Sigma_{\lambda r}^*)_E$ (Elterman)	$(\Sigma_{\lambda r}^*)_H$ (Hoyt)	$\Sigma_{\lambda O_3}^*$	$(\Sigma_{\lambda r}^*)_H + \Sigma_{\lambda O_3}^*$
Canal R $\lambda = 0,640\mu\text{m}$	0,024	0,033	0,010	0,033
Canal G $\lambda = 0,500\mu\text{m}$	0,063	0,061	0,004	0,065
Canal B $\lambda = 0,440\mu\text{m}$	0,107	0,103	0,000	0,103

diferencia entre los valores de Elterman y Hoyt es muy pequeña (la mayor es 0,004) . Los valores de estas diferencias tendrían que restarse a los valores de B_λ obtenidos con anterioridad. Pero dado que B_λ adopta generalmente valores superiores a 0,100 el error es despreciable, excepto en las situaciones de gran transparencia (y para lugares de gran altitud) en que B_λ se aproxime a cero y que, en alguna ocasión había resultado ligeramente negativo por esta causa.

El exponente α de Angström se ha calculado por medio de (42) con los canales B y R

$$\alpha = \frac{\log \frac{B_B}{B_R}}{\log \frac{640}{440}} \quad (80)$$

El coeficiente β de turbiedad se ha calculado a partir de (43) con el valor de α obtenido de (80).

También se ha determinado el factor de turbiedad monocromático para $\lambda = 0,500 \mu\text{m}$. A partir de (17) y haciendo $\tau_{\lambda g} = \tau_{\lambda O_3}$ (pues no existe absorción por vapor de agua)

$$\tau_{\lambda r} T_\lambda = \tau_{\lambda r} + \tau_{\lambda O_3} + \tau_{\lambda a} \quad (81)$$

Como la proporción de ozono en la atmósfera para nuestra latitud no presenta grandes variaciones respecto a la media anual (por término medio es del 4%) se puede referir T_λ a una atmósfera de Rayleigh con ozono, designándole T'_λ

$$(\tau_{\lambda r} + \tau_{\lambda O_3}) T'_\lambda = \tau_{\lambda r} + \tau_{\lambda O_3} + \tau_{\lambda a} \quad (82)$$

es decir

$$T_{\lambda}^1 = 1 + \frac{\sum_{\lambda a}}{\sum_{\lambda r} + \sum_{\lambda O_2}} \quad (83)$$

y si se refieren las opacidades a base decimal se tiene para $\lambda = 0,500 \mu\text{m}$, sustituyendo el valor de $(\sum_{\lambda r}^* + \sum_{\lambda O_2}^*)$ y teniendo en cuenta la corrección de presión

$$T_{0,5}^1 = 1 + \frac{14,9 B_E}{\frac{P}{P_0}} \quad (84)$$

2.4.- Determinación de la cantidad de agua precipitable.

Los filtros B y W del fotómetro Volz multicanal permiten una primera estima de la cantidad de agua precipitable en una columna vertical. El filtro W corresponde a una longitud de onda de $0,940 \mu\text{m}$, coincidente con el centro de la banda $\rho\sigma\tau$ de absorción del vapor de agua en el infrarrojo próximo. El filtro B corresponde a $\lambda = 0,880 \mu\text{m}$ y está en el borde de la citada banda.

Considerando la banda de absorción con arreglo al modelo de Elsasser, es decir, una serie de líneas de absorción equidistantes (fig.(15)), para cada línea de la forma de Lorentz (fig.(3)), el coeficiente másico de absorción está dado, en función del nº de ondas ν , por

$$K_{\nu} = \frac{S}{\pi} \cdot \frac{\alpha_L}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2} \quad (85)$$

donde $S = \int K_\nu \cdot d\nu$ se llama a veces intensidad de la línea y α_L es su semianchura.

Para el vapor de agua, considerando una columna de inclinación θ y llamando w al contenido de agua precipitable en la columna vertical, la absorción integrada para la masa de vapor de la columna de dirección θ sería

$$A = \int (1 - e^{-K_{\nu w} w m}) d\nu \quad (86)$$

donde $K_{\nu w}$ es el coeficiente másico de absorción para el vapor.

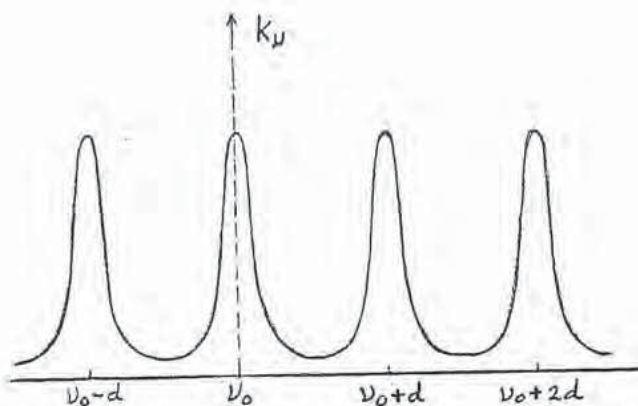


Figura 15.- Banda de absorción según el modelo de Elsasser.

La integración de (86) para la línea de Lorentz da una expresión complicada en la que entran las funciones de Bessel, pero introduciendo el parámetro $x = \frac{m w S}{\alpha_L}$ resulta que cuando $x \rightarrow 0$ (línea débil) es $A = S.m.w$ y cuando $x \rightarrow \infty$ (línea fuerte) es $A = 2\sqrt{S\alpha_L m w}$. Para toda la banda, si d designa la separación entre líneas, la absorción media es $\bar{a} = \frac{a}{d}$

Resulta pues que la absorción para una banda de líneas "fuertes" es proporcional a la raíz cuadrada del contenido de agua precipitable, lo que se interpreta como una absorción sobre los flancos de las líneas, una vez ha sido completamente absorbida la radiación en la parte central. De acuerdo con esto, en el centro de la banda $\rho\sigma z$ se tiene por (37)

$$J_w F = J_{w0} 10^{-m \zeta_w^* - \sqrt{C m w}} \quad (87)$$

donde ζ_w^* designa la opacidad en $0,94 \mu\text{m}$ exceptuando la devida al vapor de agua y C es una constante de proporcionalidad

En el borde de la banda $\rho\sigma z$ (canal 8) no existe absorción por vapor de agua, con lo cual

$$J_8 F = J_{80} 10^{-m \zeta_8^*} \quad (88)$$

Debido a la proximidad de los canales 8 y W se puede poner $\zeta_8^* = \zeta_w^*$. Dividiendo (87) por (88) se tiene

$$\frac{J_w}{J_8} = \frac{J_{w0}}{J_{80}} 10^{-\sqrt{C m w}} \quad (89)$$

y despejando w

$$w = \frac{1}{C m} \left(\log \frac{q_w}{q_g} \right)^2 \quad (90)$$

siendo q_w la transmisividad en $0,940 \mu\text{m}$ y q_g la de $0,880 \mu\text{m}$. Esta expresión permite calcular indirectamente la cantidad de agua precipitable en una columna vertical. La constante C se obtiene por comparación con los valores de w obtenidos a partir de radiosondeos. En Barcelona esto no nos ha sido posible debido a que no se realizan radiosondeos. Por ello se ha aceptado provisionalmente el valor de C dado en la calibración inicial de los heliofotómetros realizada en Lexington, Mass. (USA). Los valores de w obtenidos, están comprendidos por lo general entre 1 y 3 g cm^{-2} y pueden considerarse solamente como una primera aproximación a los valores reales de w . Tampoco se dispone de gran número de datos fidedignos de J_w como consecuencia del rápido deterioro de los filtros W en los aparatos de que disponemos y que sobrevino a los tres meses de su utilización.

CAPITULO 3 .- LA TURBIEDAD EN BARCELONA : DETERMINACION Y ANALISIS DE LOS FACTORES QUE LA CONDICIONAN.

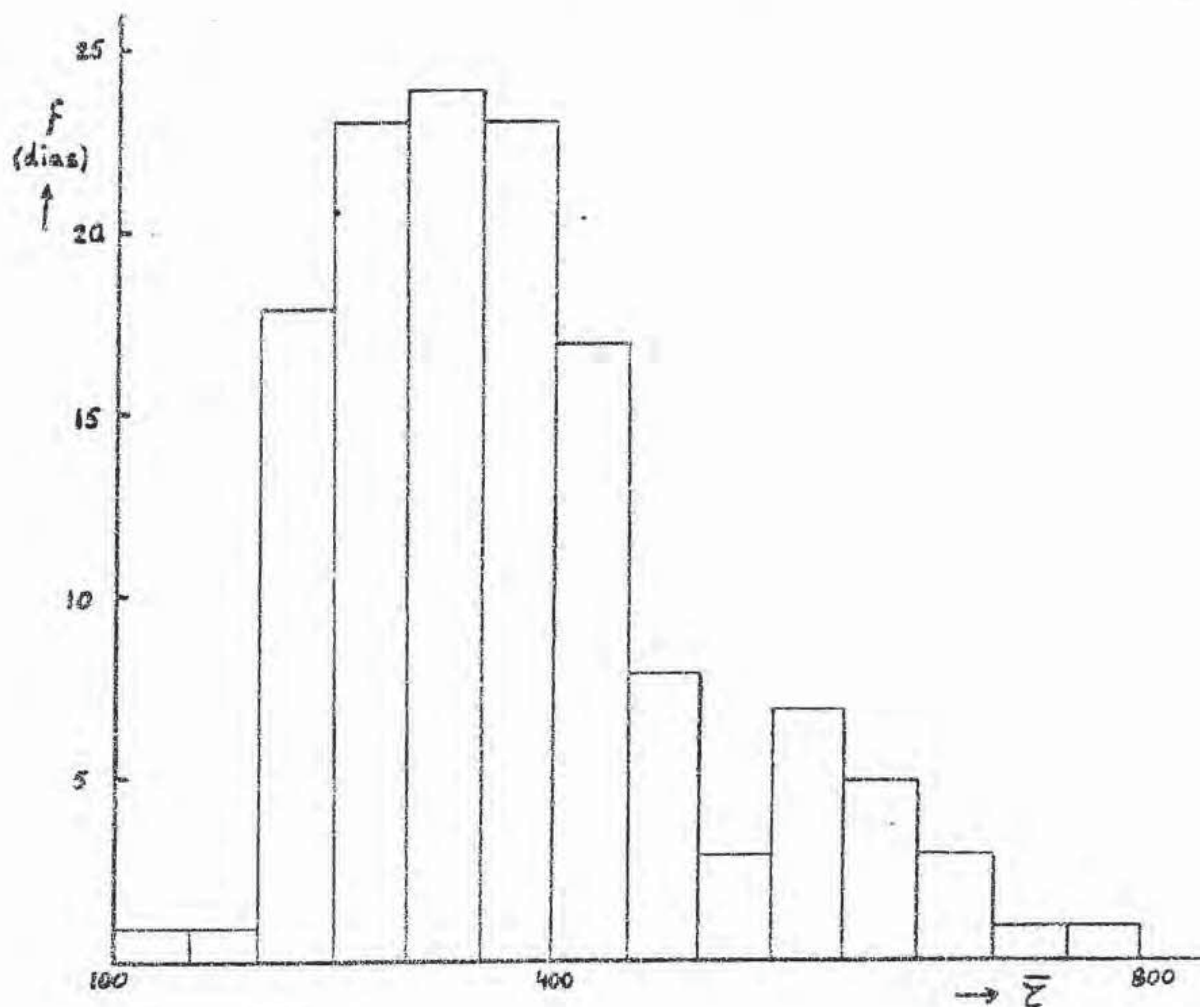
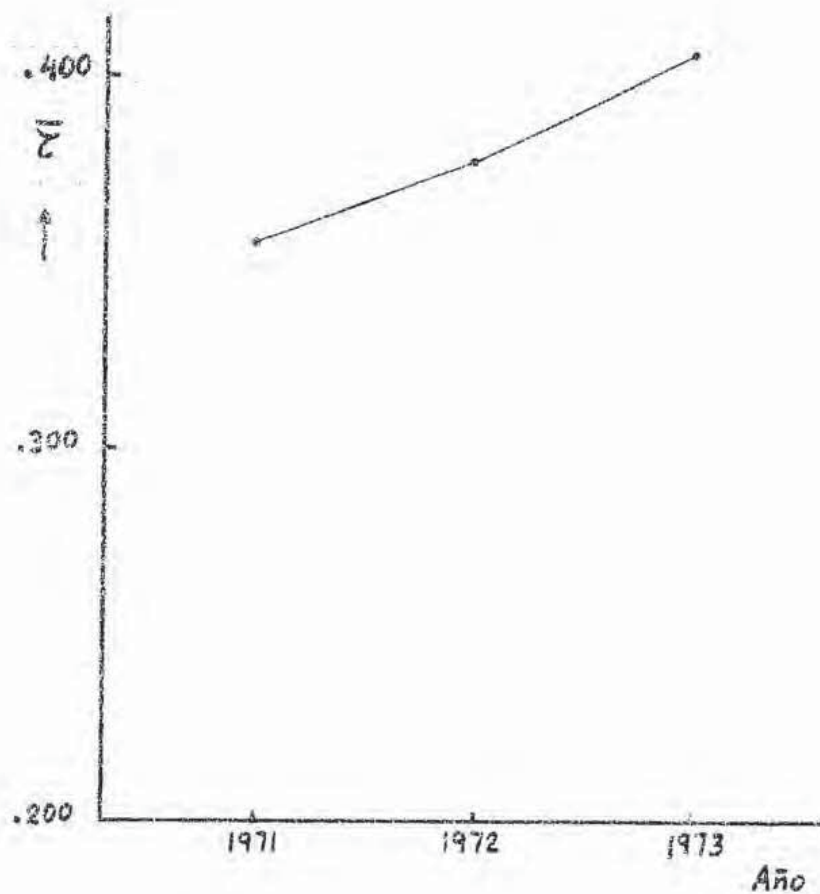
En este capítulo se hace un estudio climatológico de los índices de turbiedad en Barcelona calculados a partir de los datos de irradiancia solar obtenidos desde 1971 a 1976. Como ya se ha dicho, las medidas correspondientes al periodo 1971 - 1973 se realizaron con el actinómetro Linke - Feussner y en el periodo 1974 - 1976 se utilizaron heliofotómetros Volz multicanal. Los índices de turbiedad calculados son la opacidad media $\bar{\tau}$; los factores de turbiedad de Linke T y T_x ; el coeficiente de turbiedad β de Angström ; el exponente α de Angström y por último las opacidades monocromáticas B_R , B_G y B_B .

3.1.- Climatología de $\bar{\tau}$.

La opacidad media, calculada a partir de (70) con los datos actinométricos en el periodo Diciembre de 1970 - Diciembre de 1973 presenta un valor medio de 0,355. El valor medio anual crece en un 6% entre 1971 y 1972 y en un 7% entre 1972 y 1973. En la figura 16 se presenta esta evolución. El histograma de frecuencias de los valores medios diarios se da en la figura 17, donde los intervalos abarcan 0,050. Prácticamente el 50% de los días están incluidos en el intervalo 0,200 - 0,450 .

En la figura 18 se dan las gráficas de los valores medios mensuales en 1971, 1972 y 1973.

Figura 16

Figura 17 -- Histograma de frecuencias de λ

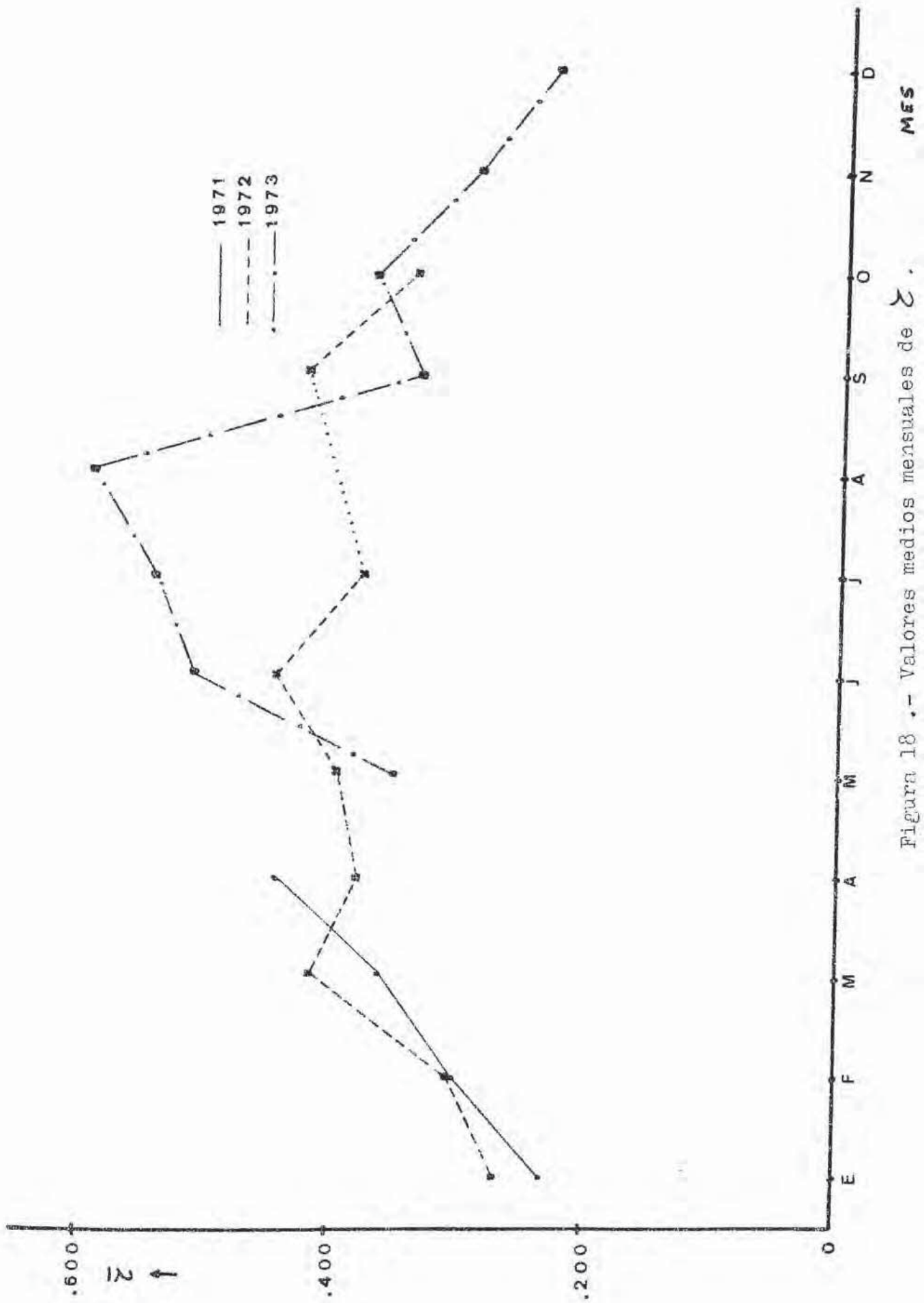


Figura 18 .- Valores medios mensuales de Z .

La opacidad media $\bar{\Sigma}$ no se puede calcular a partir de las medidas heliofotométricas, pues estos aparatos no miden la irradiancia para todo el espectro solar. Por ello no se dispone de los valores de $\bar{\Sigma}$ en los años 1971-1976. En la figura 19 se da la evolución del coeficiente de turbiedad β de Angström en el periodo 1971-1976 calculado inicialmente con el actinómetro y posteriormente con los heliofotómetros (que proporcionan valores de β más fieles). El mínimo observado en 1974 tiene poco significado, pues corresponde al periodo inicial de utilización de los heliofotómetros y abarca solamente el último trimestre del citado año. Estos meses se caracterizaron por tener gran número de situaciones con aire muy limpio.

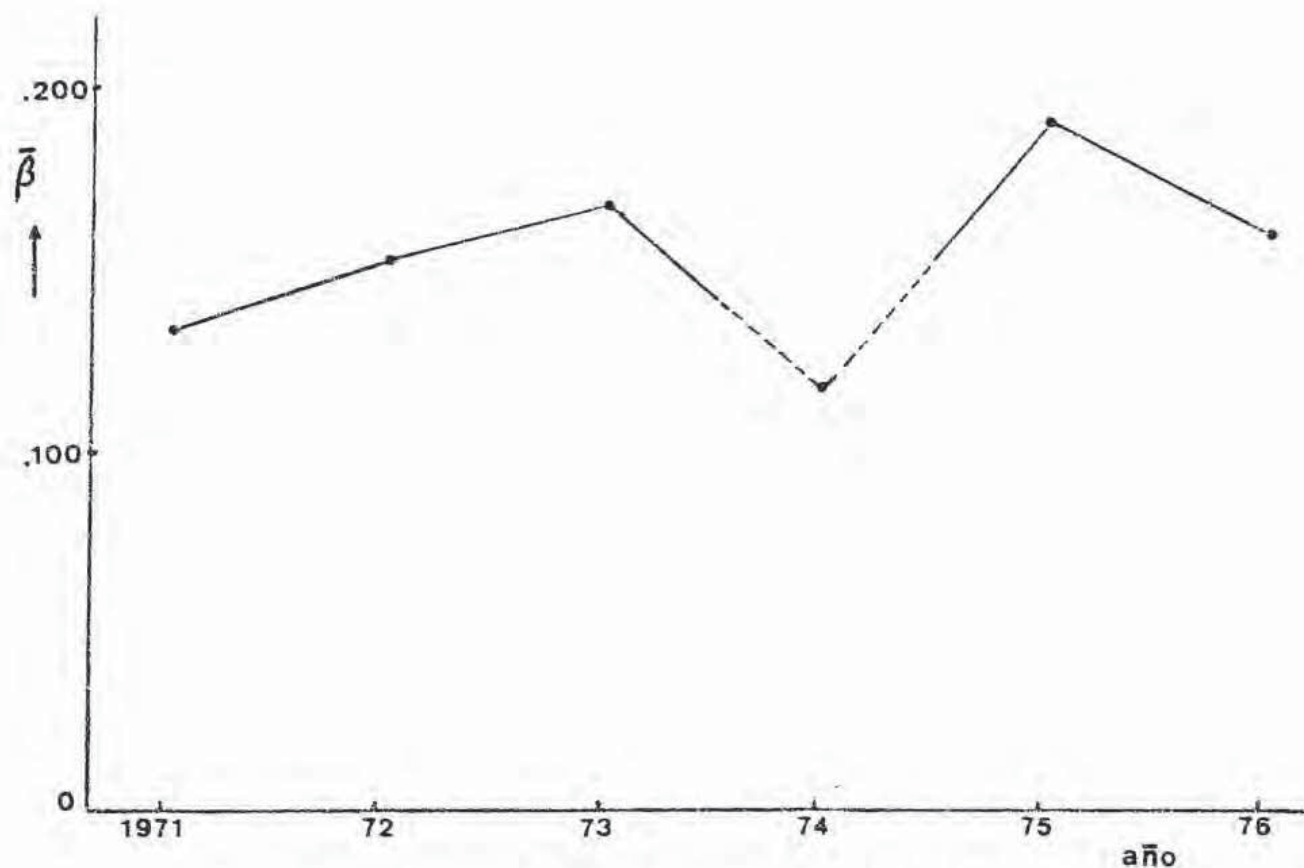


Figura 19 .- Valores medios anuales de β .

3.2.- Climatología de B_λ .

Las opacidades monocromáticas que se han calculado son B_R , B_G y B_B correspondientes a $0,640 \mu\text{m}$, $0,500 \mu\text{m}$ y $0,440 \mu\text{m}$ respectivamente. En general se ha obtenido que $B_R < B_G < B_B$ lo que está de acuerdo con la expresión (30). No obstante, en algunas ocasiones y bajo condiciones de gran transparencia atmosférica, ha resultado $B_G \geq B_B$ con valores del exponente α próximos a cero o incluso negativos. Estos valores anómalos de B_λ se han registrado también en otros lugares y parecen explicarse (Malm et al., 1976) por la contribución a la extinción del vapor de agua (que aunque es pequeña parece existir en estas longitudes de onda) y de los aerosoles estratosféricos.

3.2.1.- Variación diaria y estacional de B_λ .

Con los valores de B_R , B_G y B_B obtenidos se han confeccionado las curvas diarias de evolución temporal de estas opacidades. Las funciones utilizadas para construir las curvas son continuas, con primera derivada continua y pasan por los puntos experimentales por lo que son adecuadas para la interpolación. En las figuras 20 a 22 se dan ejemplos de las citadas curvas. Es de destacar que para un mismo día las evoluciones de B_R , B_G y B_B resultan casi siempre sensiblemente en fase. Por lo general en ortos y ocasos, cuando la luz aumenta su proporción de onda larga, los valores tienden a aproximarse mientras que se alejan en el mediodía verdadero.

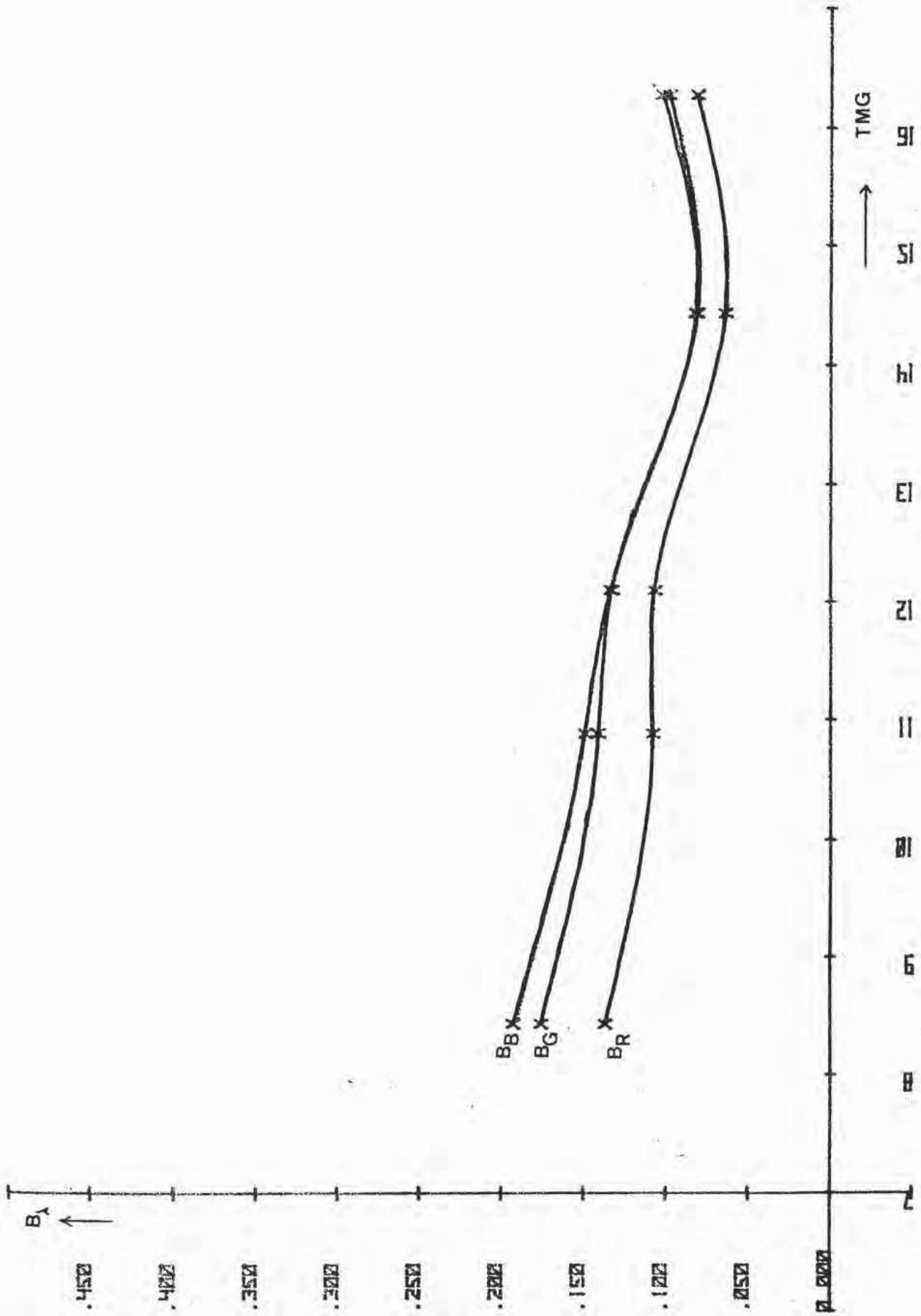


Figura 20 .- Variación diurna de B_λ el 2 de Marzo de 1976 .

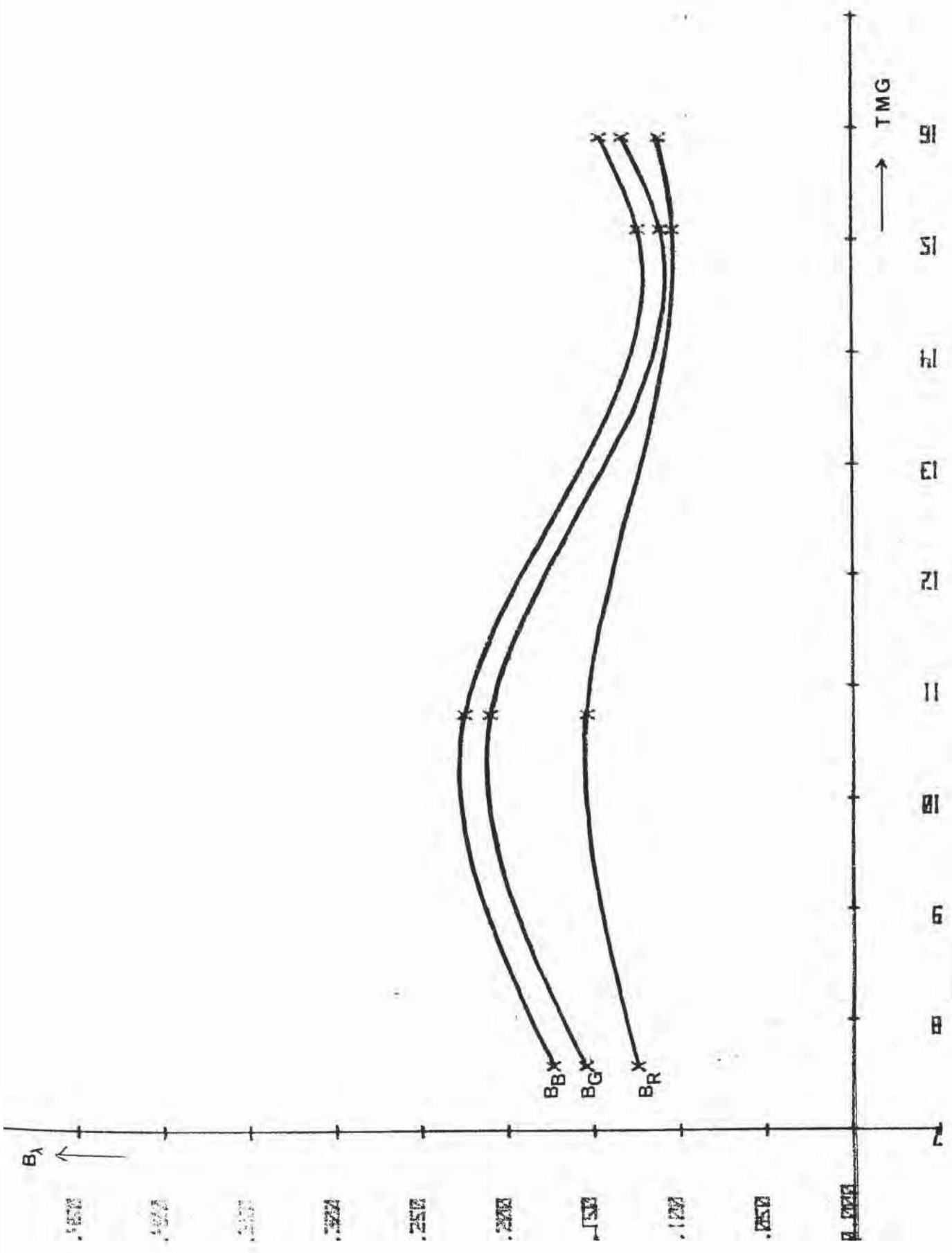


Figura 21 .- Variación diurna de B_λ el 15 de Julio de 1976 .

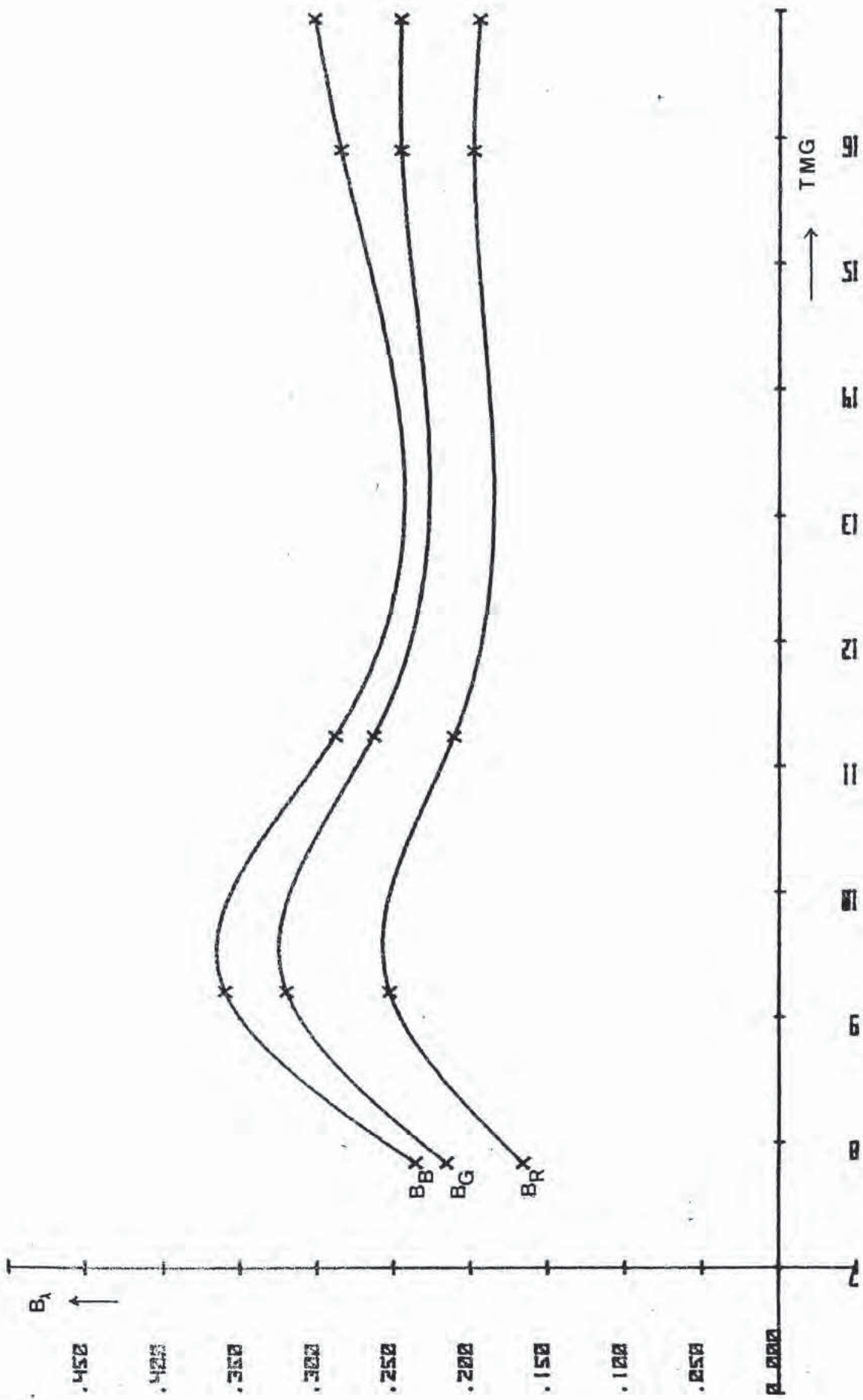


Figura 22 .- Variación diurna de B_λ el 29 de Julio de 1976 .

Debido al paralelismo que presenta la evolución temporal de B_R , E_G y E_B el estudio climatológico se ha centrado exclusivamente en E_G .

La forma de la curva de variación diurna de E_G no resulta típica pero se aprecia cierta similitud para las correspondientes a los días de una misma estación del año. A partir de las curvas diarias se han obtenido las curvas medias mensuales y las curvas medias estacionales (fig. 23 a 32) correspondientes al periodo 1974 - 1976. Como se observa, en invierno primavera y otoño no existe gran variación diurna de E_G . En invierno y primavera la opacidad máxima tiene lugar a primeras horas de la tarde, mientras que en otoño ocurre a últimas horas de la mañana. En verano el máximo tiene lugar alrededor de las 09 TMC y luego decrece rápidamente, como era lógico esperar por la activa convección que se da en esta época del año.

Resulta destacable el hecho de que los mayores valores de E_G se registran en verano y los menores en invierno, resultando algo mayores en primavera que en otoño. Los valores medios han resultado ser

Invierno : $E_G = 0,106$

Primavera : $E_G = 0,153$

Verano : $E_G = 0,206$

Otoño : $E_G = 0,123$

Aunque no se dispone de datos correspondientes a gran número de años (estos resultados incluyen sólo 1974, 1975

y 1976) parece que a las estaciones mas cálidas corresponden valores mas altos de los índices de turbiedad. El hecho no parece ser debido exclusivamente a la incidencia de un mayor número de situaciones de gran transparencia en invierno, pues aún en este tipo de situaciones los valores de B_{λ} son mas altos en las correspondientes a primavera y verano que en las invernales. El mayor contenido de vapor de agua en el aire cuando la temperatura es mas alta podría ser la causa pues, probablemente, las partículas higroscópicas dispersan y atenúan mas cuando la humedad relativa crece porque se recubren de una película de agua.

En la figura 33 se presentan las curvas medias diarias para 1975 y 1976. Se observa escasa variación de B_{λ} a lo largo del dia, debido a la compensación de las distintas variaciones diurnas mensuales, por lo que estas curvas son poco representativas. Unicamente cabe destacar el hecho de que la curva correspondiente a 1975 esté por encima de la de 1976, es decir, que 1976 ha resultado mas claro que 1975. Esto se debe a que en 1976 hubo mayor número de situaciones de gran transparencia que en 1975. En la tabla 4 se da el resumen de la calificación del observador a los distintos días en que se efectuaron medidas agrupados en 5 clases: gran transparencia (GT), claro (C), normal (N), turbio (T) y muy turbio (MT).

Tabla 4

AÑO	días obs.	GT	C	GT+C	N	T	MT	T+MT
1975	167	25 15%	11 6%	39 23%	65 39%	37 22%	26 16%	63 38%
1976	133	31 22%	23 17%	60 43%	27 19%	30 22%	22 16%	52 38%

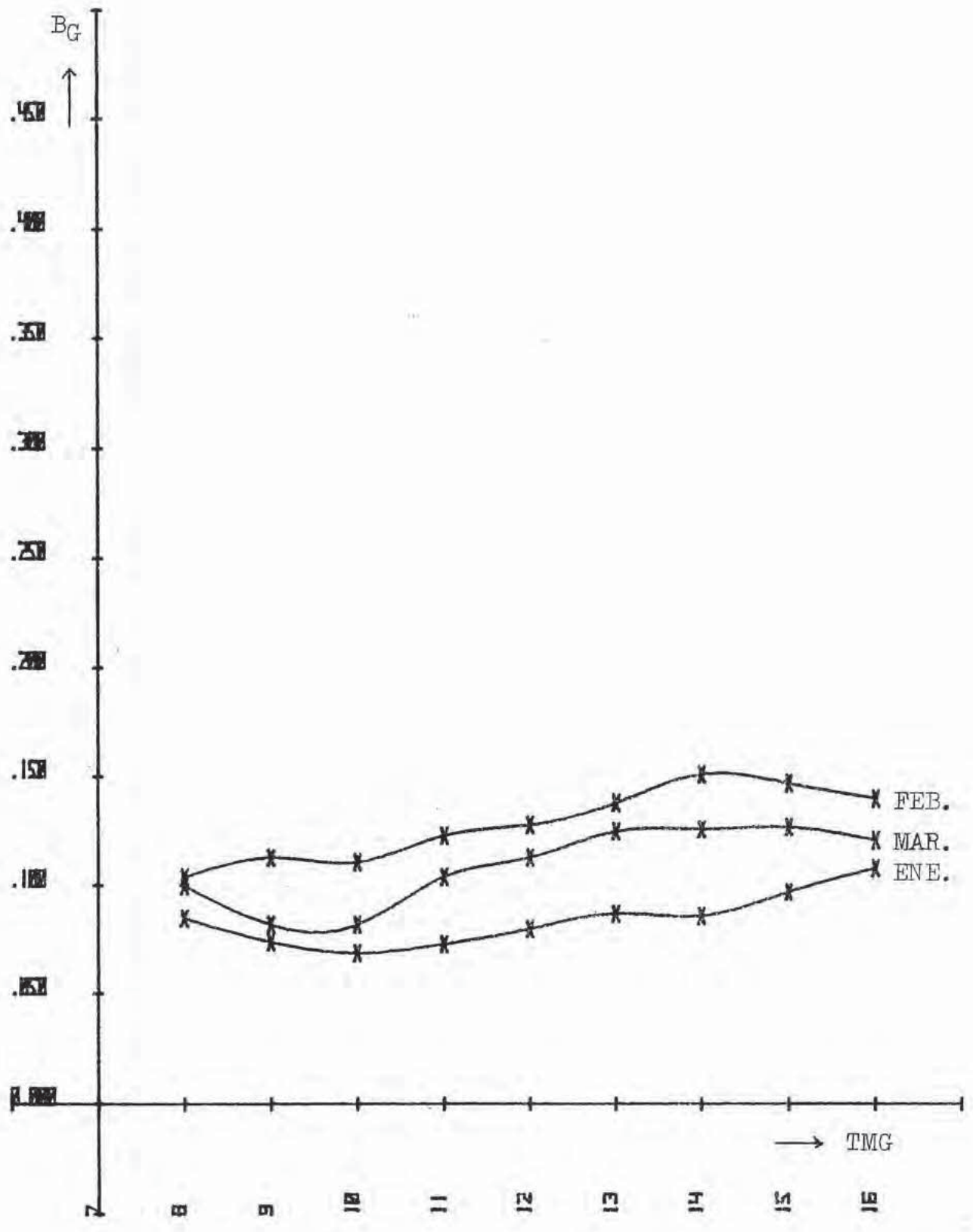


Figura 23 .- Variación diurna de Bg . Curvas medias mensuales (año 1975)



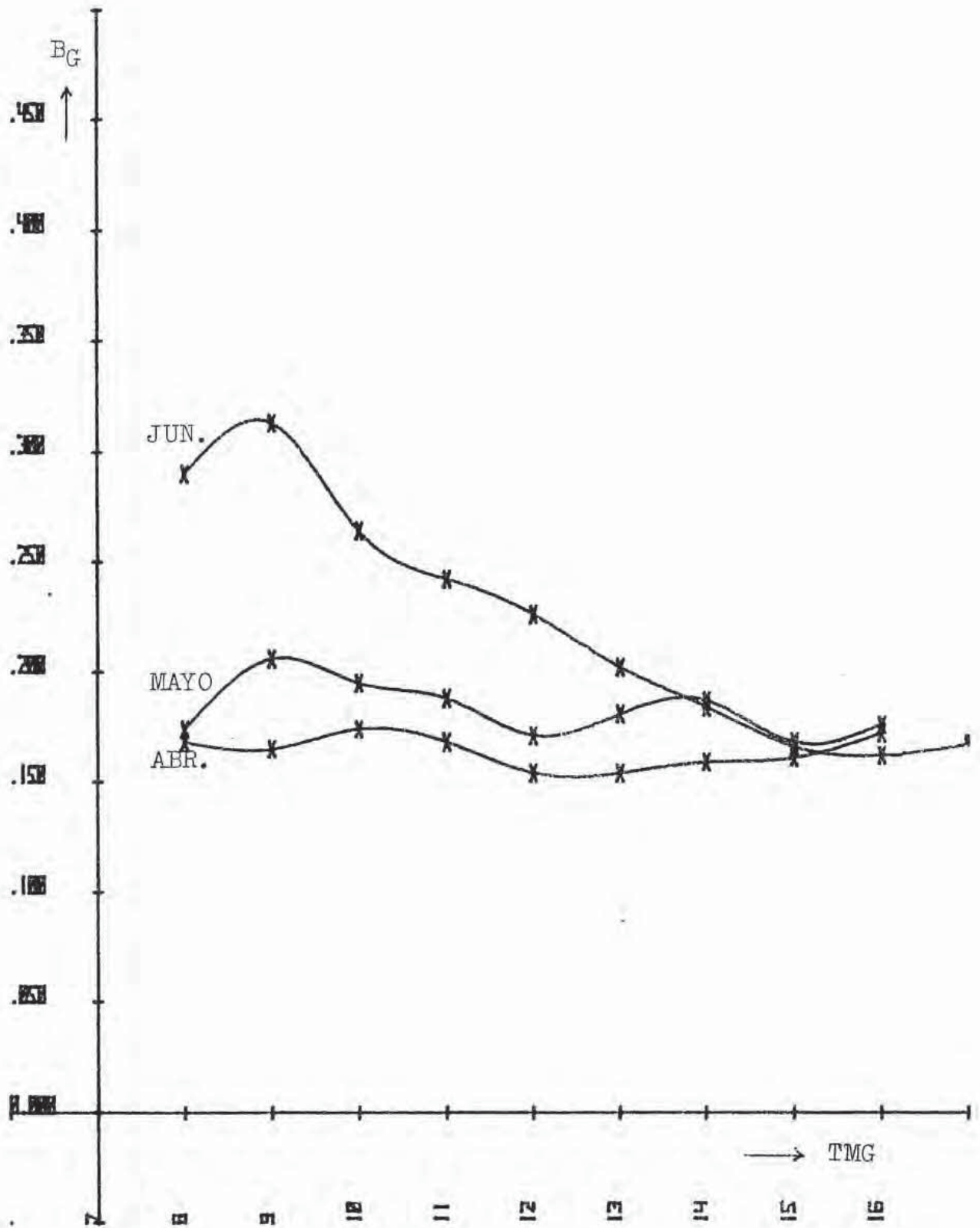


Figura 24 .- Variación diaria de B_G . Curvas medias mensuales (1975)

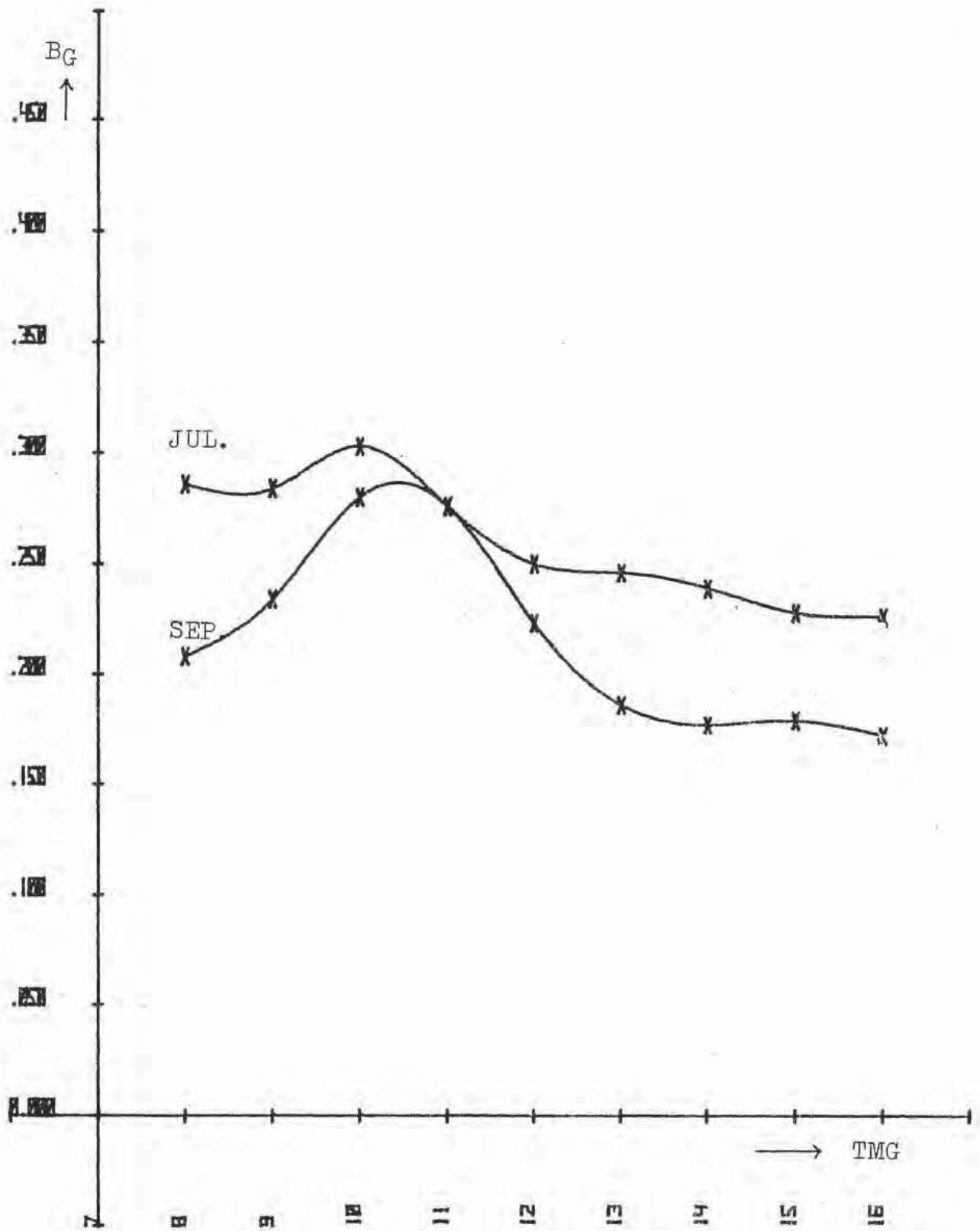


FIGURA 25.- Variación diurna de Bg. Curvas medias mensuales (1975)

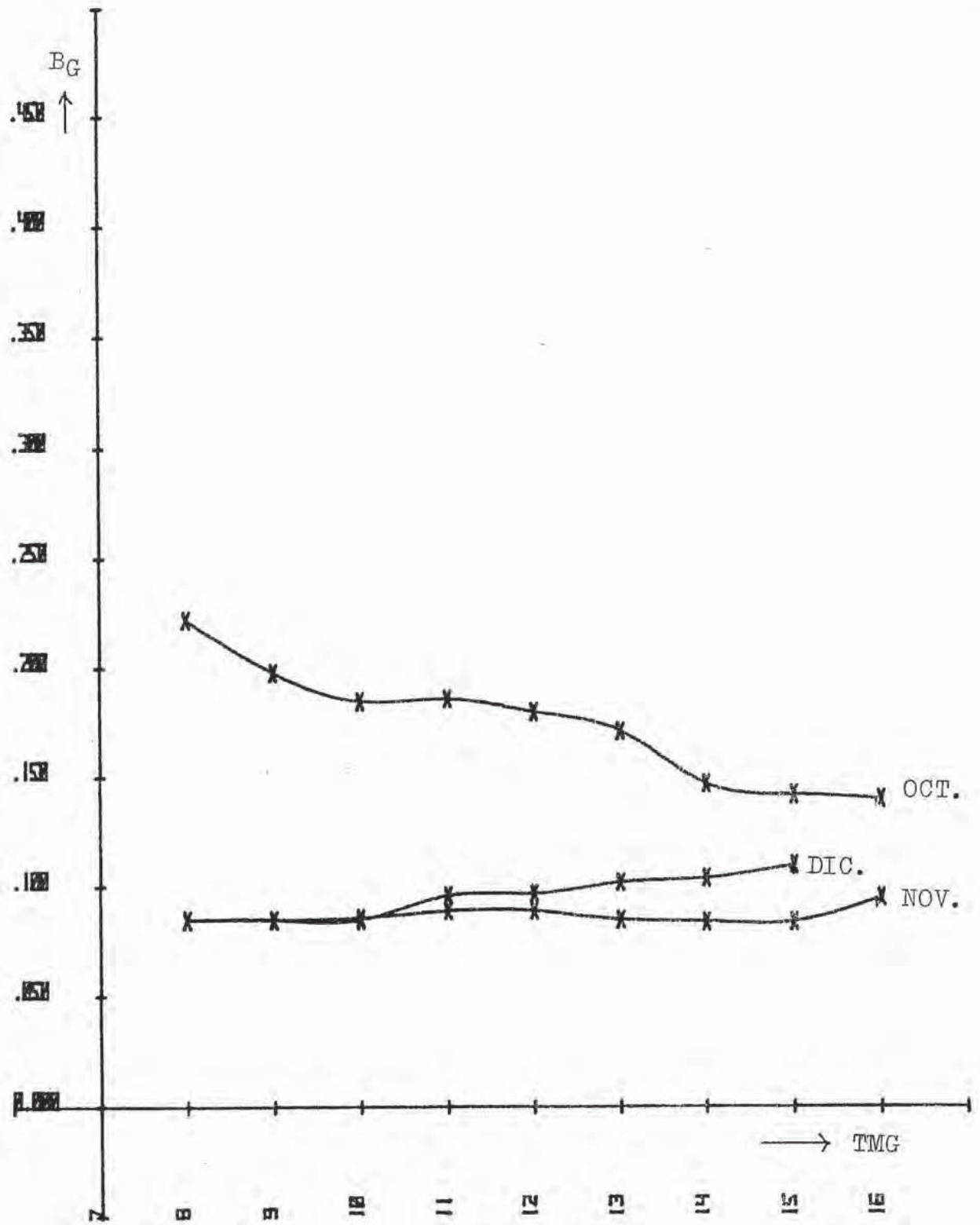


Figura 26.-Variación diurna de B_G . Curvas medias mensuales (1975)

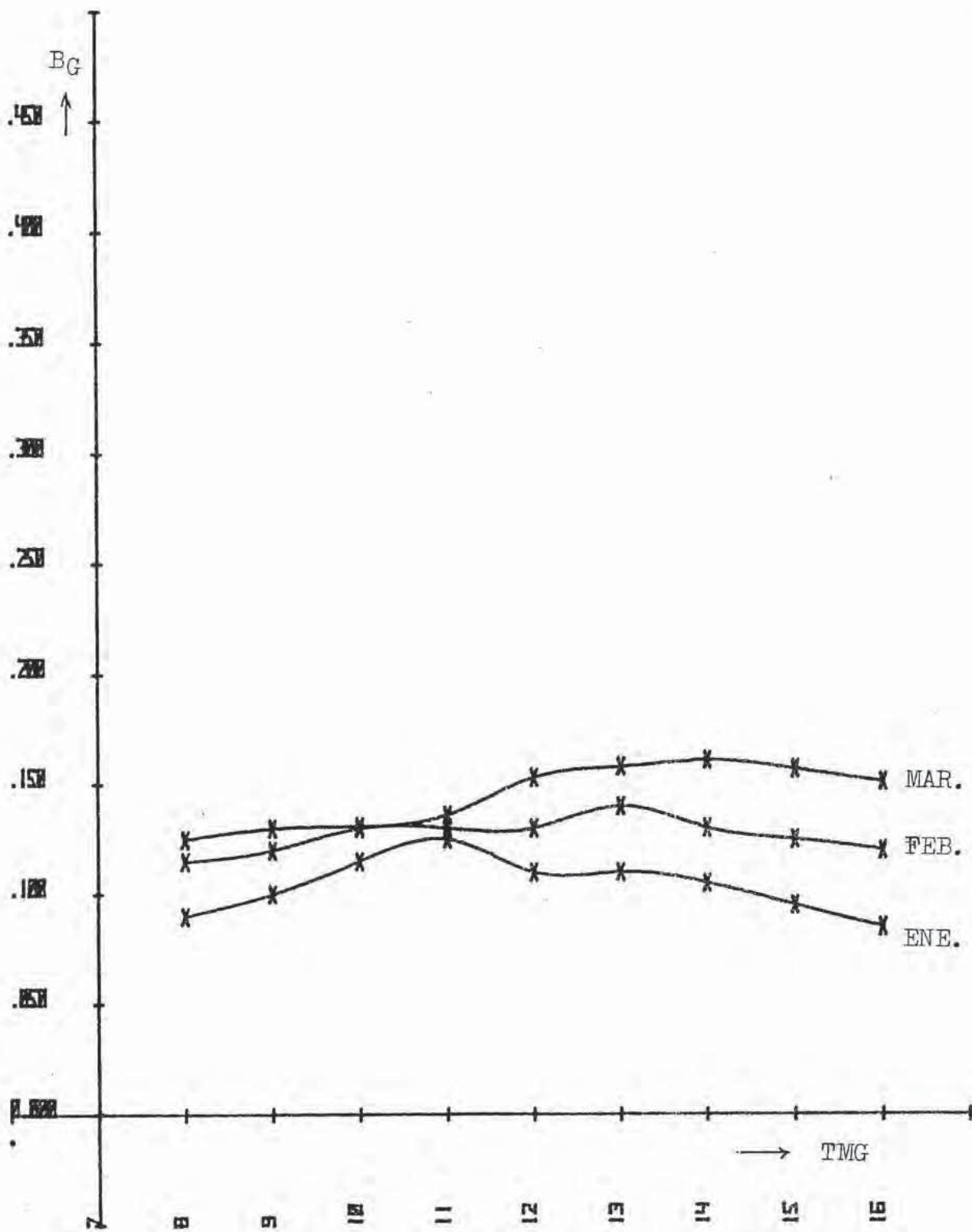


Figura 27.- Variación diaria de B_G . Curvas medias mensuales (1976)

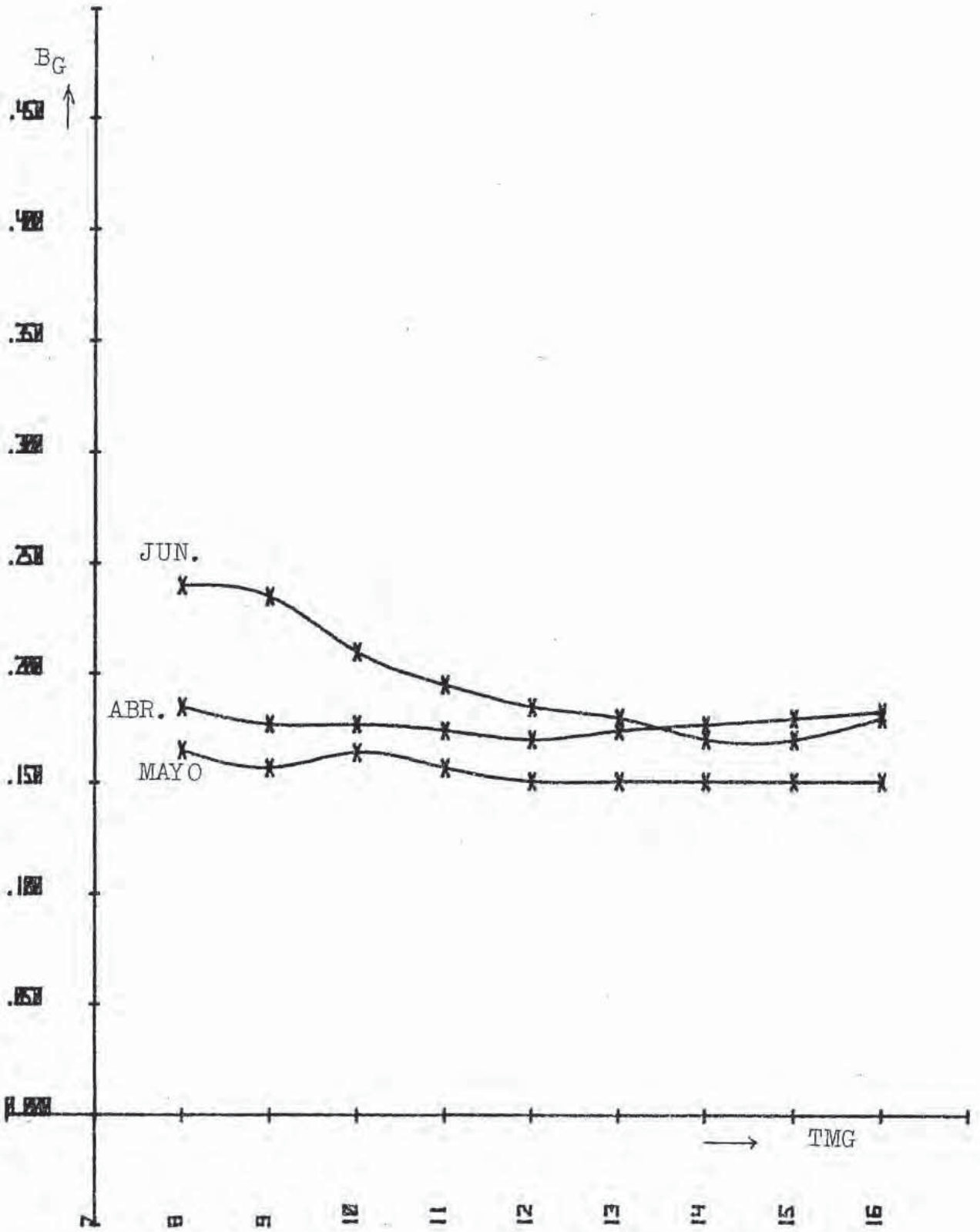


Figura 28.- Variación diurna de B_G . Curvas medias mensuales (1976)

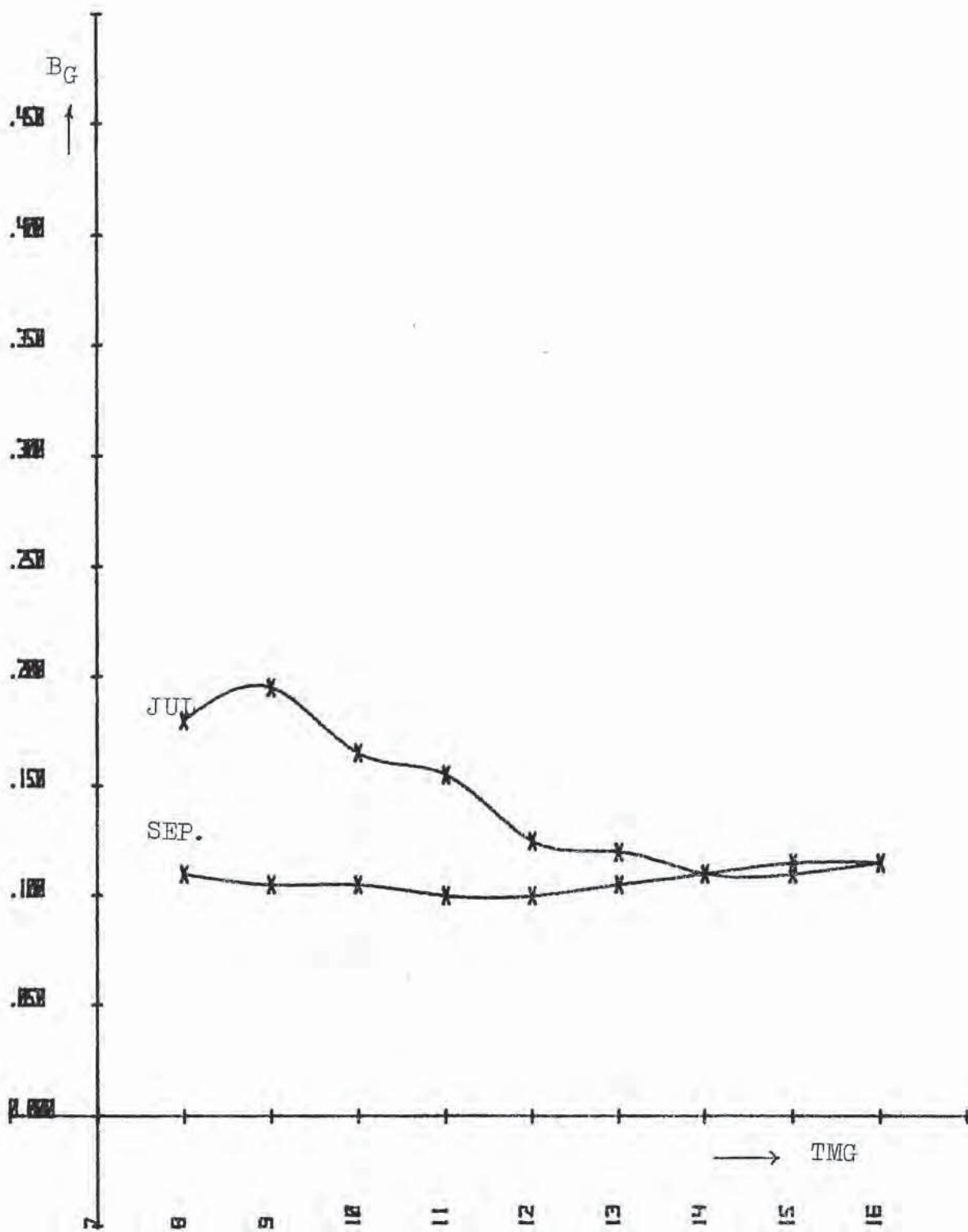


Figura 29.- Variación diurna de BG. Curvas medias estacionales (1976)

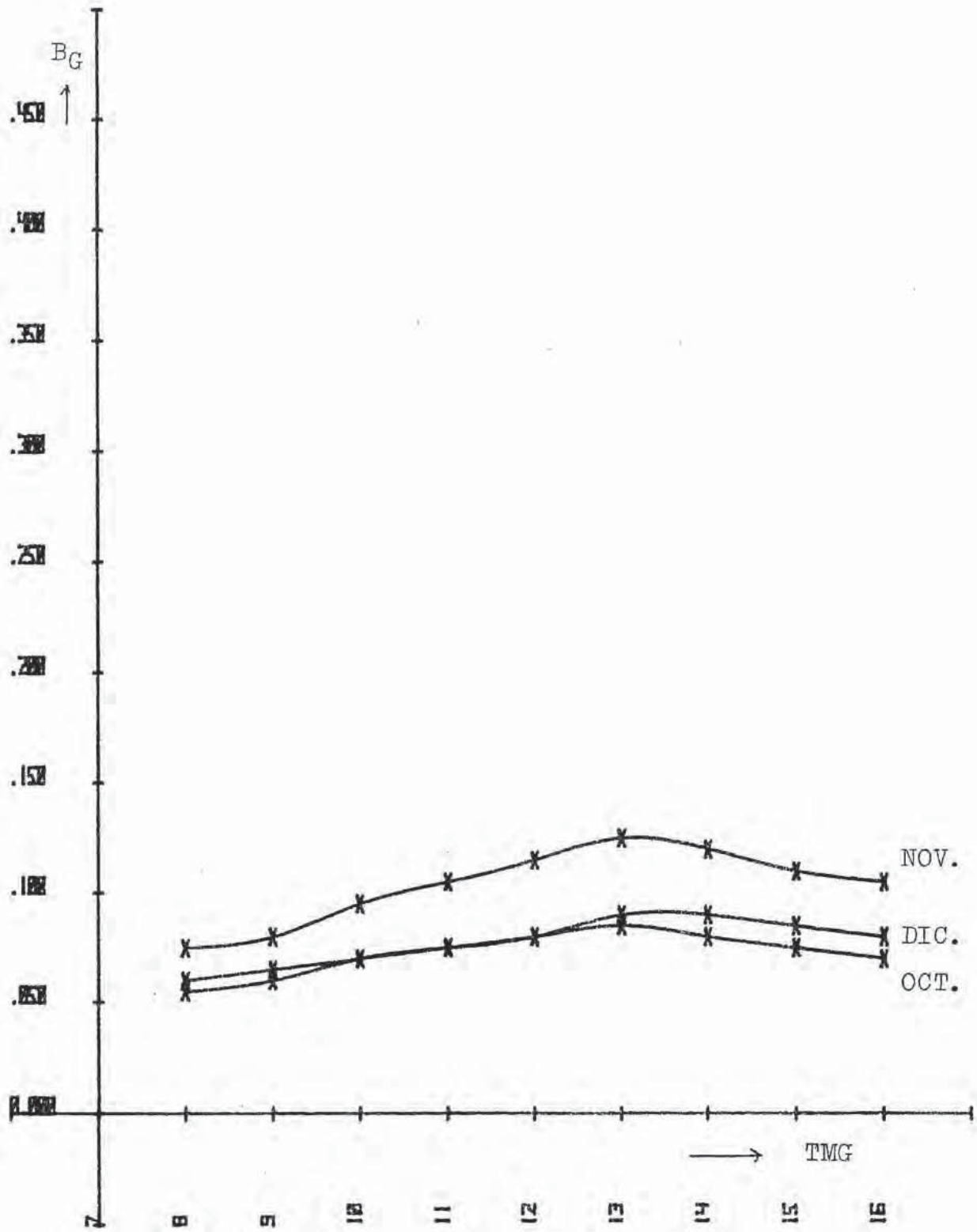


Figura 30.- Variación diurna de B_G . Curvas medias mensuales (1976)

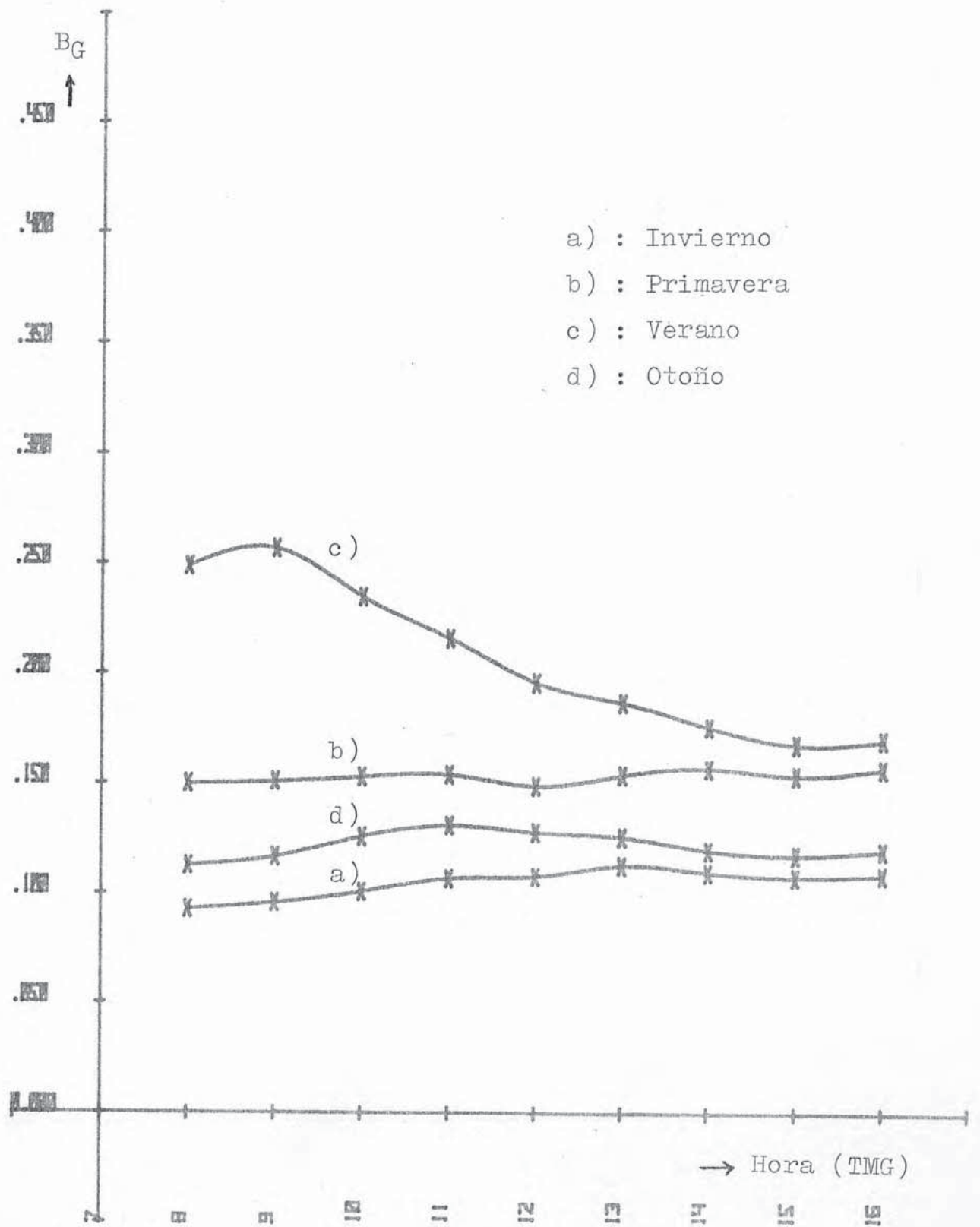


Figura 31.- Curvas medias estacionales de B_G en el periodo 1974 - 1976 .

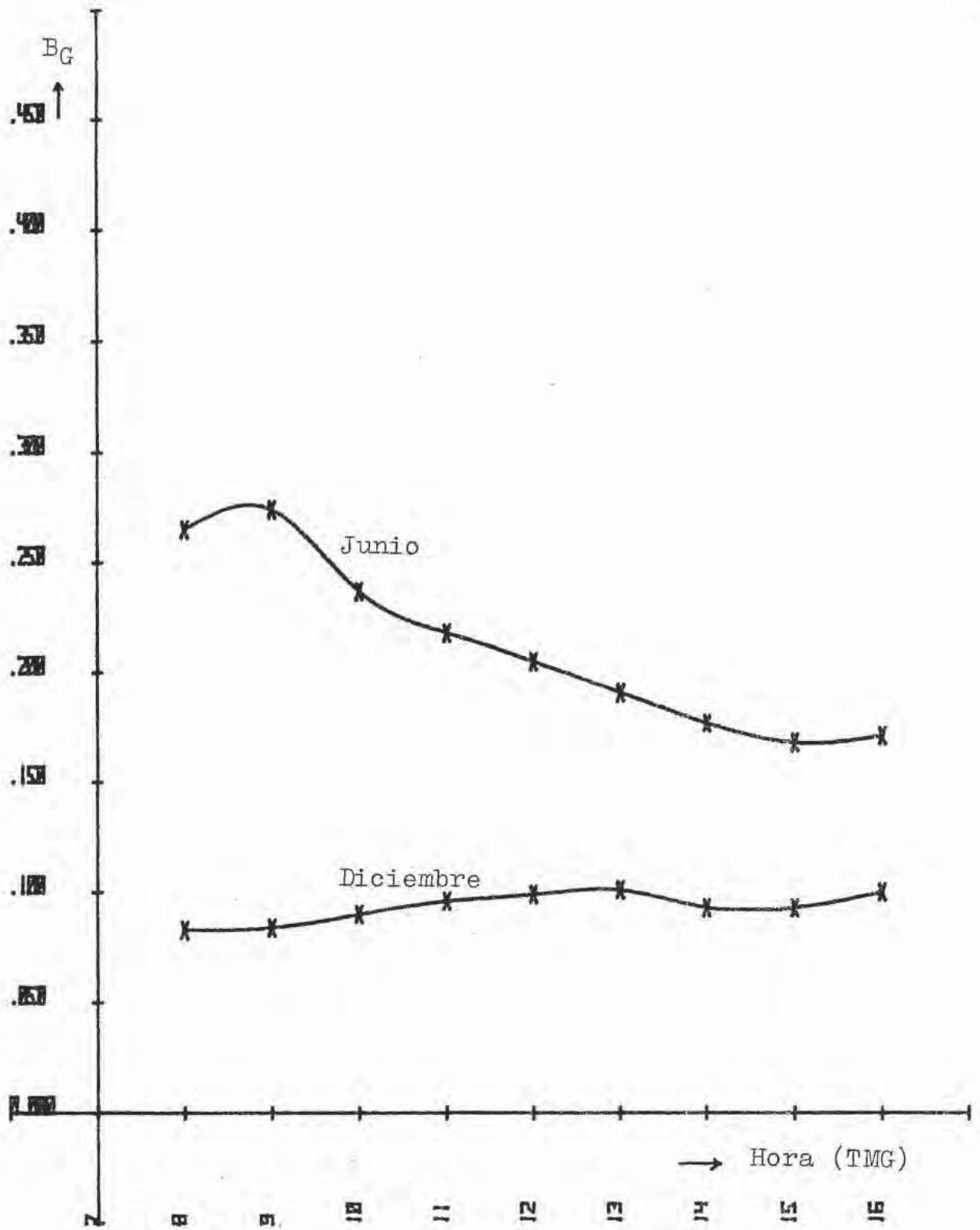


Figura 32.- Curvas medias mensuales de Junio y Diciembre en el periodo 1974 - 1976..

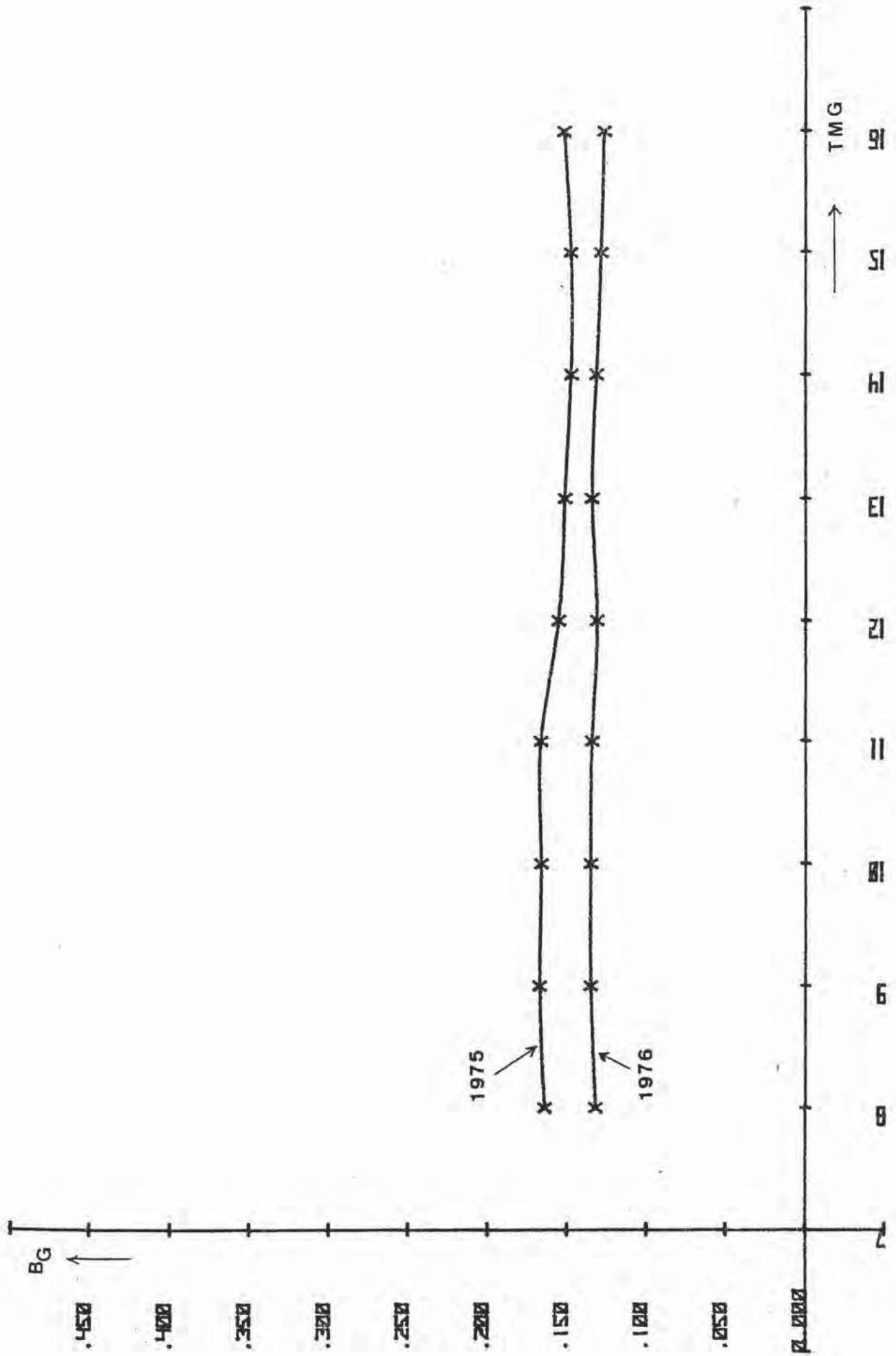


Figura 33.- Variación diurna de Bg. Curvas medias anuales.

3.2.2.- Estudio de B_λ en ciertas situaciones meteorológicas

La turbiedad atmosférica está relacionada con la situación atmosférica reinante. A partir de las determinaciones de B_λ se ha realizado una separación de los valores correspondientes a las dos situaciones extremas, esto es, de gran transparencia y de gran turbiedad.

En Barcelona, los periodos de gran transparencia atmosférica ocurren en situaciones meteorológicas que dan lugar a vientos del NW. En el periodo Octubre de 1974 - Diciembre de 1976 se escogieron 38 situaciones del NW (prácticamente todas las que se presentaron pues estas situaciones suelen dar cielo despejado o con nubosidad orográfica escasa) en que se habían realizado medidas de turbiedad. Estas situaciones corresponden a 68 días de gran transparencia e incluyen algunos días de viento katabático local del NW pero también muy claros.

El valor medio de B_G para situaciones de gran transparencia se ha obtenido a partir de la pendiente $\bar{\zeta}_E$ de la recta de regresión de la representación de Langley correspondiente al fotómetro 263 (con el que se habían realizado medidas en los 68 días citados). El valor de \bar{B}_G viene dado por

$$(\bar{B}_E)_{NW} = \frac{\bar{\zeta}_E}{\ln 10} - (\zeta_{Gr}^* + \zeta_{CO_2}^*) \quad (91)$$

El valor de $\bar{\zeta}_E$ resultó ser 0,268 y el valor de $\zeta_{Gr}^* + \zeta_{CO_2}^*$ como se ha indicado, 0,065 con lo cual

$$(\overline{B_G})_{NW} = 0,051$$

Análogamente se han calculado los valores medios de las opacidades E_R y E_B en estas situaciones y han resultado

$$(\overline{E_R})_{NW} = 0,044$$

$$(\overline{E_B})_{NW} = 0,055$$

Como se observa, estos tres valores resultan muy parecidos, hecho que ya habíamos mencionado para las situaciones de aire muy limpio.

El cálculo de las opacidades medias para días muy claros también se ha efectuado con las pendientes de las rectas de regresión de los otros fotómetros y los valores obtenidos resultan prácticamente los mismos.

Los valores de las opacidades correspondientes a invierno son algo más bajos debido a la variación estacional que, en estas situaciones, tiene poca amplitud. La clase modal de $(B_G)_{NW}$ en invierno es de 0,040 - 0,060 y el resto del año es de 0,050 - 0,070. El mínimo absoluto de B_G en el periodo estudiado ha sido 0 y el máximo en estas situaciones 0,090.

Los episodios de gran turbiedad del aire se dan generalmente en situaciones anticiclónicas. En el periodo estudiado se escogieron tres anticiclones persistentes. El valor medio diario de B_G fue de 0,260 y en particular para el anticiclón que dió máxima turbiedad (Abril de 1975) fue de 0,300 con un máximo absoluto de 0,540.

En la figura 34 se presentan las curvas de evolución diurna de E_G para periodos del NW y anticiclones, comparadas con la de evolución media diurna de los años 1975 - 76

Los valores de E_G en los anticiclones suelen ser altos y, con algunas oscilaciones, aumentan a medida que transcurre el tiempo mientras dura el anticiclón. En la figura 35 se presenta la evolución temporal de E_G durante el periodo anticiclónico 23 de Abril - 3 de Mayo de 1975, que presenta un mínimo relativo que correspondió a un episodio de vientos del E con velocidad media de unos 12 nudos.

La variación estacional de E_λ , ya señalada, hace que los valores de E_G para situaciones anticiclónicas resulten mas bajos en los anticiclones invernales, como se observa en la figura 36.

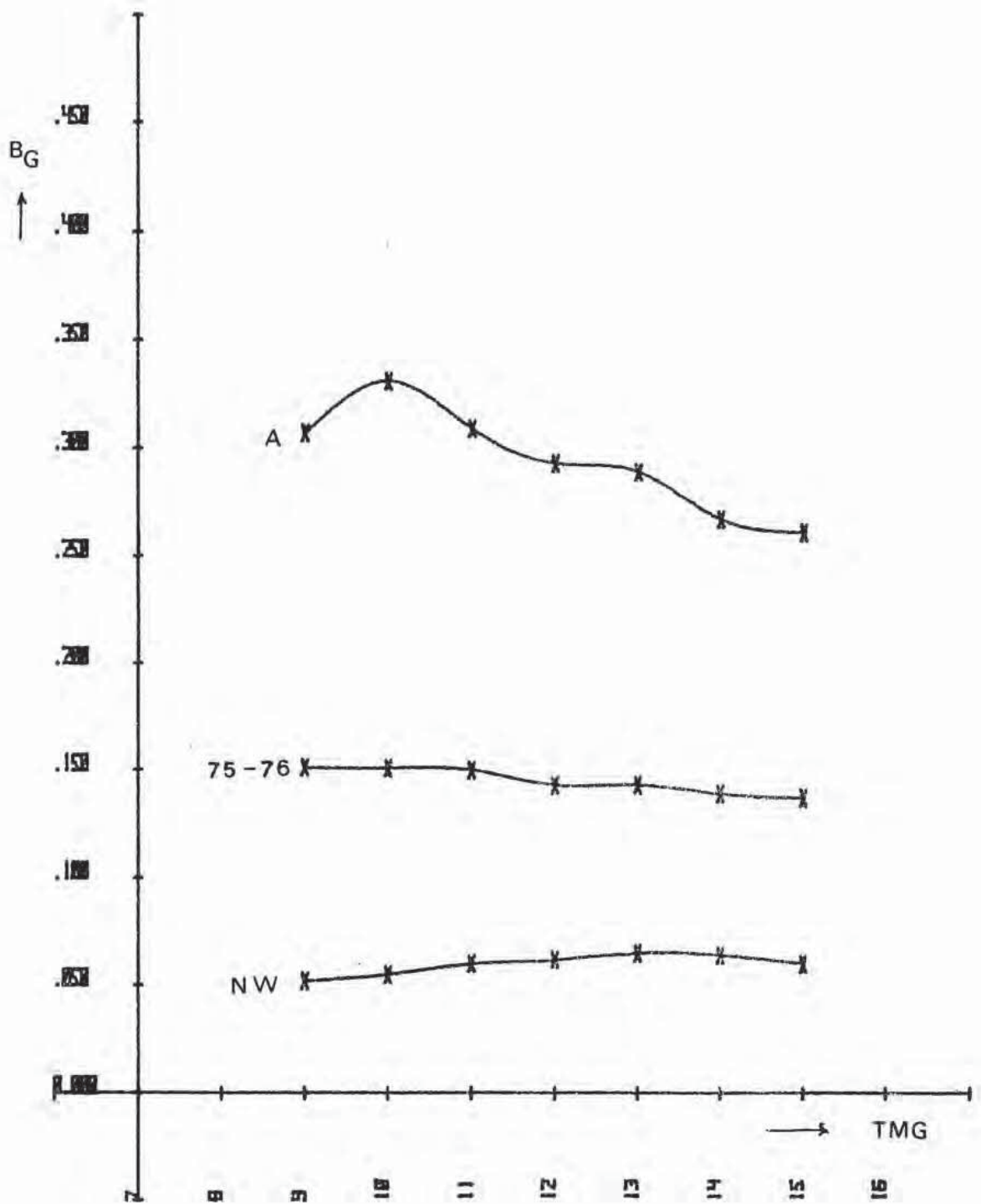


Figura 34.- Evolución diurna de B_G para regímenes del NW , un anticiclón y los años 1975-76 .

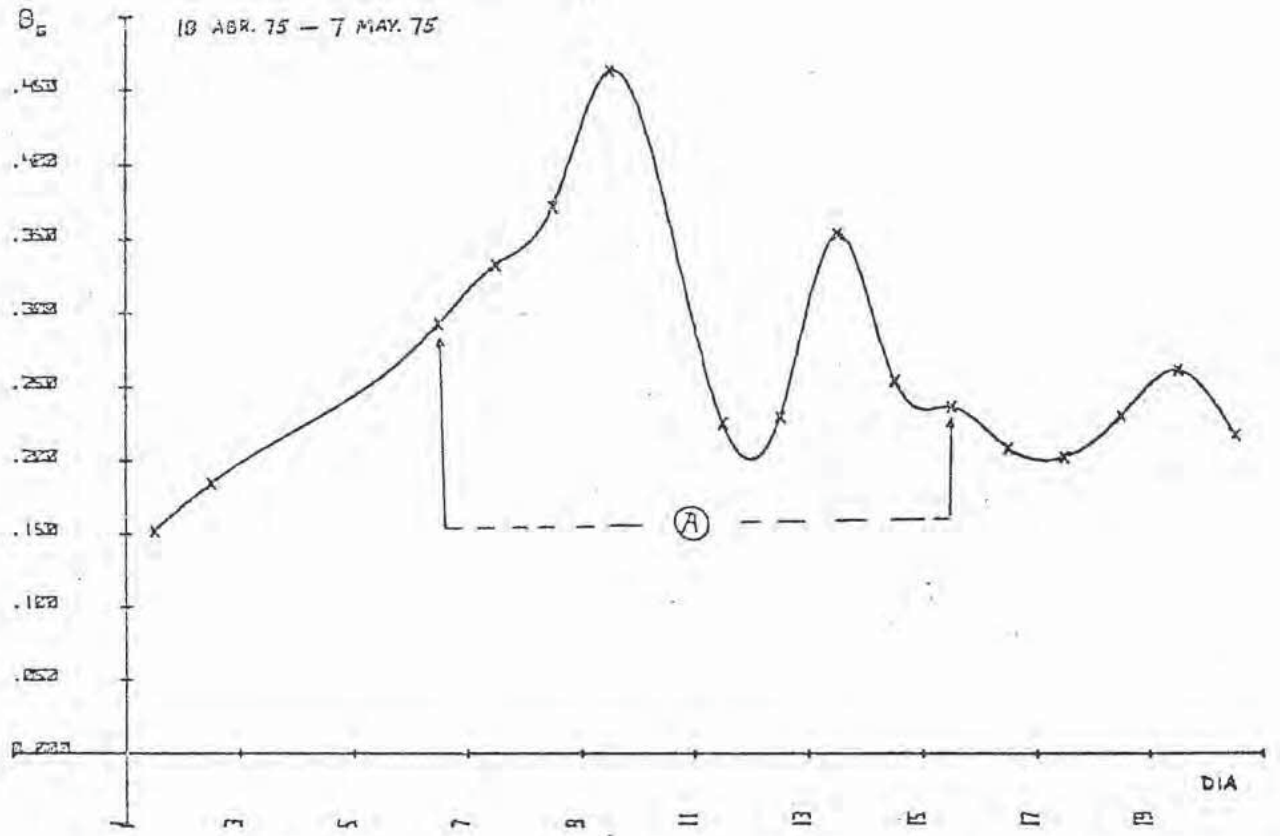


Figura 35.- Evolución temporal de Bg en el transcurso de un anticiclón.

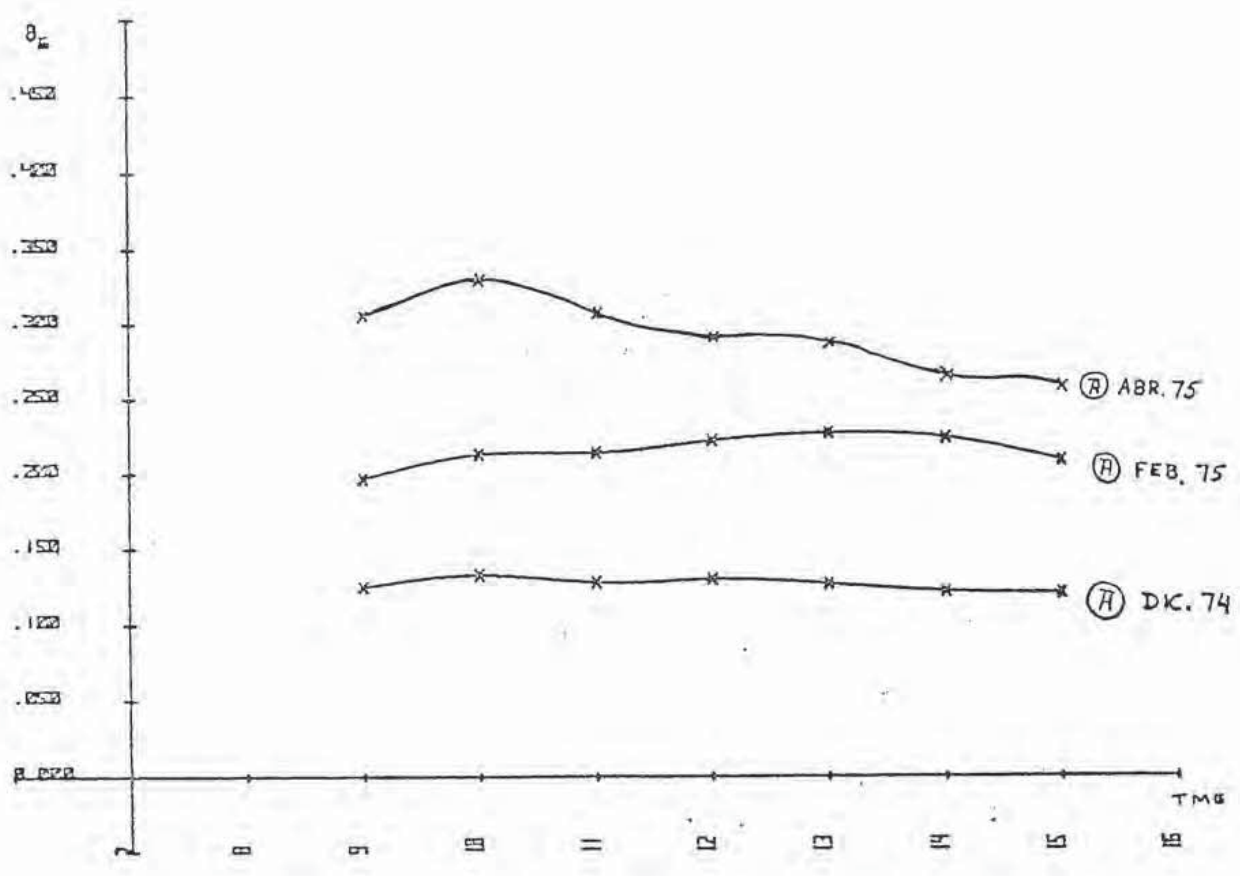


Figura 36. Ilustrando la variación estacional de los valores horarios de Bg en varios anticiclones.

3.2.3.- Valores típicos de E_G en relación con la turbiedad observada.

Con miras a dar una idea intuitiva de la opacidad E_G y a partir de la tabla 4 que clasifica los 306 días con medidas heliofotométricas de 1975 y 1976 según la turbiedad apreciada a simple vista por el observador, se ha efectuado un análisis estadístico con los valores de E_G correspondientes a cada clase de las consideradas. El resultado se resume en la tabla 5 que da, a título orientativo, el intervalo en que cabe esperar se encuentre E_G según la turbiedad observada y la época del año.

No obstante, dado el carácter subjetivo de la clasificación de la turbiedad a simple vista y las numerosas excepciones que suelen darse, no parece conveniente prescindir de las medidas heliofotométricas para asignar un valor de E_G basándose exclusivamente en la turbiedad observada.

Tabla 5 : Valores típicos de E_G .

Calificación	Invierno	Primav.-Ver.-Otoño
Gran Transparencia	0 - 0,100	0 - 0,100
Claro	0,100 - 0,150	0,100 - 0,150
Normal	0,150 - 0,200	0,150 - 0,250
Turbio	0,200 - 0,250	0,250 - 0,300
Muy Turbio	mayor de 0,250	mayor de 0,300

3.3.- Climatología del exponente α de Angström.

Como ya se ha indicado, el exponente α de la relación (18) dada por Angström (loc. cit.) está relacionado con la distribución de tamaños de las partículas en el aire. Con los resultados obtenidos a partir de las 694 determinaciones de α que se realizaron en el año 1975 (con medidas heliofotométricas y utilizando la expresión (80)) se ha efectuado un análisis de frecuencias. Se ha obtenido como valor medio 0,93, siendo la clase modal 0,9 - 1,0 . En la figura 37 se da el histograma de frecuencias, tomando un intervalo de clase $\Delta\alpha = 0,1$. Como se observa, estos valores difieren del propuesto por Angström ($\alpha = 1,3$) que tiene solo valor estadístico y por tanto no está justificado su uso indiscriminado. Esta conclusión también ha sido deducida por Hansen (1974) en As, (Noruega) y por Rangarajan (1971) en Poona (India), si bien en este último caso las condiciones de la atmósfera tropical, con frecuente presencia de núcleos de condensación gigantes y de grandes partículas de polvo, pueden justificar la diferencia con respecto a latitudes medias. Es significativo, no obstante, el hecho de que distintos autores hayan encontrado distribuciones de α diferentes y cuyo valor modal no siempre coincide con el usualmente aceptado. Es arriesgado, por tanto, el uso de tablas basadas en la hipótesis $\alpha = 1,3$ para el cálculo de las opacidades.

Asimismo se han confeccionado las curvas diarias de variación temporal de α , algunas de las cuales presentamos como ejemplo (fig. 38-39). Hay que indicar que no se ajustan a ninguna variación típica y sólo cabe señalar que, con al-

gunas fluctuaciones, la tendencia general es a disminuir a lo largo del día. En la figura 40 se da la curva diaria media de evolución de α donde se aprecia también esta ligera tendencia a la baja.

Tal como se había dicho, las situaciones calificadas como de aire limpio por el observador presentan generalmente valores pequeños de α y las situaciones de gran turbiedad los valores mas grandes. Con los valores medios de B_R y B_B obtenidos para las situaciones de gran transparencia, resulta $(\bar{\alpha})_{NW} = 0,6$ y para las tres situaciones anticiclónicas estudiadas ha sido $(\bar{\alpha})_{A} = 1,2$. En la figura 41 se dan dos ejemplos de variación diurna de α en un día transparente y otro turbio. Aunque no existe gran correlación entre α y los coeficientes de turbiedad, si parece existir correlación positiva. Resultados parecidos fueron obtenidos por Rangarajan (loc. cit.) en Poona.

Parece pues que, en Barcelona, la contaminación atmosférica en días turbios está producida fundamentalmente por partículas pequeñas, mientras que en los días claros prevalecen las de mayor tamaño.

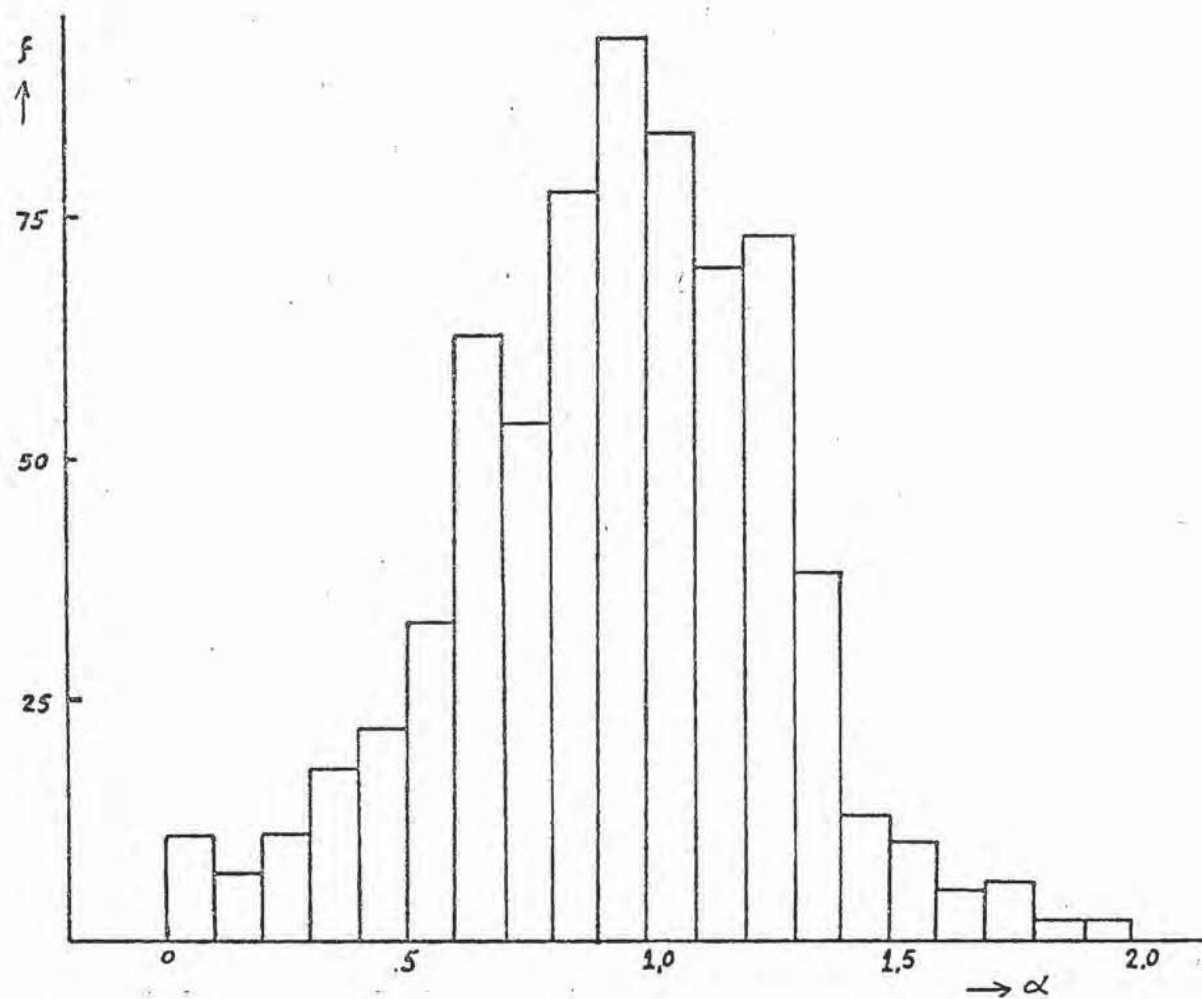


Figura 37. Histograma de frecuencias de α para 1975.

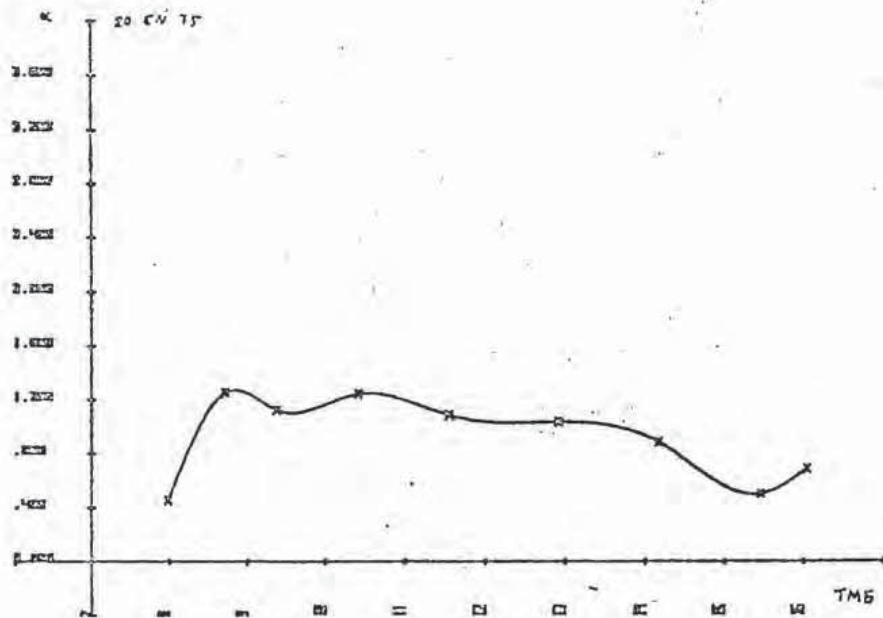
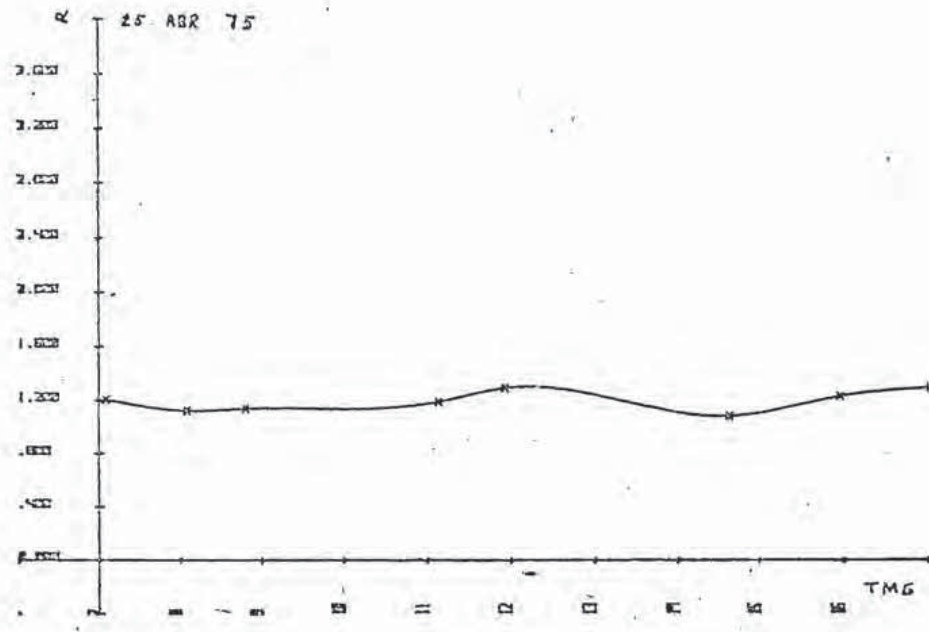


Figura 38. Ejemplos de variación diurna de α .

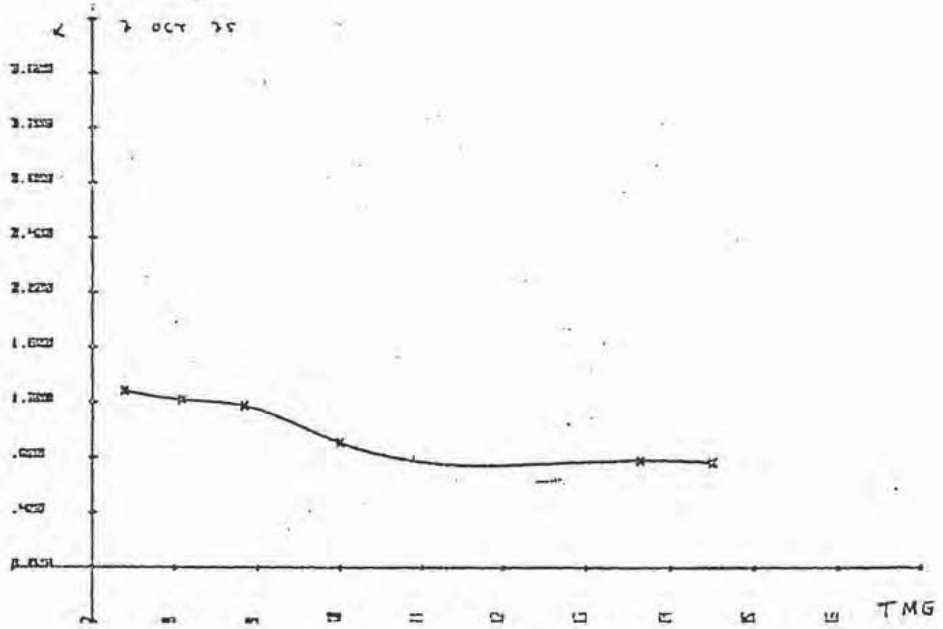
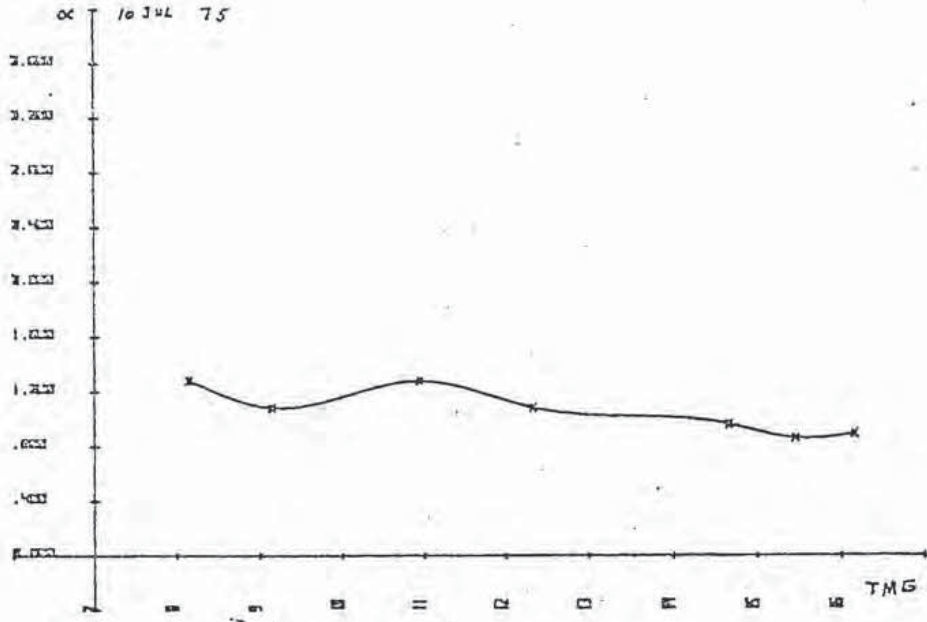


Figura 39. Ejemplos de variación diurna de α .

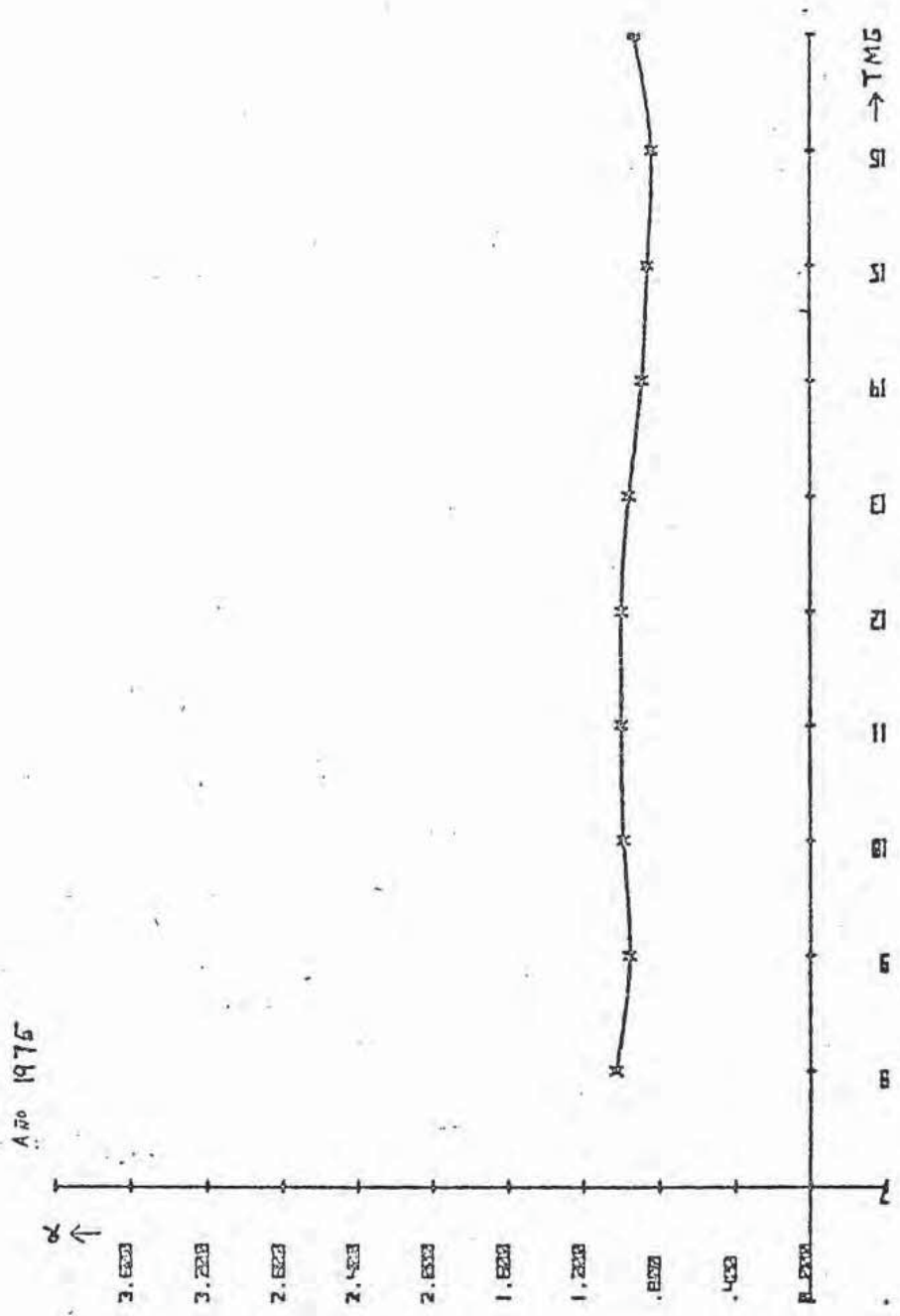


Figura 40. Variación diurna de α durante 1975.

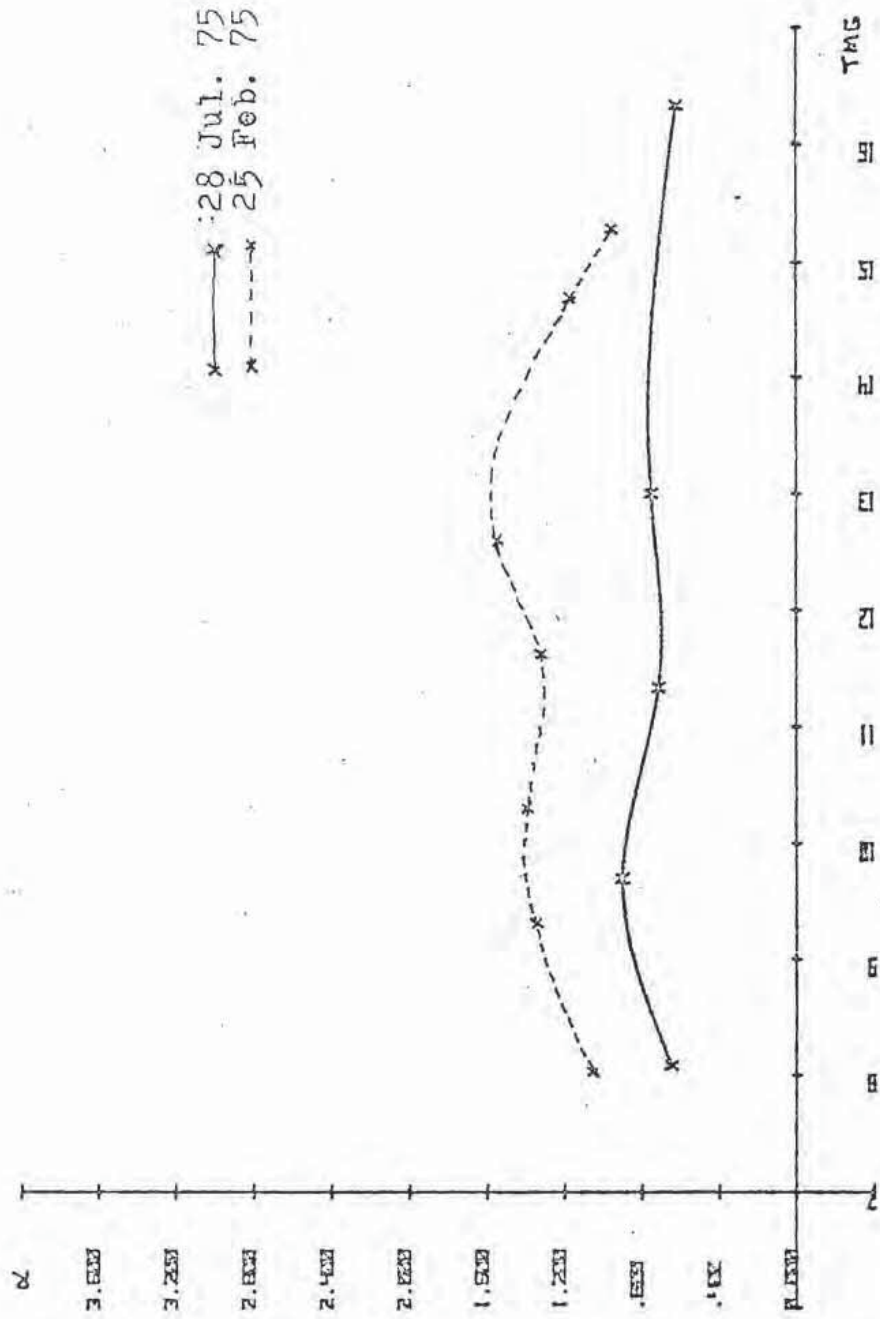


Figura 41. Variación diurna de α en un día transparente (28 Jul. 75) y en un día turbio (25 Feb. 75).

3.4.- Variación espacial de la turbiedad en áreas urbanas.

Con el fin de determinar la distribución espacial de la turbiedad en la atmósfera urbana de Barcelona, se realizaron varios recorridos de observaciones con heliofotómetros Volz multicanal por la ciudad. Cada recorrido era efectuado simultáneamente por varios observadores distribuidos cada uno en una zona distinta. Previamente se habían realizado medidas simultáneas en un mismo lugar por todos los observadores con el fin de comprobar la uniformidad de respuestas de los aparatos. Asimismo se fijaban de antemano los instantes de realización de las medidas para todos los observadores. El recorrido en cada zona se efectuaba, en cuanto era posible, pasando varias veces por el mismo punto con objeto de obtener información sobre la variación diurna de la turbiedad en distintos lugares. No obstante, siempre había un observador fijo en el observatorio del Departamento que realizaba medidas en los tiempos previstos.

Como se ha indicado, la turbiedad atmosférica presenta variaciones, a veces notables, en el transcurso del día. Dado que los recorridos urbanos duraban generalmente más de dos horas, tuvo que hacerse una reducción de los valores obtenidos a una hora única, que coincidía aproximadamente con la hora intermedia del recorrido. Esto se hizo a partir de las curvas de variación diurna en los lugares que se había medido varias veces, y para los demás, a partir de la curva correspondiente al lugar más próximo.

Como valor indicativo de la turbiedad se escogió la opacidad B_G que, en la sección 1.4, hemos relacionado di-

rectamente con la concentración de partículas en el aire, es decir, con el grado de contaminación atmosférica.

Se ha analizado el campo escalar de los valores de E_G obtenidos en cada recorrido, rotulando las isopletas en $E_G \times 10^3$. Según (52), la concentración correspondiente en $\mu\text{g. m}^{-3}$ para cada isopleta es de 0,65 veces su rotulación.

En la figura 42 se da el análisis correspondiente al 3 de Diciembre de 1974. Se observan dos máximos de 300 en el sector Este de la ciudad, correspondientes a $195 \mu\text{g. m}^{-3}$. Estos máximos se acentúan en el análisis del día siguiente (fig. 43) cerrándose y abarcando un área mayor. Por otra parte, todos los valores aumentan y en particular el máximo relativo situado entre las plazas de España y de Calvo Sotelo se extiende hacia Hospitalet, en la zona SW del área urbana. Estos días corresponden a una de las situaciones de anticiclón referidas en el apartado 3.2.2. Resulta curioso que en el casco antiguo de la ciudad se registren siempre valores altos de la opacidad. Puesto que allí no existen industrias y disponen de pocas calefacciones, es probablemente la falta de ventilación (a causa de la estructura urbanística) la responsable de este fenómeno.

En el recorrido del 3 de Octubre de 1975 (fig.44) se obtiene de nuevo como zona mas limpia la parte NW de la ciudad (barrio residencial, alejado de zonas industriales y con menor densidad de tráfico). Correspondió a un día bastante brumoso, pues la mayor parte de la ciudad supera el valor 300.

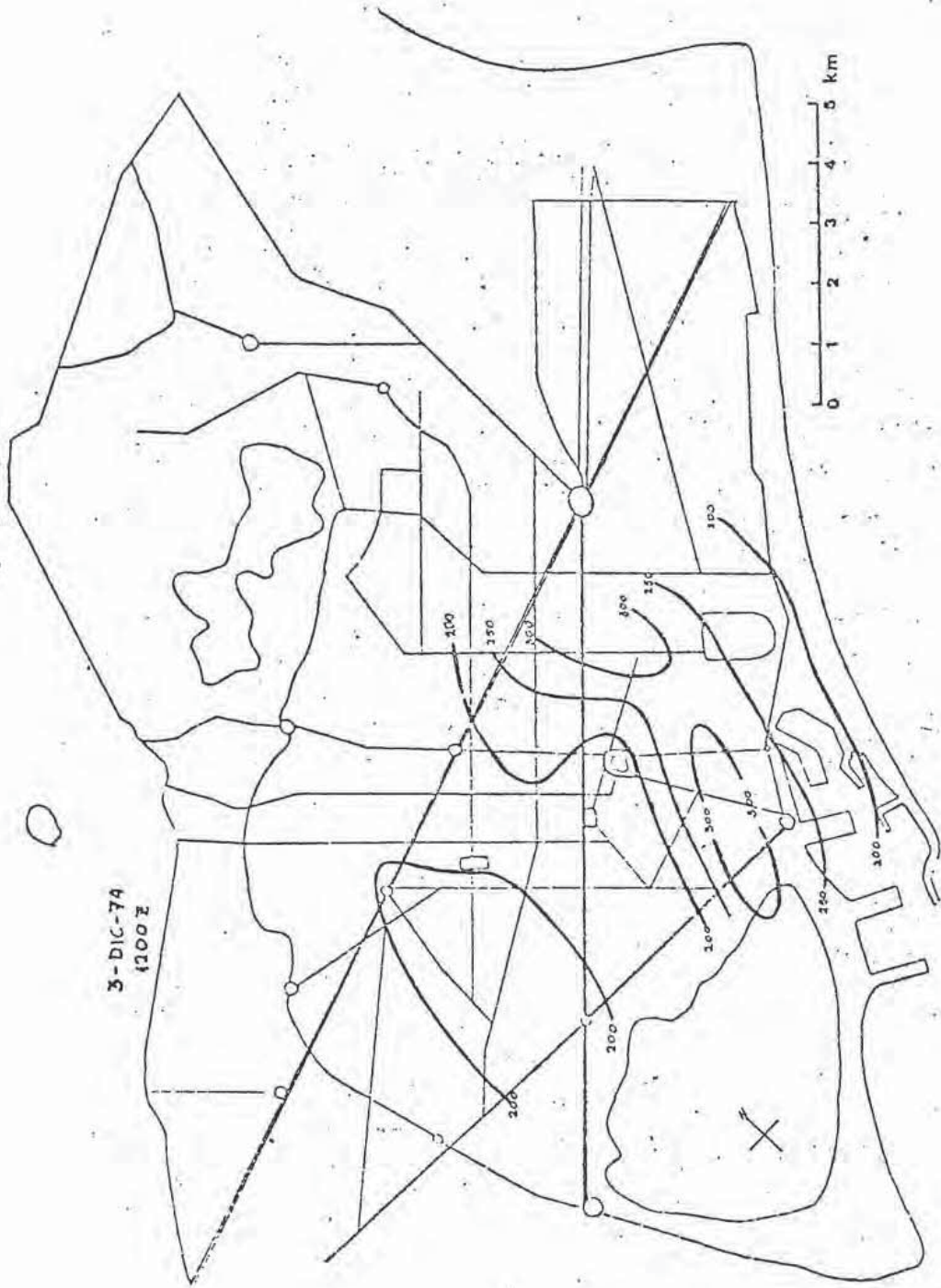


Figura 42 Isopletas de $Bg \cdot 10^3$

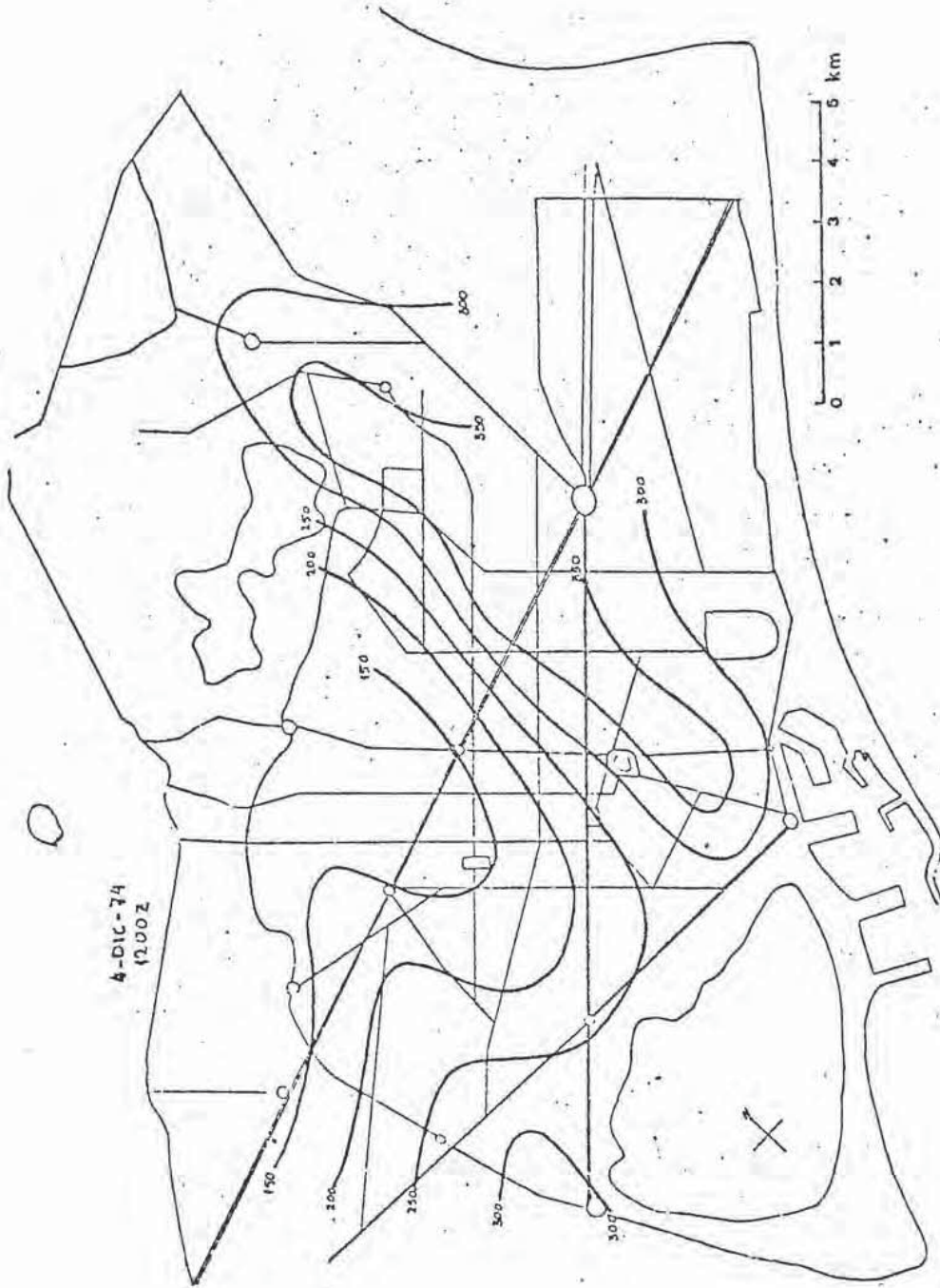


Figura 43. Isopletas de Bg.10³

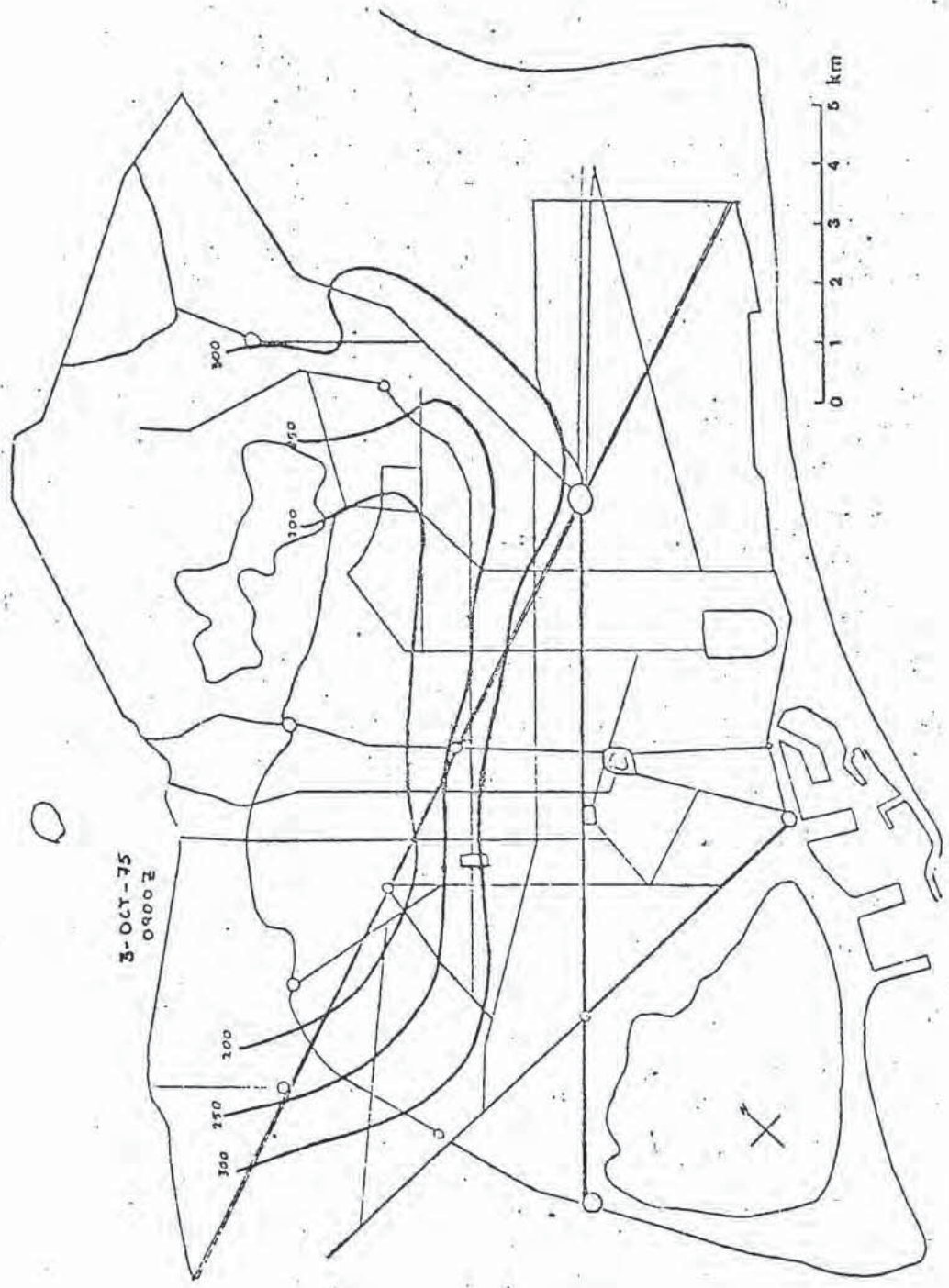


Figura 44. Isoplethas de Bg. 10³

La figura 45 corresponde a un recorrido con un solo fotómetro en una zona poco estudiada y en un día relativamente claro. Pese a ser muy incompleto, parece indicar un máximo en la zona de Pueblo Nuevo, núcleo de gran concentración industrial.

El 24 de Mayo de 1976 fué un día de extraordinaria turbiedad en Barcelona. El día anterior presentaba similares características, lo que indujo a proyectar un recorrido que abarcase toda la ciudad pues presumiblemente las condiciones meteorológicas darían lugar a una intensificación de la turbiedad. La figura 46 deja constancia del episodio citado. Llama la atención en primer lugar la gran variación espacial de B_G (se detecta a lo largo del Paralelo una variación del 200%). Los núcleos de máxima contaminación (uno de 500 correspondiente a $390 \mu\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$ y otro de 500 con $325 \mu\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$) se sitúan respectivamente hacia el SW de la ciudad (Sants y Hospitalet) y hacia el NW (Pueblo Nuevo).

La figura 47 corresponde al recorrido del día 21 de Diciembre de 1974, que sólo abarcó una pequeña parte de la ciudad. Este recorrido puede considerarse como vertical, pues se realizó ascendiendo por la montaña de Montjuich (al S de la ciudad), cuya cima tiene una altitud de unos 160 metros. Aunque fue un día relativamente limpio se obtiene, como era de esperar, un decrecimiento de la turbiedad con la altura. En la sección 3.6 daremos cuenta de otros recorridos verticales.

También se han realizado algunos recorridos de observaciones en el área urbana de Madrid. Las observaciones se

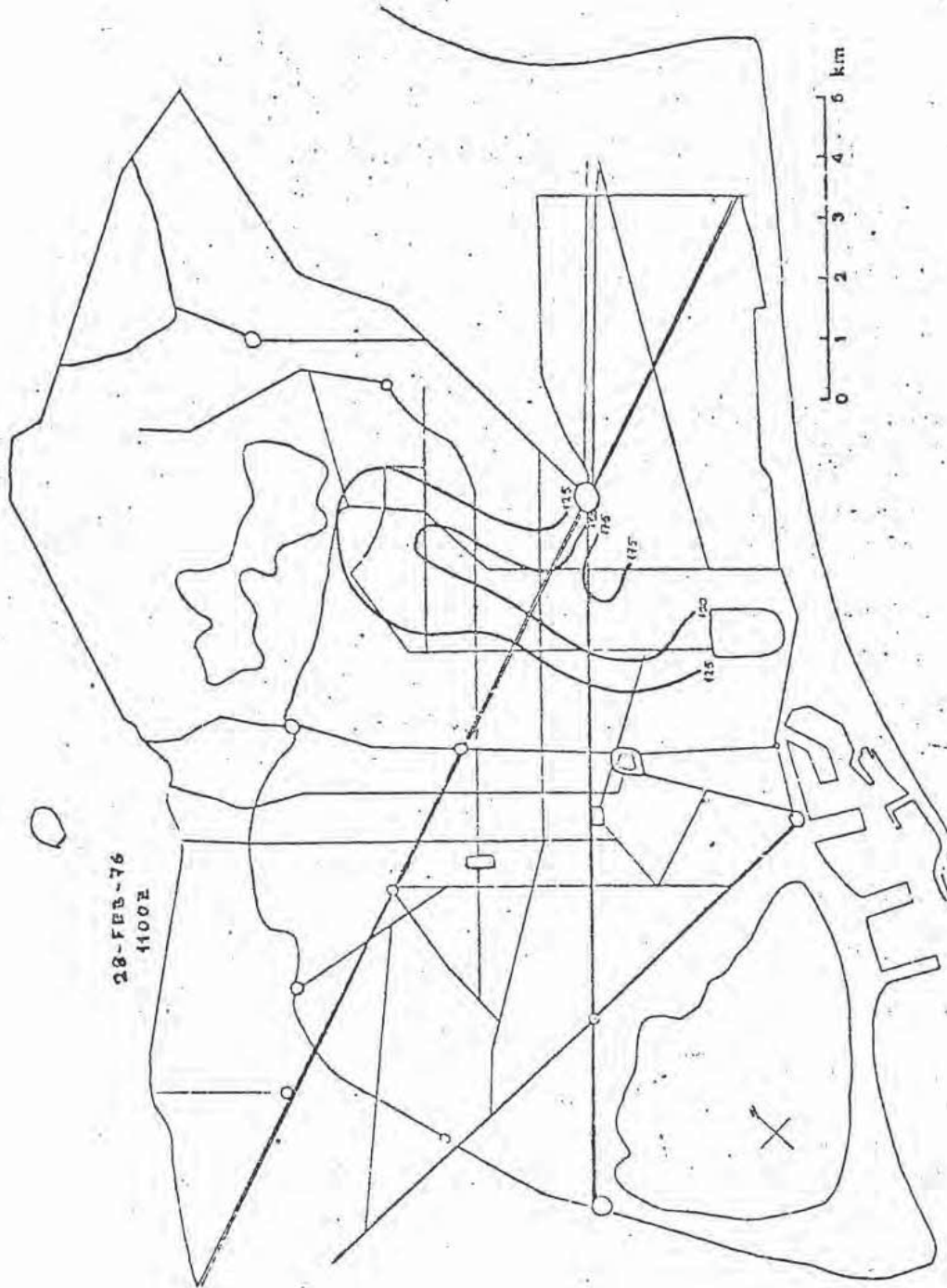


Figura 45. Isopletas de BG.103

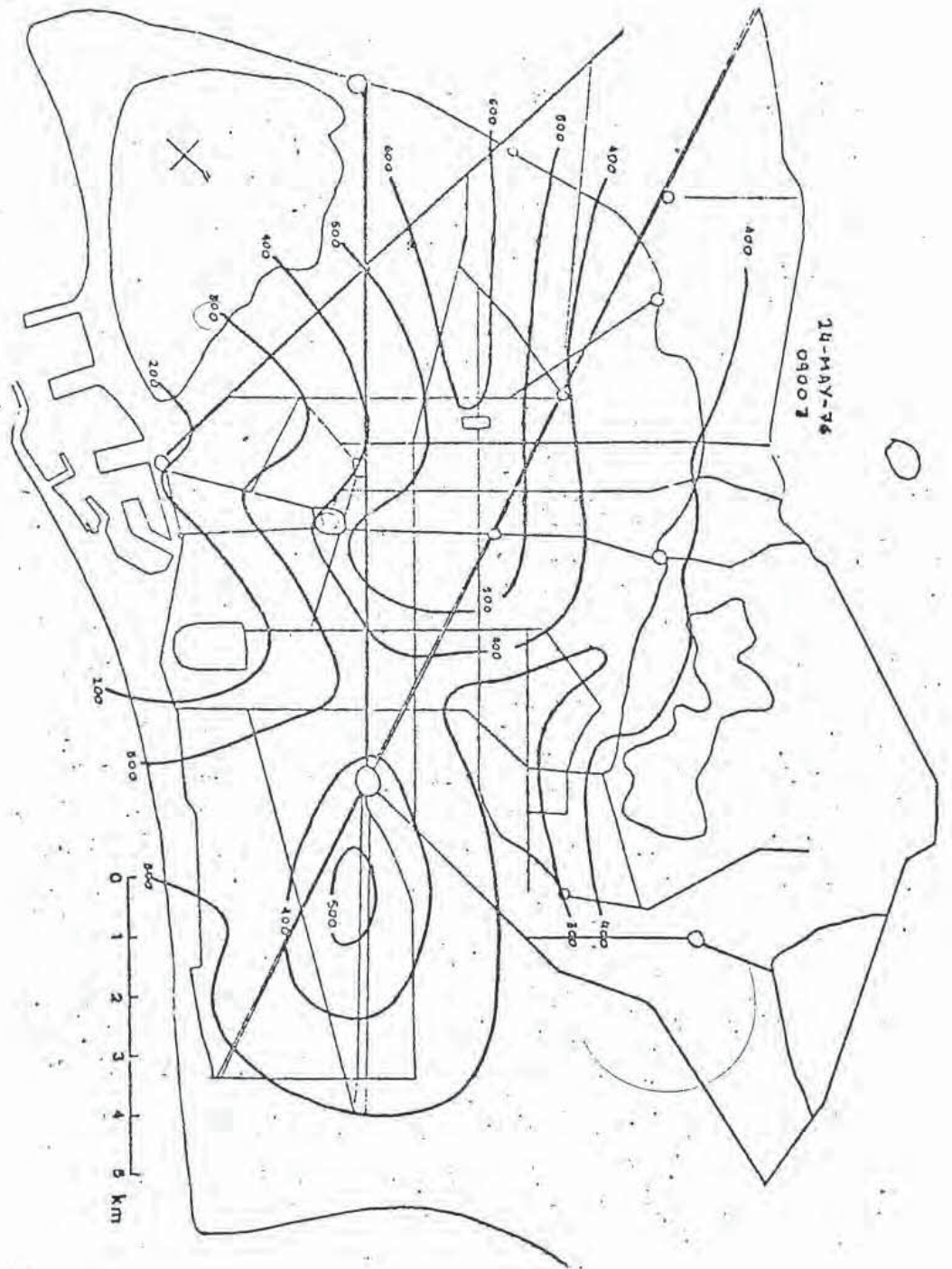


Figura 46. Isoplethas de Bg. 10³

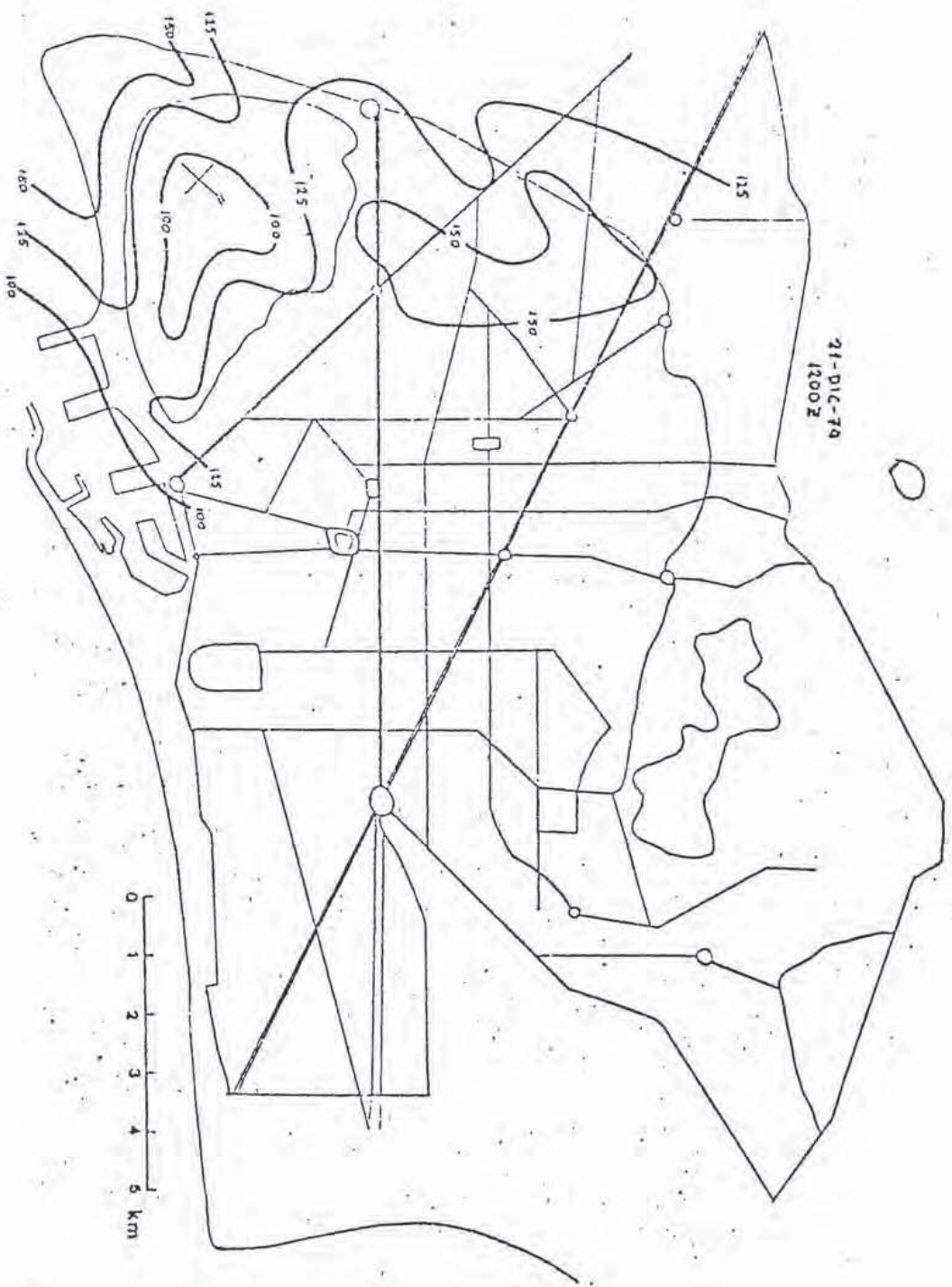


Figura 47. Isoplethas de Bg.10

hicieron solamente con un heliofotómetro y no abarcan gran parte de la ciudad. Por ello y por el escaso número de recorridos realizado no podemos sacar todavía conclusiones sobre la distribución espacial de la turbiedad en esta ciudad. Como ejemplo se da el análisis de B_G en dos de estos recorridos en las figuras 48 y 49. El análisis de la figura 48 corresponde al 10 de Enero de 1975. Madrid sufría esos días un episodio de contaminación atmosférica, grave según la prensa (fig. 48 bis). No obstante, los valores de B_G obtenidos son bajos con respecto a los que se obtienen en Barcelona en los días de gran contaminación.

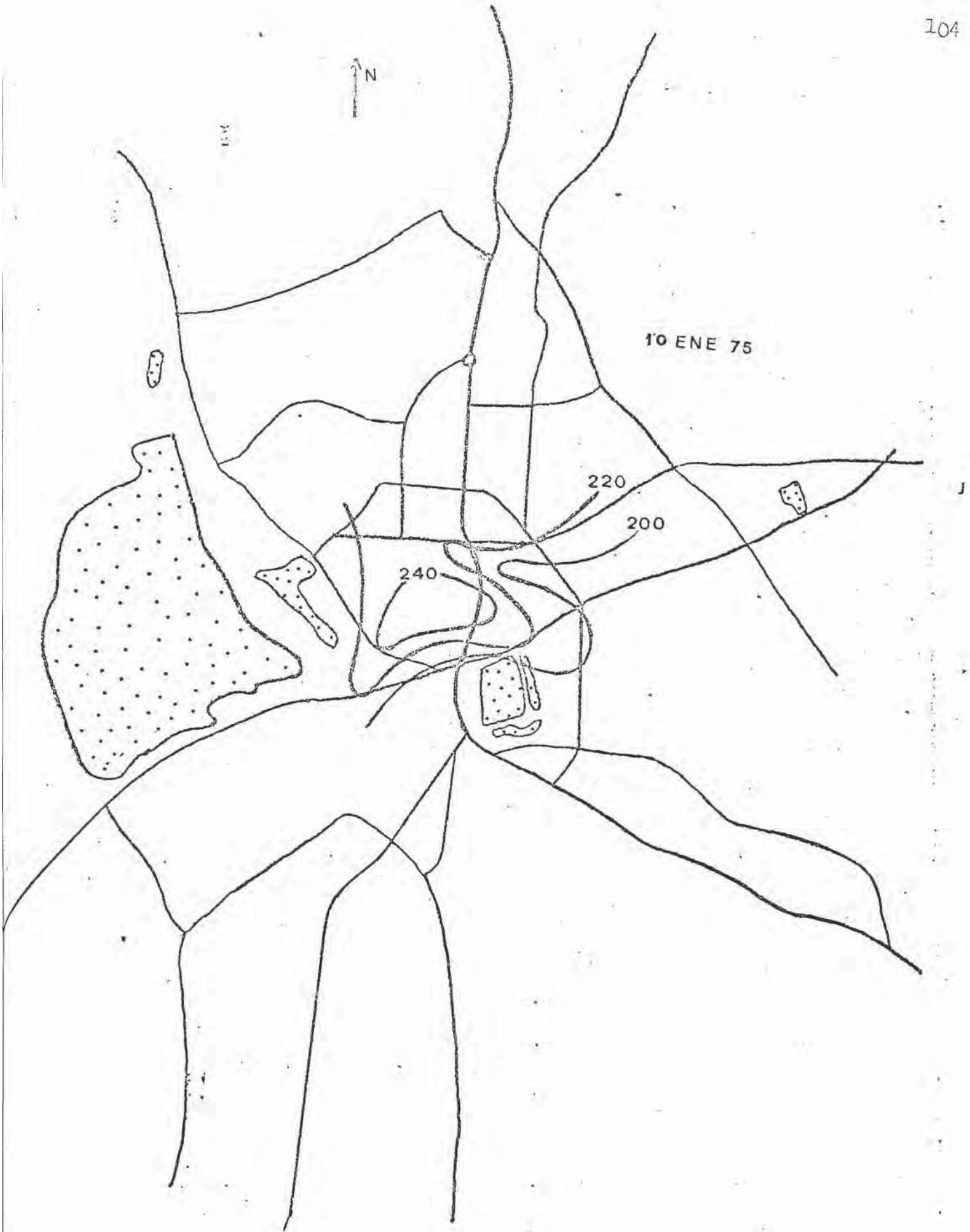


Figura 48.- Isopletas de $Bq \cdot 10^3$ en Madrid .

MADRID: GUERRA A LA CONTAMINACION

El tema del día giró ayer sobre las medidas encaminadas a combatir la contaminación que padece Madrid. El comentario popular era la lamentación por la falta de previsión de los últimos años, que nos ha conducido a esta deplorable situación. El alcalde de Madrid, en una rueda de Prensa, anunció una serie de medidas de las que informamos en el interior. Esta imagen de la Cibele, tomada ayer con sol radiante y al mediodía, es sobradamente elocuente de la gravedad del problema.



Figura 48 bis

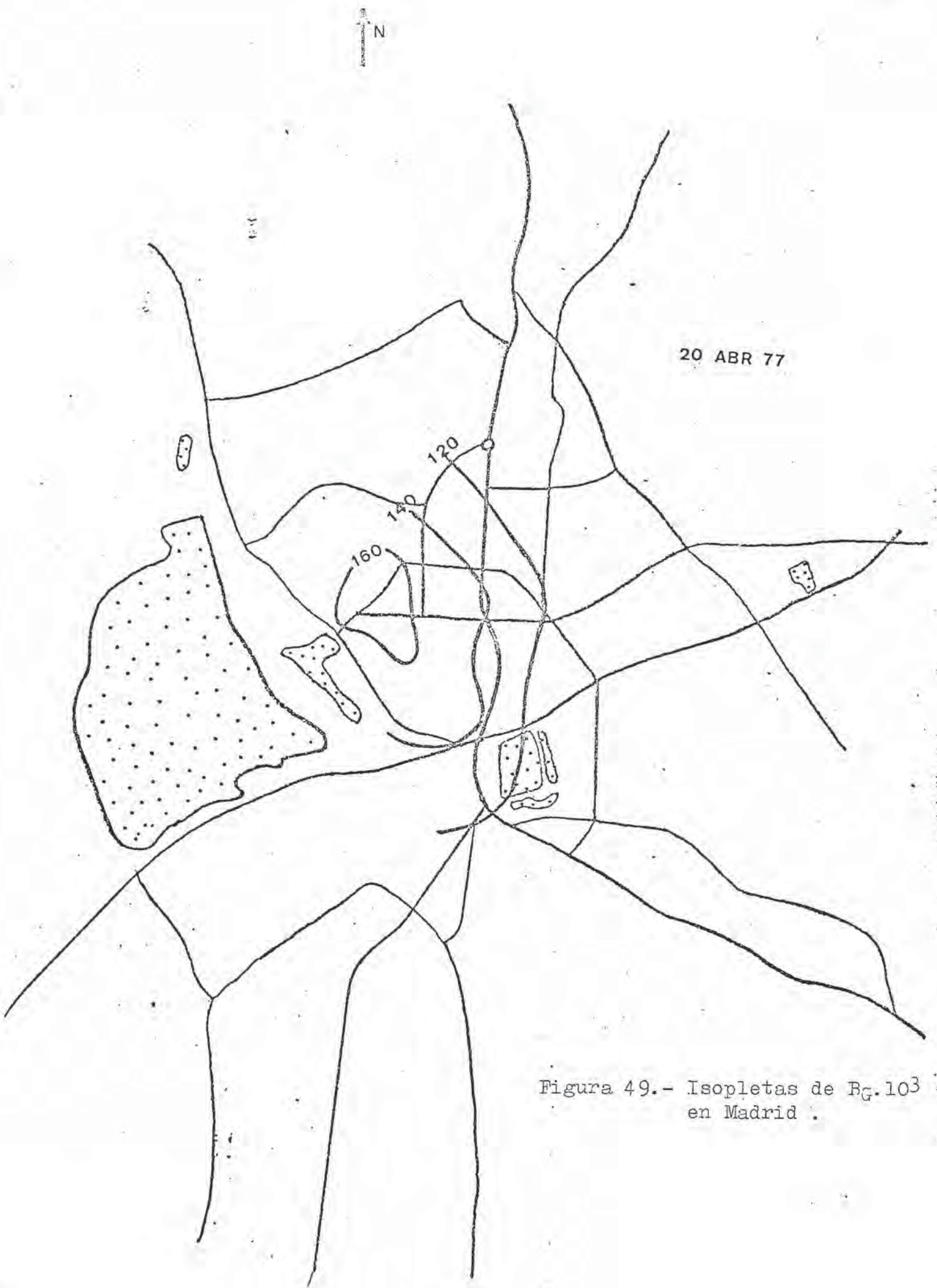


Figura 49.- Isopletas de Bg.103 en Madrid .

3.5. Medias de turbiedad realizadas en otros lugares.

Con el fin de tener una idea de los valores de la opacidad fuera de núcleos urbanos importantes, es decir, en ciudades pequeñas y en el campo se realizaron alrededor de cien determinaciones de turbiedad en San Antonio de Calonge (Costa Brava) y alrededor de cincuenta determinaciones en un campo del término municipal de Navarrés (Valencia) a 70 km de la costa y una altura de 450 m sobre el nivel del mar. Ambas series de medidas se realizaron en Agosto.

Las evoluciones de los valores medios diarios de la opacidad B_G se dan en la figura 50, donde la línea continua corresponde al campo y la de trazos a la población costera. Esta última no presenta gran transparencia atmosférica, con abundancia de brumas que a veces levantan hacia el mediodía y otras persisten durante todo el día. El valor medio en esta población fue $\bar{B}_G = 0,204$ y el mínimo fue de 0,060 correspondiente a un día con Tramontana, que en estos lugares produce la máxima transparencia.

Las opacidades registradas en el campo citado están muy por debajo de los valores que se registran en Barcelona y en las ciudades costeras. Solamente en dos ocasiones B_G superó el valor 0,100. Para los días muy transparentes (con viento del W y fohén) el valor medio de la opacidad fue de 0,015 con un mínimo absoluto de 0,008, que corresponde en 1ª aproximación a $5 \mu\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$ de masa de partículas. El valor medio mensual de B_G fué de 0,070. Es de destacar

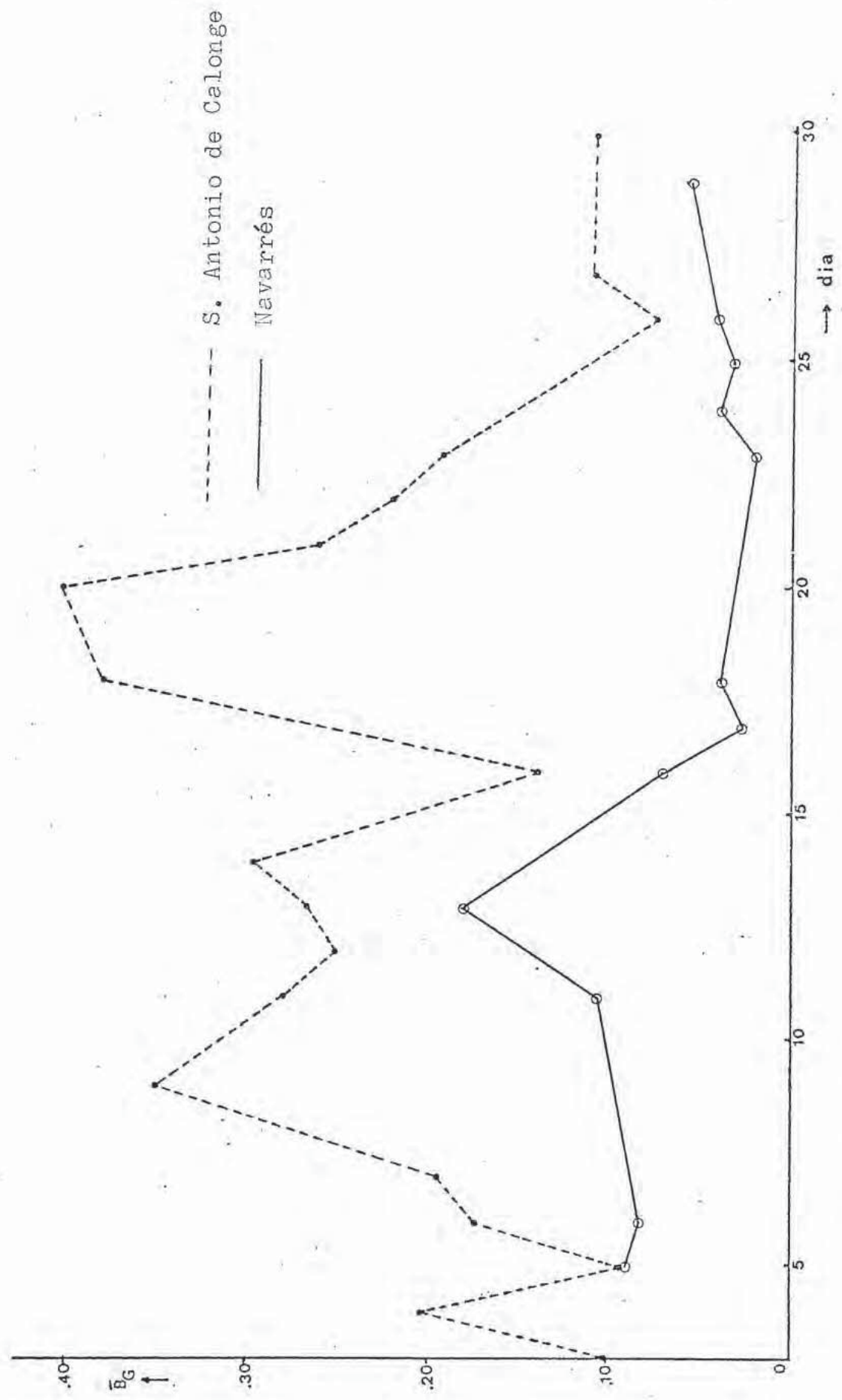


Figura 50.- Evolución del valor medio diario de B_G en el mes de Agosto.

que no se registraran días turbios o muy turbios , a pesar de la situación de calmas (con brisa en las horas centrales) que duró 10 días. En cambio, las situaciones de calmas provocan en Barcelona una rápida contaminación del aire inicialmente limpio (en cuestión de horas) .

Por otra parte, también se realizaron un total de 30 medidas de turbiedad en Murcia durante el mes de Marzo de 1977. Los valores de B_G obtenidos son bajos y casi todos están comprendidos entre 0,030 y 0,080 , siendo el valor medio 0,060 . Aunque, obviamente, se tienen pocos datos para sacar conclusiones parece que en esta ciudad el aire está relativamente limpio.

En las figuras 51 y 52 se dan ejemplos de la variación diurna de B_G en los tres lugares citados.

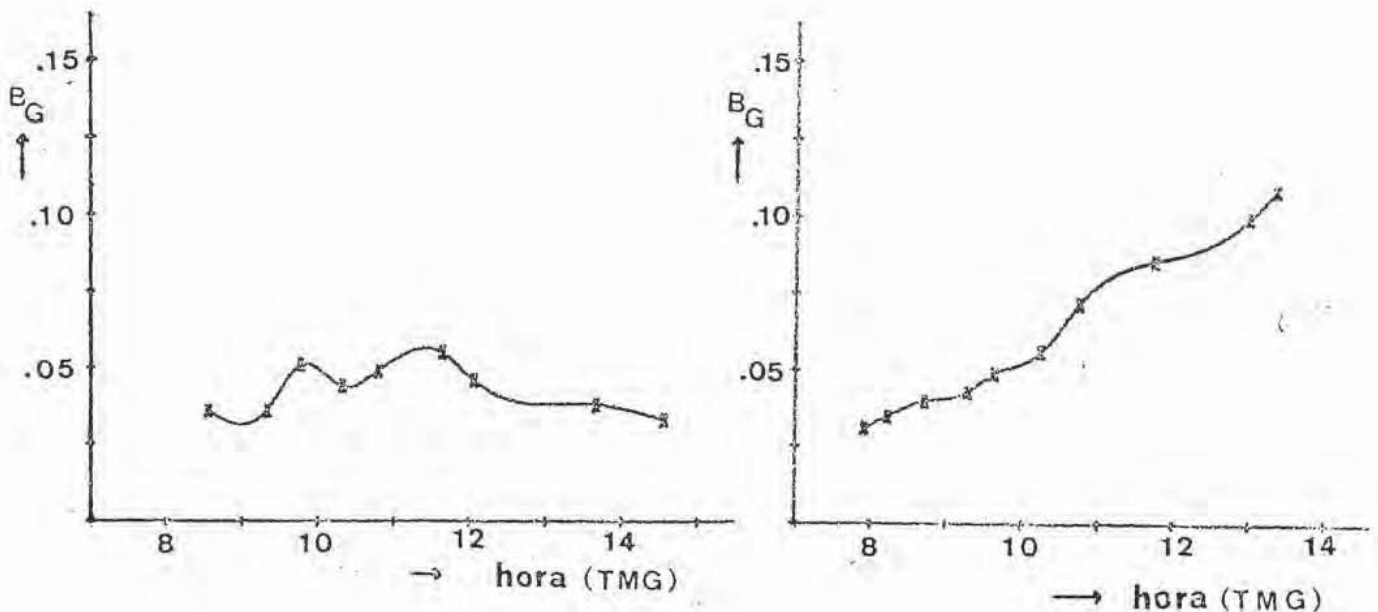


Figura 51.-Ejemplos de variación diurna de B_G en Murcia.

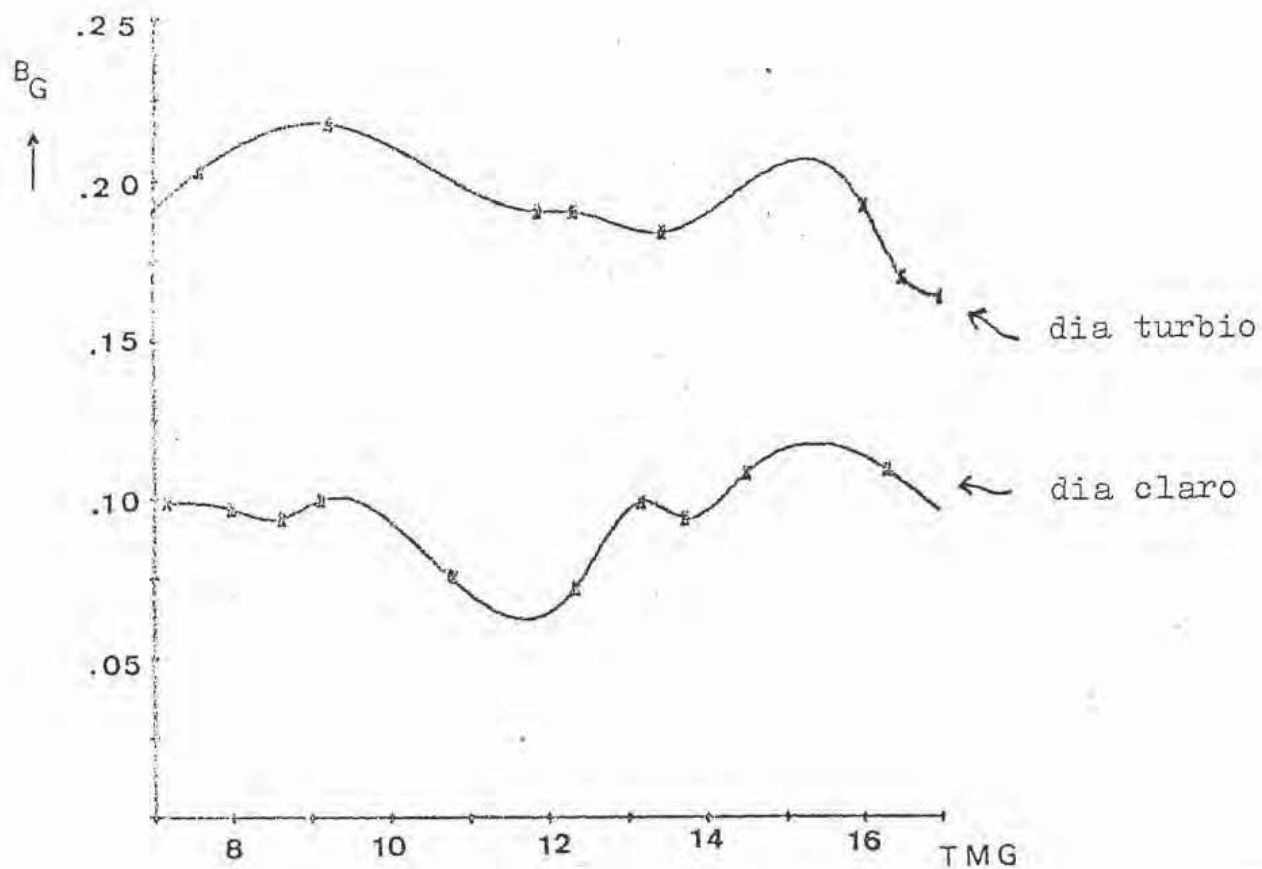
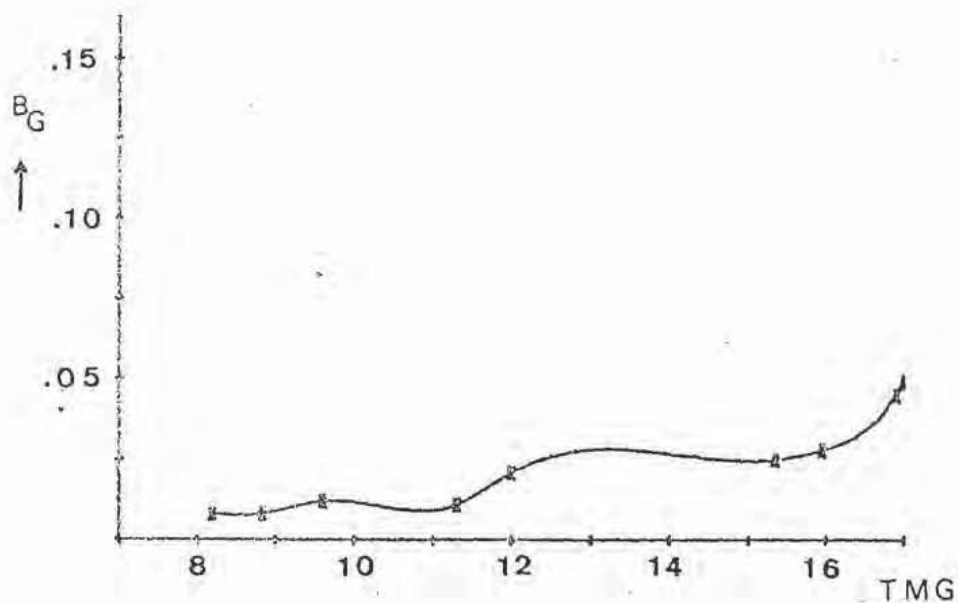


Figura 52. Ejemplos de variación diurna de B_G en San Antonio de Calonge (arriba) y en Navarrés (abajo)



3. 6. Variación de la turbiedad con la altura.

La variación vertical de la turbiedad es otro dato de interés en la investigación de la estructura de la cúpula urbana de aire impurificado. En la sección 1. 4 se han mencionado los resultados obtenidos sobre la variación vertical de B_T por Mc Cormick y Baulch (loc. cit.) en Cincinnati (USA) y por Hernández y Pastor (loc. cit.) en Sevilla. En ambos casos las medidas heliofotométricas se realizaron a bordo de helicópteros. Aunque es un proyecto de la cátedra utilizarlos para investigar la variación vertical de la turbiedad, hasta ahora no nos ha sido posible y el único procedimiento a nuestro alcance era el ascenso al monte Tibidabo (que linda con el sector N de la ciudad y dista 7 Km del mar) por la carretera de la ladera que mira al mar.

En un principio, cuando sólo se disponía de un heliofotómetro, se efectuaba el ascenso en automóvil, deteniéndose en los puntos que lo permitían para hacer las medidas, llevando además del fotómetro Volz un altímetro Paulin de precisión que había sido ajustado con el barómetro de nuestro laboratorio antes de la salida, a fin de conocer la altura de cada punto de medida. Este procedimiento tiene el inconveniente de que las medidas a diferentes alturas no son simultáneas. Cuando se dispuso de varios fotómetros, los observadores se colocaban en puntos de distintas alturas sobre la falda de la montaña y aproximadamente sobre la misma línea de pendiente. Las medidas se realizaban simultáneamente a intervalos de tiempo previstos de antemano. En la figura (53) se presenta el resultado de un sondeo de este tipo que se rea-

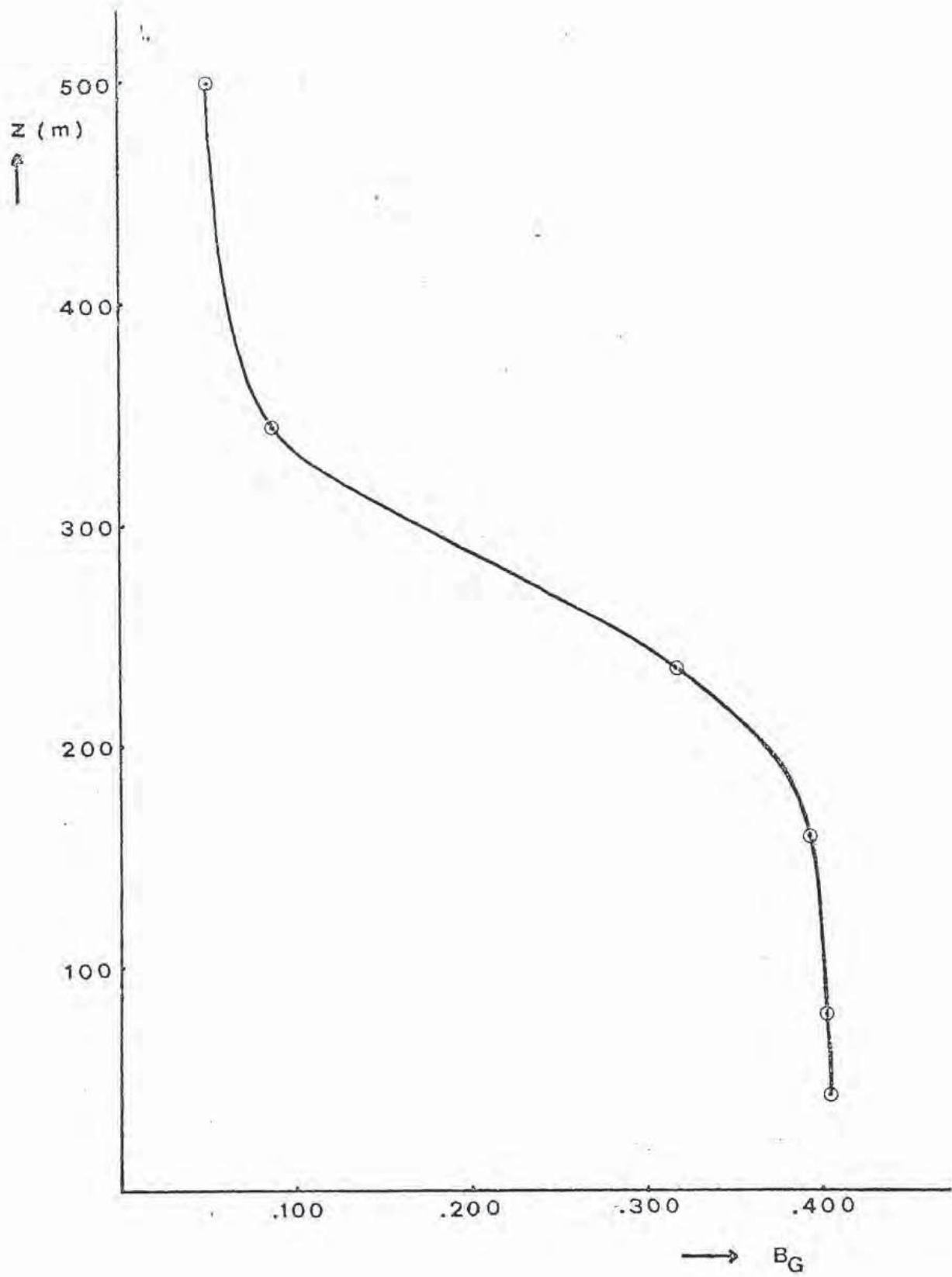


Figura 53.- Ejemplo de variación de B_G con la altura.

lizó el 26 de Abril de 1977. Se dispuso de seis heliofotómetros y los puntos de medida se situaron a las alturas de 45m, 80m, 160m 235m y 500m sobre el nivel del mar. De ellos los tres primeros están en zona urbana y los tres últimos en zona forestal, coincidiendo el último con la cima de la montaña. El día fue extraordinariamente turbio con una visibilidad en la ciudad que no alcanzaba los 200m. A las 0800 TMG desde la cima de la montaña se observaba un cielo azul y la ciudad envuelta en bruma sin verse apenas ningún edificio. Como se desprende de la figura 47 la altura del estrato brumoso alcanzaba alrededor de 300m donde probablemente estaba situada a esa hora la base de la inversión de subsidencia del anticiclón que nos afectaba esos días.

En la figura 54 se da la representación ($\ln \frac{B_z}{B_0}$, z) a las 0800 TMG (línea continua) y a las 0830 TMG (a trazos) tomando como origen de alturas 45m (que corresponde al punto más bajo en que realizaron medidas). La línea de puntos corresponde a la variación vertical media obtenida en Cincinnati por Mc Cormick y Baulch (loc. cit.) a partir de 7 sondeos con helicóptero. Ya se ha indicado que estos autores obtuvieron en los primeros 200m (tramo inferior de la gráfica a puntos) un decrecimiento exponencial de E_g

$$B_z = B_0 e^{-0.00346 z}$$

La variación media que hemos obtenido en Barcelona en los primeros 200m ha sido

$$E_z = B_c e^{-0,0007 z} \quad (92)$$

que solo tiene carácter provisional, pero se parece más

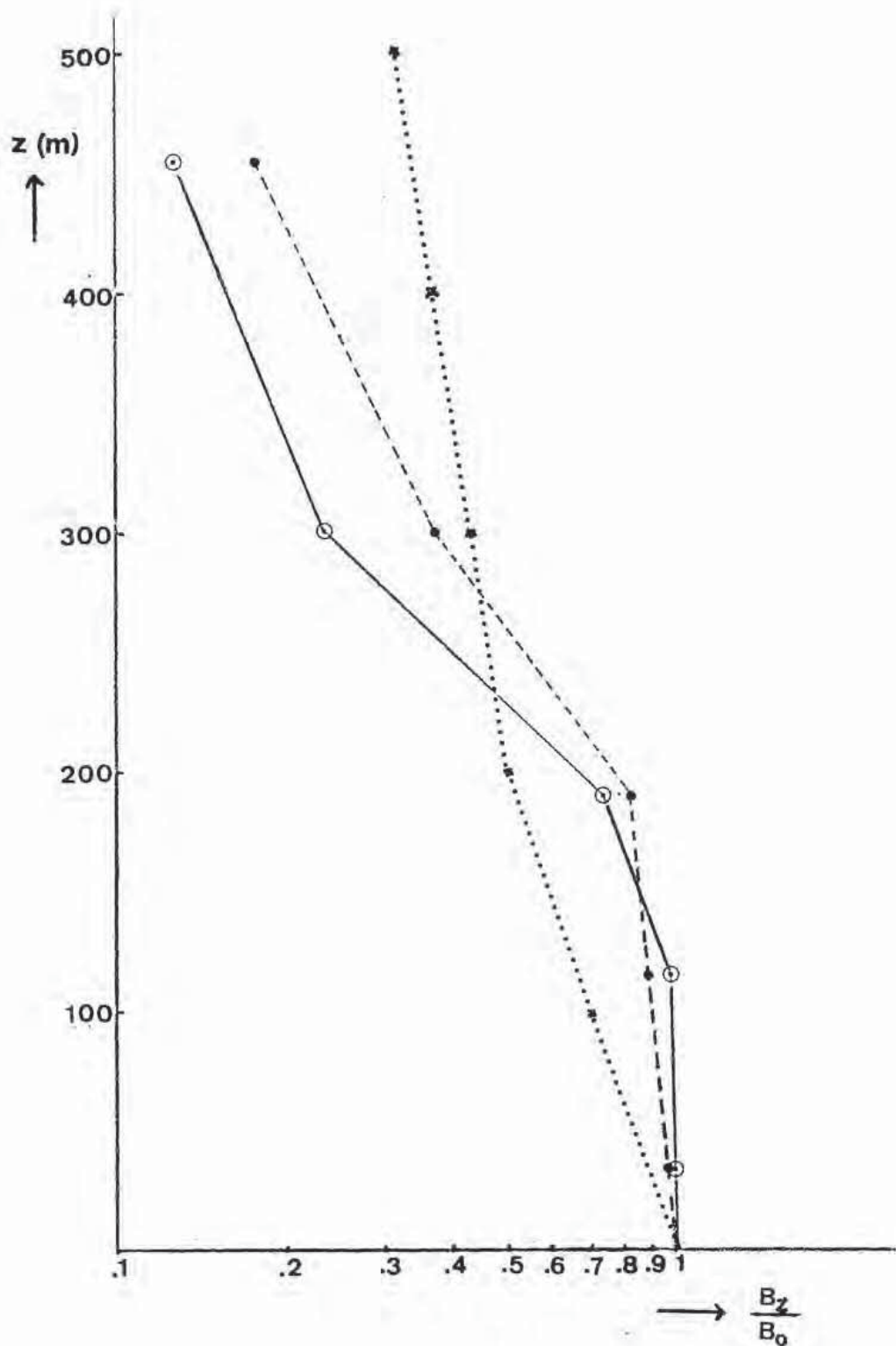


Figura 54.- Representación semilogarítmica de la variación de B_z/B_0 con la altura.

a la obtenida teóricamente en la sección 1. 4 y cuyo exponente es $-0,0008 z$. En un futuro próximo se piensa realizar más sondeos para obtener el decrecimiento medio de E_G con la altura así como su variación diurna.

CONCLUSIONES

- 1) La técnica heliofotométrica constituye un buen método para caracterizar la turbiedad del aire y a partir de ella la contaminación atmosférica.
- 2) Es imprescindible una sistemática recalibración de los heliofotómetros cada seis meses de utilización.
- 3) Los índices de turbiedad mas adecuados son las opacidades monocromáticas B_λ y de estas la correspondiente a $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$.
- 4) El coeficiente de proporcionalidad entre la concentración de materia sólida en el aire y la opacidad B_G que hemos calculado teóricamente es inferior al teórico dado por Mc Cormick y Baulch.
- 5) En los últimos seis años se detecta en Barcelona un progresivo aumento de la turbiedad debido al constante incremento de la contaminación atmosférica. El descenso de la opacidad media registrado en 1976 se debe solamente a la incidencia de gran número de situaciones muy transparentes en este años. Barcelona puede considerarse como una ciudad con problemas de contaminación atmosférica que, en situaciones persistentes de bloqueo del aire, alcanza valores de peligrosidad (superiores a $500 \mu\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$). Por otra parte, la velocidad de enturbiamiento del aire después de una situación de gran transparencia es grande. Es muy frecuente la observación de día turbio que sigue a un día muy transparente (con viento NW).

- 6) Existe una marcada diferencia entre el curso diurno de la opacidad en verano y en el resto del año. Mientras en los meses no estivales no se puede hablar de una variación diurna típica y, con excepciones, los máximos ocurren en las horas centrales del día, en verano y debido a la activa convección y a la brisa fuerte el máximo tiene lugar a primeras horas de la mañana, descendiendo rápidamente la opacidad hasta mediada la tarde y permaneciendo luego casi constante. No obstante hay que destacar que la brisa débil contribuye más bien a un aumento de la turbiedad porque difunde hacia la ciudad el aire contaminado procedente de las zonas industriales costeras. Por otra parte, cuando persiste en verano un anticiclón fuerte, los valores de la turbiedad son los más elevados del año. En general los valores más grandes de la opacidad se registran en las estaciones más cálidas. Así mismo, las situaciones de gran transparencia en dichas estaciones registran valores más altos de la opacidad que las invernales.
- 7) El valor medio de α obtenido es 0,9 , algo inferior al propuesto por Angström. Por tanto no es correcto el uso de tablas o diagramas para el cálculo de la opacidad con la hipótesis $\alpha = 1,3$, ni tampoco con el valor medio para un lugar determinado, pues el exponente α sufre variaciones importantes según los días y también según la hora.
- 8) Las situaciones de aire muy limpio suelen dar valores más bajos del exponente α que las de aire turbio.



- 9) Se observa una gran diferencia entre la turbiedad de distintos sectores del casco urbano, que alcanza a veces hasta el 200% en situaciones de escasa ventilación (que son las más favorables para la contaminación). La parte E de la ciudad es la más contaminada, mientras que la zona residencial del NW (que también está más alta) es la más limpia. En otoño e invierno el viento katabático matinal contribuye además a una mayor transparencia del aire en esta zona.

- 10) La altura de la capa de aire impurificado en el caso urbano está generalmente entre los 200 y 300 m sobre el nivel del mar.

- 11) La causa más importante de la contaminación atmosférica en Barcelona es la circulación rodada.

BIBLIOGRAFIA

- ÅNGSTRÖM, A., 1929: On the atmospheric transmission of sun radiation and on dust in the air. *Geogr. Ann.*, nº 2.
- " - 1930: On the atmospheric transmission of sun radiation. *Geogr. Ann.*, nº 2-3.
- " - 1961: Techniques of determining the turbidity of the atmosphere. *Tellus*, 13, 2, 214-23
- " - 1963: The parameters of atmospheric turbidity. *Tellus*, 16, 1, 64-75.
- BACH, D. R., 1968: Rayleigh scattering by ruby-laser light in neutral gases. *J. Opt. Soc. Amer.*, 58, 1260-1266.
- " - 1971a: Atmospheric turbidity and air pollution in greater Cincinnati. *Geogr. Rev.*, LXI, 4, 573-594.
- " - 1971b: Variation of solar attenuation with height over an urbanized area. *J. Air Poll. Control Assoc.* 21, 10, 621-628.
- BULLRICE, K., 1964: Scattered radiation in the atmosphere. *Adv. Geoph.* nº 10, Ac. Press. New York.
- CURCIO, J. A., 1961: Evaluation of Atmospheric Aerosol Particle Size Distribution from Scattering Measurements in the Visible and Infrared. *J. Opt. Soc. Am.*, 51, 548-551.
- DE BARE, E., 1965: Tables Related to Light Scattering in a Turbid Atmosphere. 3 vols., Rept. AFCRL 65-710. AFCRL, Bedford, Mass.
- DEL LLANO, R., 1974: Sobre ciertos fenómenos de mesoescala en una atmósfera urbana. *Centro Invest. UAM-IBM, PCI - 04.74.*, pp. 94-104.
- ELTERMAN, L., 1968: UV, visible, and IR attenuation for altitudes to 50 km, 1968. AFCRL -68-0153, 49 pp.

- FLOWERS, E.C., R.A. Mc CORMICK y K.R. KURFIS, 1969: Atmospheric turbidity over the United States, 1961-1966. Jour. Appl. Met., 8, 6, 955-962.
- GAERTNER, H., 1947: The transmission of Infrared in Cloudy Atmosphere. Naval Ordnance Rept. 429, U.S. Navy Bureau of Ordnance. GPO, Washington, D.C.
- HANSEN, V., 1974: Determination of atmospheric turbidity parameters from spectral solar radiation measurements. Arch. Met. Geoph. Bliokl., E, 22, 301-308.
- HERNADEZ, V. y P. PASTOR, 1975: Turbidez y contaminación atmosféricas. Rev. Geof., XXXIV, nº 3 y 4, 281-33.
- HEROVANU, M., 1959: Determination des paramètres d'Angström par les observations actinométriques courantes. Geof. pura et applicata, 44.
- HOYT, D.V., 1977: A Redetermination of the Rayleigh Optical Depth and its Application to Selected Solar Radiation Problems. Jour. Appl. Met., 16, 432-436.
- I.G.Y. Instrucción Manual, 1958: Radiation, Instruments and Measurements. Part. IV.
- JUNGE, C., 1955: The Size Distribution and Aging of Natural Aerosols as Determined from Electrical and Optical Data on the Atmosphere. J. Met., 12: 1, 13.
- " - 1958: Atmospheric Chemistry, In Advances in Geophysics, Vol. 4, Academic Press, New York.
- KING, L. V., 1923: On the complex anisotropic molecule in relation to the dispersion and scattering of light. Proc. Roy. Soc. London, A 104, 333-357.

- KONDRATYEV, K. Y., 1969: Radiation in the Atmosphere. Academic Press, New York.
- LAULAINEN, N. S. y B. J. TAYLOR, 1974: The precision accuracy of Volz sunphotometry. *J. Appl. Meteor.*, 13, 2, 296-302.
- LEIGHTON, P.A., 1961: The Photochemistry of Air Pollution, Academic Press, New York and London.
- LINKE, F., 1922: Transmissionkoeffizient und Trübungs-faktor. *Beitr. Phys. Atm.*, 10, 91.
- LORENTE, J. y S. ALONSO, 1976: Contribución a la climatología del exponente de Angström. II Asamblea Nacional de Geodesia y Geofísica. Barcelona.
- Mc CARTNEY, E. J., 1976: Optics of the Atmosphere. John Wiley and Sons. New York.
- Mc CORMICK, R.A. y D. M. PAULCH, 1962: The variation with height of the dust loading over a city as determined from the atmospheric turbidity. *J. Air Poll. Control Assoc.*, 12, 492-496.
- MALM, W. C. et al., 1977: The Effects of Water Vapor, Ozone and Aerosol on Atmospheric Turbidity. *Jour. Appl. Met.*, 16, 268-274.
- PALTRIDGE, G.W, y C. M. R. PLATT, 1976: Radiative Processes in Meteorology and Climatology. Developments in Atmospheric Science, 5. Elsevier Scientific Publishing Company. New York.
- PENNDORF, R., 1956: New tables of Mie Scattering Functions for Spherical Particles: Part 6. Total Mie Scattering Coefficients for Real Refractive Indices. Rept. AFRC TR - 56 - 204 (6). AFRL, Bedford, Mass. AD 98 772. NTIS, Springfield. Va.

- PERRIN DE BRICHAMBAUT, C., 1963: Rayonnement Solaire et Echanges Radiatifs Naturels, Gauthier - Villars. Paris
- PUIGCERVER, M. y M. ALVAREZ-CASTRILLON (+), 1976: Sobre la variación a largo plazo de la irradiancia solar en un entorno urbano. II Asamblea Nacional de Geodesia y Geofísica. Barcelona.
- PUIGCERVER, M. y J. LORENTE, 1974: Nota sobre la turbiedad atmosférica como índice de impurificación en una atmósfera urbana. I Asamblea Nacional de Geodesia y Geofísica. Volumen I, 541-556. Madrid .
- RANGARAJAN, S., 1972: Wavelength exponent for haze scattering in the tropics as determined by photoelectric photometers. *Tellus*, 24, 1, 56-64.
- ROBINSON, N., Ed., 1966: Solar Radiation. Elsevier Publishing Company. Amsterdam.
- SCHÜEPP, W., 1949: Die Bestimmung der Komponenten der atmosphärischen Trübung aus Aktinometermessungen. *Arch. Met. Geoph. Biokl.*, B, 1, 257-346.
- VAN DE HULST, H., 1957: Light Scattering by Small Particles. Wiley, New York.
- VOLZ, F.E., 1959: Photometer mit Selen-Photoelement zur Spektralen Messung der Sonnenstrahlung und zur Bestimmung der Wellenlängenabhängigkeit der Dunsttrübung. *Arch. Met. Geoph. Biokl.*, B, 10, 100-131.
- " - 1968: Turbidity at Uppsala from 1902 to 1922 from Ströjström solar radiation measurements. *Meddel. Sveriges Meteor. Hydrol. Inst. Kungl. Boktr.*, 4, 100-104.
- " - 1974: Economical multispectral sun photometer for measurements of aerosol extinction from 0,44 μm to 1,6 μm and precipitable water. *Appl. Optics*, 13,8, 1732-1733.
- WEBER, A., et al., 1967: High-resolution Raman spectroscopy of gases with cw-laser excitation. *J. Opt. Soc. Amer.*, 57, 19-28.