

T 7 - 40

UNIVERSIDAD DE GRANADA
FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FISICA APLICADA

BIBLIOTECA UNIVERSITARIA
GRANADA
N.º Documento 613646096
N.º Copia 115710075

ANALISIS Y MODELIZACION DE LA DISTRIBUCION ANGULAR DE LA
RADIANCIA DEL CIELO Y DE LA IRRADIANCIA GLOBAL

TOMO 1



FRANCISCO JOSE OLMO REYES
GRANADA 1991

**ANALISIS Y MODELIZACION DE LA DISTRIBUCION ANGULAR DE LA
RADIANCIA DEL CIELO Y DE LA IRRADIANCIA GLOBAL**

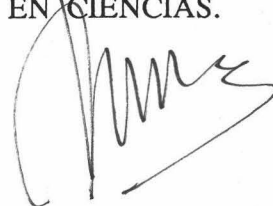
Visado en Granada, a 23 de
Mayo de 1991.

EL DIRECTOR DE LA MEMORIA



Fdo: Juan Ignacio Jiménez Jiménez,
Prof. Titular de Física Aplicada
de la Universidad de Granada.

Memoria presentada para
aspirar al grado de DOCTOR
EN CIENCIAS.



Fdo. Francisco José Olmo Reyes
Licenciado en Ciencias
(Sección Físicas)

Quiero expresar mi más sincero agradecimiento a todas aquellas personas que, de una forma u otra, han hecho posible el desarrollo de esta memoria.

Al doctor Juan Ignacio Jiménez Jiménez, cuya dedicación y estímulo constantes han hecho posible la realización del presente trabajo; y a los demás compañeros del grupo de Investigación por su colaboración, amistad y apoyo, en todo momento.

Al doctor Gerardo Pardo Sánchez que, como Director del Departamento de Física Aplicada, me acogió en él y facilitó la realización de este trabajo, y a todos los demás miembros del Departamento.

Al doctor Peter Valko, con quien pasé tantas horas trabajando, codo con codo, y a quien debo mucho de lo aprendido.

Al ingeniero Arthur Kunz, que me enseñó, con dedicación y esfuerzo, la forma de operar con el Sistema Móvil, y con quien disfruté tantas horas de campañas.

Al físico Giovanni Merlo, que compartió conmigo gran número de "batallas" ante el ordenador.

Para terminar, quiero agradecer también al Instituto Meteorológico Suizo, y más concretamente a su director A. Junod, la ilusión con la que me acogieron y los medios que pusieron a mi disposición.

*A mis padres
A Esther y Javi*

I. INTRODUCCION.	1
1.1. Introducción	3
1.2. Planteamiento del Problema.	12
1.3. Objetivos.	18
II. FUNDAMENTOS TEORICOS:INTERACCION DE LA RADIACION SOLAR CON LA ATMOSFERA.	23
2.1. Introducción.	25
2.2. Transmisión. Ecuación de Transferencia.	26
2.3. El Scattering.	32
2.4. Radiación Reflejada por el Suelo.	46
2.5. Los Parámetros Meteorológicos.	47
III. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL.	51
3.1. Introducción.	53
3.2. La Estación Móvil.	55
3.3. Instrumentos.	55
3.4. Realización de las Medidas.	68

IV. PROBLEMAS RELACIONADOS CON LA MEDIDA DE PARAMETROS: TURBIEDAD.	73
4.1. Introducción.	75
4.2. El Factor de Turbiedad de Linke.	76
4.3. El Coeficiente de Turbiedad de Angström.	79
4.4. El Coeficiente de Turbiedad de Schüepf.	82
4.5. El Indice de Claridad.	84
4.6. Relaciones entre los Indices de Turbiedad.	84
4.7. Cálculo de la Turbiedad. El LOWTRAN 4B.	87
V. PROBLEMAS DERIVADOS DE LAS TECNICAS DE INTERPOLACION DE LAS MEDIDAS: INSUFICIENCIA DE LOS PROCEDIMIENTOS CONVENCIONALES.	93
5.1. Introducción.	95
5.2. Técnicas Convencionales.	100
5.3. Aportes Específicos del Trabajo:	
Diagramas Tridimensionales	113
5.3.1. El Método de Interpolación de los Nudos.	114
5.3.2. El Grado de Interpolación.	118
5.3.3. Análisis Cualitativo de los Gráficos.	120
5.3.4. Algunos Aspectos de la Polarización.	124
5.4. Aplicaciones.	125
5.4.1. La Turbiedad Atmosférica.	125
5.4.2. El Análisis Fotográfico.	137
5.4.3. El Diagrama Polar y las Nubes.	143
VI. CONSIDERACIONES GENERALES ACERCA DE LOS MODELOS: MODELOS PROPUESTOS.	151

6.1. Introducción: El Problema de los Modelos.	153
6.2. Un Modelo Aproximado de Regresión para la Radiancia.	163
6.3. Un Modelo Generalizado de Regresión para la Irradiancia Global Instantánea.	174
VII. CONCLUSIONES.	183
APENDICE - 1: DEFINICIONES Y CONCEPTOS.	A1-1
APENDICE - 2: CALIBRACION DEL ESPECTRORRADIOMETRO.	A2-1
APENDICE - 3: ECUACIONES DE MODELIZACION.	A3-1
APENDICE - 4: SCATTERING DE MIE Y POLARIZACION.	A4-1
BIBLIOGRAFIA.	B-1

CAPITULO I.

INTRODUCCION.

1.1. INTRODUCCION.

El Sol, astro central de nuestro sistema planetario y fuente primordial de energía, es una estrella típica en un cierto estado de evolución y puede imaginarse como un inmenso globo gaseoso, sometido a reacciones nucleares que lo mantienen en estado incandescente.

Dentro de un diagrama H.R. el Sol se sitúa en la Secuencia Principal -Figura 1-, siendo de clase espectral G. A esta clase espectral le corresponde una temperatura superficial aparente de 6000K. Siguiendo este camino de comparación, Betelgeuse, una de las supergigantes, tiene una temperatura superficial efectiva de sólo 3500 K, mientras que Spica tiene una temperatura superficial del orden de 50000 K.

El Sol se encuentra situado en uno de los brazos espirales (el brazo de Orión) de nuestra galaxia. Su masa es $2 \cdot 10^{30}$ Kg y el radio del disco visible $6.96 \cdot 10^5$ Km. Se estima que la temperatura en las proximidades de su centro puede llegar a ser $1.5 \cdot 10^7$ K -aquí los protones se convierten en núcleos de helio a través de

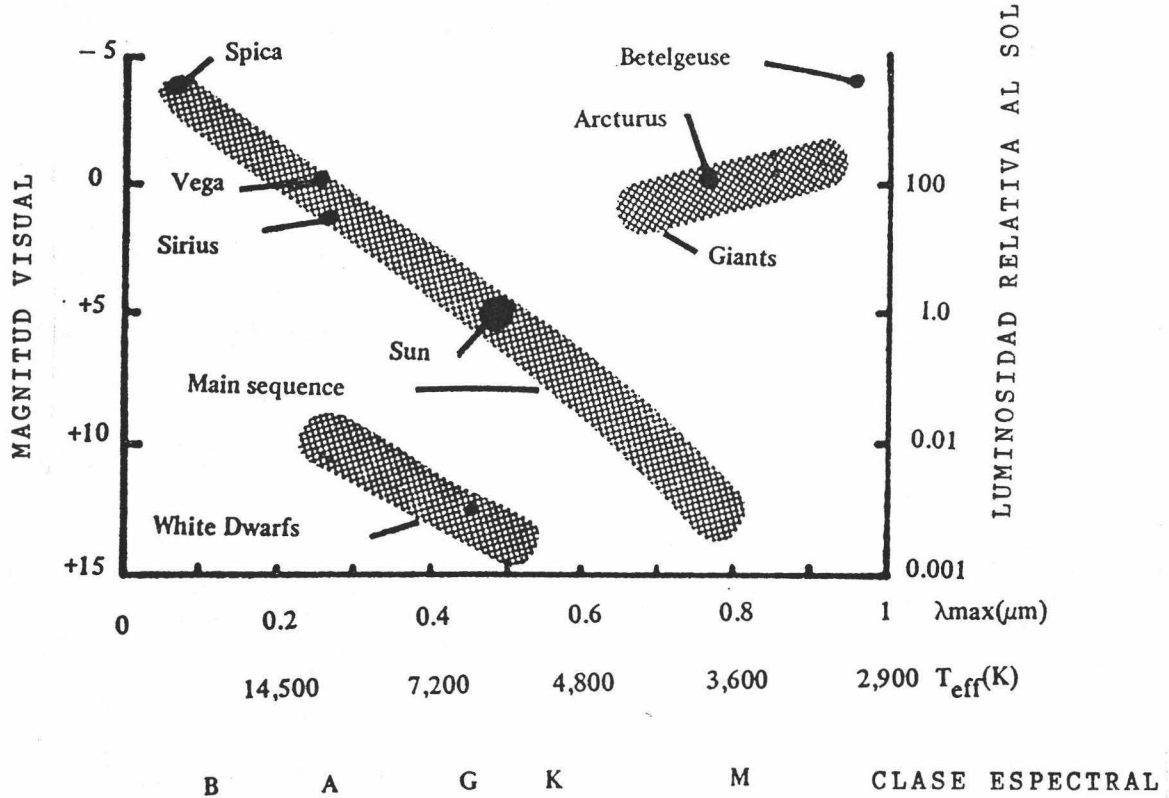


Figura 1: Diagrama H.R. basado en los datos obtenidos por Wyatt (1964), Akasofu y Chapman (1972). λ es la longitud de onda en micrometros.

reacciones termonucleares-. Cada kilogramo de helio convertido produce del orden de $6.3 \cdot 10^{14}$ J y, bajo estas consideraciones, la potencia radiada por el Sol sería de $3.8 \cdot 10^{26}$ W.

El estudio del Sol constituye uno de los capítulos más importantes de la Astrofísica por permitirnos examinar más de cerca numerosos fenómenos y características estelares, que de otra forma permanecerían ignoradas. En este sentido y siguiendo una costumbre muy generalizada, se dedican los mayores esfuerzos al estudio de las siguientes partes: constantes solares fundamentales (conjunto de datos globales que lo definen); fenómenos y estructura del Sol inactivo, que comprende el estudio de las capas

exteriores, llamadas fotosfera, cromosfera y corona; fenómenos del Sol activo, tales como manchas solares, protuberancias, fulguraciones, etc., y el interior del Sol, no accesible a la observación.

Gran parte de la energía emitida por el Sol lo es en forma de radiación electromagnética, centrada cerca de la parte visible del espectro. La energía calorífica generada en la región central se transfiere a la superficie a través de procesos convectivos y de radiación.

La fotosfera es la capa externa más estable. De ella proviene la mayoría de la radiación electromagnética, la cual contribuye a la estabilidad en la Constante Solar -Apéndice 1-. La fotosfera aparece ante nuestros ojos como un disco brillante, aunque sabemos que no es uniformemente brillante: la magnitud del decrecimiento en la radiancia depende de la longitud de onda. La radiación visible en el disco solar sigue una ley del tipo:

$$R(r)=R(0)*(\cos((r/r_d)*(\pi/2)))^{0.25}$$

donde $R(r)$ es la radiancia a una distancia r del centro, $R(0)$ es la radiancia en el centro y r_d es el radio del disco visible. Si consideramos el espectro total el exponente se reduciría a 0.1 (Abbot, 1908).

Sobre la fotosfera la densidad del gas disminuye rápidamente y la temperatura efectiva aumenta hasta llegar a ser del orden de 10^6K en el punto de unión de la cromosfera y la corona isotérmica. Sabemos también que la corona no es uniforme y que su estructura está asociada con el campo magnético interno del Sol. Durante los periodos menos estables la corona se extiende llegando a ser mucho mayor que en condiciones normales. En los periodos de calma

(bajo número de manchas solares) la corona disminuye. Este tipo de variaciones son mucho mayores que las que ocurren en la fotosfera. Las emisiones de radiación se centran principalmente en la región espectral de los rayos-X y en el extremo del ultravioleta (UV), con intensidades mucho mayores en las épocas de mayor actividad solar.

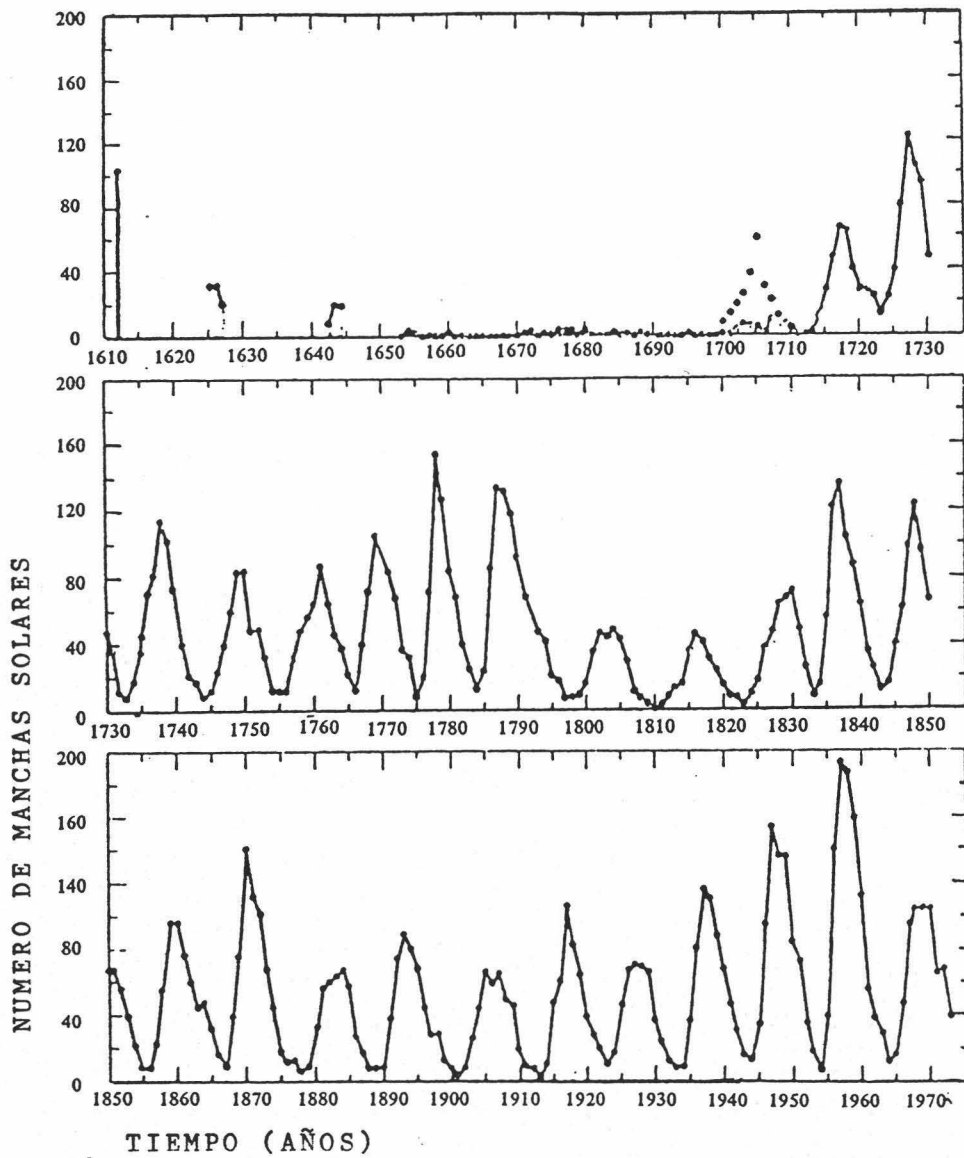


Figura 2: Variación anual media de las manchas solares.

En la Figura 2 representamos la variación anual media de las manchas solares según J.A. Eddy (1975). Esta curva es análoga a la que expresa el número anual de protuberancias, existiendo correlación entre aquellas y el ciclo de 11 años, aunque también existen diferencias tales como la relación de tamaño máximo/mínimo, el tiempo de aparición dependiendo de la latitud, etc.

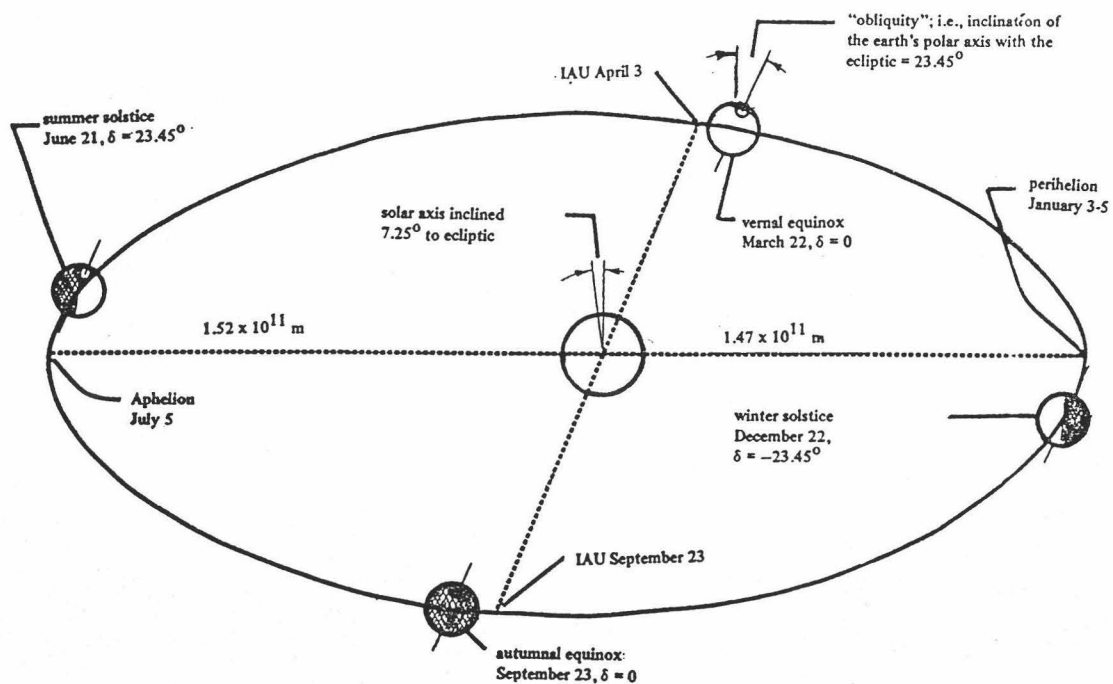


Figura 3: Visión heliocéntrica del Sol y de la órbita terrestre (plano de la eclíptica). Una Unidad Astronómica (IAU) es la distancia media Sol-Tierra. δ es la declinación. Las fechas indicadas pueden variar un día, más o menos.

En la Figura 3 mostramos algunas magnitudes, respecto a la Tierra, desde el punto de vista heliocéntrico. A la distancia media solar, 1.495×10^{11} m -una UA-, la Tierra intercepta un flujo solar medio del orden de 1.7×10^{17} W. En los últimos tiempos se han

realizado muchos estudios respecto al conocimiento, lo más exacto posible, de esta constante y sus diversas variaciones. Los diversos métodos de medida utilizan correcciones atmosféricas, (Hoyt, 1979). El método más común es el que sigue la institución Smithsonian, el cual supone que la radiación solar directa se reduce a la constante solar a través de una función exponencial. Este cálculo emplea la masa de aire $-m-$, a nivel del mar; sin embargo, este método no es válido para $m > 3$.

Algunos de los problemas encontrados en la determinación del flujo solar que llega a la superficie de la Tierra son: 1.) La respuesta espectral de los instrumentos de medida y su calibración absoluta (Fröhlich et al., 1975). 2.) Los cambios en la transmisión atmosférica durante los periodos de medida (2 a 4 horas). 3.) Las porciones del espectro que no son medidas y que han de sumarse en cálculos sucesivos: en torno al 3% para la región bajo los 340 nm, y 2 a 3% sobre los 2500 nm. 4.) La absorción no lineal de la atmósfera -variaciones en las mezclas y partículas- que influyen en el cálculo de la masa de aire.

Para tratar de solucionar algunos de estos problemas se han utilizado correcciones empíricas a través de la componente directa de la radiación. Las distintas medidas tomadas con globos, satélites y estaciones orbitantes ponen de manifiesto la existencia de fluctuaciones sobre grandes periodos (trenes) y para altas frecuencias (Hz); los valores que mas frecuentemente se aceptan hoy día son, por una parte el propuesto por Thekaekara y Drümmond (1971), 1353 W/m^2 , y el aceptado por la O.M.M. en el W.R.R. (World Radiometric Reference), propuesto por Fröhlich et al (1981), 1367 W/m^2 . La constante solar es una cantidad física muy importante; pensemos que la radiación solar es la fuente fundamental de energía que dirige la circulación general de la atmósfera y los océanos. Podemos decir que la radiación solar está relacionada,

directa o indirectamente, con la mayor parte de los procesos que tienen lugar en el sistema Tierra-Atmósfera.

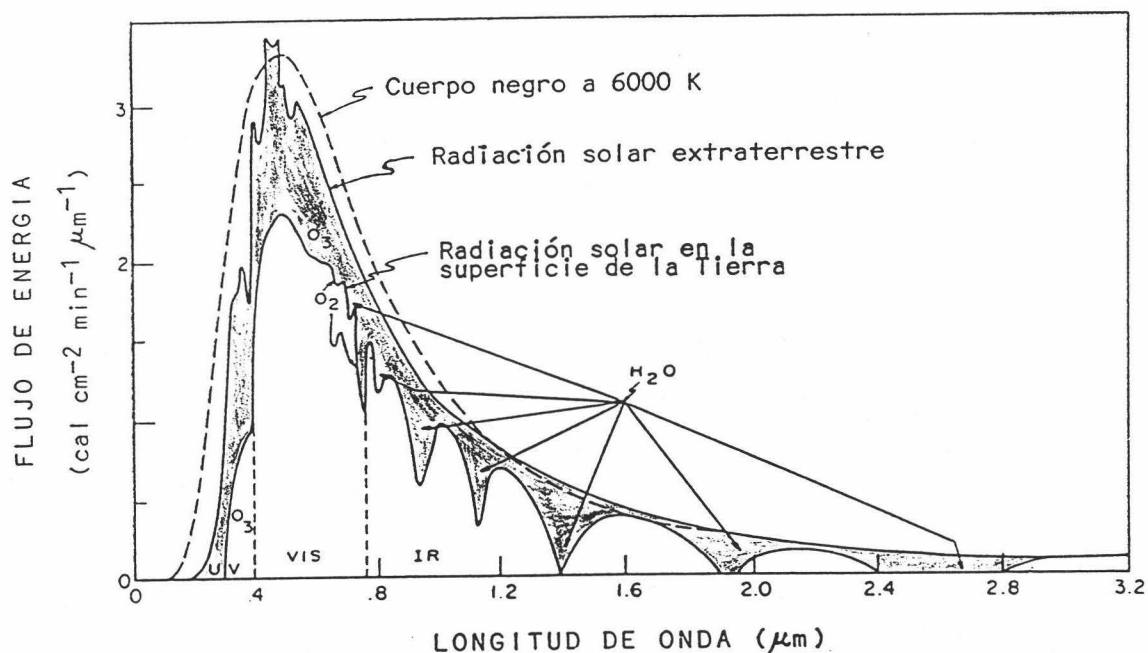


Figura 4: Distribución espectral de la radiación solar en la Superficie de la Tierra. Se presenta además, la que emitiría un cuerpo negro a 6000 K y la distribución espectral extraterrestre.

En la Figura 4 mostramos la distribución espectral de la radiación solar obtenida en el tope de la atmósfera, respecto a medidas a nivel del mar en días con atmósfera clara. En torno al 50% de la energía emitida está ligada a longitudes de onda más largas que la correspondiente a la región visible; el 40% corresponde a la región visible y el 10% a longitudes de onda más cortas que el visible. Las áreas ensombrecidas representan la absorción producida por los distintos gases que componen una atmósfera clara, y la envuelta externa de las áreas sombreadas denota la reducción de la irradiancia solar debida al scattering de la radiación -Apéndice I- en su interacción con moléculas y

partículas.

En la Tabla 1 se muestra una lista de los constituyentes atmosféricos más comunes, junto con sus proporciones. Son extremadamente importantes aquellos gases que poseen una concentración variable, tales como el vapor de agua, ozono, dióxido de carbono, etc; cuya emisión y los distintos procesos de absorción a que dan lugar juegan un papel importante en el clima de la Tierra. La atmósfera también contiene distintos tipos de partículas sólidas y líquidas tales como aerosoles, gotas de agua, cristales de hielo, cuya concentración es altamente variable en el espacio y en el tiempo.

T A B L A 1

Sustancia	Porcentaje en volumen Aire seco	Masa total Kg
Atmosfera total	51.300×10^{14}
Aire seco	100.00	51.170×10^{14}
Nitrogeno	78.09	38.648×10^{14}
Oxigeno	20.95	11.841×10^{14}
Argon	0.93	655×10^{14}
Vapor de agua	130×10^{14}
Dioxido de Carbono	0.03	23.320×10^{11}
Neon	0.0018	636×10^{11}
Kripton	0.0001	146×10^{11}
Helio	0.00053	37×10^{11}
Ozono	30×10^{11}
Xenon	0.000008	18×10^{11}
Hidrogeno	0.00005	2×10^{11}

En la Figura 5 presentamos una distribución en altura de las distintas capas en las que se divide la atmósfera atendiendo a su temperatura. En nuestro trabajo tendrán interés exclusivamente las dos primeras capas, ya que en ellas están contenidos la mayoría de los constituyentes variables.

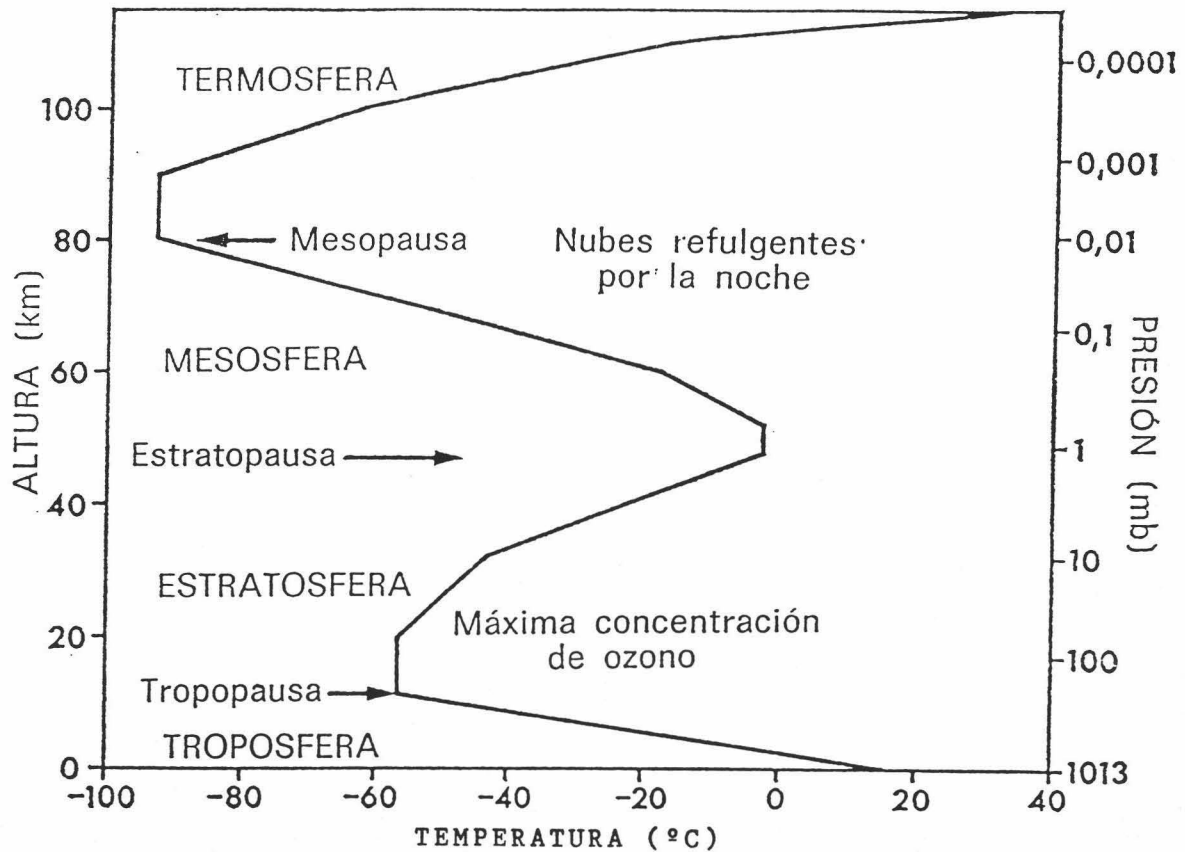


Figura 5: Distribución vertical generalizada de la temperatura, presión y capas atmosféricas, hasta una altura aproximada de 110 Km. Nótese especialmente la tropopausa y la zona de máxima concentración de ozono, sobre la que se encuentra una capa de aire caliente (basado en los datos de Valley, 1965).

La actividad dinámica de la atmósfera sirve para redistribuir la energía recibida. Los diversos modelos que puedan dar razón de esta actividad ayudan a explicar los climas del pasado,

predecir el tiempo y emitir argumentos sobre los posibles climas futuros.

1.2. PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA.

El balance global de energía entre la Tierra y la atmósfera determina la temperatura media global y la temperatura efectiva de radiación del planeta, es decir, la temperatura que un observador instalado en el espacio le atribuiría. En promedio, la superficie de la Tierra cede a la atmósfera una cantidad de energía igual a la que absorbe; el valor de la temperatura media global en superficie, cifrado en 13 grados Celsius, es el necesario para mantener la Tierra y la atmósfera en equilibrio térmico. La temperatura en la superficie es mayor que la temperatura efectiva; en buena parte ello se debe a que la radiación incidente se absorbe a alturas menores que aquellas otras desde donde se emite la radiación al espacio: la atmósfera deja pasar bastante bien la radiación para longitudes de onda del espectro visible, donde se encuentra situado el máximo del espectro de emisión solar, pero se muestra un tanto opaca a la radiación para longitudes de onda del infrarrojo, en las que se concentra la emisión radiante de la Tierra.

Podemos indicar cuantitativamente cuál sería el balance de energía recibida en una superficie horizontal situada sobre la superficie de la Tierra:

$$Q+B+L+V=0$$

donde Q representa el término que expresa la radiación neta, cuya contribución es la más importante; B es el flujo de calor de la Tierra a la superficie o en dirección inversa por conducción; L es el transporte por mezcla turbulenta y V da cuenta del efecto de evaporación.

En cuanto a la radiación neta o balance de radiación sobre una superficie horizontal diremos que puede escribirse en la forma (Coulson, 1975):

$$Q=I+D-R+C-\sigma T^4$$

donde I es la irradiación directa, D es la irradiación difusa, R la reflejada por el suelo en las mismas longitudes de onda, C es la radiación atmosférica y σT^4 es la radiación térmica emitida por la superficie terrestre.

Algunas de las magnitudes indicadas anteriormente pueden medirse, como veremos más tarde, a través de sensores térmicos o fotovoltaicos, mientras que otras necesitan de modelos empíricos, con más o menos fundamento teórico, debido a la gran dificultad que presenta su obtención.

En términos de radiación solar se suele entender por onda corta aquellas longitudes de onda comprendidas en el intervalo espectral de 200-4000 nm; por onda larga a aquellas cuya longitud de onda es mayor o igual a 4000 nm. Dentro de esta última encontramos la radiación atmosférica, y dentro de la onda corta encontramos a la irradiancia directa, la irradiancia difusa y global y la irradiancia del cielo. La radiación reflejada por el suelo dependerá, como veremos más tarde, del albedo de la superficie, cuyo valor es función de la naturaleza de la superficie y de las condiciones de irradiación.

Realmente, de la energía que la Tierra recibe del Sol, sólo una parte es aprovechable técnicamente y plantea múltiples problemas cuando se pretenden obtener grandes potencias energéticas. Sea como fuere, son muchos los aspectos de la tecnología actual que necesitan fuentes energéticas propias, bien porque su funciona-

miento exija una adecuada autonomía y no permita la conexión a las redes generales, bien porque su localización esté en sitios donde no es posible la llegada de una gran instalación o porque se buscan abaratamientos de costes, etc.

Aparte del tratamiento de la radiación solar como fuente exclusivamente energética, existen otros campos de investigación donde se necesita un conocimiento exhaustivo de esta radiación en su paso a través de la atmósfera o en la superficie de la Tierra. Pensemos por ejemplo en diversos estudios: las islas de calor urbanas, diseños de edificios para un mayor ahorro energético, construcciones de invernaderos agrícolas, aprovechamiento energético espectral para un tipo de cultivo concreto, el comportamiento animal y de microorganismos dependiendo del estado atmosférico y de polarización de la luz del Sol en la bóveda celeste, predicción climatológica y meteorológica, contaminación, etc.

En las últimas décadas se han realizado grandes esfuerzos por parte de la comunidad internacional para apoyar este tipo de trabajos, fundamentalmente desde un punto de vista interdisciplinar. Como prueba de ello señalemos los distintos programas promovidos por la CEE a partir de los años setenta. En una primera etapa se trabajó en la construcción de mapas de radiación para determinar zonas de máxima eficiencia, así como dar los primeros pasos para abordar los problemas climatológicos desde el punto de vista de la irradiancia global, difusa y directa, en las distintas zonas de un territorio concreto, así como a nivel global. Estos trabajos se han visto apoyados en la última década por las medidas tomadas desde satélites.

El problema fundamental que se plantea en este campo, es la dificultad para desarrollar modelos que, con mayor o menor base teórica o empírica, y haciendo uso de las distintas variables que

intervienen en cada aspecto específico que pretendemos estudiar, den buena cuenta de los resultados experimentales y puedan aplicarse a distintas zonas de interés. Es evidente, como se ha puesto de manifiesto en repetidas ocasiones, la práctica inexistencia de redes de medida que registren los distintos parámetros con los que llevar a cabo un estudio exhaustivo de la radiación solar. En las estaciones radiométricas más completas suelen registrarse los siguientes parámetros: irradiancia global en una superficie horizontal, irradiancia directa, irradiancia difusa, insolación, velocidad y dirección del viento, humedad y temperatura. Aun así, estos registros requieren una vigilancia continuada que limita mucho las posibilidades de instalación.

Otro tipo de parámetros tales como la irradiancia en superficies inclinadas, la radiancia del cielo, los niveles -tipo y distribución- de nubes, la turbiedad atmosférica y los correspondientes estudios espectrales y de distribución en la bóveda celeste, necesitan de un seguimiento en su operatividad que no es fácil de conseguir en muchas situaciones, incluso desde un punto de vista económico. En los últimos años, a partir del avance tecnológico en detectores y sistemas rotantes, se ha agudizado el interés en estos estudios, aunque siguen dándose los primeros pasos debido a la práctica inexistencia de datos con que se cuenta en la actualidad. La mayoría de las investigaciones realizadas hasta el momento, en estos últimos parámetros, se basan en determinaciones puntuales para una misma estación y en cortos periodos de tiempo. Destaquemos en la actualidad los equipos encabezados por Rosen (EE.UU.), Harrison (EE.UU.), Riordan (SERI, EE.UU.) y Valko (Suiza), como máximos exponentes en cuanto al desarrollo y utilización de estaciones radiométricas donde se miden gran cantidad de flujos radiativos.

En los numerosos estudios realizados se ha puesto de

manifiesto la necesidad de un conocimiento cualitativo de las distribuciones espaciales y temporales de estas medidas, y su dependencia con los distintos parámetros atmosféricos, para comenzar la construcción de modelos con base física, que tengan validez general, y respondan a las ya tradicionales teorías del scattering -Apéndice 1 y 2- de la luz como resultado de la interacción con los distintos constituyentes atmosféricos, tantas veces comprobadas a nivel de laboratorio. También es importante el que estos modelos necesiten de pocos parámetros, de fácil registro, para que puedan aplicarse a cualquier tipo de condiciones.

Para tratar de suplir la inexistencia de un modelo teórico que proporcione resultados acordes con los experimentales, se recurre a tratamientos estadísticos que den cuenta de las correlaciones experimentales entre los distintos parámetros. A través de este procedimiento empírico, se obtienen buenos resultados para la irradiancia en una superficie horizontal, o para una determinada superficie inclinada, en función de parámetros tales como la irradiancia extraterrestre, la insolación, la humedad, la temperatura, etc. Estos resultados son muy importantes desde el punto de vista del aprovechamiento energético a través de sistemas colectores.

Sin embargo, para un aprovechamiento general interdisciplinar, según demandan las necesidades mencionadas anteriormente, se necesita un conocimiento exhaustivo de todos los flujos radiativos que puedan tener importancia en cualquier estudio concreto, así como sus distintas variaciones bajo condiciones atmosféricas diferentes.

Uno de los objetivos de mayor interés es el tratar de conciliar las teorías clásicas, basadas en la interacción de un haz luminoso con una partícula o con un conjunto de partículas confina-

das y de propiedades semejantes y estables, con el sistema abierto y de propiedades altamente variables como es la atmósfera que rodea a la Tierra. En torno a este problema se ha conseguido probar que las distribuciones de radiancia en el plano del ángulo cenital solar siguen leyes que poseen las mismas características que las enunciadas teóricamente a lo largo de la historia; sin embargo, la mayoría de estos estudios hacen referencia a condiciones muy particulares y siguen manteniendo el problema de las constantes experimentales que han de utilizarse en las correlaciones. También se han estudiado experimentalmente las afirmaciones que, en cuanto al estado de polarización del cielo, formulan los modelos teóricos generales.

Otra contribución, que cabría mencionar en cuanto a la necesidad de su conocimiento, es la que representan las distintas reflexiones provocadas por el mosaico de superficies que constituyen el suelo sobre el que se realizan unos estudios determinados. En este caso concreto las modelizaciones sólo resuelven, y no en su totalidad, las propiedades de suelos totalmente homogéneos. La contribución de estas reflexiones a las medidas de irradiancia en superficies inclinadas pueden llegar a ser importantes, porcentualmente hablando, cuando las propiedades del suelo tienden a ser especulares.

Por otra parte, al realizar un estudio bibliográfico, se observa que los mejores resultados, en cuanto al establecimiento de patrones de comportamiento de la radiación solar, se obtienen cuando partimos de parámetros que definen el estado de la atmósfera, como pueden ser el índice de turbiedad o los distintos parámetros ópticos que se han definido a lo largo de la historia. Sin embargo, la determinación de estos parámetros requiere una gran información en torno a las propiedades particulares de una atmósfera concreta. Para tratar de paliar la falta de información, se

han desarrollado fórmulas aproximadas que calculan de una manera sencilla estos parámetros. De todos modos sus resultados no son demasiado satisfactorios en algunos casos.

Como conclusión digamos que la aleatoriedad de circunstancias que pueden concurrir sobre una atmósfera determinada, hacen difícil su parametrización, y en muchas ocasiones se ha de recurrir a estudios estadísticos que den cuenta de sus propiedades medias para posteriores utilizaciones (IEA, 1980).

1.3. OBJETIVOS.

El trabajo que se presenta en esta memoria se ha realizado, casi por completo, dentro del marco de cooperación establecido entre el Instituto Meteorológico Suizo (Dr. Peter Valko) y el grupo de Física de la Atmósfera del Departamento de Física Aplicada de la Universidad de Granada (dentro del programa financiado por la CEE, "Solar Radiation Data, Action D-1").

Para su elaboración se han utilizado los bancos de datos existentes en la central del Instituto (Zürich), junto con los obtenidos en dos campañas realizadas en el Sur de España.

Constituye, pues, este trabajo una contribución a la resolución de los problemas que hemos ido planteando a lo largo de estas líneas y toca con mayor o menor profundidad todos y cada uno de los temas a los que nos hemos referido más arriba. Así, en el capítulo 2 y en los apéndices 1 y 2 se pone a punto el tema del estudio de la radiación en la atmósfera, haciendo un extracto de los fundamentos de las teorías necesarias para la comprensión del problema y para el desarrollo de modelos. Como tema informativo importante se ha dedicado un apéndice a la explicación de la teo-

ría del scattering de Mie y a la polarización, ambos temas de gran importancia en el análisis de datos, pero sobre los que no incidimos directamente en el desarrollo del trabajo. Por otra parte la descripción del sofisticado dispositivo experimental utilizado (Swiss Mobile System), se hace en el capítulo 3. No se describen detalladamente las propiedades ópticas de los sensores debido a que se trata de los que habitualmente se usan en las medidas de radiación solar. De todos modos, para un conocimiento más puntual y detallado, se puede consultar la bibliografía referenciada en el capítulo (Valko, P., Heimo, A y W.M.O.). Sin embargo, sí que nos hemos detenido algo más en la descripción del funcionamiento y utilidades de la estación móvil, para mostrar las ventajas y la versatilidad del sistema. En el Apéndice 3 se describe el calibrado del Espectrorradiómetro, construido y específicamente para la estación móvil en Davos (Suiza).

En el capítulo 4 se introduce el concepto de turbiedad atmosférica y se definen los distintos coeficientes que se utilizan para calcular el nivel de claridad de la atmósfera en un momento y en un lugar determinado. También se describe el modo en que se han calculado los coeficientes de turbiedad -programa LOWTRAN 4B-.

El capítulo 5 constituye el núcleo central del trabajo realizado y en él se hace un estudio exhaustivo del problema de las medidas y de su representación gráfica. Partiendo de las representaciones gráficas convencionales se comentan los distintos efectos que se pueden observar a través de ellas y los problemas de interpretación que conlleva su utilización. Se propone a continuación un sistema de representación conjunta con gráficos tridimensionales, polares y cartesianos, que dan cuenta de manera visual de los principales efectos que se producen en el campo de la irradiancia y de la radiancia. Se incluye además, un estudio experimental de los distintos problemas que se plantean cuando se construyen su-

perfiles de campos con la técnica de interpolación polinómica. Como aplicación de la técnica introducida, se estudia la irradiancia y la radiancia desde el punto de vista de la turbiedad atmosférica, se realiza un primer intento de análisis de las fotografías "ojo de pez" y se plantean los problemas del tratamiento de cielos cubiertos de nubes.

La propuesta y desarrollo de dos modelos para el cálculo de la irradiancia y de la radiancia del cielo, respectivamente, es el contenido del capítulo 6. Previamente se hace una breve descripción de algunos de los modelos más utilizados para el cálculo de la radiancia y de la irradiancia sobre superficies con cualquier orientación e inclinación. Ambos modelos se basan en el análisis de la regresión y se construyen a partir de los datos de las campañas realizadas en diversas localidades de toda Europa. Finaliza el capítulo con la construcción del modelo para la irradiancia global instantánea, en cualquier superficie orientada e inclinada que depende de parámetros muy sencillos.

A través de los capítulos cuyos contenidos hemos descrito en una breve panorámica, se han intentado cubrir los siguientes objetivos, unos específicos (1, 2, 3 y 4) y otros de carácter más general (5 y 6):

1. Análisis y estructuración de los bancos de datos, junto con la construcción de múltiples programas de ordenador, de tal modo que se pueda actuar sobre ellos con facilidad, para tratar de obtener las interrelaciones que definen la dependencia de los distintos flujos radiativos con los parámetros atmosféricos.

2. El estudio gráfico de la irradiancia y radiancia para tratar de determinar las características generales que son comunes en una situación atmosférica concreta, y para todas las campañas de medi-

das realizadas. En este apartado se incluye la búsqueda de representaciones gráficas que den una información, lo más completa posible, sobre el estado de los flujos de radiación instantánea en ambos hemisferios -superior e inferior-. Se trata de analizar, además, las variaciones de la radiancia e irradiancia para cuatro coeficientes de turbiedad, calculados a través de los datos espectrales obtenidos, de tal modo que puedan deducirse parámetros que predigan los patrones de comportamiento.

3. Realizar un primer intento, tratando de ver su viabilidad, en cuanto a la construcción de patrones de comportamiento del campo de la radiancia a través de la digitalización de los fotogramas tomados durante las campañas. Esta técnica podría ser prometedora, como han sugerido diversos autores, si pensamos en la gran dificultad que presentan los patrones de radiancia para condiciones aleatorias en el estado del cielo; sobre todo en condiciones de cielo con nubes, donde cada caso es especial y necesita un estudio separado, dependiendo del tipo y distribución angular de las nubes. Asimismo, sería interesante observar hasta qué punto es posible distinguir las variaciones de turbiedad en los fotogramas para condiciones de cielo despejado.

4. El análisis del comportamiento de los patrones de radiancia e irradiancia bajo condiciones particulares de cielo con nubes. Este estudio podría darnos alguna luz sobre los problemas que se encuentran cuando se calculan diagramas de irradiancia difusa a través de medidas piranométricas y por integración de los valores de radiancia. Ambos procedimientos suelen dar resultados diferentes, como apuntan los distintos estudios que aparecen en la bibliografía.

5. El desarrollo de un modelo estadístico para establecer patrones generales de comportamiento en el campo de la radiancia.

Los resultados podrían aplicarse en aquellos casos donde no se disponga de suficientes parámetros para calcular diagramas medios de irradiancia difusa o de radiancia del cielo. Asimismo, se trata de idear un factor que incluya la cantidad y distribución angular de las nubes en el cálculo de patrones de comportamiento medio para cualquier condición aleatoria de cielo cubierto.

6. Desarrollar un modelo sencillo, partiendo de los resultados del análisis gráfico, de tal modo que pueda calcularse la irradiancia global en cualquier superficie con inclinación positiva, para condiciones de cielo despejado, y que de buenos resultados al comparar con los registros de irradiancia instantánea. Sería interesante el que dependiera de parámetros que puedan obtenerse en cualquier estación radiométrica. Asimismo, trataremos de aproximarnos a los factores que influyen de una manera decisiva en el establecimiento de modelos de radiancia instantánea en días con cielo despejado.

Se observa a lo largo de la memoria que gran parte de la información inscrita en los gráficos se expresa en lengua inglesa. Este hecho se debe a que los gráficos se construyeron durante la cooperación descrita anteriormente. Hemos preferido transcribirlos tal cual para no romper la estética de los mismos y por el tiempo que nos llevaría el reconstruirlos de nuevo.

CAPITULO II.

**FUNDAMENTOS TEORICOS: INTERACCION DE
LA RADIACION SOLAR CON LA ATMOSFERA.**

2.1. INTRODUCCION.

El problema de la transferencia radiativa en un medio que absorbe, emite, difunde y dispersa la radiación, es extremadamente complejo y aún no se ha obtenido una solución general satisfactoria. Al tratar este tipo de problemas suelen utilizarse desarrollos aproximados que, a su vez, implican algún tipo de simplificación. Los planteamientos generales son aplicables a cualquier tipo de medio que cumpla las características iniciales. En nuestro caso aplicaremos tales estudios a la radiación solar en su paso a través de la atmósfera de nuestro planeta, aunque en muchos aspectos sería también aplicable a otros planetas.

La atmósfera terrestre puede considerarse como un medio homogéneo o inhomogéneo, y desde el punto de vista geométrico como esférica o planoparalela (sin variación en la dirección horizontal). El problema fundamental es el estudio de las propiedades del medio a través de las medidas de radiación. Ocupan también un lugar importante en la mayoría de los problemas radiativos, desde el punto de vista de la radiación solar, las propiedades de reflexión de las superficies naturales: nieve, vegetación, otros tipos de

sólidos o líquidos, etc. Todos estos hechos, junto con la emisión radiativa de todo cuerpo en función de su temperatura, juegan un papel fundamental en los estudios de balance de radiación o campo de radiación total.

En resumen, el problema de la transferencia de radiación a través de un medio tal como la atmósfera de la Tierra se centra en el estudio de la interacción de la radiación con la materia. Algunos de los autores que han trabajado en tales estudios son Chandrasekhar (1950), Goody (1964), Kondratyev (1969), etc.

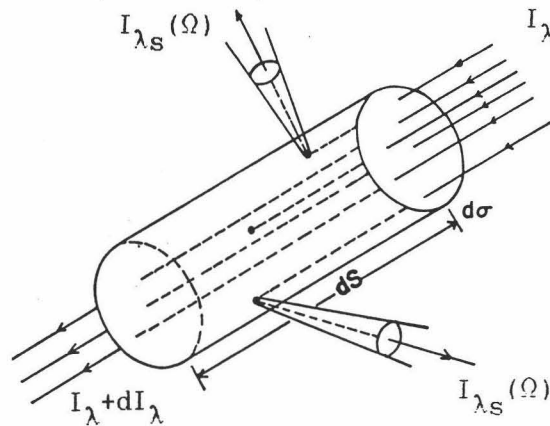
2.2. TRANSMISION. ECUACION DE TRANSFERENCIA:

La reducción de intensidad en un haz de radiación que atraviesa un medio es el resultado de la interacción de las ondas electromagnéticas con la materia. Las dos causas principales de la pérdida de intensidad son la absorción en el material y el scattering. Si la intensidad en el tope de una capa, de espesor óptico ds , es I_λ , la reducción de intensidad a través de la capa en la dirección de propagación será:

$$dI_\lambda = -K_\lambda \cdot \rho \cdot I_\lambda \cdot ds \quad (2.1)$$

donde ρ es la densidad del material y K_λ el coeficiente de extinción a través de la sección para una determinada λ de la radiación (Chandrasekhar, 1950). En la siguiente figura ilustramos el fenómeno.

Notemos que la radiación incidente no es monodireccional, pero podemos considerarla confinada en tal cilindro. En el caso más general la emisión por el material y el scattering múltiple contribuyen a aumentar la intensidad, de manera que podemos describir este último fenómeno a través de un coeficiente que llama-



mos función fuente, j_λ , cuyo significado físico tiene las mismas propiedades que K_λ :

$$dI_\lambda = j_\lambda \cdot \rho \cdot ds \quad (2.2)$$

En estos términos suele definirse la función fuente general como:

$$J_\lambda = j_\lambda / K_\lambda \quad (2.3)$$

y en consecuencia, la intensidad emergente a través de la capa puede escribirse como:

$$dI_\lambda = -K_\lambda \cdot \rho \cdot I_\lambda \cdot ds + J_\lambda \cdot K_\lambda \cdot \rho \cdot ds \quad (2.4)$$

ó

$$\frac{dI_\lambda}{K_\lambda \cdot \rho \cdot ds} = -I_\lambda + J_\lambda \quad (2.5)$$

Esta ecuación representa la ecuación fundamental para cualquier proceso de transferencia radiativo. En ella tenemos dos contribuciones: una pérdida debida a la absorción por el material

y al scattering, y un aumento debido a la emisión por el material y al scattering múltiple.

Cuando despreciamos el scattering y la emisión por el material, la ecuación se nos reduce a la ley de Beer-Bouguer-Lambert:

$$\frac{dI_{\lambda}}{K_{\lambda} \cdot \rho \cdot ds} = -I_{\lambda} \quad (2.6)$$

donde K_{λ} quedaría como el coeficiente de absorción. Si integramos sobre el espesor total de la capa, la intensidad emergente será:

$$I_{\lambda} = I_{0\lambda} \cdot e^{-\int_0^s K_{\lambda} \cdot \rho \cdot ds} \quad (2.7)$$

donde $I_{0\lambda}$ es la intensidad incidente en $s=0$.

Cuando consideramos que el medio es homogéneo K_{λ} será independiente de s y podemos definir el camino óptico como:

$$u = \int \rho \cdot ds \quad (2.8)$$

luego:

$$I_{\lambda}(s) = I_{0\lambda} \cdot e^{-K_{\lambda} \cdot u} \quad (2.9)$$

Supongamos ahora que el medio reacciona al igual que un cuerpo negro en equilibrio termodinámico local. Cualquier proceso de absorción irá acompañado de una emisión que, en nuestro caso, corresponderá a la función fuente de Planck $B_{\lambda}(T)$. Bajo estas con-

diciones la ecuación de transferencia podrá escribirse como:

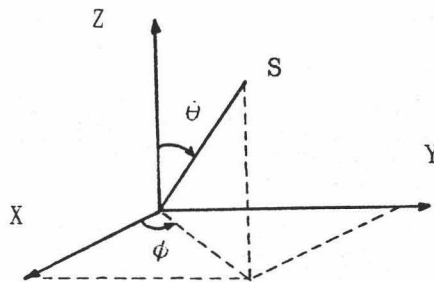
$$\frac{dI_{\lambda}}{K_{\lambda} \cdot \rho \cdot ds} = -I_{\lambda} + B_{\lambda}(T) \quad (2.10)$$

Esta es la ecuación de Schwarzschild, que se aplica fundamentalmente en los procesos radiativos del infrarrojo.

Consideremos ahora que la atmósfera es planoparalela y definamos z como la distancia lineal normal al plano de estratificación; si particularizamos la ecuación de transferencia (2.5) tendremos:

$$\cos\theta \frac{dI_{\lambda}(z, \theta, \phi)}{K_{\lambda} \cdot \rho \cdot dz} = -I_{\lambda}(z, \theta, \phi) + J_{\lambda}(z, \theta, \phi) \quad (2.11)$$

con la siguiente geometría:



Se suele definir el espesor óptico normal, medido desde el límite de la atmósfera hasta la altura z , como:

$$\tau_{\lambda} = \int_z^{\infty} K_{\lambda} \cdot \rho \cdot dz' \quad (2.12)$$

En caso de tener scattering múltiple la ecuación de transferencia radiativa en atmósferas planoparalelas tendrá la forma:

$$-\mu \frac{dI_{\lambda}(\tau_{\lambda}, \mu, \phi)}{d\tau_{\lambda}} = I(\tau_{\lambda}, \mu, \phi) - J(\tau_{\lambda}, \mu, \phi) \quad (2.13)$$

donde $\mu = \cos\theta$ y τ_{λ} es la profundidad, o espesor, óptico normal. Esta ecuación puede resolverse tomando la intensidad ascendente y descendente, para una atmósfera finita, bajo la condición de contorno $\tau_{\lambda} = 0$ en el tope superior, y $\tau_{\lambda} = \tau_{\lambda_0}$ en el límite inferior. Sus soluciones serían (Liou, 1980):

$$I(\tau_{\lambda}, \mu, \phi) = I(\tau_{\lambda_0}, \mu, \phi) \cdot e^{-\frac{(\tau_{\lambda_0} - \tau_{\lambda})}{\mu}} + \int_{\tau_{\lambda}}^{\tau_{\lambda_0}} J(\tau'_{\lambda}, \mu, \theta) \cdot e^{-\frac{(\tau'_{\lambda} - \tau_{\lambda})}{\mu}} \cdot \frac{d\tau'_{\lambda}}{\mu} \quad (2.14)$$

$$I(\tau_{\lambda}, -\mu, \phi) = I(0, -\mu, \phi) \cdot e^{-\frac{\tau_{\lambda}}{\mu}} + \int_0^{\tau_{\lambda}} J(\tau'_{\lambda}, -\mu, \phi) \cdot e^{-\frac{(\tau_{\lambda} - \tau'_{\lambda})}{\mu}} \cdot \frac{d\tau'_{\lambda}}{\mu} \quad (2.15)$$

que representan a la intensidad ascendente y descendente. Notemos que no hemos despreciado ni el scattering ni la emisión por el medio.

Seguidamente daremos algunos detalles sobre dos magnitudes empleadas, y que veremos también posteriormente: el espesor óptico normal, τ , y el albedo de scattering simple.

Es más conveniente expresar la función de atenuación en función del parámetro adimensional τ , definido para cualquier nivel z por la relación:

$$\tau_{\lambda}(\beta_{\lambda}, z) = -\int_{\infty}^z \beta_{\lambda}(z) \cdot dz$$

donde ∞ representa el límite de la atmósfera y el sentido de integración es siempre desde el límite inferior hasta z , que aumenta hacia arriba. β_λ es el coeficiente de atenuación por unidad de volumen para el medio, definido como $\beta_\lambda = K_\lambda \cdot \rho$. Si invertimos los límites de integración tendremos la forma usual:

$$\tau_\lambda (\beta_\lambda, z) = \int_z^\infty \beta_\lambda(z) \cdot dz$$

En la atmósfera real β_λ se debe principalmente al scattering por moléculas gaseosas (scattering de Rayleigh), scattering y absorción por polvo, neblina, y otros aerosoles atmosféricos, absorción por vapor de agua y ozono, y scattering y absorción por líquidos o nubes de agua congeladas. En resumen tendremos:

$$\tau_\lambda = \tau_\lambda^R + \tau_\lambda^A + \tau_\lambda^W + \tau_\lambda^o + \tau_\lambda^C$$

Todas las componentes dependen fuertemente de la altitud; todas, excepto τ^R , son extremadamente variables con el tiempo y con la localización geográfica, y todas dependen de la longitud de onda. Estas variaciones son funciones muy complicadas en un caso real, y en muchos casos son necesarias algunas simplificaciones. Elterman (1968) presenta un modelo atmosférico donde calcula las curvas del espesor óptico normal, según λ , a nivel del mar. Este modelo, bien fundamentado estadísticamente, suele tomarse para representar una atmósfera de latitudes medias razonablemente clara y sin perturbaciones.

En el caso más general, una partícula o conjunto de partículas atenúa un haz de radiación tanto por absorción como por scattering. Podemos definir una cantidad $\bar{\omega}$, usualmente llamada albedo de scattering simple, para caracterizar la fracción de la atenuación que es debida únicamente al scattering:

$$\bar{\omega} = \frac{\beta_{\lambda_s}}{\beta_{\lambda_s} + \beta_{\lambda_a}}$$

donde β_{λ_s} y β_{λ_a} son los coeficientes de atenuación debidos al scattering monocromático y a la absorción, respectivamente. La fracción de la atenuación debida a la absorción es $1-\bar{\omega}$.

2.3. EL SCATTERING.

Es de esperar que partículas de diferentes tamaños e índices de refracción posean diferentes propiedades de scattering. En muchos casos pueden tomarse aproximaciones que hacen la teoría más tratable, debido a su gran complejidad. Los dos parámetros más utilizados son el de tamaño, x , definido como la razón entre el tamaño real transversal de la partícula y la longitud de onda de la radiación, $x=2\pi r/\lambda$, y el índice de refracción de la partícula, $m_r=n-in'$, donde n y n' son la parte real e imaginaria, respectivamente. Desafortunadamente, no conocemos m_r con precisión para gran parte de los aerosoles existentes en la atmósfera real; Coulson (1988) presenta una recopilación de estos índices, para múltiples compuestos, basada en los estudios realizados por diversos autores en los últimos treinta años, así como sus variaciones para las distintas longitudes de onda de la luz. Los índices para las gotitas de vapor de agua, por el contrario, se han determinado con exactitud gracias a los trabajos de Hale y Querry (1973), para la región del espectro solar predominante, así como de Irvine y Pollack (1968) en las longitudes de onda del infrarrojo.

Podemos clasificar el scattering en cinco tipos diferentes:

1. El scattering de Rayleigh: Cuando $x \ll 1$ y m_r es arbitrario. Esta aproximación se usa frecuentemente cuando trabajamos con mo-

lécúlas de gases atmosféricos y, como veremos más tarde, explica satisfactoriamente el hecho de la polarización y la intensidad de la luz en la atmósfera de la Tierra.

2. El scattering de Rayleigh-Gans: Se produce cuando $(m_r - 1) \ll 1$ y $2x(m_r - 1) \ll 1$. Como podemos observar es más restrictivo que el de Rayleigh pues requiere que el índice de refracción de las partículas no sea muy diferente al del medio circundante. Esta teoría de scattering no es muy utilizada en problemas atmosféricos debido a que los aerosoles tienen generalmente un índice de refracción mucho más alto que el del aire.

3. Difracción Anómala: Cuando $(m_r - 1) \ll 1$ y x es arbitraria. Es la situación correspondiente a los estudios de la aureola solar, y problemas similares, en los que la radiación procedente del scattering se concentra en la región de pequeños ángulos de scattering.

4. Óptica Geométrica: Cuando $x \rightarrow \infty$ y m_r es real. Este es el caso clásico para el estudio normal de la refracción, reflexión y difracción de fenómenos ópticos tales como el arco iris. En ellos se pueden aplicar las leyes de la óptica clásica.

5. Scattering de Mie: x y m_r arbitrarios, pero sólo para esferas. Esta teoría de Mie cubre el rango total de tamaño, desde el scattering de Rayleigh hasta la óptica geométrica, siendo a este respecto completamente general. Sus aplicaciones se han estudiado ampliamente en atmósferas planetarias y, particularmente, en la Tierra.

2.3.1. LA ATMOSFERA DE RAYLEIGH:

En 1871 Lord Rayleigh descubre la ley que gobierna el scat-

tering de la luz, en su tentativa de explicar el color azul del cielo. Este estudio es aplicable al scattering producido por la luz del Sol no polarizada al incidir sobre partículas esféricas e isotrópicas, cuyo radio sea mucho más pequeño que la longitud de onda de la radiación incidente, y más densas que el medio circundante.

Consideremos una partícula colocada dentro de un campo eléctrico homogéneo E_0 -campo aplicado- y que este campo se ve modificado en las proximidades, y dentro de la partícula, por el campo propio de la partícula. Sea E el campo combinado y P el momento dipolar inducido. Bajo estas condiciones podremos aplicar la ecuación electrostática:

$$P = \alpha E \quad (2.16)$$

donde α es la polarizabilidad de la partícula.

Como el campo aplicado es periódico -onda incidente planopolarizada- se generan oscilaciones de dipolo eléctrico en una dirección fija, produciéndose una onda electromagnética planopolarizada emergente del dipolo; esta será la onda procedente del scattering. En un punto observacional localizado a una distancia r del dipolo, con $r \gg \lambda$, en una dirección γ respecto al momento dipolar P , el campo eléctrico de la onda procedente del scattering será:

$$E = \frac{1}{c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \text{sen } \gamma \quad (2.17)$$

El momento del dipolo podemos escribirlo en términos del momento del dipolo inducido como:

$$P = P_0 e^{-iK(r-ct)} \quad (2.18)$$

con $Kc=\omega$, que es la frecuencia angular; a través de (2.17) y (2.18) obtenemos:

$$E = E_0 \frac{K^2}{r} \alpha \operatorname{sen} \gamma e^{-iK(r-ct)} \quad (2.19)$$

Podemos descomponer el vector eléctrico E en una componente perpendicular y en una componente paralela al plano de scattering:

$$E_T = -E_{0T} \frac{K^2}{r} \alpha \operatorname{sen} \gamma_T e^{-iK(r-ct)} \quad (2.20)$$

$$E_1 = -E_{01} \frac{K^2}{r} \alpha \operatorname{sen} \gamma_1 e^{-iK(r-ct)}$$

Como la componente E_T es siempre perpendicular al plano de scattering, $\gamma_T = \pi/2$. Sea θ el ángulo entre la onda incidente y la procedente del scattering. La intensidad correspondiente para esta última podrá escribirse como:

$$I = (c/4\pi) |E|^2 \quad (2.21)$$

o, para ambas componentes:

$$I_T = I_{0T} \frac{K^4}{r^2} \alpha^2 \quad (2.22)$$

$$I_1 = I_{01} \frac{K^4}{r^2} \alpha^2 \cos^2 \theta$$

En consecuencia, la intensidad total será:

$$I = I_T + I_1 = (I_{0T} + I_{01} \cos^2 \theta) \frac{K^4}{r^2} \alpha^2 \quad (2.23)$$

Si consideramos que la luz no es polarizada tendremos:

$$I_{0T} = I_{01} = I_0/2 \quad \text{y como} \quad K = 2\pi/\lambda$$

$$I = I_0 \frac{\alpha^2}{r^2} (2\pi/\lambda)^4 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \quad (2.24)$$

Esta es la conocida fórmula derivada por Lord Rayleigh para luz incidente no polarizada. Nos da la intensidad de la radiación procedente del scattering para partículas muy pequeñas. Podemos observar que varía con la cuarta potencia de la longitud de onda, con lo que se explica el color azul de la luz del cielo. También se explica, a grosso modo, el mínimo de intensidad en la radiancia del cielo cuando el ángulo de scattering, $\cos \theta$, es mínimo.

En algunos trabajos posteriores Rayleigh y otros autores refinaron las ideas introduciendo correcciones para incluir la anisotropía de las partículas, el scattering múltiple y otros efectos; de todos modos, los conceptos aplicados por Rayleigh son aún válidos.

La distribución angular de la energía procedente del scattering suele describirse introduciendo la Función de Fase adimensional, $P(\cos\theta)$, la cual se normaliza a la unidad:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{P(\cos\theta)}{4\pi} \sin\theta \, d\theta \, d\phi = 1 \quad (2.25)$$

donde ϕ es el ángulo acimutal. Esta función es de mucha utilidad cuando se realizan estudios de polarización en la radiancia del cielo para determinar el campo de radiación difusa. $P(\cos\theta)$ representa, si suponemos que la radiación de scattering procede de todas direcciones, cómo sería su distribución angular al emerger de un cilindro elemental, a través de un ángulo sólido elemental $d\omega$, orientado en la dirección θ , con respecto al haz original. Si durante el proceso se produce algún tipo de absorción tendríamos:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{P(\cos\theta)}{4\pi} \sin\theta \, d\theta \, d\phi < 1$$

En ocasiones, en el scattering de Rayleigh, se emplea un parámetro que hace referencia a la efectividad del scattering, denominado Sección Eficaz de Scattering, $\sigma(\theta)$. Coulson (1980) recopila fórmulas de cálculo que presentan diversos autores, según la longitud de onda. Esta magnitud es inversamente proporcional a la cuarta potencia de la longitud de onda, como ya dedujo Rayleigh, y es también críticamente dependiente del radio de la partícula, según la sexta potencia. Este efecto hace que el scattering de Rayleigh sea fuertemente dominante para los gases atmosféricos.

La cantidad de energía procedente del scattering producido por una sola molécula es extremadamente pequeña y, como consecuencia, suele definirse un coeficiente, ya notado anteriormente, por unidad de volumen de aire, β_λ . El número de partículas por volumen suele ser del orden de 10^{25} m^{-3} a nivel del mar, y de 10^{22} m^{-3} a 50 Km de altitud. Este coeficiente supone que todas las partículas son isotrópicas y aleatoriamente espaciadas, definiéndose como: $\beta = N \sigma$; sus dimensiones son L^{-1} (σ L^{-2} , N L^{-3}); o angularmente $\beta(\theta) = N \sigma(\theta)$.

2.3.2. SCATTERING EN ATMOSFERAS PLANOPARALELAS.

En muchos trabajos la atmósfera de la Tierra puede aproximarse por un modelo en el cual las propiedades (densidad, composición, etc) varían sólo en la dirección vertical. En este caso tomaríamos la atmósfera con una extensión horizontal infinita, homogénea, y donde despreciamos la curvatura de las capas. Esta simplificación es bastante real para un gran rango de problemas radiativos, aunque plantea dificultades, que suelen resolverse adaptando el modelo con argumentos empíricos, cuando existen inhomogeneidades o cuando medimos a bajas elevaciones solares y en el crepúsculo. Este planteamiento de la atmósfera tan simplificado ha dado buenos resultados en bastantes problemas radiativos dentro de la atmósfera.

Supongamos una atmósfera planoparalela iluminada por un flujo de radiación πF_0 emitido por el Sol. Un observador colocado en la dirección (μ, ϕ) puede medir la intensidad debida al scattering simple de la radiación solar directa en la dirección $(-\mu_0, \phi_0)$. Si el flujo de radiación solar directa a la altura z es $F(z)$, tendremos (Lenoble, 1985).

$$dI(z; \mu, \phi) = \frac{\bar{\sigma}_s N dz}{\cos \theta} F(z) \frac{1}{4\pi} P(\mu, \phi; -\mu_0, \phi_0) \quad (2.26)$$

donde $\bar{\sigma}_s$ es la sección eficaz media de scattering, N es el número total de partículas por volumen y P la función de fase apropiada.

Asimismo, la intensidad medida en la dirección (μ, ϕ) puede aumentar por el scattering múltiple, debido al scattering de la radiación que procede de una dirección cualquiera (μ', ϕ') :

$$dI(z;\mu,\phi) = \frac{\bar{\sigma}_s N dz}{\cos \theta} \int_{4\pi} I(z;\mu',\phi') \frac{P(\mu,\phi;\mu',\phi')}{4\pi} d\mu' d\phi' \quad (2.27)$$

En suma, la intensidad de la radiación difusa debida al scattering simple y a la absorción por partículas será:

$$dI(z;\mu,\phi) = -\bar{\sigma}_e N I(z;\mu,\phi) \frac{dz}{\cos \theta} \quad (2.28)$$

donde $\bar{\sigma}_e$ es la sección eficaz media de extinción.

El flujo solar directo al nivel z puede calcularse a través de la ley de Beer-Bouguer-Lambert, ya enunciada como:

$$F(z) = \pi F_0 \exp \left(- \frac{1}{\cos \theta_0} \int_z^\infty \bar{\sigma}_e(z') N(z') dz' \right) \quad (2.29)$$

Si combinamos la ecuación anterior, introduciendo el espesor óptico y el albedo de scattering simple, la ecuación básica para el scattering en atmósferas planoparalelas se obtiene por (Liou, 1980):

$$\begin{aligned} -\mu \frac{dI(\tau;\mu,\phi)}{d\tau} = & I(\tau;\mu,\phi) - \frac{\omega_0}{4\pi} \int_{4\pi} I(\tau;\mu',\phi') P(\mu,\phi;\mu',\phi') d\mu' d\phi' - \\ & - \frac{\omega_0}{4\pi} \pi F_0 P(\mu,\phi;-\mu_0,\phi_0) \exp(-\tau/\mu_0) \end{aligned} \quad (2.30)$$

donde τ es el espesor óptico, $\mu = \cos \theta$ y $\mu_0 = \cos \theta_0$. Recordando la ecuación (2.5) podremos escribir la función fuente, en la región del espectro solar, como:

$$\begin{aligned}
J(\tau; \mu, \phi) = & \frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} I(\tau; \mu', \phi') P(\mu, \phi; \mu', \phi') d\mu' d\phi' + \\
& + \frac{\omega_0}{4\pi} \pi F_0 P(\mu, \phi; -\mu_0, \phi_0) \exp(-\tau/\mu_0)
\end{aligned} \quad (2.31)$$

Supongamos ahora que despreciamos el scattering múltiple; bajo estas condiciones la función fuente será:

$$J(\tau; \mu, \phi) = \frac{\omega_0}{4\pi} \pi F_0 P(\mu, \phi; -\mu_0, \phi_0) e^{-\tau/\mu_0} \quad (2.32)$$

Si consideramos una atmósfera finita con las condiciones de contorno $\tau=0$ y $\tau=\tau_\lambda$, la intensidad transmitida en sentido descendente es:

$$\begin{aligned}
I(\tau_\lambda; \mu, \phi) = & I(0; -\mu, \phi) e^{-\tau_\lambda/\mu_0} \\
& + \frac{\omega_0}{4\pi} \pi F_0 P(-\mu, \phi; -\mu_0, \phi_0) \int_0^{\tau_\lambda} e^{-\frac{\tau-\tau'}{\mu} - \frac{\tau'}{\mu_0}} \frac{d\tau'}{\mu}
\end{aligned} \quad (2.33)$$

En el límite de la atmósfera tendremos $I(0; -\mu, \phi)=0$, luego:

$$I(\tau_\lambda; -\mu, \phi) = \frac{\omega_0 \mu_0 F_0}{4(\mu - \mu_0)} P(-\mu, \phi; -\mu_0, \phi_0) (e^{-\tau_\lambda/\mu_0} - e^{-\tau_\lambda/\mu}) \quad (2.34)$$

Como podemos observar, en el caso de la aproximación de scattering simple la intensidad es directamente proporcional a la función de fase. Una simplificación adicional aparece cuando medimos en el almacén, es decir, cuando $\mu=\mu_0$. En este caso:

$$I(\tau_\lambda; -\mu, \phi) = \frac{\omega_0 \tau_\lambda F_0}{4\mu_0} P(-\mu_0, \phi; -\mu_0, \phi_0) e^{-\tau_\lambda/\mu_0} \quad (2.35)$$

Las formulaciones de procesos con scattering múltiple son

mucho más complicadas de tratar. Cada fotón que penetra en la atmósfera puede interactuar con moléculas o partículas. Bajo este punto de vista es obvia la necesidad de métodos de uso sencillo que integren los efectos de las propiedades de scattering en la atmósfera.

Una de las notas más estudiadas en los desarrollos de transferencia radiativa en la atmósfera es la representación de la función de fase. La matriz de esta función vectorial se ha determinado sólo para casos simplificados tales como partículas muy pequeñas -scattering de Rayleigh-, partículas esféricas -scattering de Mie- y pocos más (Coulson, 1988).

2.3.3. SCATTERING DE MIE Y POLARIZACION.

Las características de la atmósfera son tales que los procesos de scattering de Rayleigh no pueden explicar en su totalidad la interacción de la luz con la materia debido a la presencia de aerosoles, cuyas dimensiones son apreciables comparadas con la longitud de onda de la radiación incidente. En 1908 el físico alemán Gustav Mie desarrolla una teoría de scattering basada en la interacción de ondas electromagnéticas con una distribución isotrópica y homogénea de esferas. Posteriormente se han desarrollado otras versiones -Stratton (1941) y Van de Hulst (1957)- y se han obtenido algunas tablas de funciones de scattering -Lowan (1949), Zelmanovich y Shifrin (1968), Deirmendjian (1969)-. Hulst (1957) y Dave (1970) presentan una descripción resumida de esta teoría. Como ya hemos mencionado anteriormente, la teoría de Mie se aplica en bastantes estudios atmosféricos, desde partículas de tamaños intermedios hasta más grandes que las gotas de lluvia (óptica geométrica).

Las ecuaciones de Maxwell son la base fundamental de esta teoría, siendo el punto central la obtención de soluciones para los campos eléctrico y magnético dentro y fuera de una región esférica. Supongamos un campo electromagnético oscilante, de longitud de onda λ , que incide en una esfera dieléctrica homogénea de radio a , constante dieléctrica ϵ , permitividad μ , e índice refractivo complejo m . La radiación incidente puede ser paralela o confinada en un ángulo sólido elemental $d\omega$. Desde el punto de vista de la partícula la energía puede ser absorbida o puede sufrir procesos de scattering. La energía absorbida se transformará en energía interna dentro de la partícula. En el espacio circundante a la partícula, y a una distancia grande comparada con el radio de la misma, la energía procedente del scattering toma la forma de una onda esférica divergente con oscilaciones en el plano normal a la dirección de propagación, y a la misma frecuencia de la onda incidente. Para radiación incidente no polarizada y partículas esféricas, el campo de radiación emergente tiene simetría axial en torno a la dirección de propagación del haz incidente -ángulo entre las direcciones de propagación de la radiación incidente y la procedente del scattering-. Esto no es verdad si la radiación incidente está parcial o completamente polarizada, como veremos más tarde.

En resumen, todo se reduce a resolver las ecuaciones de Maxwell con unas condiciones de contorno determinadas -Apéndice 4-.

Las soluciones a estas ecuaciones pasa por la resolución de la ecuación de ondas para los vectores eléctrico y magnético, obteniéndose en último término una onda procedente del scattering que es función de los llamados coeficientes de Mie $-a_n$ y b_n -, tal y como se describe en el Apéndice 4.

Esta teoría conduce a dos consecuencias importantes: la primera es que la intensidad de la luz que podríamos observar en la

dirección cercana al scattering descendente, para un conjunto de partículas grandes y pequeñas, se debe mayormente a los efectos de las grandes longitudes de onda del espectro particular. Asimismo, la intensidad de la aureola solar se atribuye principalmente al scattering por partículas grandes suspendidas en la atmósfera; con lo que será pequeña si las partículas en suspensión tienen dimensiones pequeñas. La segunda es que el campo de radiación en la dirección descendente depende fuertemente del índice de refracción de las partículas. Este hecho no es cierto, en general, para otros ángulos de scattering, aunque en la actualidad se conoce relativamente poco en torno al índice de refracción de los aerosoles en la atmósfera.

El problema del scattering en la atmósfera es un fenómeno complicado. Anteriormente nos hemos centrado en el scattering producido por una única partícula, mientras que nuestra atmósfera, así como cualquier atmósfera planetaria, contiene una gran distribución de partículas de diferentes tamaños, índices de refracción, etc. Normalmente se aplica el término de polidispersión a tales sistemas donde varían las características de las partículas. En el estudio de estos sistemas suelen tomarse distintas simplificaciones, hasta conseguir obtener los campos de radiación, de una forma aproximada, en una atmósfera real.

Otro aspecto que consideraremos someramente en este apartado es el estado de polarización de la luz del cielo. Cuando la luz se propaga a través de un medio que no es el vacío, el campo eléctrico de la onda induce dipolos eléctricos oscilantes en los átomos y moléculas que constituyen el medio. Estos dipolos inducidos son los responsables de las propiedades ópticas de una sustancia dada.

El efecto de polarización se debe a las propiedades del pa-

trón de radiación direccional de un dipolo eléctrico. El máximo de radiación se emite en ángulos rectos respecto al eje del dipolo (Fowles et al., 1975) y la radiación es linealmente polarizada a lo largo de la dirección del eje del dipolo.

Los resultados que se obtienen tras la exacta solución para el scattering de Rayleigh constituyen una primera aproximación importante para la interpretación de la polarización tal y como se observa en una atmósfera real. Como el número de moléculas en una unidad de volumen de gas atmosférico es mucho mayor que el número de partículas aerosoles, el scattering molecular será el responsable más directo de la polarización que se observa. En algunas condiciones atmosféricas de cielo muy claro el modelo de Rayleigh no es una mala aproximación de la realidad.

El grado de polarización de un haz de radiación viene definido en términos de los cuatro parámetros de Stokes:

$$P=(Q^2+U^2+V^2)^{1/2}/I \quad (2.36)$$

donde la intensidad total I se da como la suma de las componentes ortogonales de la intensidad: $I=I_e+I_r$. Los parámetros Q , U y V son:

$$Q=I_e-I_r, \quad U=Q.\tan 2X, \quad V=I.\sen 2\beta \quad (2.37)$$

donde X es el ángulo entre el plano de polarización y la dirección de la coordenada e , y β es: $\beta=\arctan (b/a)$; a y b son proporcionales, respectivamente, a las longitudes del eje mayor y menor de la elipse descrita por el término del vector eléctrico que vibra. Si conocemos los cuatro parámetros de (2.36) puede determinarse la forma y orientación de la elipse, quedando completamente determinado el estado de polarización.

Para radiación no polarizada (puntos neutros) $Q=U=V=0$; para polarización lineal sólo $V=0$; para polarización circular $Q=U=0$ y V es distinto de cero y para radiación completamente polarizada $I^2=Q^2+U^2+V^2$. Un haz de radiación general está compuesto por una combinación de radiación no polarizada y polarizada elípticamente. En este caso, todos los parámetros de Stokes son distintos de cero y, además, $I^2 > Q^2 + U^2 + V^2$ (2.38). Obviamente ha de ocurrir que $0 \leq P \leq 1$.

Se ha observado que la componente polarizada circular o elíptica de la luz en la atmósfera es muy pequeña comparada con la planopolarizada y las componentes neutras (Coulson, 1988), en cuyo caso puede ponerse, para nuestros estudios prácticos, que $V=0$ en los problemas de scattering atmosférico. Normalmente se suelen dar las características físicas del campo de radiación en términos de I , el grado de polarización y el ángulo X entre el plano de polarización y la dirección vertical.

Aplicando la teoría de polarización al caso de la luz del cielo -Apéndice 4-, y considerando que la atmósfera es de tipo Rayleigh, se encuentra que la distribución escalar de intensidad viene regulada por la función de fase:

$$P(\theta) = 3/4 (1 + \cos^2\theta) \quad (2.39)$$

y, además, que la luz procedente del scattering en la dirección ascendente y descendente, respecto a la partícula, en el caso de luz incidente no polarizada, es no polarizada; la procedente del scattering en $\theta=90^\circ$ es completamente polarizada, y en los demás ángulos es parcialmente polarizada.

2.4. RADIACION REFLEJADA POR EL SUELO.

Las funciones de distribución del albedo bidireccional, propiedad fundamental que describe las características del albedo de una superficie, han tenido un gran interés en los últimos años, más aún en lo referente a estudios realizados a través de satélite (Walthall et al., 1985). Definiremos las distribuciones del albedo como el valor del albedo en una multitud de posibles ángulos de visión en un tiempo o posición solar dada.

El problema básico se centra en el hecho de que la componente reflejada por el suelo depende radicalmente del lugar específico donde se mide. La única metodología general para calcular el albedo es la integración numérica de la función radiancia aplicando las mismas técnicas que para el hemisferio superior (Page, 1986). Estos resultados se utilizan para calcular su valor efectivo en diferentes direcciones (Palz, 1984).

Se han utilizado diversos modelos complejos de transferencia radiativa para identificar las componentes esenciales del albedo en superficies homogéneas de plantas o en suelo descubierto (Suits, 1972; Smith y Ranson, 1979; Norman y Welles, 1983). Los modelos que normalmente se presentan son en gran parte experimentales -para superficies con unas determinadas características de homogeneidad- y considerando siempre días despejados. Los resultados generales que suelen encontrarse son: a) El albedo aumenta generalmente cuando aumenta el ángulo cenital, y esto para todos los ángulos acimutales; b) el mayor aumento del albedo se encuentra en el plano principal descrito entre el acimut del Sol y el cénit; c) el aumento en el ángulo cenital solar tiende a aumentar el albedo. Como podemos observar, cada una de estas propiedades depende fuertemente de las propiedades fisiológicas y morfológicas del entorno, así como de sus propiedades ópticas. En estos

momentos se desarrollan investigaciones que tienden a la identificación y determinación del papel que juega cada una de estas propiedades.

Como la radiancia del suelo no es isotrópica el albedo efectivo será función de la pendiente de la superficie, de la orientación y de la hora del día (Page, 1986).

Si consideramos una superficie difusora perfecta, es decir, aquella en la cual la intensidad de radiación emergente es uniforme en todas las direcciones, podríamos poner, Fig. 1 a):

$$I \rho = \pi i$$

donde I es la irradiancia, ρ el albedo e i la radiancia uniforme de la radiación reflejada. Cuando la superficie no es un difusor perfecto, Fig. 1 b), la radiación reflejada total será:

$$I\rho = \int_0^h i_d d\omega.d\phi$$

donde ω es el ángulo sólido y la integración se realiza sobre todo el hemisferio -h-.

2.5. LOS PARAMETROS METEOROLOGICOS.

A veces, para obtener mayor información en torno a las variables que influyen en la radiación, se miden algunos parámetros meteorológicos tales como la humedad relativa, la temperatura, la presión, etc. Las características principales con las que ha de medirse cada uno de estos parámetros están perfectamente definidas por la WMO (1980). Algunos de los problemas principales radican en la falta de datos debido a la

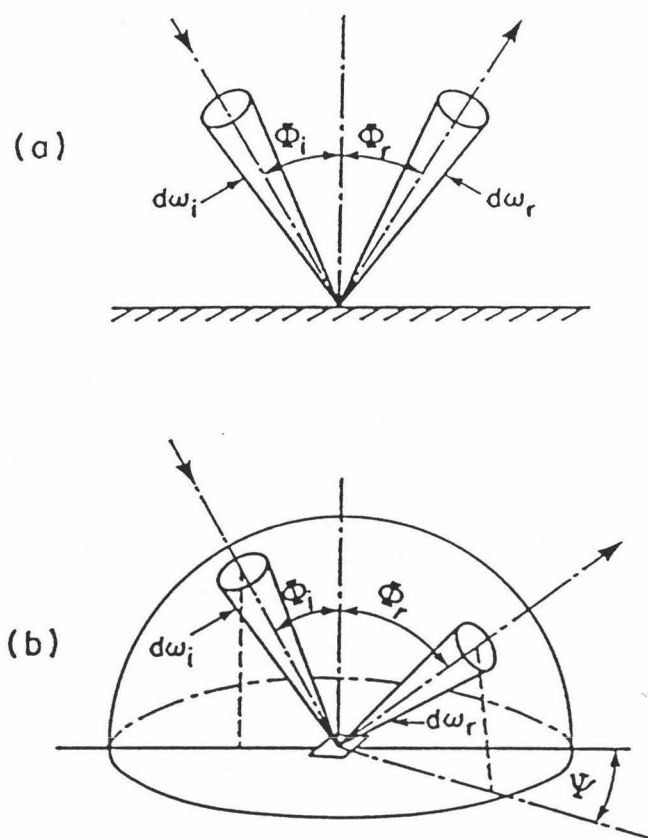


Fig. 1. Reflexión especular: a) perfectamente especular, b) especular bidireccionalmente.

falta de estaciones radiométricas en muchas zonas con características microclimáticas importantes.

En medidas de radiación solar la temperatura del aire libre (temperatura ambiente) se mide sobre la superficie de la Tierra. Se suele recomendar una altura de 1.25 a 2m. El suelo sobre el que se coloca el sensor debe ser representativo del área. La temperatura ambiente, por sí misma, no afecta al flujo de radiación, aunque sí a otros parámetros tales como la masa de aire: al tiempo que aumenta la masa de aire penetrada por un haz de radiación se produce la mayor pérdida en el flujo de radiación. La mayoría de los modelos utilizados, cuando se estudian las relaciones entre la

temperatura y la radiación, son experimentales (Stigter y Mjungu, 1984; Karten y Czeplak, 1979) y, frecuentemente, las correcciones no superan en demasía los errores de los propios sensores.

Cuando hablamos de humedad el término más comunmente usado es la humedad relativa. Esta es la razón, expresada como un porcentaje, entre la cantidad de vapor de agua en el aire y la cantidad de vapor de agua que, a la misma presión y temperatura, podría contener si estuviese saturada. La cantidad de vapor de agua en la atmósfera juega un papel importante en la penetración de la radiación solar y, fundamentalmente, desde el punto de vista de la absorción espectral, como ya vimos anteriormente.

El viento es el resultado de cuatro fuerzas: gradiente de presión atmosférica, centrífuga, Coriolis y de fricción. El factor que influye directamente es el calentamiento de la superficie, e indirectamente la condensación del vapor de agua. La velocidad del viento, como ha sido definido por la WMO (1971), es un vector tridimensional, con fluctuaciones aleatorias de pequeña escala en el espacio y tiempo, superimpuesto sobre un flujo organizado de gran escala. Las medidas se han de tomar a 10 m sobre el terreno; con esto se evitan, en gran parte, los efectos debidos a las turbulencias. La componente vertical del viento es pequeña comparada con las horizontales; esta se mide generalmente sólo cuando se necesitan valores especiales para algún estudio en particular.

Otro parámetro que suele medirse cuando se realizan evaluaciones de los datos de radiación solar es la cubierta de nubes. La WMO (1971) recomienda que se mida en octas de cielo cubierto. En el WMO International Cloud Atlas (1956) y WMO No.8, TP3 Guide to Meteorological Instruments and Observing Practice (1971) se expone una descripción completa, tanto de la forma de las nubes como de los métodos de observación. La mayoría de los trabajos realizados,

en cuanto a la influencia de las nubes sobre las medidas de radiación, son teórico-experimentales o experimentales (Davies y Mckay, 1989), donde se calculan los parámetros característicos para cada estado del cielo y, en muchas ocasiones, sin tener en cuenta la posición angular de las nubes.

La presión atmosférica, en un nivel dado, es el peso de la columna vertical de aire, de área unidad, extendida desde nuestro nivel hasta el límite de la atmósfera. Cuando el haz solar penetra en la atmósfera sufre procesos de scattering, reflexión y absorción. Así, la presión atmosférica en un determinado lugar es necesaria para determinar la cantidad de atmósfera que debe penetrar el haz solar antes de llegar a la superficie de la Tierra.

CAPITULO III.

DISPOSITIVO EXPERIMENTAL.

3.1. INTRODUCCION.

Uno de los problemas más comunes en la meteorología aplicada es el disponer de grandes bancos de datos que cubran las necesidades que demandan los estudios teóricos y experimentales. En estas últimas décadas la demanda es más acuciante en lo que se refiere a datos de irradiancia recibida en superficies inclinadas, tanto desde el punto de vista del aprovechamiento energético (estudios relacionados con el diseño de edificios, centrales, etc.) como del estudio teórico de la radiación solar y su relación con los diversos parámetros atmosféricos.

El estudio experimental de los flujos radiativos sobre superficies con distintas orientaciones e inclinaciones conlleva una serie de complicaciones de tipo instrumental, por lo que no hay en la bibliografía información sobre bases de datos amplias de estos flujos. No es esta la situación en los aspectos teóricos del problema que sí han sido objeto de un gran número de estudios basados en cálculos de la irradiación a partir de datos de insolación (Page, 1961), o bien en integración de la ecuación del transporte radiativo (Kondratyev et al., 1960; Dave, 1977, 1979) o en modifi-

caciones de tipo empírico o semiempírico de la hipótesis isotrópica (Liu et al., 1960; Temps et al., 1977; Klutcher, 1979; Hay, 1979; Ma et al., 1983; Wilmott, 1982). En todos los casos se observa un gran defecto de datos experimentales de amplio espectro en condiciones meteorológicas distintas. En trabajos previos de nuestro grupo de investigación (Jiménez et al., 1982; Castro-Díez, 1986) se ha intentado cubrir esta ausencia, siempre dentro de unas condiciones muy limitadas, disponiendo, aun así, de una buena base de datos bajo cielos despejados, pero limitados a un solo lugar y con medidas de irradiancia global y difusa solamente.

En esta situación general nació en 1969, en el Instituto Meteorológico Suizo (Zürich), un proyecto cuyo único objetivo era establecer una extensa base de datos experimentales. En su fase preliminar se desarrolló un equipo instrumental que ha ido modificándose a lo largo de los años. Se pretendía que tal equipo instrumental fuese autónomo, dentro de unos límites precisos, que recogiera medidas de gran cantidad de flujos radiativos, que fuera transportable y que todos los instrumentos midiesen de una manera coordinada (Bener et al., 1973; Valko et al., 1980).

Desde 1979 hasta ahora se han realizado diversas campañas de medida en diferentes lugares de Europa, desde los 0 a los 3250 m sobre el nivel del mar, incluyendo las diferentes estaciones del año y una gran variedad de condiciones de cielo. Con todo ello se pretende aprovechar los registros de radiancia del cielo, de radiancia reflejada y de irradiancia global para estudiar las diversas soluciones empíricas de las funciones de distribución. Asimismo podrían estudiarse los resultados a la luz de los distintos parámetros atmosféricos y de la geometría angular.

Algunos resultados preliminares ya han sido publicados a lo largo de estos años. Como ejemplos más importantes citemos las

publicaciones de la WMO (1981) y Valko (1980, 1982 y 1986). Otros autores han utilizado también parte de estos datos para comparar con otras medidas o para realizar comprobaciones de modelos de distribución (Gueymard, 1986; Page, 1986; Bourges, 1986; Kittler, 1986). El comité "Average Sky as a Standard" de la CIE (Commission Internationale de L'Eclairage) ha considerado también estos resultados en el trabajo presentado por Matsuura (1985).

A continuación describiremos el equipo instrumental utilizado a lo largo de las diversas campañas y que es la base de nuestro trabajo.

3.2. LA ESTACION MOVIL.

El centro de operación automática de la estación móvil se localiza en un trailer, montado sobre un chasis de doble eje, que se equilibra horizontalmente mediante un sistema hidráulico. Su peso es, aproximadamente, de cuatro toneladas; sus dimensiones externas: 6.0*2.3*2.6 m. Las paredes de las ventanas están especialmente aisladas de modo que se crea un acondicionamiento de aire en su interior; este acondicionamiento es necesario desde el punto de vista del sistema electrónico y de la unidad central del ordenador. Un compartimento especial, accesible desde el tejado, que se eleva hidráulicamente, se reserva para colocar el seguidor solar. El sistema se alimenta eléctricamente a través de la red general o, si es necesario, por un generador móvil instalado en la parte superior de un camión (3*380 v., 10 A.), (Figs. 1 y 2).

3.3. INSTRUMENTOS.

La estación móvil está compuesta por una serie de detectores, diseñados en el Instituto Meteorológico Suizo, especialmente pensados para obtener medidas de los flujos de radiación sobre su-

perfiles con cualquier orientación e inclinación.

3.3.1. EL SEGUIDOR SOLAR.

Este detector sigue el principio del montaje ecuatorial controlado por el reloj de cuarzo de la estación; si se ajusta para la latitud local, la declinación solar y el tiempo solar, el motor recibe un pulso cada segundo enviado por el sistema central del ordenador. El ajuste se sigue mediante la ayuda de un sensor de cuatro cuadrantes montado en el seguidor, el cual corrige el ángulo horario y las posibles desviaciones en la declinación. En este sistema son posibles dos modos de operación: el modo activo, cuando el Sol está completamente despejado, y el modo pasivo, si está cubierto por nubes. El cambio que se produce entre los dos modos de operación es automático. La intensidad umbral entre ambos modos puede ajustarse de manera que actúe un modo u otro dependiendo del estado del cielo. En el modo pasivo el seguidor se gobierna directamente desde el ordenador central mediante un programa de cálculo que introduce coordenadas astronómicas (Fig.3).

En la plataforma del seguidor solar puede instalarse un radiómetro absoluto, un espectrorradiómetro, un fotómetro y un pirómetro. El sistema completo está fijado usualmente en el sistema hidráulico de la parte posterior de la caravana. Para condiciones de trabajo especiales este sistema puede transportarse hasta, aproximadamente, 100 m. de la caravana (esta longitud es la máxima posible para un buen transporte de la señal).

3.3.2. EL RADIOMETRO ABSOLUTO.

Este radiómetro ha sido desarrollado en Davos -Suiza- y es uno de los miembros de la nueva familia de radiómetros de cavidad

activa absoluta (PMO4). Este instrumento se encarga de medir la Radiación Directa con incidencia normal. Sus principales especificaciones son las siguientes: posee un doble cono invertido, eléctricamente calentado, de tal forma que se mantiene una diferencia de temperatura entre la parte irradiada y la cavidad calentada. La apertura, que subtiende 4.7° de arco, se abre y se cierra alternativamente; la diferencia entre las dos potencias de calentamiento eléctrico, multiplicadas por los diferentes factores de calibración, da la medida de la irradiancia del sol con un error estimado del 0.2%. La calidad de esta familia de instrumentos ha sido, de hecho, adoptada para definir la nueva WRR (World Radiometric Reference), actualmente tomada por la OMM, cuya exactitud es del 2.2% superior al viejo IPC58 de referencia. Esta nueva generación de radiómetros se utiliza actualmente en determinaciones de la Constante Solar, tanto en satélites como en globos sonda.

Para estudiar el comportamiento de la turbiedad atmosférica se dispone de tres filtros actinométricos y un filtro de cuarzo en el frontal de la abertura del radiómetro. Por simple rotación, gobernada por el programa principal, se obtiene la siguiente composición (Fig.4):

- Posición 1 : sin filtro, absorción de cuerpo negro.
- Posición 2 : filtro OG1. Transmisión: 525 - 2400 nm.
- Posición 3 : filtro RG2. Transmisión: 610 - 2400 nm.
- Posición 4 : filtro RG8. Transmisión: 730 - 2800 nm.
- Posición 5 : filtro de cuarzo. Transmisión: 310 - 4000 nm.

La longitud de onda de corte de estos filtros se ha medido con precisión por medio de un espectrorradiómetro del Instituto Tecnológico de Zürich (Fig.5).

La dependencia de la medida de los filtros con la tempera-

tura radica en el cambio ambiental del entorno y en la longitud del periodo de irradiación durante las medidas. Estas variaciones pueden desviar significativamente la posición de los límites de transmisión de los filtros y ha de tenerse en cuenta, sumando estas desviaciones, cuando se calcula la turbiedad con el método de los filtros actinométricos (Schüepp, 1948; Valko, 1961).

3.3.3. EL ESPECTRORRADIOMETRO.

Este espectrorradiómetro ha sido desarrollado en Davos. Sus propiedades ópticas son las siguientes: está constituido por un telescopio de focal 492 mm. que produce una imagen angular del Sol, según la abertura de entrada (2.56*0.31 mm.), del orden de 1/20 del tamaño angular del disco solar. El haz de luz se dirige, por un sistema de espejos, sobre dos prismas sucesivos (monocromador doble) montados en el mismo sistema rotante y cuya posición determina la posición del filtro que ha de medir en cada momento. Un fotodiodo controlado térmicamente (UV 215-B, EG&G) determina la intensidad espectral resultante.

El instrumento está calibrado por el método de extrapolación descrito por Langley (Steemers, 1986). Es de sumo interés en este tipo de trabajos conocer el espesor óptico de la atmósfera; para ello se necesitan los valores de intensidad extraterrestre respecto al momento de medida del aparato. La obtención de estos valores, como veremos más tarde, presenta algunas dificultades desde el punto de vista de la estabilidad del aparato, tanto por la temperatura como por la posición del instrumento en el campo de gravedad. Parte de estos problemas se han resuelto usando separadamente un fotómetro (D-500) muy estable, que mide en la longitud de onda de 500 nm., a través de un filtro interferencial, permitiendo la corrección de los resultados del espectrorradiómetro. En la Tabla 1 presentamos las diversas longitudes de onda, junto con los

objetivos para los cuales pueden utilizarse sus resultados. En la Figura 6 presentamos una imagen exterior del espectrorradiómetro durante una de las campañas de medidas.

3.3.4. MASTIL TELESCOPICO.

Este instrumento puede colocarse, a través de un sistema hidráulico, a suficiente altura -hasta 10 m- sobre el nivel del suelo. Su diseño está pensado para el estudio de la radiación reflejada por el suelo (Fig. 7 y 8). La cruz del mástil posee un sistema mecánico-electrónico de autocorrección sobre la horizontal de tal manera que corrige la horizontalidad cuando las inclemencias atmosféricas -fuerte viento- son capaces de desviarlo. La máxima desviación posible sobre la horizontal es de 7.5 grados.

3.3.5. PIRANOMETROS.

La estación móvil cuenta con siete piranómetros desarrollados en Davos. Estos instrumentos miden la radiación global incidente sobre una superficie plana (Figura 9). Están construidos con un sistema de termopila (contactos bimetálicos) térmicamente compensada por un sistema de ventilación. Las termopilas se protegen de los efectos de convección y del infrarrojo mediante dos cúpulas de cristal (WG8, Schott).

Los primeros cuatro piranómetros están montados sobre un dispositivo ("flor") dotado de rotación en torno al eje vertical. Asimismo, cada unidad, puede rotar en torno al eje horizontal de tal manera que completa un barrido en la cúpula del hemisferio. Se mide la irradiancia global en setenta y siete puntos -inclinationes- a través de los cuatro instrumentos, y todo ello, en seis minutos (Figura 10).

El quinto instrumento está colocado en uno de los brazos del mástil telescópico. Este sensor mide la irradiancia global reflejada. Un barrido completo consta también de setenta y siete medidas, aunque el intervalo temporal es de 25 minutos debido a que sólo hay un instrumento.

El sexto está montado sobre el sistema seguidor solar y mide la irradiancia global que llega a una superficie colocada constantemente perpendicular al sol (una medida cada 20 segundos).

El último piranómetro mide en posición horizontal, (Figura 11) aunque puede colocarse en cualquier otra dirección. El interés de la posición horizontal radica en sus posibles comparaciones con las redes de piranómetros horizontales. Además, podemos comprobar los resultados de la "flor" de piranómetros si consideramos su posición horizontal. Otra prueba interesante es comparar el valor de la componente directa de la radiación con el sexto y séptimo piranómetro y, a su vez, con los datos del radiómetro absoluto.

Todos los piranómetros realizan una medida/rotación cada 20 segundos. Este tiempo es suficiente para superar la constante de tiempo de este tipo de instrumentos (aproximadamente 3 segundos) y el barrido más rápido posible guiado por los motores paso a paso. Las posibles fuentes de error en las medidas con piranómetros son: temperatura, ángulo de incidencia de la luz, posición de los instrumentos, la no linealidad de la respuesta, absorción espectral, efectos de convección, etc. En las condiciones de trabajo se tiene una buena precisión, superando el 2-3% (Heimo et al., 1976).

3.3.6. FOTOMETROS.

La estación móvil está equipada con cinco fotómetros similares al fotómetro D-500. Cada uno de ellos subtiende un ángulo só-

lido de visión de 5 grados; este hecho hace que, en posteriores estudios, podamos comparar sus resultados con los obtenidos a través del radiómetro absoluto (0.00517 sr.). A cada uno puede colocársele un sistema giratorio de cinco filtros que pueden cambiarse con facilidad y de manera automática. El primero de estos filtros corrige la curva de absorción espectral del fotodiodo -se obtiene una curva de respuesta más o menos plana dentro del rango de sensibilidad del diodo-, lo que permite simular la absorción de un cuerpo negro para posibles comparaciones relativas, con instrumentos tales como el radiómetro absoluto o los piranómetros. La última posición del sistema de filtros rotantes no contiene ningún tipo de filtro; esta medida será importante cuando se trabaje en la línea de futuras aplicaciones fotovoltaicas. En la Tabla 2 presentamos una lista de los distintos filtros utilizados.

El fotómetro D-500 está construido de forma muy simple: un tubo cuya abertura externa está sellada por una ventana de cuarzo que contiene amortiguadores en torno a las paredes de reflexión. La luz incide sobre un filtro interferencial localizado frente a un fotodiodo térmicamente estabilizado, cuya corriente es amplificada y leída por el sistema de adquisición de datos.

Los primeros cuatro fotómetros están montados en una "flor" similar a la descrita para los piranómetros (Figura 13), excepto que el campo de medidas barrido puede llegar a ser mucho mayor debido al pequeño ángulo de visión que subtienden. Las medidas pueden tomarse más rápidamente, debido a que la constante de tiempo de los diodos es más pequeña que la de los piranómetros.

El quinto diodo está montado sobre uno de los brazos del mástil telescópico, siguiendo el mismo recorrido que el piranómetro situado en el extremo opuesto.

La "flor" gira cada cuatro segundos consiguiendo un barrido completo de todo el hemisferio en 132 segundos. El quinto diodo está conectado por ordenador al piranómetro, con lo que realiza una medida cada 20 segundos.

Los valores medidos con los fotómetros se comparan regularmente, en diferentes ángulos, para calcular las razones de equivalencia en diferentes intensidades. Los factores de escala obtenidos se vuelven a comparar, partiendo del primer filtro, por integración de los valores de radiancia sobre el hemisferio y comparando los resultados con la radiación difusa medida, en la superficie horizontal, por los siete piranómetros. Algunos modelos construidos en el Instituto Meteorológico Suizo, con el programa LOWTRAN, muestran que la parte perdida del espectro en la región infrarroja representa un 10-20% de la intensidad total, siendo el principal responsable de esta pérdida el vapor de agua (Heimo, 1984). En la Tabla 4 presentamos un ejemplo de los factores de calibración, calculados a través de la integración, para los fotodiodos. En la Figura 12 se muestra la sensibilidad de los fotómetros calculada a través de las curvas de sensibilidad de los diodos y las curvas de transmisión de los filtros.

3.3.7. PARAMETROS METEOROLOGICOS. CAMARA FOTOGRAFICA.

En las proximidades de la estación se miden continuamente la temperatura, la humedad y la presión -sensores electrónicos convencionales-. Durante las medidas se toman fotografías de cielo con una cámara NIKON F2S equipada con un objetivo "ojo de pez" con 180 grados de campo de visión (Figura 15). La cámara se coloca en posición horizontal, de tal manera que registre todo el hemisferio celeste con el mismo ángulo que el piranómetro horizontal. Estas fotografías constituyen una información muy relevante en la evaluación final de resultados. Del mismo modo, abren el camino a un

proceso de digitalización para el estudio preciso de la influencia de las nubes en los valores de radiación difusa (Valko, 1989). Los resultados de este proceso podrían ser importantes cuando tratamos de obtener modelos en el campo de la irradiancia. De todos modos, la determinación de las características ópticas de los objetos y la sensibilidad espectral de los fotogramas, constituye un problema difícil de salvar.

3.3.8. CALIBRADOS.

Para el estudio de los resultados debemos distinguir entre los diversos tipos de calibración. Los circuitos electrónicos constituyen la parte más variable en los canales de medida; de hecho, en cada caso, tenemos diferentes niveles de amplificación y diferentes tipos de cables -diferentes impedancias- en la red de comunicaciones.

El primer nivel de amplificación se localiza en el mismo instrumento, que se encuentra a temperatura ambiente, y los efectos externos (antenas, estaciones de radiodifusión, la mala estabilidad de redes...) pueden incluirse en el factor de calibración. Esto se resuelve usando un procedimiento especial de simulación controlada en la señal del instrumento: el ordenador posee las características de los sensores y de las sondas adecuadas para las señales (normalmente en torno a 100), cubriendo el rango dinámico del convertidor analógico-digital. Las señales se transmiten desde la localización más cercana posible al sensor, el cual no está conectado. Un voltímetro digital lee los voltajes en este punto y los transmite al ordenador en forma digital. La respuesta del canal de medida que ha sido registrado se realiza en condiciones normales de operación. Por simple regresión entre los dos conjuntos de datos se calculan los diferentes factores de escala, donde integramos todos los posibles efectos (por ejemplo, la no



linealidad de uno de los componentes).

Este procedimiento de calibración se repite regularmente durante un campaña para tener en cuenta los posibles efectos derivados de grandes periodos temporales de funcionamiento. Cuando se realizan comparaciones con las distintas campañas se tiene una idea del estado real del sistema, de tal modo que cualquier cambio cualitativo se detecta inmediatamente. Es evidente que este procedimiento permite que el sistema se mantenga en buenas condiciones durante largos periodos de tiempo, aunque no es muy práctico para localizar componentes defectuosos; en este último caso no puede realizarse el test de cada nivel. Normalmente se tiene una precisión del 0.1% en la totalidad de la escala.

El calibrado de cada instrumento en concreto es diferente. Para no repetirnos en diversas ocasiones diremos que cada unidad se compara con las estandar existentes en Davos, como mínimo una vez cada dos años. Durante las campañas se realizan rutinariamente comparaciones internas para seguir la estabilidad de las razones de sensibilidad que hayan podido perjudicarse durante los periodos de transporte e instalación.

El radiómetro absoluto se compara directamente con el estandar PMO2 de Davos, realizando un test cada cinco años durante las Comparaciones Pirheliométricas Internacionales. Del mismo modo, la caracterización de la cavidad óptica se realizó con tecnología láser (un método particularmente útil cuando se necesitan valores de alta precisión, por ejemplo para experimentos con satélites).

Los piranómetros son mucho más delicados de calibrar. El calibrado se hizo comparando directamente, midiendo en posición horizontal, con el estandar, que rutinariamente se calibra con el radiómetro absoluto. Este procedimiento requiere que las condi-

ciones atmosféricas sean muy estables, las cuales no se encuentran cuando se desea, así como un cuidadoso procedimiento de instalación. Normalmente se producen numerosos efectos que perturban las medidas, tales como la dependencia con la temperatura, el efecto del coseno (Figura 16), la no horizontalidad de las termopilas, la convección, etc. Como el método se usa sólo para un intervalo espectral específico de irradiancia difusa, además de un limitado rango de intensidad directa, no se pueden excluir a priori el efecto de no linealidad en la respuesta para otros rangos de intensidad. La tolerancia que usualmente se acepta es un error del 1-2%, valor que es optimista en el caso de una estación móvil con instrumentos rotantes.

La calibración del espectrorradiómetro, así como algunos problemas inherentes, se describen en el Apéndice 2.

Se suelen dar diversas opciones en la calibración de instrumentos que se utilizan alternativamente en las medidas de irradiancia y radiancia. En el primer caso, si no se consideran la calibración absoluta en laboratorio, el mejor método es el de Langley y, aunque se usan secuencias normales de medida, se requieren unas condiciones atmosféricas muy precisas. El segundo caso se trata de manera diferente; cuando se registran intensidades relativas las comparaciones directas entre instrumentos y modelos de cálculo dan resultados aceptables (Valko, 1980).

3.3.9. SISTEMA DE ADQUISICION DE DATOS. EL ORDENADOR.

La estación móvil está equipada con un mini-ordenador destinado a la adquisición, organización, calibrado, control y primera evaluación de los datos. Su configuración es la siguiente - Figuras 17,18-:

- Un mini-ordenador PDP8/E (Digital Equipment Corporation, DEC) con 32 K de memoria.
- Un procesador aritmético para la aceleración en el cálculo con variables de punto flotante.
- Dos unidades de cintas magnéticas (DEC).
- Una unidad de discos (RK05, 1 Mbyte).
- Tres interfases digitales Input/Output.
- Seis interfases digitales de entrada.
- Un convertidor multiplexor analógico/digital para 16/32 canales.
- Un convertidor digital/analógico (1 canal).
- Un reloj de cuarzo con salida digital.
- Un terminal de campo para comprobaciones "in situ".
- Una impresora lineal (600 líneas/minuto).
- Dos interfases stop-motor.

Los instrumentos están conectados a la estación a través de 100m de cable para la transmisión de señales en ambas direcciones. Asimismo existe un panel central, intermediario entre el ordenador y el sistema de sensores, de forma que se visualiza en cualquier instante el estado y posición de los instrumentos, así como su operatividad. La movilidad del sistema requiere un alto grado de calidad desde el punto de vista de la precisión en los resultados finales. La estación está en continuo desarrollo y puede admitir otros sistemas diferentes de medida. En la actualidad el Instituto Meteorológico Suizo prepara una nueva versión, más moderna, de tal estación. La Figura 19 muestra un esquema del dispositivo.

3.3.10. EL PROGRAMA DE MEDIDAS.

Al comenzar una serie de medidas todos los instrumentos han de estar colocados en su posición cero inicial. Esta operación se

realiza con el microprocesador (Figura 20) y panel de mandos individual del que dispone cada sensor o sistema de sensores. Cuando el sistema está en movimiento en el panel central, se dispone de distintas indicaciones y signos de modo que el operador posee una información completa del estado de los aparatos. Si se detecta alguna anomalía de funcionamiento, puede ser anulado directamente desde el panel central sin que esto interfiera en el resto del sistema de medidas.

La versión del programa de medidas ha sido desarrollada por la SCO -Software Consulting Office- del Instituto Meteorológico Suizo, tras el análisis determinado por la WRCD (World Radiometric Center in Davos).

En un primer paso el programa lee todas las señales y las tablas de tiempo que contienen la información necesaria, y sus comandos, para realizar medidas en intervalos de cuatro segundos. Esta información se transfiere al microprocesador de cada uno de los instrumentos a través de las interfases adecuadas. La tabla de señales contiene 385 módulos repartidos en siete unidades de trabajo: 1-2, interfase del step-motor; 3-5, interfase de salida digital; 6-7, convertidor A/D e interfase de entrada digital.

Las tablas de tiempo contienen 12 módulos (12 motores) de treinta señales cada uno, donde se almacenan los ángulos de rotación (número de pasos). Una de las dos tablas se carga en memoria y el ordenador pregunta por la señal disparada desde el reloj; momento en que comienza la serie de medidas. Para guardar las localizaciones en memoria, el tiempo de comienzo se lee sólo en el primer paso y las tablas de pasos representan la posterior reconstrucción del ritmo temporal de las medidas.

En cada paso el procedimiento es como sigue: 1, muestreo del

convertidor A/D (200 tiempos, secuencial) y tratamiento de las medias; 2, lectura y almacenamiento de la información de la entrada digital (señales, interruptores); 3, comandos de derivación de la salida digital; 4, procesado y envío de los ángulos de rotación contenidos en las tablas de pasos. Los valores A/D son almacenados en la parte relativa de la memoria -COMMON- con la señal digital de entrada. El procedimiento de conjunto debe realizarse en un tiempo menor a 4 segundos por paso, evitando de este modo errores de tiempo. Se suelen encontrar algunas dificultades cuando la atmósfera exterior está muy fría y, por tanto, los componentes exteriores han sufrido un enfriamiento demasiado fuerte.

Una vez que los 385 pasos se han realizado y se ha trasladado su información al exterior, se dispara un procedimiento automático para la organización y almacenamiento de los datos en la unidad de discos.

3.4. REALIZACION DE LAS MEDIDAS.

3.4.1. RADIOMETRO ABSOLUTO

Como ya hemos dicho, el ritmo de medida es de 20 segundos; en este tiempo la abertura se abre y se cierra alternativamente, dando una medida de la intensidad cada 64 segundos. Esta intensidad se calcula a través de la fórmula:

$$I=K*(I(o,n)-(I(c,n+1)-I(c,n-1)))/2.0$$

donde I es la irradiancia en W/m^2 , $I(o,n)$ es la potencia eléctrica medida en estado abierto, $I(c,n)$ es la potencia eléctrica medida en estado cerrado y K es el factor de calibrado.

Cuando las condiciones atmosféricas son de cielo totalmente

despejado los filtros se conducen, colocándose sobre la abertura, según una secuencia determinada elegida para las evaluaciones de la turbiedad. La secuencia es: c, 1, c, 2, c, 3, c, 4, c, 5, c, 1, c, 2, c, 3, ...; donde "c" representa "cerrado" y los números la elección del filtro. Para cielos con nubes, cuando son imposibles los cálculos de turbiedad, la secuencia es: c, 1, c, 1, c, 1, ...

3.4.2. ESPECTRORRADIOMETRO.

Este espectrofotómetro realiza, en cada barrido, una medida cada veinte segundos. En este intervalo registra los valores de las distintas longitudes de onda y al final mantiene un stop de cinco minutos, tiempo que utiliza en realizar un nuevo "reset" de los prismas y el posicionamiento para la primera longitud de onda.

El seguidor solar se controla, tras cada serie de medidas, a través de la mitad de un espejo transparente. Cuando se desajusta a causa de los cambios de temperatura se anula electrónicamente.

3.4.3. PIRANOMETROS.

Todos los piranómetros realizan una medida cada veinte segundos. La primera de las cuatro unidades de la "flor" sigue el mismo patrón de rotación que su piranómetro contiguo, aunque corrido 90 grados en acimut; y así sucesivamente. Este hecho hace que el barrido sea cuatro veces más rápido que cuando consideramos un solo instrumento. En la Figura 21 se ilustra la senda seguida por los piranómetros.

La quinta unidad montada en el mástil telescópico posee un patrón de rotación diferente, siendo cuatro veces más lento que los anteriores al completar un barrido de 77 puntos de medida. Los últimos dos piranómetros no son móviles y miden cada 20 segundos.

3.4.4. FOTOMETROS.

Los cuatro fotómetros montados en la "flor" realizan una medida cada cuatro segundos, siguiendo un patrón similar al de los piranómetros (Figura 22). En cada serie se realizan diez barridos completos, con un minuto de parada entre cada uno; este tiempo de paro se emplea en rotar los filtros y ajustar las amplificaciones. En total se consiguen 121 puntos en 132 segundos.

El quinto instrumento, montado en la cruz del mástil, sigue el mismo patrón de medida que su piranómetro opuesto, con 180 grados de desviación en acimut. Del mismo modo, las obligaciones mecánicas del mástil y la constante de tiempo del piranómetro fuerzan al fotómetro a tomar una medida cada veinte segundos.

3.4.5. PARAMETROS METEOROLOGICOS Y CAMARA FOTOGRAFICA.

En el punto medio temporal de cada serie se mide la temperatura, la humedad relativa y la presión.

Sólo se toma una foto en el punto medio de cada serie si las condiciones atmosféricas son de cielo despejado. Cuando el cielo contiene nubes, esto es, cuando el radiómetro absoluto mide sin filtros, se toman tres fotos repartidas igualmente en el intervalo temporal; de esta forma conseguimos una buena información sobre las variaciones en el campo de radiación.

3.4.6. PROGRAMA DE TRANSFERENCIA.

Como ya se ha mencionado anteriormente se utiliza un programa de transformación cuya misión es la siguiente: leer los valores medidos desde la parte del COMMON en la memoria del ordenador, or-

ganizar los datos, decodificar las diferentes señales y almacenarlas en una unidad de discos siguiendo un formato especificado. Al final de cada día todos los ficheros se transfieren a cintas magnéticas.

3.4.7. BANCO DE DATOS.

Cuando se da por finalizada una campaña, todos los ficheros de resultados (en torno a 500, en condiciones normales) se transfieren al ordenador de la ETH (Technical University of Technology in Zürich) a través de red telefónica. Los datos están preparados y almacenados en un sistema de banco de datos desarrollado por J. Ruchti, adaptado por A. Heimo y G. Merlo, así como gran cantidad de programas y subrutinas de acceso preparadas por el autor de esta memoria. El ordenador central es un CD-CYBER 855, sistema operativo NOS/VE, de alta velocidad.

3.4.8. INSTALACION Y OPERACION. LAS CAMPAÑAS.

Se debe tener especial cuidado cuando se eligen los lugares de medida en cada una de las campañas. Notemos que pueden existir muchas interferencias externas que afectan a la estación móvil (Heimo, 1984; Jiménez, 1987). Cuando no se necesitan medidas especiales, se pueden tomar como buenos los siguientes criterios:

- Horizonte despejado, para facilitar la evaluación de la interfase suelo-atmósfera en las medidas de irradiancia global-difusa.

- La ausencia de obstáculos en las cercanías de la estación, que afectarían los resultados desde el punto de vista de reflexiones exageradas (blanco de edificios, etc.).

- En cuanto a las medidas de albedo es importante la homogeneidad de la constitución del suelo pensando en el desarrollo de patrones de radiación no demasiado complicados; por ejemplo, serían ideales algunos tales como la superficie del mar, desierto, nieve, la cima de las montañas, etc.

- En otro orden de cosas digamos que, desde el punto de vista de esta estación móvil, el lugar ha de ser accesible para un camión con remolque en gran variedad de condiciones atmosféricas. Digamos también que este lugar debe estar lejos del alcance de visitantes curiosos o animales, por su incidencia en las medidas.

Una vez elegida la localización se procede a la instalación y necesaria preparación del terreno, incluyendo cuidadosas calibraciones del sistema "in situ", sujección y preparación de los instrumentos, determinación del sur geográfico, recogida de fotos de la instalación, etc.

En la Tabla 3 se muestran algunas de las características fundamentales de las localizaciones donde se han realizado campañas de medida. Los datos obtenidos en estas estaciones han sido los utilizados en el desarrollo de esta memoria. La Figura 23 muestra un mapa con la localización de las estaciones.

CAPITULO IV.

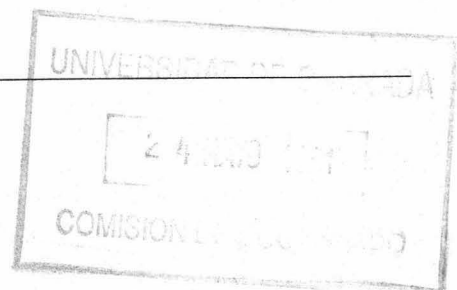
PROBLEMAS RELACIONADOS CON LA

MEDIDA DE PARAMETROS: TURBIEDAD.

4.1. INTRODUCCION.

Las medidas de la extinción del haz solar cuando atraviesa la atmósfera son la raíz de una larga historia en las medidas de turbiedad. La turbiedad se determina primariamente a partir del contenido en aerosoles del aire, es decir, por la "relativa claridad" de la atmósfera. Han sido muchos los autores, fundamentalmente en las últimas décadas, que han trabajado intentando correlacionar, de manera teórica o experimental, la turbiedad atmosférica con los demás parámetros y medidas de flujos radiativos. A veces, y en un mismo lugar, pueden observarse cambios drásticos en este parámetro, pasando desde el estado de gran claridad atmosférica hasta conseguirse altos valores de turbiedad; pensemos por ejemplo en las erupciones volcánicas (Coulson, 1983).

A lo largo de los años se han definido, y como consecuencia se ha trabajado, con diversos índices de turbiedad. Estos índices poseen mayor o menor bondad dependiendo de los casos particulares y, fundamentalmente, de los datos disponibles para su cálculo.



4.2. EL FACTOR DE TURBIEDAD DE LINKE.

El factor de turbiedad de Linke (Linke 1922; Thomason 1982) es una forma simple de calcular turbiedades, en términos de la atmósfera de Rayleigh, a través de medidas realizadas con un pirheliómetro.

Linke considera que una unidad lógica de atenuación es una atmósfera de Rayleigh, y define un factor de turbiedad T como el número de atmósferas de Rayleigh requerido para producir una atenuación determinada. El método original de cálculo está basado en medidas de la radiación total (longitud de onda integrada) sobre el haz solar directo. Este cálculo presenta algunos problemas debido a las bandas de absorción del vapor de agua. Sin embargo, en un método posterior, el problema se ha resuelto parcialmente confinando las medidas de energía en longitudes de onda menores a $0.63 \mu\text{m}$. De cualquier manera, los principios son los mismos.

El flujo de energía del haz solar directo, obtenido a través de una medida instrumental en un tiempo dado, se calcula de forma teórica, como ya vimos anteriormente, por la ley de Bouguer-Lambert:

$$F = (1/S) \int_0^{\infty} F_0(\lambda) \cdot e^{-\tau(\lambda, m) \cdot m} d\lambda$$

donde $F_0(\lambda)$ es el flujo espectral de la radiación solar en el tope de la atmósfera, m es la masa de aire relativa (para una atmósfera planoparalela $m = \sec \theta_0$, θ_0 , ángulo cenital solar-, que posee un error menor al 2% si $\theta_0 < 78^\circ$); el parámetro S , introducido para normalizar la distancia Sol-Tierra al valor medio, tiene la forma $S = R^2/R_m^2$, R , distancia actual; R_m , distancia media-, y el exponente $\tau(\lambda, m)$ es el espesor óptico.

Según lo anterior, el factor de turbiedad de Linke viene definido a través de la relación:

$$F = (1/S) \cdot F_0 \cdot e^{-(T \cdot \bar{\tau}^R(m) \cdot m)} \quad (4.1)$$

donde $\bar{\tau}^R(m)$ es el valor medio de τ^R , dado por el scattering de Rayleigh, pesado según la distribución de energía transmitida e integrando sobre todas las longitudes de onda. Para esta ecuación podemos escribir: $T = P(m) \cdot (\log F_0 - \log F - \log S)$, donde $P(m)$ es la relación: $P(m) = (m \cdot \bar{\tau}^R(m) \cdot \log e)^{-1}$.

Determinando $\bar{\tau}^R(m)$ con integraciones para cada intervalo de λ , y variando m , es posible determinar $P(m)$ como una función de m , con lo que se puede aplicar a todos los casos.

Para las estaciones en las cuales la presión, p , es considerablemente diferente a la estandar $-p_s = 1000 \text{ mb}$ - se puede corregir el análisis anterior ayudándonos de un "factor de turbiedad extrapolado", T_p , dado por la relación de Fenssner y Dubois (1930):

$$T_p = 1 + (T - 1) \cdot (P(m_z) / P(m)) \quad (4.2)$$

donde $P(m_z)$ es el valor de $P(m)$ a la altura z . La recomendación es sustituir T_p por T cuando la presión difiere de 1000 mb en más de 50mb.

Basándonos en simples medidas pirheliométricas (Thomason, 1982) -en términos de atmósferas quasiequivalentes de Rayleigh- se puede calcular este factor, de manera directa, como:

$$T = \frac{\log F_0 - \log F(m)}{\log F_0 - \log R(m)} \quad (4.3)$$

donde F_0 es la constante solar, $F(m)$ es el flujo solar transmitido y medido directamente y $F_R(m)$ es el flujo solar que se mediría a nivel del mar en una pura atmósfera seca de Rayleigh.

El uso, cada vez mayor, de filtros interferenciales nos permite obtener aplicaciones de la ley de Bouguer-Lambert para la determinación del espesor óptico, como una función de la longitud de onda, y para diferentes ángulos cenitales θ :

$$\log I(\lambda) = \log I_0(\lambda) - \tau_\lambda \cdot \sec(\theta) \quad (4.4)$$

El valor negativo de la pendiente de esta función, según $\sec(\theta)$, -método de Langley- da un espesor óptico total τ_λ constante con el tiempo mientras cambia el ángulo cenital. El espesor óptico de los aerosoles, $\tau_{a\lambda}$, se evalúa substrayendo la componente de Rayleigh calculada, al igual que las posibles componentes de absorción por gases (ozono, vapor de agua, etc).

Este factor de turbiedad se utiliza normalmente en comparaciones de turbiedad atmosférica bajo diferentes condiciones, aunque presenta algunas dificultades. Las medidas muestran que T varía de manera uniforme con m , aún cuando las condiciones atmosféricas no cambian; este hecho da cuenta de una variación de la turbiedad diurna ficticia. La razón es que las dependencias en λ de la absorción del vapor de agua, aerosoles y scattering, tienen contribuciones diferentes al scattering de Rayleigh. Los esfuerzos para deducir una forma modificada de T , basados en un valor constante del vapor de agua atmosférico, no son particularmente satisfactorios.

En los últimos años se han desarrollado una serie de métodos para determinar este factor de turbiedad en ausencia de medidas de radiación directa. Estos modelos prestan especial atención al pro-

blema de la variación del factor con la altura solar. Como ejemplo nombraremos los más utilizados: la relación de Dogniaux et al. (1976), la fórmula de Dogniaux y Sneyers (1972), las funciones de Dogniaux-Lemoine (1983) y de Perrin de Brichambaut (1982) y el método propuesto por la OMM (1981).

4.3. EL COEFICIENTE DE TURBIEDAD DE ANGSTROEM.

Cuando se representan los valores de $\tau_{a\lambda}$, según λ , se observa una dependencia en potencias de la forma $\lambda^{-\gamma}$. El parámetro $-\gamma$ se llama coeficiente de turbiedad de Angström (Angström, 1929); este coeficiente presenta un valor medio de 1.3, siendo frecuentes los valores entre -0.5 y -1.5.

Este comportamiento puede explicarse debido al hecho de que el tamaño de la distribución de aerosoles sigue usualmente, en mayor o menor medida, la distribución de Junge (Coulson, 1988):

$$\frac{dn(r)}{dr} = C \cdot r^{-(\gamma+1)} \quad (4.5)$$

donde C es un factor de escala directamente proporcional a la concentración de aerosoles. La extinción dada por una población de aerosoles puede escribirse como:

$$\tau_{a\lambda} = \int_0^{\infty} \beta_{e\lambda} d\lambda \quad (4.6)$$

donde $\beta_{e\lambda}$ es el coeficiente de extinción volumétrico de las partículas. En términos de la eficiencia de extinción de una única partícula tendremos (Lenoble, 1985; Coulson, 1988):

$$\beta_{e\lambda} = \int_0^{\infty} \pi \cdot r^2 \cdot Q_e(r/\lambda) \cdot n(r) \cdot dr \quad (4.7)$$

Si realizamos un cambio de variable con el parámetro de tamaño, $K=2\pi r/\lambda$, e introducimos la distribución de Junge:

$$\beta_{e\lambda} = C \cdot \lambda^{2-\gamma} \cdot \int_0^{\infty} Q_e(K) \cdot K^{1-\gamma} \cdot dK \quad (4.8)$$

La dependencia de $Q_e(K)$ es sólo función del índice refractivo de las partículas y no de la longitud de onda. En el espectro visible, donde el índice refractivo es prácticamente constante con λ , el coeficiente de extinción será:

$$\beta_{e\lambda} = C \cdot \lambda^{2-\gamma} \quad (4.9)$$

El valor medio -1.3 del coeficiente de Angström presupone valores de γ entre 3 y 4, lo cual es, desde el punto de vista de la atmósfera, un valor que se encuentra dentro de los límites de la realidad.

Para discriminar las diferencias en las características de transmisión, entre aerosoles y partículas de Rayleigh, A.K. Angström (1929, 1930, 1961) representa el espesor óptico normal $\tau^A(\lambda)$, dado por los aerosoles, en términos de un coeficiente de turbiedad β y un exponente de la longitud de onda α :

$$\tau^A(\lambda) = \beta \cdot \lambda^{-\alpha} \quad (4.10)$$

Bajo estas condiciones podemos expresar la ley de Bouguer-Lambert como:

$$F = (1/S) \int F_0(\lambda) e^{-(\tau^R(\lambda, m) + \tau^A(\lambda, m)) \cdot m} d\lambda \quad (4.11)$$

Notemos que en esta última expresión hemos despreciado, por el momento, la absorción por vapor de agua y ozono.

Usando esta relación, junto con las medidas de F y los cálculos de S , $F_o(\lambda)$ y $\tau^R(\lambda, m)$, podemos determinar $\tau^A(\lambda, m)$. Si además conocemos el valor de α , la determinación de β es inmediata.

Algunos trabajos (Angström, 1970; Schüepp, 1948) muestran un valor límite de 4 para α , para pequeñas partículas, y 0 para grandes partículas. Los trabajos realizados en atmósferas naturales dan como buena medida el valor $\alpha=1.3+0.2$, con límites prácticos entre 0.5 y 1.6.

El problema del cálculo del espesor óptico $\tau^W(\lambda, m)$, debido a la absorción de la radiación por vapor de agua, puede evitarse a través de las determinaciones de β y α en la región del espectro visible y del ultravioleta. La mayoría de las bandas de absorción del vapor de agua se localizan en el infrarrojo cercano. Las medidas para las longitudes de onda corta se realizan con el pirheliómetro, juntamente con los filtros de absorción Schott OG1, RG2 ó RG8. Tales determinaciones de onda corta se realizan por sustracción del flujo total F_t , medido con un pirheliómetro sin filtro, al flujo de onda F_R , medido con un filtro. El flujo de onda corta será $F_K = F_t - D_1 F_R$, donde D_1 es la inversa de la transmitancia de la longitud de onda integrada del filtro. Para medidas de la energía en $\lambda < 0.525 \mu\text{m}$ y $\lambda < 0.630 \mu\text{m}$ se puede determinar teóricamente α y β .

La absorción del ozono, que ocurre principalmente en las bandas de 9.6, 4.7 y 14.1 μm , puede introducirse aumentando apropiadamente $\bar{\tau}^R$. Los errores debidos a la diferencia, entre el valor real y la media, llegan a estimaciones de segundo orden (Schüepp, 1948).

Para una distribución espectral de energía extraterrestre dada, y bajo la suposición de que α es constante, es posible calcular la cantidad de energía, en una banda dada, que se transmitiría a través de la atmósfera para varios valores de β y m .

Para determinar el coeficiente de turbiedad de Angström, β , y el exponente de la función de onda, α , podemos desarrollar la ecuación (4.11) incluyendo el espesor óptico de ozono, que no puede despreciarse en $\lambda=0.50\mu\text{m}$:

$$F(\lambda)=(1/S).F_0(\lambda).e^{-(\tau^R(\lambda)+\tau^O(\lambda)+\tau^A(\lambda)).m} \quad (4.12)$$

Los valores de τ^R aplicables a nivel del mar son aproximadamente 0.195 y 0.063, para $\lambda=0.38$ y $\lambda=0.50 \mu\text{m}$ (Heimo, 1984); para τ^O podemos tomar los valores de 0.0 y 0.005. Aplicando estos valores a la ecuación anterior, juntamente con las medidas de F y los valores conocidos de F_0 , S y m , tendremos:

$$\alpha = \frac{\ln (\tau^A(\lambda=0.38)/\tau^A(\lambda=0.50))}{\ln (0.50/0.38)} \quad (4.13)$$

donde podemos determinar α . El coeficiente de turbiedad, para cada λ , se calcula directamente por la ecuación (4.10).

4.4. EL COEFICIENTE DE TURBIEDAD DE SCHUEPP.

En la formulación de Schüepp (1948) se estudian también por separado las contribuciones del scattering de Rayleigh, del vapor de agua, absorción por ozono y los aerosoles. Para considerar el efecto de los aerosoles se toma como referencia la longitud de onda de 500nm, mientras que para el de Angström se utiliza la de 1000nm. Esta λ de 500nm representa el máximo de energía en el es-

pectro solar terrestre.

En el sistema de Schüepp se define un factor de transmitancia adicional, por unidad de masa de aire, debido a los aerosoles, como una función potencial de 10; o sea:

$$T_D(\lambda) = 10^{-B_s/(2\lambda)^\alpha} \quad (4.14)$$

donde B_s es el coeficiente de turbiedad de Schüepp y α es el exponente de la longitud de onda (expresada en μm).

Si adoptamos el valor de $\alpha=1.3$, podremos relacionar el coeficiente de turbiedad de Schüepp con el de Angström de la forma:

$$B_s = \beta_A 2^\alpha \log_{10} e = 0.434 2^{1.3} \beta_A = 1.07 \beta_A \quad (4.15)$$

Si el valor del exponente es $\alpha=2.0$, tendremos:

$$\beta_s = 1.74 \beta_A \quad (4.16)$$

Valko (1961) hizo una modificación a este coeficiente de turbiedad:

$$T_s = B_s (2\lambda)^{-\alpha} \ln(10) \quad (4.17)$$

siendo equivalente al coeficiente de Angström en la escala $\log(10)$ y con la longitud de onda de 500nm como eje. Esta modificación da una mejor aproximación en el rango visible.

En general, las evaluaciones de turbiedad de Schüepp y de Angström son equivalentes, mientras que el espesor óptico de los aerosoles sigue estrictamente una ley potencial.

4.5. EL INDICE DE CLARIDAD.

Cuando se requiere una evaluación rápida de la turbiedad en alguna estación, se utiliza el índice de claridad. Este índice es la razón de la irradiancia difusa en una superficie horizontal a la global en la misma superficie, D_H/G_H . Aunque no es verdaderamente un índice de turbiedad, tal y como lo hemos entendido hasta ahora, evalúa de manera sencilla el nivel de claridad en la atmósfera localizada sobre una estación radiométrica dada.

4.6. RELACIONES ENTRE LOS INDICES DE TURBIEDAD.

El factor de turbiedad de Linke es el más usado, tanto en meteorología como en aplicaciones de ingeniería solar. Este factor depende, como ya hemos visto, del contenido de vapor de agua en el aire, del scattering de la radiación, etc; por lo que, en muchos casos, su utilización presenta muchas desventajas. El coeficiente de turbiedad de Schüepp, por otra parte, es una pura medida de la turbiedad respecto a las partículas suspendidas en la atmósfera y neblinas. De este modo, podemos esperar que existan relaciones cerradas entre ambas funciones de distribución.

Para obtener coeficientes de fácil accesibilidad Valko (1987) ha realizado experimentos con el índice de claridad considerando, simultáneamente, los correspondientes valores de la altura solar, con resultados satisfactorios.

La relación funcional $T_L=f(B,m,W)$ (m , masa de aire; W , contenido de vapor de agua en el aire expresado como altura de agua precipitable en cm; B , coeficiente de turbiedad de Schüepp) fue deducida por Valko (1967). Por otro lado, la relación entre D_H/G_H , B y altura solar ha sido analizada empíricamente, usando un

gran número de datos de diferentes sitios y altitudes.

En la Figura 1 se presentan los resultados obtenidos por Valko para una estación concreta. D_H y G_H se han medido con piranómetros; B se ha calculado a partir de medidas con pirheliómetro, para el espectro total, así como para los rangos de los filtros Schott OG1, RG2 y RG8.

En el diagrama de la Figura 2 se presentan las relaciones entre el factor de Turbiedad de Linke, T_L , (curvas de la derecha del diagrama hasta un nivel de $T_g=16$; la notación T_g se refiere a que el factor T_L es relativo a todo el rango del espectro) y el coeficiente de turbiedad de Schüepf, B, (ejes de abcisas de la parte derecha del diagrama, $0 \leq B \leq 1.0$); también se considera la dependencia funcional con el contenido de vapor de agua precipitable en el aire, W, (curvas de la parte izquierda del gráfico, $0.01 \leq W \leq 20.0$ cm) y la masa de aire absoluta, m, (abcisa de la izquierda para el rango $0 \leq m \leq 10.0$).

Considerando, por ejemplo, un lugar a 1000 m por encima del nivel del mar, con una presión de 900 mb y una altura solar de 30° -a nivel del mar $m=2.0$ en condiciones normales-, la masa de aire respectiva a 900 mb sería $m=0.9*2.0=1.8$. Un contenido de agua precipitable de $W=1.0$ cm nos dará los siguientes pares de valores:

T_L	3	4	5	6	7	8	9	10
B	0.045	0.108	0.178	0.258	0.333	0.422	0.536	0.640

Dentro del rango de turbiedad $B \leq 0.4$, T_L puede calcularse, en buena aproximación, por la expresión:

$$T_L = (B + 0.54) \cdot (1.75 \log_{10}(W/m + 0.1) + 14.5) - 5.4 \quad (4.18)$$

para más detalles puede consultarse Valko (1967).

Los diagramas de turbiedad se calculan normalmente a nivel del mar y a una presión atmosférica P_0 . Usando el gráfico para las distintas alturas de una red de estaciones, siendo la presión $P < P_0$, los valores de B pueden llegar a ser erróneamente altos. Con la suposición simplificada, aunque verdadera, de que la masa de las partículas de aerosoles o neblina disminuye con la altura, en la misma razón que la presión del aire, los valores de B para las distintas estaciones de altura se pueden reducir por P/P_0 (0.9 en nuestro ejemplo anterior).

Usando el gráfico de la Figura 2, y convirtiendo $m=f(P,\theta)$ considerando la media de la presión atmosférica para una estación -en este caso Locarno-Monti (Suiza)-, es fácil relacionar D_H/D_H , θ , T_L y B para valores constantes de W. El resultado de este procedimiento se presenta en la Figura 3, donde se analiza el caso $W=0.5, 1.0, 2.0$ y 3.0 cm.

La influencia de W en las relaciones es considerable. Por ejemplo, el par de valores ($B=0.2$, $\theta=40^\circ$) está ligado con la razón $D_H/G_H=0.31$, siendo relativo a los valores de T_L 5.1, 5.4, 5.7 ó 5.9, que depende de las cantidades de W 0.5, 1.0, 2.0 ó 3.0 cm. El rango $W=0.5$ hasta 3.0 cm incluye condiciones tanto de invierno seco como de verano húmedo.

En otro orden de cosas diremos que es posible calcular las relaciones entre T_L y la razón D_H/G_H de forma inmediata (Kittler, 1986). La notación que empleamos es:

I_0 : Irradiancia solar extraterrestre normal al haz solar.

$G_{Ho} = I_0 \cdot \text{sen}\theta$: Componente vertical de I_0 .

I: Irradiancia solar directa normal al haz solar.

I_R : Irradiancia directa en una superficie normal para $m=1$ en una atmósfera de Rayleigh.

a_R : Coeficiente de extinción del espectro total para una atmósfera de Rayleigh con $m=1$.

T_L puede escribirse, por su definición, como:

$$T_L = \frac{\ln I_o - \ln I}{\ln I_o - \ln I_R} \quad (4.19)$$

Reemplazando I por $(G_H - D_H) / \sin \theta$ e I_o por $G_{Ho} / \sin \gamma$ tendremos:

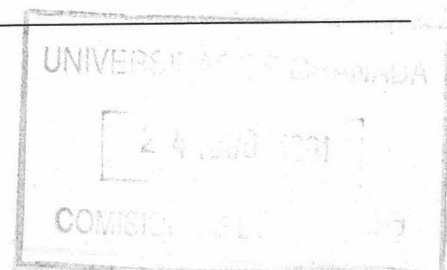
$$G_H / G_{Ho} \cdot (1 - D_H / G_H) = e^{-a_R \cdot T_L \cdot m} \quad (4.20)$$

La Figura 4, presentada por Kittler, compara la solución numérica de (4.20) con los datos medidos para Melbourne y con la relación que envuelve un gran número de días claros preparados por Valko. Las desviaciones entre la ecuación (4.20) y los datos experimentales se debe, en parte, a que en esta ecuación no se considera el contenido de vapor de agua como una variable.

4.7. CALCULO DE LA TURBIEDAD. EL LOWTRAN 4B.

Anteriormente hemos expuesto las características básicas de la turbiedad atmosférica. Es de interés el comparar los diferentes métodos y su validación cuando se utilizan los resultados del sistema móvil. Este trabajo se ha publicado con detalle en los escritos de la WRC (1980).

Nuestro trabajo, para calcular los coeficientes de turbiedad, se ha basado en el uso extensivo del programa de transmisión atmosférica LOWTRAN 4B (Frölich et al., 1978; Brusa et al.,



1981; Brusa, 1983). Con este programa podemos calcular transmisiones atmosféricas sobre un amplio intervalo espectral, con una buena resolución. Si se dispone de un ordenador de gran potencia es posible desarrollar un programa basado en las propiedades de transmisión de los diferentes constituyentes atmosféricos medidos en laboratorio, y en las propiedades del scattering molecular. El programa LOWTRAN calcula la transmisión atmosférica total a lo largo de un camino predefinido, desde los 350cm^{-1} hasta 40000cm^{-1} ($0.25\text{ }\mu\text{m}$ hasta $28.5\text{ }\mu\text{m}$) con intervalos menores a 5 cm^{-1} . Se incluyen seis modelos diferentes de atmósfera (Mc Clatchey et al., 1972) y una séptima opción que incorpora modelos que contienen medidas de radiosondeos, etc.

Las técnicas empleadas han sido sugeridas por diversos autores (Selby et al., 1975). El modo de cálculo se determina por un único parámetro de control y la atenuación por aerosoles se obtiene, para un rango visual dado, a través de un esquema de interpolación/extrapolación usando los modelos de aerosoles.

Para cálculos de transmitancia a través de un camino horizontal, bajo condiciones no estandar, se necesitan algunas variables meteorológicas del lugar y momento concreto: temperatura ambiente y humedad relativa -con ello calculamos la cantidad de vapor de agua-, y otras variables específicas como son la presión, altitud, temperatura del punto de rocío, densidad de aerosoles y densidad del ozono.

Como datos incluidos dentro del programa se encuentra el modelo de atmósfera correspondiente a la U.S. Standard Atmosphere, junto con cinco modelos suplementarios: Tropical (15° N), latitudes medias en verano (45° N , Julio), latitudes medias en invierno (45° , Enero), verano subártico (60°N , Julio) e invierno subártico (60°N , Enero). Los diferentes modelos han sido digitalizados en

pasos de 1 Km, desde 0 a 25 Km, y pasos de 5 Km, desde 25 a 50 Km; desde los 60 a los 100 Km se han tomado los datos dados por McClatchey (Selby et al., 1978).

Los sondeos aerológicos realizados por el Instituto Meteorológico Suizo en Payerne (Suiza), y otras estaciones, han permitido conocer las condiciones del lugar donde se colocaba la estación móvil. Los parámetros que no se han medido (uniformidad en la mezcla de gases, CO₂, N₂, etc.) se tomaron del modelo de "latitud 45°N, verano/invierno" dentro del programa básico LOWTRAN. Se han añadido también como entrada las medidas del espectro solar tomadas por Arvesen. Para obtener los valores de irradiancia a nivel de la estación móvil se han integrado las intensidades espectrales extraterrestres atenuadas por la transmisión atmosférica. El contenido en aerosoles se ha calculado a través de una regresión, tras sucesivas iteraciones y comparaciones, con los valores medidos por el radiómetro absoluto. También pueden añadirse los valores del espectrorradiómetro para especificar como entrada el espesor óptico medido paralelamente en las 16 longitudes de onda; definiendo de este modo, al menos aproximadamente, el coeficiente de turbiedad y el exponente de la longitud de onda dentro del rango visible (Angström, 1929).

Sea como fueren los parámetros o los métodos elegidos, el resultado es una atmósfera simulada que aproxima bastante bien las condiciones de medida. Cuando filtramos la integración partiendo de las curvas de transmisión de los filtros, se puede realizar un test de la calidad de las intensidades resultantes, para cada rango de longitud de onda, por comparación de los resultados calculados con los medidos; este hecho da una justa idea de la bondad de la regresión.

Los principales factores y coeficientes de turbiedad pueden

calcularse, a partir de lo anterior, como:

a) Factor de Turbiedad de Linke:

$$T_L = \frac{1}{\tau_R \cdot m} \cdot \ln \frac{I_0}{I} \quad (4.21)$$

donde: I_0 es la intensidad extraterrestre obtenida por integración del espectro solar, I es la intensidad medida, m la masa de aire relativa calculada según (WRC, 1981):

$$m = 1.0 / (\sin\theta + 0.15 \cdot (\theta + 3.885)^{-1.253})$$

donde τ_R es el espesor óptico integrado de Rayleigh y T_L es el factor de turbiedad de Linke -número de atmósferas de Rayleigh necesario para obtener las condiciones de medida-. Esta ecuación para calcular la masa de aire relativa ha sido estudiada detenidamente por Kasten (1965). Para alturas solares por debajo de los 10° la expresión toma la forma:

$$m = (p/p_0) / (\sin\theta + 0.15(\theta + 3.885)^{-1.253})$$

donde p/p_0 es la corrección de presión para la elevación del lugar y θ es la altura solar en grados. Por encima de los 10° de altura solar, donde los efectos de la refracción atmosférica son pequeños, se puede usar una fórmula simplificada que da buenos resultados:

$$m = (p/p_0) / \sin\theta$$

La razón p/p_0 se evalúa, para un lugar concreto, a partir de la medida de p y la presión atmosférica estandar a nivel del mar p_0 , a la temperatura estandar. Alternativamente, y de forma más

simple, puede utilizarse algún algoritmo de corrección. En el "CEC European Solar Radiation Atlas", vol. II (Palz, 1984), se trabaja con la siguiente fórmula -para lugares cuya elevación sea menor a 4000 m.-:

$$p/p_o = 1.0 - z/10000$$

donde z es la elevación de la estación en metros. La formulación de Kasten da una ecuación de corrección mucho más exacta:

$$p/p_o = e^{-z/z_h}$$

donde z_h es la altura de escala de la atmósfera -del orden de 8 Km-. Esto último reduce la primera aproximación a :

$$p/p_o = (1 - z/8000)$$

b) Coeficiente de Turbiedad de Angström:

$$T_a = \beta \cdot \lambda^{-\alpha} \quad (4.22)$$

donde β es el coeficiente de turbiedad, λ la longitud de onda en μm y α el exponente (Angström da un valor medio de 1.3).

c) Coeficiente de Turbiedad de Schüepp (Valko):

$$T_s = B (2\lambda)^{-\alpha} \ln(10) \quad (4.23)$$

que es equivalente al coeficiente de Angström en la escala de log 10, y tomando como referencia $\lambda=0.5\mu\text{m}$ en lugar de $1\mu\text{m}$, obteniéndose de este modo una mejor aproximación en el rango visible.

Las evaluaciones de turbiedad de Schüepf y Angström son equivalentes con tal de que el espesor óptico de los aerosoles siga estrictamente una ley potencial, aunque este no es el caso usual.

La Figura 5 (Heimo, 1984) ilustra los resultados precedentes para un día con fuertes variaciones de turbiedad. La curva marcada con * da el resultado de la integración (método de Schüepf) con el modelo de "45°N, verano" como entrada, con los sondeos aerológicos tomados en Nimes (Francia) y las medidas de tierra en las proximidades de la estación móvil. La segunda curva, , da el mismo factor de turbiedad calculado solamente con los resultados del espectrofotómetro usando el programa LOWTRAN -contenido en ozono, vapor de agua y scattering de Rayleigh-. La última curva, marcada con o, presenta el resultado obtenido cuando añadimos como entrada el espesor óptico de los aerosoles, calculado con el espectrorradiómetro. Los diferentes métodos utilizados dan los mismos resultados con un error de estimación del 10%. El uso del modelo nos lleva a una ligera sobreestimación de la turbiedad, en comparación con los otros dos métodos. Aunque se deben tomar precauciones con los valores del espectrorradiómetro, como ya vimos al principio, la correlación entre los tres modelos puede considerarse aceptable.

Este resultado, y otros presentados por Heimo (1984), ilustran la validez del uso de los modelos de transmisión atmosférica cuando los utilizamos con rutinas de medida de la intensidad de radiación directa.

CAPITULO V.

**PROBLEMAS DERIVADOS DE LAS TECNICAS DE
INTERPOLACION DE LAS MEDIDAS: INSUFICIENCIA
DE LOS PROCEDIMIENTOS CONVENCIONALES.**

5.1 INTRODUCCION.

Haciendo un poco de historia diremos que, desde las primeras medidas de luminancia espectral del cielo tomadas por Dorno (1939) estas distribuciones de luminancia (un buen grupo tomadas por Krochmann (1973); otro publicado por Liebelt (1978) y otras más recientes) han señalado las significativas desviaciones que se presentan si consideramos una emisión isotrópica del cielo, incluso para cielos cubiertos (notemos que la distribución de luminancia puede considerarse como una aproximación a la distribución de radiancia). En las últimas décadas se han tomado medidas de la radiancia espectral del cielo bajo condiciones muy diversas de cielo claro y nuboso (Dehne (1974), con espectrómetros giratorios de alta velocidad y en $\lambda=409, 561$ y 620nm).

El espectro total de la radiancia del cielo fué medido por Kondratyev y Manolova (1959) con un piranómetro modificado con 10° de ángulo de visión (0.0239 sterad.), realizando un barrido de cielo en 37 posiciones. Medidas similares tomaron Steve (1977), McArthur y Hay (1979), usando un actinómetro de Linke-Fressner con un ángulo de visión de $10^\circ 12'$: Steve midió 34 puntos de cielo en

40 minutos y McArthur 21 puntos en 14 minutos. Van Deventer y Joubert (1966) realizaron otros experimentos con un radiómetro de barrido automático -termopila Moll- ($10^{\circ} 12'$ de apertura), tomando 120 puntos de cielo en 30 minutos.

Todos estos resultados ilustran las dependencias de los patrones de distribución en distintas condiciones atmosféricas, aunque no son tan numerosos como para poder generalizar consecuencias. McArthur y Hay (1979) apuntan la idea de que las evaluaciones densiométricas de todo el cielo, a través de fotogramas, podría ser una técnica prometedora. Sin embargo, existen muchos problemas, difíciles de solucionar, en lo que se refiere a la calidad de la película y a su desarrollo en cuanto a posibles calibraciones y comparaciones con otros diferentes.

Las medidas de distribución angular de los flujos reflejados no son tan numerosas. Kondratyev obtuvo medidas de este tipo con el piranómetro anteriormente mencionado. Excepto para superficies con inclinación fuerte, se han encontrado buenos resultados cuando se calcula la irradiancia difusa de superficies inclinadas, partiendo de las distribuciones medidas y suponiendo reflexión isotrópica. Considerando la gran variedad de tipos de suelo, las posibles generalizaciones son limitadas.

Desde el punto de vista de la utilización de la energía solar, los datos piranométricos para superficies verticales e inclinadas son importantes cuando pensamos, por ejemplo, en los balances de calor urbanos y en los diseños de sistemas colectores.

Han sido muchos los autores que han medido la irradianción global a partir de 1.953. Asimismo, se han dado los primeros pasos para analizar la dependencia de los valores instantáneos (irradiancia) con los parámetros angulares y, en parte, con la tur-

biedad. El eje central de estos estudios se ha localizado en la parametrización y generalización de las bases de datos.

Sabemos que la irradiación incidente sobre una superficie plana, inclinada un cierto ángulo, puede considerarse compuesto por tres contribuciones: el flujo debido a la irradiación directa, el debido a la irradiación difusa del cielo y el de irradiación difusa reflejado por el suelo y otras superficies subyacentes. Todas estas componentes dependen de la latitud del lugar, de la inclinación de la superficie, de la altura solar, de la cubierta de nubes y de las propiedades ópticas de la atmósfera y de las superficies subyacentes.

Debido a la influencia de los cambios en la cubierta nubosa, es evidente que el valor de la irradiancia global puede variar considerablemente en pequeños intervalos de tiempo, llegando incluso a un 17% por segundo (Figura 1). Además, la experiencia demuestra que, bajo ciertas condiciones, hay cambios significativos por debajo de la escala de 1 segundo (Valko, 1987).

Junto con el tipo y la cantidad de nubes también su distribución angular, así como su tamaño y la configuración individual, tienen importancia en las variaciones mencionadas.

La irradiancia global varía también fuertemente en el espacio. Pensemos, por ejemplo, que las características de las superficies subyacentes pueden suponer una notable variación tanto de la componente difusa del cielo como en la reflejada por la tierra. En cuanto a la configuración del terreno, tienen relevancia tanto la reflectividad del mismo como la escala de las variaciones topográficas relativa a las dimensiones horizontales del área considerada.

En los mapas generales sobre la distribución de la irradiación global de toda la C.E.E., y áreas adyacentes, aparecen errores considerables al no tenerse en cuenta los microclimas, especialmente en áreas de alta montaña y costa (Palz, 1984). Posteriormente la C.E.E., en colaboración con diversas universidades europeas, ha puesto en marcha diversos programas que tratan de paliar este tipo de problemas, añadiendo las correcciones oportunas en dichas zonas.

Nuestro trabajo está basado, como ya se ha descrito anteriormente, en el uso y estudio de los datos obtenidos con el sistema móvil del Instituto Meteorológico Suizo. Este sistema de medida de gran cantidad de flujos radiativos ha demostrado su viabilidad y eficacia en muchas ocasiones (Bener et al., 1973; Heimo et al., 1976).

A lo largo de los años 79-88 el sistema móvil ha realizado diez campañas de medidas, cubriendo gran parte del rango de latitudes medias dentro de Europa. Asimismo, se han tomado registros desde el nivel del mar hasta zonas de alta montaña por encima de los 3000 m, como es el caso de Pico Veleta. En esos nueve años se han ido perfilando los estudios (Valko, 1980, 1982, 1986, 1987) hasta conseguir obtener medidas en gran variedad de condiciones de cielo. Este hecho es fundamental, como veremos más tarde, a la hora de estudiar e interpretar, junto con su modelización, los datos obtenidos. Se pretendía conseguir experiencias piloto cuyos resultados permitieran establecer patrones de comportamiento del campo de radiación.

Las campañas han sido realizadas en Suiza, Francia, Hungría, Austria y España. En total se ha trabajado con más de tres mil series de medidas -más de cuatro millones de valores puntuales- compilados a lo largo de los nueve años, así como 236 días con cielos

nubosos o cubiertos donde encontramos prácticamente todas las categorías de nubes y en sus más diversas distribuciones. Las fotografías de "ojo de pez" recogidas están en torno a las 8500. En las Tablas 1 a 10 representamos, por categorías de nubes y altura solar, el número total de casos estudiados para cada una de las estaciones de la red europea. La Tabla 11 muestra el total para todas las estaciones. LT y LO representan la latitud y la longitud de la estación, respectivamente. N corresponde a cielo totalmente despejado, L a nubes de nivel bajo, M a nubes de nivel medio y H a nivel alto. Los números que acompañan a estas letras indican el nivel de octas; por ejemplo, L78 correspondería a nubes de nivel bajo con una cantidad de 7 a 8 octas de cielo cubierto.

Los casos consignados se corresponden con el número de series obtenidas de tal forma que no existe error ni en la medida ni en el sistema de comunicaciones. Cada ciclo, o serie, del sistema instrumental está determinado por el más lento de los dispositivos, el complejo montado en el mástil, 25 minutos y 20 segundos.

La interpretación de las medidas y resultados obtenidos con una estación radiométrica suele presentar ciertos problemas, más aún cuando nos centramos en la distribución angular de la radiación de onda corta. En la actualidad se realizan estudios, que aumentan de día en día, basados en el desarrollo y construcción de modelos que sean capaces de predecir la distribución de la irradiancia global y de la radiancia del cielo, tanto bajo condiciones de cielo despejado como de cielo cubierto o parcialmente cubierto (Kondratyev et al., 1960; Dave, 1975; Hooper et al., 1978; Jiménez et al., 1982; Castro et al., 1988; Rosen et al., 1989; Valko et al., 1989). A causa de las complejidades asociadas con los cálculos precisos de los flujos de radiación solar incidentes sobre superficies inclinadas, bajo diferentes orientaciones, por regla general, el carácter no isotrópico de la componente difusa podría

estudiarse a través de la influencia de los efectos de la radiación circunsolar y del horizonte (Rosen et al., 1989). La base de los datos experimentales es muy importante desde el punto de vista de valorar la validez de estos modelos y, usualmente, poseen una extensión pobre. En nuestras campañas se ha medido una gran variedad de flujos, tanto del cielo como del suelo.

En general, y según evidencian los efectos de la radiación circunsolar y del horizonte, los datos experimentales requieren un estudio "a priori" en el cual la representación gráfica y los métodos de interpolación utilizados son decisivos, sobre todo desde el punto de vista de la interpretación y construcción de modelos teóricos con más o menos base experimental.

En este capítulo presentaremos un estudio extensivo del análisis gráfico de los datos experimentales, incluyendo una representación tridimensional ideada para visualizar de un modo más práctico los efectos del campo de radiación.

5.2. TECNICAS CONVENCIONALES.

5.2.1. LA RADIACION DIRECTA.

Como ya se ha detallado anteriormente, con el radiómetro absoluto medimos la componente de la irradiancia directa que pasa a través de la atmósfera. Las Figuras 2 y 3 ilustran las variaciones diarias para un día claro y para condiciones de cielo con nubes, respectivamente. En el primer caso se toman medidas con filtros y se anotan las curvas con el número de filtro. En el segundo caso no se utilizan los filtros. En la Figura 4 se pueden observar las diferencias entre ambos modos de operación para un día en el que varían las condiciones. Parece razonable pensar que parte de la información, que son las pequeñas y rápidas variaciones de la

transparencia atmosférica, son menores cuando medimos con filtros. Este fenómeno se ilustra en las Figuras 5A y 5B (Heimo, 1984) donde un fotómetro equipado con el filtro de corrección se coloca en el seguidor solar y mide paralelo al radiómetro absoluto, pero con alta frecuencia (curvas continuas). Los valores del radiómetro se interpolan cuadráticamente (curvas discontinuas). Estos resultados muestran, del mismo modo, que han de tomarse precauciones cuando se interpolan valores de radiación directa, especialmente si la cubierta de nubes varía rápidamente.

Es interesante ver en la Figura 4 la falta de estabilidad en la transmisión atmosférica en torno a las 10, 12 y 16.30 h (GMT). Este hecho puede deberse a diversas causas: la convección debida a la alta temperatura (verano), el desplazamiento de nubes de polvo a causa del viento, la condensación de vapor de agua, etc. En la Figura 6 mostramos una gran desestabilización (del orden de 100 W/m^2) debida a la alta condensación existente en Pico Veleta en el día señalado. Este último caso lo estudiaremos más detenidamente en un apartado posterior. Estas desestabilizaciones son mucho menos pronunciadas cuando medimos con los filtros, disminuyendo hacia el infrarrojo, aunque sólo un estudio espectral concienzudo podría dar una explicación adecuada a tal fenómeno.

Los ejemplos anteriores muestran que las medidas de irradiancia directa dan una buena idea de la estabilidad atmosférica, pero ha de tenerse un cuidado especial cuando se realizan interpolaciones sobre los resultados.

La Figura 3 ilustra un caso donde se dan fuertes variaciones de la componente directa debido a la variación en la cubierta de nubes. Se puede observar que, para este tipo de días, la constante de tiempo de los instrumentos es demasiado alta, luego sería muy delicado tratar de obtener conclusiones a partir de estos resul-

tados. Digamos además que, para el estudio de estos casos, es necesario desarrollar otro tipo de radiómetros que no utilicen el sistema de calentamiento eléctrico dentro de la cavidad.

En la Figura 7 muestra un caso en el que la turbiedad es alta ($0.4 \leq D_H / G_H \leq 0.6$). Se observa que existe la misma variación porcentual en cada uno de los filtros y, a la vez, se produce este mismo efecto cuando comparamos los registros de Sabinal -N.M.M.- y Veleta -3.480 m.-, aunque de forma menos acusada; es decir, las variaciones porcentuales de unos filtros respecto a otros siguen la misma tendencia en cambios de turbiedad o altura. A la vez, las disminuciones son mucho más acusadas para las longitudes de onda corta debido al scattering de Rayleigh, junto con el scattering múltiple.

5.2.2. IRRADIANCIA GLOBAL.

En el capítulo 5 se ha descrito de forma detallada el sistema de piranómetros que se usa en la estación móvil. Anotaremos algunas ideas que pueden deducirse del estudio de las medidas: a) partiendo de los cinco piranómetros móviles se estudian las variaciones diarias de la irradiancia global, además de la irradiancia reflejada, en cualquier superficie inclinada, bien directamente o mediante interpolaciones; b) los piranómetros sexto y séptimo, que no giran y miden cada veinte segundos, pueden utilizarse como referencia para estudiar los cambios de irradiancia en cortos periodos de tiempo; c) la irradiancia difusa que corresponde a cada medida de la irradiancia global puede calcularse por la ecuación: $D_i = G_i - K_i * I$, donde D_i es la irradiancia difusa que llega a la superficie orientada según la dirección i ; G_i es la irradiancia global medida en la dirección i ;

$$K_i = \text{sen}(h) \cdot \cos(u) + \cos(h) \cdot \cos(a) \cdot \text{sen}(u),$$

donde h es la elevación solar, u es el ángulo cenital de la superficie, a es el ángulo acimutal de la superficie relativo al plano vertical que contiene al Sol e I es la irradiancia directa interpolada cuadráticamente para la i ésima medida.

Las fuentes de error que pueden encontrarse en este sistema son: la posición del instrumento (error mecánico), derivas, orientación del instrumento (ángulo de incidencia e irradiación del instrumento bajo cambios de orientación), constante de tiempo de los piranómetros para rápidos cambios en la intensidad y, si calculáramos la irradiancia difusa, los errores en la interpolación de la irradiancia directa para cambios rápidos en la cubierta nubosa.

Todo lo anterior invita a tomar las necesarias precauciones cuando se analizan los resultados procedentes de medidas piranométricas. Algunos de estos efectos son inherentes a todo tipo de medidas de radiación, aunque, en muchos casos, se compensan estadísticamente cuando se integra sobre grandes periodos de tiempo (horarios, diarios), que es el caso usual para aplicaciones de energía solar.

En la Figura 8 se muestra la marcha diaria de la irradiancia global para diferentes superficies en un día concreto de Sabinal. A la vez presentamos (Figura 9) el mismo tipo de registros para un día concreto en la estación de Veleta. Un estudio de ambas figuras muestra que la mayor componente -componente cuyas variaciones poseen los efectos más fuertes en la medida- es la irradiancia directa, la cual determina de forma decisiva la pendiente de las curvas. Podríamos decir que un buen conocimiento de las características de la irradiancia directa es suficiente para deducir valores estadísticos de gran calidad con respecto a la irra-

diancia difusa: un error del 50% en la irradiancia difusa, de valor típico 200 W/m^2 , da un error relativo del 10% en la irradiancia global, de valor típico 1000 W/m^2 (Heimo, 1984). Esta aproximación es en muchos casos suficiente, desde el punto de vista de las aplicaciones energéticas, según han demostrado algunos estudios (Selby et al., 1968; Jiménez, 1981). También argumentan algunos autores que el mejor camino para obtener valores de las tres componentes (irradiancia global, difusa y directa) es medir la componente directa y la difusa y, tras esto, calcular la global. Asimismo se muestra que la suposición de una componente difusa no homogénea da mejores resultados en la modelización de la irradiancia global (Valko, 1980). Las medidas tomadas con la estación móvil, a lo largo del tiempo, pueden ayudar a mejorar la modelización ya que se trabaja con los mismos grupos de instrumentos en todas las campañas.

En la Figura 10 se muestra el mismo tipo de gráficos para un día de Veleta en el que las condiciones de turbiedad varían fuertemente, pasando prácticamente por gran parte del rango de valores para un mismo índice de turbiedad. Esta inestabilidad se ve perfectamente reflejada en los valores de los piranómetros 6 y 7, para fluctuaciones de corto periodo, incluso en el rango de los veinte segundos.

Comparando las Figuras 8 y 9 se deducen una serie de consecuencias que radican en lo ya discutido anteriormente: a) las variaciones relativas, a lo largo del día, en las superficies verticales al sur son mucho menos acusadas que en las demás; b) existe una gran simetría entre los valores de los piranómetros verticales que miran al este y al oeste; c) la componente difusa, en las distintas superficies, cuando no existe componente directa, registra un valor del mismo orden en todas sus posiciones; d) los valores de los piranómetros 6 y 7 siguen el mismo tipo de función a lo

largo del día, incluso en las pendientes, excepto en lo que se refiere a valores absolutos, como era de esperar.

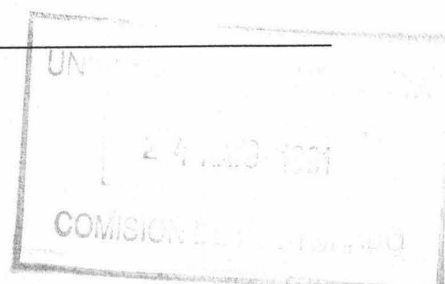
Algunos autores indican que para el estudio completo y la modelización de la irradiancia es necesario un conocimiento detallado de su distribución espacial (Heimo et al., 1976). En la Figura 11 mostramos una distribución instantánea típica (1 barrido 6 minutos) de la irradiancia global medida con la "flor" de piranómetros. Las isolíneas se han calculado a través de una interpolación cuadrática tridimensional. En las Figuras 12 se da la misma información, pero a lo largo del día. Es interesante observar cómo el gradiente de las isolíneas varía cuando cambia la elevación solar.

La evaluación de los gráficos para condiciones de cielo despejado es particularmente fácil de realizar. La complicación aparece, como veremos más tarde, cuando el cielo se encuentra parcialmente cubierto con determinados tipos de nubes, o cuando queremos estudiar los efectos del horizonte en algunos casos particulares (Figura 13) donde el albedo de las superficies subyacentes es determinante en todo el campo de radiación.

En otro orden de cosas digamos, que las fotografías tomadas mediante satélites abren nuevas perspectivas en este tipo de investigaciones, desde el punto de vista del cálculo de las propiedades de la irradiancia global para pequeña y gran escala. En este sentido, podrían utilizarse los resultados de una estación móvil para calibrar las medidas de tierra en su totalidad.

5.2.3. LA IRRADIANCIA REFLEJADA.

Siguiendo las recomendaciones de la WMO es más conveniente denominar a este parámetro, de forma que no se conduzca a error,



como irradiancia global en pendientes negativas. Así, a la irradiancia global se le denominaría irradiancia global en pendientes positivas.

Estas medidas se realizan con la ayuda del piranómetro colocado en el brazo rotante del mástil. En la Figura 14 se muestra el diagrama polar con los valores, en cada superficie inclinada, para este tipo de medidas. Se ha colocado también la proyección de la posición del Sol. Analizando el gradiente de las isolíneas se observa la evidente influencia de la irradiancia directa, así como la no homogeneidad del albedo. Estos resultados pueden aplicarse exclusivamente, en principio, para un lugar en particular, y las posibles extrapolaciones deben realizarse con cuidado debido a la falta de homogeneidad en las superficies de cada estación. De todos modos, la posibilidad de estudiar la distribución espacial de las medidas instantáneas sobre la esfera total, es una fuente de información esencial, aun cuando puedan cometerse algunos errores debidos a la distinta posición de los instrumentos en una estación de medida. Visto de otra forma, cuando colocamos el mástil cerca de la red de piranómetros aparecería una pequeña desviación en los valores (corresponden a semiesferas no coincidentes). Aún así, este tipo de registros, junto con los de radiancia reflejada, pueden dar una gran información acerca de las características de los materiales que reflejan (nieve, agua, hierba, arena, etc).

Otro tipo de problemas se plantean cuando varían las condiciones de cielo. El tipo y la distribución angular de las nubes afecta de manera directa al campo de la irradiancia global en pendientes negativas, aun cuando el Sol se encuentra completamente despejado. Este hecho nos lleva a considerar la importancia de la irradiancia difusa del cielo en las medidas de irradiancia global (Figura 15 a) y b)).

En los últimos años Ineichen et al. (1987, 1990) han puesto de manifiesto y demostrado la gran importancia de la irradiancia global en pendientes negativas, para la modelización de la irradiancia. Los errores que pueden cometerse con una sobreestimación o subestimación del albedo de las superficies, y fundamentalmente en los efectos que se refieren al horizonte, pueden llegar a ser hasta de un 32% en algunos modelos.

5.2.4. LA RADIANCIA DEL CIELO.

El uso de piranómetros para determinar las características del campo de radiación, sólo nos informa en torno a las propiedades integradas espacialmente. Sin embargo, a través de los resultados obtenidos con los fotómetros, se puede obtener la distribución espacial del campo.

Todos los fotómetros descritos anteriormente son móviles, y permiten el estudio de las variaciones diarias de la radiancia en una dirección dada, por medio de algún tipo de interpolación. Los registros -un barrido- de la distribución espacial instantánea de la radiancia del cielo se realizan en un tiempo menor a dos minutos -recordemos que la constante de tiempo de los diodos es despreciable y, por consiguiente, sólo condicionan los elementos mecánicos-.

Al comienzo de cada serie de medidas se realiza un doble barrido con el primer filtro de los fotómetros (filtro de corrección). El barrido sin filtro se realiza cuando ya se ha medido con los demás filtros interferenciales. El quinto instrumento, colocado en el mástil telescópico, posee algunas diferencias debido a los límites mecánicos, y sólo mide con el filtro de corrección.

Como ya mencionamos anteriormente, no se ha realizado una

calibración absoluta para los fotómetros. Se han tomado diversas comprobaciones rutinarias, a lo largo de todas las campañas, para obtener resultados compatibles y para conseguir un factor de calibración teórica que aproxime los valores absolutos esperados. Esta desventaja no tiene demasiadas consecuencias prácticas desde el punto de vista de aquello que nos interesa: las variaciones relativas del campo de la radiancia y su modelización. El estudio de la radiancia constituye un potente método para caracterizar la influencia de los distintos tipos de nubes, y su distribución, en el campo de la irradiancia difusa; así como el estudio aproximado del estado de polarización del cielo, estudios de scattering, etc.

En los últimos años se han desarrollado modelos que calculan la irradiancia global y la irradiancia difusa, en superficies horizontales, a partir de las observaciones de nubes en los aeropuertos o partiendo de los interesantes resultados del METEOSAT. Pero para el mejoramiento o ajuste de los modelos son necesarias las características de transmisión de las nubes; más aun cuando intentamos calcular valores instantáneos de modo teórico. Algunos científicos han tratado de correlacionar la radiancia del cénit con la irradiancia difusa en una superficie horizontal, para caracterizar las distribuciones de radiancia sólo a partir de las medidas de irradiancia difusa. Aun así estos resultados no han sido demasiado fructíferos.

En la Figura 16 -a) y b)- presentamos la variación diaria de la radiancia del cénit para un día despejado en dos estaciones de la red, medida con el filtro de corrección. En el eje de ordenadas se representan los valores de radiancia en escala logarítmica. Cabe destacar la gran simetría existente, en torno a las 12 h (GMT). Este hecho nos llevaría a pensar, como cabría esperar en condiciones de cielo despejado y atmósfera estable, en el comportamiento simétrico de la atmósfera cuando es atravesada por un haz

de radiación, en su recorrido desde el amanecer hasta el crepúsculo, desde el punto de vista de las condiciones del scattering de la radiación y del estado de polarización.

En la Figura 17 se ilustra la distribución instantánea de la radiancia del cielo, medida a partir de la "flor" de fotómetros durante un barrido completo del hemisferio (132 segundos). Las isolíneas se han calculado con una interpolación cuadrática tridimensional sin suavizado. Cuando se utilizan unidades relativas se toma como valor unidad el de la radiancia del cénit. En la Figura 18 -a), b), c) y d)- se da la misma información para cuatro momentos de un día, para ilustrar la variación de la distribución de isolíneas como una función de la elevación del Sol y del estado de la atmósfera. Para condiciones de cielo con nubes el patrón de isolíneas pierde su distribución habitual (Figura 19).

Las medidas que se toman en la vecindad del Sol deben interpretarse con cuidado. Los fotodiodos subtienden un ángulo sólido de 5° y, como consecuencia, aquellas medidas en las que el diodo recibe radiancia directa del Sol son difíciles de tratar. El sistema electrónico de transmisión tiene una respuesta logarítmica y está calibrado para discernir radiancias cuyo valor sea menor o del orden de $300 \text{ W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$, con gran precisión ($\pm 0.1 \text{ W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$). Cuando el sistema recibe un haz directo del Sol (del orden de $30.000 \text{ W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$) la propia electrónica del receptor queda saturada por la señal y exhibe un valor tope de $350 \text{ W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$. Como consecuencia es obvio el hecho de que las medidas son inciertas en un radio de 7.5° respecto al punto central del disco solar y, además, también serán indeterminados los efectos del scattering dentro de este ángulo sólido.

Los ejemplos anteriores muestran un típico patrón de radiancia con un pico en torno al Sol y un mínimo en el plano ver-

tical que contiene al Sol y al cénit, a 90° de distancia, de acuerdo con la teoría del scattering molecular.

Los diagramas de distribución del campo de radiancia pueden estudiarse también mediante las variaciones en torno a círculos de elevación constante (Heimo, 1984), o con planos que contengan al punto cenital. También es conveniente disponer de una visión espacial muestra, de un modo directo, las variaciones angulares del campo en todo el hemisferio. En el caso en que se presentan condiciones de cielo con nubes se producen una serie de "saltos" en el valor de la radiancia de modo que son difícilmente interpretables a partir de un diagrama polar bidimensional. El estudio de estos máximos puede darnos una información cuantitativa de los efectos de transmisión/reflexión en el espacio ocupado por la nube. Veremos más detalladamente este fenómeno en un apartado posterior.

En la Tabla 4 del Capítulo 3 presentábamos una serie de medidas integradas, tomadas durante un barrido, y su comparación con las medidas de irradiancia difusa. Puede verse que los valores son sistemáticamente menores que los tomados con el piranómetro. Este hecho se debe al rango de longitudes de onda que se toma al usar diodos de silicio, y al filtro de corrección, con lo que se deja fuera parte de la región del infrarrojo en el espectro. La aproximación representa que los factores de corrección deducidos de la óptica de los fotómetros, de las características de los diodos y de los filtros, son evaluaciones aceptables y producen valores de radiancia dentro de un buen orden de exactitud.

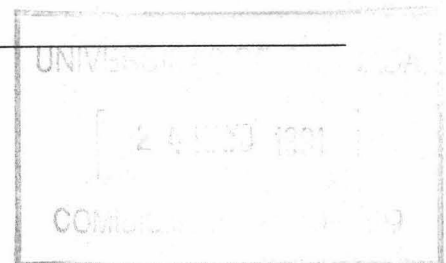
El quinto fotómetro localizado en el mástil telescópico se puede utilizar para la caracterización del mosaico patrón del albedo. En la Figura 20 se presenta el campo para un barrido típico. Bajo estas condiciones pueden estudiarse las diferentes características de superficies materiales como una función de las condi-

ciones atmosféricas y de la posición del Sol.

Otro tipo de ventaja que suministran estas medidas es el estudio concreto de los efectos del horizonte (Figura 21): límites de su zona de influencia, valores pico y su evolución a lo largo del día, influencia sobre otras zonas del campo de radiancia, características de reflexión de un horizonte concreto y su comparación con otros, etc.

Como ya se ha mencionado en un capítulo precedente, los dos modos diferentes de interacción entre la luz y las partículas en la atmósfera son el scattering y la absorción. Las propiedades relativas de la capa atmosférica situada sobre una estación concreta pueden determinarse por el estudio de la extinción en el haz directo o por las características de la radiación procedente del scattering, como una función del ángulo entre el instrumento y la posición del Sol. Los barridos 2, 3 y 4 de cada serie de medidas utilizan, respectivamente, los filtros interferenciales de 778 nm, 500 nm y 368 nm.

En la Figuras 22 -a), b), c) y d)- presentamos unos diagramas polares instantáneos de la estación EMPA, para cada uno de los filtros. Es interesante observar cómo se conserva el mismo tipo de distribución en cada uno de los casos. Siguiendo a la teoría del scattering de Rayleigh podemos añadir que se conserva, para cada una de las longitudes de onda, el mínimo de polarización a 90° , además de que parecen conservarse las propiedades, de forma relativa, en todas las direcciones. Todos estos hechos apuntan a una modelización espectral donde la longitud de onda debe aparecer, en términos generales, como una constante, tal y como han indicado las teorías clásicas. Asimismo, podrían estudiarse de manera espectral los efectos de horizonte, sobre todo cuando sus propiedades dan una configuración altamente reflejante.



A partir de estos resultados pueden investigarse las propiedades del scattering de la atmósfera, sin más que utilizar el ángulo ψ de scattering entre la radiación incidente y la dirección de medida de la radiación difusa emergente (Box et al., 1981). Este ángulo puede calcularse por:

$$\cos\psi = \operatorname{sen}\alpha_s \cos\theta_z + \cos\alpha_s \cos\phi \operatorname{sen}\theta_z$$

donde θ_z es el ángulo cenital solar, ϕ es el ángulo acimutal relativo a la vertical del Sol y α_s es la altura solar.

El patrón de radiancia medido con los fotómetros se podría expresar como una función de ψ , tal como muestran las Figuras 23 -a), b), c) y d)-, donde se representan dichos patrones para cuatro momentos de un día en la estación de Sabinal (16.8.1988). Estas medidas contienen todos los posibles efectos añadidos cuando el haz de radiación pasa a través de las capas atmosféricas; por ejemplo, el scattering de Rayleigh y Mie, tanto simple como múltiple, etc. La dispersión que se observa en los valores se debe al efecto introducido por el acimut de los puntos que, como es de suponer, depende de la altura solar y de la turbiedad atmosférica. En el caso c) observamos cómo se reduce enormemente la dispersión debido a la gran altura solar ($\alpha_s=74^\circ$); en este caso el campo de radiancia, como veremos más tarde, tiende a ser simétrico alrededor de la posición del Sol para cualquier acimut. También son comparables los diagramas b) y d) desde el punto de vista de la distribución estadística de los puntos. Este último hecho nos indica la simetría existente entre diagramas correspondientes a horas simétricas alrededor del mediodía solar -mismo valor de α_s -. Un problema que plantea este tipo de gráficos es la dificultad en la estimación de los efectos del horizonte: la distribución estadística enmascara las desviaciones respecto a un comportamiento general. Los diagramas no dan ninguna información en torno a la pola-

rización de la luz emergente, ni se han tomado medidas de los parámetros conectados con tal concepto durante las campañas.

Si se realiza un estudio detallado de estos diagramas para unas longitudes de onda determinadas podrían calcularse las funciones de fase experimentales debidas al scattering dado por los aerosoles y, mediante esto, comparar con los resultados que plantea la teoría general. Algunos intentos realizados sugieren una función de fase con forma exponencial para medios polidispersos (Heimo, 1984).

5.3. APORTES ESPECIFICOS DEL TRABAJO: DIAGRAMAS TRIDIMENSIONALES.

Cuando se observa un diagrama polar es difícil determinar de manera relativa, en muchas ocasiones, los efectos que producen cada uno de los detalles inscritos en él. Este problema suele solucionarse, para obtener una visión más clara, representando varios "cortes" del diagrama: corte cenital, corte en el almucantar, etc (Valko, 1967, 1982, 1987; Hooper et al., 1978; Jiménez et al., 1982; Heimo, 1984; Rosen et al., 1989; Box et al., 1981). Sin embargo, aun así, cuando la red de puntos medidos no es suficiente suelen presentarse variaciones considerables en el campo de la radiancia y de la irradiancia, apartándose en ocasiones de la realidad.

Otro problema a tener en cuenta es el grado de interpolación a elegir para construir la red que nos represente la distribución de isolíneas. Este grado, como veremos más tarde, determina de una manera directa la visión del campo, según el número de puntos de medida.

En este apartado estudiaremos de una manera cualitativa, y

dentro de un determinado margen de forma cuantitativa, todo este tipo de fenómenos y sus influencias.

Sería conveniente disponer de un método de interpolación que permita construir superficies, de tal modo que pueda actuarse sobre ellas con facilidad y aislar los distintos fenómenos que se observan en un diagrama polar.

5.3.1. EL METODO DE INTERPOLACION DE LOS NUDOS.

El método de interpolación que utilizaremos en el cálculo de las superficies es el llamado "método de los nudos" (de Boor, 1978). Hemos optado por este algoritmo debido a su generalidad, su gran precisión desde el punto de vista de la bondad del ajuste, su reproducibilidad y la gran cantidad de acciones que se pueden realizar sobre las superficies posteriormente. A continuación describiremos el algoritmo, de un modo general, basándonos en una representación matricial.

Sea N el número de datos experimentales a representar, X la matriz de los datos y K el orden del polinomio de interpolación. El primer objetivo consistirá en la obtención de una matriz T -de orden $N \times K$ - que contenga la secuencia de nudos apropiada para realizar la interpolación de los datos en X , con polinomios de orden K . El vector T contendrá la secuencia de nudos en sus primeras $N+K$ posiciones. Si suponemos que K es par y que las entradas en el vector X van de menor a mayor, entonces T será de la forma:

$$\begin{array}{ll} t_i = x_1 & \text{para } i=1, \dots, k \\ t_i = x_{i-k/2} & \text{para } i=k+1, \dots, N \\ t_i = x_N + \epsilon & \text{para } i=N+1, \dots, N+k \end{array}$$

donde ϵ es una constante positiva muy pequeña. En de Boor

(1978) -pag.211- se discute todo lo referente a la selección de los nudos. Si K es impar, T será de la forma:

$$\begin{aligned} t_i &= x_1 && \text{para } i=1,\dots,k \\ t_i &= (x_{i-(x-1)/2} + x_{i-1-(k-1)/2})/2 && \text{para } i=k+1,\dots,N \\ t_i &= x_N + \epsilon && \text{para } i=N+1,\dots,N+k \end{aligned}$$

Supongamos ahora que queremos calcular un tensor producto bidimensional de polinomios interpolantes. Sea B este tensor construido con los coeficientes del polinomio, y que representa a la interpolación (x_i, y_j, f_{ij}) , donde f_{ij} es la función que une los elementos x_i e y_j , $1 \leq i \leq N_x$ y $1 \leq j \leq N_y$. El tensor producto de polinomios interpolantes ha de tener la forma:

$$\sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N C_{nm} \cdot B_{n,k_x,t_x}(x) \cdot B_{m,k_y,t_y}(y),$$

donde k_x y k_y son los órdenes de los polinomios. Al mismo tiempo t_x y t_y son las correspondientes secuencias de nudos obtenidas de la forma anteriormente indicada. El algoritmo requiere que:

$$\begin{aligned} t_x(k_x) &\leq x_i \leq t_x(N_x+1) && 1 \leq i \leq N_x \\ t_y(k_y) &\leq y_j \leq t_y(N_y+1) && 1 \leq j \leq N_y \end{aligned}$$

El tensor producto de polinomios interpolantes en dos dimensiones puede calcularse, de manera eficiente, por medio de la resolución repetida de dos problemas de interpolación univariantes. El procedimiento sería de la forma que a continuación indicamos:

Se resuelve el sistema de ecuaciones:

$$\sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N C_{n,m} \cdot B_{n,k_x,t_x}(x_i) \cdot B_{m,k_y,t_y}(y_j) = f_{ij}$$

Llamando $h_{mi} = \sum_{n=1}^{N_x} C_{nm} \cdot B_{n,k_x,t_x}(x_i)$, observemos que para cada valor fijo de i -desde 1 a N_x - tendremos N_y ecuaciones de la forma:

$$\sum_{m=1}^{N_y} h_{mi} \cdot B_{m,k_y,t_y}(y_j) = f_{ij}$$

En todas las ecuaciones anteriores aparece la misma matriz $(B_{m,k_y,t_y}(y_j))$, para $1 \leq m, j \leq N_y$. Como consecuencia, necesitamos calcular sólo una vez el factor de esta matriz y, tras esto, aplicamos la factorización a los N_x lugares de la parte derecha. Una vez calculados los h_{mi} se calculan los C_{nm} con la relación:

$$\sum_{m=1}^{N_y} C_{nm} \cdot B_{n,k_x,t_x}(x_i) = h_{mi}$$

con m variando desde 1 hasta N_y , que de nuevo implica una factorización y N_y soluciones de los diferentes lugares de la parte derecha.

Una vez obtenidos los distintos polinomios de la interpolación se podría evaluar el tensor producto bidimensional de polinomios con este tipo de representación. El tensor obtenido es un tensor producto de polinomios bivalente.

Sea la función $S(x,y)$ aquella que nos calcula el valor de la interpolación en un punto particular (x,y) . Como ya conocemos los valores de los coeficientes C y, además, nuestro tensor producto está representado como una combinación lineal del tensor B-polinomios, el valor de la función S en un punto (x,y) será:

$$S(x,y) = \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N C_{nm} \cdot B_{n,k_x,t_x}(x) \cdot B_{m,k_y,t_y}(y)$$

El error absoluto cometido en el cálculo vendrá dado por $|S(x,y)-f(x,y)|$. Estos errores pueden llegar a ser del uno por mil, o menores, si se elige bien la secuencia de nudos y el grado del polinomio.

Una de las ventajas que presenta este tipo de algoritmo, además de su precisión, es su viabilidad en la construcción de superficies continuas dentro de un espacio geométrico determinado, y la facilidad de manipulación desde el punto de vista matemático si conocemos el tensor producto de polinomios. En concreto, es posible calcular la función derivada de $S(x,y)$ en cualquier dirección, así como integrar la superficie dentro de unos límites o campo de acción determinado.

En nuestro caso, dentro del campo de la radiación solar, se puede utilizar este tipo de método cuando queremos calcular el campo creado por la radiancia del cielo, por la irradiancia global, por la radiancia reflejada, así como el campo de isolíneas dado por las mismas dentro del ángulo sólido total -2π ster.-visto por cualquier superficie horizontal o inclinada.

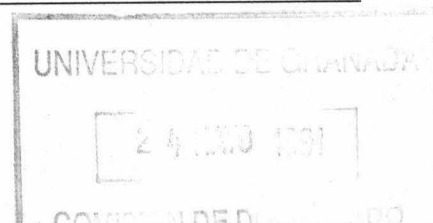
Uno de los estudios que debe plantearse al comienzo de cualquier tratamiento polinómico, cuando se pretende ajustar a datos experimentales, es el grado del polinomio a utilizar. La precisión, desde el punto de vista del error absoluto y la reproducibilidad de superficies experimentales, depende directamente del grado del polinomio. Asimismo, será de máxima importancia, el número de puntos experimentales, y su distribución, dentro del campo espacial en el que realizamos las medidas experimentales, dependien-

do de la cantidad y cualidad de ésta.

5.3.2. EL GRADO DE INTERPOLACION.

Para estudiar de un modo más sencillo y práctico estos problemas se ha ideado un sistema de representación tridimensional, a partir del método de interpolación anteriormente indicado, que consta de las siguientes partes: alzamiento tridimensional del campo de radiación, proyección polar del mismo y representaciones cartesianas del corte cenital y de un corte perpendicular al mismo. En las Figuras 24 -a), b), c) y d)- ilustramos un caso de cada tipo: irradiancia global -pendiente positiva-, irradiancia global -pendiente negativa-, radiancia del cielo y radiancia reflejada. Cada superficie está construida con la función continua dada por la matriz de los polinomios interpolantes -definida en todo el hemisferio-. En la parte derecha de cada diagrama se acompaña una leyenda que indica todas las características propias de esa serie concreta de medidas, así como los detalles sobre la estación en la cual se ha medido. Un solo programa de ordenador -FORTRAN 77- elige la serie requerida del banco de datos y transmite la figura, por pantalla o impresora, de forma completa. El programa posee una serie de filtros que detectan los posibles errores que pudieran existir en el banco de datos, o bien al representar la serie: errores en los valores, corrimiento por defectos mecánicos, etc. Como parámetros de entrada al programa se utilizan las siguientes variables: estación, día, serie, tipo de radiación y grado del polinomio de interpolación.

Usualmente se ha utilizado en la construcción de tales diagramas el grado de interpolación 2 y 3 (Valko, 1982, 1987; Heimo, 1984; Jiménez et al., 1982; Coulson, 1988; Rosen et al., 1989). Los problemas suelen aparecer claramente, cuando se representa la radiancia en días despejados con bajo índice de



turbiedad. En las Figuras 25 y 26 se muestran los diagramas polares de la radiancia del cielo para dos casos concretos: bajo y alto índice de turbiedad, respectivamente. El primer diagrama de cada figura está construido con grado de interpolación 2, y el segundo con interpolación lineal. En el primer caso -Figura 25- puede observarse la gran cantidad de mínimos y máximos que aparecen esparcidos por todo el campo; sin embargo, cuando utilizamos la interpolación lineal, el diagrama es un típico diagrama de radiancia del cielo con efectos de horizonte. En la Figura 26, debido a la alta turbiedad, no se observan diferencias significativas entre un diagrama y otro.

Cuando usamos las representaciones tridimensionales -Figuras 27 y 28- puede interpretarse de un modo más claro este fenómeno. Utilizando la interpolación de segundo grado aparecen zonas donde los valores son negativos, e incluso, máximos y mínimos que no se reflejan en los valores experimentales. La razón se basa en el hecho de que, cuando la turbiedad es baja, la pendiente de la función en las proximidades del Sol es tan fuerte que no se pueden representar sus cambios con polinomios de segundo grado. El mismo tipo de efecto se produce cuando las reflexiones del horizonte son altas. Hemos de hacer notar que este tipo de fenómenos pueden variar el diagrama de irradiancia casi en su totalidad. En la Figura 28 las pendientes poseen una suavidad tal que las variaciones se pueden representar con polinomios de ambos grados, sin grandes alteraciones, como cabía esperar.

Este mismo problema se repite para algunos casos dados en la radiancia reflejada. Sin embargo, para la irradiancia global (Figuras 29 y 30) no se tendría este tipo de problema, exceptuando aquellas series en las que la cubierta de nubes refleje fuertemente en alguna orientación e inclinación.

En las Figuras 31-38 se muestran otros ejemplos para las demás estaciones de la red, cuya interpretación sería la misma que hemos hecho con las anteriores.

En consecuencia, cuando tenemos una red extensa de puntos experimentales el único tipo de interpolación que no introduce falsos valores es la interpolación lineal. Esta interpolación da muy buenos resultados cuando el tensor de interpolación, como es el caso del método de los nudos, posee en cada punto la información de los puntos que lo circundan.

5.3.3. ANALISIS CUALITATIVO DE LOS GRAFICOS.

A partir de esta representación gráfica puede extraerse una interesante información en torno a las condiciones atmosféricas y a los efectos de horizonte en la radiancia del cielo, en la radiancia reflejada, así como en la irradiancia global.

En las Figuras 27 y 28 puede observarse la gran influencia que ejerce la turbiedad sobre la radiancia del cielo; y cómo el efecto de horizonte brillante sigue siempre presente, siendo su variación con la turbiedad menor que en el resto del hemisferio. Este último hecho podría explicarse si pensamos en la gran cantidad de partículas que se encuentran en suspensión en los niveles bajos de la atmósfera. En este caso, además del scattering de Rayleigh, ejerce una fuerte influencia el scattering de Mie. La radiancia del horizonte varía también con la altura solar. Ambos parámetros, turbiedad y altura solar, son muy importantes en cuanto a los cambios de la radiancia en el horizonte. En el apartado referente a la turbiedad analizaremos de un modo más detallado este fenómeno.

En las Figuras 39 -a) y b)- presentamos dos días, correspon-

dientes a dos estaciones distintas, con turbiedad y posición del Sol parecidas. Es sorprendente la gran similitud existente entre ambas, incluso en los valores absolutos, para el campo de la radiancia del cielo. Cabe destacar que una de las estaciones se encuentra a 99 m sobre el nivel del mar y la otra a 1240 m.

Podríamos comentar algunas otras simetrías de interés bajo condiciones de atmósfera estable. En las Figuras 40 -a) y b)- podemos observar los resultados de dos días distintos, con condiciones parecidas, en una misma estación; se puede decir que se trata de dos copias, casi fotográficas. Asimismo, en las Figuras 41 -a) y b)-, se muestra que, para un mismo día, la distribución es la misma para acimuts simétricos en torno al Sur. Valko (1989) ha subrayado últimamente la importancia que podría tener, para futuros estudios, la investigación exhaustiva en torno a la determinación de las simetrías y los parámetros que influyen directamente sobre ellas. En este trabajo presenta algunas figuras, preparadas por el autor de esta memoria (Figura 28), donde se estima que los campos de radiancia podrían dar un diagrama totalmente concéntrico cuando la altura solar supera los 80° . El diagrama imita la forma de un "sombrero mejicano". Sin embargo, cuando la turbiedad es muy baja (Figura 43), el cénit se comporta como una auténtica barrera en el "movimiento" del máximo de radiancia. En este último caso suelen aparecer mínimos, asociados al máximo -incluso con la interpolación lineal-, para cuya existencia aún no se ha encontrado una explicación convincente.

Los efectos del horizonte son siempre importantes, en el campo de la radiancia, evidenciando de una manera clara el carácter no isotrópico de esta componente. Su influencia puede llegar a ser, en algunos casos, del 30% sobre el total. En la Figura 44 -a) y b)- mostramos la importancia de un horizonte nevado con índice de turbiedad alto y bajo, en una misma estación. Se observa que

los efectos pueden constituir un 90% del máximo relativo en el entorno del Sol. Asimismo, cuando el índice de turbiedad es alto, las reflexiones múltiples pueden afectar a la totalidad del campo de radiación medido. Pero, incluso cuando el horizonte es despejado y la altura solar es baja -Figura 45 a) y b)-, como es el caso de Sabinal, pueden producirse efectos de máximo en todo el horizonte, siendo de un porcentaje muy alto en las proximidades del Sol, y del mismo orden en el resto.

En las últimas campañas realizadas -Sabinal y Veleta- se ha aumentado el número de puntos experimentales a medir en el horizonte: 0, 2, 5, 9, 12 y 15 grados; mientras que en las anteriores se medía en 0 y 18 grados de elevación. Los últimos resultados han puesto de manifiesto, como puede observarse en las figuras anteriormente expuestas, que el máximo del horizonte se localiza entre 0 y 5 grados de elevación, dándose un corrimiento hacia la elevación 0° cuando el índice de turbiedad disminuye. Incluso puede quedar aislado este máximo, por un mínimo, cuando el índice de turbiedad es alto y la elevación baja -Figura 45-. En este último caso se presenta una franja más brillante que el resto del campo por encima del horizonte (del orden de 10 a 15° de elevación). Estas conclusiones nos llevan a pensar que sería necesario un estudio muy minucioso, basado en el scattering múltiple de la teoría de Mie, para estas bajas elevaciones (tipos de partículas en suspensión, características del scattering en esas direcciones, etc).

Cuando realizamos medidas con piranómetros -irradiancia global- es difícil discernir los detalles desde el punto de vista de la componente difusa o de las componentes reflejadas por las distintas superficies que constituyen el mosaico del suelo. En la Figura 46 -a), b)- mostramos un caso en el cual no se detecta la interfase mar-tierra, si comparamos con otro caso en el que la

superficie del suelo es homogénea. En la estación de Sabinal todos los instrumentos miden en la misma línea de playa. Del mismo modo, tampoco en la radiancia reflejada -Figura 46 c)- los valores relativos muestran una diferencia clara en ambas superficies -los valores correspondientes a la superficie del mar constituyen la mitad sur del diagrama-. Las causas de estos hechos son dos: los efectos del horizonte y que la radiancia reflejada por el suelo raramente supera el 5% del valor máximo de la radiancia total, salvo aquellos casos de reflexión prácticamente especular. Estas razones también permiten explicar el hecho de que los diagramas de irradiancia global no se vean afectados por la suposición del carácter isotrópico o anisotrópico de la radiancia del cielo en los modelos, excepto cuando sean muy importantes los efectos del albedo (cubiertas de nieve -Figura 47-, rugosidades del terreno, etc).

En los últimos años algunos autores han tratado de caracterizar, de manera empírica, las principales propiedades de la radiancia reflejada desde el punto de vista del albedo (Walthall et al., 1985; Irons et al., 1988; Valko, 1990). Incluso, cuando las superficies son muy homogéneas, han propuesto modelos simples de aproximación para calcular la reflectancia bidireccional (Walthall et al., 1985). Se comprueba, de manera general, que la radiancia reflejada aumenta al aumentar el ángulo cenital, y esto para todos los acimuts; correspondiendo el mayor aumento al plano principal descrito por el acimut del Sol y el cénit y, además, que al aumentar el ángulo cenital tiende a aumentar la radiancia. En la Figura 48 -a),b),c) y d)- presentamos parte de la evolución diaria en la radiancia para el suelo homogéneo de Sabinal (zona árida-mar). Se observa el mínimo en el cénit, aunque no, de una manera clara, que aumente la radiancia al aumentar el ángulo cenital. Asimismo, se da una gran simetría, incluso en los valores absolutos para todo el diagrama, excluyendo las reflexiones de horizonte cuando la altura solar es baja o refleja especialmente algún tipo de superfi-

cie. Para la irradiancia global con pendientes negativas se produce un campo prácticamente plano, exceptuando aquellas superficies que ven al Sol -Figura 49-. Otro caso distinto, y difícilmente tratable, es el de la Figura 50 -a), b), c) y d)-. El suelo de Pico Veleta no es homogéneo y, como consecuencia, el diagrama a lo largo del día dependerá de la posición del Sol, de las superficies reflejantes y del horizonte. Sin embargo, sería posible individualizar y tratar por separado cada una de estas zonas. El diagrama de la irradiancia -Figura 50 d)- presenta las mismas características que el de Sabinal.

A partir del método de interpolación anteriormente indicado, junto con el estudio y desarrollo de estos gráficos, podría calcularse de modo directo la radiancia en cualquier ángulo sólido de ambos hemisferios. Del mismo modo, su integración permitirían obtener los valores de la irradiancia difusa en cualquier superficie. Este tipo de trabajos abrirían un campo importante en todo lo que se refiere al estudio y modelización de la radiación (Valko, 1990).

5.3.4. ALGUNOS ASPECTOS DE LA POLARIZACION.

Hay algunos aspectos en los diagramas que podrían tener cierta explicación cualitativa desde el punto de vista de la polarización en la luz del cielo. En la Figura 51 -a) y b)- se muestran dos gráficos, contruidos por Dave y Furukawa (1966), donde se representa el grado de polarización para la vertical del Sol, en función del ángulo cenital para una atmósfera de Rayleigh. En estas curvas se pueden observar los diferentes máximos y mínimos -puntos neutros- que presenta la radiancia. En las gráficas de la Figura 52, así como en la Figura 45 a), se pueden reconocer claramente este tipo de efectos y cómo, en la estación de Veleta, que por su altitud se corresponde con una atmósfera de Rayleigh,

queda aislado el máximo en las proximidades del horizonte, como cabría esperar a la vista del grado de polarización. Evidentemente en Sabinal este máximo se encuentra algo truncado, ya que la contribución del scattering de Mie en esas elevaciones tiene una gran importancia. Este mismo fenómeno no sólo se observa en la vertical del Sol, sino también en gran parte de los acimut del diagrama. y también puede encontrarse en los gráficos de otras estaciones, aunque con menos claridad, debido a que se toman menos registros cerca del horizonte.

Otra de las características que podríamos destacar es la tendencia al máximo que se produce en el cénit para todos los acimuts. En la Figura 53 presentamos el patrón de líneas neutras, y de parámetro $U=0$, construido por Coulson (1988). Observemos que todas las líneas convergen en el cénit para ambas elevaciones solares (13.9 y 53.1°) -esto mismo ocurre para todas las demás elevaciones-. Este hecho explica el efecto de la tendencia de máximo en el cénit. Las líneas neutras se van cerrando, cada vez más, en el entorno del cénit, cuando aumentamos la elevación solar; es decir, cuando disminuimos la distancia cenital del Sol. Bajo este punto de vista podrían explicarse los máximos y mínimos relativos, que se observan en el entorno del cénit para grandes elevaciones solares -Figura 43-, en días con muy baja turbiedad; así como el "empuje" que se produce sobre el pico de radiancia, en la posición del Sol, cuando nos aproximamos al cénit.

5.4. APLICACIONES.

5.4.1. LA TURBIEDAD ATMOSFERICA.

En el capítulo 4 hemos descrito las bases teóricas de la turbiedad atmosférica y los posibles índices que podrían utilizarse cuando tratamos de caracterizar una atmósfera sin nubes en un

momento concreto. Son muchos los autores que han trabajado, y trabajan en la actualidad, para determinar las conexiones existentes entre scattering, turbiedad atmosférica y radiación solar.

Con cada uno de los distintos índices de turbiedad se trata de caracterizar las propiedades de transmisión de la atmósfera, desde puntos de vista distintos, como es el caso del índice de claridad. Pero, en último término, todos dan una medida concreta del nivel de turbiedad de la atmósfera bajo unas condiciones determinadas. Hasta el momento los mejores resultados provienen de aquellos índices que incluyen estudios monocromáticos de la radiación cuando pasa a través de las distintas capas atmosféricas, como es el caso de los índices de turbiedad de Linke, Angström y Schüepp (Page, 1986; Louche et al., 1986; Abdelrahman et al., 1988).

En una localización concreta la turbiedad atmosférica depende fuertemente de la humedad, de la temperatura, de la distribución de aerosoles, etc; en suma, de todos los factores que afectan directamente a las propiedades de la atmósfera del lugar. Desde un punto de vista energético estas variaciones pueden llegar a ser importantes; por ejemplo, una variación en la distribución espectral solar puede llegar a dar variaciones del 30% en las salidas de las células solares de silicio (Abdelrahman et al., 1988).

El modo de calcular este tipo de coeficientes se ha desarrollado ampliamente y, fundamentalmente, dependiendo de la existencia o no de medidas pirheliométricas en una atmósfera real. Conforme avanzan las investigaciones los distintos autores van corrigiendo los resultados, por medio de regresiones, a medida que aumenta el conocimiento sobre la distribución espectral de la radiación extraterrestre y la transmitancia de la atmósfera (Louche et al., 1986). En los últimos años Asteriadis (1989), modificando

un método desarrollado por Vaucouleurs, determina los parámetros de turbiedad a partir de consideraciones astronómicas, utilizando valores mensuales y estacionales de α y β .

En la mayoría de los casos se realizan aproximaciones prácticas para describir las propiedades de transmisión de la atmósfera, en función de una o más variables, cuando se examina el espectro que llega a la superficie de la Tierra. A nivel de la CEE se han desarrollado modelos donde se requieren parámetros de entrada separados, para describir el contenido atmosférico de aerosoles y vapor de agua; asimismo, se estudian otros modelos simplificados que requieren un único parámetro de entrada para describir los efectos combinados de los aerosoles y el contenido de vapor de agua. Podríamos decir que ambos parámetros representan el punto más espinoso dentro del cálculo de los coeficientes de turbiedad.

En el primer programa de la CEE -Datos de Radiación Solar, Irradiación Global en Superficies Inclinadas, Acción 3.2 (Palz, 1984)- la Universidad de Sheffield adoptó el coeficiente de turbiedad de Monteith y Unsworth como base de sus estudios (Page et al., 1980). El modelo de irradiancia directa que planteaban necesita dos parámetros de entrada: el coeficiente de turbiedad de Monteith y Unsworth (1972) y el contenido de agua precipitable. Sin embargo, y dentro del mismo proyecto (Krochmann, 1979), la Universidad de Berlín adoptaba el factor de turbiedad de Linke, que requiere una única entrada, T_L . En una segunda fase de este programa se decide adoptar el factor de turbiedad de Linke en todos los estudios, debido a su simplicidad para diseños de ingeniería solar, sus buenos resultados desde el punto de vista de la modelización cuando se aplica a diversas estaciones y su facilidad de cálculo por medio de relaciones aproximadas. Este detalle histórico nos hace ver las dificultades que se plantean en la uti-

lización de los distintos índices de turbiedad, así como la interpretación de sus resultados desde un punto de vista comparativo.

Existen diversos métodos, desarrollados en Europa, que calculan el factor de turbiedad de Linke cuando no se dispone de medidas de irradiancia directa. Este caso es el más común en la mayoría de las estaciones radiométricas, debido a la gran dificultad que se plantea a la hora de instalar pirheliómetros en estaciones autónomas. Este tipo de sensores, debido a sus características, necesitan un seguimiento muy continuado por parte de técnicos experimentados. En el capítulo 4 se nombraron cada uno de esos métodos, basados en fórmulas empíricas que incluyen, según el caso, diversos parámetros: la elevación del Sol, el contenido de agua precipitable, el coeficiente de turbiedad de Angström -con valores concretos dependiendo de que el lugar sea rural, urbano o industrial-, el número del mes, la irradiación global diaria sobre una superficie horizontal -tanto sobre la superficie de la Tierra como extraterrestre-, la insolación, la latitud, el índice de transparencia atmosférica -ATI-, etc. Todos los métodos contienen parámetros de ajuste que, en muchos casos, dependen del lugar concreto donde se quiere medir. Las correlaciones se han realizado a partir de gran cantidad de datos experimentales, en su mayoría correspondientes a periodos temporales por encima de un año.

La OMM (1981), en una de sus notas técnicas, propuso un método para estimar el factor de turbiedad de Linke -masa de aire 2-. Este método tiene la ventaja de no necesitar, a priori, ningún conocimiento sobre las características de turbiedad de la región en la cual se aplica. Los parámetros diarios o mensuales que requiere el modelo son: altura del lugar, presión de vapor de agua y color del cielo -tabulado en seis gradaciones dadas por la OMM-. Para cada uno de estos parámetros se realiza una corrección experimental, partiendo de una fórmula sencilla, sobre un $T_L=3.3$ -va-

lor medio a nivel del mar-. Finalmente se realiza una nueva corrección teniendo en cuenta la elevación solar (Page, 1986).

Todos estos métodos presentan diferencias significativas, sobre todo desde el punto de vista de la elevación solar. El método de la OMM podría considerarse, en cuanto a las desviaciones sobre los valores experimentales, como una media de los demás; sin embargo, todos subestiman -en medias mensuales- el T_L , excepto para los meses de Septiembre y Octubre que lo sobreestiman.

Un resumen bibliográfico nos diría que los factores de turbiedad presentan dificultades importantes de cálculo, en cualquier estación, si no disponemos de medidas de irradiancia directa y que, en términos prácticos y según la mayoría de los autores, la altura solar es el término clave que influye sobre los factores de turbiedad y sus relaciones.

1. Variaciones con la Altura Solar.

En este sentido, el coeficiente de turbiedad más estudiado ha sido el de Linke; para los demás se han utilizado correlaciones que parten del anterior.

Idealmente los valores del factor de turbiedad deberían ser independientes de la altura solar. En la práctica, la mayoría de los estudios realizados en Europa dan cuenta del aumento del factor de turbiedad cuando aumenta la altura solar (Dogniaux et al., 1968). Los análisis de Stagg, y más recientemente de Armstrong, revelan diferencias similares con la masa de aire para los lugares estudiados. Luego, cuando se plantea un modelo determinado para calcular un coeficiente de turbiedad, o bien sus relaciones con otros parámetros, deben tenerse en cuenta las correcciones debidas al cambio en la altura solar. La OMM (1981) ha propuesto un método

para calcular tales correcciones, por medio de un ajuste armónico función de la altura solar, y que tiene como base el T_L correspondiente a $m=2$ $-\theta=30^\circ$ a nivel del mar-. Los valores correspondientes al ajuste deben aplicarse siempre a todos los cálculos que impliquen al factor de turbiedad de Linke.

Cuando se estudian modelos de irradiancia global o difusa se observan claramente este tipo de fenómenos (Page, 1986) y, para tratar de subsanarlos, se subdividen las alturas solares en intervalos cuya diferencia en grados no supere el nivel del 5% -5° -. Una alternativa diferente sería estudiar modelos donde se realicen ajustes de correlación con los factores de turbiedad. En los programas de radiación de la CEE (R&D, Solar Radiation Data) se suelen estimar los errores de cálculo a través de un modelo básico de regresión lineal, tal como: $\epsilon=a+b.T_L(\gamma)$; donde γ es el punto medio de los intervalos de altura solar, a y b son las constantes de regresión para el lugar y $T_L(\gamma)$ es el factor de turbiedad de Linke para la altura solar γ . Los resultados, aunque válidos, presentan coeficientes de correlación muy bajos en la mayoría de las estaciones. En este sentido, cuando se realizan promedios se encuentran fuertes dependencias con la altura solar, siendo los errores mucho menores que para días individuales. De todos modos, serían aceptables unos errores del 10% cuando se calcula la irradiancia difusa con piranómetros provistos de banda parasol -este instrumento es el más utilizado en las redes radiométricas-. Un resultado interesante es el que aportan los estudios de Dogniaux: dentro de estos márgenes de error, los efectos de la altura solar son mucho mayores que los efectos estacionales cuando consideramos el factor de turbiedad medio para días claros.

2. Simetrías en la Irradiancia y Radiancia.

A partir de las series de datos para días completamente cla-

ros -Tablas 1 a 11-, en las diez estaciones de la red, se han calculado los diversos índices de turbiedad -Linke, Angström, Schüepp e índice de claridad- para los puntos medios de cada una de las series. El modo de cálculo es el detallado en el capítulo 4. El primer paso ha sido tratar de estudiar los efectos de la turbiedad en las medidas de la irradiancia global y radiancia del cielo. Evidentemente, en el modo de hacerlo, se han seguido las recomendaciones dadas por los diversos autores y ya comentadas anteriormente.

Una vez calculados todos los coeficientes de turbiedad, se ha construido un banco de datos tal que pudieran extraerse con facilidad todas las características propias de una serie concreta, y los datos de la estación determinada: índice de turbiedad, valores de la irradiancia global en superficies inclinadas y de la radiancia del cielo en todo el hemisferio, altitud de la estación sobre el nivel del mar, latitud, longitud, etc.

Para el estudio de las relaciones existentes entre la altura solar, el índice de turbiedad y la irradiancia global, así como también para la radiancia del cielo, se ha construido un programa que selecciona, de entre todas las series de las diez estaciones, un intervalo de índice de turbiedad concreto e, igualmente, una altura solar determinada; seguidamente se han representado gráficamente todas las medidas de irradiancia y radiancia en el ángulo cenital solar, para todas las series que tienen en común un intervalo de turbiedad concreto y una altura solar determinada. En la Figura 82 -a), b), c) y d)- presentamos los datos experimentales, con las características señaladas, para cuatro casos concretos en la irradiancia global. Es interesante observar que, utilizando como variables exclusivamente la altura solar y el índice de turbiedad, y tomando valores fijos, los valores experimentales correspondientes a diferentes estaciones tienden a ser los mismos, para

cada elevación y acimut de los piranómetros. En la Tabla 12 incluimos todos los casos para los cuales se ha realizado esta representación. Los mismos resultados se obtienen -Figura 83 a), b)- cuando analizamos, siguiendo el mismo procedimiento, los valores para la radiancia del cielo en el ángulo cenital solar. Cada uno de estos gráficos puede llegar a tener entre 150 y 400 puntos experimentales, dependiendo del número de series que incluyan las características fijadas; en cada caso, los datos experimentales corresponden a más de dos estaciones de la red. En la Figura 84 se muestra la misma representación, pero como una función del almucántar.

Las consecuencias que se extraen estos resultados aplicados a nuestra red de medidas, dentro del intervalo de latitudes medias y para días despejados, nos llevan a pensar en un comportamiento similar de la atmósfera, en cualquier localización, para un mismo índice de turbiedad y altura solar concreta. En la Figura 84 observamos, además, la gran simetría existente a ambos lados de la posición solar para la línea del almucántar. Puntos correspondientes a estaciones tan dispares como Veleta y Budapest -en la misma elevación y acimut- tienen los mismos valores de radiancia o irradiancia, para un mismo índice de turbiedad, dentro de los márgenes del error experimental.

Podemos observar que en el campo de la radiancia, el estudio más prometedor para desarrollar modelizaciones en todo el hemisferio podría pasar por la determinación de la línea del almucántar. Una vez conocidas las funciones experimentales podrían extenderse, de forma cartesiana, a todo el espacio. En la Figura 85 se presenta un gráfico que ilustra cómo se realiza esta operación. Asimismo, y mediante esta función tridimensional, podrían reconstruirse los diagramas tridimensionales y polares sin más que pasar de coordenadas cartesianas a polares (en la Figura 86 se aplica

este último procedimiento para el mismo caso).

El problema fundamental que encontramos en este proceso es el estudio de las constantes de la función de radiancia. Estas constantes dependen directamente del máximo de radiancia en la dirección del Sol. Un desarrollo más avanzado de los fotodiodos, desde el punto de vista electrónico y de sensor, podría resolver el problema si se consigue que responda, de forma exacta, a un gran margen de radiancias (0-30000 W/m²sr). De todos modos, partiendo de nuestros estudios, sería posible caracterizar magnitudes tan interesantes como la radiancia del cénit, y como consecuencia, el estudio teórico relativo de los campos de radiancia en todo el hemisferio.

Como resumen digamos que se podrían caracterizar las distribuciones de radiancia e irradiancia con la sola ayuda de tres parámetros: valor de la radiancia o irradiancia en una dirección dada, índice de turbiedad y altura solar. Una vez conocidos estos parámetros, y con la ayuda de constantes obtenidas mediante correlaciones, se podrían calcular las distribuciones instantáneas, para cualquier estación de latitudes medias, en el plano que determina el ángulo cenital solar y en la línea del almucántar.

3. Estudio Gráfico de las Variaciones.

Como se ha dicho más arriba, tratamos de caracterizar las distribuciones de irradiancia y radiancia con la sola ayuda de tres parámetros: un valor en el máximo, el índice de turbiedad y la altura solar. El camino para lograr estos objetivos pasa por el análisis empírico de las relaciones de estas tres variables.

El conjunto de datos que utilizamos para este estudio es el indicado anteriormente y corresponde a días claros en las diez es-

taciones de la red. Los índices de turbiedad calculados, como se indica en el Capítulo 4, se han obtenido para todas las series con cielo despejado en las estaciones, excepto para las experiencias de Sabinal y Veleta, en las que solamente se utiliza el índice de claridad (D_H/G_H) debido al diseño de la campaña de medidas. Dado que se trata de valores experimentales para un conjunto de medidas hechas en sitios diversos y en tiempos distintos, al hacer un análisis de los datos se observa (Tablas 12) cierta cantidad de combinaciones de valores de la turbiedad y alturas solares que carecen de datos, bien porque esa combinación es altamente improbable, bien porque no hay ningún caso correspondiente a esa combinación. Consecuentemente, cuando se intenta hacer un análisis de los datos surgen problemas de interpretación difícilmente resolubles. Para resolverlos se ha adoptado el criterio de ampliar los intervalos utilizados en la construcción de la base de datos, llegándose finalmente al compromiso de utilizar intervalos de 10° en la altura solar y otras combinaciones en los índices de turbiedad que se indican en las Tablas 13. Como se puede observar en las mismas, los huecos que aún persisten corresponden ya a combinaciones totalmente improbables en días claros, y muy contados casos sin ningún dato.

La primera presentación gráfica que analizamos corresponde a las gráficas tridimensionales de la irradiancia global frente a las dos variables de entrada: índice de turbiedad y altura solar. Las Figuras 87 -a), b), c) y d)- muestran los resultados de este análisis usando los cuatro índices de turbiedad.

La variación observada para cualquiera de los índices de turbiedad muestra en todos los casos el mismo comportamiento. Hay una dependencia muy acusada con la altura solar, aumentando fuertemente la irradiancia con la misma para cualquier valor del índice de turbiedad. Aunque no se ha hecho ningún filtrado de los da-

tos, que corresponden a los de las experiencias, resulta notable la ausencia de picos o valores extraños. Este resultado se corresponde, tanto con el gran número de datos analizados, como con la adecuada elección de los intervalos de alturas solares y de turbiedad. Las combinaciones para las que no hay datos se han hecho nulas para no falsear los resultados de la interpolación lineal en el trazado de las superficies.

La variación de la irradiancia global con la altura solar, que ya hemos mencionado antes, es muy poco sensible a la variación del índice de turbiedad. En efecto, las Figuras 88 -a), b), c) y d)- muestran las gráficas de irradiancia global frente a la altura solar, parametrizada con los índices de turbiedad. No es posible determinar con claridad si hay una tendencia a la disminución de la irradiancia cuando aumenta el índice de turbiedad. Las curvas se cortan, de manera que solamente en el caso del índice D_H/G_H es posible encontrar una disminución regular, aunque sólo para valores del mismo comprendidos entre 0.1 y 0.5, ya que para valores más altos no hay datos debido a que las combinaciones implicadas son prácticamente imposibles en días despejados. En todo caso, se pone de manifiesto la ausencia de valores extraños aunque los datos pertenecen a lugares muy diferentes y a periodos temporales también muy distintos. De la observación de las curvas se deduce que puede haber una buena correlación para todos los puntos, por lo que se ha probado el análisis de regresión lineal para todos los datos y para cada una de las series individuales. En la Tabla 14 se muestran los resultados para cada uno de los índices de turbiedad. Se han incluido los valores de las pendientes y los límites para un nivel de confianza del 95%.

De la observación de la Tabla 14 se desprende que, el comentario que habíamos hecho anteriormente acerca de la independencia de la relación entre la irradiancia global y la altura solar, res-

pecto a cualquiera de los índices de turbiedad, ha quedado plenamente confirmada. Así pues es posible expresar la irradiancia global, en ausencia de nubes, como una función lineal de la altura solar (expresada en grados sexagesimales). Esta relación, obtenida para un conjunto de datos muy diverso en cuanto a procedencia geográfica y temporal, nos parece de absoluta validez y se puede expresar como:

$$G_H = A\alpha + B; \quad A=13.40 \text{ W/(m}^2\text{grad)} \quad \text{y} \quad B=27.60 \text{ W/m}^2$$

donde A es una constante que toma valores entre 13.06 y 13.97, cuando utilizamos la regresión para todos los puntos en cada uno de los índices de turbiedad. Esta variación se puede cuantificar en tanto por ciento, 6.7%, o en función de la variación del ángulo formado entre la recta de ajuste y el eje de abscisas, cuya variación es inferior a 0.2°. Hemos tomado el valor 13.40 por ser muy próximo al valor medio y corresponder a los datos de la Tabla expuesta en la Figura 88 a), que son los más completos, así como los que producen un error cuadrático medio menor, siempre inferior al 10%.

Este resultado tiene una extraordinaria importancia, fundamentalmente por su sencillez, así como por la gran generalidad que le otorga el hecho de no haber filtrado los datos, salvo para realizar el control de calidad.

Otra información interesante es la que se puede obtener cuando estudiamos la variación de la irradiancia global con el índice de turbiedad elegido, tomando como parámetro la altura solar. De la observación de las gráficas tridimensionales esperamos obtener una buena sensibilidad al parámetro y una variación nuevamente decreciente con el aumento de la turbiedad. Ambas tendencias se confirman plenamente en las gráficas de las Figuras 89 -a), b),

c) y d)-, de las que podemos destacar la de parámetro D_H/G_H , por la claridad en la separación de las curvas para cada altura solar, decreciente de arriba abajo, así como por la ausencia de valores extraños. Un solo valor, y para alturas solares muy bajas, rompe la tendencia general; notemos que en estos casos los efectos de horizonte pueden ser importantes.

Para los otros índices que manejamos los resultados son también muy buenos, confirmándose de este modo las tendencias observadas en la bibliografía (Valko, 1987). Lo más notable a destacar en cualquiera de los casos es que una variación en el índice de turbiedad representa la misma variación porcentual para cualquier altura solar. Este resultado, junto con el ya comentado anteriormente, tiene una gran importancia para la modelización, ya que nos hace intuir la existencia de una relación constante entre la irradiancia global, sobre cualquier superficie inclinada, y parámetros geométricos en la descripción óptica del problema. Volveremos sobre esto en un capítulo posterior.

5.4.2. EL ANALISIS FOTOGRAFICO.

Ya se ha comentado en diversas ocasiones que la distribución del campo de la radiancia del cielo depende directamente de la turbiedad atmosférica, del estado de las nubes y de la posición del Sol en el hemisferio. Mediante la estación móvil se han tomado gran cantidad de fotogramas en color -"ojo de pez", con 180° de ángulo de visión-, cubriendo un gran rango de condiciones de cielo: día claro, cielo con nubes y condiciones de cielo cubierto. Estos fotogramas complementan la información de los datos de radiancia, así como de la irradiancia en superficies inclinadas, para todas las estaciones de la red, desde los 0 a los 3250 m sobre el nivel del mar.

Hasta el momento, en la mayoría de las estaciones de radiación sólo se dispone de la información convencional, tipo y cantidad de nubes, a través de la información visual. Los datos recogidos por fotogramas con la estación móvil plantean un potente trabajo posterior de procesamiento individual y estadístico. Sin embargo, esta técnica, comentada y anunciada por diversos autores, no ha sido explotada con profundidad debido a las complicaciones inherentes al método (McArthur et al., 1979; Heimo, 1984).

La "Commission Internationale de l'Eclairage" ha desarrollado diversas distribuciones estándar de luminancia para diferentes cielos de referencia (Matsuura, 1985). La verificación empírica de estos modelos necesita de un desarrollo urgente, especialmente en lo referente a la distribución estándar para cielos parcialmente nubosos. Sin embargo, los datos disponibles son muy dispersos, y se han planeado campañas internacionales de medidas para tratar de llenar los huecos. Podríamos resumir diciendo que los fotogramas representan una gran fuente de información potencialmente en lo referente a la distribución de la luminancia a través de la de radiancia.

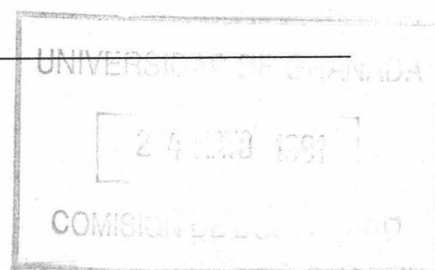
Valko, junto con el autor de esta memoria (Valko et al., 1989), ha analizado los primeros resultados de los fotogramas mediante un procesamiento digital de las imágenes (512*512 pixels, 256 niveles de gris). Las conclusiones de estos primeros estudios muestran lo prometedor de esta técnica, incluso para su instalación por medio de cámaras de video, en las estaciones meteorológicas. La digitalización se ha comprobado cualitativamente con los datos experimentales obtenidos con la "flor" de fotómetros. Las distribuciones han de representarse en unidades relativas respecto al máximo del diagrama digitalizado.

Debido a diferentes efectos, tales como las diferencias en

la calidad del film y de su revelado, los niveles de la digitalización no pueden convertirse directamente a radiancias, luego no podemos comparar, en valores absolutos, unas con otras. Las medidas simultáneas realizadas con la estación móvil cubren el rango de los filtros interferenciales en torno a 368, 500 y 778 nm; lo nos permite superar algunas dificultades desde el punto de vista de la calibración. Un cuidadoso procedimiento de calibración permitiría la construcción de distribuciones de radiancia relativa. El valor del cénit, o la irradiancia difusa relativa a la horizontal, podría servirnos como referencia para la conversión.

Como ejemplo, en las Figuras 54 y 55, presentamos seis casos con diferente índice de turbiedad -de mayor a menor-. La variación de los patrones de distribución aparece claramente definida. Hay diferentes características que pueden cuantificarse, desde un punto de vista aparente, relativas a la turbiedad atmosférica: la distribución de isolíneas o contornos de falso color -caso 2 y 3-; la dirección y distancia angular, desde la posición del Sol, donde la curvatura de ciertas isolíneas cambia de signo; la relativa fuerza del máximo secundario, sobre la zona del cielo cercana al horizonte (horizonte brillante; más pronunciado en el caso 1 y 2) y la forma de la distribución de frecuencia de las densidades relativas. El análisis estadístico de las imágenes para cielo claro podría darnos la detección de las notas principales para aplicaciones prácticas.

En las Figuras 56 a 62 se ilustran los registros experimentales -"flor" de fotómetros- para cada uno de los casos -1 a 7- analizados digitalmente a partir de los fotogramas. Se observa cómo las figuras tridimensionales difieren de las digitalizaciones en determinados detalles; pero, si nos fijamos detenidamente en el diagrama polar, se notan diferencias menores, exceptuando el número diferente de isolíneas -las unidades relativas en ambos



casos tienen diferente escala-. Es evidente que la mayoría de las características fundamentales aparecen, de forma idéntica, en ambos diagramas. Cuando aumenta el índice de turbiedad las curvas procedentes de la digitalización tienden a ser concéntricas, y pierden su estructura original para casos con turbiedad alta. Sin embargo, ésto no ocurre del mismo modo, y con la misma fuerza, en los registros experimentales, donde sigue manteniéndose la misma estructura en los diagramas, aunque con curvas más suavizadas.

En las Figuras 63 a 67 mostramos los diagramas polares -casos 2 a 6- para las medidas experimentales tomadas con los filtros interferenciales. Cabe destacar que, relativamente, el diagrama que mejor comparación produce es el de 500 nm; incluso desde el punto de vista de las pendientes de las curvas en cada posición del diagrama. Evidentemente cabría esperar este resultado, teniendo en cuenta que las fotografías suelen tomarse pensando en el punto de máxima eficiencia visual para el ojo humano -alrededor de los 550 nm-. Sin embargo, el no disponer de las características de transmitancia de los negativos limita el poder desarrollar un estudio más detallado para una longitud de onda.

El campo de la radiancia se ve afectado fuertemente no sólo por el tipo de nubes y su cantidad, sino también por su estructura y distribución. El análisis de algunos casos muestra que en el procesamiento digital de los fotogramas debería duplicarse el número de "píxels" (1024x1024) para tratar de determinar, de una manera cuantitativa, los detalles. Un análisis estadístico de las características de las nubes nos ayudaría a parametrizar las distribuciones estándar. Este hecho sería también de mucha importancia desde un punto de vista climatológico: determinación de las diferencias regionales y estacionales de la radiancia, ayudados de los resultados con estadísticas convencionales de nubes.

En las Figuras 68 a 70 se muestran los resultados de la digitalización para diversos tipos de nubes y distribuciones angulares: caso 7 -día claro de turbiedad media-; caso 8 -cielo completamente cubierto por cirrostratos-; caso 9 -cielo cubierto por altostratos-; caso 10 -estratos- y caso 11 -estratocúmulos oscuros-. Es interesante observar el cambio gradual que se produce en el máximo -centrado en el Sol- hacia el cénit. Los casos 12 a 15 presentan distribuciones irregulares, dependiendo de la posición y tipo de las nubes -12 y 13 son cirros y en 14 y 15 predominan los cúmulos-.

En las Figuras 71 a 72 observamos los mismos efectos que mencionábamos anteriormente para el filtro de 500 nm, independientemente de los tipos de nubes. Un detalle a resaltar -Figura 73- es el correspondiente al caso 10: observemos en la digitalización que el cielo está completamente cubierto por estratos; sin embargo, en el diagrama polar correspondiente al filtro de 778 nm, aparece perfectamente marcado el máximo del Sol, no siendo así en los de los demás filtros. Concluimos, pues, que los estratos transmiten muy bien las grandes longitudes de onda del espectro visible, como era de esperar desde el punto de vista del scattering producido por partículas de gran tamaño -scattering de Mie-; mientras que las longitudes de onda menores quedan "atrapadas" por la nube, creando un diagrama cuyo máximo se centra en el cénit, ya que la propia nube se comporta como un emisor para estas longitudes de onda.

Como conclusión a este apartado resaltaremos las siguientes ideas:

* Partiendo del conocimiento exhaustivo de las características espectrales de una película determinada, se podrían calibrar los niveles de color en las digitalizaciones de tal modo que, tomando

5.4.3. EL DIAGRAMA POLAR Y LAS NUBES.

Una nube es siempre diferente de otra, aun cuando parezcan ser del mismo tipo y posean una distribución angular del mismo orden. Los cielos que se encuentran total o parcialmente cubiertos provocan una infinita variedad de apariencias y generan, como consecuencia, una gran variedad de patrones de radiancia y de irradiancia, -diferentes distribuciones y valores absolutos-. Algo más regulares son las distribuciones de radiancia para cielos homogéneos, tanto despejados como totalmente cubiertos.

Actualmente se trabaja especialmente en modelos estadísticos que tratan de describir el comportamiento de las nubes, desde el punto de vista de la radiación. Estos modelos son muy importantes en el campo de las ciencias atmosféricas, la meteorología, la climatología, los diseños y la ingeniería energética. A lo largo de la historia la mayoría de estos trabajos se han centrado en la determinación estadística de la influencia de las distribuciones sobre los patrones de irradiancia global (Kasten et al., 1980; Davies et al., 1988), o sobre la radiancia del cielo cuando éste está totalmente cubierto (Davies et al., 1982; Coombes et al., 1988). Rosen y Hooper (1989) han desarrollado un modelo para la distribución de la radiancia difusa bajo cielos parcialmente nubosos, aunque sus estudios se centran principalmente en la determinación, mediante el modelo, de los valores para el ángulo cenital solar. Es evidente la dificultad que se plantea cuando tratamos de determinar distribuciones para cualquier tipo de cielos y, fundamentalmente, para la radiancia. En estos casos han de tenerse en cuenta multitud de variables que no suelen registrarse en las estaciones radiométricas, bien por no disponer de los sensores necesarios o por la dificultad de tratamiento y control de los datos.

En la mayoría de los trabajos aplicados a la irradiancia

global no suelen tenerse en cuenta los parámetros angulares que representan a la posición de las nubes, sino, exclusivamente, el número de octas de cielo cubierto, un parámetro que da cuenta del tipo de nube, otro que incluye la altura de la capa y la posición del Sol. A través de esto, y con los bancos de datos tomados de las estaciones meteorológicas, se procesan estadísticamente los datos para obtener correlaciones con los valores de la irradiancia -horarios, diarios,...- en unas condiciones determinadas. Los resultados que se obtienen suelen ser satisfactorios en muchos casos (Coombes et al., 1988), aunque siempre desde el punto de vista de la irradiancia global en una superficie horizontal. En cuanto a la radiancia, los intentos de Rosen para cielos cubiertos y parcialmente cubiertos, incluyendo parámetros geométricos, también han dado buenos resultados; si bien no incluye factores que determinen los tipos concretos de nubes.

Valko (1987) aborda este tipo de problemas, comenzando desde un punto de vista cualitativo, para tratar de aislar las principales variables que puedan dar cuenta de las distintas distribuciones, así como sus relaciones. Una de las conclusiones que aporta, al igual que Rosen, es el desplazamiento que sufre el máximo de radiancia hacia el cénit cuando aumenta el número de octas -Figura 74 a), b) y c)-, independientemente de la posición del Sol -elevación y acimut-. Asimismo, es fácil detectar las distintas inhomogeneidades que se producen a partir de los gráficos presentados por Valko. Los valores experimentales tan pequeños de la Figura 74 c) se deben en mayor grado a la gran distancia cenital del Sol.

Normalmente la radiancia del cénit suele verse afectada por las distintas inhomogeneidades, de tal modo que sus registros varían de manera considerable a lo largo del tiempo. Es evidente, desde este punto de vista, el problema que plantean las normalizaciones de los datos. Valko recomienda que se utilice como factor

patrón de normalización la irradiancia difusa de la superficie horizontal, calculada como la integral de la radiancia sobre todo el hemisferio. Esta integral es mucho más estable a posibles variaciones en la cubierta nubosa.

El primer punto que debe tratarse cuando se realizan cálculos estadísticos es la clasificación de los tipos de cielo en categorías. Estas categorías han de representar a la totalidad de los tipos de nubes, junto con sus posibles disposiciones conjuntas, e incluso deben realizarse subdivisiones dependiendo de las distintas alturas o niveles sobre los que se localizan las capas. Otro punto a tratar sería la especificación de las distintas disposiciones que pueden ocupar estas capas sobre el hemisferio. En este último apartado parecen muy interesantes las ideas aportadas por Valko: división del hemisferio en 24 zonas imaginarias (8 sectores acimutales, cada 45° , en las elevaciones de $0-30^\circ$, $30-60^\circ$ y $60-90^\circ$). El código que puede utilizarse para cada una de las zonas es el siguiente: 0 -zona completamente despejada-, 1 -menos de $1/3$ de la zona está cubierta por nubes-, 2 -entre $1/3$ y $2/3$ de zona cubierta-, 3 -más de $2/3$ de la zona cubiertos- y 4 -zona completamente cubierta-. Este tipo de configuración, a partir de las digitalizaciones de los fotogramas, permite tener un conocimiento cualitativo más claro en lo que se refiere a las características propias del campo de la radiancia. Otra ventaja que presenta, teniendo en cuenta nuestro modo de construir las superficies, es el poder integrar de forma sencilla por sectores y determinar las distintas propiedades de los campos de radiación, cuando se ven afectados por una distribución de nubes concreta. Asimismo, podrían evaluarse los factores de transmitancia para cada tipo de nube y su posición respecto al Sol.

Un hecho a tener en cuenta, ya que puede marcar las distribuciones promedio, es el estado del Sol -cubierto o despejado-.

Para un mismo número de octas y tipo de nube, las diferencias en los valores de la irradiancia global para una superficie horizontal pueden llegar a ser, si en un caso el Sol está cubierto y en otro no, de un 80%. Notemos que en el caso de Sol cubierto toda la irradiancia medida por el sensor es difusa.

Otro problema que ha de estudiarse detenidamente, cuando tratamos con la irradiancia global, es la detección de variaciones en sus valores cuando las distribuciones de nubes se reparten en torno a la línea del horizonte. En la Figura 75 presentamos un caso con dos octas de cielo cubierto -cirros y cúmulos- distribuídas en torno al horizonte. Se observa cómo en el diagrama no se registra la presencia de tales nubes, constituyendo las isolíneas un típico diagrama de irradiancia global para cielos despejados, incluso en sus valores absolutos. Si esta misma distribución ocultara el disco solar, el diagrama de irradiancia sería completamente distinto en todas las superficies inclinadas y orientadas. El código 10 que aparece junto a las siglas Cu -cúmulos- significa que estos se distribuyen de manera espúrea en todo el hemisferio.

A lo largo de nuestros estudios gráficos se ha comprobado que podrían cometerse grandes errores en la determinación de la irradiancia difusa, cuando se tratan estadísticamente sus valores y se calcula a partir de la irradiancia global, sobre todo desde el punto de vista de cielos parcialmente cubiertos. Estos errores parten de los siguientes hechos: cielos que poseen el mismo campo de irradiancia global, incluso en sus valores absolutos, pueden tener diagramas de radiancia del cielo totalmente distintos cuando las nubes poseen una distribución determinada; y, además, cielos que poseen la misma cantidad de octas, para un tipo de nubes concreta, pueden tener diagramas de irradiancia totalmente distintos. Evidentemente, estos hechos se entienden, como comentábamos anteriormente, cuando pensamos en la gran influencia de la irradiancia

directa sobre cada una de las superficies.

Analizaremos, desde un punto de vista gráfico, algún caso concreto donde aparezcan estas diferencias. En la Figura 76 -a) y b)- se muestran los diagramas de radiancia del cielo para dos días consecutivos, a la misma hora. Se observan grandes diferencias: a) es un caso en el que existe un cúmulo (menor a una octa) que refleja fuertemente, creando un segundo máximo en las proximidades del Sol; su contribución es del mismo orden de magnitud a la del Sol y varía gran parte de la distribución de radiancia en todo el hemisferio; también se dan algunas condensaciones. b) es un caso típico de diagrama de radiancia donde el índice de turbiedad es algo mayor al anterior. La Figura 77 -a) y b)- da cuenta de los correspondientes diagramas de irradiancia global en superficies inclinadas positivas. Puede observarse en ambos que no se distinguen, de una manera clara, las diferencias anteriores; incluso, las pequeñas variaciones que presenta el diagrama 77 a) se deben esencialmente a la condensación, y no a la presencia del cúmulo. Estas diferencias se encuentran prácticamente dentro del error experimental. En la Figura 78 -a) y b)- se presentan los diagramas polares, para los mismos casos, incluyendo los valores medidos en cada superficie inclinada y orientada. Cabe resaltar que la diferencia existente entre los valores para la superficie horizontal es menor al 1% -claramente por debajo del error experimental-, y menor al 10% en gran parte de los demás.

Es obvio, a la vista de los resultados anteriores, la gran dificultad que plantea el estudio de la irradiancia global y difusa mediante los datos obtenidos en estaciones donde se mide exclusivamente con piranómetros y, mayormente, cuando sólo se dispone de un piranómetro horizontal. Además, este problema se agrava cuando queremos realizar estadísticas, partiendo de las distribuciones de irradiancia difusa calculadas a partir de la irra-

diancia global, para días de cielo con nubes sin tener en cuenta la distribución angular, la situación del Sol y el tipo de nubes. Se hace necesario, para un estudio completo, el cálculo de la irradiancia difusa mediante la integración de las medidas de radiancia en todo el hemisferio y, partiendo de esto, obtener las relaciones con la irradiancia global, en cualquier superficie, para las distintas condiciones de cielo.

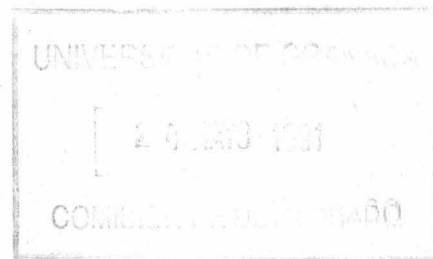
Añadiremos a lo ya comentado que sería muy interesante el estudio de la evolución del estado del cielo cuando se producen condensaciones, fundamentalmente cuando su variación es rápida. En la Figura 79 se ilustra un caso en el que, en un intervalo de dos horas, se pasa de tener un cielo completamente despejado a cubierto por estratocúmulos. La importancia de la condensación se basa en su capacidad para variar, de forma radical, la transmisión de la atmósfera -Figura 80-. Podría incluirse, pues, la condensación rápida dentro de las categorías de nubes.

En la Figura 81 se presenta un último caso donde las nubes cubren, de manera espúrea, todo el hemisferio. El diagrama de la irradiancia global no se ve afectado y presenta la forma, incluso en valores absolutos, de un día despejado. Notemos el peligro que conlleva la selección de días despejados, como se realiza en algunas ocasiones si no se dispone de registros consistentes de nubes en las estaciones radiométricas, mediante el análisis de la forma de la evolución diaria de la irradiancia global. Esta función sólo se verá afectada si la cubierta de nubes oculta el disco solar o si supera las 4 octas de cielo cubierto.

En resumen, realtamos una vez mas la gran importancia que tiene, desde este punto de vista, el registro de fotogramas de "ojo de pez", y su posterior análisis digital, en las estaciones radiométricas. Con ello se evitarían grandes dificultades en los

estudios: el cálculo de los diagramas de radiancia, sin necesidad de contar con dispositivos tales como la "flor" de fotómetros, y su posterior análisis exacto a partir del conocimiento de las distribuciones de la cubierta nubosa.

CAPITULO VI.
CONSIDERACIONES GENERALES ACERCA DE
LOS MODELOS: MODELOS PROPUESTOS.



6.1. INTRODUCCION: EL PROBLEMA DE LOS MODELOS.

El creciente desarrollo de procesos en los que la radiación solar puede convertirse en otras formas de energía utilizable, conlleva una gran demanda de información en cuanto a las características y determinación de la irradiancia global y de la radiancia del cielo. Se ha puesto de manifiesto, bajo este punto de vista, la insuficiencia de las actuales redes de medida, concretándose en cuatro puntos básicos: cobertura espacial limitada, corta longitud de los periodos temporales de registro disponibles, escaso número de parámetros recogidos y, por último, la práctica inexistencia de medidas sistemáticas sobre superficies inclinadas (Castro, 1986). Las cuestiones que afectan al balance de radiación, a pesar de su importancia, tienen de momento soluciones muy poco precisas.

Para suplir la falta de valores experimentales de radiación sobre superficies inclinadas se recurre al cálculo de estos valores mediante modelos de predicción. En los últimos años se ha despertado un creciente interés en torno a estas modelizaciones, sobre todo desde el punto de vista de la irradiancia global. Sin

embargo, las modelizaciones referentes a la radiancia del cielo son prácticamente inexistentes.

La mayoría de estos modelos parten del conocimiento de la irradiancia/irradiación global en una superficie horizontal para, después, mediante relaciones matemáticas e introduciendo diversas consideraciones físicas, según la complejidad del modelo, transformar los valores en los correspondientes a un plano inclinado. Algunos son aplicables solamente a casos específicos, otros requieren el conocimiento de parámetros especiales o coeficientes empíricos que varían sustancialmente, espacial y temporalmente, y otros necesitan gran cantidad de datos no disponibles en la mayor parte de los casos, requiriendo gran tiempo de cálculo.

En este capítulo añadiremos algunas notas sobre los modelos clásicos más importantes, junto con algunos modelos recientes de irradiancia y radiancia, para pasar a describir el modelo estadístico de radiancia construido en el Instituto Meteorológico Suizo por Valko et al (1989).

6.1.1. MODELOS CLASICOS DE IRRADIANCIA/IRRADIACION.

En la construcción de modelos suele partirse de la hipótesis de distribución isotrópica, para añadir después diversas correcciones basadas en consideraciones geométricas y experimentales.

Bajo la hipótesis de isotropía, el flujo total de radiación incidente en una superficie plana inclinada un cierto ángulo β , y con orientación γ -ángulo acimutal de la superficie-, puede expresarse como:

$$I_T(\beta, \gamma) = I_D(\beta, \gamma) + I_d(\beta) + I_r(\beta) \quad (6.1)$$

donde I_D es la contribución de la irradiancia/irradiación directa, I_d la correspondiente a la difusa e I_r la reflejada por el suelo y superficies adyacentes. Estos valores suelen referirse a sus correspondientes en una superficie horizontal, ya que en la mayoría de las estaciones radiométricas sólo se registran valores referidos a esta superficie. Esta contribución isotrópica conduce a errores considerables, tal y como se confirma a partir de los resultados experimentales y lo ya discutido a lo largo de la memoria (Page, 1986; Davies et al., 1989; Valko, 1987; Castro et al., 1988).

Temps y Coulson (1977), basándose en las medidas obtenidas con un piranómetro orientable en 49 posiciones de la bóveda celeste, y provisto de un pequeño disco de sombra, seleccionan dos días claros con condiciones atmosféricas muy similares. Según sus observaciones encuentran que la intensidad de irradiación difusa del cielo es un 40% mayor junto al horizonte que en el cénit, y que este gradiente es más fuerte para alturas solares bajas; introducen un término correctivo en la ecuación (6.1) de la forma:

$$f_1 = 1 + \text{sen}^3 (\beta/2) \quad (6.2)$$

Según nuestros resultados experimentales de radiancia del cielo comentados en el capítulo anterior, no se observa esta variación del 40%. La irradiancia difusa en el cénit es la integral de la radiancia del cielo en todo el hemisferio y, como consecuencia, incluiríamos los valores del máximo en torno al Sol -excluyendo los valores de la circunsolar y del disco- dentro de un gran rango de posiciones angulares, aumentando fuertemente su influencia para días de alto índice de turbiedad -Figura 28 a), Capítulo 5-. En cuanto a la medida del piranómetro que mira al horizonte recordemos que existe una gran diferencia de valores entre la orientación norte y sur, claramente debida a la inclusión o no de

la contribución del Sol. Tal y como apuntan Temps y Coulson aumenta la contribución del horizonte para alturas solares bajas; la razón de esto es que la componente difusa aumentada a su vez con el aporte producido por el scattering de Mie, a través de las partículas en suspensión, en las capas bajas de la atmósfera.

Temps y Coulson aportan también una corrección empírica para la región circunsolar, de la forma:

$$f_2 = 1 + \cos^2\theta \cdot \text{sen}^3\theta_z \quad (6.3)$$

donde θ_z es el ángulo cenital solar y θ es el ángulo de incidencia de la radiación directa sobre la superficie. Ambos términos, f_1 y f_2 , se introducen como términos multiplicativos del segundo sumando en la ecuación (6.1). Finalmente, basándose en las medidas de reflectividad de Coulson (1965), añaden un factor multiplicativo al tercer sumando de la ecuación, en la forma:

$$f_3 = 1 + \text{sen}^2\theta_z \cdot |\cos\gamma'| \quad (6.4)$$

donde γ' es el ángulo acimutal de la superficie respecto al Sol.

Klucher (1979) presenta una modificación al modelo de Temps y Coulson. Comprueba que el modelo isótropo da buenos resultados para valores bajos de irradiación (200-300 W/m²); pero para valores altos (>500 W/m²) subestima a los experimentales. Esto demuestra que el modelo isótropo no funciona correctamente para condiciones de cielo claro o parcialmente cubierto. Klucher desarrolla una función moduladora, que se añade a f_1 y f_2 , de tal modo que pueda aplicarse a todas las condiciones de cielo:

$$F = 1 - (I_{dh}/I_{gh}) \quad (6.5)$$

donde I_{dh}/I_{gh} es la relación difusa-global en una superficie horizontal.

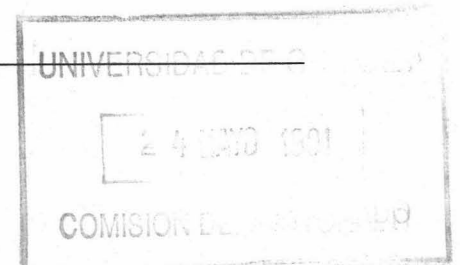
Hay (1977) utiliza una aproximación diferente. Considera dos componentes dentro de la irradiancia difusa incidente sobre una superficie horizontal: una circunsolar, que se trata como directa, y otra correspondiente al resto de la radiación difusa procedente de toda la bóveda, que se considera distribuida isotrópicamente. Ambos términos se ponderan de acuerdo con el índice de anisotropía del cielo (Robinson, 1966; Revfeim, 1978), aunque para Hay no es constante y puede calcularse como el cociente entre la radiación directa y extraterrestre horarias en la superficie horizontal. Es evidente que este modelo corrige tanto más cuanto más despejado esté el cielo; para cielo cubierto tiende al modelo isótropo.

Willmot (1982) presenta un modelo que es una combinación de los de Hay y Temps-Coulson, añadiendo las correcciones de Sparrow y Cess (1978) para tener en cuenta el efecto de las obstrucciones verticales. Utiliza un nuevo factor de corrección para la difusa del cielo, vista por la superficie, diferente a los anteriores. Este factor experimental es un polinomio de segundo grado en β , con constantes obtenidas por regresión.

Algunas comparaciones experimentales con estos modelos (Castro, 1986) muestran que las estimaciones puntuales tienen errores que generalmente están por debajo del 20%; sin embargo, para algunas orientaciones e inclinaciones el error se dispara, llegando a superar el 50% en la estimación de la irradiancia global, mientras que en otras no supera el 5%. Castro concluye que ninguno de los modelos conduce a resultados satisfactorios para estimaciones puntuales, siendo necesaria la introducción de correcciones que tengan en cuenta el grado de turbiedad y la dependencia angular de la irradiancia global en pendientes negativas.

Hay y McKay (1985) consideran la necesidad de un conocimiento cualitativo de las distribuciones de radiancia e irradiancia para ayudar a mejorar los modelos y conseguir aproximaciones aceptables en superficies inclinadas. Asimismo discuten sobre la conveniencia de la simplicidad de estos modelos, de tal modo que se asemejen, en cuanto a parámetros de entrada, al modelo isótropo. Otros autores comentan también, a la luz de sus resultados, la necesidad de medidas para la elección de modelos y correcciones (Reddy et al., 1988).

En el último programa de la CEE ("Solar Radiation Microclimates", Action D1) se ha desarrollado un modelo de cálculo, llamado Helios, donde se tienen en cuenta la mayoría de los parámetros que determinan los valores de irradiancia global en superficies inclinadas (Lalas et al., 1989). El modelo se propone como una herramienta de cálculo para determinar la irradiancia directa, global y difusa, en cualquier superficie con orientación arbitraria. La mayor innovación radica en la inclusión de las características topográficas del lugar concreto, que se tratan de una manera determinista. Un estudio realizado con el modelo (Jiménez et al., 1990), para algunos casos particulares, muestra la pequeña influencia de los efectos topográficos sobre las isolíneas de irradiancia global -Figura 1-, produciéndose subestimaciones en la dirección sureste y sobrestimaciones en la noreste, ya que el modelo no incluye diferentes albedos para los obstáculos topográficos. Sin embargo, en las demás direcciones da buenos resultados en las estimaciones. Este modelo está constituido por un programa que necesita los siguientes parámetros: año, mes, media de las horas de duración del día, latitud, hemisferio -norte o sur-, longitud, meridiano -este u oeste-, altura de la estación, valor del coeficiente de turbiedad de Angström, albedo y características topográficas. Los principios básicos de este programa se publicaron en 1987 (Pisimanis et al., 1987) e incluye los modelos de



Angström, Barbaro et al. (1987) y Bird&Hulstrom (Kittler, 1986), junto con las recomendaciones para los coeficientes de turbiedad de Dogniaux (1983). Para el cálculo de la irradiancia difusa utiliza el modelo de Perez (1987), que tiene en cuenta los efectos de horizonte, la región circunsolar y el albedo de las superficies subyacentes.

Quizás este último modelo sea el más completo de la bibliografía, aunque plantea el problema de ser un programa de ordenador completamente cerrado al usuario, e incluye numerosas correlaciones de ajuste a tablas de valores experimentales. Sin embargo, en cuanto a los parámetros que influyen sobre la irradiancia global, tiene en cuenta al coeficiente de turbiedad y la altura solar, parámetros que pueden ser decisivos según hemos comentado en el capítulo anterior.

Evidentemente la mayoría de los modelos se basan en correcciones empíricas que, en muchos casos, representan correcciones al comportamiento isótropo de la irradiancia para una estación determinada, y cuyas extrapolaciones son más o menos certeras cuando se aplican a otras estaciones distintas. No comentamos aquí otros modelos por considerar que no plantean modificaciones sustanciales sobre los anteriores. En el Apéndice 3 presentamos las ecuaciones que rigen estos modelos.

6.1.2. MODELOS DE RADIANCIA.

Los cálculos teóricos que predicen la irradiancia difusa en superficies inclinadas suelen presentar problemas, desde el punto de vista científico, debido a la complejidad de los patrones de radiancia. De todos modos, no es sorprendente el que la aproximación isotrópica, que asume una distribución de radiancia del cielo uniforme, produzca errores considerables en las predicciones. Sin

embargo, es comúnmente aceptado que la zona de relativamente alta radiancia en el entorno del Sol se comporta de forma exponencial. Cuando crece la turbiedad atmosférica crecen también los valores de radiancia; pero, en particular, la zona de alta luminosidad en el entorno del disco solar crece proporcionalmente más. Los efectos del horizonte crecen proporcionalmente menos que el resto cuando aumenta la turbiedad.

La construcción de modelos de radiancia es mucho más reciente, ya que requieren sistemas de sensores con alto nivel de sofisticación, y su desarrollo va acompañado de los estudios en sistemas rotantes fotovoltaicos de alta precisión. También es evidente la práctica inexistencia de bancos de datos donde comprobar los escasos modelos que se plantean, sobre todo en lo que se refiere a su aplicabilidad para distintas zonas de medida.

El modelo de Berlín (Page, 1986), que ha sido el más utilizado por la mayoría de los autores de la CEE, se basa en el modelo de Kittler (1986), y implica cielos relativamente claros y baja turbiedad. Un modelo que cubre un rango más amplio de turbiedades es el de Gusev (CIE, 1973). El problema fundamental de ambos es su baja sensibilidad a los cambios de turbiedad.

En el modelo de Kittler se utilizan correlaciones experimentales que incluyen los siguientes parámetros: ángulo subtendido por el punto de medida y el disco solar, distancia cenital del Sol y elevación del punto. Los valores son válidos para $T_L < 5$, mientras que Gustav aporta el mismo tipo de correlaciones, con distintas constantes, para $T_L \approx 8$. Las correlaciones incluyen términos exponenciales y potencias de las funciones trigonométricas.

Liebelt (1978) ha propuesto una formulación alternativa en función del factor de turbiedad de Linke, que parece más razona-

ble desde el punto de vista físico. Este factor aparece en las exponenciales de la correlación como función de la elevación solar. Sin embargo, plantea el problema de la variación aleatoria de un parámetro óptico que introduce. Una formulación del mismo tipo, aunque sin incluir este parámetro óptico, es la adoptada por Steve y Unsworth (1979). Todos los modelos comentados están normalizados al valor de la radiancia en el cénit. Los análisis que sobre estos modelos ha realizado Valko (Page, 1986) indican la tendencia a sobreestimar la irradiancia difusa en sectores donde la superficie no ve al Sol, y que los errores son grandes para bajas altitudes solares.

Más recientemente, Harrison y Coombes (1988) plantean un modelo, basado en 3000 diagramas experimentales (con medidas en 0, 16, 32, 49, 66 y 83° de ángulo cenital e intervalos de 15° en el acimut, tomados a partir del Sol), para calcular la distribución angular de la radiancia del cielo en días totalmente cubiertos y totalmente despejados. El valor de la radiancia en cada ángulo de scattering viene dado por una correlación en función de los parámetros posicionales del punto y el ángulo cenital solar. De nuevo la formulación tiene términos exponenciales y funciones trigonométricas. El análisis de los resultados indica que se cometen grandes errores (del orden del 20%) para ángulos de scattering menores a 40°. Estos errores podrían explicarse teniendo en cuenta que se calculan distribuciones particulares y no se considera la turbiedad; y que, en esos ángulos, ésta tiene su mayor efecto. En la Figura 2 a) se muestra, en escala logarítmica, la relación entre los valores de la radiancia del cielo, calculados y medidos, en casos en los que la turbiedad es baja (Coombes et al., 1988). Los valores se han normalizado a la irradiancia difusa en una superficie horizontal, pretendiendo de este modo suavizar al máximo los efectos de la turbiedad; el ángulo considerado es el de scattering. En la Figura 2 b) se presenta el mismo tipo de gráfico para cielos

completamente cubiertos -para la construcción de este modelo se han utilizado 1438 diagramas- (Harrison et al., 1988).

Rosen y Hooper (1988, 1989) proponen el modelo TCCD (distribución continua de tres componentes) para la descripción estadística de la distribución angular de la radiancia del cielo. Este modelo presenta las mismas características de correlación que el anterior, aunque con distintas exponenciales y parámetros. El modelo está sujeto a los mismos errores, desde el punto de vista de la turbiedad, que el anterior. Sin embargo, para días cubiertos y parcialmente cubiertos, donde los efectos de la turbiedad son mínimos, las nuevas constantes de ajuste que introduce mejoran los valores hasta el entorno de los 20° respecto al Sol. Para ángulos cenitales solares por encima de 70° los errores sobrepasan el 50%. En la Figura 3 mostramos sus resultados estadísticos (Rosen et al., 1988). Los errores nos indican que, en el caso de días claros, las desviaciones relativas son muy elevadas porcentualmente hablando. Para días parcialmente cubiertos ocurre lo mismo, mientras que para días totalmente cubiertos se obtienen buenos resultados. La medida de los valores experimentales se realiza exclusivamente en el ángulo cenital solar y en su perpendicular. Este hecho puede ser el responsable, si recordamos nuestros diagramas de radiancia del cielo -Figura 34 b), Cap. 5-, de las grandes desviaciones estadísticas que aparecen sobre los puntos experimentales. Las funciones que representan ambos cortes son distintas y, fundamentalmente, cuando las alturas solares son bajas.

En resumen, digamos que la mayoría de los modelos de radiancia tratan de caracterizar las distribuciones estadísticas en la línea del ángulo cenital solar o en todo el hemisferio, tanto para días completamente despejados como para días con nubes, aunque estos últimos son mucho más complejos. Los modelos comentados son los más completos que se encuentran en la bibliografía; sin embar-

go, en cuanto al tratamiento de las nubes, no suelen tener en cuenta su distribución angular. Harrison y Coombes realizan un estudio sólo para días completamente cubiertos, mientras que Rosen y Hooper consideran distintas categorías de nubes: altas (cirros, cirrostratos y cirrocúmulos), medias (altostratos y altocúmulos), bajas (estratos, estratocúmulos y nimbostratos) y de desarrollo vertical (cúmulos y cumulonimbos); en cuanto a la cantidad considera los siguientes grupos de décimas: de 1/10 a 3/10, de 4/10 a 6/10, de 7/10 a 9/10 y 10/10 -cubierto-. El total de casos estudiado es de 689, y los intervalos utilizados en el plano del ángulo cenital solar son 40-60, 60-80 y 80-90.

6.2. UN MODELO APROXIMADO DE REGRESION PARA LA RADIANCIA.

El autor de esta memoria, integrado en el grupo de radiación del Instituto Meteorológico Suizo, ha trabajado en la construcción de las distribuciones estadísticas de radiancia para cielos despejados y con distinto grado de nubosidad (Valko et al., 1989). Como hemos resaltado a lo largo de la memoria, la base de datos disponible tiene unas características muy adecuadas para el tratamiento que nos proponemos. En efecto, ya hemos hablado de las fotografías "ojo de pez", cuya digitalización permite caracterizar el tipo, la altura y la posición de las nubes en la bóveda celeste. A partir de una información tan completa se puede discernir claramente entre los distintos tipos de nubes, por lo que se ha hecho una división en 19 categorías distintas, mejorando notablemente los resultados de estudios precedentes con la inclusión de un "factor multiplicador" que da, estadísticamente, la influencia de cada tipo de nube en razón de su posición, sobre la radiancia del cielo.

Por otra parte, los datos corresponden a 6 estaciones cuyas condiciones climatológicas muy diferentes, distribuidas por Euro-

pa, por lo que se ha podido disponer de un muestreo suficiente para cada categoría, con la ventaja adicional que ello representa en el desarrollo del modelo que proponemos. Este conjunto de características de la base de datos nos sitúa en una posición muy ventajosa sobre los otros modelos descritos, para desarrollar y probar el modelo estadístico que a se describe a continuación (Valko, 1988).

Para abreviar la notación, a la doble integral de la radiancia respecto a una superficie horizontal

$$\int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{\alpha=0}^{2\pi} L(\theta, \alpha) \cdot \text{sen}\theta \cdot \text{cos}\theta \cdot d\theta \cdot d\alpha ,$$

donde θ es la elevación angular de un punto del cielo sobre el horizonte y α es el acimut respecto al sur, la notaremos por $\iint_H L$ (utilizamos esta notación para respetar la forma inicial en la que ha sido publicada). También la integral doble con respecto a una superficie de pendiente β y acimut α (o α_s si es respecto al Sol) la abreviaremos por $\iint_{\beta\alpha} L$, o sólo por $\iint_{\beta} L$.

En este estudio se han utilizado 1242 distribuciones de radiancia: 390 casos para días despejados y 852 para días parcial o totalmente cubiertos; correspondientes al periodo de tiempo comprendido entre 1.979 y 1.984.

Con los valores medidos por los fotodiodos en 121 puntos de cielo, se ha realizado una interpolación sobre el campo de la radiancia con pasos de 1° , tanto en elevación como en acimut del punto, y en los acimut del Sol, $\alpha_s=0, \pm 30, \pm 60, \pm 90, \pm 120$ y $\pm 180^\circ$ (los ángulos de elevación fueron $\theta=18, 36, 54, 72$ y 90° ; y los acimuts se tomaron en intervalos de 18°).

La información sobre las nubes se divide en 19 categorías, del modo siguiente (Valko, 1989):

- | | |
|------------------------|-----------------------|
| 1. Ci -cirros- | 11. Ci,Cc,Cs juntos |
| 2. Cc -cirrocúmulos- | 12. Ac,As |
| 3. Cs -cirrostratos- | 13. Sc,Cu |
| 4. Ac -altocúmulos- | 14. Ac,Cu |
| 5. As -altostratos- | 15. Ci,Cc,Cs+Ac |
| 6. Ns -Nimbostratos- | 16. Ci,Cc,Cs+Ac,Sc,Cu |
| 7. Sc -estratocúmulos- | 17. Ac,Sc (event. Cu) |
| 8. St -estratos- | 18. Otros |
| 9. Cu -cúmulos- | 19. Niebla |
| 10. Cb -cumulonimbos- | |

Estas categorías se han agrupado en los siguientes niveles:

- Nubes Bajas (L): 6,7,8,9,10,13,18 y 19.
- Nubes Medias (M): 4,5,12,14,16 y 17.
- Nubes Altas (H): 1,2,3,11 y 15.

Las medidas corresponden a días con diferente grado de nubosidad, pero sin presencia de precipitación, ya sea en forma de lluvia o de nieve.

Para cada uno de los 25 pares de valores (θ, α) , de cada diagrama, se ha calculado la radiancia normalizada

$$\frac{\pi \cdot L(\theta, \alpha)}{\iint_H L}$$

en intervalos de 5^0 de altura solar, γ , (10 grados para cielo despejado), y esto para 13 categorías de cielo: N=0 -despejado-; L12,...,L78; M12,...,M78; H12,...,H78; donde L, M, H representan

el nivel y 12,...,78 el número de octas de cielo cubierto.

A partir de esta clasificación se ha hecho un análisis de regresión para cada una de las 275 relaciones (13 categorías * 25 pares de valores), en la forma:

$$\frac{\pi \cdot L(\theta, \alpha)}{\iint_H L} = \frac{1}{a_0 + a_1 \gamma + a_2 \gamma^2}$$

donde a_0, a_1, a_2 son las constantes de la regresión. En la Figura 4 -a), b)- presentamos algunos ejemplos de cielo despejado para las seis estaciones para las que se ha realizado el estudio. En el caso especial donde $\alpha_s = 0$ existen dos ramas bien diferenciadas en torno a $\gamma = \theta$, -derecha e izquierda-, como podemos observar en la figura. Estas ramas corresponden a los dos flancos distintos que se presentan en el plano del ángulo cenital solar. En este caso se ha determinado la regresión separadamente:

$$\begin{aligned} (a_0 + a_1 \gamma + a_2 \gamma^2)^{-1} & \text{ para } \gamma < \theta \text{ -flanco izquierdo-} \\ (a'_0 + a'_1 \gamma + a'_2 \gamma^2)^{-1} & \text{ para } \gamma > \theta \text{ -flanco derecho-} \end{aligned}$$

En el caso en que $\theta \geq 72^\circ$, las curvas de regresión obtenidas para $\alpha_s > 0$, y también para $\alpha_s = 0$ (en estas latitudes no se han obtenido diagramas para $\gamma > 69.4^\circ$), son todas curvas de flanco izquierdo.

Debido a los problemas de medida en el entorno del Sol, como ya comentamos anteriormente en el capítulo 3, se han excluido del análisis aquellos valores para los que $|\theta - \gamma| < 7.5^\circ$, para $\alpha_s = 0$.

Como puede observarse, la dependencia en γ decrece cuando aumenta α_s . En el caso $\theta = 18^\circ$ y $\alpha_s = 180^\circ$ se notan de una manera especial los efectos de la topografía, como era de esperar en tales

posiciones de medida.

El segundo paso que se ha dado en este procedimiento es el cálculo de las constantes de regresión como función del ángulo de elevación θ ; separadamente para cada uno de los valores $\alpha_s = 0, 30, \dots, 180^\circ$:

$$a_0 = b_{00} + b_{01}\theta + b_{02}\theta^2 + b_{03}\theta^3$$

$$a_1 = b_{10} + b_{11}\theta + b_{12}\theta^2 + b_{13}\theta^3$$

$$a_2 = b_{20} + b_{21}\theta + b_{22}\theta^2 + b_{23}\theta^3$$

El tercer y último paso ha sido tratar el sistema de coeficientes b_{ij} como una función de α_s . El procedimiento total puede resumirse por la expresión:

$$\frac{\pi \cdot L}{\iint_H L} = f(\gamma, \theta, \alpha_s) = \left(\sum_{i=0}^2 \left(\sum_{j=0}^3 \left(\sum_{k=0}^3 c_{ijk} \alpha_s^k \right) \theta^j \right) \gamma^i \right)^{-1}$$

En la Tabla 1 se presentan los coeficientes de estos polinomios, tanto para el flanco derecho como por el izquierdo. Esta tabla es válida para cielos despejados y se basa en el análisis de los datos obtenidos en las estaciones siguientes: Carpentras, EMPA, Locarno-Monti, Le Locle, Taenikon, Weissfluhjoch y Weissfluhjoch con la superficie cubierta de nieve.

En la Figura 5 a) se da la solución de la ecuación anterior para los 25 pares (θ, α_s) elegidos. Las desviaciones entre estos últimos resultados y los de la correlación en el primer paso $-\pi L / \iint_H L = f(\gamma)$ se pueden observar en la Figura 5 b). Notemos que, para valores bajos de θ , la diferencia entre ambas correlaciones crece al aumentar α_s ; es decir, para una misma altura solar, la

radiancia del cielo normalizada depende fuertemente de θ y α_s .

En el caso de cielos total o parcialmente cubiertos, cada grupo de curvas de las 12 categorías presenta la misma geometría -en los pares (θ, α_s) - que sus correspondientes para cielo despejado. En la Figura 6 -a) y b)- pueden observarse las variaciones cuando cambia el tipo y la cantidad de nubes.

En las correlaciones para cielo con nubes se da una gran incertidumbre estadística -Figura 7-, debido a la aleatoriedad de la forma y distribución de las nubes, etc., que puede darse dentro de cada una de las categorías; también se debe al hecho de disponer de pocos datos en algunas categorías concretas. Para tratar de solucionar esta incertidumbre se ha introducido el llamado "Factor Multiplicador de Nubes". Este factor se calcula a través de la ecuación (Valko, 1989):

$$\bar{P} = \frac{\frac{\pi \cdot L(\theta, \alpha_s)}{\iint_H L}}{\frac{\pi \cdot L_c(\theta, \alpha_s)}{\iint_H L_c}}$$

donde el subíndice "c" representa cielo despejado. Una vez calculados estos valores se han determinado los correspondientes para las 12 categorías de nubes, como media aritmética de las razones $f(\gamma)/f_c(\gamma)$, tomadas cada diez grados a lo largo del eje de abscisas. En la Tabla 2 se muestran los valores de este factor.

Usando este factor se puede calcular la radiancia normalizada del cielo, para cielo con nubes, sin más que multiplicar los valores de la ecuación para cielo despejado por sus correspondientes factores multiplicadores de nubes, $\bar{P}(\theta, \alpha_s)$.

En la Figura 8 ilustramos una visión espacial de este factor para cada una de las doce categorías de nubes. Estas figuras están construidas por el método de interpolación de los nudos y, como consecuencia, podrían utilizarse sus valores para cualquier elevación y acimut del punto de medida. Se observa, por simple inspección, que las desviaciones -la unidad corresponde a condiciones de cielo despejado- disminuyen hacia la región circunsolar y aumentan cuando nos acercamos a la región opuesta al Sol.

En la Figura 9 presentamos un patrón de la distribución angular de la radiancia del cielo normalizada para cielo despejado, calculado con la ecuación de polinomios. Para otros valores de γ se obtienen diagramas polares análogos. Aplicando la función del factor multiplicador de nubes a este caso se obtienen los diagramas polares de la Figura 10, expresados en porcentaje de cielo cubierto. Es interesante destacar que los valores disminuyen en la región circunsolar, y en el punto opuesto, cercano al horizonte.

En la Tabla 1 se dan los valores de los coeficientes del polinomio para la mitad del diagrama polar; para la otra mitad del diagrama la representación sería simétrica. Si se utiliza solamente una mitad, sin tener en cuenta la otra, la superficie que se construya podría plantear problemas en las proximidades de la discontinuidad. Para evitar esto se construyen las superficies partiendo de los puntos calculados para todo el diagrama polar. Las isóneas normalizadas de las Figuras 9 y 10 están calculadas en incrementos de 0.5 a partir del valor unidad, y en intervalos de 0.2 para valores menores a la unidad. Los patrones de radiancia van desfigurándose a medida que aumentamos el porcentaje de cielo cubierto, sobre todo para L 100%. Hemos de considerar en este sentido que las "chimeneas" que se producen en $\alpha_s=0$ -Figura 4-, cuando nos encontramos en el entorno de $\theta=\gamma$, son más estrechas cuando aumenta el número de octas, pero siguen manteniendo su for-

ma aún en el caso M78. Esto también ocurre en el caso L78.

Como se ha podido observar a lo largo de la memoria en los diagramas de radiancia para cielo despejado, los valores medidos en la vecindad del Sol se excluyen en el procesado de los datos. Esto es correcto e intencionado para días claros, pero incorrecto y no intencionado para cielos cubiertos o casi cubiertos y cuando el Sol está apantallado por las nubes. No se ha incluido ningún criterio de selección en los cálculos para excluir o no estos datos, debido a su gran dificultad y a la consideración de que no pueden excluirse cielos con siete octas de nubes donde el Sol está despejado. Esta es la razón por la cual en el caso M78 la "chimenea" es abierta y, además, de que aparezcan distribuciones centradas en el Sol para L 100% -Figura 10- y no centradas en el cénit. De todos modos, el único caso que realmente plantea problemas es el L78; a este nivel pueden calcularse las distribuciones a partir del modelo isótropo, introduciendo nuestro factor multiplicador de nubes, cuando el cielo está totalmente cubierto (ocho octas).

En estos momentos se prepara un nuevo sistema de procesamiento, para tratar de afinar más, mediante superficies totales de interpolación -método de los nudos-, de tal modo que se distinga en cada caso el grado de apantallamiento del disco solar. Asimismo, se extenderá el estudio a las diez estaciones de la red.

Rosen y Hooper (1989) o Harrison y Coombes (1988), tampoco introducen en sus modelos el problema del apantallamiento del disco solar, aunque para resolver el problema consideran como un caso aparte las condiciones de cielo cubierto para nubes de nivel bajo. Sus resultados, para una única estación de medida, siguen en general unas distribuciones parecidas a las obtenidas por nosotros.

Para cielo despejado -Figuras 3 y 4- se observa el mismo

comportamiento en las proximidades del Sol: al aumentar la elevación solar aumenta la pendiente de las curvas, aunque en los resultados de Rosen -Figura 3- los valores absolutos de la radiancia son más bajos que en nuestro caso; este hecho se debe a que representa los valores del estudio experimental de 20 en 20 grados y, además, el valor teórico queda cortado en la posición del disco solar, lo que hace disminuir la pendiente de las curvas. Para una misma elevación solar y nivel de nubes, cuando aumentamos el número de octas disminuye en ambos estudios la pendiente de las curvas de ajuste -Figuras 3 y 6-, aunque en el caso de Rosen llegan a cerrarse de forma prácticamente plana cuando el cielo está completamente cubierto y las nubes son bajas; esto se debe, como ya se ha indicado, al intervalo de medida (20 grados) y a que considera como un caso aparte el cielo totalmente cubierto. De todos modos, cuando se hacen coincidir las curvas de ambos flancos en un punto -posición del Sol- se podrían cometer errores hasta una distancia de 30° , considerados desde el punto de elevación solar; más aún cuando integramos las distribuciones para obtener los valores patrón de irradiancia difusa. Estos detalles, junto con la no inclusión de los efectos de horizonte por nuestra parte -son estaciones distintas-, hacen improcedente una comparación más detallada.

Digamos a modo de resumen que, con nuestro procedimiento, pueden calcularse las distribuciones estadísticas de radiancia normalizada en todo el hemisferio, y no solo en el plano del ángulo cenital solar, para condiciones atmosféricas y angulares arbitrarias, incluso desde el punto de vista de la localización angular de las nubes.

Podemos añadir que este tipo de distribuciones pueden servir para calcular la irradiancia difusa, en estaciones donde no se disponga de tales datos, para comparar o calcular algoritmos en relación con los estudios estadísticos de la irradiancia solar

global o directa. La gran ventaja que presenta este modelo sobre los modelos anteriores, al margen de haber sido desarrollado con una base de datos especialmente adecuada, es la posibilidad de aplicarlo a cualquier punto de la bóveda celeste. Es evidente que a partir del modelo es posible calcular los valores para cualquier superficie inclinada y orientada; así podríamos conocer cuál es la contribución media de la irradiancia difusa del cielo en una superficie concreta y para unas condiciones de cielo determinadas.

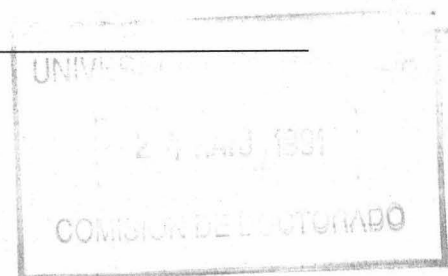
La dificultad principal surge cuando necesitamos valores más precisos en el cálculo de la irradiancia global o de la radiancia del cielo; es decir, la obtención de distribuciones instantáneas que, en ambos casos, depende fuertemente del índice de turbiedad en el momento de la medida. Si se dispone del índice de turbiedad o de una estimación ajustada del mismo, podría aplicarse seguidamente el factor multiplicador de nubes y de este modo afinar más en el cálculo de unas distribuciones de irradiancia global o de radiancia para cielos con nubes arbitrariamente distribuidas.

En la Figura 11 a) presentamos dos casos extremos, en cuanto a la elevación solar se refiere, para instantes determinados en dos estaciones de la red. El primero, que corresponde a Taenikon, es para un día de invierno con una elevación solar de 12° , mientras que el segundo corresponde al 6 de Junio en una estación más al Sur y con una elevación solar de 76.5° . Las curvas isométricas se presentan para los valores de 10, 15,..., 40, 50,...,100, 130, 160, 200 y $250 \text{ Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$. Asimismo, la cadencia de medida es diferente en ambos casos: para Sabinal se mide con más detalle la radiancia del cielo en las proximidades del horizonte. En los diagramas tridimensionales de la Figura 11 b) se observan claramente las diferencias. Notemos que, desde el punto de vista de las características del pico que se produce en la región cercana al Sol para el corte con el ángulo cenital solar, no se detectan

grandes diferencias. Sin embargo, en el corte con el almucantar aparecen bien diferenciados los tamaños y características propias.

Uno de los problemas que encontramos cuando tratamos de modelizar los registros de radiancia del cielo, como ya hemos comentado anteriormente, son los valores máximos en las proximidades del Sol. Estos valores modifican de manera importante la forma de las curvas. Aún así, si disponemos de gran cantidad de registros puntuales y suavizamos los efectos de la turbiedad normalizando los valores a los de una superficie horizontal, podemos obtener superficies medias de gran utilidad para calcular la irradiancia difusa. Sin embargo, cuando no queremos obviar los efectos de la turbiedad es imprescindible el conocimiento de tales máximos, de una manera exacta, en las proximidades del Sol. En las Figuras 12 presentamos la variación de la radiancia con el ángulo cenital solar, de flanco izquierdo, para dos de las categorías expresadas en las Tablas 12 del Capítulo 5: a) tomando como parámetro la altura solar, y b) tomando como parámetro el índice de claridad. Como se observa en la Figura 12 a), la indeterminación en alguno de los puntos máximos conlleva el que las curvas se crucen e incluso se solapen para algunos intervalos. Este efecto se observa también en las Figuras 13, donde representamos la radiancia según la línea del almucantar: a) tomando como parámetro la altura solar, y b) tomando como parámetro el índice de claridad. De todos modos se aprecia de una manera clara el aumento de la radiancia del cielo, incluso proporcionalmente hablando, cuando aumentamos el índice de turbiedad -Figura 13 b)-, siendo mucho menor el aumento en la zona opuesta al Sol, donde la variación llega a ser prácticamente lineal.

En la actualidad se persigue en el Instituto Meteorológico Suizo, el desarrollo de un nuevo sensor, de tal modo que se obtengan registros válidos tanto en las proximidades del disco solar



como sobre el mismo disco. De todos modos, las Figuras 84 del Capítulo 5 podrían conducirnos de una manera clara a la hipótesis de que para una misma altura solar y un mismo valor de la turbiedad, se presentan los mismos valores de radiancia del cielo en cualquier punto, en una estación de latitudes medias.

Si correlacionamos los puntos correspondientes a una categoría concreta (Tablas 12, Cap. 5), se obtienen los resultados de la Figura 14, donde hemos seleccionado los valores de radiancia, en todas las estaciones de la red, para valores de T_L entre 4.5 y 5 y elevación solar entre 37.5 y 40°. Observemos que la correlación es buena, aunque los valores del máximo están indeterminados. Por último digamos que esta función presenta las mismas características, aún cuando está integrada, que la de la ecuación (2.35) de la memoria, donde se daban los valores de la radiancia en la línea del almucantar para un modelo de atmósfera planoparalela tipo Rayleigh.

6.3. MODELO GENERALIZADO DE REGRESION PARA LA IRRADIANCIA GLOBAL INSTANTANEA.

A partir de los resultados obtenidos en el Capítulo 5, en su mayoría de tipo gráfico, hemos tratado de parametrizar los diagramas de irradiancia global siguiendo las agrupaciones o categorías expuestas en las Tablas 12. La primera intención que nos propusimos, apoyados en la gran cantidad de datos obtenidos con el sistema móvil, fue obtener modelizaciones que necesiten de pocos parámetros de entrada y que den buenos resultados, en un gran margen de latitudes medias, en lo que se refiere a diagramas instantáneos de irradiancia global, para cielo despejado, pero cubriendo un amplio rango de turbiedades, alturas solares, etc. Sería interesante que pudieran obtenerse tales distribuciones o diagramas con la sola ayuda de parámetros simples medibles en cualquier estación

meteorológica autónoma; es decir, que a partir de las medidas de irradiancia global en superficies horizontales pudiera extrapolarse de manera sencilla a cualquier superficie inclinada, para cualquier instante.

Las gráficas de las Figuras 15 a) y b) dan cuenta de la variación de la irradiancia global, en función del ángulo formado entre la superficie inclinada y la posición del Sol, para distintas categorías de las Tablas 12: a) tomando como parámetro la elevación solar, y b) tomando como parámetro la turbiedad. Uniendo estos resultados a los de las Figuras 88 y 89 del Cap. 5, podemos concluir que la elevación solar podría ser un buen parámetro para definir las variaciones de irradiancia global, en cualquier superficie inclinada, y en un instante concreto de un día con cielo despejado -Figura 15 b)-.

La mayoría de los modelos propuestos en la bibliografía, en cuanto a la irradiancia global se refiere, incluyen funciones exponenciales con variables que indican el estado de la atmósfera: turbiedad, masa de aire, espesor óptico y constantes cuya determinación depende del lugar concreto sobre el que se realicen las experiencias. Davies et al. (1989) presentan un resumen de los modelos que producen mejores resultados, tanto para cielos despejados como con nubes. Es evidente, a partir de sus resultados y de los artículos a los que hace referencia, que estos modelos guardan la forma de la ley de Beer, es decir, se ensayan modelos de irradiancia global con el mismo tipo de funciones matemáticas que definen la atenuación de la irradiancia directa para una atmósfera tipo Rayleigh. Una vez conocida la irradiancia global sobre una superficie horizontal se puede calcular la irradiancia para cualquier superficie inclinada mediante modelos que incluyen factores geométricos -funciones seno y coseno- y que tienen en cuenta la posición de la superficie respecto al Sol -Apéndice 3-.

Es evidente que, como mostrábamos en el Capítulo 5 -Figura 88-, cuando se utiliza un gran número de valores que hacen referencia a gran cantidad de condiciones de cielo, existen relaciones lineales entre la irradiancia global y la elevación solar dentro de un nivel de confianza del 95%. Este resultado no es sorprendente si tenemos en cuenta la dependencia, aún no clarificada, entre los coeficientes de turbiedad y la elevación solar para un estado concreto de la atmósfera (Valko, 1987) y, además, que las medidas tomadas con piranómetros suavizan de una manera considerable las posibles variaciones debidas al estado de la atmósfera.

Bajo estas consideraciones generales hemos ensayado una función exponencial, a partir de un valor de irradiancia global, para cada una de las categorías de las Tablas 12 -Cap. 5- y para todos los índices de turbiedad estudiados. El parámetro elegido es el ángulo formado por la superficie inclinada, respecto a la posición del Sol, en el plano cenital solar. En concreto, para cada intervalo del índice de turbiedad y altura solar de las Tablas 12 a), b) y c), se ha estudiado la mejor correlación para un nivel de confianza del 95%. En las Figuras 16 presentamos algunos de los resultados elegidos de forma aleatoria. Observemos que el coeficiente de correlación para cada una de las categorías es muy alto, aún cuando los valores corresponden a estaciones muy diversas, tanto en la situación geográfica como en el tiempo. El eje de abscisas de las Figuras inferiores está centrado en la posición del Sol, y θ es el ángulo -en grados- que forma la superficie inclinada respecto a la posición del Sol en el plano cenital solar. El número de valores que incluye cada gráfica superior puede verse en las Tablas de frecuencias. Observemos que, aún cuando los intervalos elegidos son muy diferentes tanto en elevación solar como en índice de turbiedad, las constantes del exponente son del mismo orden, incluso para elevaciones solares tan bajas como en la Figura 16 h), donde los efectos de horizonte contribuyen de forma im-

portante al valor de la irradiancia global en una superficie inclinada concreta. En la Tabla 4 se muestran los coeficientes de correlación obtenidos para cada una de las categorías en el caso del índice de claridad. Para los demás índices de turbiedad se los resultados son muy similares.

En resumen, el valor de la irradiancia global para cualquier superficie inclinada de pendiente β , en el plano cenital solar, puede expresarse en la forma:

$$G_{\beta} = G_d \cdot \exp(-k\theta^2)$$

donde G_d es el valor de la irradiancia global sobre la superficie inclinada con incidencia normal respecto a la posición del Sol, y k es una constante.

Seguidamente se ha estudiado el valor de la constante k para cada una de las categorías y para todos los índices de turbiedad, observándose que la variación de un caso a otro es mínima. Teniendo en cuenta esto se ha tomado como valor de k el valor medio correspondiente a todas las categorías, siendo éste de -0.00022 con una desviación típica de 0.00003 .

A partir de la función obtenida se puede construir otra, basada exclusivamente en consideraciones geométricas, que de cuenta del valor de la irradiancia global en cualquier superficie inclinada, y que haga referencia al valor de la irradiancia global en una superficie horizontal. Es decir, extenderemos la función a todo el diagrama polar tomando como parámetro el valor de la superficie horizontal. Para ello utilizaremos como notación los siguientes símbolos: θ será el ángulo cenital, α el acimut respecto al Sur geográfico; el subíndice "o" hará referencia a la superficie inclinada considerada, "d" a la superficie normal al Sol y

"h" a la superficie horizontal. Desde el punto de vista de la proyección polar llamaremos $x=\theta\cos\alpha$ e $y=\theta\sin\alpha$.

Con estas consideraciones, y sin más que referirnos a la proyección polar, tendremos:

$$G_o = G_d \cdot e^{-k\left((x_o-x_d)^2+(y_o-y_d)^2\right)}$$

Para la superficie horizontal la ecuación se convierte en:

$$G_h = G_d \cdot e^{-k(x_d^2+y_d^2)}$$

Luego, en función de la irradiancia global para la superficie horizontal, tendremos que el valor para cualquier superficie inclinada vendrá dado por:

$$G_o = G_h \cdot e^{-k\left((x_o-x_d)^2+(y_o-y_d)^2-x_d^2-y_d^2\right)}$$

donde en este caso el subíndice "d" se refiere exclusivamente a las coordenadas relacionadas con la posición de Sol.

Para tener en cuenta, en cierta medida, los efectos de una superficie respecto a otra, es decir, la diferencia de irradiancia difusa que ve una y otra, proponemos la corrección siguiente:

$$F_c = 1 + \sin^2(d/2)$$

donde $d=\left((x_o-x_d)^2+(y_o-y_d)^2\right)^{1/2}$ -distancia lineal en un diagrama polar entre la posición de la superficie y la del Sol-

Por tanto, la expresión final del modelo es:

$$G_o = F_c \cdot G_h \cdot e^{-k \left[(x_o - x_d)^2 + (y_o - y_d)^2 - x_d^2 - y_d^2 \right]}$$

Tomando como base esta última ecuación, hemos tratado de reconstruir los diagramas experimentales obtenidos a lo largo de las diversas campañas de medidas realizadas con el sistema móvil. Los resultados se presentan en las Figuras 17 a 32; donde la Figura a), en cada caso, representa el diagrama tridimensional de irradiancia instantánea en una estación concreta y para una altura solar e índice de turbiedad determinado, la Figura b) presenta el diagrama tridimensional dado por la ecuación, y la Figura c) la comparación entre el valor teórico y el experimental para todas las superficies inclinadas del diagrama.

Observemos que, en general, los resultados son muy satisfactorios para todos los valores de irradiancia global en las superficies inclinadas de un mismo diagrama instantáneo, aunque el modelo subestima el valor de la irradiancia para elevaciones angulares medias -respecto al máximo- y lo sobreestima para algunas elevaciones solares bajas, es decir, en aquellas superficies donde el diagrama es prácticamente plano y son determinantes los efectos de horizonte -Figura 17-. Para grandes elevaciones solares, por ejemplo en las Figuras 20 y 32, el error cometido es menor al 10% en todas las superficies inclinadas, lo que, por otra parte, ocurre como regla general. De todos modos puede observarse que el error es grande, aún para bajas elevaciones solares, sólo en aquellas superficies inclinadas donde los efectos de horizonte rompen la tendencia del diagrama polar experimental. Recordemos que estas medidas son instantáneas y en ningún caso están promediadas.

Sería interesante comprobar el modelo con otros valores ex-

perimentales que no provengan del sistema móvil. En este sentido hemos utilizado los registros obtenidos por nuestro equipo de investigación durante las campañas de medida realizadas en la Universidad de Granada (Castro, 1986, 1988; Jiménez et al., 1982, 1990). En este caso los valores corresponden a experiencias medias para días despejados y para distintas elevaciones solares. Aunque se trata de medidas instantáneas, el dispositivo era mucho mas lento que el del sistema móvil, por lo que una experiencia completa tenía una duración promedio de 45 minutos.

La presentación de los resultados la hemos hecho de la misma forma que para las medidas instantáneas. Como quiera que las experiencias que se utilizan como base de datos estan clasificadas en función de la altura solar y del acimut de la superficie, hemos hecho la comparación para algunas de las categorías en que originalmente se clasificaron aquéllas (Tabla 3). Para cada categoría se ha comparado la experiencia promedio, sin tener en cuenta las variaciones de turbiedad, con los resultados del modelo.

Como se puede comprobar en las Figuras 33-41 los resultados también son satisfactorios. Cabe destacar de los mismos que existe un comportamiento totalmente similar al descrito mas arriba. Como regla general, los resultados del modelo son muy buenos, especialmente para elevaciones solares altas, y existe una cierta tendencia a la subestimación cuando la inclinación de la superficie es próxima a la vertical y el acimut corresponde al intervalo W-NW-N, en el que los efectos de un horizonte constituido por un edificio, muy próximo al dispositivo de medida, provoca reflexiones muy importantes. En este sentido cabe destacar la comparación entre las categorías EII y AII, - Figuras 38 y 39- que corresponden a la misma altura solar ($20-40^0$) pero a acimuts opuestos (90^0 y 270^0 , respectivamente). En el primer caso, la subestimación es muy pequeña, mientras que en el segundo es muy notable,

y afecta a toda la zona indicada anteriormente. La explicación es que la situación del Sol, en el primer caso detrás del edificio que constituye el horizonte artificial, no provoca reflexiones intensas, mientras que en el segundo, el Sol, situado en el Este y a baja altura, refleja fuertemente en la pared blanca del edificio, lo que provoca un fuerte aumento de la irradiancia en el dispositivo de medida. Este resultado muestra la gran sensibilidad del modelo para detectar los efectos de horizonte, lo que se puede aprovechar en otros casos, cuando las propiedades de reflexión de la superficie y las características orográficas del lugar de las medidas no se conocen, para establecer correcciones que parametrizan dichos efectos.

En resumen, digamos que el modelo reproduce los valores experimentales en cualquier superficie inclinada, conocido el valor de la irradiancia global en una superficie horizontal, tanto para valores instantáneos de la misma como para valores medios. Este modelo podría ser de gran utilidad para efectuar cálculos en aquellas estaciones donde sólo conocemos el valor de la irradiancia global en una superficie horizontal para días despejados, y aún cuando el número de octas de cielo cubierto es bajo y no se cubre al Sol -Figuras 20 y 31-. Otro detalle importante a resaltar es el hecho de que el modelo no incluye ningún parámetro que haga referencia al índice de turbiedad o a cualquier otro valor que de cuenta del estado de la atmósfera en un momento concreto.

CONCLUSIONES

como base las medidas de los fotómetros, se pueda obtener el campo de radiancia de forma cualitativa y cuantitativa. Como referencia para la calibración puede tomarse el valor del cénit.

* Es necesario el desarrollo de un tipo de película tal que sus digitalizaciones representen por igual, y de forma completa, cada uno de los valores individuales para las diversas longitudes de onda. Convendría, además, que el grano de la película fuera lo mas fino posible para así poder determinar, con gran exactitud, todos los pequeños detalles del campo de radiancia, sobre todo para cielo cubierto. Evidentemente, con estas digitalizaciones se podrían construir superficies continuas y actuar matemáticamente sobre ellas.

Una vez calibradas las películas se abriría un camino de investigación muy interesante desde el punto de vista de la óptica atmosférica. En concreto, y de una manera aventurada, diremos que podrían sustituirse, dentro de ciertos límites, las medidas de radiancia con sensores rotantes. Asimismo, ayudados de un sistema de tratamiento de imágenes por ordenador, podrían estudiarse de manera más sencilla las propiedades concretas de los campos de radiación desde todos los puntos de vista -días claros, días con nubes de diferentes tipos y en diferentes posiciones angulares, tratamientos estadísticos de las imágenes, etc-. Estas posibilidades han sido mencionadas repetidas veces por diversos autores, aunque aún no se ha iniciado el estudio y calibración de las películas (McArthur et al., 1979; Heimo, 1984; Valko et al., 1989). En concreto, nuestras medidas muestran la posibilidad real de este desarrollo, así como algunos de los puntos fundamentales sobre los que habría que actuar.

Para finalizar este trabajo, y teniendo en cuenta todo lo expuesto a lo largo de la memoria, vamos a destacar los puntos más significativos, a modo de conclusiones. Hemos de significar, no obstante, que en cada uno de los capítulos se han ido discutiendo las aportaciones más notables del trabajo que se ha realizado. Para sistematizar la presentación seguiremos, como índice, el esquema de objetivos trazado en la introducción.

C.1. Respecto a los objetivos específicos:

i) Se ha hecho un estudio extensivo de los datos de radiación obtenidos con el Sistema Móvil Suizo (Swiss Mobile System), incluyendo todos los términos del balance de radiación de onda corta. Esto ha implicado la necesidad de utilizar el banco de datos completo, por lo que se han tenido que desarrollar aplicaciones específicas para el acceso rápido y seguro a cualquier serie de medidas y para la obtención inmediata de sus características.

i.1) En las medidas de irradiancia directa y de irradiancia global, las fluctuaciones de alta frecuencia son muy sensibles a

las variaciones de turbiedad, apareciendo inestabilidades en la marcha diaria de ambas componentes, incluso en el rango de los 20 segundos.

i.2) Las variaciones relativas a lo largo del día, son mucho menos acusadas en las superficies verticales orientadas al Sur que en las restantes orientaciones. Entre éstas, las orientadas al Este y al Oeste muestran un comportamiento totalmente similar. La irradiancia global a incidencia normal y la irradiancia global horizontal, tienen el mismo comportamiento, incluso en el tipo de función, excepto en los valores absolutos. Todas estas características son totalmente generales e independientes de la localización geográfica de la estación de medida.

ii) Para obtener una información mas precisa sobre el campo de radiación, se ha estudiado la radiancia del cielo, que proporciona la distribución espacial del campo de radiación. Del estudio, mediante diagramas polares, del campo de radiancia, se ha comprobado que hay una enorme sensibilidad al tipo y distribución espacial de las nubes, así como a los efectos del horizonte. Sin embargo, a partir de las representaciones gráficas convencionales es muy difícil estimar ambos efectos.

iii) Para salvar la dificultad apuntada en el apartado anterior, se ha introducido una nueva técnica de presentación gráfica de los resultados. Esta técnica consiste, esencialmente, en los diagramas tridimensionales, la proyección polar de los mismos y los cortes cenital, en la dirección perpendicular o en el almucántar. La combinación de los tres tipos de gráficas permite detectar con facilidad las peculiaridades del campo de irradiancia o de radiancia, consecuentes a las variaciones de turbiedad o a los efectos del horizonte.

iii.1) Dentro del procedimiento gráfico propuesto, hemos de destacar la importancia de disponer de un método de interpolación eficiente. Hemos adoptado el llamado "método de los nudos", porque tienen una gran precisión en el ajuste, es muy reproducible y, esencialmente, porque permite crear superficies geométricas que pueden utilizarse con gran facilidad, conociendo el tensor producto de polinomios interpolantes.

iii.2) Otro punto a destacar es la elección del grado del polinomio a utilizar. Usualmente los grados más usados son 2 y 3. Hemos demostrado en este trabajo, como consecuencia del examen de nuestras gráficas, que el único modo de garantizar que el campo de radiación obtenido por interpolación no contiene valores espurios, es realizar la interpolación lineal. Este resultado es completamente general, aunque es más notable en el campo de la radiancia del cielo y de la radiancia reflejada, no siendo tan importante para la irradiancia global, excepto para días con cubierta nubosa de características especiales.

iv) Como consecuencia del análisis de los gráficos presentados según el método propuesto, se ha podido comprobar con absoluta generalidad:

iv.1) Existe una gran simetría alrededor del cénit, de tal modo que son únicamente la turbiedad y la altura solar las variables que parametrizan la irradiancia global o la radiancia del cielo. Este comportamiento es totalmente general para todas las estaciones, independientemente de su localización geográfica. Esta generalidad se deduce del hecho de que la base de datos abarca un periodo de 10 años y cubre, prácticamente, toda Europa.

iv.2) Los efectos de horizontes son siempre importantes, especialmente en el campo de la radiancia. Su influencia varía

entre un valor normal, comprendido entre el 20 y el 30%, hasta un 90% para horizontes nevados. Una vez más, la altura solar y la turbiedad parecen ser las variables que permiten parametrizar los resultados.

v) Otra de las características más peculiares de los datos disponibles, es la existencia de una completa colección de fotografías "ojo de pez", para un amplio rango de cubierta nubosa (cielos despejados, cielos parcial y totalmente cubiertos). El tratamiento digital de las imágenes, de cierta tradición en el estudio del campo de radiación, permite obtener los patrones de distribución de radiancia del cielo y compararlos luego con los obtenidos experimentalmente de las medidas. Se ha hecho este tratamiento y los resultados son muy prometedores, aunque no llegan a tener carácter cuantitativo, debido a la calidad de las películas y a las características del revelado y a la necesidad de aumentar el número de "pixels", probablemente al doble, para discriminar claramente los detalles. Cabe destacar, por último, que el diagrama que mejor comparación produce es el de 500 nm, que corresponde a la máxima eficiencia visual del ojo humano.

C.2. Con respecto a los objetivos generales de modelización destacaremos:

i) A partir de un conjunto de series correspondientes a días despejados, se han calculado el índice de claridad, el factor de turbiedad de Linke y los coeficientes de turbiedad de Angström y Schüepps, con idea de obtener una parametrización de la irradiancia global, la altura solar y el índice de turbiedad. Cabe apuntar lo siguiente:

i.1) Hay una dependencia acusada de la irradiancia global con la altura solar, resultado obvio, pero con muy poca sensibilidad a

la turbiedad. Como consecuencia se puede establecer una relación lineal entre la irradiancia global horizontal y la altura solar, que teniendo en cuenta la variedad y diversidad en la procedencia espacial y temporal de los datos, nos parece de absoluta generalidad.

i.2) Si se toma como parámetro la altura solar, hay un decrecimiento muy acusado de la irradiancia global con el aumento de la turbiedad. Lo más notable es que una variación en el índice de turbiedad representa la misma variación porcentual para cualquier altura solar.

Estas dos consecuencias del estudio realizado, tienen una importancia capital en la modelización, pues justifica la hipótesis de la existencia de una relación constante entre la irradiancia global, sobre cualquier superficie inclinada, y parámetros esencialmente geométricos.

ii) Se ha estudiado y se propone un modelo de regresión para el cálculo de la irradiancia global sobre cualquier superficie inclinada y orientada, como función de la irradiancia global horizontal, la posición del Sol y la distancia lineal en un diagrama polar, entre dicha posición y la considerada. Incluye el modelo una corrección para los efectos de la radiación reflejada por el suelo.

Este modelo proporciona muy buenos resultados, incluso cuando se aplica a experiencias diseñadas y realizadas de modo muy distinto a las del sistema móvil. Los errores son importantes, únicamente para bajas alturas solares y en la línea del horizonte.

iii) Combinando los dos métodos propuestos, se puede obtener la distribución angular instantánea de la irradiancia global,

partiendo exclusivamente de la altura solar, con un error cuadrático medio del orden del 10% para grandes alturas solares, y que alcanza raramente el 50%, cuando la altura solar es baja y cerca del horizonte.

iv) Finalmente, se presenta un modelo aproximado para la radiancia del cielo, desarrollado dentro de la colaboración que se lleva a cabo con el Instituto Meteorológico Suizo, el cual, mediante un exhaustivo estudio estadístico, permite definir un "factor multiplicador de nubes" y, a partir del mismo y de la radiancia para cielos despejados, obtener la distribución de radiancia para cualquier tipo de cielo. En este modelo tiene una importancia capital la información proporcionada por las fotografías "ojo de pez". El perfeccionamiento de este modelo y la parametrización de los efectos de nubes, constituye una de las líneas de trabajo que actualmente se llevan a cabo en nuestro grupo.

BIBLIOGRAFIA.

ABBOT,C.G. and FOWLE, F.E. Ann. Smithsonian Ap. Obs. 2. (1908).

ABDELRAHMAN, M.A. and SAID, S.A.M.: "Comparison Between Atmospheric Turbidity Coefficients of Desert and Temperate Climates". Solar Energy, 40, 3, 219-225 (1988).

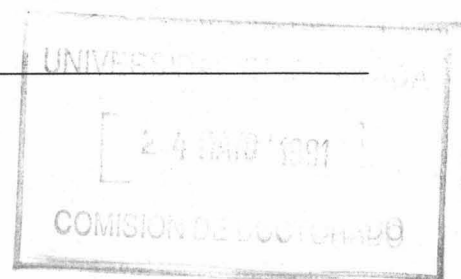
ANGSTROEM, A.: "On the Atmospheric Transmission of Sun Radiation and Dust in the Air". I. Geograf. Ann., 11, 156 (1929).

ANGSTROEM, A.: "Apparent Solar Constant Variations and their Relation to the Variability of Atmospheric Transmission". Tellus, XXII, 2 (1970)

ANGSTROEM, A.: "Solar and Terrestrial Radiation". Quart. J. R. Met. Soc., 50, 121 (1924).

ASHKIN, A. Physics Rev. Lett., 38, 1351 (1977).

ASTERIADIS, G. and TSIOUMIS, A.C.: "An Astronomical Determination of the Turbidity Parameters of the Atmosphere". Meteorology and Atmospheric Phys., 41, 13-18 (1989).



- BENER, P.; FROEHLICH, C. and VALKO, P.: "Mobile Station for Automatic Measurement of Spectral Solar and Sky Radiance and of the Fluxes of Global and Sky Radiation on Differently Oriented Planes". International Solar Energy Society Conference, Paper E-31. Paris (1973).
- BOURGES, B.: "Le Calcul de L'éclairement Solaire sur Plans Inclinés". La Météorologie 7e, ser. No. 11, pp. 58-68 (1986).
- BOX, M.A. and DEEPAK, A.: "An Aproximation to Multiple Scattering in the Earth's Atmosphere: Almucantar Radiance Formulation". J. of the Atmospheric Sciences, 38, 5, 1037-1048 (1981).
- BRUSA, R.W. and FROELICH, C.: "Recent Solar Constant Determinations from High Balloons". Proceeding 3rd Scientific Assembly of IAMAP, Hamburg (1981).
- BRUSA, R.W.: "Solar Radiometry". WRCD Publication No.598, Dissertation ETH No. 7181 (1983).
- CASAS, J.: "Optica". Zaragoza (1983).
- CASTRO, Y.: "Determinación y Estudio de las Características de la Radiación Solar. Una Contribución a su Predicción Climatológica Mediante Modelos". Tesis, Univ. Granada (1986).
- CASTRO, Y. and JIMENEZ, J.I.: "Solar Radiation upon Slopes. An Experimental Study". Solar 88, ASES Annual Meeting (1988).
- CHANDRASEKHAR, S.: "Radiative Transfer". Clarendon Press. Oxford (1950)

-
- C.I.E.: "Standardisation of Luminance Distribution of Clear Skies".
Publication C.I.E. No.22, TC-4.2 (1973).
- C.I.E.: "International Light Vocabulary". Bureau Central de la
Commission Electrotechnique Internationale. Publication 50
(845). Genève -Suisse- (1987).
- COULSON, L.K.: "Polarization and Intensity of Light in the Atmos-
phere". A. Deepak. Virginia-USA (1988).
- COULSON, K.L.: "Solar and Terrestrial Radiation". Academic Press,
New York (1975).
- COULSON, K.L.: "Effects of the Chinchon Volcanic Cloud in the
Stratosphere on the Intensity of Light from the Sky". App.
Opt., 22, 2265-2271 (1983).
- COULSON, K.L.: "A Study of the Reflection and Polarization
Characteristics of Selected Natural and Artificial Surfaces".
TIS Tept. R65SD4, Space Sciences Lab., General Electric Co.,
Philadelphia (1965).
- COOMBES, C.A. and HARRISON, A.W.: "Angular Distribution of Over-
cast Sky Short Wavelength Radiance". Solar Energy, 40, 2,
161-166 (1988).
- DAVE, J.V.: "Coefficients of the Legendre and Fourier Series for
the Scattering Functions of Spherical Particles". App. Opt.,
9, 1888 (1970).
- DAVE, J.V.: "Computation of Incident Solar Energy". IBM J. Res.
Dev., 19, (1975).
-

- DAVE, J.V. and FURUKAWA, P.M.: "Intensity and Polarization of the Radiation Emerging from an Optically Thick Atmosphere". J.O.S.A., 56, 394-400 (1966).
- DAVE, J.V.: "Validity of the Isotropic Distribution Approximation in Solar Energy Estimations". Solar Energy, 19, 331-333 (1977).
- DAVE, J.V.: "Isotropic Distribution Approximation in Solar Energy Estimations". Solar Energy, 22, 15-19 (1979).
- DAVIES, J.A. and McKAY, D.C.: "Estimating Solar Radiance and Components". Solar Energy, 29, 1, 55-64 (1982).
- DAVIES, J.A. and McKAY, D.C.: "Estimating Solar Radiation from Incomplete Cloud Data". Solar Energy, 41, 1, 15-18 (1988).
- DAVIES, J.A. and McKAY, D.C.: "Evaluation of Selected Models for Estimating Solar Radiation on Horizontal Surfaces". Solar Energy, 43, 3, 153-168 (1989).
- DE BOOR, C.: "A Practical Guide to Splines". Springer-Verlag. New York (1978).
- DEHNE, K.: "Entwicklung eines Sky-Scanners zur Schnellen Vermessung der Räumlichen Verteilung Spektraler Himmelsstrahldichten". Ber. Dt. Welterd. No.134, pp.39 (1974).
- DOGNIAUX, R. and LEMOINE, M.: "Programme de Calcul des Eclairéments Solaires Energetiques et Lumineux de Surfaces Orientées et Inclinées, Ciel Serein et Ciel Couvert". IRM, Misc. Série C. No.14, (1976).

- DOGNIAUX, R. and SNEYERS, R.: "Sur la Stabilité du Trouble Atmosphérique a Uccle au Cours de la Période 1.951-1.970". IRM Publ. Série A, No.75 (1972).
- DOGNIAUX, R. and LEMOINE, M.: "Clarification of Radiation Sites in Terms of Different Indices of Atmospheric Transparency". Proceeding of the 1983 International Daylighting Conference, Phoenix, Arizona-USA. Thomas Vonder, AIA-Editor (1983).
- DOGNIAUX, R. and DOYEN, P.: "Analyse Statistique du Trouble Atmosphérique à Uccle; (à partir d'observations radiométriques. Period de Référence 1951-1965)". Institut Royal Météorologique à Belgique. Publications Série, A, No.65 (1968).
- DONN, W.L.: "Meteorología". Ed. Reverté. Traducción de J. Catalá. Barcelona (1978).
- DORNO, C.: "Himmelshelligkeit, Himmelspolarisation und Sonnintensität in Davos 1911 bis 1918". Veröff. D. Preuss. Met. Instit., No.303. Abhandlungen Bd. VI. 303, Berlin (1919).
- EDDY, J.A.: "The Case of the Missing Sunspots". Scientific American. pp. 80-92, May 1975.
- ELTERMAN, L.: "UV, Visible, and IR Attenuation for Altitudes to 50 Km, 1968". Env. Res. Pap. No.258. Air Force Cambridge Research Laboratories Bedford, Mass (1968).
- FOWLES, G.R., RINEHART, H. and WINSTON, J.N.: "Introduction to Modern Optics". (1975).
- FROELICH, C. and BRUSA, R.W.: "Measurements of the Solar Constant. A Critical Review". The Cal. Tech. Solar Constant Workshop,

- Big Bear Observatory, pp.111-126, 19-21 May 1975.
- FROELICH, C. und BENER, P.: "Spektroradiometer zur Bestimmung der Atmosphärischen Trübung". WRCD Publication No. 555 (1978).
- FROELICH, C. and BRUSA, R.W.: "Solar Radiation and its variation in time". Sol. Phys., 74, 209-215 (1981).
- GOODY, R.M.: "Atmospheric Radiation, I: Theoretical Basis". Clarendon Press. Oxford (1964).
- GUEYMARD, Ch.: "Une Paramétrisation de la Luminance Energétique de Ciel Clair en Fonction de la Turbidité". Atm. Ocean., 24, 1, 1-15 (1986).
- HALE, G.M. and QUERRY, M.R.: "Optical Constant of Water in the 200nm to 200µm Wavelength Region". Appl. Opt., 12, 555-563 (1973).
- HANSEN, J.E. and TRAVIS, L.O.: "Light Scattering in Planetary Atmospheres". Space Sci. Rev., 16, 527-596 (1974).
- HARRISON, A.W. and COOMBES, C.A.: "Angular Distribution of Clear Sky Short Wavelength Radiance". Solar Energy, 40, 1, 57-63 (1988).
- HAY, J.E.: "A Tabulation and Analysis of Solar Radiation Data for Alberta". Information Series 79, Alberta Research Council and Alberta Environment, Edmonton, 124 (1977).
- HAY, J.E. and McKAY, D.C.: "Estimating Solar Irradiance on Inclined Surfaces: A Review and Assessment of Methodologies". Int. J. Solar Energy, 3, 203-240 (1985).

- HAY, J.E.: "Calculation of Monthly Mean Solar Radiation for Horizontal and Inclined Surfaces". Solar Energy, 23, 301-307 (1979).
- HEIMO, A.: "Diagnosis of the Atmosphere Through Optical Measurements Performed with a Mobile Station". Thesis. ETH. Zürich (1989)
- HEIMO, A. and VALKO, P.: "First Results Obtained from the Swiss Mobile System for Solar Radiation Measurement". UNESCO/WMO. Solar Energy Symposium. G eneva (1976).
- HOOPER, F.C.; BRUNGER, A.P. and CHAN, C.S.: "A Clear Sky Model of Diffuse Sky Radiance". Trans. ASME J. Solar Energy Eng., 109, 9 (1978).
- HOTTEL, H.C.: "Solar Energy for Heating". Mechanical Engineer's Handbook. McGraw-Hill. New York (1958).
- HOYT, D.V.: "The Smithsonian Astrophysical Observatory Solar Constant Program". Reviews of Geophysics and Space Physics, 17, 3, 427-458 (1979).
- IEA. Solar R&D. "An Introduction to Meteorological Measurements and Data Handling for Solar Energy Applications". International Energy Agency. DOE/ER-0084. U.S. Department of Energy. Washington (E.E.U.U.), October (1980).
- INEICHEN, A.; PEREZ, R. and SEALS, R.: "The Importance of Correct Albedo Determination for Adequately Modeling Energy Received by Tilted Surfaces". Solar Energy, 39, 4, 301-305 (1987).

- INEICHEN, A; GUISAN, O. and PEREZ, R.: "Ground-Reflected Radiation and Albedo". *Solar Energy*, 44, 4, 207-214 (1990).
- IQBAL, M.: "An Introduction to Solar Radiation". Academic Press, Inc., Canada (1983).
- IRONS, J.R.; RANSON, K.J. and DAUGHTRY, C.: "Estimating Big Blues-tem Albedo from Directional Reflectance Measurements". *Remote Sensing of Environment*, 25, 185-199 (1988).
- IRVINE, W.M. and POLLAK, J.B.: "Infrared Optical Properties of Water and Ice Spheres". *Icarus*, 8, 324-360 (1968).
- JANSA, J.M.: "Tratado de Meteorología Teórica". Tomo II. Instituto Nacional de Meteorología. Serie B, No.14, Madrid (1985).
- JIMENEZ, J.I. and CASTRO, Y.: "Solar Radiation on Sloping Surfaces with Different Orientation in Granada, Spain". *Solar Energy*, 28, 275 (1982).
- JIMENEZ, J.I.: "Microscale Distribution of Global Radiation. Correlations between Global Radiation and Meteorological Parameters and Orographical Characteristics". CEC. Action D1-Solar Radiation in Microclimates. Bruxelles (1987).
- JIMENEZ, J.I.: "On the Performance of the Helios Model for Estimating the Angular Distribution of Radiation Fluxes". *Proceeding of IAMAP'90 Congress*. Reading, UK (1990).
- JUNGE, C.E.: "Air Chemistry and Radioactivity". Academic Press, New York (1963).

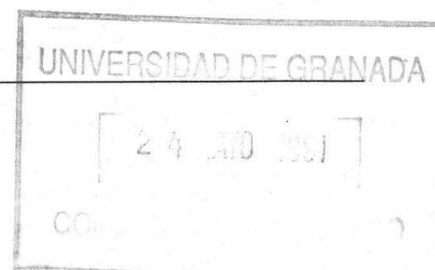
- KASTEN, F.: "A New Table and Aproximation Formula for the Relative Optical Air Mass". Arch. Met. Geoph. Biokl., B.14, 206-223 (1965).
- KASTEN, F. and CZEPLAK, G.: "Solar and Terrestrial Radiation Dependent on the Amount and Type of Cloud". Solar Energy, 24, 177-189 (1979).
- KITTLER, R.: "The Personal Computer Daylight Design Aid". Private Communication. Manuscript to be Published (1986).
- KITTLER, R.: "Sunlight in Buildings". Proceeding of C.I.E. inter sessional Conference. Bouwcentrum, Rotterdam, III, pp.273-285 (1986).
- KLUCHER, T.M.: "Evaluations of Models to Predict Insolation on Tilted Surfaces". Solar Energy, 23, 114 (1979).
- KONDRATYEV, K.Y.: "Radiation in the Atmosphere". Academic Press, INC., New York (1969).
- KONDRATYEV, K.Y. and MANOLOVA, M.P.: "The Radiation Balance of Slopes". Solar Energy, 4, 14 (1960).
- KONDRATYEV, K.Y. and MANOLOVA, M.P.: "The Radiation Balance of Slopes". The Reports at the Symposium on Radiation in Oxford. pp. 3-20. Leningrad (1959).
- KROCHMANN, J.: "Quantities of Illuminating Engineering for Daylight. The Sun in the Service of Mankind". Int. Solar Energy Society Conference. Paper EH-52. Paris (1973).

- KROCHMANN, J.: "Calculation Method and its Comparison with Measuring Results". Final Report for Contract 290-77-ESD in CEC Solar Energy Programme. Project F. Action 3.2. Internal Report of Institut für Lichttechnik. Berlin (1979).
- LALAS, D.: "The Helios Model". Final Report. Action D1, "Solar Radiation Microclimates", CEC, Brussels (1989).
- LENOBLE, J.: "Radiative Transfer in Scattering and Absorbing Atmospheres: Standard Computational Procedures". A. Deepak Publishing. Hampton, Virginia USA (1985).
- LENOBLE, J. and GELEYN, J.F.: "Current Problems in Atmospheric Radiation". IRS'88. Proceedings of the International Radiation Symposium. Lille, France. August (1988).
- LIEBELT, C.: "Leuchtdichte und Strahldichte-Verteilung des Himmels". Thesis. pp.311. Karlsruhe (1978).
- LINKE, F.: "Transmissions Koeffizient und Trübungsfaktor". Beitr. Phys. Atmos., 10, 91 (1922).
- LIU, K.: "An Introduction to Atmospheric Radiation". Academic Press, INC, London, (1980).
- LIU, B. and JORDAN, R.C.: "The Interrelationship and Characteristic Distribution of Direct, Diffuse and Total Solar Radiation". Solar Energy, 4,3 (1960).
- LOUCHE, A.; PERI, G. and IQBAL, M.: "An Analysis of Linke Turbidity Factor". Solar Energy, 37, 6, 393-396 (1986).

- MA, C. and IQBAL, M.: "Statistical Comparison of Models for Estimating Solar Radiation on Inclined Surfaces". *Solar Energy*, 31, 313-317 (1983).
- MATSUURA, K.: "Average Sky as a Standard". CIE Division III, Technical Committee 309. Circular Letter No.9 (1985).
- McARTHUR, L.B. and HAY, J.E.: "On the Anisotropy of Diffuse Solar Radiation". *Bull. Amer. Met. Soc.*, 59, 1442-1443 (1979).
- McCLATCHEY, R.A.; FENN, R.W.; SELBY, J.; VOLZ, F.E. and GARING, J.S.: "Optical Properties of the Atmosphere". Third Edition. AFCRI-72-0497 (1972).
- MORAN, F.: "Apuntes de Termodinámica de la Atmósfera". Instituto Nacional de Meteorología. Publicaciones Serie B (Textos), No.4, Madrid (1984).
- NORMAN, J.M. and WELLES, J.M.: "Radiative Transfer in Array of Canopies". *Agron. J.*, 75, 481 (1983).
- OLMO, F.J.; VIDA, J.; CASTRO, Y.; ALADOS, L.; JIMENEZ, J. and VALKO, P.: "Contribution of the Graphical Analysis of the Sky Radiance and Angular Distribution of Global Irradiance". Proceeding of the 1990 Annual Conference. American Solar Energy Society. SOLAR'90, pp.461-473. Austin, Texas. March (1990).
- PAGE, J.K.: Solar Energy R&D in the European Community. Serie F. Vol.3. Solar Radiation Data. University of Scheffield, U.K.. Reidel Pub. Co. Dordrecht (1986).

- PAGE, J.K. and RODGERS, G.: "Mathematical Basis of Programs for Computing Average Hourly Irradiance and Daily Irradiation on Sloping Surfaces". Vol.1 of Final Report for Contract 292-77-UK in CEC Solar Energy Programme. Project F. Action 3.2. Internal Report of Department of Building Science. University of Scheffield (1980).
- PAGE, J.K.: "The Estimation of Monthly Mean Values of Daily Total Short-Wave Radiation on Vertical and Inclined Surfaces from Sunshine Records for Latitudes 40N-40S". Proceedings of the U.N. Conference on New Sources of Energy. Rome, Confer. Paper No. 35/5/98 (1961).
- PALZ, W.: European Solar Radiation Atlas. Commision of the European Communities. Vol. 1,2. EUR 9344. Brussels and Luxembourg (1984).
- PEREZ, R. and SEALS, R.: "A New Simplified Version of the Perez Diffuse Irradiance Model for Tilted Surfaces". Solar Energy, 39, 221-231 (1987).
- PEREZ, R.; SEALS, R.; ZELENKA, A. and INEICHEN, P.: "Climatic Evaluation of Models that Predict Hourly Direct Irradiance from Hourly Global Irradiance: Prospects for Performance Improvements". Solar Energy, 44, 2, 99-108 (1990).
- PEREZ, R.; INEICHEN, P.; SEALS, J.M. and STEWART, R.: "Modeling Daylight Availability and Irradiance Components from Direct and Global Irradiance". Solar Energy, 44, 5, 271-289 (1990).
- PERRIN DE BRICHAMBAUT, Ch. et VANGE, Ch.: "Le Gisement Solaire: Evaluation de la Resource Energétique". TEC et DOC Lavoisier, 75008, Paris (1982).

- PISIMANIS, D.; NOTARIDOU, V. and LALAS, D.: "Estimating Direct, Diffuse and Global Solar Radiation an Arbitrarily Inclined Plane in Greece". *Solar Energy*, 39, 3, 159-172 (1987).
- POLLAK, J.B. and CUZZI, J.N.: "Scattering by Nonspherical Particles of Size Comparable to a Wavelength. A New Semi-Empirical Theory and its Application to Tropospheric Aerosol". *J.Atm.Sci.*, 37, 368-881 (1980).
- REDDY, T.A. and ATTALAGE, R.A.: "Differences in Computed Annual Irradiation on Inclined Surfaces Using Isotropic and Anisotropic Sky-Diffuse Models". *Solar Energy*, 40, 4, 315-320 (1988).
- REVFEIM, K.: "A Simple Procedure for Estimating Global Daily Radiation on any Surface". *J. Appl. Met.*, 17, 1126-1131 (1978).
- RIORDAN, C; MYERS, D; RYMES, M. and HULSTROM, R.: "Spectral Solar Radiation Data Base at Seri". *Solar Energy*, 42, 1, 67-79 (1989).
- ROBINSON, N.: "Solar Radiation". Elsevier, Amsterdam (1966).
- ROGERS, R.: "Física de las Nubes". Ed. Reverté. Traducción dirigida por J. Catalá. Barcelona (1977).
- ROSEN, M.A.; HOOPER, F.C. and BRUNGER, A.P.: "The Characterisation and Modelling of the Diffuse Radiance Distribution under Partly Cloudy Skies". *Solar Energy*, 43, 281 (1989).
- ROSEN, M.A. and HOOPER, F.C.: "A Comparison of two Models for the Angular Distribution of Diffuse Sky Radiance for Overcast Skies". *Solar Energy*, 43, 477 (1989).



- ROSEN, M.A. and HOOPER, F.C.: "The Development of a Model for the Geometric Description of Clouds and Cloudy Skies". *Solar Energy*, 41, 4, 361-369 (1988).
- SELBY, J. and McCLATCHEY, R.: "Atmospheric Transmittance from 0.25 to 28.5 μ m: Computer Code LOWTRAN 3". Air Force Cambridge Research Laboratories. Hanscom Air Force Base, Massachusetts. Environmental Research Papers, No.513, 7 May (1975).
- SELBY, J.; KENEIZYS, F.; CHETWYND, J. and McCLATCHEY, R.: "Atmospheric Transmittance/Radiance: Computer Code LOWTRAN 4". Air Force Geophysics Laboratory. Optical Physics Division -Project 7670. Cambridge (1978).
- SEKERA, Z.: "Recent Developments in the Study of the Polarization of Akylight". *Advances in Geophysics*, vol.III, Academic Press, New York, pp. 43-104 (1965).
- SCHUEPP, W.: "Die Bestimmung der Komponenten der Atmosphärischen Trübung aus Aktinometermessungen". *Arch. Met. Geoph. Biokl.*, 257 (1948).
- SMITH, J. and RANSON, K.: "Bidirectional Reflectance Literature Survey". ORI, Silver Spring, Md. (1979).
- SPARROW, E.M. and CESS, R.D.: "Radiation Heat Transfer Hemisphere". London (1978).
- STEEMERS, T.C.: "Solar Energy Application to Buildings and Solar Radiation Data". Reidel Publishing Company, Vol. 1,2. Proceedings of the EC Contractors Meeting held in Brussels, Belgium (1986).

- STEVEN, M.D.: "Standard Distribution of Clear Sky Radiance". Quar. J. of the Royal Meteorological Society, 103, 457-465 (1977).
- STEVEN, M.D. and UNSWORTH, M.H.: "The Diffuse Irradiance of Slopes under Cloudless Skies". Q.J.R. Met. Soc., 105, 93-102 (1979).
- STIGTER, C.J. and MJUNGU, Y.B.: "Relationship Between Soil Albedos and Soil and Air Temperatures". Netherlands Journal of Agricultural Science, 32, 34-42 (1984).
- SUITS, G.H.: "The Cause of Azimuthal Variations in Directional Reflectance of Vegetation Canopies". Remote Sensing Environ, 2, 175 (1972).
- TEMPS, R.C. and COULSON, K.L.: "Solar Radiation upon Slopes of Different Orientations". Solar Energy, 19, 178-184 (1977).
- THOMASON, L.W.; SZYMBER, R.J. and HERMAN, B.M.: "An Examination of Reduction Techniques for Determining the Linke Turbidity Factor". Journal of Applied Meteorology, 21 (1982).
- UNSWORTH, M.H. and MONTEITH, J.L.: "Aerosol and Solar Radiation in Britain". Q.J.R. Met. Soc., 98, 778-797 (1972).
- VALKO, P.: "Vereinfachtes Auswerteverfahren für die Schüeppsche Methode zur Bestimmung der Atmosphärischen Trübung". Arch. Met. Geoph. Biokl., B11, 1, Heft (1961).
- VALKO, P.: "Ueber den Zusammenhang Zwischen Trübungsfaktor und Trübungskoeffizient". Arch. Meteo. Geoph. Biokli., B15, 359-375 (1967).
- VALKO, P.: IEA-IV/2 Handbook. Washington, 8, 1-8, 46 (1980).

- VALKO, P.: "Some Empirical Properties of Solar Radiation and Related Parameters". Swiss Meteorological Institute (1980).
- VALKO, P.: "Empirical Study of the Angular Distribution of Sky Radiance and of Ground Reflected Radiation Fluxes". Report No.3. Within Project F of the CEC Solar Energy R&D Programme, Odeillo (1982).
- VALKO, P.: "Angular Distribution of Sky Radiance and Diffuse Irradiance on Inclined Surface". Course on Physical Climatology for Solar and Wind Energy. 21 April-May, Trieste, Italy (1986).
- VALKO, P.: "The Observed Radiance Distribution of Cloudless Skies and the Prediction of the Associated Components of the Diffuse Irradiance on Inclined Planes". Chapter 3, part I, pp.94-146; Appendix 4 pp. 415-419, Contribution to Chapter 3, part III, pp. 184-206, 210-211, as well as pp.168-169 in Page J.K. (ed.): "Prediction of Solar Radiation on Inclines Surfaces". Solar Energy R&D in the European Community, Series F, vol. 3, Reidel Publ. Comp., Dordrecht (1986).
- VALKO, P.: "Angular Distribution of Sky Radiance and Diffuse Irradiance on Inclined Surfaces". Processing an Analysis of Data. Status Report, 30 September. Swiss Meteorological Institut, Zürich. Part II (1987).
- VALKO, P.: "The Observed Radiance Distribution of Cloudless Skies and the Prediction of the Associated Components of the Diffuse Irradiance on Inclined Planes". Swiss Meteor. Institute. Zürich (1987).

- VALKO, P.: "Daylight-Related Analysis of a Ground-Based Full View Angle Sky Imagery". Project. Swiss Meteorological Institute. Zürich (1989).
- VALKO, P.; MERLO, G.; OLMO-REYES, F.J. and WILD, M.: "Analysis of Sky Radiance and Slope Irradiance. Angular Distribution Measured at Different Sites in Europe". European Solar Microclimates. Zürich. Final Report. Swiss Meteorological Institute, August (1989).
- VALKO, P. and MERLO, G.: "Joint Analysis of Simultaneous Sky Radiance and Slope Irradiance Measurements from Different Sites in Europe". Symposium Daylight and Solar Radiation Measurement, 9-11 October. Technische Universität Berlin (West). Germany (1989).
- VALKO, P.: "The Observed Radiance Distribution of Cloudless Skies and the Prediction of the Associated Components of the Diffuse Irradiance on Inclined Planes". Swiss Meteorological Institute, Zürich (1990).90).
- VAN DE HULTS, H.C.: "Light Scattering by Small Particles". John Wiley & Sons, INC., New York (1957).
- VAN DEVENTER, E.N. and JOUBERT, G.R.: "An Automatic Sky Scanning Radiometer for Measuring the Distribution of Radiation from the Sky and Interpretation of the Measurements". Proceeding 3rd Int. Biometeor. Congress. Pau, September 1963. Oxford. Pergamon Press, pp.730-734 (1966).
- WALTHALL, C.L.; NORMAN, J.M.; WELLES, J.M.; CAMPBELL, G. and BLAD, B.L.: "Simple Equation to Approximate the Bidirectional Reflectance from Vegetative Canopies and Base Soil Surfaces".

App. Opt., 24, 3, 383-387 (1985).

WILLMOT, C.J.: "On the Climatic Optimization of the Tilt and Azimut of Flat-Plate Solar Collectors". Solar Energy, 28, 205-216 (1982).

WMO: "An Introduction to Meteorological Measurements and Data Handling for Solar Energy Application". Chpt. 10 (DOE/ER-0084). U. S. Department of Energy. Washington, D.C. October (1980).

WMO: "Meteorological Aspects of Solar Radiation as an Energy Source". WMO Technical Note, No.172, and WMO, No.557 (1981).

WRC: "Die Davoser Pyrradiometer und pyranometer vom Typ PD-Beschreibung der Konstruktive Gestaltung". PMOD, FD-D-67-02, Davos (1980).

WRC: "Die Davoser Pyrradiometer und Pyranometer vom Typ PD-Beschreibung der Einzelnen Empfängertypen". PMOD, FD-D-67-03, Davos (1981).

ZELMANOVICH, J.L. and SHIFRIN, K.S.: "Tables of Light Scattering". Vol.4, Scattering of Polydisperse System. Hidromet. Pub. House, Leningrad, URSS (1971).

APENDICE 1.

DEFINICIONES Y CONCEPTOS.

DEFINICIONES Y CONCEPTOS

En este apartado pretendemos establecer los conceptos fundamentales y la terminología que utilizaremos a lo largo de toda la memoria. Los términos utilizados para describir la radiación en meteorología puede, en ocasiones, diferir considerablemente de otras disciplinas. Esencialmente usaremos las expresiones dadas por la "Solar Energy R&D in the European Community", bajo todos sus programas, con el auspicio de la WMO (Page, 1986):

-Flujo o potencia radiante (F_e): Energía emitida por un radiador en todas direcciones y para todas las longitudes de onda, por unidad de tiempo (W).

-Exitancia (M_e): Flujo radiante que emite una superficie por unidad de área (W/m^2).

-Intensidad (I): Flujo radiante que emite una fuente por unidad de ángulo sólido (W/sr).

-Reflectancia (ρ): Razón del flujo radiante reflejado por una superficie en la cual incidió, respecto al incidente. A este concepto se le suele llamar también Albedo.

-Absortancia (α): Razón del flujo radiante absorbido por una superficie respecto al incidente.

-Angulo de Incidencia: Angulo con el cual un haz de energía incide sobre una superficie, medido entre la dirección de propagación de la energía y la normal a la superficie en el punto de incidencia.

-Absorción: Proceso por el cual la energía radiante incidente sobre un medio es retenida por el mismo. La absorción da siempre como resultado otro tipo de procesos como, por ejemplo, la conversión a otro tipo de energía dependiendo de la naturaleza del medio que absorbe.

-Radiación Solar: La radiación solar, también llamada radiación de onda corta, que es recibida en la superficie de la Tierra dentro de la banda del espectro 200-4000 nm. La suma total de energía tras los 2500 nm es muy pequeña comparada con la anterior.

-Atenuación de la Radiación: Pérdida de energía sufrida por un haz radiante al atravesar la atmósfera terrestre. Esta pérdida es debida al esparcimiento provocado por las moléculas de aire, por la absorción selectiva de ciertas moléculas y por la absorción y esparcimiento provocado por los aerosoles.

-Radiación Circunsolar: Radiación esparcida por la atmósfera en el área del cielo inmediatamente adyacente al Sol. Este hecho produce la aureola solar, cuya extensión angular es proporcional a

la turbiedad atmosférica, aumentando cuando la turbiedad es alta.

-Radiación Solar Extraterrestre: Radiación solar recibida en el límite superior de la atmósfera de la Tierra.

-Radiación Térmica: La radiación térmica de la atmósfera, usualmente llamada radiación terrestre o radiación de onda larga, es aquella con longitudes de onda superiores a 4000 nm.

-Escala de Referencia Pirheliométrica: Con este nombre nos referiremos a los datos de la WRR (World Radiometric Reference Scale). Dentro de esta referencia internacional nos referiremos a la IPS (International Pyrheliometric Scale), que es la base internacional de datos, convertida más tarde a la WRR. El factor de conversión básico es $I(WRR)=1.022 I(IPS)$, donde I es la irradiancia directa normal al haz.

Utilizaremos también tres conceptos básicos que hacen referencia a los flujos de radiación de onda corta:

-Irradiancia: Flujo de radiación solar incidente en una unidad de área por unidad de tiempo, esto es, potencia por unidad de área. Las unidades del sistema internacional para la radiancia que usaremos aquí son W/m^2 .

-Irradiación: Suma de la energía solar incidente en una unidad de área sobre un tiempo dado. La irradiación es por tanto la integral respecto al tiempo de la irradiancia. La irradiación solar diaria, a veces llamada también radiación solar, suele expresarse en los atlas de la CEE como kilowatios hora por metro cuadrado. Esta unidad no es una unidad internacional estandar. Las unidades normalmente usadas en meteorología siguen al sistema internacional, por lo que en este caso sería megajulios por metro

cuadrado, MJ/m^2 . El factor de conversión es $3.6\text{MJ/m}^2=1.0\text{KWh/m}^2$. Normalmente se suele utilizar KWh, cuando hablamos de irradiación diaria, para familiarizarse con ingenieros, arquitectos y diseñadores de sistemas de aprovechamiento de energía.

-Radiancia: Nos referiremos a la radiación recibida tras el esparcimiento producido por el cielo en una dirección específica. La radiancia se define como el flujo radiante por unidad de área aparente y por unidad de ángulo sólido para una posición fija en el cielo. Sus unidades son watos por metro cuadrado y por estereoradián, $\text{W/m}^2.\text{sr}$ $-L(\beta,\alpha)-$.

-Las componentes de la radiación solar en superficies inclinadas: Hay tres componentes de la irradiancia solar / irradiación solar que llegan a un plano inclinado de pendiente β e inclinación α :

1. La componente de haz directa, descrita por el símbolo $I(\beta,\alpha)$.
2. La componente difusa del cielo, $D_s(\beta,\alpha)$.
3. La componente difusa reflejada por el suelo, $R(\beta,\alpha)$.

La componente reflejada por el suelo depende del albedo del suelo posicionado frente al plano. El término "albedo del suelo" describe la proporción de la radiación solar reflejada incidente desde el suelo. La suma de la componente difusa del cielo y la difusa reflejada por el suelo se inscriben dentro de la componente difusa total $D(\beta,\alpha)$.

-Radiación Global: La suma de las tres componentes de la irradiancia / irradiación solar en cualquier superficie se conoce como la irradiancia / irradiación global y se representa por el símbolo $G(\beta,\alpha)$. La irradiación global se conoce también con el nombre de radiación global en un plano dado.

-Constante Solar: Es la irradiancia normal al haz solar fuera de la atmósfera y a la distancia media Tierra-Sol (I_0).

-Direcciones de referencia para las medidas de ángulos:

1. Las latitudes se toman como positivas en el hemisferio norte y como negativas en el hemisferio sur. Las longitudes serán negativas al oeste del meridiano de Greenwich y positivas al este.

2. El acimut del ángulo solar lo mediremos, partiendo del sur, en el hemisferio norte y desde el norte en el hemisferio sur. Las direcciones hacia el este serán negativas y positivas hacia el oeste.

3. La posición angular del Sol se describe con relación al centro del disco solar. No haremos referencia a los efectos de la refracción atmosférica, salvo en los cálculos de la masa de aire; tengamos en cuenta que los efectos de la refracción tienen una importancia considerable sólo para altitudes solares pequeñas. La elevación del Sol se mide desde el plano horizontal.

-Masa de aire: Al camino recorrido por la radiación en su paso a través de la atmósfera, considerando el camino vertical a nivel del mar como unidad, se le llama masa de aire. En este contexto la masa de aire, m , es una cantidad puramente geométrica y se define como la secante del ángulo cenital solar; esta definición da buenos resultados cuando el ángulo cenital es menor a 80 grados (IEA, 1980). Para grandes ángulos cenitales hemos de modificar esta expresión ya que m depende de la composición atmosférica y de la refracción (Iqbal, 1983).

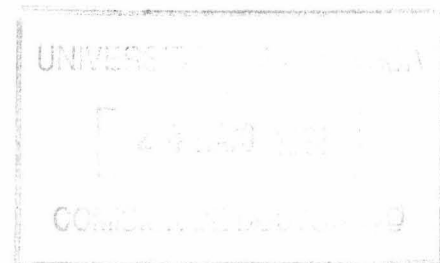
A lo largo de la memoria se irán introduciendo algunos símbolos, que no anotamos en estos momentos, así como nuevos conceptos que serán de interés.

Un comentario aparte merece la palabra inglesa "scattering". Este concepto se refiere al proceso por el cual la distribución espacial de un haz de radiación cambia y se desvía en múltiples direcciones, debido a la interacción con una superficie o medio, sin cambiar la frecuencia de las componentes monocromáticas (CIE, 1987). El problema que plantea este concepto radica en su traducción al castellano. Diferentes autores utilizan diferentes traducciones: difusión, dispersión, esparcimiento, etc. Desde el punto de vista de la óptica a este fenómeno que acabamos de definir se le denomina con el nombre de difusión, distinguiéndose claramente de la dispersión -cuando existe separación de la luz en las distintas longitudes de onda que la componen- (Casas, 1983). Sin embargo, desde el punto de vista de la meteorología teórica y aplicada, diversos autores utilizan distintos conceptos para designar un mismo fenómeno en su conjunto. Morán (1984) y Jansá (1985) hablan de difusión para explicar el estado de polarización y el color del cielo -difusión Rayleigh-, mientras que J. Catalá, en sus traducciones a los libros de Rogers (1977) y Donn (1978), habla de dispersión Rayleigh al designar el mismo fenómeno, incluso llega a utilizar la palabra scattering como sinónimo de dispersión. De todos modos es difícil separar los conceptos de difusión y dispersión, en lo que se refiere a los procesos que sufre la luz al interaccionar con la atmósfera, debido a que ambos se producen en mayor o menor medida.

Sea como fuere, y debido a la internacionalización de esta palabra o concepto, hemos decidido utilizar "scattering" a lo largo de la memoria.

APENDICE 2.

CALIBRACION DEL ESPECTRORRADIOMETRO.



1. SCATTERING DE MIE.

Esta teoría se basa en la resolución de las ecuaciones de Maxwell para obtener las soluciones de los campos eléctrico y magnético dentro y fuera de una región esférica. Sea un campo electromagnético oscilante, de longitud de onda λ , que incide en una esfera dieléctrica homogénea de radio a , constante dieléctrica ϵ , permitividad μ , e índice refractivo complejo m . La radiación incidente puede ser paralela o confinada en un ángulo sólido elemental $d\omega$. Desde el punto de vista de la partícula la energía puede ser absorbida o puede sufrir procesos de scattering. La energía absorbida se transformará en calor dentro de la partícula. En el espacio circundante a la partícula, y a una distancia grande comparada con el radio de la misma, la energía procedente del scattering toma la forma de una onda esférica divergente con oscilaciones en el plano normal a la dirección de propagación, y a la misma frecuencia de la onda incidente. Para radiación incidente no polarizada y partículas esféricas, el campo de radiación emergente tiene simetría axial en torno a la dirección de propagación del haz incidente -ángulo entre las direcciones de propagación de la radiación incidente y la procedente del

scattering-. Esto no es verdad si la radiación incidente está parcial o completamente polarizada (Coulson, 1988).

En resumen, todo se reduce a resolver las ecuaciones de Maxwell con las siguientes condiciones de contorno:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{n} \times \mathbf{H}_2 &= \mathbf{n} \times \mathbf{H}_1 \\
 \mathbf{n} \times \mathbf{E}_2 &= \mathbf{n} \times \mathbf{E}_1 \\
 \mathbf{n} \epsilon_2 \mathbf{E}_2 &= \mathbf{n} \epsilon_1 \mathbf{E}_1 \\
 \mathbf{n} \mu_2 \mathbf{H}_2 &= \mathbf{n} \mu_1 \mathbf{H}_1
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Si \mathbf{H} y \mathbf{E} son periódicos en el tiempo con una frecuencia ω , deben cumplir la forma reducida de las ecuaciones de Maxwell:

$$\begin{aligned}
 \nabla \times \mathbf{H} &= iK m^2 \mathbf{E} \\
 \nabla \times \mathbf{E} &= -iK \mathbf{H}
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

con $K=2\pi/\lambda=\omega/c$ y m el índice de refracción relativo.

Bajo estas condiciones los vectores eléctrico y magnético deben satisfacer las ecuación de ondas:

$$\nabla^2 \mathbf{A} + K^2 m^2 \mathbf{A} = 0
 \tag{3}$$

donde \mathbf{A} puede ser cualquiera, \mathbf{E} o \mathbf{H} .

Cuando buscamos las soluciones a la ecuación de onda el problema puede reducirse a resolver la ecuación escalar: $\nabla^2 \psi + K^2 m^2 \psi = 0$; donde, usando el hecho de que ψ es una función escalar, $\nabla \times \nabla \times (r\psi)$ satisface la ecuación de onda del vector, al igual que $(1/m)K \nabla \times \nabla \times (r\psi)$. Si denotamos a estas cantidades por \mathbf{M} y \mathbf{N} y suponemos que \mathbf{M}' y \mathbf{N}' son vectores solución similares, derivados de una segunda solución independiente de la ecuación de onda

escalar, podremos expresar los vectores de onda eléctrico y magnético como:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{M} + i\mathbf{N}' \\ \mathbf{H} &= m(-\mathbf{M}' + i\mathbf{N}') \end{aligned} \quad (4)$$

que satisfacen las ecuaciones de Maxwell. La solución de la ecuación de onda escalar puede escribirse en coordenadas esféricas como:

$$\Psi_{\text{in}} = \begin{matrix} \cos i\phi \\ \text{sen} i\phi \end{matrix} \left. \vphantom{\Psi_{\text{in}}} \right\} P_n^1(\cos\theta) \sqrt{\frac{\pi}{2mka}} Z_{n+1/2}(mKa) \quad (5)$$

donde P_n^1 es la función esférica de Bessel, y Z representa la J o H soluciones de la ecuación de Bessel. Las correspondientes funciones esféricas de Bessel son:

$$\begin{aligned} j_n(mKa) &= (\pi/2mKa)^{1/2} J_{n+1/2}(mKa) \\ h_n(mKa) &= (\pi/2mKa)^{1/2} H_{n+1/2}(mKa) \end{aligned} \quad (6)$$

En estos términos sabemos que una onda escalar incidente plana podrá escribirse como:

$$\begin{aligned} u_0 &= \exp(i\omega t) \cdot \cos\phi \sum_{n=1}^{\infty} (-)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} P_n^1(\cos\theta) j_n(Ka) \\ v_0 &= \exp(i\omega t) \cdot \text{sen}\phi \sum_{n=1}^{\infty} (-)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} P_n^1(\cos\theta) j_n(Ka) \end{aligned} \quad (7)$$

La onda procedente del scattering contiene sólo términos con $l=1$ y, como consecuencia, tendremos:

$$\begin{aligned}
 u &= e^{i\omega t} \cos\phi \sum_1^{\infty} (-a_n)(-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} P_n^1(\cos\theta) h_n(Ka) \\
 v &= e^{i\omega t} \sin\phi \sum_1^{\infty} (-b_n)(-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} P_n^1(\cos\theta) h_n(Ka)
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

El problema radica nuevamente en obtener los números complejos a_n y b_n , también denominados coeficientes de Mie, para los vectores \mathbf{E} y \mathbf{H} , satisfaciendo las condiciones de contorno señaladas en (1) para la superficie de la esfera. Estos coeficientes son:

$$\begin{aligned}
 a_n &= \frac{S'_n(y) \cdot S_n(x) - m S_n(y) \cdot S'_n(x)}{S'_n(y) \cdot (S_n(x) + i C_n(x)) - m S_n(y) \cdot (S'_n(x) + i C'_n(x))} \\
 b_n &= \frac{m S'_n(y) \cdot S_n(x) - S_n(y) \cdot S'_n(x)}{m S'_n(y) \cdot (S_n(x) + i C_n(x)) - S_n(y) \cdot (S'_n(x) + i C'_n(x))}
 \end{aligned}
 \tag{9}$$

con $S_n(z) = \sqrt{\pi z/2} J_{n+1/2}(z)$, $C_n(z) = \sqrt{\pi z/2} N_{n+1/2}(z)$ y, además,

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda} \text{ e } y = mx \text{ (z puede ser indistintamente x o y).}$$

Como $N_{n+1/2}(z)$ puede expresarse en términos de $J_{-n-1/2}(z)$, a través de la relación de recurrencia:

$$J_{n+1}(z) = \frac{2n}{z} J_n(z) - J_{n-1}(z)$$

con los valores iniciales: $J_{1/2}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi z}} \sin(z)$

$$J_{-1/2}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi z}} \cos(z)$$

Estas expresiones son suficientes para realizar cálculos con el ordenador.

Conociendo los coeficientes de Mie a_n y b_n podemos calcular las funciones escalares u y v , para cualquier dirección (θ, ϕ) , y de este modo conocemos las amplitudes de ambas ondas. Hansen y Travis (1974) han interpretado los coeficientes a_n y b_n como una expansión multipolar del scattering de la luz: a_n representa la radiación multipolar eléctrica y b_n la radiación multipolar magnética.

El scattering de Rayleigh, por otro lado, es el resultado para pequeñas partículas con valores moderados o pequeños del índice de refracción, en cuyo caso sólo es importante el hecho de la radiación multipolar eléctrica. Pueden darse asimismo fenómenos de resonancia en sistemas de pequeñas partículas cuando los índices de refracción son grandes (Coulson, 1988). Hulst (1957) ha propuesto algunas simplificaciones en el tratamiento, para un número limitado de casos, cuando las partículas son grandes.

Si A_1 y A_2 representan la amplitud compleja de la onda incidente resuelta a lo largo de las direcciones transversal y paralela, respectivamente, las correspondientes amplitudes de la onda procedente del scattering podrán escribirse en notación matricial como:

$$\begin{vmatrix} A_1' \\ A_2' \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} S_1 & 0 \\ 0 & S_2 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} A_1 \\ A_2 \end{vmatrix} \quad (10)$$

con:

$$S_1 = \sum_1^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n(\cos\theta) + b_n J_n(\cos\theta)) \quad (11)$$

$$S_2 = \sum_1^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (b_n \pi_n(\cos\theta) + a_n J_n(\cos\theta))$$

donde: $\pi_n(\cos\theta) = P_n^1(\cos\theta) = \frac{d}{d(\cos\theta)} P_n(\cos\theta)$ y

$$J_n(\cos\theta) = \cos\theta \cdot \pi_n(\cos\theta) = \sin^2\theta \frac{d}{d(\cos\theta)} \pi_n(\cos\theta)$$

Estas últimas funciones, π_n y J_n , nos dan la dependencia angular del campo de radiación procedente del scattering -Fig. 1-. Es de esperar la simetría en torno a $\theta=90^\circ$ debido a la naturaleza de los propios polinómios, y las curvas serán continuas para cualquier valor de n . S_1 y S_2 son las funciones de amplitud compleja para el campo de radiación; el cuadrado de su módulo representa a las componentes perpendicular y paralela de la intensidad en el plano de scattering.

En la Figura 2 representamos el caracter de la intensidad, según el radio de las partículas, para radiación incidente no polarizada, de flujo unidad, en esferas dieléctricas absorbentes. Estas curvas están calculadas a través de las tablas dadas por Deirmendjian y Classen (1.962) para S_1 y S_2 . La escala de abcisas se ha modificado tomando $\lambda=0.50 \mu\text{m}$ en $x=2\pi r/\lambda$. Se puede observar la gran sensibilidad del scattering descendente respecto al tamaño de la partícula. Asimismo la absorción tiende a suavizarse, sin tener en cuenta las irregularidades, para partículas puramente dieléctricas; hay una influencia relativamente pequeña en la absorción para el rango total de intensidad representado que respecto al tamaño de las partículas.

Estas características tienen dos consecuencias importantes: la primera es que la intensidad de la luz que podríamos observar en la dirección cercana al scattering descendente, para un conjunto de partículas grandes y pequeñas, se debe mayormente a

los efectos de las grandes longitudes de onda del espectro particular. Asimismo, la intensidad de la aureola solar se atribuye principalmente al scattering por partículas grandes suspendidas en la atmósfera; con lo que será pequeña si las partículas en suspensión tienen dimensiones pequeñas. La segunda es que el campo de radiación en la dirección descendente depende fuertemente del índice de refracción de las partículas. Este hecho no es cierto, en general, para otros ángulos de scattering, aunque en la actualidad se conoce relativamente poco en torno al índice de refracción de los aerosoles en la atmósfera.

Las componentes de la intensidad procedente del scattering en ángulos entre 0 y 180° son más complicadas. En general la componente paralela es distinta a la perpendicular, hecho que indica la existencia de polarización lineal, así como de luz no polarizada, en el haz incidente. Si consideramos que incide luz polarizada sobre una partícula que posee alguna absorción, los procesos de scattering pueden introducir diferencias de fase en las componentes, llegando a obtenerse luz polarizada circular o elíptica.

En la Figura 3 representamos la distribución de las componentes paralela y perpendicular, a partir de luz incidente no polarizada, para luz procedente del scattering por una partícula cuyo parámetro de tamaño es $x=3$. La asimetría en el patrón de scattering es obvia. El comportamiento de la componente perpendicular, en la región $\theta=100^\circ$ hasta $\theta=180^\circ$ es muy diferente para ambos índices de refracción, mientras que la componente paralela es muy similar. Este efecto se observa de manera mucho más clara a través del grado de polarización.

Se suele definir una magnitud muy útil denominada Eficiencia de Scattering:

$$Q_2 = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (12)$$

En la Figura 4 presentamos, en un gráfico de alta resolución, la eficiencia de scattering versus el parámetro de tamaño. Se observan un gran número de pequeños rizados. Chylek (1.976) y otros autores interpretaron este hecho como debido a resonancias en la expansión parcial de la onda en las amplitudes a_n y b_n , aunque recientemente se han comprobado experimentalmente estos fenómenos de resonancia (Ashkin, 1977) en la presión de radiación para partículas suspendidas.

El problema del scattering en la atmósfera es un fenómeno complicado. Anteriormente nos hemos centrado en el scattering producido por una única partícula, mientras que nuestra atmósfera, así como cualquier atmósfera planetaria, contiene una gran distribución de partículas de diferentes tamaños, índices de refracción, etc. Normalmente se aplica el término de polidispersión a tales sistemas donde varían las características de las partículas. En el estudio de estos sistemas suelen tomarse distintas simplificaciones, hasta conseguir obtener los campos de radiación, de una forma aproximada, en una atmósfera real.

Para cálculos de transferencia radiativa en la atmósfera natural se suelen utilizar algunos tipos de funciones de distribución estadística. Se han propuesto algunas distribuciones, aunque las principales y más comunmente usadas son tres: La distribución de Junge (1963), la distribución Gamma (Zelmanovich, 1971) y la distribución Gamma Modificada (Hansen et al., 1974). La distribución de Junge se basa en observaciones de aerosoles en diferentes partes del mundo; puede escribirse como:

$$dn(r) = c \cdot r^{-\gamma} \cdot d(\log r) \quad (13)$$

donde n es el número de partículas, r el radio, c representa la concentración total de partículas y γ es un parámetro de ajuste que generalmente oscila entre 2.5 y 4.0 para los aerosoles naturales. Las observaciones han mostrado que los aerosoles de tipo continental poseen un $\gamma \approx 3.0$, y que partículas mucho más pequeñas, como los aerosoles marítimos, dan un $\gamma \approx 3.5$ a 4.0.

La distribución Gamma tiene la forma:

$$n(r) = a \cdot r^{\alpha} \cdot \exp(-br) \quad (14)$$

donde a , α y b son constantes que se determinan por observación. a es una medida de la concentración de las partículas; α y b son parámetros de ajuste. La función Gamma Modificada introduce un exponente adicional, γ , en el exponente de la función:

$$n(r) = a \cdot r^{\alpha} \cdot \exp(-b \cdot r^{\gamma}) \quad (15)$$

donde la constante adicional γ da más flexibilidad en la determinación de la forma de la distribución. Ambas distribuciones coinciden para $\gamma = 1$. Como podemos observar son posibles un número infinito de curvas de distribución, sin embargo hay algunas más usuales que coinciden con los llamados modelos H, L y M (Coulson, 1988).

Hansen y Travis (1974) han desarrollado una nueva distribución, la distribución Estandar, como una segunda modificación a la distribución Gamma:

$$n(r) = c \cdot r \cdot \left(\frac{1-3b}{b}\right) \cdot \exp(-r/ab) \quad (16)$$

donde c es también la concentración de las partículas. El

problema central radica en la búsqueda de los parámetros convenientes para una atmósfera real.

En la Figura 5 presentamos la intensidad de la luz procedente del scattering, para una distribución estandar de Junge, como una función del ángulo de scattering. Se toma como radio efectivo para la distribución estandar $a=1.0\mu\text{m}$, y la varianza efectiva como $b=0.25$. El tamaño límite para esta distribución se toma entre $0.362\ \mu\text{m}$ y $2.14\ \mu\text{m}$. La luz incidente se supone no polarizada. Se puede observar que la intensidad procedente del scattering varía según varios órdenes de magnitud entre $\theta=0^\circ$ y $\theta=180^\circ$, con un mínimo en torno a 110° .

En 1.980 Pollack y Cuzzi desarrollaron una teoría semiempírica para partículas con un parámetro de tamaño $x \leq 5$. Estos autores utilizan la teoría de Mie para partículas no esféricas, considerando tres componentes separadas: difracción, reflexión externa y transmisión. La parametrización que obtienen se basa en observaciones, y tiene la forma:

$$I_T = C_T \cdot \exp(-b\theta) \quad (17)$$

donde C_T es un factor de normalización derivado de $\int I_T \frac{d\Omega}{4\pi} = 1$ y b es una constante derivada empíricamente. Esta teoría semiempírica da buenos resultados con medidas de laboratorio para partículas de varios tipos.

2. POLARIZACION.

Aplicando la teoría de scattering al caso de la luz del cielo podemos suponer que la radiación solar incidente en el tope de la atmósfera es paralela, de tal modo que incide un flujo neto de energía por unidad de tiempo, y unidad de intervalo de

frecuencia, sobre la unidad de superficie orientada normalmente al haz incidente: πF_o ; donde F_o es una matriz columna de los parámetros de Stokes:

$$F_o = \begin{pmatrix} F_{oc} \\ F_{or} \\ U_o \\ V_o \end{pmatrix}$$

Como sabemos que la radiación incidente fuera de la atmósfera no es polarizada tendremos: $F_{oc} = F_{or} = 1/2 F_o$, $U_o = V_o = 0$.

Una porción de esta radiación incidente sufre procesos de scattering por moléculas gaseosas y otra por partículas. De forma general toda ella se representa como difusa. El vector intensidad de la radiación procedente del scattering por una partícula esférica viene dado, en general, por la relación:

$$I = \begin{pmatrix} I_e \\ I_r \\ U \\ V \end{pmatrix} = P \cdot F_o$$

donde P es una matriz de scattering de 16 elementos P_{ij} , $i, j = 1, 2, 3, 4$. Puede decirse que para partículas esféricas todos los elementos de la matriz son cero, exceptuando a seis (Hults, 1957; Dave, 1970):

$$P = \begin{pmatrix} P_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & P_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33} & P_{34} \\ 0 & 0 & P_{43} & P_{44} \end{pmatrix}$$

y, además, que $P_{33} = P_{44}$ y $P_{34} = -P_{43}$.

Este hecho reduce a cuatro el número de elementos independientes. Si acudimos a las ecuaciones (10) y (11) de la teoría del scattering de Mie tendremos las relaciones:

$$\begin{aligned} P_{11} &= S_1 \cdot S_1^* \\ P_{22} &= S_2 \cdot S_2^* \\ P_{33} &= P_{44} = \text{Re}(S_1 \cdot S_2^*) \\ P_{34} &= -P_{43} = -\text{Im}(S_1 \cdot S_2^*) \end{aligned}$$

donde "*" representa el complejo conjugado y S_1, S_2 son las funciones amplitud de la formulación de Mie.

Para el scattering de Rayleigh, en el caso $r \leq \lambda$, el vector intensidad de la radiación procedente del scattering viene dado, con respecto al ángulo de scattering θ , por la relación simplificada (Sekera, 1956):

$$I = (2\pi/\lambda)^4 \cdot \Xi^2 \cdot \begin{vmatrix} \cos^2\theta & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cos\theta \end{vmatrix} \cdot F_0$$

donde Ξ es el factor de depolarización, $\Xi = I_e/I_r$.

Para determinar con más claridad -de forma más intuitiva- cómo es esa distribución de intensidad en torno a la partícula, se utiliza la función de fase escalar $P(\theta)$ en lugar de la matriz de fase completa. Para el caso del scattering de Rayleigh la distribución escalar de intensidad está dada por la función de fase (Coulson, 1988):

$$P(\theta) = 3/4 (1 + \cos^2\theta)$$

El factor $3/4$ es necesario para normalizar a la unidad la función de fase cuando integramos sobre el ángulo sólido total.

Los parámetros de Stokes para la radiación procedente del scattering, si consideramos un haz incidente no polarizado, son $(I_e, I_r, U, 0)$. $V=0$ debido a que el scattering de un haz incidente no polarizado no introduce polarización elíptica (Hults, 1957). La intensidad total será $I=I_e+I_r$, donde las componentes poseen la siguiente característica: $I_r=cte$ e I_e es del orden de $\cos^2\theta$ -Fig. 6-. Como el grado de polarización de la luz procedente del scattering es $P_g=(I_r-I_e)/(I_r+I_e)$, en función de θ será:

$$P_g(\theta) = \frac{1 - \cos^2\theta}{1 + \cos^2\theta} = \frac{\text{sen}^2\theta}{1 + \cos^2\theta}$$

En resumen, diremos que la luz procedente del scattering en la dirección ascendente y descendente, respecto a la partícula, en el caso de luz incidente no polarizada, es no polarizada ($P_g=0$); la procedente del scattering en $\theta=90^\circ$ es completamente polarizada ($P_g=1$), y en los demás ángulos es parcialmente polarizada ($0 < P_g < 1$).

La depolarización se determina realmente a través de las medidas de laboratorio, aunque existe una gran disparidad en los resultados dados por diversos autores. Se suele aceptar para el parámetro U el valor, para aire atmosférico seco, de 0.031; en este caso el grado de polarización para $\theta=90^\circ$ se reduce de $P_g=1$ a $P_g=0.969/1.031$, que es del orden de 0.940. Este hecho es el principal responsable de la baja polarización total observada en la atmósfera.

En la atmósfera real de la Tierra, que contiene gran número

de moléculas y partículas, un fotón puede sufrir procesos de scattering una, dos, tres o más veces, en su recorrido. Normalmente se suelen tomar distintos órdenes de scattering, de forma ascendente, cuando disminuye la longitud de onda. Este problema no ha sido aún completamente resuelto, y es conocida la importancia del scattering múltiple cuando la atmósfera es turbia.



APENDICE 3.

ECUACIONES DE MODELIZACION.

CALIBRACION DEL ESPECTRORRADIOMETRO

El instrumento está calibrado por el método de extrapolación de Langley (Heimo, 1984). En este tipo de calibraciones son necesarios los valores de intensidad extraterrestre respecto al aparato; estos valores, como veremos más tarde, presentan algunas dificultades debido a las desviaciones en la estabilidad del aparato: temperatura y posición del instrumento en el campo de gravedad.

El instrumento ha sido estudiado y ajustado cuidadosamente usando como referencia lámparas de mercurio y cadmio, así como un láser de rubí. Los primeros valores de intensidad relativa extraterrestre del instrumento se han tomado en días muy claros a través del método usual de interpolación (extrapolación a masa de aire cero). Tras esto se transportó con gran cuidado al lugar de medida -Carpentras (Francia)-. Los primeros resultados llegaron a ser catastróficos debido a las grandes inestabilidades en los registros de intensidad.

Un estudio posterior realizado en Davos mostró que el

cilindro de protección presentaba contracciones torsionales con el movimiento del seguidor solar. Para solucionar este problema se le añadió un nuevo armazón de acero y se calibró nuevamente. Las primeras medidas fueron tomadas durante el verano de 1.979 en Carpentras (Francia) y posteriormente en Weissfluhjoch, Davos, Zürich y Locarno (Suiza). Las medidas mostraron los buenos resultados obtenidos, aunque a veces se encontraron desviaciones en los valores extraterrestres respecto a la primera calibración.

Se realizó un estudio teórico de las propiedades atmosféricas y sus interacciones con los instrumentos: dependencia con la temperatura, humedad relativa, presión y turbiedad consideradas tanto teórica como experimentalmente. Medidas realizadas en un banco óptico en Davos, usando como referencia un láser, dieron los siguientes resultados: la linealidad de la respuesta como una función de la intensidad era excelente y se daba un desplazamiento muy pequeño en la longitud de onda.

Posteriormente se le recubrió con una lámina de poliuretano y con un tercer tubo metálico; con esto se conseguían tres objetivos: eliminar más finamente los efectos de torsión en el eje horizontal, obtener una buena suspensión óptica y un perfecto aislamiento térmico desde el punto de vista de las condiciones exteriores.

Una primera evaluación de las medidas presentaba que la respuesta era independiente de la posición en la dirección vertical; estos valores se tomaron como referencia al evaluar la desviación como una función de la posición en el campo gravitatorio. Se registró el offset del aparato, antes y después de la medida, para evaluar la posible deriva de la electrónica. El análisis de las curvas de respuesta indicaba que la posición en el campo de gravedad, junto con el anclaje del seguidor, puede, según

los casos, no ser despreciable.

El último paso fue elaborar una formulación matemática (Heimo, 1984) que simulara las desviaciones de la Figura 1. En la figura 2 se presenta una representación gráfica del modelo realizada por A. Heimo. Las curvas siguen la siguiente formulación simple:

$$z=c*\cos(x)*\sin(y)$$

donde z son los registros del espectrorradiómetro, x el ángulo de elevación del aparato, y el ángulo de rotación en torno al eje óptico propio y c una constante que representa las posibles influencias mecánicas. En la Figura 3 ilustramos la diferencia entre los valores calculados y medidos.

Suponiendo que el ángulo de rotación del instrumento es 0 grados a las 12.00 h. -GMT-, podemos calcular estos valores para cualquier hora del día a través del principio del montaje ecuatorial del seguidor solar:

$$\text{tg}(a)=\sin(h)/((\sin(b)/\cos(b))*\cos(D)-\sin(D)*\cos(h))$$

donde h es el ángulo horario, b la latitud y D el ángulo de declinación. El ángulo de rotación efectiva se obtiene añadiendo el ángulo efectivo de comienzo: $y=a+s$. Tomamos como suposición que la constante c describe el efecto de presión mecánica en la señal de salida y la consideramos como independiente del ángulo de rotación y .

Con el uso de esta ecuación de modelización las intensidades corregidas del espectrorradiómetro, I_1 , pueden expresarse como:

$$I_1 = I / (1 + c * \cos(x) * \cos(y))$$

Tomando como referencia el espesor óptico total medido con el fotómetro D-500, se podrían estudiar las desviaciones en los valores extraterrestres de ambos aparatos, y esto para cada lugar de medida y en las mejores condiciones atmosféricas. El ángulo de comienzo se ha rotado iterativamente hasta que el comportamiento de los valores extraterrestres del espectrorradiómetro coincidan con los del fotómetro para cada c. Los resultados para tres sitios de medida fueron: Weissfluhjoch (c=0.250, s=102 grados), EMPA (c=0.050, s=260 grados) y Locarno (c=0.050, s=270 grados). Sólo queda decir que los resultados han sido satisfactorios en las posteriores evaluaciones.

En la Figura 4 presentamos las lecturas del espectrorradiómetro usadas para determinar la intensidad extraterrestre relativa, por el método de Langley, para cuatro longitudes de onda. La pendiente de las líneas de regresión representa el espesor óptico total durante un periodo de medidas.

APENDICE 4.

SCATTERING DE MIE Y POLARIZACION.

ECUACIONES DE MODELIZACION

En este apéndice vamos a dar cuenta de algunas ecuaciones de los modelos mencionados, de una manera sucinta.

1. MODELOS DE IRRADIANCIA.

-Modelo de Temps y Coulson (1977):

Según este modelo el flujo total de radiación incidente en una superficie plana, inclinada y orientada, es:

$$I_T(\beta, \gamma) = I_{Dh} R_D + I_{dh} (1/2) \cdot (1 + \cos\beta) (1 + \sin^3(\beta/2)) \cdot (1 + \cos^2\theta \cdot \sin^3\theta_z) \\ + I_{gh} \rho (1/2) \cdot (1 - \cos\beta) (1 + \sin^2\theta_z / \cos\gamma')$$

donde β es la inclinación del plano o ángulo entre la superficie plana en cuestión y el plano horizontal; γ es el ángulo acimutal de la superficie; θ es el ángulo de incidencia de la irradiancia directa, medido entre la normal al plano y la

dirección de la irradiancia directa; θ_z es el ángulo cenital solar; γ' es el ángulo acimutal de la superficie respecto al Sol; I_{Dh} es la radiación directa que incide sobre una superficie horizontal; I_{dh} es la irradiancia difusa incidente en una superficie horizontal; I_{gh} es la irradiancia global sobre una superficie horizontal; ρ es el albedo de la superficie y R_D es un factor corrector para la superficie orientada e inclinada, que se obtiene por $(\cos\theta)/(\cos\theta_z)$.

En su conjunto, el factor $(1/2)(1+\cos\beta)$ -obtenido por integración- da cuenta de la porción relativa a todo el hemisferio "vista" por la superficie inclinada; y el factor $(1/2)(1-\cos\beta)$ es la porción relativa al hemisferio inferior que "ve" la superficie inclinada.

-Modelo de Klucher (1979):

$$I_T(\beta, \gamma) = I_{Dh} R_D + I_{dh} (1/2)(1+\cos\beta)(1+F\text{sen}^3(\beta/2))(1+F\cos^2\theta_z \text{sen}^3\theta_z)$$

donde la función F viene dada por:

$$F = 1 - (I_{dh}/I_{gh})^2$$

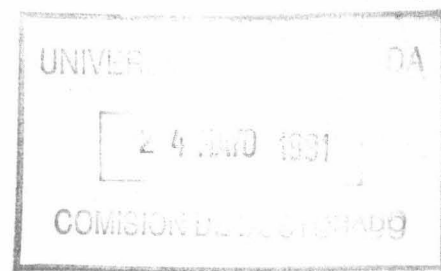
-Modelo de Hay (1977):

$$I_T(\beta, \gamma) = I_{Dh} R_D + I_{dh} (R_D A + (1/2)(1+\cos\beta)(1-A)) + I_{gh} \cdot \rho \cdot (1/2)(1-\cos\beta)$$

donde A tiene la siguiente expresión:

$$A = I_{Dh} / I_{oh}$$

con I_{oh} representando al valor de la irradiancia extraterrestre. A este factor A se le suele llamar índice de



anisotropía.

-Modelo de Willmot (1982):

$$I_T(\beta, \gamma) = I_{Dh} R_D + I_{dh} (R_D A + c_\beta \cdot (1-A)) \\ + I_{gh} \cdot \rho \cdot (1/2) (1 - \cos\beta) (1 + \sin^2\theta_z / \cos\gamma')$$

donde c_β es un factor que viene dado por la ecuación:

$$c_\beta = 1.0115 - 0.20293 \beta - 0.080823 \beta^2$$

-Modelo de Perez (1990):

En este modelo se calcula la irradiancia difusa, para cualquier superficie inclinada, partiendo del valor obtenido para una superficie horizontal:

$$G_s = G_h ((1-F_1)(1+\cos S)/2 + F_1 a/b + F_2 \sin S)$$

donde G_s es el valor de la irradiancia difusa para una superficie de pendiente S , G_h es el valor para una superficie horizontal, F_1 y F_2 son coeficientes que expresan el grado de anisotropía de la componente circunsolar y del horizonte/cenit, $a = \max(\theta, \cos\theta)$, $b = \max(0.087, \cos Z)$, θ es el ángulo de incidencia del Sol con la superficie considerada y Z es el ángulo cenital solar. Como podemos observar tanto F_1 como F_2 dependen del lugar concreto sobre el que se realizan las experiencias. Este modelo es el que se utiliza como punto de partida para desarrollar el programa HELIOS. La irradiancia global se calcula mediante los parámetros geométricos que ligan a ésta con la irradiancia directa y la irradiancia difusa.

2. MODELOS DE RADIANCIA.

-Modelo de Kittler (1986):

Según la formulación de Kittler la luminancia en un punto "p" del cielo, con elevación θ y acimut α_s -respecto al Sol-, puede obtenerse a través de la expresión:

$$\frac{L_c(\theta, \alpha_s)}{L_{cz}} = \frac{(0.91 + 10 \cdot e^{-3\eta} + 0.45 \cdot \cos^2 \eta) \cdot (1 - e^{-0.32/\sin \theta})}{(0.91 + 10 \cdot e^{-3\xi} + 0.45 \cdot \cos^2 \xi) \cdot (1 - e^{-0.32})}$$

donde η es el ángulo entre "p" y el centro del disco solar -en radianes- y ξ es la distancia cenital del Sol, también en radianes. El valor de la luminancia está normalizada según el cénit.

-Modelo de Gusev (CIE, 1973):

Este modelo posee las mismas características que el anterior, aunque varían las constantes:

$$\frac{L_c(\theta, \alpha_s)}{L_{cz}} = \frac{(0.856 + 16 \cdot e^{-3\eta} + 0.3 \cos^2 \eta) \cdot (1 - e^{-0.32/\sin \theta})}{(0.856 + 16 \cdot e^{-3\xi} + 0.3 \cdot \cos^2 \xi) \cdot (1 - e^{-0.32})}$$

-Modelo de Liebelt (1978):

Introduce la dependencia con la turbiedad y la altura solar:

$$\begin{aligned} \log(L_c(\theta, \alpha_s)/L_{cz}) = & \log(1 - e^{-0.088m \cdot T_L(\gamma)}) + \\ & + \log(1 + P(20) \cdot (e^{-3\eta} - 0.009) + P(21) \cdot \cos^2 \eta) - \log(1 - e^{-0.088 \cdot T_L(\gamma)}) - \\ & - \log(1 + P(20) \cdot (e^{-3\xi} - 0.009) + P(21) \cdot \cos^2 \xi) \end{aligned}$$

donde T_L es el factor de turbiedad de Linke, γ es la elevación solar, $P(20)$ y $P(21)$ son parámetros ópticos dependientes de la turbiedad y m la masa de aire para elemento (θ, α_s) . Los parámetros ópticos tienen los siguientes valores:

	P(20)	P(21)
$3.50 < T_L < 3.95$	8.117	0.276
$4.50 < T_L < 4.70$	9.673	0.491
$5.40 < T_L < 5.70$	11.409	0.338
$6.40 < T_L < 6.70$	14.265	0.457

-Modelo de Steve y Unsworth (1979):

$$\frac{L_c(\theta, \alpha_s)}{L_{cz}} = \frac{(1 - e^{-0.088 T_L(\gamma) / \sin \theta}) \cdot (a_1 + a_2 (e^{-3\eta\pi/180}) + a_3 \cdot \cos^2 \eta)}{(1 - e^{-0.088 T_L(\gamma)}) \cdot (a_1 + a_2 (e^{-3\xi\pi/180}) + a_3 \cos^2 \xi)}$$

con

$$a_1 = 0.8995 - 0.0053\gamma$$

$$a_2 = 0.6155 + 1.9687 T_L(\gamma)$$

$$a_3 = 0.409 - 0.0096\gamma$$

-Modelo de Harrison y Coombes (1988):

Presenta dos modelos de radiancia, uno para cielo totalmente cubierto y otro para despejado:

Despejado.

$$N(\psi) = (1.63 + 53.7 e^{-5.49\psi} + 2.04 \cos^2 \psi \cos^2 \theta^*) \cdot (1 - e^{-1.90 \sec \theta}) \cdot (1 - e^{-0.53 \sec \theta^*})$$

donde N es la radiancia del cielo, ψ es el ángulo de scattering entre el punto del cielo y la dirección del Sol, θ es el ángulo

cenital y θ^* el ángulo cenital solar. Tanto θ^* como ψ se dan en radianes.

Cubierto.

$$N_{c2}(\psi) = 0.45 + 1.12 \theta^* + 0.43 \cos\theta + 0.72 e^{-1.88\psi}$$

Bajo esta notación también puede expresarse como $N(\psi) = N(\theta, \phi)$, donde $\cos\psi = \cos\theta^* \cdot \cos\theta + \sin\theta^* \cdot \sin\theta \cdot \cos\phi$, siendo ϕ el ángulo acimutal relativo al Sol.

-Modelo de Rosen, Hooper y Brunger (1989):

$$d(\theta, \phi) = A_0 + A_1 \cdot (\theta/90)^f + A_2 \cdot e^{g \cdot s}$$

donde $d(\theta, \phi)$ es la radiancia del cielo en el punto con ángulo cenital θ y acimut ϕ , f tiene el valor 0.2, $g = -0.0145^{0.0232\theta}$, A_1 son constantes empíricas y s el ángulo de scattering. Los valores de A_0, A_1, A_2, f y g dependen de las condiciones de cielo. Rosen et al. presentan una tabla de tales valores en el artículo de referencia. Esta ecuación da el valor de la radiancia en cualquier punto y para diferentes condiciones de cielo.