

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS



TESIS DOCTORAL

**Diseño e instalación de un sistema experimental de medida
de la irradiancia solar : evaluación y análisis de la
irradiancia solar en Madrid**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR
PRESENTADA POR

Alicia Pons Aglio

DIRECTOR:

Antonio Corrons Rodríguez

Madrid, 2015

Alicia Pons Aglio

TP
1981
—
037



* 5 3 0 9 8 5 4 6 4 9 *

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE

x 51-021037-2

DISEÑO E INSTALACION DE UN SISTEMA EXPERIMENTAL DE MEDIDA
DE LA IRRADIANCIA SOLAR. EVALUACION Y ANALISIS
DE LA IRRADIANCIA SOLAR EN MADRID

Departamento de Optica y Estructura de la Materia
Facultad de Ciencias Físicas
Universidad Complutense de Madrid
1981



BIBLIOTECA

© Alicia Pons Aglio
Edita e imprime la Editorial de la Universidad
Complutense de Madrid. Servicio de Reprografía
Noviciado, 3 Madrid-8
Madrid, 1981
Xerox 9200 XB 480
Depósito Legal: M-2133-1981

Autor: ALICIA PONS AGLIO

**DISEÑO E INSTALACION DE UN SISTEMA EXPERIMENTAL
DE MEDIDA DE LA IRRADIANCIA SOLAR. EVALUACION Y
ANALISIS DE LA IRRADIANCIA SOLAR EN MADRID.**

**Director: Antonio Corróns Rodriguez
Investigador Científico del
Instituto de Optica "Daza de Valdés"
del C. S. I. C.**

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

Facultad de Ciencias Físicas

Año 1980

Este trabajo ha sido realizado en el Laboratorio de Radiometría del Instituto de Optica de Madrid, bajo la dirección del Dr. A. Corróns.

Agradezco sinceramente al Dr. Corróns la sugerencia de este trabajo así como su constante ayuda y orientación durante todo el curso del mismo, sin las cuales hubiese sido imposible llevar a cabo este trabajo.

Igualmente expreso mi agradecimiento al Dr. A. de la Cruz, Jefe de la Unidad Estructural de Radiometría, Fotometría y Colorimetría por su constante interés y acertadas e interesantes sugerencias.

Al Dr. A. Hidalgo, Director del Instituto de Optica, por las facilidades puestas a mi disposición para poder llevar a cabo la realización de esta investigación, permitiéndome trabajar en los laboratorios del Instituto.

Al Prof. D. Armando Duran por aceptar ser ponente de este trabajo ante la Facultad de Ciencias Físicas de la Universidad Complutense de Madrid.

A todos aquellos que de un modo u otro participaron en la realización y confección de la presente tesis.

Finalmente, agradezco al C.S.I.C. la concesión de una Beca de Formación de Personal Investigador que ha constituido una valiosa ayuda económica para poder llevar este trabajo a buen fin.

Madrid, Enero de 1980.

I N D I C E

	<u>Pags</u>
I.- INTRODUCCION.	1
II.- RADIACION SOLAR. MEDIDA.	5
Límites de espectro solar.	6
Comparación de la radiación solar con la radiación de un cuerpo negro.	6
Efectos de la atmósfera terrestre sobre la radiación solar.	7
- Caso de una atmósfera clara.	12
- Caso de una atmósfera turbia.	13
Instrumentos de medida de radiación solar.	17
- Sensores de radiación.	18
- Radiómetros solares.	18
III.- DISEÑO Y CONSTRUCCION DE UN NUEVO TIPO DE RADIO METRO SOLAR.	30
Consideraciones sobre los piranómetros convencionales.	30
Radiómetro solar con fibra óptica y fotodiodo de silicio.	32
- Descripción del instrumento.	33
- Sistema de detección.	35
- Sistema de adquisición automática de datos.	46
Características técnicas. Calibrado.	48
Instalación.	75

	<u>Pags</u>
IV.- ESTIMACION DE LA EXACTITUD DEL SISTEMA DE MEDIDA. ..	79
Estimación de los diversos factores.	79
Comprobación de la exactitud estimada comparando con las medidas realizadas con un pirheliómetro de termopila.	91
V.- MEDIDAS REALIZADAS. RESULTADOS OBTENIDOS.	94
VI.- MEDIDAS ESPECTRALES DE RADIACION SOLAR.	114
Descripción de los sistemas de medida.	115
Calibrado del sistema de medida.	115
Corrección del esparcimiento atmosférico en las medidas de radiación solar directa.	118
Medidas realizadas. Resultados obtenidos.	134
Distribución del tamaño de los aerosoles.	166
VII.- CONCLUSIONES.	169
VIII.- BIBLIOGRAFIA.	171
APENDICE A.	175

RELACION DE TABLAS

- Tabla I Ley de corrección del coseno.
- Tabla II Irradiancia espectral en W/cm^3 de la lámpara patrón F1
- Tabla III Curva de sensibilidad espectral $S(\lambda)$ en $V/mW\ cm^{-2}$ del radiómetro destinado a la medida de la radiación global solar.
- Tabla IV Curva de sensibilidad espectral $S(\lambda)$ en $V/mW\ cm^{-2}$ del radiómetro destinado a la medida de la radiación difusa del cielo.
- Tabla V Comparación de los valores de la Irradiancia sobre una superficie normal a la dirección de irradiancia:
a) calculado de las medidas con los dos sistemas de radiómetros. b) medida directamente con un pirheliómetro patrón de termopila, para un día de Julio en Madrid.
- Tabla VI Exposición radiante, H, global recibida en Madrid sobre un plano horizontal a lo largo de diferentes días. Febrero 1979.
- Tabla VII Exposición radiante, H, global recibida en Madrid sobre un plano horizontal a lo largo de diferentes días. Marzo 1979.
- Tabla VII Exposición radiante, H, global recibida en Madrid sobre un plano horizontal a lo largo de diferentes días. Abril 1979.

- Tabla IX Exposición radiante, H, global recibida en Madrid sobre un plano horizontal a lo largo de diferentes días. Mayo 1979.
- Tabla X Exposición radiante, H, global recibida en Madrid sobre un plano horizontal a lo largo de diferentes días. Junio 1979.
- Tabla XI Exposición radiante, H, global recibida en Madrid sobre un plano horizontal a lo largo de diferentes días. Julio 1979.
- Tabla XII Exposición radiante, H, global recibida en Madrid sobre un plano horizontal a lo largo de diferentes días. Octubre 1979.
- Tabla XIII Exposición radiante, H, global recibida en Madrid sobre un plano horizontal a lo largo de diferentes días. Noviembre 1979.
- Tabla XIV Exposición radiante, H, global recibida en Madrid sobre un plano horizontal a lo largo de diferentes días. Diciembre 1979.
- Tabla XV Sensibilidad espectral ($V/W \text{ m}^{-2}$) de los radiómetros con filtros interferenciales. Se representan aquí los valores de $S(\lambda)$ para la longitud de onda del centro de la banda.
- Tabla XVI Comparación de los valores de la Irradiancia Solar Directa Obtenida experimentalmente y la Obtenida a través del modelo teórico. Día 6-6-79.

- Tabla XVII Comparación de los valores de la Irradiancia Solar Directa obtenida experimentalmente y la obtenida a través del modelo teórico. Dia 7-6-79.
- Tabla XVIII Comparación de los valores de la Irradiancia Solar Directa obtenida experimentalmente y la obtenida a través del modelo teórico. Dia 18-7-79.
- Tabla XIX Comparación de los valores de la Irradiancia Solar Directa obtenida experimentalmente y la obtenida a través del modelo teórico. Dia 20-7-79.
- Tabla XX Comparación de los valores de la Irradiancia Solar Directa obtenida experimentalmente y la obtenida a través del modelo teórico. Dia 23-7-79.
- Tabla XXI Comparación de los valores de la Irradiancia Solar Directa obtenida experimentalmente y la obtenida a través del modelo teórico. Dia 5-12-79.
- Tabla XXII Comparación de los valores de la Irradiancia Solar Directa obtenida experimentalmente y la obtenida a través del modelo teórico. Dia 14-12-79.
- Tabla XXIII Comparación de los valores de la Irradiancia Solar Directa obtenida experimentalmente y la obtenida a través del modelo teórico. Dia 17-12-79.
- Tabla XXIV Valores obtenidos para α , β , w y L_p en el modelo teórico estudiado para el espectro de la Irradiancia Directa y desviación máxima entre los valores de la Irradiancia Espectral calculados a partir del modelo y los medidos experimentalmente.

FIGURAS

- Fig. 1. Distribución espectral de la radiación solar fuera de la atmósfera y una distribución típica de la radiación que llega a la superficie de la Tierra, comparadas con la radiación emitida por un cuerpo negro a la temperatura de 6000 K.
- Fig. 2. Camino óptico de los rayos solares a través de la atmósfera.
- Fig. 3. Orientación de la banda de sombra para medidas del flujo de radiación difusa del cielo.
- Fig. 4. Diagrama esquemático de la cabeza del radiómetro.
- Fig. 5. Diagrama esquemático del sistema de medida.
- Fig. 6. Transmitancia espectral del bulbo de vidrio comparada con la distribución espectral de la radiación solar.
- Fig. 7. Transmitancia espectral de 1 m del conductor óptico utilizado.
- Fig. 8. Linealidad del fotodiodo de Silicio.
- Fig. 9. Curvas de transmitancia espectral de las distintas combinaciones de filtros estudiadas para la corrección de la sensibilidad espectral. El filtro elegido es el representado con trazo continuo.
- Fig. 10. Montaje experimental utilizado en el calibrado de la sensibilidad espectral en valores absolutos de los radiómetros solares.

- Fig. 11. Transmitancia espectral de los filtros interferenciales 552, 605, 654.7, 699.9 y 799.8 nm.
- Fig. 12. Transmitancia espectral de los filtros interferenciales 904, 1060 y 1152 nm.
- Fig. 13. Transmitancia espectral del filtro de agua destilada de 1 cm de espesor y las dos ventanas de vidrio que forman la cubeta.
- Fig. 14. Esquema del circuito eléctrico simplificado del R.P.C.E.
- Fig- 15. Distribución espectral de la radiación solar incidente sobre una superficie normal a la dirección de incidencia para diferentes masas de aire.
- Fig. 16. Irradiancia global recibida en el plano horizontal a lo largo de un día despejado. Día 21-6-79.
- Fig. 17. Irradiancia global recibida en el plano horizontal a lo largo de un día cubierto. Día 11-12-79.
- Fig. 18. Irradiancia global recibida en un plano horizontal a lo largo de un día variable. Día 27-6-79.
- Fig. 19. Irradiancia difusa recibida en el plano horizontal a lo largo de un día despejado. Día 21-6-79.
- Fig. 20. Irradiancia difusa recibida en el plano horizontal a lo largo de un día cubierto. Día 11-12-79.
- Fig. 21. Irradiancia difusa recibida en el plano horizontal a lo largo de un día variable. Día 27-6-79.

- Fig. 22. Geometria del espacimientto para un radiometro.
- Fig. 23. Representación gráfica de los valores de la Irradiancia espectral directa calculados teoricamente y medidos experimentalmente. Dia 6-6-79.
- Fig. 24. Representación gráfica de los valores de la Irradiancia espectral directa calculados teoricamente y medidos experimentalmente. Dia 6-6-79.
- Fig. 25. Representación gráfica de los valores de la Irradiancia espectral directa calculados teoricamente y medidos experimentalmente. Dia 7-6-79.
- Fig. 26. Representación gráfica de los valores de la Irradiancia espectral directa calculados teoricamente y medidos experimentalmente. Dia 18-7-79.
- Fig. 27. Representación gráfica de los valores de la Irradiancia espectral directa calculados teoricamente y medidos experimentalmente. Dia 20-7 79.
- Fig. 28. Representación gráfica de los valores de la Irradiancia espectral directa calculados teoricamente y medidos experimentalmente. Dia 23-7-79.
- Fig. 29. Representación gráfica de los valores de la Irradiancia espectral directa calculados teoricamente y medidos experimentalmente. Dia 5-12-79.
- Fig. 30. Representación gráfica de los valores de la Irradiancia espectral directa calculados teoricamente y medidos experimentalmente. Dia 14-12-79.

Fig. 31. Representación gráfica de los valores de la Irradiancia espectral directa calculados teóricamente y medidos experimentalmente. Día 17-12-79.

Fig. 32. Obtención gráfica del exponente ν a partir del factor de corrección R_p y del ángulo visual.

Fig. 33. Obtención gráfica de la función de fase g de Henvey-Greenstein a partir del factor L_p y del ángulo visual.

Fig. A.1 Relación entre sistema de coordenadas horizontales y sistema ecuatorial.

I.- INTRODUCCION

Bastante antes de la actual crisis energética mundial se comenzó a trabajar en el aprovechamiento de la energía que recibimos directamente de Sol, por ser la única de que disponemos en forma ilimitada y gratuita. Además la energía solar es una energía absolutamente limpia en el sentido de que no deja residuos contaminantes. Para tener una idea de su magnitud basta considerar que se podría obtener del Sol toda la energía consumida en España con un satélite artificial colocado en órbita sincronizada, formado por un cuadrado de un Km de lado, cubierto de células solares.

Desgraciadamente España no puede poner hoy en órbita tal satélite ni sería posible transmitir a la superficie terrestre tal cantidad de energía. Tenemos que conformarnos con aprovechar la energía solar que recibimos sobre el suelo después de atravesar el filtro atmosférico.

Para el aprovechamiento racional de la energía solar el primer dato que se necesita conocer es CUANTA energía radiante recibimos del Sol en un lugar concreto, cual es su distribución a lo largo del día y del año y cual es su distribución entre las zonas UV, visible e IR del espectro.

El conocimiento preciso de estos datos es necesario cuando se pretende:

- a) Proyectar sistemas de conversión de energía solar directamente en energía térmica ó eléctrica.
- b) Medir la contaminación atmosférica. Comparando la irradiancia so

lar recibida en dos receptores colocados a diferentes alturas de una misma vertical, se puede calcular la densidad de polutantes en dicha vertical.

Así mismo conociendo el espectro de irradiancia solar y la localización de las bandas de absorción de los diferentes polutantes existentes, se puede calcular la clase y concentración de polutantes que hay en cada momento. En general del análisis del espectro se obtiene información sobre el estado de la atmósfera en el momento de la medida.

- c) Determinar los efectos de la radiación sobre el hombre. En la 19ª Sesión de la CIE en Kyoto, Japon, en agosto de 1979, el Comité Técnico 1.7 "Efectos Actínicos de la Radiación Optica", pidió que se hagan más medidas del espectro solar en distintos lugares del mundo, y creó un subcomité de trabajo para estudiar la "Radiación Global". Se hizo especial énfasis en la medida de la radiación natural en la zona UV de espectro porque parece que hay más radiación real en esta zona de la que predice el iluminante D_{65} . Además la mayoría de los efectos perniciosos de la radiación sobre el hombre ocurren en la zona UV del espectro.
- d) Proyectar iluminaciones artificiales en las que se necesite simular la irradiación natural por razones ambientales y biológicas.
- e) Averiguar el efecto destructor de la energía solar. Muchos materiales no pueden ser utilizados a la intemperie porque las radiaciones solares provocan una degradación de sus propiedades, de aquí, que sean precisos ensayos de envejecimiento de mate

riales a fin de seleccionar los que mejor resistan la acción solar. El llevar a cabo estos ensayos de forma racional requiere una evaluación constante de la irradiancia solar.

- f) Mejorar la Construcción y Urbanismo. El diseño arquitectónico moderno uncluye sistemas de calefacción, refrigeración y aislamiento térmico cuyo cálculo exige conocer la cantidad de energía radiante que el edificio recibirá directamente de Sol en su lugar de emplazamiento.
- g) Elegir el lugar más adecuado para la instalación de hornos solares de utilidad científica, exige conocer previamente la cantidad de distribución de energía radiante que se recibe en dicho lugar.
- h) Desarrollar y ordenar geográficamente la Agricultura, puesto que la producción agrícola, es una aplicación en la cual la energía solar se convierte en energía química a través de los productos agrícolas que constituyen la base de la alimentación.

El objetivo de este trabajo de investigación es el diseño, construcción y puesta a punto de un sistema de medida permanente de la irradiancia solar en el cual los detectores no están expuestos directamente a la radiación, con un sistema de acumulación de datos.

Igualmente se ha construido y puesto a punto un sistema para la medida del espectro de la irradiancia solar.

Se han tomado datos de la irradiancia global y difusa en Madrid desde Junio de 1978. En este trabajo se presentan los resultados de las medidas realizadas hasta Diciembre de 1979. El siste-

ma sigue midiendo permanentemente.

A partir de las medidas del espectro de la irradiancia solar recibida se ha hecho un estudio que nos permite ajustar los parámetros del modelo teórico de espectro solar utilizado para la irradiancia espectral recibida en Madrid. Las medidas espectrales nos permiten al mismo tiempo conocer las características de la turbidez atmosférica en el momento de las medidas y la concentración y tamaño de las partículas de aerosoles existentes.

II.- RADIACION SOLAR. MEDIDA

La cantidad de energía solar que se recibe en el límite de la atmósfera terrestre a una incidencia normal, para la distancia media Tierra-Sol es de aproximadamente 1353 W m^{-2} . Esta cantidad es la llamada constante solar que se representa por E_0 (1, 2, 3, 4, 5).

A partir del valor de la constante solar, se puede determinar el valor medio de la energía emitida por el Sol por unidad de tiempo, que vendrá dada por la expresión:

$$I_S = 4\pi D_0^2 \cdot E_0 \quad (2.1)$$

donde D_0 es la distancia media Tierra Sol. De esta expresión y conocida E_0 podemos calcular el flujo total radiante emitido por el Sol, cuyo valor es de aproximadamente $4 \times 10^{23} \text{ KW}$.

De este flujo emitido, únicamente llega a la superficie de la Tierra, unos $1.7 \times 10^{14} \text{ KW}$.

En este capítulo vamos a estudiar, como es la radiación recibida en la Tierra, en que rango de longitudes de onda recibimos la radiación emitida por el Sol y cuales son las causas de disminución de energía al atravesar la atmósfera terrestre.

Para ello en primer lugar veamos en que rango de longitudes de onda emite el Sol.

LIMITES DEL ESPECTRO SOLAR

Las distintas investigaciones llevadas a cabo para conocer el espectro electromagnético emitido por el Sol, han revelado que se extiende desde longitudes de onda de fracciones de Å hasta los cientos de metros, estando el 98% de la energía total concentrada en la región comprendida entre $0.2 \mu\text{m}$ y $3 \mu\text{m}$, siendo de muy baja intensidad la radiación fuera de estos límites.

Para longitudes de onda mayores que $3 \mu\text{m}$, en el rango del infrarrojo, casi toda la energía recibida en la Tierra es absorbida por el vapor de agua y el dióxido de carbono atmosféricos, y para longitudes de onda inferiores a $0.28 \mu\text{m}$ la mayor parte de la energía es absorbida por la capa de ozono en la atmósfera.

COMPARACION DE LA RADIACION SOLAR CON LA RADIACION DE UN CUERPO NEGRO

En la región del espectro solar que vamos a estudiar de 0.3 a $3 \mu\text{m}$, el Sol se puede considerar como un radiador planckiano. La intensidad y distribución espectral de la radiación emitida dependerá de su temperatura.

Ley de Planck

Esta ley nos dice que la exitancia espectral emitida por un cuerpo negro a una temperatura T está dada por la siguiente expresión:

$$M_B(\lambda, T) = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{(e^{c_2/\lambda T} - 1)} \quad (2.2)$$

los valores de las distintas constantes son:

c_1 .- primera constante de radiación = $2\pi hc^2 = 3.741832 \times 10^{-16} \text{ Wm}^{-2}$

c_2 .- segunda constante de radiación = $hc/K = 1.438786 \times 10^{-2} \text{ m.K}$

De la ley de Planck se puede determinar la temperatura de un cuerpo negro y la podemos intentar aplicar al caso del Sol para calcular su temperatura.

Si para simplificar consideramos el Sol como un cuerpo uniformemente radiante y comparamos su curva espectral con la distribución de energías de un cuerpo negro a diferentes temperaturas, vemos que se aproxima a la emitida por un cuerpo negro a la temperatura de 6000 K. La representación de las dos curvas puede verse en la Fig. 1.

Las diferencias que se observan en la región ultravioleta del espectro son debidas principalmente a las transiciones electrónicas que tienen lugar en los gases de las capas superiores de Sol. Por debajo de la región de estas transiciones las dos curvas son similares.

EFECTOS DE LA ATMOSFERA TERRESTRE SOBRE LA RADIACION SOLAR

A medida que la radiación solar atraviesa la atmósfera terrestre tienen lugar una serie de fenómenos ópticos que modifican la distribución espectral y espacial de dicha radiación. (6, 7, 8)

La atmósfera no es homogénea, sino que la presión, la temperatura, la densidad y el índice de refracción varían con la altitud. Tampoco es homogénea la composición del aire, dándose el caso

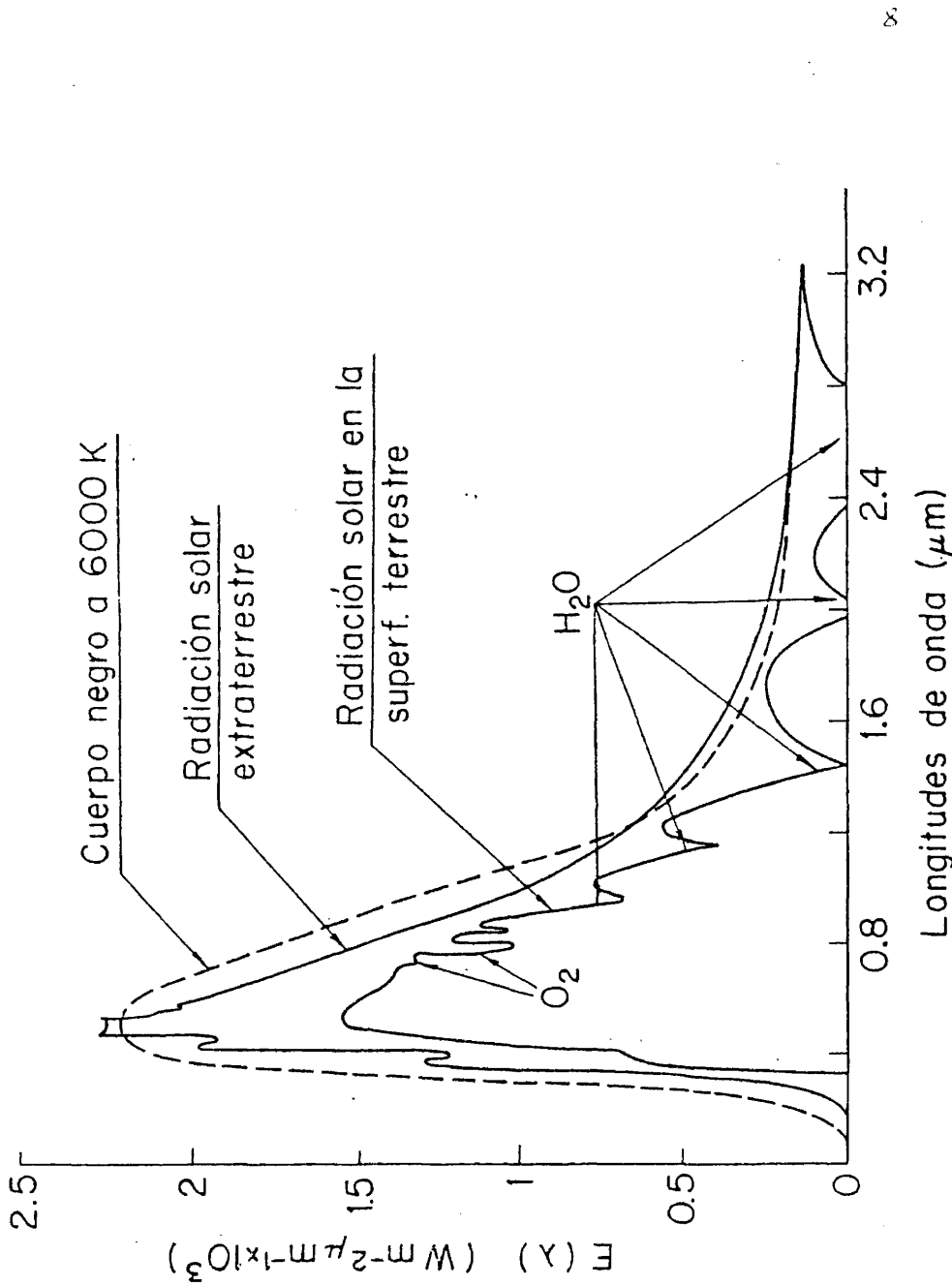


FIG. 1.- Distribución espectral de la radiación solar fuera de la atmósfera y una distribución típica de la radiación que llega a la superficie de la Tierra, comparadas con la radiación emitida por un cuerpo negro a la temperatura de 6000 K.

de que algunos de los componentes(ozono, vapor de agua, dióxido de carbono, etc...) se acumulan en mayor proporción en algunas de las capas atmosféricas de tal modo que puede apreciarse una estratificación. Cada uno de estos componentes tiene sus bandas de absorción propias en diferentes longitudes de onda del espectro, dando lugar a que la distribución espectral de la radiación que alcanza la superficie de la Tierra sea diferente de la incidente en los límites de la atmosfera.

A este fenómeno de absorción selectiva, hay que añadir el esparcimiento(denotamos por esparcimiento el conocido término inglés scattering).

Se entiende por esparcimiento, el cambio en la distribución espacial de un haz de radiación cuando es desviado en muchas direcciones por un medio ó una superficie, cuyas partículas tienen un tamaño del orden ó menor que la longitud de onda.

Tanto la absorción como el esparcimiento hacen que el espectro solar se modifique a medida que la radiación atraviesa las diferentes capas atmosféricas.

La forma aproximada de la distribución espectral de la radiación que llega a la superficie de la Tierra se puede ver en la curva inferior de la Fig. 1.

La absorción más intensa es producida por el vapor de agua, el cual es responsable de las diversas bandas que se observan en el infrarrojo. Para longitudes de onda menores que $0.3 \mu\text{m}$ la absorción es total debido al ozono atmosférico. En la región comprendida entre

0.6 y 0.7 μm la energía es absorbida en pequeñas cantidades por el ozono y oxígeno, existen además otras bandas de absorción del dióxido de carbono en el infrarrojo cercano, pero son de menor magnitud.

El esparcimiento de la radiación, que es particularmente importante en las longitudes de onda cortas, es el principal responsable del decrecimiento que se observa en las curvas en las regiones espectrales del ultravioleta cercano y en la zona azul del visible.

La radiación solar incidente en la superficie terrestre, se transmite a través de la atmósfera (1, 2) de acuerdo con la ley de Bouguer-Lambert, que para una atmósfera homogénea y planoparalela se puede escribir de la forma

$$E(\lambda) = E_0(\lambda) \exp(-\mu(\lambda) m_r) \quad (2.3)$$

siendo m_r la masa de aire óptico y viene definida por $m_r = \sec z_s$. Fig. 2, y $\mu(\lambda)$ el coeficiente de atenuación lineal espectral, definido por

$$\mu(\lambda) = - \frac{1}{\phi_{e,\lambda}} \frac{d \phi_{e,\lambda}}{d l} \quad (2.4)$$

Puesto que la atenuación (1, 2, 9) es debida a esparcimiento y absorción tendremos

$$\mu(\lambda) = a(\lambda) + s(\lambda) \quad (2.5)$$

siendo $a(\lambda)$ el coeficiente de absorción lineal espectral que viene dado por la expresión

$$a(\lambda) = \frac{A_i(\lambda)}{I} = \frac{1}{l} \log \frac{1}{r_i(\lambda)} \quad (2.6)$$

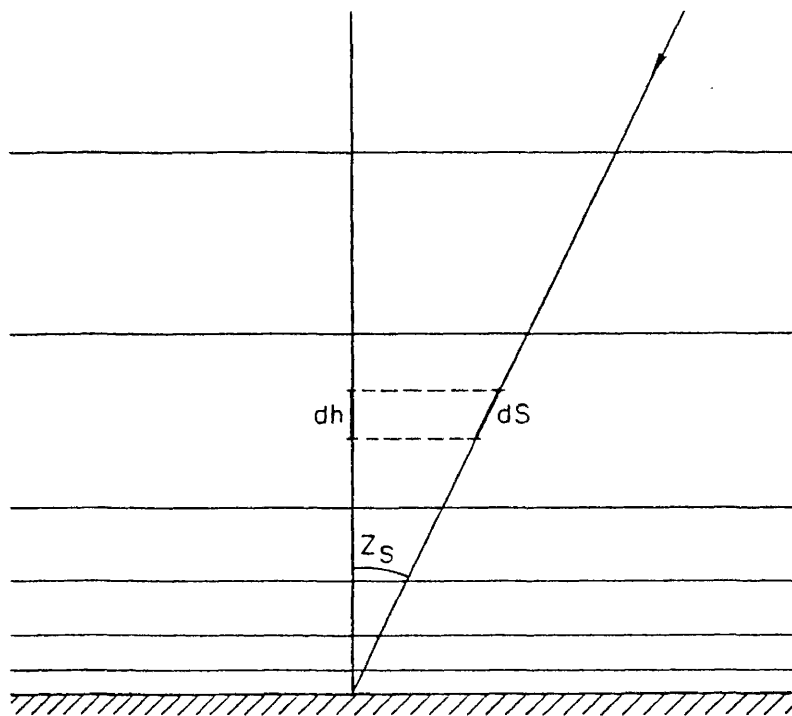


Fig. 2.- Camino óptico de los rayos solares
a través de la atmósfera.

y $s(\lambda)$ el coeficiente de esparcimiento lineal espectral que viene dado por la expresión

$$s(\lambda) = \frac{1}{\phi_{e,\lambda}} \frac{d\phi_{e,\lambda}}{dl} \quad (2.7)$$

CASO DE UNA ATMOSFERA CLARA

Para simplificar la discusión, es conveniente considerar el esparcimiento y la absorción por separado, aunque en una atmósfera real estos dos efectos no son realmente separables.

Para estudiar el esparcimiento, el modelo atmosférico más simple es el de un medio no absorbente en el cual las partículas tienen todas un radio muy pequeño en comparación con la longitud de onda. Este criterio se aplica principalmente a las moléculas de los gases atmosféricos.

Este tipo de atmósfera se denomina atmósfera Rayleigh y en este caso el coeficiente de esparcimiento de volumen viene dado por

$$s^R(\lambda) = \frac{32 \pi^3}{3 \lambda^4} \frac{(n-1)^2}{N} \quad (2.8)$$

donde n es el índice de refracción del medio y N es la densidad de partículas.

Es importante destacar de la ecuación (2.8) que en una atmósfera clara la eficiencia de esparcimiento es críticamente dependiente de la longitud de onda, (λ^{-4}), en el sentido en que las longitudes de onda cortas se esparcirán mucho más fuertemente que las longitudes de onda más largas. Este hecho en combinación con la sen

sibilidad espectral del ojo y la distribución espectral de la luz del Sol, es lo que dá lugar al color azul del cielo en un día claro.

CASO DE ATMOSFERA TURBIA

Es evidente que en una atmósfera natural hay suficiente nº de partículas de mayor tamaño que las moléculas del aire, (polvo, aerosoles y partículas de tipo no Rayleigh) que producen importantes efectos sobre la radiación.

El tamaño de estas partículas caracterizado por $2\pi r/\lambda$ (siendo r el radio de la partícula), está comprendido en el rango $0.1\lambda < r < 25\lambda$, por lo que no se las puede aplicar la teoría de esparcimiento de Rayleigh. Hay que acudir a la teoría más complicada desarrollada por Mie (10).

Apoyándose en el modelo teórico de Mie, se han desarrollado varios métodos para determinar la turbidez atmosférica a partir de la atenuación atmosférica de la radiación solar. Vamos a ver a continuación los dos más importantes para la caracterización de condiciones de turbidez de la atmósfera.

Factor de turbidez de Linke

El primero de los modelos para caracterizar la turbidez es el desarrollado por Linke. Linke consideró la atmósfera Rayleigh como una unidad lógica de atenuación y definió el factor de turbidez T como el nº de atmósferas Rayleigh que se necesitan para producir una cantidad de atenuación medible. El método original se basó en

la medida de la radiación total, es decir, integrando para todas las longitudes de onda.

El flujo de energía en la radiación solar directa viene dado por la ley de Bouguer-Lambert, de la forma

$$\phi = 1/S \int \phi_0(\lambda) e^{-\mu(\lambda m_r) m} d\lambda \quad (2.9)$$

donde $\phi_0(\lambda)$ es el flujo espectral de radiación solar extraterrestre. $m_r = \sec z_s$ es la masa de aire relativa, y el parámetro S se introduce para normalizar la distancia Tierra-Sol y viene dado por $S = D^2/D_m^2$ siendo D la distancia en un momento dado y D_m la distancia media Tierra-Sol.

El factor exponencial $\mu(m)$ está compuesto del espesor óptico debido al esparcimiento Rayleigh $s^R(\lambda)$, el esparcimiento debido a los aerosoles $s^A(\lambda)$ y la absorción por vapor de agua $a^W(\lambda)$.

Integrando para todas las longitudes de onda y llamando $\bar{s}^R(\lambda)$ el valor medio de $s^R(\lambda)$ pesado de acuerdo con la distribución de la energía transmitida, tendremos

$$\phi = 1/S \phi_0 e^{-(T \bar{s}^R(\lambda) m)} \quad (2.10)$$

de esta ecuación se deduce

$$T = P(m) (\log \phi_0 - \log \phi - \log S) \quad (2.11)$$

siendo
$$P(m) = (m \bar{s}^R(\lambda) \log e)^{-1} \quad (2.12)$$

Para lugares donde la presión p es diferente de la normal ($p = 1000$ mb), el factor de turbidez T se sustituye por T_p

$$T_p = 1 + (T - 1) (P(m_z) / P(m)) \quad (2.13)$$

siendo $P(m_z)$ el valor que toma $P(m)$ para una altitud determinada z .

El factor de turbidez de Linke es útil para comparaciones de turbidez atmosférica bajo diferentes condiciones, pero tiene un grave inconveniente. Las medidas demuestran que T varía con m , aún cuando las condiciones atmosféricas no hayan variado, resultando una variación ficticia de la turbidez a lo largo del día. La causa es que la dependencia con la longitud de onda de la absorción por vapor de agua y esparcimiento por aerosoles es muy diferente de la dependencia del esparcimiento Rayleigh.

Coefficiente de turbidez de Ångström

Tiene en cuenta la diferencia del esparcimiento producido por los aerosoles y partículas Rayleigh (moléculas de aire). Ångström representó el espesor óptico normal debido a los aerosoles $s^A(\lambda)$ en forma de un coeficiente de turbidez β y un exponente de la longitud de onda, en la forma

$$s^A(\lambda) = \beta \lambda^{-\alpha} \quad (2.14)$$

así podemos escribir la ecuación (2.9) en la forma

$$\phi = 1/S \int \phi_o(\lambda) \exp(-(s^R(\lambda, m) + s^A(\lambda, m)) m) d\lambda \quad (2.15)$$

esta ecuación es válida para el caso en que no tengamos en cuenta la absorción por el ozono y el vapor de agua, en cuyo caso habría que incluir la atenuación debida a las absorciones debidas a cada

uno de ellos.

A partir de la relación (2.15) y conocidas $\phi(\lambda)$, S , $\phi_0(\lambda)$ y $s^R(\lambda, m)$ se puede determinar el valor de $s^A(\lambda, m)$ y a partir de él, y según la expresión (2.14) calcular el valor de los coeficientes α y β que nos van a indicar la turbidez de la atmósfera. El factor α nos va a dar idea del tamaño medio de las partículas y β de la concentración de aerosoles que hay en la atmósfera.

Los límites de variación de α son entre 4 para partículas muy pequeñas y 0 para partículas muy grandes. Los diferentes trabajos que se han realizado sobre observaciones en la atmósfera real nos dan un valor práctico de α de 1.3 ± 0.2 , (1, 2, 9, 11), con límites entre 0.5 y 2.

Los límites de variación de β están comprendidos entre 0.02 y 0.5 para atmósfera excepcionalmente claras y trubias respectivamente.

Tanto en el caso de una atmósfera clara (atmósfera Rayleigh) como en el caso de una atmósfera turbia (donde se han considerado separadamente el efecto del esparcimiento debido a las moléculas del debido a los aerosoles) el efecto de esparcimiento afecta principalmente a las longitudes de onda del ultravioleta cercano y visible. Por ello es posible determinar el valor de la turbidez atmosférica sin tener en cuenta el espesor óptico $a^w(\lambda, m)$ debido a la absorción por el vapor de agua, ya que la mayoría de las bandas de absorción del vapor de agua están en la región del infrarrojo.

En la práctica(2) se puede separar el problema del espesor

óptico $a^w(\lambda, m)$ debido a la absorción de la radiación por el vapor de agua, del correspondiente al esparcimiento, determinando α y β por medio de medidas en las regiones espectrales del visible y ultravioleta. Estas medidas de onda corta generalmente se realizan con un pirheliometro en el cual se interpone un filtro de absorción que corte la radiación del infrarrojo.

Los cálculos obtenidos a partir de la relación (2.15) son válidos para lugares en los cuales la presión sea de 1000 mb. En lugares en que la presión sea diferente de la normal a nivel del mar, el valor obtenido de β debe ser corregido multiplicando por el factor p/p_0 siendo p la presión del lugar y p_0 la presión al nivel del mar.

En este caso es preciso corregir también el valor de la masa de aire relativa m_r , haciendo uso del mismo factor p/p_0 .

INSTRUMENTOS DE MEDIDA DE RADIACION SOLAR

Los instrumentos que vamos a considerar tienen como objetivo medir la energía asociada a la radiación incidente sobre un plano con una orientación dada y así mismo dar información acerca de la distribución espectral y espacial de esta energía. Esto se puede hacer para cualquier componente, por ejemplo, la radiación del cielo, toda la radiación que hay en una región espectral particular, etc...

Estos instrumentos convierten en general la energía de la radiación incidente en otra forma de energía que se pueda medir más

convenientemente. Por lo tanto es importante dejar claro que se pretende medir, que es lo que realmente se mide y como se mide.

La mayoría de los instrumentos no son absolutos y requieren factores de conversión para que las lecturas se puedan convertir en unidades absolutas. Las unidades más comúnmente empleadas en la medida de la radiación solar son: $\text{cal.cm}^{-2}.\text{min}^{-1}$, cal.cm^{-2} (que se conoce como Langley (12)), W cm^{-2} , J m^{-2} ó W m^{-2} . Estas dos últimas corresponden al Sistema Internacional de unidades y deben tratarse de emplear exclusivamente.

Ya que el detector es la base del instrumento, antes de describir los instrumentos de radiación solar pasaremos revista de los detectores ó sensores de radiación más utilizados en estos instrumentos.

SENSORES DE RADIACION

Los sensores de radiación más usados en medidas atmosféricas se pueden clasificar en : detectores térmicos y detectores fotoeléctricos de diversos tipos (1, 2, 13, 14, 15).

Dentro de los primeros se pueden encontrar los calorímetros, termopilas, bolómetros y detectores piroeléctricos.

Dentro de los detectores fotoeléctricos podemos encontrar los fotoemisivos, fotoconductivos y fotovoltaicos.

RADIOMETROS SOLARES

Vamos a ver ahora los diferentes tipos de instrumentos

que existen para la medida de la radiación solar.

Los instrumentos que están destinados a medir la intensidad de la radiación directa del Sol, se llaman Pirheliómetros.

Los destinados a la medida de la radiación global (radiación directa + radiación difusa del cielo) son los Piranómetros, que se utilizan así mismo para la medida de la radiación difusa del cielo.

Hay otros instrumentos que también están relacionados con medidas de radiación solar como son los Pirgeómetros, Pirradiómetros y Pirradiómetros netos.

Pirheliómetros

Como hemos dicho antes la misión de estos instrumentos es medir la radiación directa del Sol sobre una superficie perpendicular a la radiación incidente. Es prácticamente imposible conseguir este objetivo, ya que un pequeño cambio en la dirección del instrumento con una pequeña apertura adaptada al disco solar, da lugar a grandes errores (1, 2, 9, 16, 17). Estos instrumentos están por lo tanto contruidos de forma que incluyen una parte de radiación circumsolar.

En estos instrumentos el receptor debe ser protegido lo más posible de la de la radiación difusa del cielo y generalmente el receptor se localiza en el extremo inferior de un tubo limitador del campo visual.

Debido a las diferentes construcciones en cuanto a la

cantidad de radiación circumsolar que ve el detector en los diversos tipos de pirheliómetros, existen divergencias muy importantes en los resultados de las medidas efectuadas con diferentes pirheliómetros.

Es importante eliminar la radiación del cielo completamente debido a:

- a) Las dimensiones finitas de los componentes.
- b) La dificultad de una continua orientación del instrumento.
- c) La incapacidad para definir el disco solar de una manera precisa.

Puesto que la geometría de los tubos es de considerable importancia, vamos a hacer una primera clasificación de los pirheliometros desde este punto de vista, así los pirheliómetros se pueden dividir en dos tipos.

i.- Pirheliómetros con receptores circulares y tubos cilíndricos.

ii.- Pirheliómetros con receptores y apertura de entrada rectangulares.

Podemos hacer otra clasificación de los pirheliómetros con respecto a sus características de medida más importantes. En general para todos los pirheliómetros se deben considerar los siguientes criterios.

- 1.- La salida debe ser independiente de la longitud de onda para una irradiancia dada (no selectividad).
- 2.- El factor de calibrado debe ser independiente de la temperatura.

- 3.- El factor de calibrado debe ser independiente de la irradiancia recibida (linealidad).
- 4.- Constante de tiempo (tiempo de respuesta).
- 5.- El factor de calibrado debe ser independiente del tiempo (estabilidad).
- 6.- Sensibilidad del aparato.

Según se desvían los diferentes pirheliómetros (en %) de las características mencionadas, se pueden dividir en: Pirheliómetros Patrón, de 1ª y de 2ª clase tal como se indica en el cuadro siguiente

CLASIFICACION DE PIRHELIOMETROS

	PATRON	1ª CLASE	2ª CLASE
<u>Selectividad</u> (máximo error debido a desviaciones de la respuesta espectral supuesta)	± 1%	± 1%	± 2%
<u>Temperatura</u> (máximo error debido a variaciones de la temperatura ambiente)	± 0.2%	± 1%	± 2%
<u>Linealidad</u>	± 0.5%	± 1%	± 2%
<u>Constante de tiempo</u> (máximo)	25 sg	25 sg	1 min
<u>Estabilidad</u> (variación por año)	± 0.2%	± 1%	± 2%
<u>Sensibilidad</u> ($W m^{-2}$)	± 0.2%	± 0.4%	± 0.5%

Ejemplos:

Pirheliómetros Patrón:

- El pirheliómetro de compensación eléctrica de Ångström.
- El pirheliómetro de disco de plata de Abbot.

Pirheliómetros de 1ª clase

- El pirheliómetro bimetálico de Michelson.
- El pirheliómetro de Linke - Feussner.
- El nuevo pirheliómetro Eppley (de temperatura compensada).
- El pirheliómetro termoeléctrico Yanishevsky.

Pirheliómetros de 2ª clase

- El pirheliómetro Moll - Gorczynski.
- El pirheliómetro Eppley (sin compensación de temperatura).

Piranómetros de radiación global

Estos instrumentos se usan para determinar la radiación solar y del cielo conjuntamente sobre un plano horizontal. Los elementos receptores deben estar orientados y expuestos libremente al hemisferio celeste, pero deben estar protegidos de la radiación reflejada desde la Tierra y los alrededores.

Debido al carácter difuso de la luz del cielo se requiere una integración sobre el hemisferio completo del cielo. Esta integración angular impone algunas restricciones en el material usado y en el diseño básico de los piranómetros.

Uno de los más comunes errores de piranometría y quizá el más difícil de eliminar es el "efecto coseno" producido por la

respuesta del instrumento como una función del ángulo de incidencia de la radiación.

Es un hecho conocido que la reflectancia y absorptancia de superficies, en general son dependientes del ángulo en el cual la radiación llega a la superficie.

El flujo total, \varnothing , de energía solar que incide en una superficie, consiste de dos componentes, el flujo de radiación solar directa \varnothing_D , esencialmente monodireccional, incidente desde un ángulo cenital específico θ , y el flujo \varnothing_d de luz del cielo difusa, que incide desde todos los ángulos cenitales posibles θ , así

$$\varnothing = \varnothing_d + \varnothing_D \quad (2.16)$$

para el caso ideal en que la absorptancia α del sensor de radiación es independiente del ángulo de incidencia de la radiación, no habrá más que multiplicar la expresión (2.16) por α .

Para el caso real la absorptancia no es independiente del ángulo de incidencia y en muchos casos una buena aproximación a la función de dependencia es $\alpha = \alpha_0 \cos \theta$, por eso se le llama "efecto coseno".

Pero la dependencia de la absorptancia del sensor con el ángulo de incidencia, no es la única causa de las desviaciones producidas en la respuesta del instrumento de la verdadera corrección del coseno.

Otras causas pueden ser: defectos en el vidrio esférico

que protege el piranómetro, nivelación incorrecta y variación de la temperatura del receptor con el ángulo de elevación solar.

Igual que en el caso de los pirheliómetros se dan a continuación una serie de criterios que permiten clasificar los piranómetros en tres clases: Piranómetros de 1ª, de 2ª y de 3ª clase.

- 1.- Aproximación de la respuesta a la ley del coseno.
- 2.- Coeficiente de temperatura del factor de calibrado.
- 3.- Variaciones en la respuesta con el tiempo (estabilidad).
- 4.- Selectividad espectral.
- 5.- Tiempo de respuesta.
- 6.- Dependencia del factor de calibrado de la irradiancia recibida (linealidad).
- 7.- Efecto de influencias externas, tales como cambios en la temperatura, viento, etc.
- 8.- Sensibilidad.

Atribuyendo valores máximos a las desviaciones correspondientes a estos criterios obtenemos el siguiente cuadro

CLASIFICACION DE PIRANOMETROS

	1a CLASE	2a CLASE	3a CLASE
<u>Respuesta del coseno</u> (desviación de la asumida tomando la elevación del Sol 10° para día claro)	± 3%	± 5-7%	± 10%
<u>Temperatura</u> (máximo error debido a variaciones de la tempe- ratura ambiente)	± 1%	± 2%	± 5%
<u>Estabilidad</u> (variación por año)	± 1%	± 2%	± 5%
<u>Selectividad</u> (máximo error debido a variaciones de la res- puesta espectral su- puesta)	± 1%	± 2%	± 5%
<u>Tiempo de respuesta</u> (máximo)	25 sg	1 min	4 min
<u>Linealidad</u>	± 1%	± 2%	± 3%
<u>Sensibilidad</u>	± 0.1%	± 0.5%	± 1%

Ejemplos:

Piranómetros de 1ª clase

— Piranómetros de termopila seleccionados

Piranómetros de 2ª clase

— Piranómetro Moll - Gorczynski

— Piranómetro Eppley (tambien llamado de 180°)

— Piranómetro de termopila Volacine

- Piranómetro Dirmhirm - Sauberee
- Piranómetro termoeléctrico Yanishevsky
- Piranómetro esférico Bellani

Piranómetro de 3ª clase

- Piranómetro bimetálico Robitzsch

Piranómetros de radiación difusa

La radiación solar global que es normalmente medida por un piranómetro consta, como ya habíamos dicho, de dos componentes: la radiación aproximadamente paralela que se transmite directamente a través de la atmósfera y la radiación difusa del cielo. Esta última componente contiene la radiación que ha sido esparcida del haz solar al atravesar la atmósfera y la que ha sido reflejada desde la superficie terrestre.

Para estudios de turbidez atmosférica y otros problemas es conveniente poder medir de una forma separada la componente directa y difusa.

Uno de los procedimientos de medida es utilizar un pir heliometro para determinar el flujo de radiación directa φ_D , junto con un piranómetro para la medida de la radiación solar global φ , sobre una superficie horizontal. De esta manera el flujo φ_d de radiación difusa sobre una superficie horizontal será

$$\varphi_d = \varphi - \varphi_D = \varphi - \varphi_p \cos \theta_0 \quad (2.17)$$

donde θ_0 es el ángulo cenital del Sol y φ_p es el flujo de radiación directa sobre una superficie normal a la dirección de incidencia.

El inconveniente de este método, es que requiere la utilización de un pirheliometro con el consiguiente montaje ecuatorial para el seguimiento del Sol.

Un método más simple para determinar las componentes directa y difusa por separado, es a partir de la medida de la radiación global y de la difusa. Como estas medidas se realizan en un plano horizontal e integradas sobre todo el hemisferio, el instrumento destinado a medirla en ambos casos es un piranómetro.

Así instalando dos piranómetros, podemos determinar la componente directa y difusa separadamente. El 1º de los piranóme-tros debe estar expuesto a la radiación global y el 2º debe estar apantallado de la radiación directa, pero expuesto a la radiación difusa. En este caso \varnothing_d es medido directamente y \varnothing_D vendrá dado por

$$\varnothing_D = \varnothing - \varnothing_d \quad (2.18)$$

Así conociendo \varnothing_D , para determinar el flujo de radiación directa sobre una superficie normal a la dirección de incidencia, \varnothing_p , no habrá más que dividir por el $\cos \theta_o$, siendo θ_o el ángulo cenital del Sol. Este es el procedimiento utilizadp por nosotros.

Hemos mencionado que el segundo piranómetro debe estar apantallado de forma que no reciba la radiación que proviene directamente del Sol, esto puede hacerse por dos métodos.

- a) Por medio de un disco, que se mueve con el Sol de forma que siempre apantalle el Sol del piranómetro.
- b) Por medio de una banda semicircular. Este segundo método es más utilizado ya que el disco necesita de un

montaje ecuatorial.

El único inconveniente de la utilización de la banda, es la necesidad de introducir una corrección para la parte de radiación difusa que se oculta al sensor a través de la banda (2).

La banda, Fig. 3, es una porción de cilindro de revolución cuyo eje es paralelo al eje del mundo, de forma que se pueda deslizar paralelamente a dicho eje, así la banda se puede ir desplazando a lo largo del año para así tener en cuenta la variación que experimenta la declinación del Sol.

La inclinación de la banda debe ser un ángulo φ , siendo φ la latitud del lugar. Obviamente la inclinación debe ser hacia el Sur en el hemisferio Norte y hacia el norte en el hemisferio Sur.

La frecuencia con la cual la posición de la banda debe ser ajustada, es función del tamaño del piranómetro, la anchura de la banda y el rango de variación de la declinación solar.

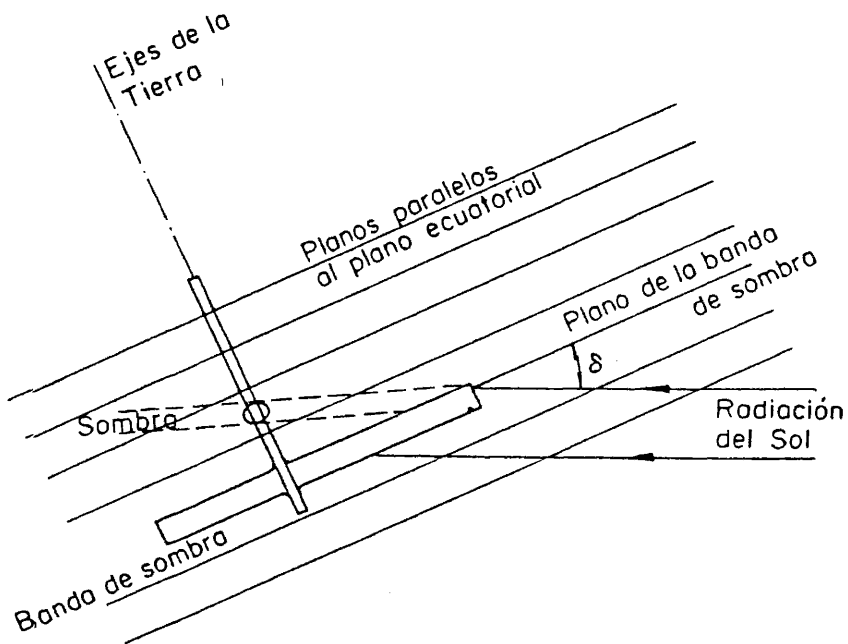
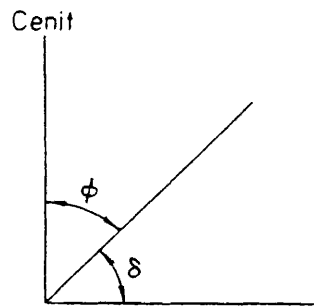


Fig. 3.- Orientación de la banda de sombra para medidas del flujo de radiación difusa del cielo.

III.- DISEÑO Y CONSTRUCCION DE UN NUEVO TIPO DE RADIOMETRO SOLAR

CONSIDERACIONES SOBRE LOS PIRANOMETROS CONVENCIONALES

Admitamos de antemano que, para medidas de radiación solar, y puesto que la distribución espectral relativa de la radiación solar incidente no es constante, sino que varía con el ángulo de inclinación solar y con las diferentes condiciones atmosféricas, los detectores mas eficaces son sin duda los detectores térmicos, gracias a su no selectividad espectral. Miden directamente la energía total sea cual sea su espectro. Vamos a hacer unas breves consideraciones sobre las posibles desventajas de la utilización de los piranómetros convencionales en instalaciones permanentes de medida de radiación solar.

Si nos fijamos en el cuadro que elaboramos en el capítulo anterior, con relación a la clasificación de los piranómetros según su desviación con respecto a los criterios considerados, vemos que gran parte de los factores que nos llevan a clasificar un piranómetro como de 1ª, 2ª ó 3ª clase están estrechamente relacionados con el hecho de que los piranómetros se vean sometidos a la exposición continua, no sólo a la propia radiación solar, sino también a las variaciones de las diversas condiciones atmosféricas y meteorológicas. Lo cual tiene como consecuencia la degradación de los elementos fotosensibles.

Este hecho obliga a frecuentes recalibrados (1, 2, 9) del piranómetro por comparación con un instrumento standard, y dado que

no todas las instalaciones de medida de radiación solar disponen de estos patrones, es necesario su traslado a otros laboratorios, interrompiendo de esta forma el caracter de medida permanente.

En el caso más general en el que el piranómetro se utiliza para la medida de la radiación global, sin filtro espectral ninguno, los fotones llegan directamente a la superficie sensible del detector que suele estar recubierta de una pintura negra absorbente. Para exposiciones muy prolongadas y de gran densidad energética, como es el caso de la irradiancia solar directa, se produce una degradación progresiva de estos materiales, que pierden sus propiedades iniciales, con lo que varía su detectividad y en consecuencia el factor de calibrado, que debe ser medido con relativa frecuencia.

En detectores térmicos que trabajan comparando la temperatura adquirida por la superficie irradiada con otra temperatura de referencia, que suele ser la temperatura ambiente, grandes variaciones de esta pueden introducir errores si la temperatura a la que se realiza la medida es muy distinta de aquella a la que se hizo el calibrado. Es el caso de los piranómetros de termopila. Los buenos piranómetros adjuntan una tabla de valores de corrección para la lectura del instrumento a diversas temperaturas, pero esta corrección no la hace el instrumento automáticamente.

En cuanto a las variaciones con la humedad, polvo atmosférico, etc., es evidente que afectarán enormemente a la precisión de las medidas si se produce un fallo incontrolado en la hermeticidad a que deben estar sometidos el detector y los elementos electrónicos asociados.

Otro hecho que está íntimamente ligado a las condiciones meteorológicas existentes, es el aparente aumento de sensibilidad que experimenta un piranómetro con el uso de filtros espectrales.

Gran parte de los piranómetros existentes hoy en día, tienen la posibilidad de hacer medidas de radiación solar en diferentes bandas espectrales. Estos piranómetros llevan una doble protección que consta de dos hemisferios de vidrio. El más externo puede ser de vidrio transparente a todo el espectro solar o solamente a una parte de él, actuando como un filtro selectivo en este caso, lo que permite hacer medidas en todo o en diferentes zonas del espectro.

Ahora bien, en el caso de utilizar filtros selectivos, al ser absorbida parte del espectro de la radiación solar por el filtro de vidrio, su temperatura aumenta, produciendo como consecuencia el calentamiento del hemisferio de vidrio interior que actúa como radiador completo a la nueva temperatura, con lo que la distribución de radiación que llega al detector se modifica, trasladándose hacia longitudes de onda más largas, lo que se traduce en un aumento de la respuesta y por lo tanto en un aparente aumento de la sensibilidad del detector, lo que repercute en un error en las medidas.

RADIOMETRO SOLAR CON FIBRA OPTICA Y FOTODIODO DE SILICIO

Con objeto de intentar paliar los posibles errores inherentes a la exposición permanente de los piranómetros a las variaciones meteorológicas, a los que hemos hecho mención, y la necesidad de un calibrado frecuente, hemos ideado un instrumento en el que el elemento de detección no está expuesto directamente a la radiación solar,

ni sometido por lo tanto a las variaciones de las condiciones atmosféricas. Este hecho es el que elimina la necesidad de los frecuentes recalibrados del sistema.

En nuestro sistema la energía radiante llega a los detectores a través del techo del edificio conducida por un conductor óptico, un haz flexible de fibras ópticas, permaneciendo en el interior del laboratorio, donde existen condiciones ambientales estables, los sistemas de detección, medida y toma de datos.

Descripción del Instrumento

El extremo del conductor óptico (18) que queda en el exterior sometido a la radiación, lleva acoplado un difusor calculado para aproximar la ley del coseno, quedando todo el conjunto protegido por un bulbo de vidrio de forma esférica. Fig. 4.

El conductor óptico lleva la radiación a un fotodiodo de silicio situado en el interior, a través de un filtro de vidrio situado entre ambos, que tiene por objeto corregir la sensibilidad espectral del sistema, puesto que los fotodiodos de silicio son selectivos, para aproximarla a una recta horizontal.

Se ha elegido un fotodiodo de silicio por su probada efectividad como instrumento de medida, debido a sus excelentes características de linealidad, estabilidad y simplicidad (19, 20, 21). Además su detectividad, mucho mayor que la de los detectores térmicos, lo hacen adecuado para la baja radiancia procedente de las fibras, insuficiente para que los detectores térmicos no selectivos den una

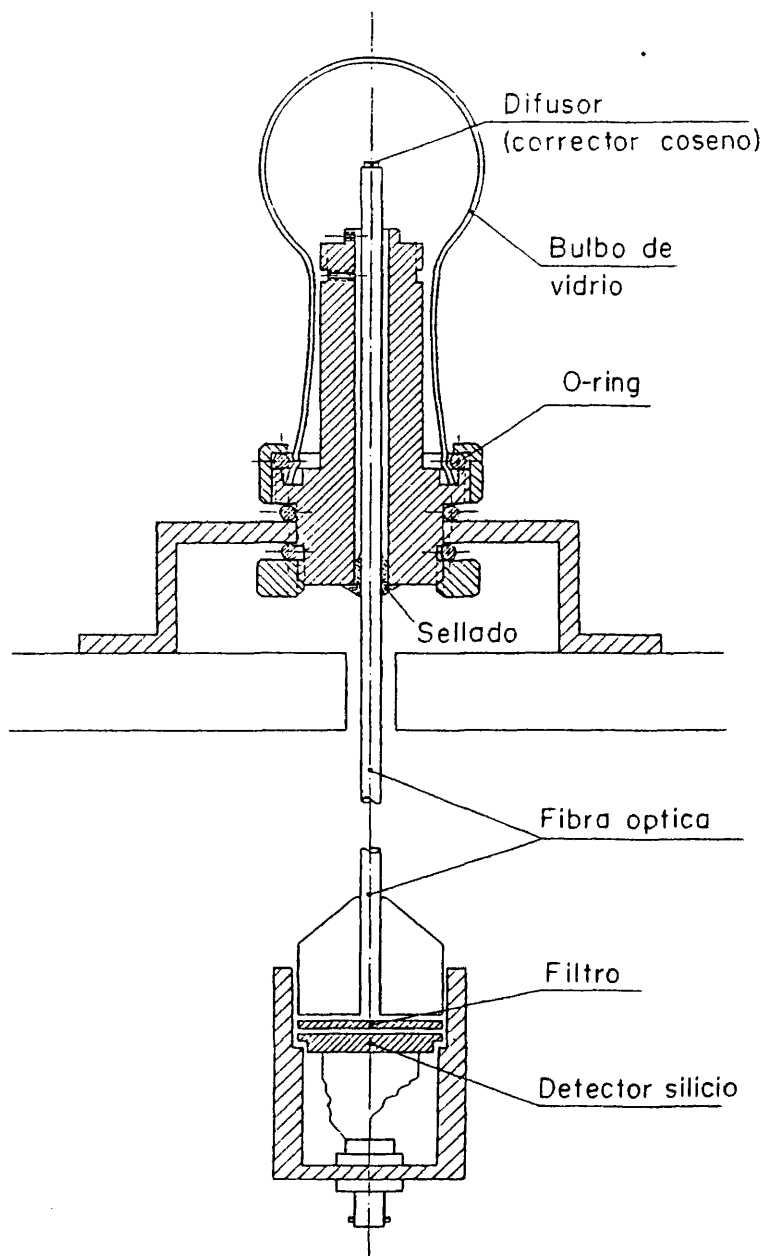


Fig. 4.- Diagrama esquemático de la cabeza del radiometro

respuesta medible con precisión.

La señal del fotodetector, convenientemente amplificada, es recogida por un sistema de adquisición automática de datos, el cual la envía a un computador electrónico, donde es procesada, obteniéndose a la salida de este, el valor de la irradiancia solar en W/m^2 . Fig. 5.

Vamos a describir ahora de una manera más detallada cada uno de los elementos que constituyen el sistema de medida.

SISTEMA DE DETECCION

El sistema de detección está formado por los siguientes elementos:

- Bulbo protector
- Difusor corrector coseno
- Conductor óptico
- Filtro de vidrio
- Detector

Bulbo protector

El bulbo protector es aproximadamente esférico, de unos 45 mm de diámetro, y de vidrio de aproximadamente 0,8 mm de espesor. Como se puede ver de una curva típica de transmisión para el vidrio, que se muestra en la Figura 6, superpuesta con la curva aproximada de radiación solar, los efectos debidos a la absorción selectiva del vidrio para longitudes de onda del rango de interés son mínimos. La

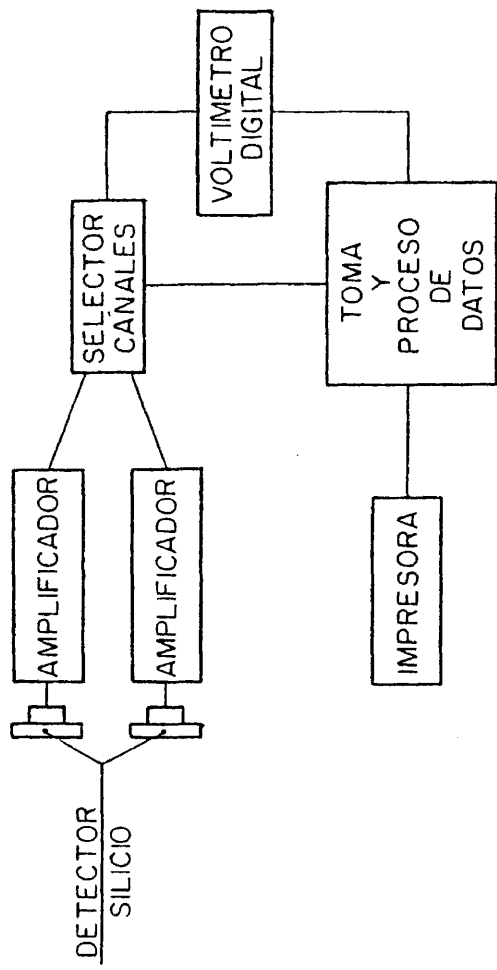


Fig. 5.- Diagrama esquemático del sistema de medida.

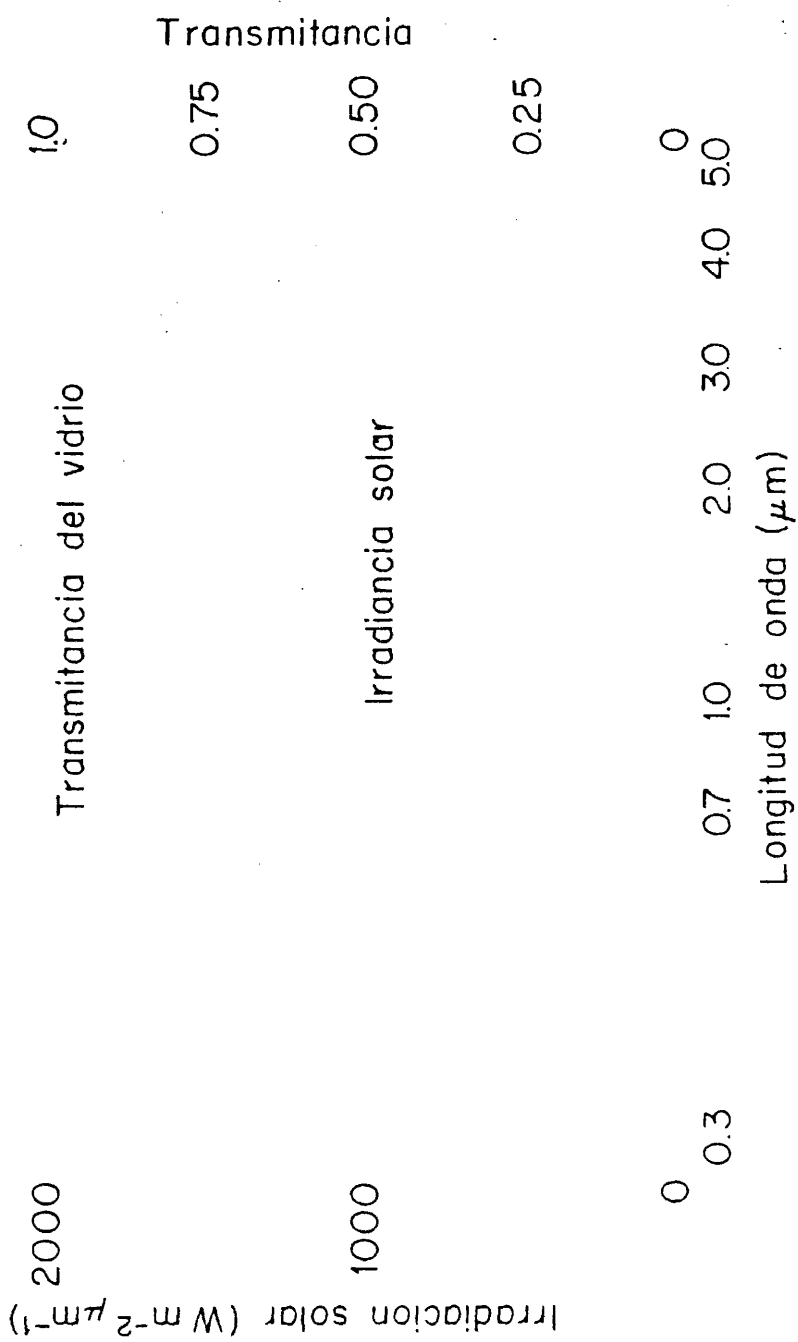


Fig.6.- Transmittancia espectral del bulbo de vidrio comparado con la distribución espectral de la radiación solar.

transmisión del vidrio es constante y con un valor del 90% entre 0.35 y 2.6 μm . De acuerdo con Thekaekara (1970) el 92,15% de la irradiancia solar extraterrestre se distribuye dentro de este intervalo de longitudes de onda y el 97.9% de la irradiancia solar dentro de los límites de 0.305 y 4.4 μm , siendo en estos límites el valor de la transmitancia del vidrio de aproximadamente 50%. Esto nos asegura que para propósitos prácticos la selectividad espectral debida al vidrio es despreciable.

Además nuestras medidas van a estar limitadas, por el detector utilizado (fotodiodo de silicio), al rango comprendido entre aproximadamente 300 y 1200 nm, por lo que en nuestro caso no necesitamos tener en cuenta la selectividad espectral del vidrio.

Difusor corrector del "efecto coseno"

Como vimos en el capítulo anterior, que los receptores cumplan la ley del coseno es uno de los mayores problemas que se presentan en la medida de la irradiancia solar con sistemas estáticos, como los piranómetros. Por ello hemos construido un receptor coseno, que consta simplemente de un difusor de vidrio opal de unos 5 mm de diametro y 3 mm de espesor, que va ajustado en una pieza de latón, recubierta con una capa de pintura negra mate para evitar las posibles reflexiones, permitiendo que el difusor pueda desplazarse con respecto a la pieza en sentido vertical.

Esta pieza ajusta directamente sobre la fibra óptica permitiendo variar la distancia de la fibra con respecto al difusor.

En un fotogoniómetro con iluminador en haz de rayos paralelos, se han hecho una serie de registros del comportamiento del receptor coseno con respecto a la ley de Lambert, modificando las distintas variables permitidas en el receptor, tales como clase de vidrio, espesor del difusor, cantidad que sobresale del anillo de sujeción y distancia del difusor a la fibra, hasta obtener una buena aproximación de la ley de Lambert.

La desviación de los receptores coseno instalados, en %, con respecto a la ley de Lambert se pueden ver en la Tabla I. Como se aprecia en esta tabla, el difusor cumple la ley del coseno para las distintas incidencias de 0° a 80° con una aproximación de $\pm 2\%$.

Conductor óptico

El conductor óptico está compuesto de un haz de fibras separadas conductores de luz, fabricadas en vidrio óptico. Las superficies frontales están pulidas.

En los conductores ópticos, el camino óptico que ha de recorrer la luz en el vidrio comparado con el de otros sistemas ópticos, es muy grande, por esto se utiliza como material de base vidrios ópticos particularmente claros y pobres en color, y por lo tanto poco absorbentes.

La transmitancia espectral del conductor óptico, se puede ver en la Figura 7. En ella vemos que tiene una transmitancia espectral practicamente constante y de un valor de aproximadamente 55% para 1 m de longitud en el intervalo espectral comprendido entre 500 y

TABLA I

Ley de corrección del coseno.

α	Cos α	Valor medido	Diferencia (%)
+ 80	0.1736	0.1696	- 2.3%
+ 70	0.3420	0.3435	+ 0.4%
+ 60	0.5000	0.4986	- 0.3%
+ 50	0.6428	0.6413	- 0.2%
+ 40	0.7660	0.7690	+ 0.4%
+ 30	0.8660	0.8712	+ 0.6%
+ 20	0.9397	0.9456	+ 0.6%
+ 10	0.9848	0.9918	+ 0.7%
0	1	1	0.0%
- 10	0.9848	0.9891	+ 0.4%
- 20	0.9397	0.9484	+ 0.9%
- 30	0.8660	0.8712	+ 0.6%
- 40	0.7660	0.7663	+ 0.1%
- 50	0.6428	0.6446	+ 0.2%
- 60	0.5000	0.5011	+ 0.2%
- 70	0.3420	0.3451	+ 0.9%
- 80	0.1736	0.1706	- 1.7%

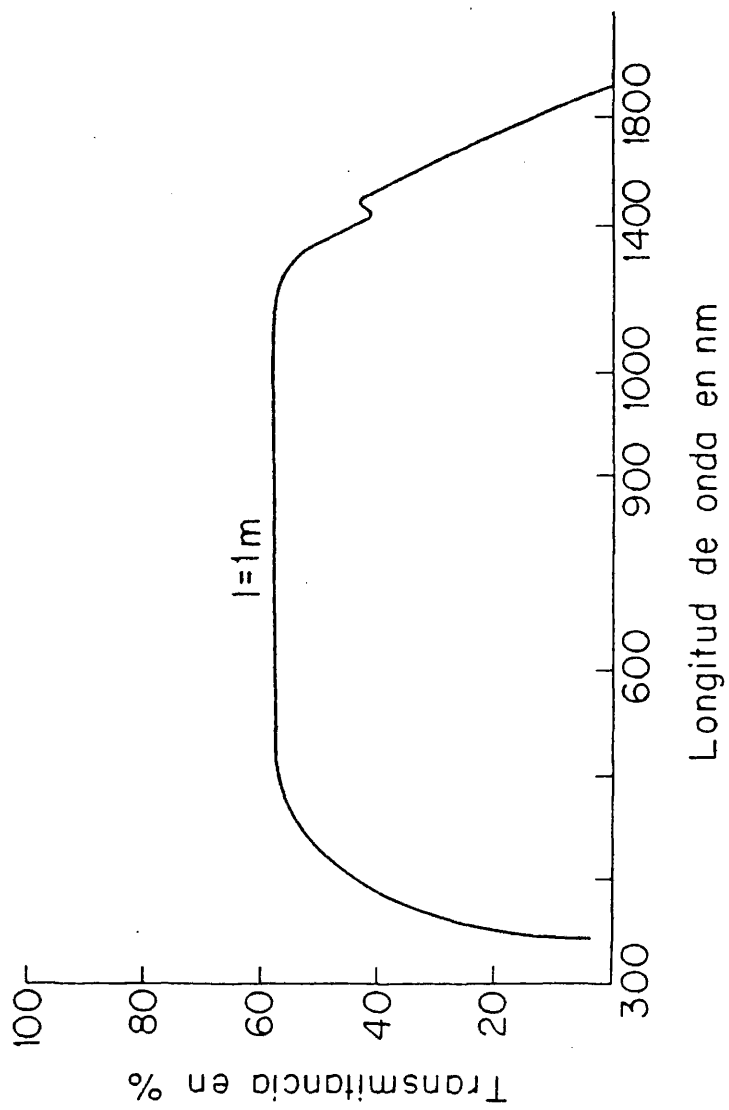


Fig.7.- Transmitancia espectral de 1 m del conductor
optico utilizado

1200 nm, siendo del 40% en 400 y 1400 nm.

Dado que, el rango espectral en nuestras medidas se ve limitado entre 400 y 1200 nm por el detector utilizado, el rango de transmitancia espectral del conductor óptico es perfectamente compatible con nuestro sistema.

La curva representada en la Figura 7 es para un conductor óptico de 1 m de longitud, que ha sido la medida empleada en nuestro sistema de medida.

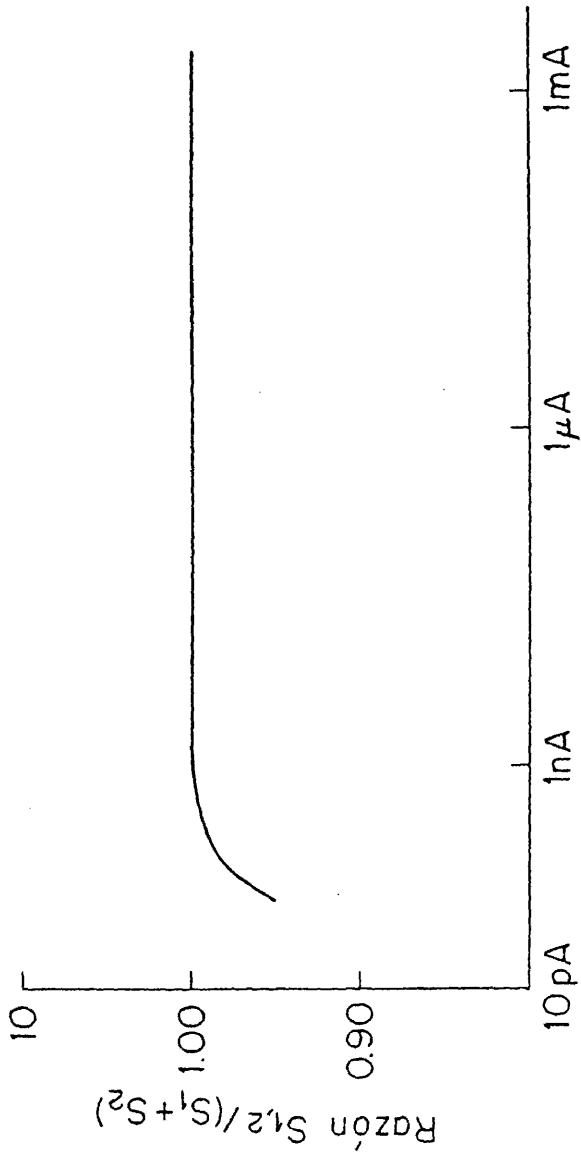
Las pérdidas son debidas a las múltiples reflexiones en las paredes, a la dispersión y absorción en el vidrio, y todas ellas están en función de la longitud del conductor.

Detector

El detector utilizado en nuestro sistema de medida de la irradiancia solar es un fotodiodo de silicio EG & G modelo UV-444B, que tiene las siguientes características:

Superficie activa	100 mm ²
Rango espectral de respuesta	200-1150 nm
Máximo de respuesta	950 nm
Corriente oscura en 950 nm	$6.7 \times 10^{-14} \text{ W/Hz}^{\frac{1}{2}}$
Corriente oscura en 230 nm	$22 \times 10^{-14} \text{ W/Hz}^{\frac{1}{2}}$
Tiempo de respuesta	45 nsg
Variación de la linealidad sobre 6 décadas.	< 1%

La curva que representa la variación de la linealidad se puede ver en la Figura 8. (22)



Intensidad de corriente

Fig. 8.- Linealidad del fotodiodo de silicio.

La elección de este detector en lugar de un detector térmico no selectivo, ha venido motivada por su mayor sensibilidad, lo que le hace adecuado para la medida de la baja radiancia que se obtiene después que la radiación solar atraviesa el sistema óptico.

Filtro de vidrio

Sabemos que uno de los métodos que existen para modificar la sensibilidad espectral de un detector, es colocar filtros de una transmitancia adecuada delante del detector.

El detector que hemos utilizado es un fotodiodo de silicio que tiene una respuesta espectral dentro del rango de longitudes de onda de 200 y 1150 nm con el máximo centrado en 950 nm, por ello pensamos en la necesidad de corregir esta sensibilidad espectral hasta conseguir aproximarla a una recta horizontal para paliar el hecho de utilizar un detector espectralmente selectivo.

Para ello basándonos en el método de cálculo expuesto en (23) calculamos la transmitancia y espesor que debía tener el filtro utilizado para una buena corrección.

El filtro utilizado fué el modelo KG-6 de la casa Schott, con un espesor de 3 mm. La curva de transmitancia se puede ver en la figura 9.

Ahora bien, la utilización del filtro tiene un inconveniente la pérdida de gran parte de la radiación incidente, debido a la absorción (más del 40% en la mayor parte del espectro de la radiación incidente), pérdida que se suma a la existente por la absorción del condu

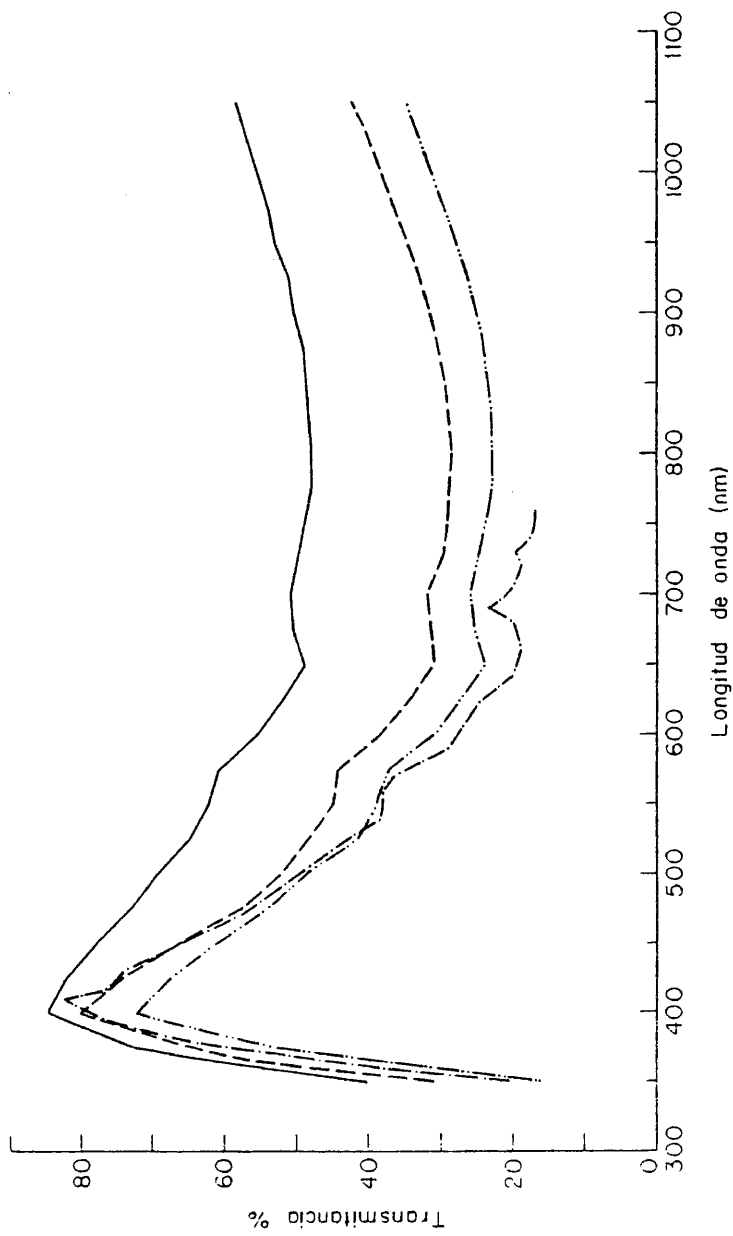


Fig. 9.- Curvas de transmitancia espectral de las distintas combinaciones de filtros estudiadas para la corrección de la sensibilidad espectral. El filtro elegido es el representado con trazo continuo

óptico, por lo que al fotodiodo llega muy poca luz, lo que obliga a una excesiva amplificación de la señal. Por lo tanto, y dado que posteriormente se utilizó un método de corrección para la selectividad espectral, decidimos no utilizar ningún tipo de filtro.

SISTEMA DE ADQUISICION AUTOMATICA DE DATOS

La señal del fotodetector, convenientemente amplificada, se recoge por un sistema de adquisición automática de datos Hewlett-Packard modelo HP3050B que consta de los siguientes elementos:

- Calculador programable
- Multímetro digital
- Selector de canales
- Impresora

Calculador

El calculador utilizado en este sistema es un calculador marca Hewlett-Packard modelo HP9830 A programable en lenguaje BASIC que controla el funcionamiento de los demás componentes del sistema y procesa y acumula los datos recibidos.

La 9830 viene provista de 4K bytes de memoria, es decir 1760 palabras, que puede ser ampliada hasta 16K.

Multímetro digital

El instrumento de medida utilizado es un multímetro digital modelo HP3490 A de 5 dígitos que permite hacer medidas en corrien

te alterna y continua, así como medidas de resistencia.

La resolución es de $1\mu V$ en las medidas de voltaje en D.C. en el rango de 100 mV permitiendo hacer 5 lecturas por segundo en todos los rangos.

Está perfectamente adaptado para su control remoto a través del calculador 9830 A.

Selector de canales

El selector de canales utilizado es el modelo HP 3495 A, es un instrumento programable a través de la interface HP-IB. Va provisto de una serie de 4 tarjetas, que contienen 10 canales cada una.

El tiempo que tarda en pasar de un canal a otro es < 10 ms por lo tanto está capacitado para hacer 100 lecturas por segundo.

Ahora bien, habíamos visto antes que el multímetro digital tenía limitado el tiempo de lectura a 5 lecturas/sg. Por lo tanto el conjunto multímetro digital-selector de canales permitirá hacer como máximo 5 lecturas/sg.

Impresora

El sistema va provisto también de una impresora modelo HP 9871 A, que permite escribir 132 caracteres como máximo en una línea.

La velocidad de escritura en promedio es de 30 caracteres por segundo. Va provisto de un disco intercambiable de 96 caracteres

diferentes, programable externamente con respecto a funciones tales como espacio, límites horizontales y verticales, etc..

Estas funciones programables con movimiento bidireccional le da capacidad a la impresora para escribir y dibujar gráficos.

CARACTERISTICAS TECNICAS CALIBRADO

Siguiendo la técnica descrita anteriormente de evitar la exposición directa de los elementos fotosensibles a las variaciones meteorológicas ambientales, hemos construido dos sistemas diferentes. Uno de ellos se utilizará para la medida de la radiación total y el otro para la medida de la radiación difusa del cielo.

Antes de la instalación de los dos sistemas de medida, vamos a proceder al calibrado de cada uno de los sistemas con respecto a sus características fundamentales.

Linealidad del sistema

El único elemento del sistema sobre el que afecta esta característica es el fotodiodo de silicio. El fotodiodo empleado en cada uno de los sistemas es idéntico, por lo tanto la desviación del sistema con respecto a la linealidad será, según vimos al hablar de las características del detector, < 1% sobre 6 décadas. (22)

Sensibilidad espacial

Cada uno de los sistemas lleva acoplado un difusor coseno. La sensibilidad espacial según los distintos ángulos de incidencia se midió en un fotogoniómetro.

Variación de la respuesta con la temperatura

Al no estar los elementos sensibles sometidos a las variaciones de temperatura ambiental, y quedar en el interior del laboratorio a una temperatura constante que oscila alrededor de $22^{\circ}\text{C} \pm 2^{\circ}\text{C}$, este problema no es crítico.

Sensibilidad espectral

La sensibilidad espectral $S(\lambda)$ del radiómetro, esto es del conjunto bulbo protector-difusor-conductor-óptico-detector, de cada uno de los sistemas se ha medido comparándola en el instrumento descrito en (24) utilizando un radiómetro piroeléctrico, electricamente calibrado como patrón absoluto no selectivo. (25, 26)

Este sistema permite la determinación de la sensibilidad espectral $S(\lambda)$ en valores absolutos, siempre que sea posible emplazar los dos sistemas a comparar en la misma posición con respecto a la rendija de salida del monocromador (24) y siempre que la superficie sensible de los dos elementos sea la misma. La radiación que sale del monocromador es un haz cónico y divergente y por lo tanto la distribución de radiación no es uniforme, por lo que solo se pueden comparar en valores absolutos, detectores con la misma geometría, área y colocados en el mismo lugar del haz luminoso.

En nuestro caso no puede hacerse así ya que la geometría de nuestro sistema es diferente de la del detector piroeléctrico por lo que no es posible cumplir los requisitos mencionados. Este hecho se podría subsanar con la colocación de un difusor ante la rendija

de salida del monocromador, pero se pierde gran parte de radiación, lo cual es un inconveniente en nuestro sistema de medida.

Por ello las medidas de $S(\lambda)$ que obtenemos con este instrumento serán consideradas como relativas, esto es, nos van a indicar la forma de la curva de sensibilidad espectral, pero no sus valores absolutos en amperios por vatio.

Para convertir la $S(\lambda)$ de nuestro sistema así obtenida a valores absolutos, necesitaremos después utilizar un sistema donde dispongamos de una iluminación uniforme.

Para ello se instalaron una serie de elementos en un banco óptico, según muestra la figura 10, todo ello en un recinto aislado del exterior por paredes pintadas de negro, para evitar radiaciones indirectas ajenas al elemento emisor.

Este montaje está compuesto por tres partes bien diferenciadas:

- Elemento emisor
- Sistema óptico
- Sistema de detección

ELEMENTO EMISOR

Como elemento emisor se ha utilizado un lámpara de incandescencia de cuarzo-iodo, patrón de irradiancia espectral, calibrado en 1975 en el NBS directamente respecto al cuerpo negro.

El motivo de utilizar esta fuente es que se conoce perfectamente su curva de irradiancia espectral. Tabla II, y nos va a ser

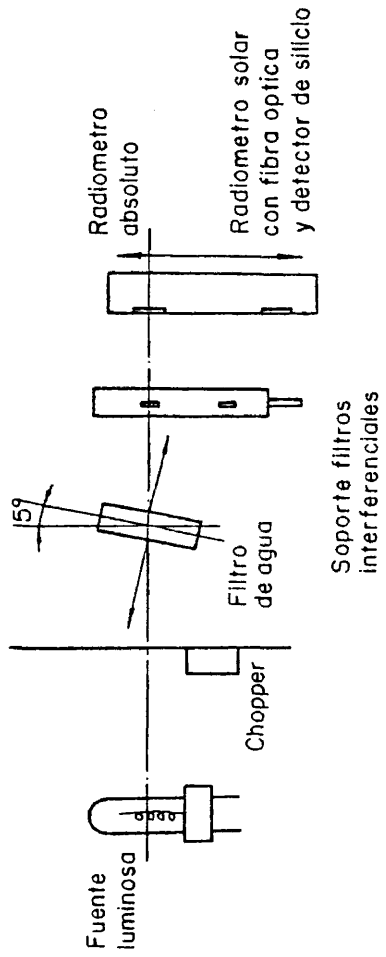


Fig. 10.- Montaje experimental utilizado en el calibrado de la sensibilidad espectral en valores absolutos de los radiómetros solares.

TABLA IIIrradiancia espectral en W/cm^3 de la lámpara patrón F1.

λ (nm)	Lamp. No. F1 7.900 amp
250	0.1549
260	0.2703
270	0.4609
280	0.7350
290	1.114
300	1.615
310	2.269
320	3.185
330	4.301
340	5.617
350	7.199
400	19.85
450	40.53
500	67.73
555	101.2
600	128.4
654.6	158.3
700	179.2
800	209.4
900	220.0
1050	210.3
1150	195.3
1200	185.7
1300	166.9
1540	124.3
1600	114.6

vir posteriormente para una comprobación del calibrado de $S(\lambda)$, pero se hubiera podido utilizar cualquier fuente con la única restricción de que obtuvieramos una iluminación uniforme.

El calibrado de esta lámpara patrón, está hecho en unas condiciones muy específicas: a 50 cm a partir del plano vertical que pasa por el centro de su elemento emisor y cuando por su filamento pasa una intensidad de corriente $I = 7.900$ Amperios.

Para mantener esta intensidad de corriente se ha utilizado una fuente de alimentación estabilizada "Vinculum", cuya estabilidad es mejor del 0.01%.

Para conseguir una mejor colocación y orientación de la fuente, se ha colocado sobre el banco óptico una torre de alineamiento que soporta el portalámparas. Esta torre dispone de 5 grados de libertad: tres desplazamientos según los tres ejes en el espacio y dos giros, uno alrededor del eje vertical y otro horizontal perpendicular a la dirección de incidencia.

La distancia fuente-sistema de detección se midió con una regleta patrón y el ajuste se hizo con tornillo micrométrico.

SISTEMA OPTICO

El sistema óptico está constituido por los siguientes elementos: un chopper, una colección de filtros interferenciales y un filtro de agua destilada de 1 cm de espesor.

Chopper

El sistema de detección elegido requiere la utilización de un chopper que module la energía radiante. El detector medirá así exclusivamente la radiación modulada por el chopper, ignorando de esta manera cualquier otra fuente de radiación que no esté en fase con el chopper.

El chopper es el modelo CTX-410 A de Laser Precision Corporation, tiene un rendimiento del 25% y una frecuencia de 15 Hertz (27).

Filtros interferenciales

Los filtros interferenciales elegidos son de la casa Schott, cuyos picos de transmitancia corresponden a las longitudes de onda: 552, 605, 654, 702, 800, 900, 1060 y 1152 nm. Se eligieron estos filtros porque ó bien no tienen segundo orden ó si lo tienen estos están localizados en longitudes de onda mayores de 1200 nm y su transmitancia espectral es perfectamente conocida desde 300 a 1400 nm (28).
Fig. 11 y 12.

Filtro de agua

El radiómetro utilizado es sensible a la energía radiante que se recibe en el rango espectral comprendido entre 200 nm y 50 μ m. Como algunos filtros tienen bandas de transmisión en el infrarrojo, utilizamos un filtro de agua de 10 mm de espesor, cuya transmitancia espectral se conoce igualmente (28), que impide el paso de radiación en longitudes de onda superiores a los 1400 nm. Fig. 13.

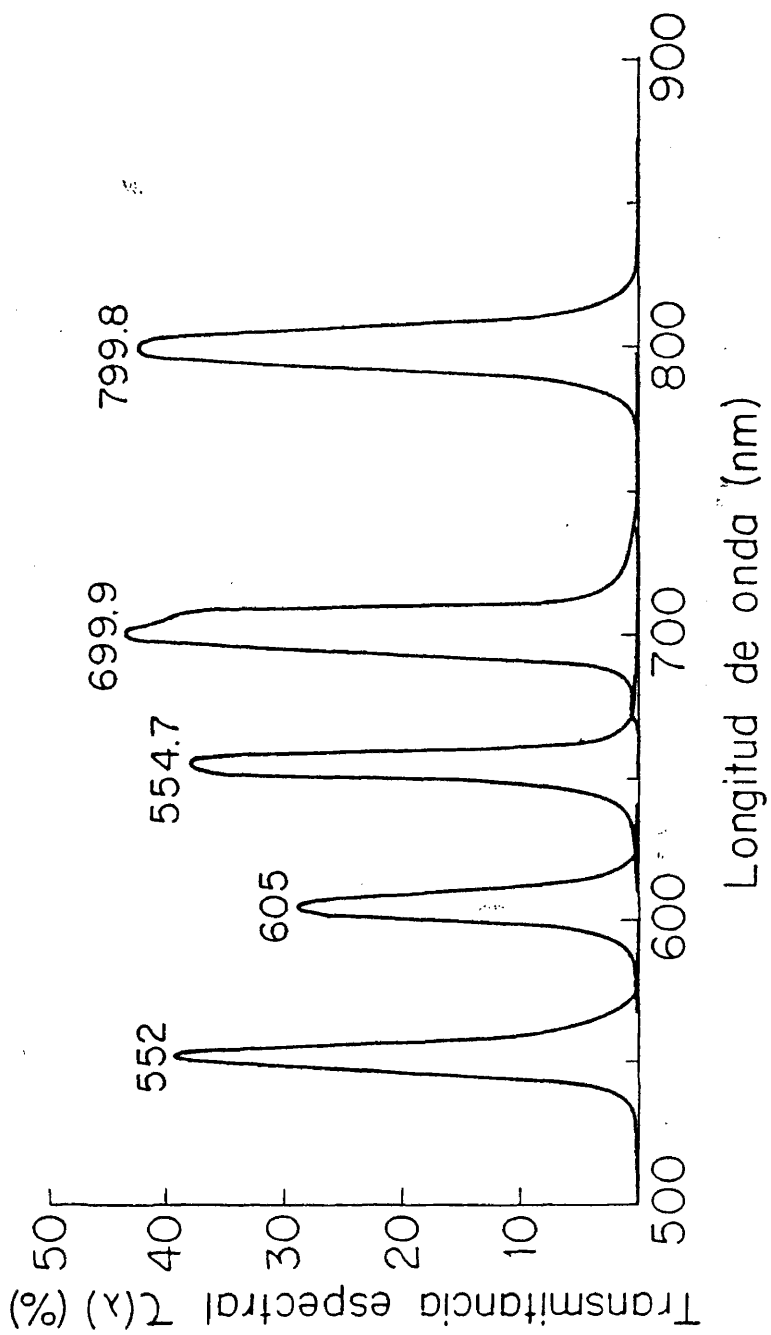


Fig. 11.- Transmitancia espectral de los filtros interferenciales
552, 605, 554.7, 699.9 y 799.8 nm.

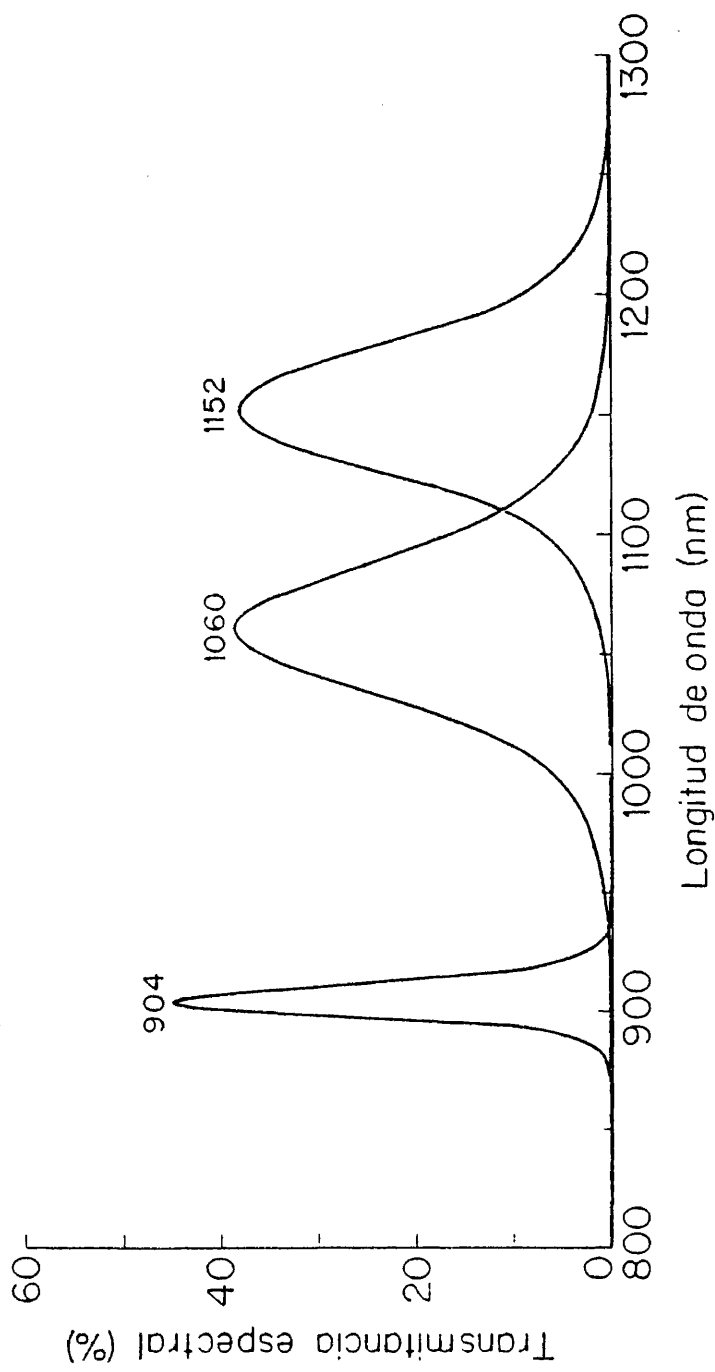


Fig. 12.- Transmitancia espectral de los filtros interferenciales

904, 1060 y 1152 nm

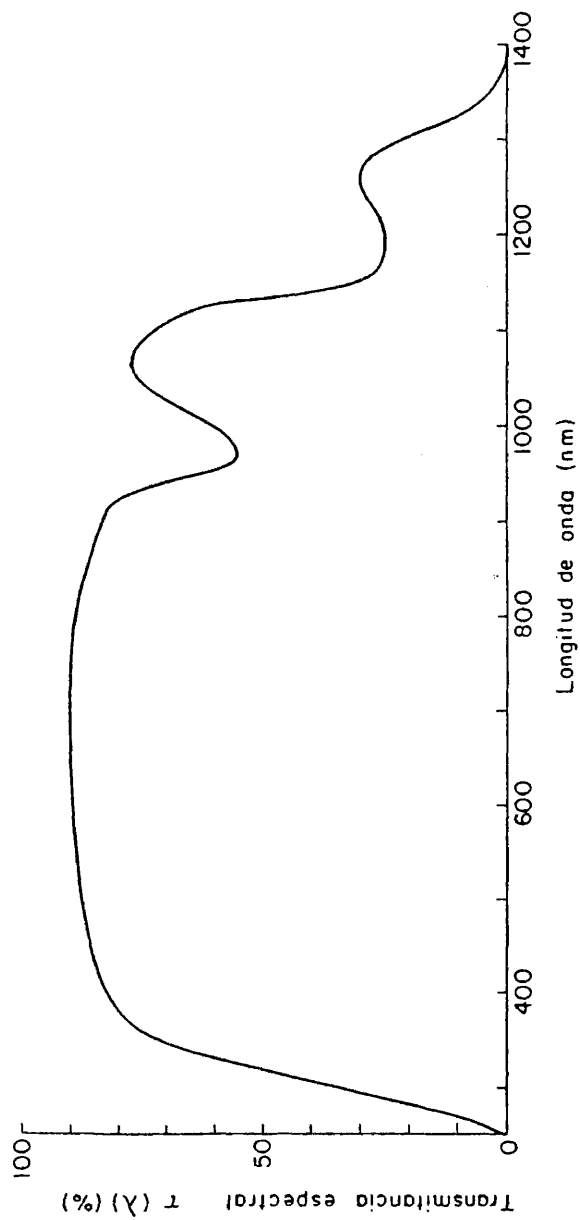


Fig. 13.- Transmitancia espectral del filtro de agua destilada de
1 cm de espesor y las dos ventanas de vidrio que forman
la cubeta

Sistema de detección

El sistema de detección utilizado es un Radiómetro Piroeléctrico Calibrado Electricamente (R.P.C.E.) (25, 26). Tiene la ventaja de que no requiere ningún calibrado radiométrico previo respecto a un emisor patrón de energía radiante, sino que se auto-calibra electricamente.

Es el modelo RS-3940 Electrically Calibrated Pyroelectric Radiometer de Laser Precision Corporation.

Funcionamiento del R.P.C.E.

El elemento detector es un conjunto formado por un detector piroeléctrico (Tantalato de Litio montado sobre un sustrato de baja conductividad), un preamplificador y una estructura mecánica y eléctrica apropiada a fin de poder medir la respuesta.

Ante el detector piroeléctrico hay una fina película resistente al calor recubierta por una capa negra absorbente (negro de oro) a la que llega la radiación emitida por la fuente luminosa. Esta superficie altamente absorbente al llegar la radiación óptica se calienta, pero como ésta está modulada por un chopper, este calentamiento óptico sería intermitente y el detector piroeléctrico nos marcaría constantemente las variaciones de temperatura. Si se puede hacer

pasar una corriente eléctrica por la misma superficie producirá en ella el mismo calentamiento que la radiación, pero precisamente cuando no le llega energía radiante (27, 29).

Cuando se consigue un equilibrio entre el calentamiento producido por la radiación óptica y el producido por la corriente eléctrica, el detector piroeléctrico nos marca cero, puesto que no hay diferencia de temperatura entre las dos fases del ciclo. En este instante si nosotros podemos medir la energía eléctrica que suministramos, sabremos con exactitud la energía radiante que llega al detector, puesto que son iguales. Es decir que utilizando el detector piroeléctrico como instrumento de cero, podemos saber la energía radiante que llega al R.P.C.E. en W/m^2 .

Utilización del R.P.C.E.

El sistema R.P.C.E. está formado por un voltímetro Lock-in Amplifier (Princeton Applied Research Model 186 Waveform Independent Lock-in) que se utiliza como instrumento de cero, un chopper CTX-410A, un indicador de energías (vatímetro RS-355) y el detector RSP-393 (superficie sensible absorbente y detector piroeléctrico).

El chopper lleva un conjunto emisor-receptor optoelectrónico diametralmente opuesto a su apertura, que genera una onda desfasada 180° con la radiación modulada, manteniendo la misma forma. La señal eléctrica así generada se lleva al elemento calefactor (la propia superficie negra absorbente) por medio de un circuito equilibrado, figura 14. Cuando el voltímetro lock-in marca cero se da la equivalencia descrita en el apartado anterior. Esto es, la energía óptica

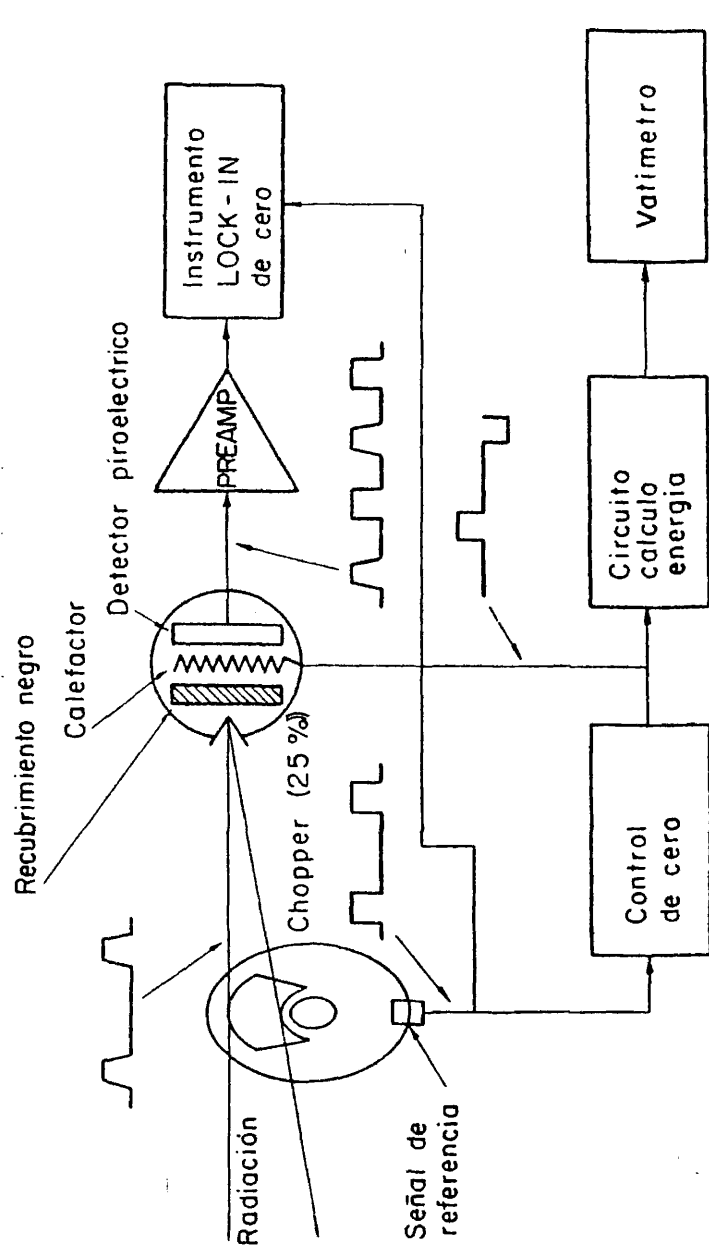


Fig. 14.- Esquema simplificado del circuito eléctrico del R.P.C.E.

recibida es exactamente igual a la energía eléctrica suministrada al elemento calefactor. La medida radiométrica en estas condiciones se reduce a medir la intensidad de corriente que pasa por él y la diferencia de potencial aplicada entre los puntos de contacto. Un multiplicador de precisión nos proporciona una señal equivalente, que enviada a un panel digital nos da directamente la energía en vatios.

Para alinear todos los elementos ópticos se utilizó un haz laser, eliminando las posibles fuentes secundarias de radiación con un sistema adecuado de diafragmas.

MEDIDAS DE $S(\lambda)$

Con el montaje descrito se hicieron dos series de medidas. En primer lugar la respuesta que daba el radiómetro absoluto $E(\lambda_i)$ cuando se irradiaba a través de cada uno de los filtros interferenciales elegidos.

En segundo lugar, y colocando nuestro sistema de detección en la misma posición del espacio que ocupaba anteriormente el radiómetro absoluto, se midió la respuesta obtenida con nuestro sistema a través de la misma serie de filtros. La respuesta obtenida la llamamos $I(\lambda_i)$.

De esta manera la sensibilidad espectral $S(\lambda_i)$ en valores absolutos para cada una de las longitudes de onda correspondientes a los picos de transmitancia de los filtros será

$$S(\lambda_i) = \frac{I(\lambda_i)}{E(\lambda_i)} \quad (3.1)$$

De esta manera tenemos ya la sensibilidad espectral de nuestro sistema en valores absolutos para determinadas longitudes de onda. Para obtener la $S(\lambda)$ total en valores absolutos, no habrá mas que hacer coincidir la curva relativa obtenida anteriormente con los valores absolutos.

La sensibilidad espectral $S(\lambda)$ de cada uno de los sistemas en valores absolutos se puede ver en las tablas III y IV.

Como comprobación y para juzgar la exactitud de la $S(\lambda)$ medida, se ha calculado teóricamente la respuesta que daría nuestro sistema iluminándolo con la lámpara patrón de irradiancia espectral sin interponer ningún filtro entre ellos. El acuerdo entre el valor de la medida y el calculado teóricamente es del 2%.

CORRECCION DE LA SELECTIVIDAD ESPECTRAL. CALCULO DE LOS FACTORES DE CALIBRADO

Hemos visto que nuestro sistema de detección no cubre todo el rango de la radiación solar. Esto es un inconveniente grave debido a que la distribución espectral relativa de la radiación incidente $E(\lambda)$ no es constante, sino que varía con los distintos ángulos de inclinación solar y las diferentes condiciones atmosféricas existentes. (30, 31). Por ello para el cálculo de la radiación total incidente debemos introducir una corrección, calculando un factor de calibrado que será de la forma,

TABLA III

Curva de sensibilidad espectral $S(\lambda)$ en $V/mW \text{ cm}^{-2}$ del radiómetro destinado a la medida de la radiación global solar.

λ (nm)	$S(\lambda)$ $V/mW \text{ cm}^{-2} \times 10^{-3}$
400	1.6016
410	2.24
420	4.844
430	6.406
440	8.008
450	9.610
460	10.08
470	10.56
480	11.04
490	11.50
500	11.98
510	14.12
520	16.26
530	18.42
540	20.56
550	22.70
560	24.10
570	25.50
580	26.90
590	28.32
600	29.72
610	31.0
620	32.4
630	34.0
640	35.8

TABLA III (Continuación)

λ (nm)	$S(\lambda)$ $V/mW \text{ cm}^{-2} \times 10^{-3}$
650	38.22
660	40.0
670	42.2
680	44.6
690	47.2
700	50.8
710	53.4
720	56.8
730	61.0
740	64.8
750	69.0
760	73.4
770	78.2
780	42.2
790	86.8
800	91.0
810	95.2
820	99.4
830	104.6
840	109.8
850	114.8
860	119.6
870	125.0
880	130.0
890	135.0
900	139.8
910	146.8
920	155.6

TABLA III (Continuación)

λ (nm)	$S(\lambda)$ $V/mW \text{ cm}^{-2} \times 10^{-3}$
930	164.0
940	170.4
950	176.8
960	181.0
970	185.2
980	188.0
990	189.8
1000	190.8
1010	186.0
1020	178.6
1030	166.8
1040	150.6
1050	130.8
1060	111.4
1070	88.6
1080	73.0
1090	60.0
1100	49.8
1110	39.0
1120	29.0
1130	24.0
1140	16.8
1150	10.46
1160	6.8
1170	2.0
1180	1.6

TABLA IV

Curva de sensibilidad espectral $S(\lambda)$ en $V/mW \text{ cm}^{-2}$ del radiómetro destinado a la medida de la radiación difusa del cielo.

λ (nm)	$S(\lambda)$ $V/mW \text{ cm}^{-2} \times 10^{-3}$
400	1.48
410	2.96
420	4.42
430	5.90
440	7.38
450	8.86
460	10.34
470	11.80
480	13.28
490	15.76
500	16.24
510	16.68
520	17.12
530	17.56
540	17.98
550	18.44
560	19.00
570	19.40
580	20.4
590	21.6
600	22.8
610	23.8
620	25.0
630	26.0
640	27.0

TABLA IV (Continuación)

λ (nm)	$S(\lambda)$ $V/mW \text{ cm}^{-2} \times 10^{-3}$
650	28.6
660	31.0
670	33.6
680	36.4
690	39.0
700	44.2
710	46.2
720	48.8
730	52.2
740	55.4
750	58.4
760	62.0
770	66.0
780	70.0
790	73.3
800	76.6
810	79.6
820	83.6
830	88.0
840	91.4
850	95.8
860	99.8
870	103.6
880	107.0
890	110.0
900	113.2
910	118.8

TABLA IV (Continuación)

λ (nm)	$S(\lambda)$ $V/mW \text{ cm}^{-2} \times 10^{-3}$
920	125.8
930	131.6
940	136.0
950	140.0
960	142.8
970	145.2
980	147.0
990	148.2
1000	149.2
1010	145.2
1020	139.0
1030	130.0
1040	118.2
1050	106.2
1060	87.4
1070	72.2
1080	60.0
1090	49.4
1100	40.2
1110	32.0
1120	25.4
1130	20.4
1140	15.0
1150	9.70
1160	7.00
1170	4.20
1180	3.40
1190	0.4

$$N_m = \frac{\int_{\lambda} E_m(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda} E_m(\lambda) \cdot S(\lambda) d\lambda} \quad (3.2)$$

Si llamamos $E = \sum_{\lambda} E(\lambda)$ a la radiación total incidente, será $E = N_m \cdot I$, siendo I la señal procedente del sistema de detección.

De esta forma para cada $E_m(\lambda)$ introducida en la ecuación (3.2) tendremos un factor N_m diferente. Hemos calculado para cada clase de día la $E_m(\lambda)$ correspondientes a diferentes masas de aire m , atravesadas por la radiación según el ángulo de inclinación. Fig 15. Para este cálculo se ha utilizado la formulación teórica descrita por Bøer (32) y se ha calculado variándolo de 10^0 en 10^0 .

A partir de las distintas $E_m(\lambda)$ se han calculado los correspondientes N_m para días despejados y una N_m para días cubiertos, así como un conjunto de ellas para 4 clases de días típicos en cada una de las estaciones (primavera, verano, otoño, invierno). De esta forma tenemos un conjunto de valores para cada clase de día y para cada uno de los dos sistemas de medida construidos.

Las expresiones que hemos utilizado para el cálculo de las distintas N_m son las siguientes (32, 30).

- 1) para el caso de la irradiancia global recibida sobre un plano horizontal:

$$E_H(\lambda) = E_D(\lambda) \left\{ \begin{array}{l} \text{sen } \phi \left(1 + 0.63 \left(\exp\left(-\frac{\beta_m}{\lambda^a}\right) - 1 \right) + 0.5 \right. \\ \left. \left(\exp(K_1 m) - 1 \right) + 0.07 \left(\exp\left(-\frac{\beta_m}{\lambda^a}\right) - 1 \right) \right\} \quad (3.3)$$

- 2) para el caso de la irradiancia difusa del cielo recibida sobre un plano horizontal:

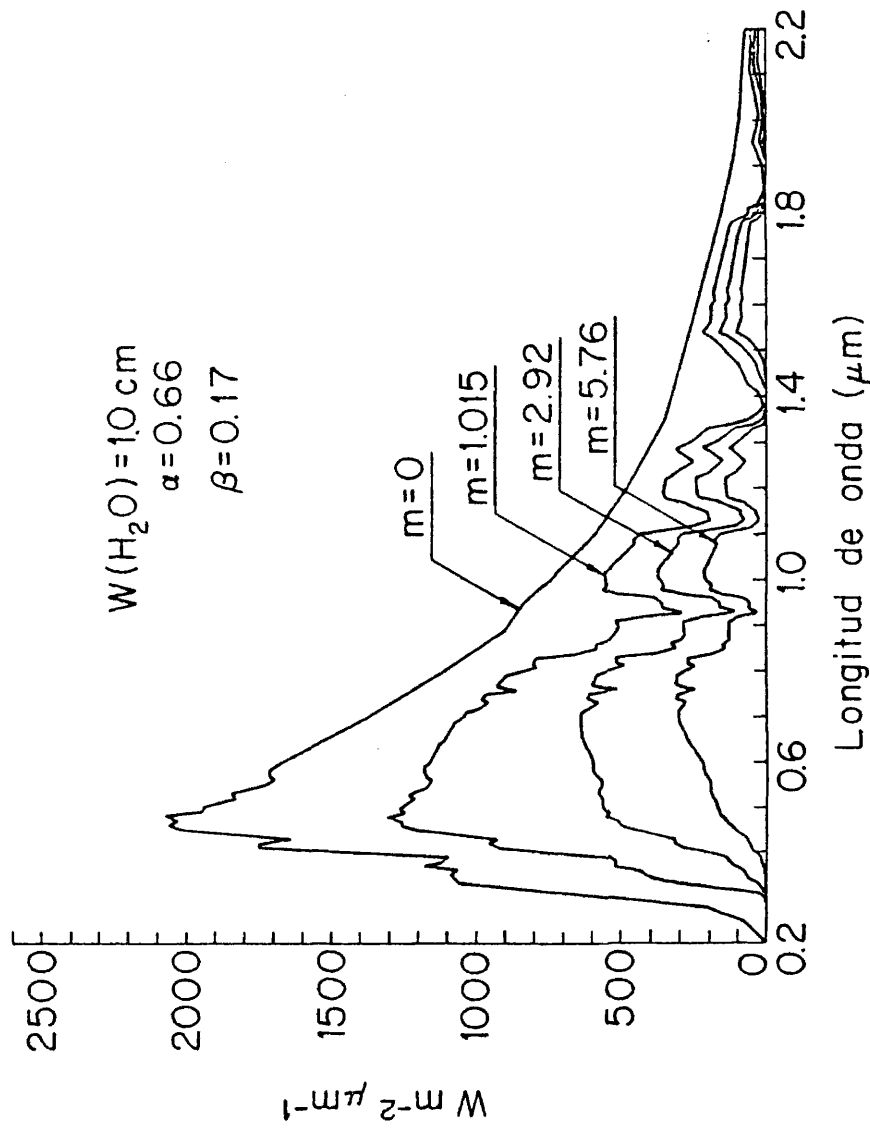


Fig. 15.- Distribución espectral de la radiación solar incidente sobre una superficie normal a la dirección de incidencia para diferentes masas de aire.

$$E_S(\lambda) = E_D(\lambda) \left\{ 0.5(\exp(K_1 m) - 1) + 0.7(\exp(-\frac{\beta_m}{\lambda^a}) - 1) \right\} \quad (3.4)$$

donde

$$E_D(\lambda) = (1/S) \cdot E_0(\lambda) \exp(-K_m m)$$

$E_0(\lambda)$ es la irradiancia solar fuera de la atmósfera

$$K_m = \sum_i (K_{ia} + K_{ie})$$

K_m es el coeficiente de la extinción total que está compuesto de varias componentes dependientes del esparcimiento e , y absorción a , de una variedad de moléculas y partículas más grandes.

m es la masa de aire $m = 1/\cos(\phi - \pi/2)$

siendo ϕ el ángulo de elevación solar.

La extinción es debida a un número de fenómenos de absorción y esparcimiento. En el rango de longitudes de onda que tratamos aquí, estos fenómenos son (33): a) esparcimiento Rayleigh, b) esparcimiento Mie, c) absorción por el ozono y d) absorción por el vapor de agua. Hay también absorción debida al O_2 , CO_2 y CH_4 , pero estos contribuyen en menor grado a la extinción total puesto que las bandas de absorción son, en el infrarrojo, muy estrechas y poco intensas.

Teniendo en cuenta estas diferentes contribuciones podemos escribir

$$E_D(\lambda) = 1/S \cdot E_0(\lambda) e^{-(K_1 + K_2 + K_3)m} \cdot T_{\lambda_i} \quad (3.5)$$

siendo K_1 el coeficiente de extinción debido a el esparcimiento por moléculas de aire puro ó esparcimiento Rayleigh.

$$K_1 = 8.9 \times 10^{-3} \lambda^{-4} \quad (3.6)$$

el valor de λ debe ir expresado en μm

K_2 es el coeficiente de extinción debido a la absorción del ozono y está basado en los datos desarrollados por Elterman (1968). Se utiliza una capa de ozono standard de 0.34 cm de espesor, aunque si es necesario se pueden considerar otras densidades de ozono.

K_3 es el coeficiente de extinción debido al esparcimiento por aerosoles y partículas cuyo radio es mayor que las moléculas de aire, y viene dado por la expresión.

$$K_3 = \beta / \lambda^a \quad (3.7)$$

siendo β el coeficiente de Angström, a el exponente de la longitud de onda y λ la longitud de onda que debe ir expresada en μm .

$T_{\lambda i}$ es la función de transmisión para la absorción por vapor de agua que viene dada por la relación (34)

$$T(a, w) = \exp\left(-\frac{K w}{2 \pi \delta \left(1 + \frac{K w}{\pi a}\right)^{\frac{1}{2}}}\right) \quad (3.8)$$

w es la cantidad de vapor de agua precipitable (la altura en centímetros de la capa de líquido si todo el vapor de agua en una columna vertical de sección unidad estuviera condensada en líquido)

K intensidad media de la banda en el intervalo espectral

a = anchura media de la banda

δ = distancia media entre bandas

Esta ecuación se puede aproximar a:

$$\text{si } K w/\pi a \gg 1 \quad T_{\lambda_1} = e^{-c_4 \sqrt{wm}}$$

$$\text{si } K W/\pi a = 1 \quad T_{\lambda_2} = e^{-c_5 wm}$$

$$\text{si } K w/\pi a \ll 1 \quad T_{\lambda_3} = (1-c_6 \sqrt{m})$$

donde c_4 , c_5 y c_6 son respectivamente los coeficientes $-c_1$, $-c_2$ y c_5 de Gates y Harrop (35)

Así la ecuación (3.5) se convierte en

$$E_D(\lambda) = (1/S) \cdot E_0(\lambda) e^{-(K_1 + K_2 + K_3)m} \cdot e^{-c_4 \sqrt{wm}} \quad (3.9)$$

elegimos la ley de la raíz cuadrada porque es la que da mejor aproximación en el estudio de las bandas de absorción.

La aproximación en la forma cuadrática ($Kw/\pi a \ll 1$) es válida para el estudio de las alas de las bandas y la aproximación lineal para casos intermedios.

A partir de las expresiones (3.3) y (3.4) y tomando una serie de valores de α , β , w y m típicos de las distintas estaciones y condiciones meteorológicas se han calculado las distintas $E_m(\lambda)$ que introducidas en la expresión (3.2) nos dan los distintos factores de calibrado N_m para distintas m y distintas clases de días típicos, que se introducen en el programa de cálculo en idioma BASIC que controla todo el sistema.

Factores de Calibrado N_m

DIA DESPEJADO

m	INVIERNO		OTOÑO PRIMAVERA		VERANO	
	Global	Difusa	Global	Difusa	Global	Difusa
5.76	843	679	807	599	794	572
2.92	785	830	784	726	790	683
2.00	760	906	766	791	774	740
1.55	751	950	758	828	766	772
1.31	748	977	754	852	762	798
1.15	747	995	753	867	760	805
1.06	746	1006	753	876	760	813
1.01	746	1012	752	881	759	817

Los valores estan reflejados en $(W.m^{-2}/V)$.

DIA CUBIERTO

Global - 767

Difusa - 824

INSTALACION

Una vez diseñado, construido y calibrado cada uno de los sistemas descritos, se han instalado en una terraza del Instituto de Optica "Daza de Valdés", de Madrid, de forma que los conductores ópticos atraviesan el techo del edificio, quedando sistemas de detección y toma de datos en el interior de un laboratorio situado en el piso inmediatamente inferior a la terraza.

Los dos sistemas se han instalado de forma que midan la irradiancia sobre un plano horizontal.

Al sistema destinado a la medida de la irradiancia difusa del cielo se le ha acoplado una banda semicircular, de forma que corte la radiación que proviene directamente del sol y siguiendo las especificaciones comentadas en el capítulo II.

Una vez instalado el sistema, se ha procedido a una corrección para la parte de radiación difusa que se oculta al sensor a través de la banda. Esta corrección puede hacerse de forma teórica ó experimental. Veamos primero la corrección teórica. (2).

Corrección Teórica

Si observamos de nuevo la Figura 3 en la que hacemos referencia de las condiciones que habia de cumplir la banda colocada para la medida de la irradiancia difusa veremos que el ángulo $d\omega$ que subtiende la banda será

$$d\omega = (\omega \cos \delta / d^2) r dh \quad (3.10)$$

donde ω es la anchura de la banda, d es la distancia de la banda a la superficie del piranómetro, h es el ángulo horario del sol, r es el radio de la banda, δ es la declinación del sol. Como $r = d \cos \delta$ tendremos,

$$d\omega = (\omega/r) \cos^3 \delta \, dh \quad (3.11)$$

La componente vertical de la intensidad I de radiación difusa que se intercepta por la banda es $I \cos \theta$, donde θ es el ángulo del elemento de área visto desde el cenit local. En este caso la componente vertical del flujo total de radiación interceptado por la banda es,

$$\Delta \varnothing_d = \int_{\Omega} E \cos \theta \, d\omega = (\omega/r) \cos^3 \delta \int_{-h_0}^{h_0} E \cos \theta \, dh \quad (3.12)$$

donde h_0 es el valor que toma h en la puesta de sol. Considerando que,

$$\cos \theta = \sin \varnothing \sin \delta + \cos \varnothing \cos \delta \cos h \quad (3.13)$$

$$\Delta \varnothing_d = (\omega/r) \cos^3 \delta \int_{-h_0}^{h_0} E (\sin \varnothing \sin \delta + \cos \varnothing \cos \delta \cos h) \, dh \quad (3.14)$$

Para llegar a esta expresión hemos considerado que la anchura de la banda es pequeña comparado con su radio, que el tamaño del sensor (en nuestro caso el difusor) es pequeño comparado con las otras dimensiones y que no hay reflexiones de la cara interna de la banda, pintada de negro mate.

El cálculo teórico puede simplificarse suponiendo que la distribución de luminancias del cielo es isotrópica, de esta manera la ecuación (3.14) se puede integrar fácilmente con respecto al tiempo para obtener el apropiado factor de corrección. Sin embargo sabemos que esta aproximación no es real, ya que la intensidad y la distribución de luminancias del cielo varía con la elevación del sol, con la turbidez atmosférica y con la nubosidad, lo cual hace muy difícil la evaluación de la expresión que aparece en la ecuación (3.14) por ello lo que hemos hecho es una corrección experimental.

Corrección Experimental

Para su cálculo tomamos un día en que el cielo estuviera totalmente cubierto, para este día las medidas obtenidas con el radiómetro con la banda se compararon a las obtenidas con el radiómetro destinado a la medida de la irradiancia global. Este procedimiento lo repetimos varias veces, y el factor de corrección encontrado se introdujo en el programa de cálculo realizado.

Una vez realizada esta última corrección ya tenemos nuestros dos sistemas de medida instalados para la medida permanente de la radiación solar volviendo a insistir sobre el hecho de que estos sistemas se espera que no necesiten frecuentes recalibrados, ya que hemos evitado las posibles variaciones debidas a las condiciones ambientales, al no estar los elementos de detección expuestos directamente a la radiación solar.

Hay que hacer notar aquí, no obstante, que nuestro sistema es válido gracias a que disponemos de un computador donde se introducen todos los factores de corrección necesarios.

Hasta aquí nos hemos limitado a describir el sistema utilizado y su calibrado, pero sin hacer mención de la exactitud con que nuestro sistema es capaz de medir la radiación solar.

Vamos a hacer a continuación una estimación de la exactitud con que es capaz de medir nuestro sistema de medida.

IV.- ESTIMACION DE LA EXACTITUD DEL SISTEMA DE MEDIDA

Vamos a hacer una estimación de la exactitud del sistema de medida. Esta estimación la podemos hacer, bien estudiando independientemente los factores instrumentales que pueden introducir error en la medida de la radiación solar, ó bien comparando las medidas obtenidas con un instrumento patrón.

Vamos a ver en primer lugar las diversas causas que pueden introducir errores.

Las posibles causas de error en el valor de la E medida en W/m^2 son:

1. Exactitud en la determinación del factor de calibrado N_m utilizado.
2. Desviación de la ley del coseno.
3. Exactitud en la determinación de la distancia cenital del Sol.
4. Estabilidad y linealidad del sistema de detección.

1.- EXACTITUD EN LA DETERMINACION DEL FACTOR DE CALIBRADO N_m

Si observamos la ecuación (3.2) vemos que el factor de calibrado N_m depende de la $S(\lambda)$ calculada para el instrumento de medidas y de la distribución espectral E_m de la radiación a medir. En consecuencia, el error que podemos cometer en el cálculo de N_m depende de el error en el calibrado de $S(\lambda)$ y en la aproximación que existe en el momento de medida entre el espectro real y el utilizado para el cálculo de N_m .

La exactitud del valor del factor de calibrado N_m , ecuación (3.2), depende no sólo de la exactitud con que esten calculadas las características propias del instrumento de medida, $S(\lambda)$, sino también de la irradiancia espectral $E(\lambda)$ a medir. Para el cálculo de N_m se utilizó una formulación teórica como se descubrió en el capítulo anterior, ajustando los parámetros α , β y w a los correspondientes a la atmósfera de Madrid. Como no se puede evaluar a priori la coincidencia entre el espectro teórico y el real en el momento de medida, para evaluar la precisión con que está calculada N_m , hemos comparado las medidas realizadas con nuestro sistema con las obtenidas con un pirheliómetro patrón como se detallará mas adelante.

1.1.- Exactitud del método utilizado para la determinación de $S(\lambda)$ en valores relativos.

El instrumento utilizado para la medida de la sensibilidad espectral $S(\lambda)$ del conjunto bulbo-protector-difusor-fibra-detector, en valores relativos, está descrito en (24) y como se puede apreciar en el estudio de la exactitud elaborado en dicho trabajo, ésta es de $\pm 2\%$. Sin embargo esta exactitud se refiere al caso en que se determine la $S(\lambda)$ a través de este método en valores absolutos. En nuestro caso vimos que esto no era posible y los valores de $S(\lambda)$ obtenidos eran relativos. En este caso la exactitud estimada es de $\pm 1\%$.

1.2.- Exactitud de cada uno de los factores que intervienen en la determinación de $S(\lambda)$ en valores absolutos

Como vimos en el apartado correspondiente a la determinación del método de calibrado de $S(\lambda)$ en valores absolutos, colocamos en un banco óptico una serie de elementos. Por lo tanto para conocer cuál es la exactitud en la medida de $S(\lambda)$ debemos estudiar la de cada uno de los elementos por separado.

1.2.1.- Exactitud del radiómetro absoluto (R.P.C.E.)

La exactitud con que podemos medir con un sistema de este tipo viene determinada por la incertidumbre en la equivalencia entre la excitación óptica y eléctrica de la superficie sensible del R.P.C.E. También son factores a considerar la absortancia de dicha superficie negra (0.995), la precisión en el área de la apertura del detector ($0.5 \text{ cm}^2 \pm 0.2\%$), la linealidad de las escalas de medida, el ruido, la temperatura, etc.

Todos estos factores han sido estudiados por Laser Precision Corporation y como consecuencia de ello garantizan una exactitud del radiómetro absoluto de un 1%. Esta exactitud ha sido confirmada en los laboratorios del NBS de los EE.UU. comparando directamente nuestro radiómetro con el Radiómetro de Termopila Electricamente Calibrado, allí desarrollado y cuya exactitud ha sido estimada en un 0.3%.

1.2.2.- Exactitud de la medida de la transmitancia espectral $r(\lambda)$ de los filtros

Para estimar la exactitud de la medida de la transmitancia espectral hemos calculado el error cuadrático medio de los posibles factores que intervienen en su medida. Estos son:

- a) Luz esparcida en el monocromador. El monocromador utilizado es un Jarrell-Ash modelo 78-460, de 0.75 m de focal, en configuración Czerny-Turner. La luz esparcida en este instrumento es, como máximo, del 0.1% cuando se ilumina con fuentes policromáticas, como es nuestro caso.
- b) Exactitud del contador de longitudes de onda. Calibramos el monocromador utilizando fuentes de descarga de mercurio a baja presión. Hemos utilizado rendijas de entrada y salida adecuadas para que la anchura de banda del monocromador fuera de 0.5 Å. En estas condiciones la imprecisión en el ajuste del pico de transmitancia era de 1 Å, lo que resulta despreciable en nuestro caso.
- c) Estabilidad del sistema de detección. Estudiamos las variaciones de la respuesta del sistema iluminando con una fuente alimentada con tensión e intensidad controladas y encontramos que durante un periodo de 24 minutos, registrando las respues

tas minuto a minuto, la variación máxima en la radiancia emitida fué de 0.2%.

- d) Linealidad del amplificador. Utilizamos como amplificador un Keitley modelo 414-S Picoammeter cuya linealidad es de + 0.01% por escala. Ajustamos las escalas de forma que pudieramos medir la transmitancia espectral de un filtro dentro de la misma década y utilizamos un voltímetro digital de 4 1/2 cifras, con lo que la falta de linealidad en el cálculo de errores, frente a otros mayores en 2 ordenes de magnitud.
- c) Reproductividad de la posición del filtro. La $\tau(\lambda)$ de los filtros se ha medido λ a λ poniendo y quitando el filtro en el haz luminoso entre la lámpara y la rendija de entrada del monocromador. Repitiendo las lecturas muchas veces para una misma λ_i , a diferentes longitudes de onda, se ha encontrado que la variación máxima entre las medidas de $\tau(\lambda)$ es del 0.3%. Como es bien sabido, los filtros interferenciales no presentan la misma transmitancia en toda su superficie y varia considerablemente según el ángulo de inclinación del rayo incidente, y por lo tanto depende de la convergencia y divergencia del haz.

Teniendo en cuenta todos estos sumandos y calculando el error cuadrático medio, a partir de ellos tendremos la incertidumbre en la medida de la transmitancia espectral de los filtros. El resultado es de $\pm 0.4\%$.

1.2.3.- Exactitud en la reproducibilidad de las condiciones del emisor.

Al utilizar una lámpara patrón es esencial que se reproduzcan exactamente las condiciones eléctricas y geométricas en que fué calibrada.

a) Orientación y posición del elemento emisor. Como ya dijimos al describir el montaje utilizado en el calibrado de la sensibilidad espectral $S(\lambda)$ en valores absolutos, para colocar y orientar la fuente luminosa disponemos de una torre de alineamiento con cinco grados de libertad, lo que nos ha permitido estudiar por separado cada uno de ellos. Los resultados a que hemos llegado son los siguientes:

i) Un error de orientación de 5° en el giro alrededor del eje vertical da lugar a una variación de 0.1% en la irradiancia sobre el detector.

ii) Un error de orientación de 1° en el giro alrededor del eje horizontal perpendicular a

la dirección de incidencia da lugar a una
variación de $\pm 2\%$.

para minimizar estos errores hemos utilizado un haz laser de forma que el rayo incidente sobre el plano del biposte de la base de la fuente y el reflejado se superpongan. De esta manera el error máximo que se puede cometer es de 5 minutos de arco, con lo que, observando los valores mas arriba indicados, las variaciones producidas por una mala orientación se hacen despreciables.

Los otros tres grados de libertad son los tres desplazamientos en las tres direcciones del espacio, uno de ellos es la distancia emisor-receptor, que consideraremos en el siguiente apartado, y los otros dos están en un mismo plano, perpendicular a la dirección de incidencia. Se hicieron medidas para ver su influencia en el resultado final y hace falta cometer errores de colocación observables a simple vista, para notarse una variación apreciable en las respuestas del detector, por lo que podemos asegurar que estos dos grados de libertad no influyen en el resultado final.

b) Distancia fuente luminosa-sistema de detección.

Fué medida con una regleta patrón de 50 cm y el ajuste se hizo con tornillo micrométrico. Registramos la respuesta del detector variando esta distancia, y encontramos que para una variación de 1 mm la respuesta del sistema de meda variaba en un 0.4%.

Repetimos varias veces estas medidas, y la variación entre la medida mayor y la menor es de 0.4 mm. Esta variación es debida en gran parte a la apreciación visual.

Teniendo en cuenta las mediciones anteriores, a nuestro error máximo posible en la medida de la distancia, le corresponde una incertidumbre de $\pm 0.16\%$ en la respuesta del sistema de medida.

c) Influencia de la variación de la Intensidad de corriente en el Flujo emitido por la fuente lu-

minosa. Se trata de medir la magnitud de la variación en el flujo emitido por la fuente como consecuencia de una posible imprecisión en la medida de la corriente que circula por ella.

La intensidad de calibrado es de 7.900 amperios. Hemos utilizado el sistema de control de la intensidad de corriente ya descrito que nos permite apreciar variaciones de 1 mA por encima y

por debajo de la intensidad nominal de cali
brado, esto es, 2 mA frente a 7.900 amperios,
lo que representa un control de $\pm 0.025\%$.

Registramos la respuesta del sistema de medi
da variando miliamperio a miliamperio la inten
sidad de corriente en torno a la intensidad de
calibrado, y considerando la precisión en el
ajuste de intensidad, podemos calcular la in
certidumbre correspondiente en el flujo emiti
do por la fuente. El resultado ha sido de $\pm 0.12\%$.

1.2.4.- Exactitud en la orientación de nuestro sistema de detección.

Estudiando los posibles errores que podemos come
ter en la orientación de nuestro sistema de detec
ción, vemos que cometiendo un error de 5° en la
orientación del sistema da lugar a una variación
de la respuesta de $\pm 0.004\%$. Teniendo en cuenta
además que para minimizar este posible error, el
sistema se alinea a través de un haz laser, pode
mos decir que es preciso cometer errores de orien
tación observables a simple vista para tener una
variación apreciable en la respuesta del sistema.
Podemos afirmar que no cometemos errores aprecia
bles como consecuencia de orientación de nuestro
sistema de detección.

Recopilando los errores significativos estudiados y calculando el error cuadrático medio de todos ellos, tendremos la exactitud en la determinación del factor de calibrado N_m

Exactitud de $S(\lambda)$ en valores relativos	$\pm 1\%$
Exactitud del R.P.C.E.	$\pm 1\%$
Exactitud de la transmitancia $\tau(\lambda)$	$\pm 0.2\%$
Distancia fuente luminosa sistema de detección	$\pm 0.2\%$
Influencia de la variación de la intensidad en el flujo emitido	$\pm 0.1\%$
Error cuadrático medio	$\pm 1.4\%$

2.- DESVIACION DE LA LEY DEL COSENO

Como ya mencionamos anteriormente, hemos realizado varios registros en un fotogoniómetro para ver la desviación respecto a la ley de Lambert del receptor coseno construido, y como se especifica en la tabla I, el sistema se ajusta a la ley del coseno con una exactitud del $\pm 2\%$ entre -80° y $+80^\circ$.

La impresión es mayor para distancias cenitales mayores que 80° , pero en estos casos el Sol está tan bajo en el horizonte que la irradiancia sobre el plano horizontal es también muy pequeña, por lo que un mayor error relativo es pequeño en valores absolutos.

3.- EXACTITUD EN LA DETERMINACION DE LA DISTANCIA CENITAL DEL SOL

Como ya estudiaremos más ampliamente en el capítulo siguiente, para el cálculo de la distancia cenital del Sol intervienen

dos factores fundamentales: la declinación del Sol y la hora de ob
servación.

El valor de la declinación se calcula a partir de los
datos proporcionados por el Anuario del Observatorio Astronómico.

El error que podemos cometer es por lo tanto debido uni
camente al posible error en la determinación de la hora de observa
ción. Este error puede ser debido:

- 1) Un error accidental del operador que programa diaria
mente el calculador.
- 2) Un error sistemático del calculador. El calculador a
partir de la hora inicial de funcionamiento, está pro
gramado para que calcule automáticamente los tiempos
sucesivos de observación. Observando sucesivamente el
posible desajuste en el cálculo de la computadora a
lo largo del día, vemos que el máximo error que puede
cometer es de 4 minutos después de 14 horas de funcio
namiento, lo que se traduce en un error en el cálculo
del ángulo horario de 1°. Esto se calcula a partir de
la siguiente expresión,

$t = (\text{hora de observación} - \text{paso del sol por el meridiano})$

$$\text{con } Z_s = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t \quad (4.1)$$

Esta desviación repercute en el cálculo del coseno del
ángulo horario. En el caso más desfavorable que es cuando $\cos \theta \rightarrow 0$,
el error es de 1.7%. En este caso la energía que se recibe en el

plano horizontal es mínima, pues es cuando el Sol, está más bajo en el horizonte.

Por lo tanto el máximo error que se puede introducir en la medida como consecuencia de una incorrecta determinación de la distancia cenital es de $\pm 1.7\%$.

4.- ESTABILIDAD DEL SISTEMA

Para comprobar la estabilidad del sistema, hemos medido de nuevo al cabo de seis meses y posteriormente al cabo de 1 año de instalación permanenté, la respuesta que dan los dos radiómetros si lo iluminamos con la lámpara patrón de irradiancia espectral calibrada en el NBS, y sin interponer ningún filtro entre ambos. La variación de la respuesta a lo largo de este tiempo ha sido de 1.8%.

Esta mérida confirma la cualidad de este sistema de no necesitar frecuentes calibrados, ya que hemos observado que en 12 meses la variación ha sido de 1.8%.

Recopilando todos los errores estudiados y calculando el error cuadrático medio de todos ellos, tendremos la exactitud con que es capaz de medir la radiación solar nuestro sistema de medida después de 1 año de funcionamiento.

Exactitud del factor N_m	$\pm 1.4\%$
Desviación de la ley del coseno	$\pm 2\%$
Exactitud en la determinación temporal de la distancia cenital del Sol	$\pm 1.7\%$
Estabilidad del sistema al cabo de 1 año de funcionamiento	$\pm 2\%$

Error cuadrático medio \pm 3.6%

Resumiendo la exactitud con que podemos realizar las medidas de la radiación solar en nuestro sistema de medida es mejor del 4%.

COMPROBACION DE LA EXACTITUD ESTIMADA COMPARANDO CON LAS MEDIDAS REALIZADAS CON UN PIRHELIOMETRO DE TERMOPILA

Como el sistema de medida desarrollado utiliza un conjunto de factores de calibrado N_m calculado teóricamente para distintos tipos de día y diferentes masas de aire atravesadas por los rayos solares, como comprobación última vamos a hacer ahora una estimación de la exactitud midiendo la irradiancia directa real y comparada con los valores obtenidos con un patrón de medida de la irradiancia solar directa.

Con el sistema descrito estamos en disposición de medir la irradiancia global recibida en cada momento en un plano horizontal y la irradiancia difusa del cielo. Con estos dos datos y conociendo en cada momento el ángulo de elevación solar, el sistema calcula para cada par de medidas la irradiancia solar directa en un plano perpendicular a la dirección de incidencia.

Estas medidas se han comparado con las obtenidas simultáneamente con un pirheliómetro de termopila patrón de Moll y Burguer. En la tabla V se comparan los valores obtenidos en un día típico del mes de Julio en Madrid, cuando el Sol alcanza alturas máximas sobre el horizonte. Como puede verse de los datos reflejados en la tabla,

TABLA V

Fecha: 21 - Julio - 1978

angulo cenital grados	radiometros $W m^{-2}$	pirheliometro termopila $W m^{-2}$	diferencia (%)
80.7	460	461	- 0.1%
77.0	516	526	- 1.9%
69.5	638	636	+ 0.3%
65.7	664	667	- 0.4%
61.9	753	751	+ 0.3%
54.3	758	759	- 0.1%
50.5	816	817	- 0.1%
46.8	849	853	- 0.4%
39.7	851	867	- 1.9%
36.4	855	865	- 1.2%
30.3	814	835	- 2.6%
25.8	778	802	- 3.0%
24.3	776	802	- 3.4%
23.7	788	805	- 2.0%

Tabla V.- Comparación de los valores de la Irradiancia sobre una superficie normal a la dirección de incidencia: a) calculada de las medidas con los dos sistemas de radiometros, b) medida directamente con un pirheliometro patrón de termopila, para un dia de Julio en Madrid.

nuestro sistema mide con una exactitud de $\pm 3.5\%$, lo que coincide con la estimación de la exactitud calculada anteriormente.

V.- MEDIDAS REALIZADAS. RESULTADOS OBTENIDOS

Una vez diseñado, construido y calibrado el sistema de medida, y conocida la exactitud que se puede esperar en las medidas con él realizadas, se han iniciado las medidas de la radiación solar recibida en Madrid en W/m^2 .

Recordemos que el sistema de medida consta de dos radiómetros: Uno de ellos está adaptado para la medida de la radiación global recibida en cada momento en el plano horizontal y el otro está adaptado para la medida de la radiación difusa del cielo igualmente en el plano horizontal.

La salida de los dos sistemas de medida está conectada directamente al sistema de adquisición automática de datos, que los envía al computador, donde se procesan los datos, introduciendo los factores de calibrado y las correcciones necesarias, obteniéndose en cada momento el valor de la irradiancia solar en W/m^2 , para ello se ha elaborado un programa de cálculo en idioma BASIC.

Este programa nos calcula también a partir de los datos anteriores, la irradiancia solar directa en un plano perpendicular a la dirección de incidencia de los rayos solares en cada momento, así como la componente directa de la irradiancia sobre tres planos verticales orientados al S, E, O respectivamente y la irradiancia directa recibida sobre un plano orientado al Sur e inclinado 40° . El elegir esta inclinación es para propósitos de aprovechamiento de la radiación solar en medidas con colectores, ya que la latitud de Madrid es 40° .

La frecuencia de toma de datos es programable y así mismo la frecuencia del registro. El programa va acumulando energía total global y difusa recibida a lo largo del día.

Para el cálculo de la irradiancia directa recibida sobre un plano normal a la dirección de incidencia, necesitamos conocer en cada momento la distancia cenital del Sol (o su complemento, la altura del Sol) que es uno de los datos que especifica la posición del Sol en el sistema de coordenadas horizontales. Para ello hacemos uso de los datos que da el Anuario del Observatorio Astronómico. (35).

El procedimiento de cálculo utilizado se detalla en el Apendice A.

En las tablas dadas a continuación, tablas VI a XIV, se pueden ver los resultados de radiación global y difusa obtenidos a lo largo del año 1979.

En las tablas están reflejados unicamente los datos que corresponden a días en que el calculador ha estado funcionando sin interrupción durante todo el día.

Hay que hacer notar que durante el periodo de 1979 se realizaron una serie de pruebas y recalibrados del sistema, así como la instalación del sistema dedicado a las medidas espectrales, paralizando temporalmente en estos casos la recopilación de datos de radiación solar.

Siendo así que se puede observar en las tablas dadas, que a medida que transcurrió el año, son más numerosos los días en

TABLA VI

Exposición radiante, H, global recibida en Madrid sobre un plano horizontal a lo largo de diferentes días.

FEBRERO 1979

DIA	CLASE	H GLOBAL (MJ m ⁻²)
19	cubierto	10.8
20	despejado	12.0
22	despejado	12.5
23	despejado	12.1

TABLA VII

MARZO 1979

DIA	CLASE	H GLOBAL (MJ m ⁻²)
13	cubierto	17.9
15	despejado	14.8
21	despejado	13.0
26	variable	9.98
27	despejado	12.5
28	cubierto	13.4
29	despejado	18.5

TABLA VIII

Exposición radiante, H, global y difusa recibida en Madrid
sobre un plano horizontal a lo largo de diferentes días.

ABRIL 1979

DIA	CLASE	H	H
		GLOBAL (MJ m ⁻²)	DIFUSA (MJ m ⁻²)
5	variable	16.4	3.39
18	despejado	23.2	4.27
19	despejado	25.1	3.79
20	despejado	24.2	3.95
23	variable	19.2	10.8
24	variable	18.0	4.03
25	variable	19.4	10.3
26	variable	20.9	8.48
27	despejado	23.9	6.81

TABLA IX

Exposición radiante, H, global y difusa recibida en Madrid sobre un plano horizontal a lo largo de diferentes días.

MAYO 1979

DIA	CLASE	H GLOBAL (MJ m ⁻²)	H DIFUSA (MJ m ⁻²)
2	despejado	26.0	5.73
3	despejado	24.2	5.90
4	variable	21.8	
7	variable	14.0	9.42
8	variable	20.1	8.67
9	variable	16.8	6.62
10	despejado	25.6	7.56
11	despejado	26.1	7.28
14	despejado	26.3	7.20
16	despejado	25.8	4.89
17	despejado	26.0	
21	despejado	26.9	3.64
22	despejado	26.5	4.53
23	despejado	25.9	6.44
24	despejado	23.3	
25	cubierto	17.8	
28	variable	19.7	9.92
29	cubierto	11.2	8.87
30	variable	18.7	
31	cubierto	17.6	

FABLA X

Exposición radiante, H, global y difusa recibida en Madrid
sobre un plano horizontal a lo largo de diferentes días.

JUNIO 1979

DIA	CLASE	H GLOBAL (MJ m ⁻²)	H DIFUSA (MJ m ⁻²)
1	despejado	24.6	7.84
4	despejado	21.2	7.53
5	despejado	21.9	6.40
7	despejado	24.8	8.70
11	despejado	26.4	8.73
12	despejado	24.2	
13	variable	21.3	6.02
21	despejado	23.8	
26	despejado	21.3	
27	variable	20.9	
28	despejado	21.6	
29	despejado	25.9	6.31

TABLA XI

Exposición radiante, H, global y difusa recibida en Madrid
sobre un plano horizontal a lo largo de diferentes días.

JULIO 1979

DIA	CLASE	H GLOBAL (MJ m ⁻²)	H DIFUSA (MJ m ⁻²)
2	despejado	28.2	6.03
3	despejado	27.4	7.88
4	despejado	25.1	7.76
5	despejado	23.9	5.92
6	despejado	24.3	
9	despejado	27.2	6.13
10	cubierto	16.4	
11	cubierto	10.1	8.29
12	variable	25.0	
18	despejado	25.5	
19	variable	19.6	6.81
23	variable	23.8	5.16
24	despejado	25.6	7.30
26	despejado	24.9	5.72

TABLA XII

Exposición radiante, H, global y difusa recibida en Madrid sobre un plano horizontal a lo largo de diferentes días.

OCTUBRE 1979

DIA	CLASE	H GLOBAL (MJ m ⁻²)	H DIFUSA (MJ m ⁻²)
1	despejado	13.5	3.27
2	despejado	12.8	5.27
3	despejado	15.6	4.88
4	variable	15.9	4.07
5	cubierto	9.27	6.08
8	cubierto	10.2	7.00
10	cubierto	9.98	8.04
11	cubierto	7.01	5.88
15	cubierto	4.53	4.01
16	cubierto	9.01	8.24
17	despejado	13.1	
18	despejado	15.2	7.07
19	cubierto	6.20	5.23
22	cubierto	7.29	6.24
29	cubierto	10.0	9.65
31	despejado	11.9	

TABLA XIII

Exposición radiante, H, global y difusa recibida en Madrid sobre un plano horizontal a lo largo de diferentes días.

NOVIEMBRE 1979

DIA	CLASE	H GLOBAL (MJ m ⁻²)	H DIFUSA (MJ m ⁻²)
2	variable	11.8	3.27
5	despejado	10.8	2.20
6	despejado	10.6	2.50
7	despejado	9.62	2.14
8	despejado	9.49	2.28
12	despejado	9.63	2.78
13	cubierto	3.93	3.43
14	cubierto	1.99	1.81
15	variable	10.3	9.34
16	despejado	9.01	5.97
19	despejado	9.69	7.45
20	despejado	9.18	3.16
21	despejado	10.4	3.26
22	despejado	8.88	3.48
23	cubierto	6.00	3.94
26	variable	9.19	7.72
27	despejado	9.04	1.60
28	despejado	8.61	1.40
29	despejado	8.50	1.58
30	despejado	8.75	1.42

TABLA XIV

Exposición radiante, H, global y difusa recibida en Madrid sobre un plano horizontal a lo largo de diferentes días.

DICIEMBRE 1979

DIA	CLASE	H	H
		GLOBAL (MJ m ⁻²)	DIFUSA (MJ m ⁻²)
3	despejado	5.86	1.73
5	despejado	8.29	1.76
6	despejado	8.23	2.12
7	cubierto	5.05	3.11
10	cubierto	4.56	3.41
11	cubierto	3.71	2.41
12	despejado	5.78	3.27
13	cubierto	1.36	1.35
14	despejado	8.47	1.62
18	despejado	7.89	1.94
19	variable	5.67	2.76
20	despejado	8.66	1.52

TABLA XV

Sensibilidad espectral ($V/W.m^{-2}$) de los radiómetros con fil
tros interferenciales. Se representan aquí los valores de
 $S(\lambda)$ para la longitud de onda del centro de la banda.

λ (nm)	$S(\lambda)$ $V/W.m^{-2}$
505	0.339
605	0.477
700	8.248×10^{-3}
800	1.48×10^{-2}
904	6.84×10^{-2}

que se disponen de datos de radiación recibida.

En las tablas se representa: en la primera columna el día del mes correspondiente, en la segunda columna está reflejado la clase de día (despejado, variable, cubierto). En la tercera columna se refleja la exposición radiante global recibida a lo largo del día en el plano horizontal en MJ m^{-2} y en la cuarta columna, la exposición radiante difusa recibida a lo largo del día en el mismo plano horizontal en MJ m^{-2} .

Las figuras 16, 17 y 18 nos representan como es la variación de la irradiancia global a lo largo de un día típico despejado, cubierto y variable respectivamente.

Las figuras 19, 20 y 21 representan la variación de la irradiancia difusa del cielo a lo largo de un día típico despejado, cubierto y variable respectivamente.

A pesar de que los datos reflejados en las tablas solo corresponden a un año de medida (faltando algunos días) lo cual no es suficiente para hacer un análisis de la irradiancia solar recibida, vamos a intentar reflejar alguna consecuencia que se desprende de la observación de las tablas.

La máxima exposición radiante global recibida en Madrid a lo largo de 1979 ha sido de 28.2 MJ m^{-2} que corresponde al día 2 de Julio de 1979, y la mínima ha sido de 1.36 MJ m^{-2} que corresponden al día 13 de Diciembre de 1979.

Eligiendo arbitrariamente a lo largo de un año un día de cada mes, alrededor de una fecha fija (por ejemplo el 20) y de

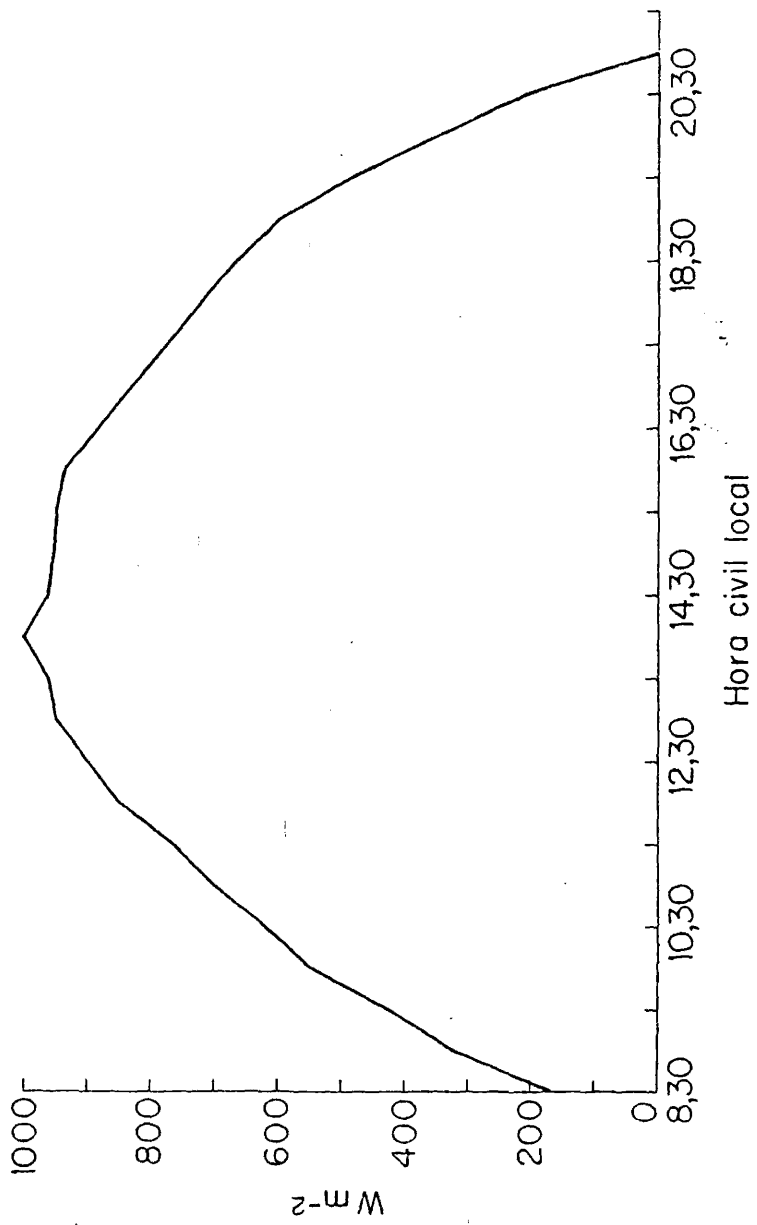


Fig. 16.- Irradiancia global recibida en el plano horizontal a lo largo de un día despejado. Día 21-6-1979

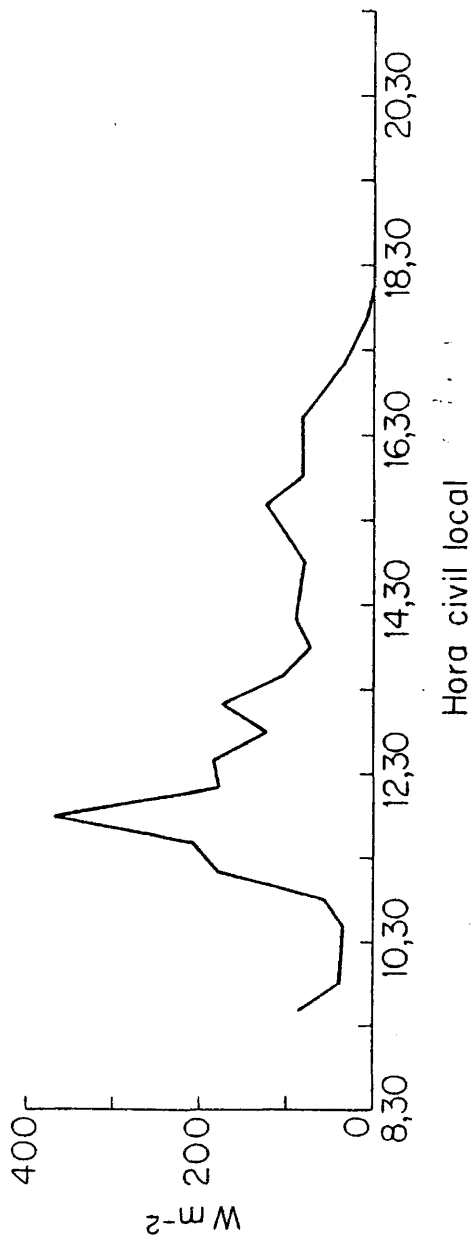


Fig. 17.- Irradiancia global recibida en el plano horizontal a lo largo de un día cubierto. Día 11-12-1979

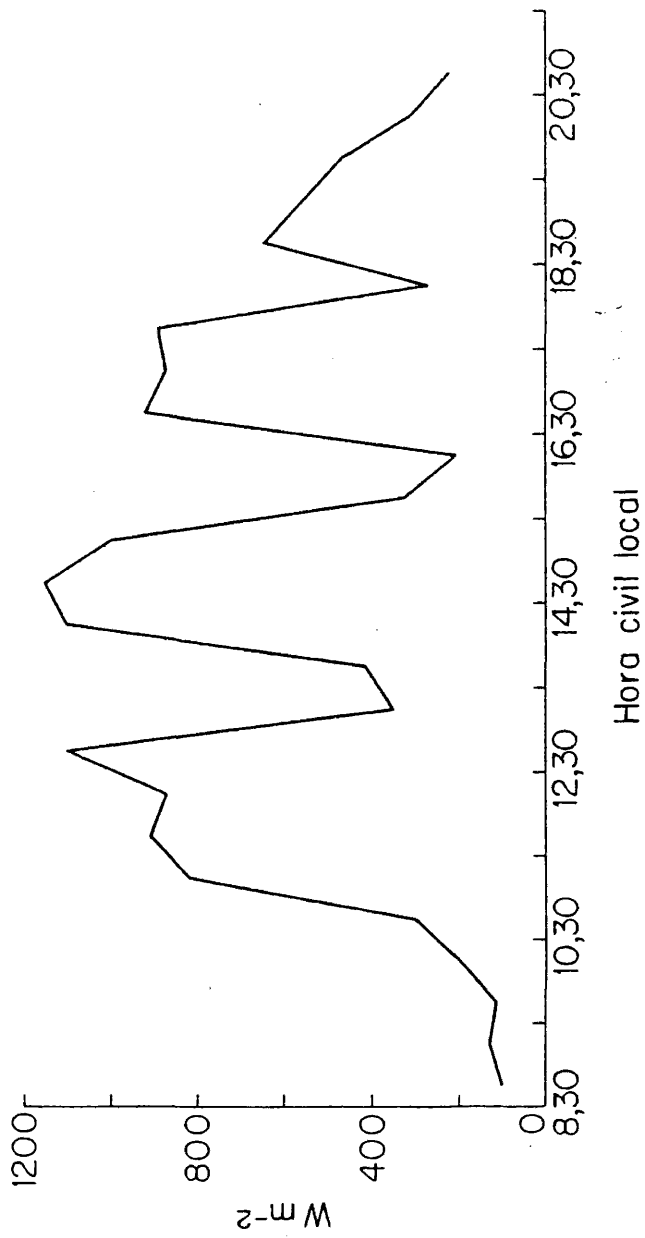


Fig. 18.- Irradiancia global recibida en el plano horizontal a lo largo de un día variable. Día 27-6-1979

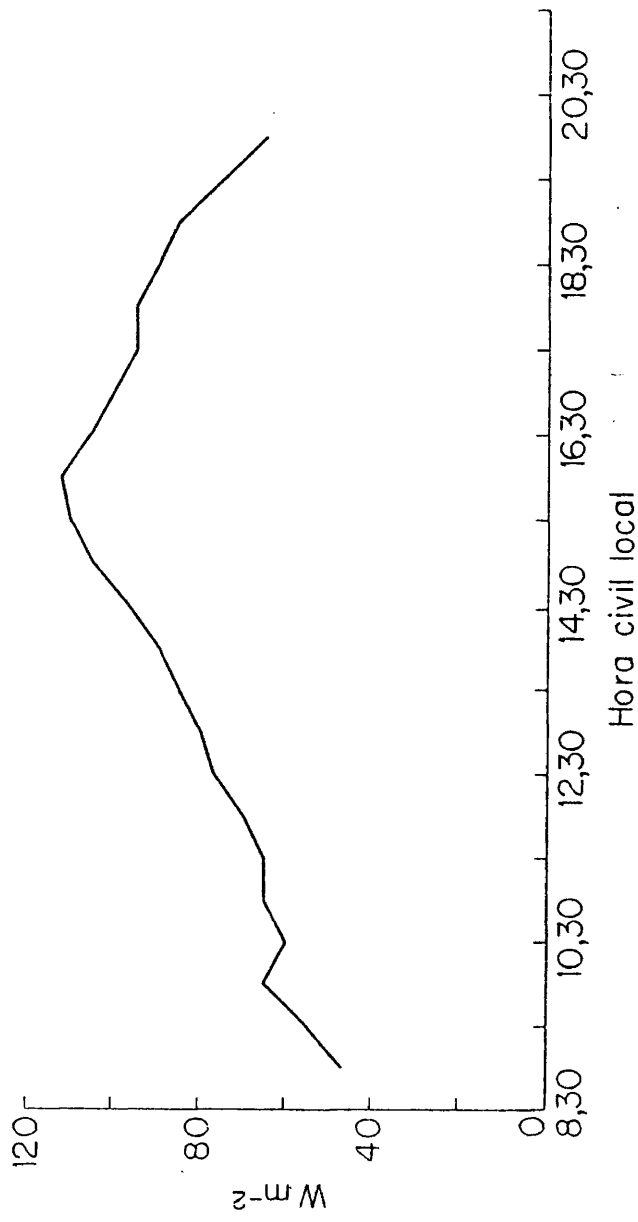


Fig. 19.- Irradiancia difusa recibida en el plano horizontal a lo largo de un día despejado. Día 21-6-1979

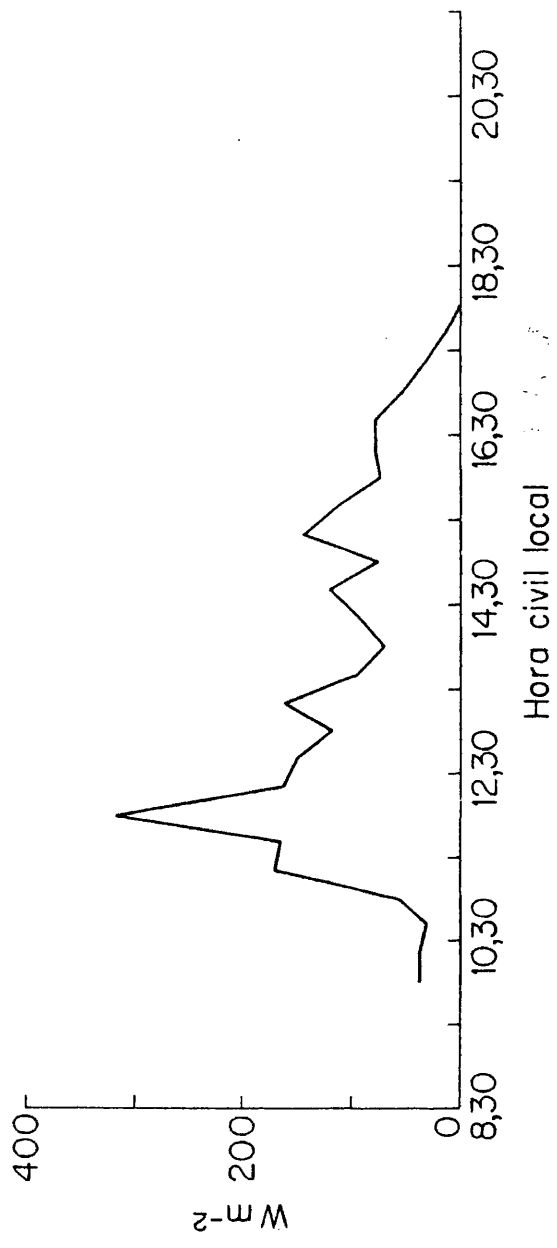


Fig. 20.- Irradiancia difusa recibida en el plano horizontal a lo largo de un día cubierto. Día 11-12-1979

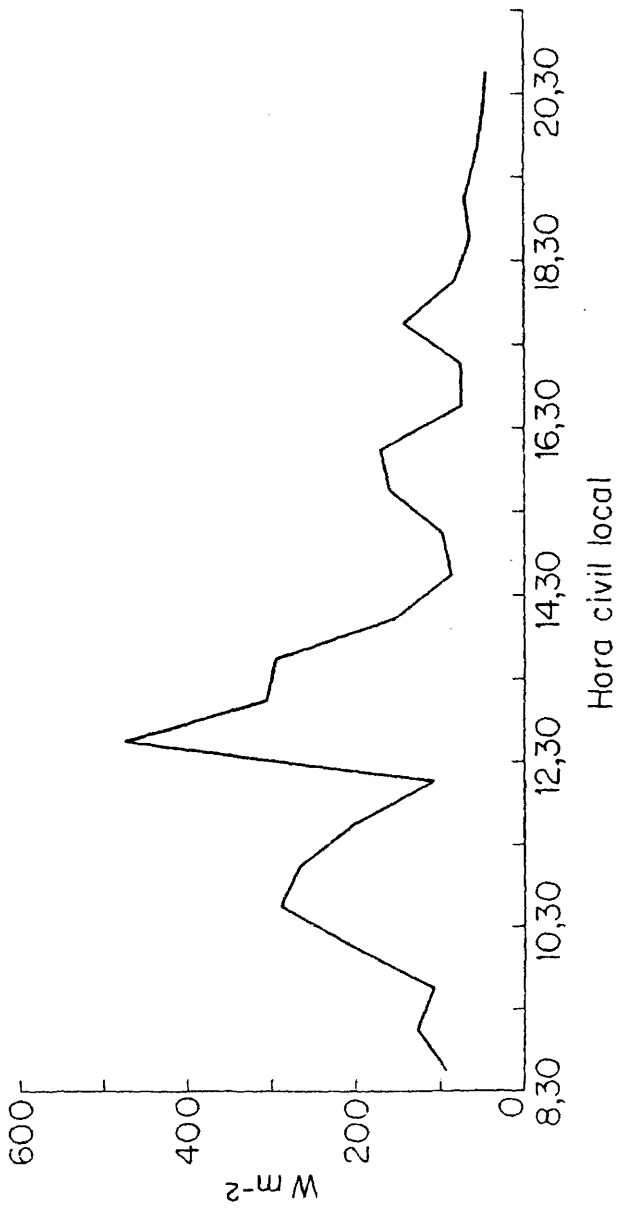


Fig. 21.- Irradiancia difusa recibida en el plano horizontal a lo largo de un día variable. Día 27-6-1979



la misma clase (por ejemplo despejado) podríamos observar la varia
ción que ha experimentado la exposición radiante recibida en Madrid
a lo largo de ese año.

EXPOSICION RADIANTE RECIBIDA EN MADRID A LO LARGO DE 1979 EN DIAS
DESPEJADOS

20 de Febrero	12.0 MJ m ⁻²
21 de Marzo	13.0 "
20 de Abril	24.2 "
21 de Mayo	26.9 "
21 de Junio	23.8 "
18 de Julio	25.5 "
18 de Octubre	15.2 "
21 de Noviembre	10.4 "
20 de Diciembre	8.7 "

Evidentemente se observa que los meses de máxima exposi
ción radiante son los de Mayo, Junio y Julio que corresponden a los
de mayor horas de Sol y cuando este alcanza alturas máximas sobre
el horizonte.

La variación de la exposición radiante para días despe
jados está comprendida entre ≈ 9 y ≈ 29 MJ m⁻².

Esto en cuanto se refiere a días despejados. Para días
cubiertos, se observa que la máxima exposición radiante es de \approx
18 MJ m⁻² y la mínima ≈ 1.5 MJ m⁻².

De la observación de las tablas igualmente se refleja

que a lo largo de un mismo mes puede haber variaciones desde 28 MJ m^{-2} hasta 10 MJ m^{-2} debido a las diferentes clases de día existentes a lo largo del mes.

Es evidente que para un análisis más detallado de la radiación solar recibida es necesario disponer de datos de radiación de varios años. Por ello se espera que ahora que el sistema está en disposición de hacer medidas diariamente, en un futuro, se pueda hacer un análisis más detallado.

VI.- MEDIDAS ESPECTRALES DE RADIACIÓN SOLAR

Cuando realizamos el cálculo de los factores de calibrado de los radiómetros solares para diferentes condiciones atmosféricas e inclinaciones solares, utilizamos una formulación teórica aproximada que nos daba en cada momento el espectro de la irradiancia solar global y difusa recibida en un plano horizontal.

En ese caso para utilizar esta formulación teórica, introducimos en las ecuaciones unos valores típicos de los parámetros α , β y w comprendidos entre $\alpha = 1.5$, $\beta = 0.02$ para el caso de cielos excepcionalmente claros y $\alpha = 0.66$ y $\beta = 0.17$ para el caso de cielos turbios en ciudades industriales, con alto grado de contaminación. El valor de w oscilaría entre 10 mm y 20 mm (36) para el caso de días relativamente secos y húmedos respectivamente. Estos datos se ajustaron a las condiciones atmosféricas medias en Madrid en cada una de las estaciones.

Ahora bien, observando aquellas ecuaciones, es evidente que si nosotros conociéramos en cada momento el espectro real de irradiancia solar en valores absolutos, podríamos calcular los distintos factores α , β y w correspondientes a la atmósfera de Madrid en ese momento, y comprobar igualmente si el modelo teórico empleado se ajusta al espectro real de la irradiancia solar recibida en Madrid.

Con el propósito de obtener medidas espectrales reales, hemos instalado una serie de sistemas de medida.

El sistema es idéntico al empleado para la medida de la radiación global y difusa, con la única diferencia de que lleva incorporado entre el conductor óptico y el fotodiodo de silicio un filtro interferencial para aislar una zona espectral estrecha. De esta forma hemos construido cinco nuevos sistemas de medida con diferentes filtros interferenciales cuyos picos de transmitancia están centrados respectivamente en 505, 605, 700, 800 y 904 nm.

Así tendremos en cada momento un registro de los valores del espectro solar en estas cinco longitudes de onda, y trataremos a través de estos datos de verificar el modelo teórico aproximado de Böer.

DESCRIPCION DE LOS SISTEMAS DE MEDIDA

Las cinco nuevas unidades de medida se basan en el mismo principio de evitar la exposición directa de los detectores a la radiación solar. Por la tanto la configuración de estos instrumentos es la misma que en el caso de los utilizados para la medida de la radiación global y difusa, añadiendo a cada uno el filtro interferencial utilizado.

Antes de su instalación debemos proceder al calibrado de cada uno de los nuevos sistemas.

CALIBRADO DEL SISTEMA DE MEDIDA

Cada uno de estos sistemas lleva acoplado un difusor coseno, construido por nosotros, idéntico a los utilizados en los

sistemas ya descritos con detalle en el capítulo III.

Igualmente, los detectores utilizados son fotodiodos de silicio de las mismas características que los utilizados en los sistemas anteriores.

Por lo tanto sus características de linealidad, sensibilidad espacial y variación de la respuesta con la temperatura y el tiempo son las mismas que describimos en el calibrado de los anteriores sistemas de medida.

Calibrado de sensibilidad espectral

Para el calibrado de su curva de sensibilidad espectral esencial en este caso, se siguió el mismo método empleado y descrito en el capítulo III.

En primer lugar, utilizando el instrumento descrito en (24) se realizó el calibrado de la curva de responsividad espectral relativa de cada uno de los sistemas de medida, y a continuación y con los mismos elementos descritos en el capítulo III se procedió a la determinación en valores absolutos de la sensibilidad espectral de cada uno de los sistemas.

Los valores obtenidos de la sensibilidad espectral de cada uno de los sistemas, para la longitud de onda correspondiente al pico de transmitancia de los filtros, se puede ver en la Tabla XV.

TABLA XV

Sensibilidad espectral ($V/W.m^{-2}$) de los radiómetros con filtros interferenciales. Se representan aquí los valores de $S(\lambda)$ para la longitud de onda del centro de la banda.

λ (nm)	$S(\lambda)$ $V/W.m^{-2}$
505	0.339
605	0.477
700	8.248×10^{-3}
800	1.48×10^{-2}
904	6.84×10^{-2}

INSTALACION

Una vez montados y calibrados estos nuevos sistemas de medida se ha procedido a su instalación junto con los de medida de radiación global y difusa.

La señal de cada uno de ellos es recogida igualmente por el sistema de adquisición automática de datos, que envia la señal al computador, donde es procesada y registrada de forma que, además de obtener en cada momento el valor de la irradiancia solar global y difusa del cielo, recibidas sobre un plano horizontal, tenemos tambien un registro permanente de la irradiancia espectral solar global en cinco longitudes de onda, que se recibe sobre el mismo plano horizontal.

De acuerdo con lo que dijimos anteriormente, una vez que dispongamos de datos del espectro de radiación solar podremos estudiar su concordancia con la formulación de Böer e intentar obtener así mismo, los valores de los coeficientes de turbidez existentes en cada momento en la atmósfera de Madrid.

Pero antes de llegar a la discusión de los resultados creemos conveniente hacer un estudio teórico previo para ver como se puede llegar a la obtención de las fórmulas dadas por Böer.

CORRECCION DEL ESPARCIMIENTO ATMOSFERICO EN LAS MEDIDAS DE RADIACION SOLAR DIRECTA

De igual forma que al medir la irradiancia solar se tiene en cuenta por separado la radiación directa procedente del Sol

y la radiación difusa procedente del cielo, difundida por la atmósfera que nos rodea, al hacer medidas espectrales se separa el espectro de la radiación directa del correspondiente a la difusa. La suma de ambos debe coincidir con el espectro de radiación global recibida en el lugar de medida. Evidentemente la atmósfera influirá considerablemente en las características espectrales de la irradiancia solar, pues los fenómenos de extinción que en ella ocurren, absorción, esparcimiento y difusión son espectralmente selectivos.

Separar en este caso la componente directa de la difusa es aún más difícil que en el caso de la medida de la irradiancia total.

Cuando se hacen medidas de radiación solar directa con pirheliómetros (37, 38, 39, 40, 16, 17), invariablemente se está cometiendo un error, debido al hecho de que además de la energía directa procedente del disco solar, siempre se detecta algo de la radiación que se ha difundido en la dirección hacia adelante, debido a la apertura finita del detector, cuyo ángulo visual es siempre mayor que el que subtiende el Sol debido a los problemas de seguimiento de su movimiento relativo respecto a un punto de la Tierra.

Este error en la medida afecta directamente en el cálculo que a partir de ella, podría hacerse de la extinción óptica atmosférica, por lo que debe ser corregido apropiadamente.

En consecuencia vamos a hacer un estudio teórico de este problema, y deducir igualmente cual es la corrección necesaria

en el cálculo de la extinción óptica.

La cantidad de radiación difusa que medimos junto, con la directa, depende de la apertura del instrumento y de las características (cantidad y clase) de las partículas causantes del esparcimiento que hay en la atmósfera.

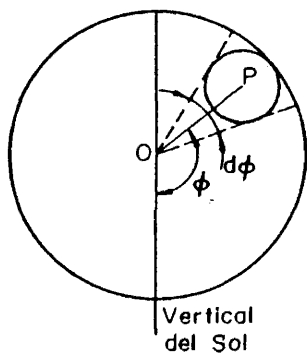
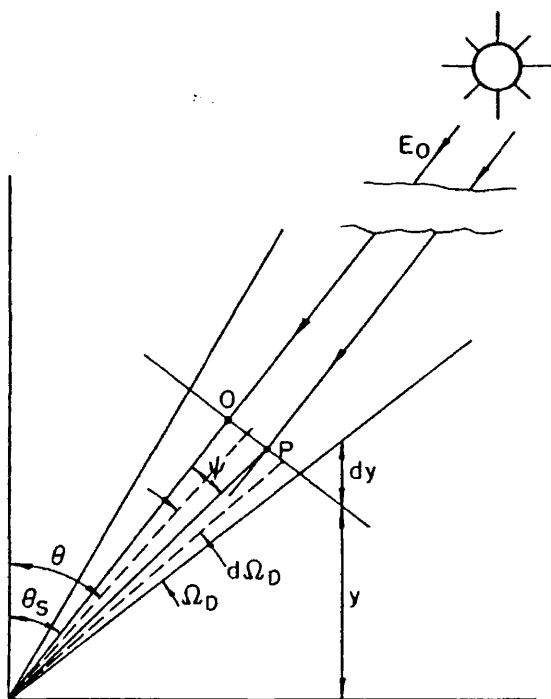
Bajo condiciones de cielo moderadamente claro, la mayor contribución a la radiación difusa que entra en el campo visual del detector corresponde a dos fenómenos diferentes: esparcimiento simple que llamaremos ES, debido a los aerosoles y moléculas y esparcimiento múltiple, que llamaremos EM en el que para simplificar el modelo no vamos a tener en cuenta la contribución de los aerosoles. Para hacer esta aproximación nos basamos en la técnica de las perturbaciones de Deirmendjian (41).

Vamos a considerar un radiómetro con una apertura circular de ángulo sólido de valor Ω . La Fig. 22 (37) nos da una idea esquemática de esta situación. Supongamos que el campo visual del detector es circular y con un ángulo mitad de valor ψ_0 .

La irradiancia espectral total monocromática E_λ para una longitud de onda dada λ , medida por el receptor, estará compuesta de la contribución $E_{\lambda \text{ dif}}$ debida a la radiación difusa del cielo que llega al detector y $E_{\lambda \text{ dir}}$ debida a la radiación solar directa atenuada. De esta manera, tendremos

$$E_\lambda = E_{\lambda \text{ dir}} + E_{\lambda \text{ dif}} \quad (6.1)$$

$E_{\lambda \text{ dir}}$ vendrá dada por la ley de Bouguer y será de la forma



*fig. 22.- Geometria del esparcimiento para un radiometro

$$E_{\lambda \text{ dir}} = (1/S) E_{o,\lambda} \exp(-\mu(y_o) m) \quad (6.2)$$

y $E_{\lambda \text{ dif}}$ vendrá dado por la integral de la radiación del cielo so
bre el ángulo sólido

$$E_{\lambda \text{ dif}} = \int_{\Omega} L_{\lambda} d\omega \quad (6.3)$$

siendo $S = D^2/D_m^2$ y D_m distancia media Tierra-Sol y D la distancia
en un momento dado.

$m = \sec \theta_s$ siendo θ_s la distancia cenital del Sol.

en la expresión (6.2) $E_{o,\lambda}$ es la irradiancia espectral extraterres
tre, $\mu(y_o)$ es el espesor óptico total por encima del punto de obser
vación (para una altitud y_o en Km) y L_{λ} es la radiancia difusa del
cielo dentro del ángulo sólido elemental $d\Omega$.

Como dijimos antes para condiciones de cielo moderadamen
te claro la radiación difusa consta de esparcimiento simple debido
a los aerosoles y moléculas, y esparcimiento múltiple debido a las
moléculas solamente, así

$$E_{\lambda \text{ dif}} = E_{\lambda \text{ ES}} + E_{\lambda \text{ EM}} \quad (6.4)$$

Vamos a estudiar por separado cada una de estas contribuciones.

CONTRIBUCION DEL ESPARCIMIENTO SIMPLE

A partir de aquí vamos a suprimir en la formulación la
dependencia en λ para simplificar las expresiones, pero sin olvidar
en ningún momento su existencia.

De acuerdo con Green et al (42) la contribución de esparcimiento simple a la radiación del cielo viene dada por la expresión

$$E_{\lambda ES} = E_{0,\lambda} \int_{y_0}^{\infty} dy \int_0^{\psi_D} \text{sen} \psi \, d\psi \int_0^{2\pi} d\theta \exp(-\mu(y) \sec \theta_s) \sec \theta \times \quad (6.5)$$

$$\times (F_p(\psi, y) + F_M(\psi, y)) \exp \left\{ -(\mu(y_0) - \mu(y)) \sec \theta \right\}$$

F_M y F_p son las funciones de esparcimiento de volumen para moléculas y partículas respectivamente y están definidas por

$$F_M(\psi, y) = s_M(y) \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2 \psi) \quad (6.6a)$$

$$F_p(\psi, y) = \int_0^{\infty} dr \, \eta(r, y) \left[i_1(\psi, kr, m) + i_2(\psi, kr, m) \right] / 2k^2 \quad (6.6b)$$

siendo i_1 e i_2 las funciones de intensidad Mie (44) y $\mu(y)$

$$\mu(y) = \int_y^{\infty} \left[s_M(y') + s_p(y') \right] dy' \quad (6.7)$$

s_M y s_p son los llamados coeficientes de esparcimiento de volumen para partículas y moléculas y están definidas por

$$s_M = \frac{8 \pi^2 (m^2 - 1)^2}{3 \lambda^4 N_s^2(0)} N_s(y) \quad (6.8a)$$

$$s_p = \int_0^{\infty} dr \, \pi r^2 \eta(r, y) Q_{\text{ext}}(kr, m) \quad (6.8b)$$

$k = 2\pi/\lambda$ es el nº de onda, m es el índice refractivo del aire a 15°C y 1013 mb de presión (44), $N_s(y)$ es la densidad del nº de mo

lécúlas para una altitud y , m es el índice refractivo de los aerosoles y θ es el ángulo cenital de un elemento de ángulo sólido y viene dada por la expresión

$$\cos \theta = \cos \theta_s \cos \psi - \operatorname{sen} \theta_s \operatorname{sen} \psi \cos \varphi \quad (6.9)$$

y $\eta(r, y)$ es la densidad del nº de aerosoles por unidad de radio r y para una altitud y .

Si nos fijamos en la ecuación (6.5) vemos que hay que resolver una integral triple. Para simplificar esta expresión vamos a intentar una solución analítica aproximada.

Solución analítica aproximada

Esta aproximación es válida teniendo en cuenta que los pirheliómetros modernos tienen un pequeño ángulo de campo visual ($\psi_D < 10^\circ$).

Consideramos primero la integral sobre el ángulo ecuatorial φ (fig 22b), basándonos en la ecuación (6.9) y agrupando todos los miembros que contienen φ , llegamos a la siguiente integral

$$E_\varphi = \int_0^{2\pi} d\varphi \exp \left\{ -(\mu(y_0) - \mu(y)) f(\varphi, \psi, \theta_s) \right\} f(\varphi, \psi, \theta_s) \quad (6.10)$$

donde

$$f(\varphi, \psi, \theta) = (\cos \theta_s \cos \psi - \operatorname{sen} \theta_s \operatorname{sen} \psi \cos \varphi)^{-1} \quad (6.11)$$

si consideramos la aproximación de que el ángulo ψ_D del campo visual

del detector es pequeño (condición indispensable para un buen pir heliometro) y que el ángulo cenital del Sol θ_s no es demasiado gran de ($< 75^\circ$), es decir situaciones en que el Sol no esté demasiado ba jo, podemos limitar el desarrollo de f hasta el 2º orden de ψ

$$f \simeq \sec \theta_s \left(1 + \psi \operatorname{tg} \theta_s \cos \varphi + \psi^2 \operatorname{tg}^2 \theta_s \cos^2 \varphi + \frac{1}{2} \psi^2 \right) \quad (6.12)$$

Igualmente E_φ se podrá limitar al segundo orden en ψ , llegando a la expresión

$$E_\varphi \simeq 2\pi \sec \theta_s \exp(-t \sec \theta_s) (1 + \psi^2 g(t, \theta_s)) \quad (6.13)$$

siendo

$$g(t, \theta_s) = \frac{1}{2} \sec^2 \theta_s - t \sec \theta_s (\operatorname{tg}^2 \theta_s + \frac{1}{2}) + \frac{1}{4} t^2 \operatorname{tg}^2 \theta_s \sec^2 \theta_s \quad (6.14)$$

$$y \ t = \mu(y_0) - \mu(y)$$

El próximo paso será eliminar el término $\psi^2 g$ y todos los superiores. Esto también será válido para el caso en que tanto ψ_D como θ_s no sean demasiado grandes (no hay que olvidar que ψ_D representa la mitad del ángulo).

De esta forma tendremos

$$E_\varphi \simeq 2\pi \sec \theta_s \exp \left\{ -(\mu(y_0) - \mu(y)) \sec \theta_s \right\} \quad (6.15)$$

si se hace una evaluación numérica de esta ecuación y de la ecuación (6.10) para distintos valores de θ_s y ψ_D , observamos que efectiva

mente la ecuación (6.15) es una buena aproximación a la ecuación (6.10) en el caso que hemos citado de ψ_D y θ_s no demasiado grandes. En el caso contrario la aproximación no es válida.

Si introducimos la ecuación (6.15) en lugar de la (6.10) en la ecuación (6.5) tendremos

$$E_{ES} = E_0 \sec \theta_s 2\pi \int_0^{\psi_D} \int_{y_0}^{\infty} dy \exp(-\mu(y) \sec \theta_s) \exp\left\{-\left(\mu(y_0) - \mu(y)\right) \sec \theta_s\right\} (F_p + F_M) \sin \psi d\psi \quad (6.16)$$

y llamando

$$F'(\psi, y_0) = \int_{y_0}^{\infty} F(\psi, y) dy \quad (6.17)$$

tendremos

$$E_{ES} = E_0 \sec \theta_s \exp(-\mu(y_0) \sec \theta_s) 2\pi \int_0^{\psi_D} \sin \psi d\psi \left(F'_p(\psi, y_0) + F'_M(\psi, y_0) \right) \quad (6.18)$$

La integral sobre $F'_p(\psi, y_0)$ depende de la función de fase de cada partícula y por lo tanto de la distribución del tamaño de las partículas. Según se muestra en (45, 46) estas integrales se pueden resolver formalmente introduciendo un factor L ó un factor de corrección $R = 1 - L$, que aquí llamaremos L_p y R_p y que están definidas por

$$L_p = \frac{\pi}{\mu_p k^2} \int_0^{\infty} dr \int_0^{\psi_D} d\psi \sin \psi N(r, y_0) (i_1 + i_2) =$$

$$= \frac{2\pi}{\mu_p(y_0)} \int_0^{\psi_D} \text{sen } \psi F'_p(\psi, y_0) d\psi \quad (6.19)$$

$$R_p = 1 - L_p$$

Una explicación de la ecuación (6.19), definiendo lo que es el factor L, se puede encontrar en (37).

De la ecuación (6.19) tendremos

$$2\pi \int_0^{\psi_D} \text{sen } \psi F'_p(\psi, y_0) d\psi = \mu_p(y_0) L_p \quad (6.20)$$

en el caso de las moléculas $F'_M(\psi, y_0)$ se puede resolver de la misma forma llegando a

$$2\pi \int_0^{\psi_D} \text{sen } \psi F'_M(\psi, y_0) d\psi = \mu_M(y_0) L_M \quad (6.21a)$$

donde

$$L_M = \frac{1}{2} - \frac{3}{8} \cos \psi_D - \frac{1}{8} \cos^3 \psi_D \quad (6.21b)$$

siendo $\mu_M(y_0)$ el espesor óptico molecular y L_M el factor para las medidas de extinción debidas solamente al esparcimiento hacia adelante en una atmósfera molecular pura.

Introduciendo las ecuaciones (6.20) y (6.21) en la ecuación (6.18) tendremos

$$E_{ES} = E_0 \sec \theta_s \exp(-\mu(y_0) \sec \theta_s) (\mu_p(y_0) L_p + \mu_M(y_0) L_M) \quad (6.22)$$

Hasta aquí nos hemos referido solo a la contribución del

esparcimiento simple. Veamos a continuación el esparcimiento múltiple.

CONTRIBUCION DEL ESPARCIMIENTO MULTIPLE

Como mencionamos en un principio, basándonos en el método de perturbaciones de Deirmendjian (41) unicamente vamos a tener en cuenta en el cálculo del esparcimiento múltiple el debido a las moléculas, sin incluir la producida por los aerosoles.

Estudios hechos recientemente (47) demuestran que es posible tener en cuenta la contribución del esparcimiento múltiple de las moléculas, sustituyendo el espesor óptico molecular μ_M por un coeficiente $t_M(y_0)$ que depende de $\mu(y_0)$ y θ_s (48).

Así podemos escribir

$$E_{EM}^M = E_0 \sec \theta_s \exp(-\mu(y_0) \sec \theta_s) t_{EM}(y_0) L_M \quad (6.23)$$

sumando esta expresión a la (6.22) tendremos la contribución total de la radiación difusa del cielo que entra en el campo visual del detector.

$$E_{dif} = E_{ES} + E_{EM}^M = E_0 \sec \theta_s \exp(-\mu(y_0) \sec \theta_s) \times \left\{ \mu_P(y_0) L_P + (\mu_M(y_0) + t_{EM}(y_0)) L_M \right\} \quad (6.24)$$

llamamos $\mu_M(y_0) + t_{EM}(y_0) = t_M(y_0)$

Así la irradiancia solar directa medida por el detector será, teniendo en cuenta las ecuaciones (6.2) y (6.24).

$$E = (1/S) E_0 \exp(-\mu(y_0) \sec \theta_s) (1 + \sec \theta_s (\mu_p(y_0) L_p + t_M(y_0) L_M)) \quad (6.25)$$

Si estudiamos esta ecuación, vemos que para valores de $\psi_D < 10^\circ$ y $\theta_s < 75^\circ$ el 2º término de la ecuación (6.25) es ≈ 0.05 , lo que quiere decir que la luz difusa contribuye apenas con un 5% al total.

Para los pirheliómetros modernos en que ψ_D es generalmente bastante pequeño, vemos que la contribución de la luz difusa, en la dirección hacia adelante que entra en el campo visual del detector, en el caso de medidas de la irradiancia solar directa total puede despreciarse.

Ahora bien esto es así solo cuando el interés de las medidas sea exclusivamente la cantidad de irradiancia solar directa, pero en el caso que a partir de estas medidas se quiera determinar el espesor óptico total atmosférico y como consecuencia el factor de turbidez de la atmósfera y la distribución del tamaño de los aerosoles (49, 50), el olvidar esta contribución de radiación difusa puede dar lugar a grandes errores.

Por lo tanto en nuestro caso, como ese es específicamente nuestro propósito debemos tener en cuenta esta contribución.

La ecuación que consideramos para la irradiancia solar directa medida será

$$E = (1/S) E_0 \exp(-\mu(y_0) \sec \theta_s) \left\{ 1 + \sec \theta_s \mu \left(\mu_p(y_0) L_p + t_M(y_0) L_M \right) \right\}$$

ahora bien, si tenemos en cuenta que como las partículas que componen los aerosoles son mucho más grandes que las moléculas de aire, estas esparcen la mayoría de los fotones en la dirección cercana a la dirección hacia adelante, debido al carácter no isotrópico de la distribución de radiación por esparcimiento Mie, L_p es generalmente mayor que L_M (51) en un orden de magnitud ó más. Así si se desprecia la contribución molecular, el error cometido será muy pequeño, salvo en el caso de que el espesor óptico de los aerosoles sea extremadamente bajo, en cuyo caso hay que tener en cuenta la expresión completa. Así

$$E = (1/S) E_0 \exp(-\mu(y_0) \sec \theta_s) (1 + \sec \theta_s (\mu_p L_p)) \quad (6.26)$$

si hacemos la aproximación de que

$$1 + \sec \theta_s (\mu_p L_p) \simeq \exp(\sec \theta_s (\mu_p L_p)) \quad (6.27)$$

que es válida igualmente para los casos mencionados de $\psi_D < 10^\circ$ y $\theta_s < 75^\circ$, veremos rápidamente la concordancia de la expresión (6.26) con la expresión dada por Böer que en el caso de la irradiancia solar directa (más luz esparcida hacia adelante) es:

$$E = E_D (1 + \xi (\exp (\frac{\beta m}{\lambda^a}) - 1))$$

$$\beta \lambda^{-a} = \mu_p \quad (6.28)$$

$$m = \sec \theta_s$$

aplicando la aproximación (6.27) tendremos

$$E = E_D (1 + \xi (\exp(\mu_p \sec \theta_s) - 1)) =$$

$$= E_D (1 + \xi (1 + \sec \theta_s (\mu_p) - 1)) =$$

$$= E_D (1 + \sec \theta_s \mu_p) \quad (6.29)$$

como $E_D = (1/S) E_o \exp (- \mu \sec \theta_s)$

$$E = (1/S) E_o \exp (- \mu \sec \theta_s) (1 + \sec \theta_s (\mu_p \xi))$$

que es la misma expresión que la (6.26) siendo $\xi = L_p$

En su expresión Böer da a ξ un valor de $\xi = 0.63$. Esto solo es cierto para casos en que el ángulo de apertura del detector, es decir el campo visual, sea grande y además el tamaño de los aerosoles sea también grande, con lo cual la cantidad de radiación difusa, debido al esparcimiento por aerosoles, que va en la misma dirección que la radiación directa, es muy grande.

En general estudios experimentales realizados (32) indican que aproximadamente el 20% del esparcimiento por aerosoles es absorbido y el 10% se esparce en la dirección opuesta a la de incidencia.

Así en el caso mencionado arriba (tamaño de las partículas muy grande) aproximadamente el 90% se esparce en la dirección

hacia adelante dando un factor de $L_p = 0.63$.

Podemos adelantar ya que para nuestro caso, la atmósfera de Madrid, el valor que hemos encontrado de L_p difiere bastante del valor dado por Böer.

A continuación vamos a ver cuales serán las expresiones que le corresponden a las aproximaciones de Böer para la irradiación solar global y difusa.

Irradiancia difusa

Estudiemos primero la expresión de la irradiación difusa del cielo. La expresión facilitada por Böer es:

$$E_{\lambda,S} = E_{\lambda,D} \left\{ 0.5(\exp(k_1 m) - 1) + 0.7(\exp\left(\frac{\beta m}{\lambda^a}\right) - 1) \right\}$$

$k_1 = \mu_M$ mencionado en la deducción teórica.

$$m = \sec \theta_s$$

$$\beta / \lambda^a = \mu_p$$

El primer sumando del segundo miembro representa la difusión debida al esparcimiento Rayleigh y el segundo la debida al esparcimiento Mie ó esparcimiento por aerosoles.

El valor 0.5 es debido al hecho de que el esparcimiento Rayleigh es simétrico (51) con respecto a la dirección de incidencia, por lo tanto aproximadamente el 50% entrará en la superficie terrestre y el resto se esparce en la dirección opuesta a la de incidencia y se pierde en el espacio exterior.

El factor 0.7 proviene del hecho mencionado de que solo llega a la Tierra el 70% de la radiación debida al esparcimiento por aerosoles.

Por supuesto en este 0.7 va incluida la radiación difusa en la misma dirección de la radiación directa. Haciendo la aproximación de la expresión (6.27).

$$E_{\lambda, S} = (1/S) E_{o, \lambda} \exp(-\mu(\lambda) \sec \theta_s) \left\{ \sec \theta_s (\mu_M 0.5) + \right. \\ \left. + \sec \theta_s (\mu_p 0.7) \right\} \quad (6.30)$$

Irradiancia global

Para el caso de la irradiancia solar global que se recibe en un plano horizontal, Bøer facilita la expresión

$$E_{\lambda, H} = E_{\lambda, D} \left\{ \text{sen } \varnothing \left(1 + \xi \left(\exp\left(\frac{\beta m}{\lambda^a}\right) - 1 \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + 0.5 \left(\exp(k_1 m) - 1 \right) + (0.7 - \xi) \left(\exp\left(\frac{\beta m}{\lambda^a}\right) - 1 \right) \right\}$$

El término que está multiplicado por el $\text{sen } \varnothing$ es el correspondiente a la irradiancia solar directa (que lleva incluida la parte de radiación difusa que entra en el campo visual del detector). Se multiplica por el $\text{sen } \varnothing$ para reducirlo al plano horizontal, siendo \varnothing el ángulo de elevación solar.

El segundo término corresponde a la radiación difusa del cielo. En este caso para el esparcimiento por aerosoles el factor es $(0.7 - \xi)$ puesto que la cantidad que corresponde a ξ ha sido ya

incluida en el primer término, por lo tanto esto será lo que corresponde a la difusión por los aerosoles en una dirección distinta a la dirección hacia adelante.

Procediendo de la misma forma que en el caso de la irradiancia difusa, y teniendo en cuenta la expresión (6.27), llegamos a la siguiente expresión para la irradiancia solar global recibida en un plano horizontal.

$$E_{\lambda, H} = (1/S) E_{o, \lambda} \exp(-\mu(\lambda) \sec \theta_s) \left\{ \text{sen } \vartheta (1 + \sec \theta_s (\mu_p \xi)) + \sec \theta_s (\mu_M \cdot 0.5) + \sec \theta_s (\mu_p (0.7 - \xi)) \right\} \quad (6.31)$$

En definitiva, las expresiones que vamos a utilizar para, a través de las medidas espectrales realizadas con nuestro sistema de medida, calcular los distintos factores L_p , α , β y w correspondientes a la atmósfera de Madrid son:

a) Para la irradiancia solar directa

$$E_{\lambda} = (1/S) E_{o, \lambda} \exp(-\mu(\lambda) \sec \theta_s) \left\{ 1 + \sec \theta_s (\mu_p L_p) \right\} \quad (6.32)$$

b) Para la irradiancia solar global sobre un plano horizontal

$$E_{\lambda} = (1/S) E_{o, \lambda} \exp(-\mu(\lambda) \sec \theta_s) \left\{ \text{sen } \vartheta \left[1 + \sec \theta_s (\mu_p L_p) \right] + \sec \theta_s (\mu_M \cdot 0.5) + \sec \theta_s (\mu_p (0.7 - L_p)) \right\} \quad (6.33)$$

c) Para la irradiancia difusa del cielo sobre un plano horizontal

$$E_{\lambda} = (1/S) E_{o\lambda} \exp(-\mu(\lambda) \sec \theta_s) \left\{ \sec \theta_o (\mu_M 0.5) + \right. \\ \left. + \sec \theta_s (\mu_p \cdot 0.7) \right\} \quad (6.34)$$

MEDIDAS REALIZADAS, RESULTADOS OBTENIDOS

El sistema experimental está midiendo permanentemente la irradiancia global recibida sobre el plano horizontal en cinco longitudes de onda diferentes.

Ahora bien a nosotros nos interesa conocer la irradiancia solar directa total en esas cinco longitudes de onda, para el cálculo de L_p , α , β y w , ya que la expresión que describe el espectro de la radiación solar directa es más sencilla que la de la irradiancia global y permite un tratamiento analítico más preciso.

Para obtener los valores de la irradiancia directa hemos realizado medidas sucesivas de la irradiancia solar global y de la difusa.

Primeramente se tomaron los valores espectrales de la irradiancia global e inmediatamente después medimos la irradiancia difusa, apantallando los sistemas de medida de la radiación directa del Sol por medio de discos adecuados. El proceso se repite alternativamente un nº suficiente de veces.

De esta forma y calculando la diferencia obtenemos la irradiancia solar directa que se recibiría por un detector que tuviera

un campo visual que coincida con el ángulo sólido que subtiende al disco empleado para apantallar los sistemas de medida en la medida de la irradiancia difusa. Este ángulo se mantuvo constante para todas las medidas.

De esta forma se han realizado medidas, desde la instalación del sistema hasta la fecha, eligiendo días claros (recordemos que este modelo solo es válido en estos casos) y horas en que el Sol no estuviera excesivamente bajo (ángulos cenitales $< 75^{\circ}$) ya que recordemos que en el modelo tampoco es válido para ángulos mayores.

Obtenidos los valores de $E(\lambda)$ para cinco λ diferentes, basta introducirlos en la ecuación (6.32) para tener un sistema de cinco ecuaciones del cual extraer la información buscada en cuanto a parámetros atmosféricos.

Para resolverlo elaboramos un programa de cálculo en idioma BASIC de aproximación por mínimos cuadrados. Con este programa se calculan los valores de α , β , w y L_p que hacen que el modelo teórico se aproxime a la realidad, es decir, a la irradiancia espectral directa en Madrid.

Los resultados que hemos obtenido se pueden ver en las tablas dadas a continuación (XVI a XXIII). De ellas podemos deducir las siguientes conclusiones.

- 1) El factor L_p que tiene en cuenta el esparcimiento hacia adelante por aerosoles, tiene un valor medio de 0.13. Teniendo en cuenta que, como ya dijimos antes, llega a la

TABLA XVI

Comparación de los valores de la Irradiancia Solar Directa obtenida experimentalmente y la obtenida a través del modelo teórico. Día 6 - 6 - 79.

λ (nm)	Teórico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.0677	.0662	- 2.3%
605	.0677	.0700	+ 3.2%
700	.0648	.0657	+ 1.3%
800	.0482	.0477	- 1.1%
904	.0251	.0250	- 0.3%

Angulo de elevación = 40°

Cantidad de agua = 25 mm

$\alpha = 1.5$ $\beta = 0.12$ $L_p = 0.23$

λ (nm)	Teórico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.0797	.0790	- 0.9%
605	.0806	.0811	+ 0.6%
700	.0768	.0786	+ 2.2%
800	.0577	.0567	- 1.7%
904	.0308	.0306	- 0.8%

Angulo de elevación = 47°

Cantidad de agua = 25 mm

$\alpha = 2$ $\beta = 0.08$ $L_p = 0.18$

TABLA XVI (Continuación)

λ (nm)	Teórico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.1122	.1106	- 1.4%
605	.1102	.1091	- 1.0%
700	.1021	.1054	+ 3.1%
800	.0780	.0809	+ 3.5%
904	.0453	.0444	- 2.0%

Angulo de elevación = 68.4°

Cantidad de agua = 20 mm

$\alpha = 1.5$ $\beta = 0.1$ $L_p = 0.13$

λ (nm)	Teorico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.0337	.0324	- 4.0%
605	.0377	.0366	- 3.0%
700	.0395	.0416	+ 5.0%
800	.0309	.0327	+ 5.5%
904	.0169	.0160	- 5.6%

Angulo de elevación = 25.7°

Cantidad de agua = 15 mm

$\alpha = 2$ $\beta = 0.08$ $L_p = 0.18$

TABLA XVI (Continuación)

λ (nm)	Teórico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.1027	.1015	- 1.2%
605	.1010	.1032	+ 2.1%
700	.0934	.0954	+ 2.1%
800	.0715	.0718	+ 0.4%
904	.0409	.0402	- 1.7%

Angulo de elevación = 59°

Cantidad de agua = 20 mm

$\alpha = 1.75$ $\beta = 0.08$ $L_p = 0.13$

λ (nm)	Teórico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.1119	.1118	- 0.1%
605	.1092	.1096	+ 0.4%
700	.1010	.1039	+ 2.7%
800	.0762	.0765	+ 0.4%
904	.0429	.0427	- 0.5%

Angulo de elevación = 65.6°

Cantidad de agua = 23 mm

$\alpha = 2$ $\beta = 0.08$ $L_p = 0.13$

TABLA XVII

Comparación de los valores de la Irradiancia Solar Directa obtenida experimentalmente y la obtenida a través del modelo teórico. Día 7-6-79.

λ (nm)	Teórico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.0860	.0848	- 1.4%
605	.0874	.0879	+ 0.6%
700	.0833	.0836	+ 0.4%
800	.0639	.0628	- 1.7%
904	.0359	.0351	- 2.3%

Angulo de elevación = 63°

Cantidad de agua = 25 mm

$\alpha = 1.5$ $\beta = 0.18$ $L_p = 0.13$

λ (nm)	Teórico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.0950	.0949	- 0.1%
605	.0970	.0940	- 3.2%
700	.0930	.0941	+ 1.2%
800	.0722	.0734	+ 1.6%
904	.0424	.0410	- 3.4%

Angulo de elevación = 66.4°

Cantidad de agua = 20 mm

$\alpha = 2$ $\beta = 0.12$ $L_p = 0.13$

TABLA XVII (Continuación)

λ (nm)	Teórico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.0375	.0373	- 0.5%
605	.0396	.0406	+ 2.5%
700	.0400	.0394	- 1.6%
800	.0304	.0300	- 1.3%
904	.0154	.0155	- 1.9%

Angulo de elevación = 28°

Cantidad de agua = 20 mm

$\alpha = 1.25$ $\beta = 0.16$ $L_p = 0.23$

λ (nm)	Teórico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.0688	.0673	- 2.2%
605	.0723	.0740	+ 2.3%
700	.0704	.0702	- 0.3%
800	.0534	.0514	- 3.9%
904	.0286	.0281	- 1.8%

Angulo de elevación = 45°

Cantidad de agua = 25 mm

$\alpha = 2$ $\beta = 0.12$ $L_p = 0.18$

TABLA XVIII

Comparación de los valores de la Irradiancia Solar Directa obtenida experimentalmente y la obtenida a través del modelo teórico empleado. Día 18-7-79.

λ (nm)	Teórico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.0977	.0974	- 0.3%
605	.0956	.0939	- 1.8%
700	.0890	.0918	+ 3.0%
800	.0682	.0673	- 1.3%
904	.0392	.0393	+ 0.3%

Angulo de elevación = 61°

Cantidad de agua = 20 mm

$\alpha = 1.5$ $\beta = 0.14$ $L_p = 0.13$

λ (nm)	Teórico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.0972	.0977	+ 0.5%
605	.0952	.0928	- 2.5%
700	.0887	.0913	+ 2.9%
800	.0673	.0670	- 0.3%
904	.0398	.0404	+ 1.5%

Angulo de elevación = 66.7°

Cantidad de agua = 25 mm

$\alpha = 1.25$ $\beta = 0.18$ $L_p = 0.08$

12

TABLA XVIII (Continuación)

λ (nm)	Teórico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.0742	.0732	- 1.3%
605	.0722	.0731	+ 1.1%
700	.0679	.0684	+ 0.7%
800	.0506	.0499	- 1.4%
904	.0276	.0285	+ 3.1%

Angulo de elevación = 46°

Cantidad de agua = 25 mm

$\alpha = 1$ $\beta = 0.18$ $L_p = 0.13$

λ (nm)	Teórico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.0391	.0387	- 1.05%
605	.0421	.0431	+ 2.3%
700	.0429	.0438	+ 2.1%
800	.0320	.0330	+ 3.1%
904	.0162	.0169	+ 4.1%

Angulo de elevación = 27.6°

Cantidad de agua = 25 mm

$\alpha = 1.75$ $\beta = 0.1$ $L_p = 0.33$

TABLA XIX

Comparación de los valores de la Irradiancia Solar Directa obtenida experimentalmente y la obtenida a través del modo teórico. Día 20-7-79.

λ (nm)	Teórico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.0852	.0831	- 2.4%
605	.0837	.0860	+ 2.8%
700	.0785	.0803	- 2.3%
800	.0603	.0590	- 2.1%
904	.0320	.0310	- 3.1%

Angulo de elevación = 47°

Cantidad de agua = 15 mm

$\alpha = 1.75$ $\beta = 0.08$ $L_p = 0.23$

λ (nm)	Teórico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.1145	.1112	- 2.9%
605	.1102	.1085	- 1.5%
700	.1012	.1051	+ 3.8%
800	.0780	.0819	+ 5.0%
904	.0456	.0447	- 2.0%

Angulo de elevación = 66.6°

Cantidad de agua = 15 mm

$\alpha = 1.75$ $\beta = 0.08$ $L_p = 0.13$

Aparición de nu
bes por el hori
zonte.

603

TABLA XIX (Continuación)

λ (nm)	Teórico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.0784	.0772	- 1.6%
605	.0791	.0739	- 6.5%
700	.0754	.0784	- 4.0%
800	.0586	.0606	+ 3.4%
904	.0339	.0327	- 3.6%

Angulo de elevación = 48°
 Cantidad de agua = 15 mm
 $\alpha = 1.75$ $\beta = 0.1$ $L_p = 0.13$

Nubes por el ho
 rizonte

TABLA XX

Comparación de los valores de la Irradiancia Solar Directa obtenida experimentalmente y la obtenida a través del modelo teórico. Día 23-7-79.

λ (nm)	Teórico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.0551	.0531	- 3.6%
605	.0582	.0600	+ 3.0%
700	.0574	.0569	- 0.9%
800	.0439	.0429	- 2.3%
904	.0224	.0227	+ 1.3%

Angulo de elevación = 37°

Cantidad de agua = 20 mm

$\alpha = 1.75$ $\beta = 0.1$ $L_p = 0.13$

λ (nm)	Teórico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.0838	.0837	- 0.15%
605	.0846	.0867	+ 2.5%
700	.0805	.0837	+ 4.0%
800	.0614	.0619	+ 0.9%
904	.0348	.0340	- 2.3%

Angulo de elevación = 50°

Cantidad de agua = 20 mm

$\alpha = 2$ $\beta = 0.08$ $L_p = 0.13$

TABLA XX (Continuación)

λ (nm)	Teórico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.0995	.0975	- 1.9%
605	.0990	.0986	- 0.4%
700	.0928	.0959	+ 3.2%
800	.0722	.0725	+ 0.4%
904	.0410	.0398	- 3.0%

Angulo de elevación = 60.3°

Cantidad de agua = 15 mm

$\alpha = 2$ $\beta = 0.08$ $L_p = 0.08$

TABLA XXI

Comparación de los valores de la Irradiancia Solar Directa obtenida experimentalmente y la obtenida a través del modelo teórico . Dia 5-12-79.

λ (nm)	Teórico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.0475	.0467	- 1.8%
605	.0514	.0520	+ 1.1%
700	.0521	.0526	+ 0.9%
800	.0406	.0384	- 5.0%
904	.0307	.0315	+ 2.5%

Angulo de elevación = 31°

Cantidad de agua = 15 mm

$\alpha = 2$ $\beta = 0.08$ $L_p = 0.18$

λ (nm)	Teórico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.0167	.0163	- 2.8%
605	.0207	.0208	+ 0.3%
700	.0238	.0244	+ 2.6%
800	.0194	.0193	- 0.3%
904	.0163	.0157	- 3.8%

Angulo de elevación = 21°

Cantidad de agua = 15 mm

$\alpha = 1.5$ $\beta = 0.16$ $L_p = 0.13$

TABLA XXII

Comparación de los valores de la Irradiancia Solar Directa obtenida experimentalmente y la obtenida a través del modo teórico. Día 14-12-79.

λ (nm)	Teórico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.0415	.0406	- 2.2%
605	.0473	.0487	+ 2.9%
700	.0472	.0485	+ 2.7%
800	.0361	.0369	+ 2.2%
904	.0324	.0316	- 2.5%

Angulo de elevación = 30°

Cantidad de agua = 20 mm

$\alpha = 2$ $\beta = 0.08$ $L_p = 0.18$

TABLA XXIII

Comparación de los valores de la Irradiancia Solar Directa obtenida experimentalmente y la obtenida a través del modo teórico. Día 17-12-79.

λ (nm)	Teórico (mW/cm ² nm)	Experimental (mW/cm ² nm)	Diferencia (%)
505	.0151	.0147	- 2.7%
605	.0203	.0207	+ 1.9%
700	.0241	.0234	- 3.0%
800	.0195	.0191	- 2.1%
904	.0140	.0147	+ 4.7%

Angulo de elevación = 20.7°

Cantidad de agua = 20 mm

$\alpha = 1.5$ $\beta = 0.12$ $L_p = 0.18$

Tierra el 70% de la radiación esparcida por aerosoles, este factor 0.13 significa $\approx 20\%$ de este 70%. Esto es, de la cantidad de radiación esparcida por aerosoles que llega a la Tierra en Madrid, aproximadamente el 20% lo hace en la dirección hacia adelante paralelamente a los rayos directos del Sol. El resto se esparce en las demás direcciones del espacio.

Teniendo en cuenta que el ángulo de apertura ha permanecido constante en todas las medidas, la variación encontrada de L_p podemos afirmar que ha sido debida a la variación que hayan experimentado, la cantidad y tamaño, los aerosoles a lo largo del tiempo que haya transcurrido entre las diferentes medidas.

- 2) Con respecto a los factores α y β , que dan idea de la turbidez, a través de los valores que se reflejan en las tablas (XVI a XXIII), podemos tomar para α un valor medio de 1.5, lo que está perfectamente de acuerdo con la literatura publicada sobre el tema (1, 2, 9, 11) ya que este valor es característico del espectro medio de repartición del diámetro de los aerosoles. El intervalo de variación es de 2 a 1.

Con respecto al factor β , que como sabemos da una idea de la concentración del n^o de aerosoles existentes en la atmósfera, solo podemos afirmar que su rango de variación es de $\beta = 0.08$ a $\beta = 0.18$ para días poco turbios y muy turbios y con gran contaminación respectivamente, lo que

también está de acuerdo con los trabajos realizados sobre este tema (1, 2, 9, 11). En realidad los valores reales de β son más pequeños, ya que como vimos en el capítulo II los valores encontrados hay que multiplicarlos por el factor $P/1000$, para lugares en que la presión sea diferente de 1000 mb, como es el caso de Madrid que nos encontramos a una presión de 920 mb.

Hay que hacer notar que igualmente se ha cumplido el requisito de multiplicar los valores de la masa de aire por el mismo factor $p/1000$.

- 3) Igualmente con respecto a los valores encontrados de la cantidad de agua w , solo podemos citar sus intervalos de variación, según la característica de día seco ó húmedo. A partir de nuestros datos la variación encontrada de w ha sido de $w = 15$ mm para días secos y $w = 25$ mm para días húmedos, $w = 20$ mm es un valor medido bastante correcto.

En conclusión los valores experimentales del espectro de irradiancia solar directa en Madrid, se aproximan bastante bien ($\approx 4\%$) al espectro obtenido con el modelo teórico definido por la ecuación (6.32) incorporando en nuestro caso un valor del factor L_p de 0.13. En las figuras 23 a 31 hemos representado los valores del espectro de irradiancia solar directa obtenidos experimentalmente con los valores obtenidos a través del modelo teórico aplicado.

Diá, 6-6-79

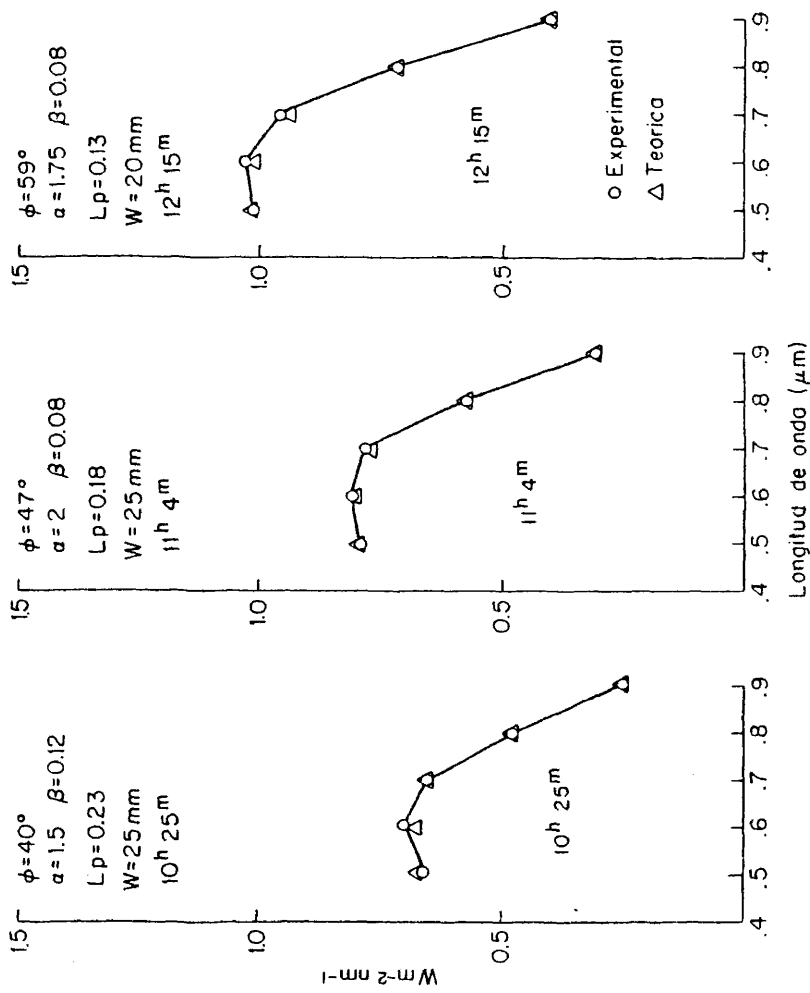


Fig. 23.- Representación gráfica de los valores de la Irradiancia espectral directa calculados teóricamente y medidos experimentalmente

Día, 6-6-79

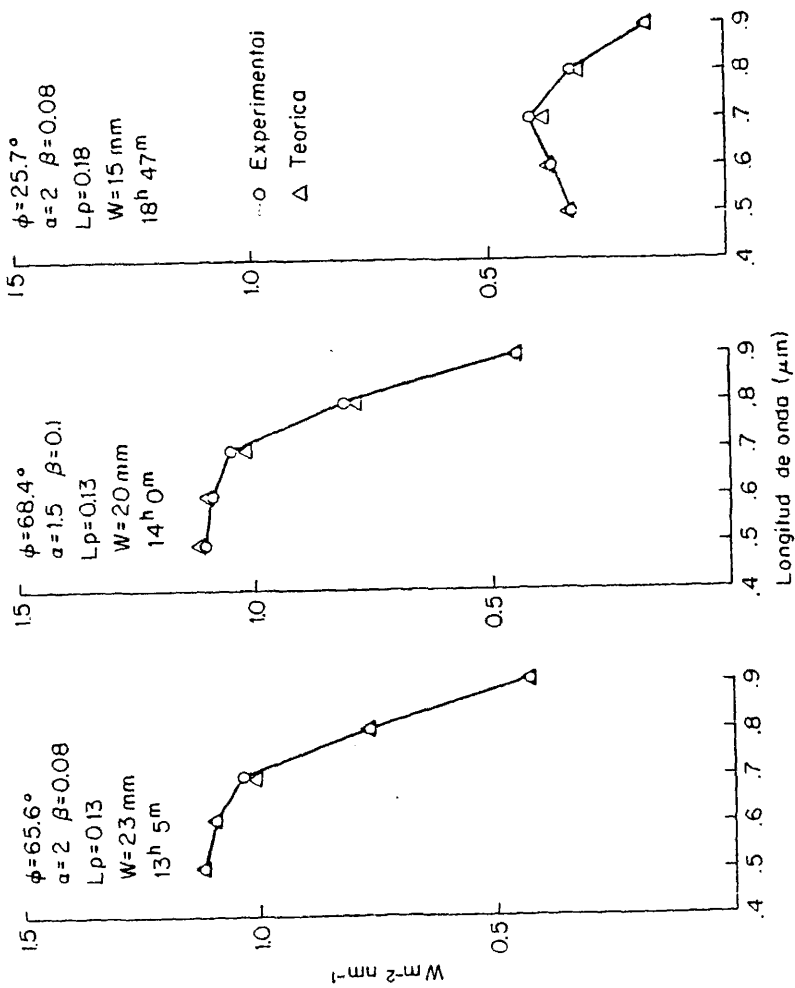


Fig. 24.- Representación gráfica de los valores de la Irradiancia espectral directa calculados teóricamente y medidos experimentalmente

Día, 7-6-79

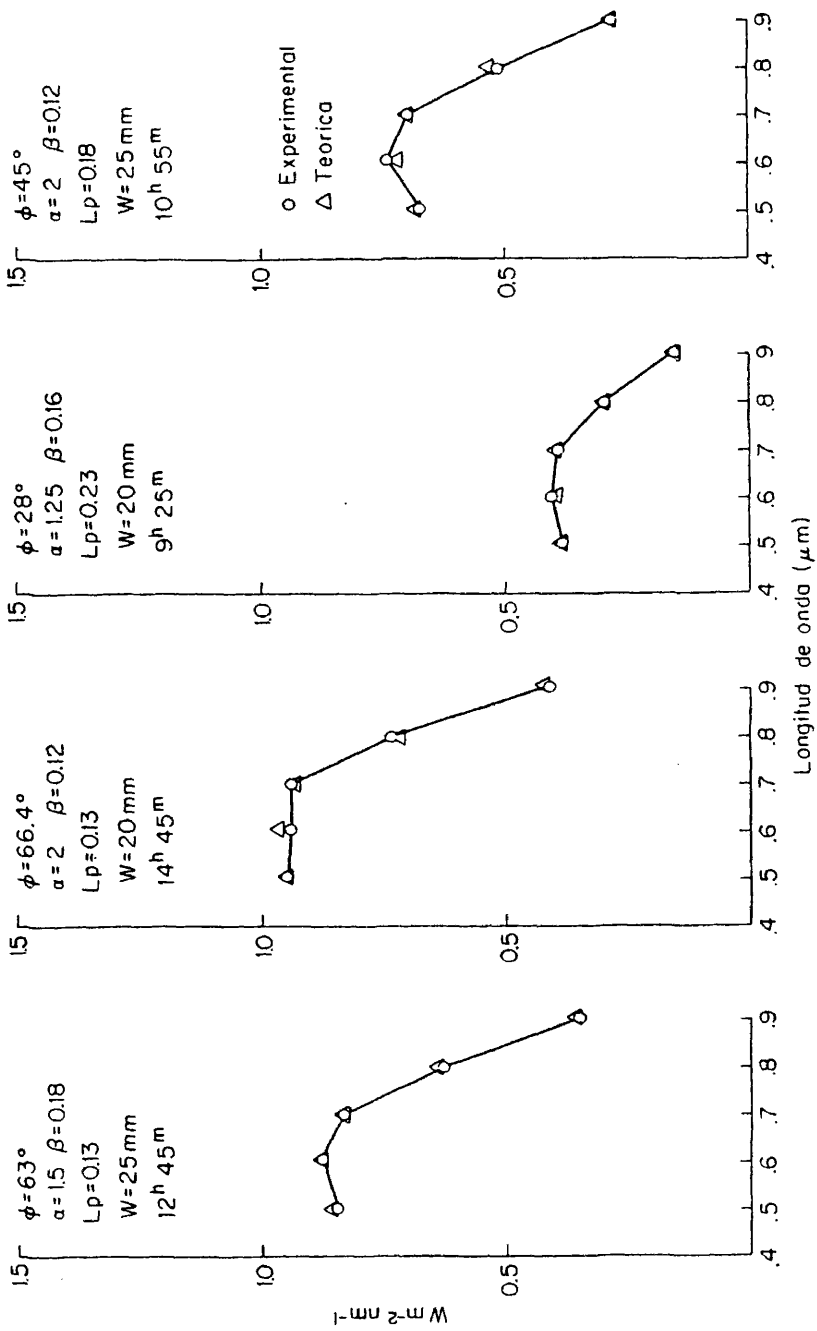


Fig. 25.- Representación gráfica de los valores de la Irradiancia espectral directa calculados teóricamente y medidos experimentalmente

Dia, 18-7-79

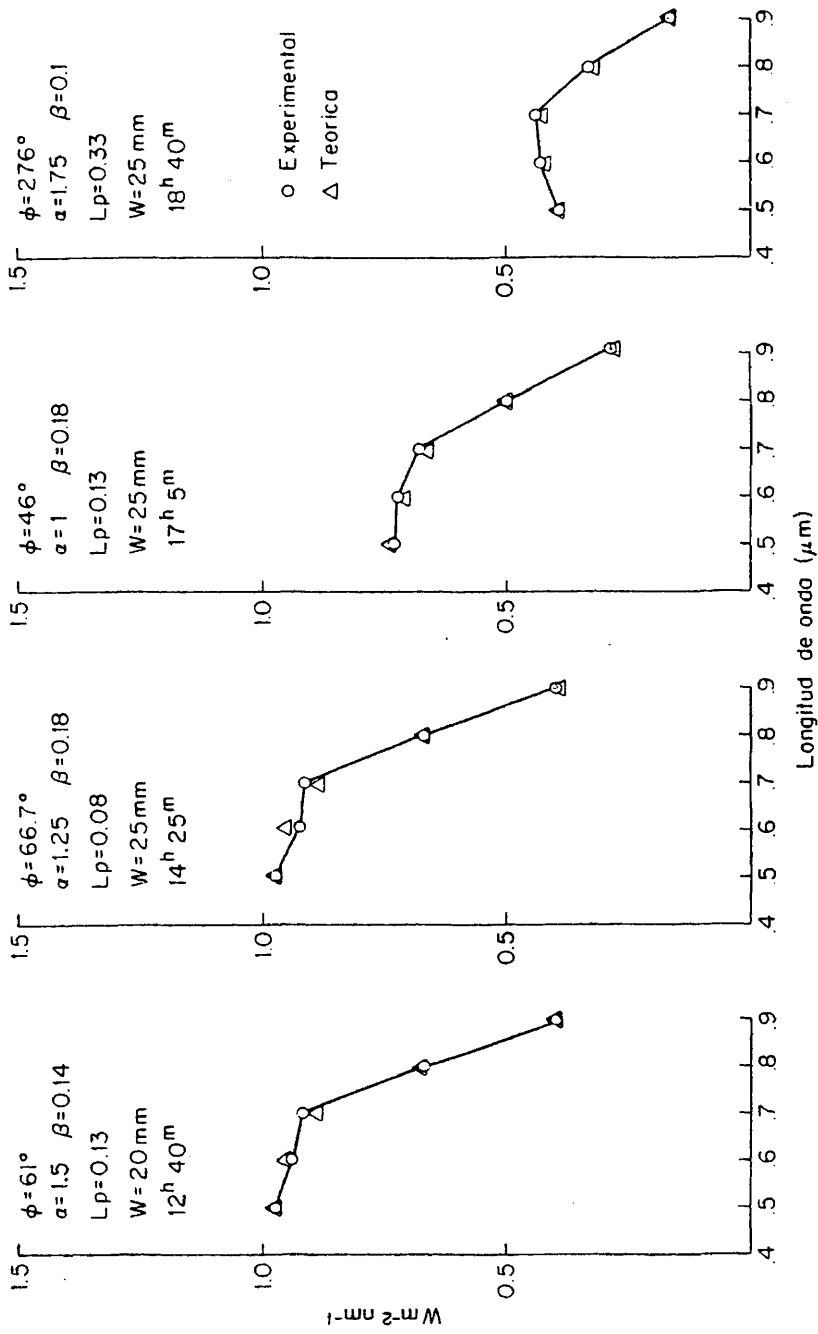


Fig. 26.- Representación gráfica de los valores de la Irradiancia espectral directa calculados teóricamente y medidos experimentalmente

Día, 20-7-79

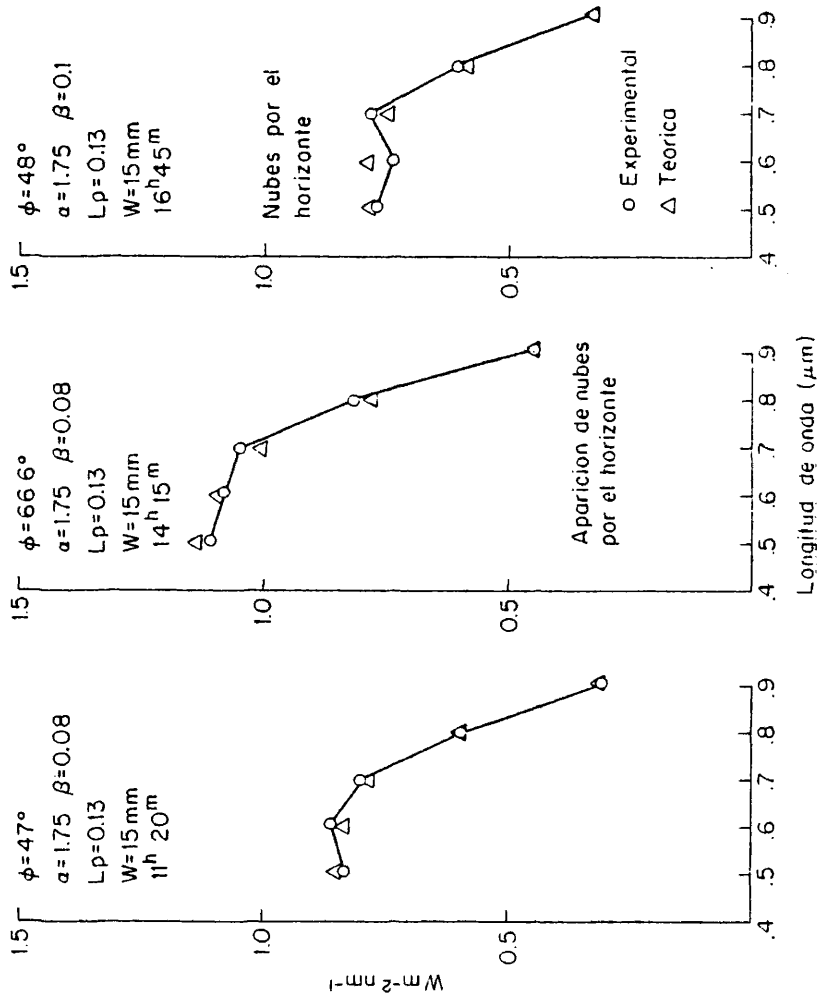


Fig. 27.- Representación gráfica de los valores de la Irradiancia espectral directa calculados teóricamente y medidos experimentalmente.

Día, 23-7-79

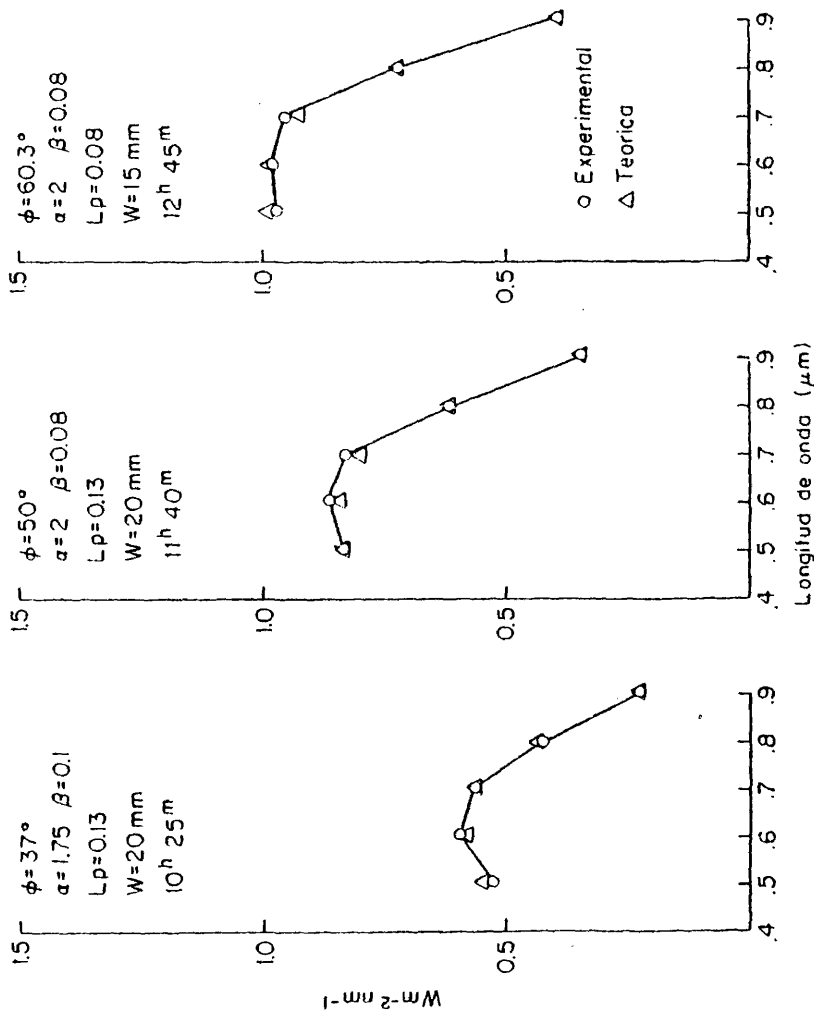


Fig. 28.- Representación gráfica de los valores de la Irradiancia espectral directa calculados teóricamente y medidos experimentalmente

Dia. 5-12-79

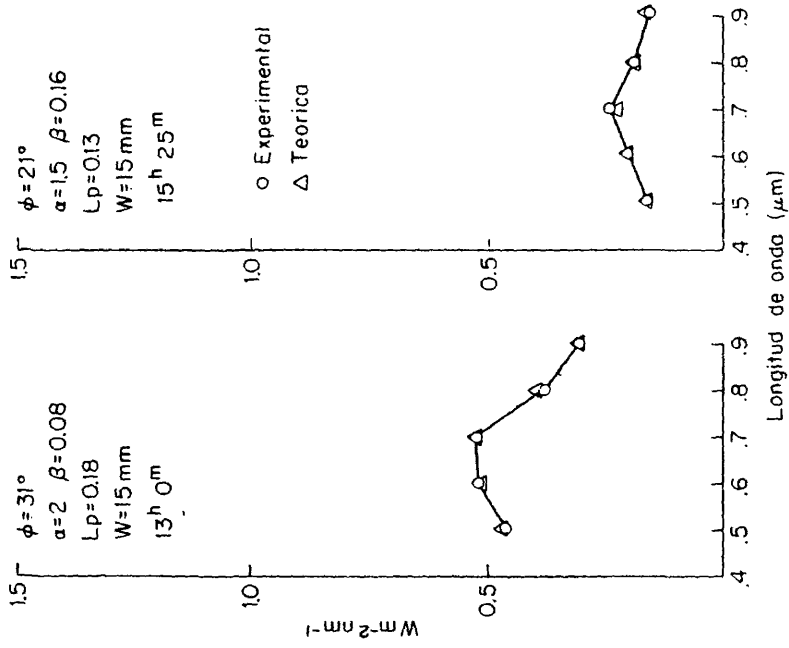


Fig. 29.- Representación gráfica de los valores de la Irradiancia espectral directa calculados teóricamente y medidos experimentalmente

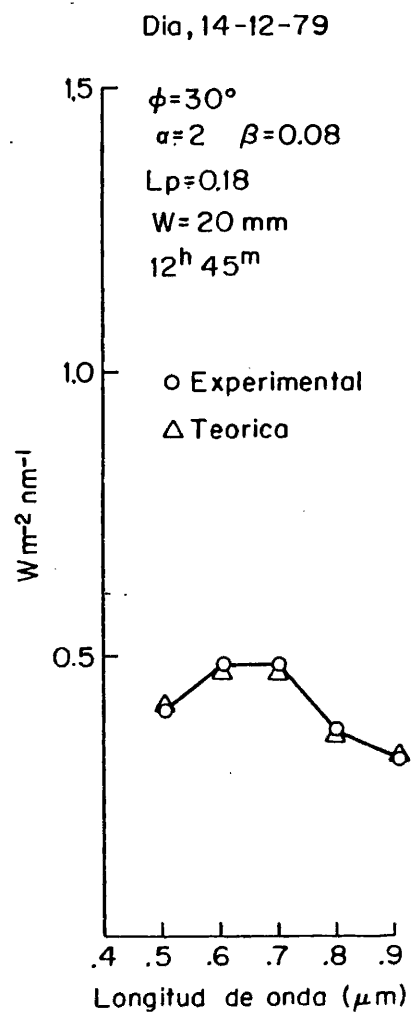


Fig. 30.- Representación gráfica de los valores de la Irradiancia espectral directa calculados teóricamente y medidos experimentalmente

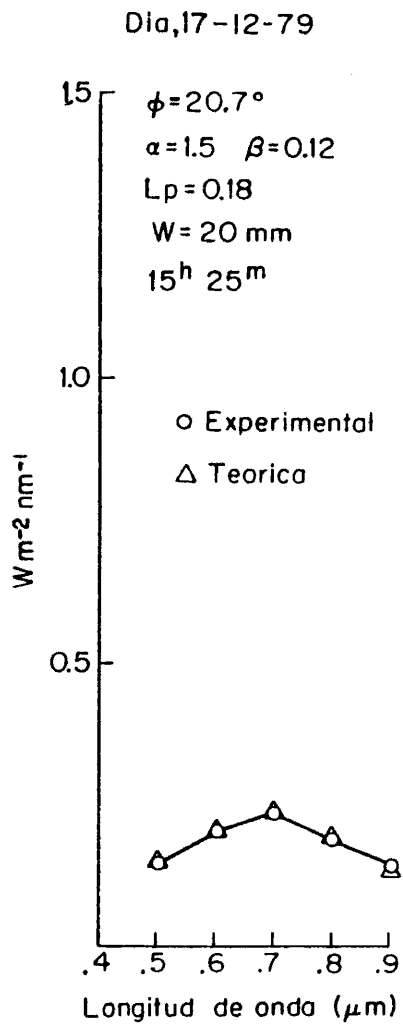


Fig. 31.- Representación gráfica de los valores de la Irradiancia espectral directa calculados teóricamente y medidos experimentalmente

Es decir la expresión que nosotros recomendamos como más ajustada a la realidad del espectro de radiación solar directa en Madrid es:

$$E_D(\lambda) = (1/S) E_0(\lambda) \exp(-\mu(\lambda) \sec \theta_s) \left\{ 1 + \sec \theta_s \left(\frac{\beta}{\lambda^a} \cdot 0.13 \right) \right\} \\ \left\{ 1 + \frac{\beta m}{\lambda^a} \cdot 0.13 \right\}$$

Los valores de a , β y w que habrá que introducir en la determinación del espectro tendrán que estar de acuerdo con las condiciones atmosféricas existentes. Pero a pesar de su variación podemos confirmar que un valor medio de $a = 1.5$ nos dará excelentes resultados. Así solo quedarán como parámetros desconocidos los valores de β y w para obtener el espectro de Irradiancia solar directa en Madrid, pero sabemos su intervalo de variación y su valor aproximado según la clase de día. Además w se puede fijar en un valor medio si no se necesitan valores precisos en la zona IR del espectro, puesto que el agua no absorbe en el visible.

Igualmente podemos calcular el espectro de irradiancia solar global y difusa sin más que sustituir en las ecuaciones (6.33) y (6.34) el factor L_p por el valor encontrado $L_p = 0.13$.

Mencionemos al principio de este capítulo que el conocimiento de los valores reales de a y β es útil no solo para la determinación de la turbidez atmosférica, sino para también calcular la distribución del tamaño de los aerosoles existentes en la atmósfera de Madrid. En la tabla XXIV hemos reflejado un extracto de los valores obtenidos de a , β , w y L_p , así como de la desviación máxima encontrada entre los valores teóricos y experimentales.

TABLA XXIV

Valores obtenidos para α , β , w y L_p en el modelo teórico estudiado para el espectro de la Irradiancia Directa y desviación máxima entre los valores de la Irradiancia Espectral calculados a partir del modelo y los medidos experimentalmente.

DIA	ϕ	α	β	w (mm)	L_p	d_m
6-6	40.0°	1.5	0.12	25	0.23	+ 3.2%
"	47.0°	2	0.08	25	0.18	+ 2.2%
"	68.4°	1.5	0.1	20	0.13	+ 3.5%
"	25.7°	2	0.08	15	0.18	+ 5.5%
"	59.0°	1.75	0.08	20	0.13	+ 2.1%
"	65.6°	2	0.08	23	0.13	+ 2.7%
7-6	63.0°	1.5	0.18	25	0.13	- 2.3%
"	66.4°	2	0.12	20	0.13	- 3.4%
"	28.0°	1.25	0.16	20	0.23	+ 2.5%
"	45.0°	2	0.12	25	0.18	- 3.9%
18-7	61.0°	1.5	0.14	20	0.13	+ 3.0%
"	66.7°	1.25	0.18	25	0.08	+ 2.9%
"	46.0°	1	0.18	25	0.13	+ 3.6%
"	27.6°	1.75	0.1	25	0.33	+ 4.1%
20-7	47.0°	1.75	0.08	15	0.23	- 3.1%
"	66.6°	1.75	0.08	15	0.13	+ 5.0%
23-7	37.0°	1.75	0.1	20	0.13	- 3.6%
"	50.0°	2	0.08	20	0.13	+ 4.0%
"	60.3°	2	0.08	15	0.08	+ 3.2%

d_m = desviación máxima

TABLA XXIV (Continuación)

DIA	ϕ	α	β	w (mm)	L_p	d_m
5-12	31.0°	2	0.08	15	0.18	- 5.0%
"	21.0°	1.5	0.16	15	0.13	- 3.8%
14-12	30.0°	2	0.08	20	0.18	+ 2.9%
17-12	20.7°	1.5	0.12	20	0.18	+ 4.7%

d_m = desviación máxima

DISTRIBUCION DEL TAMAÑO DE LOS AEROSOLES

Vamos a estudiar aquí como se puede llegar al conocimiento de la distribución del tamaño de los aerosoles a través de las medidas espectrales realizadas.

Se sabe (30) que muchos aerosoles siguen una ley de potencia en su distribución del tamaño de las partículas. En tal caso el factor L_p y el factor de corrección $R_p = 1 - L_p$ son independientes de la longitud de onda (37). En el caso de esta distribución del tamaño de las partículas es bien conocido (52, 53) que la extinción debida a los aerosoles, μ_p , también sigue un comportamiento según una ley de potencia, como una función de λ , de la forma $\beta \lambda^{-\alpha}$.

Este es el modelo concreto que nosotros hemos utilizado, ya que hemos utilizado un valor del coeficiente de extinción debido al esparcimiento M_{ie} ó esparcimiento por aerosoles que sigue este comportamiento, $\mu_p = \beta \lambda^{-\alpha}$

Por lo tanto en nuestro caso la distribución del tamaño de las partículas que son responsables del esparcimiento Mie sigue una ley de potencia, y además, tanto el factor L_p como el R_p son independientes de la longitud de onda, como ya hemos comprobado en las medidas realizadas.

La distribución del tamaño de las partículas será pues, de la forma

$$n(r) \sim r^{-\nu}$$

siendo r el radio medio de las partículas y que está comprendido

entre los valores $0.01 \leq r \leq 15 \mu m$.

En este caso normalmente se asigna a ν el valor $\nu = a + 3$, siendo a el exponente del Factor de turbidez de Angström.

Entonces como a través de las medidas espectrales experimentales, podemos fijar el valor de a , igualmente podremos fijar el valor de ν y así conocer la distribución $n(r) = c.r^{-\nu}$.

Según nuestras medidas, hemos fijado un valor medio de $a = 1.5$, por lo tanto $n(r) = c.r^{-4.5}$, con intervalos de validez entre $n(r) = c.r^{-5}$ y $n(r) = c.r^{-4}$.

Como comprobación, y teniendo en cuenta la expresión (6.19) que nos da el valor de L_p

$$L_p \left[n(r) \sim r^{-\nu} \right] = \frac{\int_0^{\infty} \int_0^{\psi_D} x^{-\nu} \text{sen } \psi (i_1 + i_2) d\psi dx}{\int_0^{\infty} x^{2-\nu} Q(x) dx}$$

Hemos representado en la Fig. 32 los valores de R_p ($R_p = 1 - L_p$) respecto al ángulo ψ_D para una serie de valores de ν (R_p y L_p son in dependientes de parámetros de escala tales como c).

Observando la gráfica, vemos que efectivamente para un ángulo ψ_D de valor $\approx 8^\circ$, que es el valor aproximado del ángulo mi tad de apertura utilizado en nuestras medidas, y con un valor de $R_p = 0.87$ (ya que $L_p = 0 = 13$) el valor obtenido de ν está efectivamente dentro del rango mencionado, lo cual nos confirma los resultados obte nidos para el factor a que da idea del tamaño de las partículas.

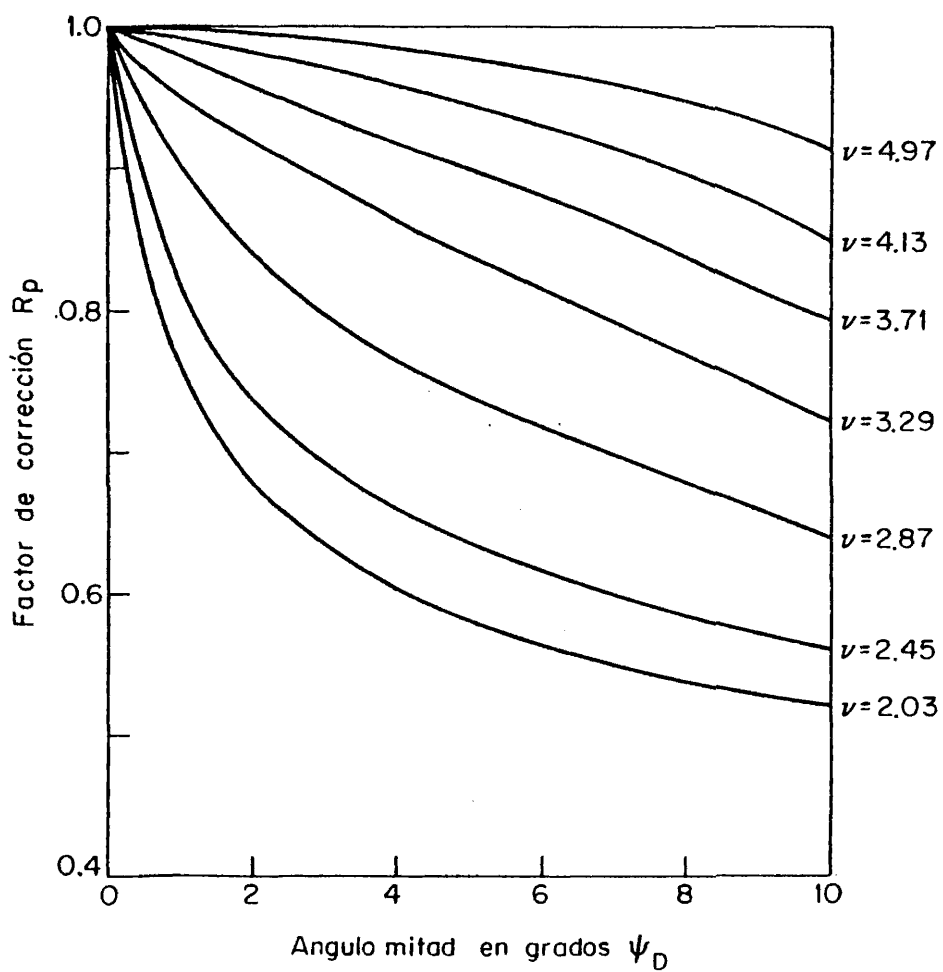


Fig.32.- Obtención gráfica del exponente ν a partir del factor de corrección R_p y del ángulo visual.

Hemos hecho una comprobación a través de la función de fase de Henvey-greenstein (54, 55). Esta función generalmente se escribe como

$$P(\mu, g) = \frac{1 - g^2}{4 (1 - 2g\mu + g^2)^{2/3}} \quad (6.35)$$

siendo g el factor de asimetría, es decir el factor que va a dar idea de la proporción de radiación esparcida en las distintas direcciones del espacio.

$$\mu = \cos\psi$$

podemos escribir para L_p (37)

$$L_p(D, g) = \frac{(1 + g) \left[(1 - 2g \cos D + g^2)^{1/2} - 1 + g \right]}{2g(1 - 2g \cos D + g^2)^{1/2}} \quad (6.36)$$

Hay que hacer notar que se cumplen las condiciones $L_p(1, g) = L_p(-1, g) = 1$.

En la figura 33 hemos representado los valores de L_p en función de ψ_D para un nº de valores de g . Observando la gráfica, vemos que nuestro valor de $L_p = 0.13$ y el ángulo $\psi_D = 8^\circ$, resulta un valor de g comprendido entre $0.75 < g < 0.80$, que coincide con el valor que se le asigna normalmente para la mayoría de los aerosoles.

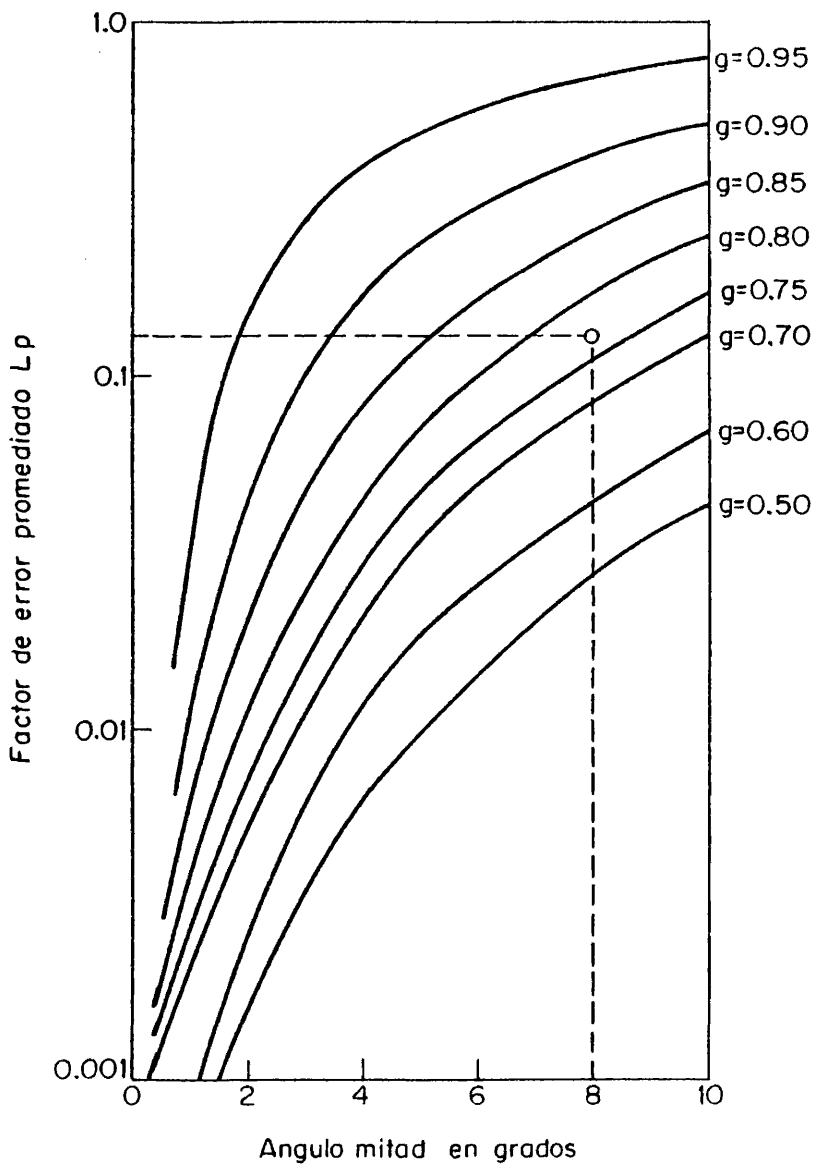


Fig. 33.- Obtención gráfica de la función de fase, g , de Henvey Greenstein a partir del factor L_p y del ángulo visual.

VII.- CONCLUSIONES

1. Se ha hecho una recopilación de las distintas características de la radiación emitida por el Sol, así como de los efectos a que se ve sometida al atravesar la atmósfera terrestre.
2. Se ha hecho un estudio de los diferentes instrumentos existentes en la actualidad para la medida de la radiación solar en sus tres componentes, global, directa y difusa, y de la precisión con que se pueden medir.
3. Como consecuencia del estudio anterior, se ha diseñado y construido un nuevo tipo de radiómetro solar con elementos sensibles no sometidos a la radiación directa del Sol ni a las variaciones meteorológicas, con el fin de evitar la degradación temporal de sus características fundamentales.
4. Se ha montado y puesto a punto un sistema de medida permanente de radiación solar constituido por varios radiómetros de este nuevo tipo, que mide y registra la Irradiancia Total, la Irradiancia Difusa y la Irradiancia Directa.
5. La evaluación teórica y práctica de la exactitud con que se puede medir con dicho sistema dió como resultado una incertidumbre menor del 4%.
6. Para el estudio del espectro solar, se ha diseñado, montado y puesto a punto un sistema adicional que nos permite hacer medidas espectrales.

7. A partir de Junio de 1978 se han hecho medidas de la radiación solar en sus tres componentes, global, directa y difusa.
8. Se ha hecho un estudio teórico del error que se comete cuando se mide la irradiancia solar directa, debido al hecho de que siempre se incluye algo de radiación esparcida dentro del campo visual del radiómetro utilizado.
9. Se ha hecho un estudio teórico de los modelos existentes del espectro de la irradiancia solar en sus tres componentes: global, directa y difusa.
10. A partir de las medidas espectrales realizadas se han obtenido los valores de los factores de turbidez α y β y de la distribución y tamaño de los aerosoles en la atmósfera de Madrid en el momento de medida, lo que nos permite conocer sus valores medios y el rango de variación.
11. A partir de las medidas espectrales experimentales se ha fijado el valor medio de los parámetros que se deben introducir en el modelo teórico elegido, para obtener una ecuación representativa de la irradiancia solar espectral directa recibida en Madrid en días de cielo despejado.

La ecuación obtenida es:

$$E_D(\lambda) = (1/s) E_0(\lambda) \exp(-\mu(\lambda) \sec \theta_s) \left\{ 1 + \sec \theta_s \left(\frac{\beta}{\lambda^{1.5}} 0.13 \right) \right\}$$

La aproximación obtenida con este modelo ha sido de aproximadamente 4%.

VIII.- BIBLIOGRAFIA

- 1.- N. Robinson, "Solar Radiation", Elsevier, New York (1960).
- 2.- K.L. Coulson, "Solar and Terrestrial Radiation", Academic Press, New York (1975).
- 3.- M.P. Thekaekara, Journal of Environmental Sciences (1970).
- 4.- F.S. Johnson, Journal of Meteorology, Vol. 11, pp 431-9 (1954).
- 5.- R.C. Willson, Solar Energy, Vol. 14, pp 203-211 (1973).
- 6.- R.K. Swartman, C. Swaminathan and J.G. Robertson, Solar Energy, Vol. 14, pp 197-202 (1973).
- 7.- M.L. Wesely and R.C. Lipschutz, Solar Energy, Vol. 10, pp 981-7, (1976).
- 8.- J.T. Peterson and E.C. Flowers, Solar Energy, Vol. 19, pp 23-32, (1977).
- 9.- A.A.M. Sayigh, "Solar Energy Engineering", Academic Press, New York (1977).
- 10.- F. Linke, Die Sonnenstrahlung und ihre Schwachung in der Atmosphäre, Handbuch der Geophysik, Bornträger, Berlin, Vol. 8, pp 239 (1942).
- 11.- "Cahiers A.F.E.D.E.S.", Editions Européennes Thermique et Industrie (1974).
- 12.- W.G. Delinger, Solar Energy, Vol. 18, pp 369-370 (1976).
- 13.- W.M. Doyle, B.C. McIntosh and J. Geist, SPIE Annual Technical Symposium, Vol. 62, pp 166 (1975).
- 14.- R.J. Phelan and A.R. Cook, Appl. Opt., Vol. 12, pp 2494-500 (1973).

- 15.- W.M. Doyle, B.C. McIntosh and J. Geist, Opt. Eng., Vol. 15, pp 541-8, (1976).
- 16.- G.M. Shah, Solar Energy, Vol. 21, pp 527-530 (1978).
- 17.- T. H. Jeys and L.L. Vant-Hull, Solar Energy, Vol. 18, pp 343-8 (1976).
- 18.- A. Corrons and A. Pons, Appl. Opt., Vol. 18, pp 2902-4 (1979).
- 19.- K. Selcuk and J.I. Yellot, Solar Energy, Vol. 6, pp 155 (1962).
- 20.- D.M. Mosher et al., Solar Energy, Vol. 19, pp 91 (1977).
- 21.- K. Mohan, A.R. Schaefer and E.F. Zalewski, NBS Technical Note 594-5, U.S. Government Printing Office, Washington D.C. (1973).
- 22.- W. Budde, Appl. Opt., Vol. 18, pp 1555 (1979).
- 23.- L. Calzada Fernandez, "Corrección de la sensibilidad espectral de fotodetectores por medio de filtros". Trabajo de iniciación a la investigación para aspirar al grado de licenciatura en Ciencias Físicas. Universidad Complutense, Madrid (1968).
- 24.- A. Corrons and C. Carreras, Opt. Pur. Apl., Vol. 10, pp 93 (1977).
- 25.- J. Geist and W.R. Blevin, Appl. Opt., Vol. 12, pp 2532 (1973).
- 26.- W.R. Blevin and J. Geist, Appl. Opt., Vol. 13, pp 1171 (1974).
- 27.- W.R. Blevin and J. Geist, Appl. Opt., Vol. 13, pp 2212-7 (1974).
- 28.- C. Garreras, "Escala Espectrorradiométrica Absoluta. Contribución a la realización práctica de la unidad básica de Fotometría". Tesis Doctoral. Universidad Complutense. Madrid (1979).
- 29.- J. Geist and W.R. Blevin, Appl. Opt., Vol. 12, pp 2532 (1973).
- 30.- B. Goldberg and W.H. Klein, Solar Energy, Vol. 19, pp 3-13 (1977).

- 31.- E.G. Laue, Solar Energy, Vol. 13, pp 43-57 (1970).
- 32.- K.W. Böer, Solar Energy, Vol. 19, pp 525 (1977).
- 33.- P. Moon, J.F.I. (1940).
- 34.- D.M. Gates and W.J. Harrop, Appl. Opt., Vol. 2 (1963).
- 35.- Anuario Astronómico de Madrid (1979).
- 36.- E.V. Browell, T.D. Wilkerson and T.J. McClrath, Appl. Opt., Vol. 18 (1979).
- 37.- M.A. Box and A. Deepak Appl. Opt., Vol. 18 (1979).
- 38.- A. Angstrom and B. Rodhe, Tellus, Vol. 18, pp 269 (1970).
- 39.- A.K. Angstrom, Adv. Geophys, Vol. 14, pp 269 (1970).
- 40.- G.E. Shaw, Pageoph. Birkhäuser Verlag Basel (1976).
- 41.- D. Deirmendjian, Rand Report, R-590-P R (1970).
- 42.- A.E.S. Green, A. Deepak and B.J. Lopofsky, Appl. Opt., Vol. 10, pp 1263 (1971).
- 43.- H.C. Van de Hulst. "Scattering of Light by Small Particles", Wiley. New York (1957).
- 44.- L. Elterman, AFCRL Vol. 68, pp 153 (1968).
- 45.- A. Deepak and M.A. Box, Appl. Opt., Vol. 17, pp 2900 (1978).
- 46.- A. Deepak and M.A. Box, Appl. Opt., Vol. 17, pp 3169 (1978).
- 47.- M.A. Box and A. Deepak, Appl. Opt., Vol. 18, pp 1376 (1979).
- 48.- M.A. Box and A. Deepak, (IFAORS-134-78), Submitted for publication to J. Atmos. Sci.
- 49.- T.W. Alger, Appl. Opt., Vol. 18, pp 3494-3500 (1979).
- 50.- Z. Yasa et al., Appl. Opt., Vol. 18, pp 2528-30 (1979).
- 51.- J.V. Dave Solar Energy, Vol. 19, pp 331-3 (1977).

- 52.- C.E. Junge, "Air Chemistry and Radiactivity", Academic Press, New York (1963).
- 53.- E.J. McCartney, "Optics of the Atmosphere", Wiley. New York (1976).
- 54.- S. Twoney, "Atmospheric Aerosols", Elsevier. New York (1977).
- 55.- P.B. Russell, J.M. Livingston and E.E. Uthe. J. Atmos. Sci., in press.

APENDICE A

Para el cálculo de la irradiancia directa recibida sobre un plano normal a la dirección de incidencia, necesitamos conocer en cada momento la distancia cenital del Sol (o su complemento, la altura del Sol) que es uno de los datos que especifica la posición del Sol en el sistema de coordenadas horizontales. Para ello, hacemos uso de los datos que da el Anuario del Observatorio Astronómico (35). Como el Anual del Observatorio Astronómico nos da las coordenadas ecuatoriales del Sol a 0^h de T.U. tendremos que relacionar el sistema de coordenadas ecuatoriales con el sistema de coordenadas horizontales.

Coordenadas horizontales

- Eje fundamental: Es la vertical astronómica del lugar. Este eje corta la esfera celeste en dos puntos: el cenit verticalmente hacia arriba del observador y el nadir verticalmente hacia abajo de él.

- Acimut: Es la distancia angular entre el círculo vertical que contiene el cenit y el Sol, y el punto Sur. Se mide a partir del Sur en sentido retrógrado, varía de 0° a 360° .

- Altura (h): Altura del astro, positivo hacia el cenit, varía de 0° a 90° .

- Distancia cenital (Z_s): Es la distancia angular desde el cenit en el círculo vertical que contiene el cenit, el nadir y el Sol. Se mide a partir del cenit positivamente hacia el horizonte

$(z = 90^\circ - h)$.

Las coordenadas del Sol en el sistema horizontal, el cual se puede referir como un sistema subjetivo, depende de la posición del observador y del tiempo.

Coordenadas ecuatoriales

En este sistema la posición del Sol viene especificada por:

- Ascensión recta (α): Es la distancia angular del círculo horario del Sol desde el punto aries, se mide a partir del punto aries en sentido directo, varía de 0° a 360° , ó de 0^h a 24^h .

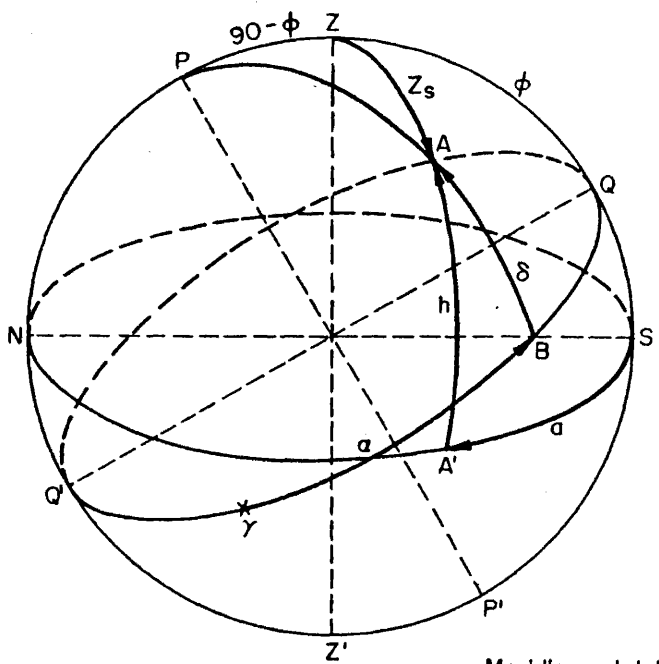
El punto aries (γ) es el punto de intersección de la eclíptica y el ecuador celeste.

- Declinación (δ): Es la distancia angular desde el ecuador medidada a lo largo del círculo horario del Sol, varía de 0° a 90° positivamente hacia P.

Las coordenadas del Sol en el sistema de coordenadas ecuatoriales, el cual se refiere como un sistema objetivo, varían con el tiempo, por lo tanto hay que especificar el instante de tiempo.

Las distintas coordenadas se pueden ver expresadas en la Figura A-1.

176 878



Meridiano del lugar: ZSZ'N
 Circulo horario: PABP'

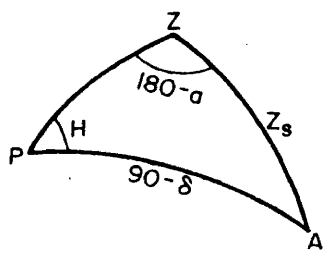


Fig.A.1.- Relación entre sistemas de coordenadas horizontales y sistema ecuatorial.

Coordenadas geográficas del lugar

Lugar: Instituto de Optica.

Latitud (φ): $40^{\circ} 26' 30'' = 40.4417^{\circ}$

Longitud (λ): $14^m 45^s$ al oeste de Greenwich

Si aplicamos las fórmulas de trigonometría esférica al triángulo esférico PAZ de la Fig. A.1 tendremos:

$$\begin{aligned}\cos Z_s &= \cos(90-\varphi) \cos(90-\delta) + \sin(90-\varphi) \sin(90-\delta) \cos t \\ \cos Z_s &= \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t\end{aligned}\quad (A-1)$$

La declinación δ en el momento de observación, se obtiene añadiendo a la declinación dada por el anuario, el incremento correspondiente a la hora de observación que se obtiene interpolando entre dos fechas consecutivas, puesto que las coordenadas ecuatoriales son independientes del lugar de la Tierra donde se aprecien siempre que se refieran al mismo instante físico.

t es el ángulo horario que se obtiene por diferencia entre la hora de observación y el paso del Sol por el meridiano de Madrid. Este último dato expresado en T.U. lo da el Anuario Astronómico.

Observando la ecuación (A-1) vemos que para el cálculo de Z_s (distancia cenital del Sol) necesitamos conocer la declinación y el ángulo horario t , como el Anuario del Observatorio Astronómico nos da los valores de la declinación del Sol a 0^h de T.U. tendremos que relacionar el T.U. con el T.M.C.L. así como para conocer también el valor del ángulo horario t .

Tiempo Universal (T.U.)

Es el tiempo medio civil en Greenwich, empieza a contarse a partir de medianoche. Las 0^h de T.U. es la medianoche media en Greenwich en cuyo momento el Sol medio pasa por el meridiano cuya longitud geográfica referida a dicha localidad es 180° .

Tiempo Medio Local (T.M.L.)

En un instante dado y en una cierta localidad es el nº de horas, minutos y segundos de tiempo medio, transcurrido desde que el Sol medio pasó por el meridiano de esa localidad.

Por lo tanto el tiempo medio civil local será:

$$TML + 12^h = TMCL \quad (A-2)$$

conocido el tiempo universal TU, se puede calcular inmediatamente el tiempo civil local TCL en un punto cualquiera de la Tierra de longitud geográfica λ sin más que tener en cuenta que:

$$TCL = TU \pm \lambda \quad (A-3)$$

el signo - se utiliza cuando el lugar a que nos estamos refiriendo está situado al Oeste de Greenwich, el signo + si está situado al Este de Greenwich.

En nuestro caso como hemos visto que Madrid está situado a $14^m 45^s$ al Oeste de Greenwich, para pasar los datos dados por el Anuario en TU a TCL habrá que restarle $14^m 45^s$.

En España la hora legal es la del tiempo universal, que comenzó a usarse el 1 de Enero de 1901, cumpliendo un decreto del 26 de Julio de 1900. Sin embargo, en la actualidad la hora oficial de la Península va adelantada una hora sobre la del tiempo universal y circunstancialmente, en algunas épocas del año, está adelantada en dos horas.

CALCULO DE LA DISTANCIA CENITAL DEL SOL

Teniendo en cuenta lo dicho respecto a las escalas de tiempo y a partir de la expresión (A-1) el programa de cálculo, calcula en cada momento los valores de la distancia cenital del Sol a partir de los valores de la declinación (δ) y ángulo horario (t). Ángulo horario $t =$ hora de observación - paso del Sol por el meridiano de Madrid en TCL. Este último dato se introduce en el programa, calculando para cada día, a partir de los datos aportados por el Anuario y teniendo en cuenta que para pasarlo a TCL hay que restarle la longitud $\lambda = 14^m 45^s$.

El paso de horas, minutos y segundos de tiempo a escala de medida de ángulos, se hace teniendo en cuenta que a 24^h le corresponden 360° y con ayuda de las tablas de conversión del tiempo en grados, dadas por el Anuario.

Hay que hacer notar que la expresión (A-1) es válida para el periodo del año comprendido entre el 21 de Marzo y el 23 de Septiembre en cuyo caso la declinación es llamada boreal.

Para el resto del año, la declinación es la llamada austral y en este caso hay que utilizar la formulación siguiente:

$$\begin{aligned}\cos Z_s &= \cos(90 - \varphi) \cos(90 + \delta) + \sin(90 - \varphi) \sin(90 + \delta) \cos t \\ \cos Z_s &= \sin \varphi (-\sin \delta) + \cos \varphi \cos \delta \cos t\end{aligned}\quad (A-4)$$

Así podemos conocer en cada momento el valor de la distancia cenital del Sol, y de acuerdo con los datos de la medida de irradiancia global y difusa podemos conocer en cada momento el valor de la irradiancia solar directa recibida en un plano perpendicular a la dirección de incidencia.

Una vez realizado este cálculo se introduce en el programa en idioma BASIC elaborado, de forma que tenemos el sistema dispuesto para la realización de medidas de radiación solar.

Alonso Jara

