

Física
T.D
417



**GRUPO DE RADIACIÓN SOLAR
UNIVERSITAT DE VALÈNCIA**



**DETERMINACIÓN DE LAS PROPIEDADES FÍSICAS Y
RADIATIVAS DE AEROSOLÉS ATMOSFÉRICOS A PARTIR DE
MEDIDAS DE EXTINCIÓN DE LA RADIACIÓN SOLAR A
NIVEL DEL SUELO**

Roberto Pedrós Esteban

**Memoria presentada para optar al
Grado de Doctor**

UMI Number: U607761

All rights reserved

INFORMATION TO ALL USERS

The quality of this reproduction is dependent upon the quality of the copy submitted.

In the unlikely event that the author did not send a complete manuscript and there are missing pages, these will be noted. Also, if material had to be removed, a note will indicate the deletion.



UMI U607761

Published by ProQuest LLC 2014. Copyright in the Dissertation held by the Author.
Microform Edition © ProQuest LLC.

All rights reserved. This work is protected against
unauthorized copying under Title 17, United States Code.



ProQuest LLC
789 East Eisenhower Parkway
P.O. Box 1346
Ann Arbor, MI 48106-1346

UNIVERSITAT DE VALÈNCIA
BIBLIOTECA CIÈNCIES

Nº Registre 18.390

DATA 19-4-02

SIGNATURA Biblioteca
T.D. 417 (Físicas)

Nº LIBIS: j 20245063

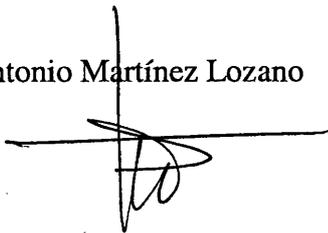
30 cm

D. José Antonio Martínez Lozano y Doña María Pilar Utrillas Esteban, Profesores Titulares de Física Aplicada del Departament de Termodinàmica de la Universitat de Valencia,

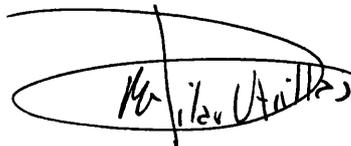
CERTIFICAN: Que la presente memoria: "Determinación de las propiedades ópticas y radiativas de aerosoles atmosféricos a partir de medidas de extinción de la radiación solar a nivel del suelo", ha sido realizada bajo su dirección en el Departament de Termodinàmica de la Universitat de València por el Licenciado en Ciencias Físicas D. Roberto Pedrós Esteban y constituye su Tesis para optar al grado de Doctor.

Y para que conste, en cumplimiento de la legislación vigente, firman el presente certificado en Valencia, a 21 de Diciembre del 2001.

D. José Antonio Martínez Lozano



Dña. María Pilar Utrillas Esteban



A mi padre



pechay 52

A mi madre



peelvis
92

A mi hermana y a su hijo



peñón
92

En la portada “Warhol SOHO” del autor

Los dibujo siguientes son de Armando Pedrós

AGRADECIMIENTOS

José Antonio y Pilar, gracias. Muchas gracias por todo lo que me habéis enseñado. Desde que llegué a este grupo, años ha, siempre me habéis ayudado un montón y aunque Pilar diga que no le hago caso en nada de lo que dice, hemos conseguido llegar hasta aquí. Hacer la tesis con vosotros ha sido la experiencia de mi vida ;-)

Papá y Mamá, sabéis que sin vosotros no hubiera podido hacer todo esto. Gracias por enseñarme a vivir mi propia vida. Pichi y Wiky, os quiero mucho. Carlos, no me olvido de ti, es que me embarga la emoción. Un segundo y me limpio los moquitos y las lágrimas.

Ya está. Tengo suerte de tener un montón de amigos a los que darles las gracias. Fernando, gracias por leerte el manuscrito de la tesis, y encima en tan poco tiempo. Jauad, gracias por los fines de semana que hemos pasado en el departamento porque no teníamos nada mejor que hacer, y por ser tan majo. Siham, gracias por todos los ánimos que me has dado, has sido de gran ayuda. Leo, gracias por ser tan buena amiga. José Luis gracias por la mano que me has echado con King y por no quejarte de la música que pongo. María José, gracias por soportarme a mí y al caos que genero a mi alrededor. Víctor, ánimo (pero te queda mas mili que a un romano). David Mas, por imperativo legal, gracias, y habrá que buscar nuevos récords (a Salva no le digo nada, porque se ha aburguesado demasiado y ya no nos trata).

Mónica, gracias por tus sonrisas de cada día. Raúl y Maru, gracias por crear el ambiente tan agradable entre la gente y ser tan simpáticos. Guillem y Juan Carlos, gracias por los cafetos. Sole, gracias por las charlas durante la comida y por ser tan agradable. Pepe Moreno gracias por tus ideas. Quique, gracias por ser tan enrollado. Amparo Cambres, Amparo Sebastía y Asun, gracias por ser tan simpáticas. María Jesús, gracias por ser tan tú misma y por los apaños. No cambies, que cambien ellos. Joaquín, gracias por darme un consejo hace años. Justo hice todo lo contrario y aquí estoy, pero así supe a lo que me enfrentaba.

Gracias también (en orden aleatorio) a Jorgelina, Pedro y Cristina, a Fernando Ferrero, a Pedro Mascarós, a Vidal, a Candi y María Dolores, a Ricardo Vergaz, a Ramón, Lluís, a Pas, a Julio, a Lydia, a Filipa, a Ignazio, a Juanillo, a Arancha, a Miguel y a Viki, a Ineke, a Cotiu, a Ricky, a Mcarmen Glez, a Gomaespuma, a Nitin Sawhney, a santjordi.uv.es, a tiberio.uv.es, a Hariprasad...

Me dejo un montón de gracias y de gente, que me perdonen. Les daré las gracias en persona.

ÍNDICE

INTRODUCCIÓN	5
CAPÍTULO I: FUNDAMENTOS	9
I.1. Algunos conceptos básicos en radiometría espectral.....	11
I.1.1 Irradiancia espectral	11
I.1.2 Radiancia espectral	13
I.1.3 Magnitudes radiométricas y magnitudes fotométricas.....	16
I.2. Interacción de la radiación con la materia	18
I.2.1 Reflexión y absorción	19
I.2.2 Dispersión	20
I.2.3 Dispersión en la atmósfera terrestre.....	23
I.2.4 La ecuación de transferencia radiativa (ETR).....	29
I.3. Aerosoles atmosféricos.....	33
I.3.1 Características físicas.....	34
I.3.2 Características radiativas	36
I.3.3 Determinación del espesor óptico a partir de medidas de irradiancia solar	39
I.4. Métodos de inversión	43
I.4.1 Algoritmo de King	44
I.4.2 Algoritmo de Nakajima.....	48

CAPÍTULO II: CARACTERIZACIÓN DE LA INSTRUMENTACIÓN UTILIZADA	57
II.1 Descripción de un espectrorradiómetro simple.....	59
II.1.1 Componentes básicos	59
II.1.2 Calibrado	61
II.1.3 Función de apertura	62
II.2 El espectrorradiómetro Optronic OL754-O-PMT.....	65
II.2.1 Descripción del instrumento.....	65
II.2.2 Función de apertura y FWHM.....	67
II.2.3 Configuración para la medida de la irradiancia solar global	69
II.2.4 Configuración para la medida de la irradiancia solar directa	72
II.2.5 Configuración para la medida de la radiancia de cielo.....	73
II.2.6 Calibrado	78
II.3 El espectrorradiómetro LI-COR Li-1800.....	81
II.3.1 Descripción del instrumento.....	81
II.3.2 Configuraciones de medida utilizadas.....	84
II.3.3 Calibrado	85
II.3.4 Intercomparación de espectrorradiómetros	87
II.3.5 Desarrollo de un sistema para la adquisición automatizada de medidas	93
II.4 El fotómetro Microtops II	96
II.4.1 Descripción del instrumento.....	96
II.4.2 Determinación del contenido en vapor de agua Precipitable	97
II.4.3 Determinación de la columna total de ozono	98
II.4.4 Comparación de los valores de ozono con los proporcionados por un Brewer	101
II.5 El lidar de retrodifusión LEANDRE.....	105
II.5.1 Descripción del instrumento.....	109
II.5.2 La ecuación lidar	105
II.5.3 Tratamiento de la señal.....	109
II.6 Fuentes de error en radiometría espectral. Aplicación a la instrumentación utilizada	112
II.6.1 Errores asociados al proceso de calibrado.....	113
II.6.2 Errores asociados al proceso de medida.....	116
II.6.3 Ruido	123

CAPÍTULO III:	PROPIEDADES DE AEROSOLES ATMOSFÉRICOS	137
III.1	Descripción de las campañas de medida	131
III.1.1	Zona de Valencia	132
III.1.2	Zona de Barrax (Albacete).....	135
III.2	Espesor óptico. Parametrización	138
III.2.1	Metodología para la obtención del espesor óptico espectral y su parametrización	139
III.2.2	Resultados de la campaña de Valencia	140
III.2.3	Resultados de la campaña de Barrax.....	150
III.3	Distribución de tamaños.....	161
III.3.1	Metodología	162
III.3.2	Resultados de la campaña de Valencia	163
III.3.3	Resultados de la campaña de Barrax.....	167
III.4	Resultados obtenidos mediante Lidar.....	173
III.4.1	Descripción de la campaña	174
III.4.2	Perfil vertical y espesor óptico.....	177
III.4.3	Comparación de valores de espesor óptico obtenidos por diferentes métodos.....	179
III.5	Resultados obtenidos mediante el código SKYRAD.pack	182
III.5.1	Protocolo de medida	183
III.5.2	Parámetros que influyen en la obtención de las distribuciones de tamaños.....	185
III.5.3	Distribuciones de tamaños y origen de las masas de aire ..	190
III.5.4	Comparación de resultados proporcionados por los algoritmos de King y Nakajima	196
CONCLUSIONES.....		201
APENDICES		
Apéndice A.	Lista de acrónimos	209
Apéndice B.	Conceptos estadísticos básicos	211
Apéndice C.	Diseño de un colimador	215
Apéndice D.	Cálculo de retro trayectorias	218
BIBLIOGRAFÍA.....		223



INTRODUCCIÓN

Par Toutatis, le ciel va nous tomber sur la tête!

En la Antigua Grecia Aristóteles teorizó que el color del cielo existía gracias a rayos enviados por Zeus desde el Olimpo. Los persas, como buenos comerciantes, tenían una visión más mercantil de la realidad y pensaban que el color azul del cielo era debido a que el mundo estaba engastado sobre un inmenso zafiro. Mientras tanto los Galos sólo temían que el cielo les cayera sobre sus cabezas.

Los antecedentes sobre el color del cielo aplicando el método científico nos remiten a John Tyndall (1869) que estableció que la luz, al atravesar un fluido con pequeñas partículas en suspensión, sufría una dispersión más acusada en las longitudes de onda del azul. Dos años más tarde, John William Strutt, tercer barón de Rayleigh (1871) presentó una ley en la que relacionaba la intensidad de la luz dispersada por partículas pequeñas con la longitud de onda de la radiación incidente (1871) consiguiendo así explicar el color azul del cielo. Sin embargo esta teoría solamente era válida para las partículas de pequeño tamaño presentes en la atmósfera. Para disponer de una teoría más general fue preciso esperar a que Gustav Mie enunciara su teoría para la dispersión de la luz por partículas, independientemente de su tamaño, teniendo en cuenta la forma de las mismas y las diferencias entre el índice de refracción de la partícula y el medio (Mie, 1908).

La explicación del color del cielo sirvió de punto de partida para que se enunciaran las teorías que más tarde cimentarían la explicación de la propagación de la radiación a través de la atmósfera. La base de todas ellas es la ley de conservación de la energía y actualmente se desarrollan mediante dos enfoques diferentes, aplicando las ecuaciones de Maxwell o utilizando magnitudes que describen el flujo de energía. Nosotros utilizaremos este último enfoque para describir la interacción de la radiación solar con los componentes atmosféricos que encuentra en su camino óptico hasta llegar al suelo: gases (oxígeno, ozono, etc.), vapor de agua y partículas en suspensión que conocemos como aerosoles. En concreto, el objetivo de este trabajo es contribuir al conocimiento de ciertas propiedades de estos últimos utilizando medidas de la extinción de la radiación solar a nivel del suelo.

De acuerdo con este objetivo la memoria se articula en tres Capítulos (y cuatro Apéndices). En el primer Capítulo se describe brevemente el marco teórico en el que se ha realizado el trabajo. En el apartado I.1 se introducen las magnitudes básicas necesarias para trabajar con la radiación electromagnética en términos de energía: irradiancia y radiancia. A continuación en el apartado I.2 se describen los fenómenos que experimenta la radiación al interactuar con la materia: absorción, reflexión y dispersión, haciendo especial hincapié en la dispersión en la atmósfera. La finalidad es llegar a establecer la ecuación de transferencia radiativa que describe el paso de la radiación a través de la atmósfera terrestre, y que nos permite obtener la irradiancia y la radiancia que llegan al suelo. En el apartado I.3 se describen las principales características físicas (forma, tamaño, cantidad e índice de refracción) y radiativas (coeficientes de extinción, espesor óptico, función de fase y albedo de dispersión simple) de los aerosoles atmosféricos. Llegados a este punto es posible establecer cómo determinar estas propiedades de los aerosoles a partir de medidas de radiación solar realizadas a nivel de suelo. Por último, en el apartado I.4 se describen dos técnicas relativamente complejas para obtener la mayor cantidad de información posible sobre los aerosoles a partir de estas medidas de suelo, los algoritmos de King (a partir de la extinción de la irradiancia solar) y Nakajima (a partir de la extinción de la irradiancia solar y de la radiancia de cielo).

El Capítulo II se dedica íntegramente a describir la instrumentación utilizada para llevar a cabo el trabajo experimental. El apartado II.1 se dedica a realizar una descripción general de la instrumentación utilizada, haciendo especial hincapié en dos aspectos clave, la parte óptica y la parte electrónica. Por otra parte, para que las medidas que realicemos se correspondan correctamente con las magnitudes que queremos medir, necesitaremos que los instrumentos estén correctamente calibrados. Describimos con detalle la función de apertura que proporciona la limitación espectral que nos encontramos en la medida, tratando de establecer un margen de confianza de la medida espectral. El apartado II.1 está dedicado al espectrorradiómetro Optronic 754-O-PMT, del que se describe su óptica y su función de apertura, así como las diferentes configuraciones en las que se puede utilizar el instrumento para medir la radiación, y el protocolo de calibrado para cada una de estas configuraciones. El apartado II.3, de estructura similar al anterior, está dedicado al espectrorradiómetro Li-Cor Li-1800. Adicionalmente, en este caso, se describe el proceso seguido para conseguir la automatización de este instrumento para la adquisición continua de medidas. En el apartado II.4 se describe el fotómetro Microtops II utilizado para medir contenido en vapor de agua precipitable y ozono, comparando su comportamiento con el de un espectrofotómetro Brewer, que es el instrumento actualmente aceptado como estándar mundial para la medida del ozono. En el apartado II.5 se describe una técnica de medida de las propiedades de los aerosoles completamente diferente, haciendo uso de un lidar aerotransportado. En este caso, mediante el tratamiento de la señal retrodifundida por los componentes atmosféricos es posible obtener el perfil vertical de los aerosoles en la atmósfera. Este capítulo concluye con un apartado (II.6) en el que se describen los distintos errores asociados a la instrumentación utilizada, englobándolos en distintas categorías según tengan su origen en los procesos de calibrado, la propia medida, o el ruido de la misma.

En el capítulo III se presentan los resultados obtenidos relativos a las propiedades de los aerosoles. Todos ellos hacen referencia a dos campañas de medidas experimentales que se llevaron a cabo durante el período 1998-2000. En el apartado III.1 se describe la

motivación y organización de estas campañas. En los apartados III.2 y III.3 se muestran los resultados obtenidos para el espesor óptico y la distribución de tamaños de aerosoles respectivamente, así como una descripción de la metodología utilizada en cada caso. Todos los resultados presentados en estos dos apartados han sido elaborados a partir de medidas de extinción de irradiancia solar obtenidas con el espectrorradiómetro Li-Cor Li-1800. A su vez, los resultados obtenidos mediante el lidar aerotransportado (perfil vertical y espesor óptico de aerosoles) se muestran en el apartado III.4. En él se describen también los vuelos del avión y la campaña de medida. Aprovechando que a bordo del avión también voló un nefelómetro se han comparado los resultados obtenidos para el espesor óptico mediante tres métodos: extinción, lidar y nefelómetro. Por último en la sección III.5 se presentan los resultados que proporciona el algoritmo de Nakajima aplicado a las medidas disponibles de radiancia del cielo. Se describe el protocolo de medida y los factores que influyen en la obtención de la distribución de tamaños de aerosoles: índice de refracción, selección de medidas de radiancia y espesor óptico. Las distribuciones de tamaño obtenidas se han relacionado con el origen de las masas de aire sobre el sitio de medida. Asimismo los valores obtenidos se han comparado con los obtenidos utilizando el algoritmo de King.

La memoria concluye con una exposición de las conclusiones más relevantes a que, a nuestro entender, ha dado lugar el trabajo realizado. En cualquier caso no debemos olvidar que, con la aplicación del método científico, no estamos necesariamente más cerca de la verdad que justifique el color del cielo, simplemente proponemos una explicación en el marco de un paradigma. Por lo tanto espero que Zeus no se enfade porque aseguremos que sus rayos se amortiguan al atravesar la atmósfera terrestre.

CAPÍTULO I: FUNDAMENTOS

I.1. Algunos conceptos básicos en radiometría espectral

I.1.1 Irradiancia espectral

I.1.2 Radiancia espectral

I.1.3 Magnitudes radiométricas y magnitudes fotométricas

I.2. Interacción de la radiación con la materia

I.2.1 Reflexión y absorción

I.2.2 Dispersión

I.2.3 Dispersión en la atmósfera terrestre

I.2.4 La ecuación de transferencia radiativa (ETR)

I.3. Aerosoles atmosféricos

I.3.1 Características físicas

I.3.2 Características radiativas

I.3.3 Determinación del espesor óptico a partir de medidas de irradiancia solar

I.4. Métodos de inversión

I.4.1 Algoritmo de King

I.4.2 Algoritmo de Nakajima

I. FUNDAMENTOS

En este capítulo se plantan las bases teóricas del trabajo. En primer lugar se introducen las magnitudes físicas que se utilizarán para caracterizar la energía recibida del Sol. Como esta radiación, en su paso a través de la atmósfera interacciona con ella de varias maneras, se analizará la interacción de la radiación con la materia en general y a continuación se deducirá la ecuación de transferencia radiativa, que describe los fenómenos que experimenta la radiación solar hasta llegar al suelo.

El componente atmosférico objeto de este trabajo son los aerosoles. Por ello describiremos sus propiedades físicas y radiativas y el método para obtener el espesor óptico que describe la cantidad de aerosoles presentes. Se describen también dos procedimientos con gran complejidad matemática para obtener propiedades radiativas de los mismos.

I.1. Algunos conceptos básicos en radiometría espectral

El objeto de la espectrorradiometría (o radiometría espectral) es medir la potencia de la radiación óptica en intervalos estrechos de longitud de onda. La radiación óptica está constituida por ondas electromagnéticas cuyas longitudes de onda están comprendidas entre los rayos X y las microondas, es decir entre un nanómetro y un milímetro. Las magnitudes básicas en espectrorradiometría son la densidad de flujo (irradiancia) y la radiancia espectrales.

I.1.1. Irradiancia espectral

La irradiancia espectral es la densidad de flujo radiante, por unidad de longitud de onda, que incide sobre una superficie (Figura 1.1). Sus unidades en el sistema internacional son Wm^{-2} .

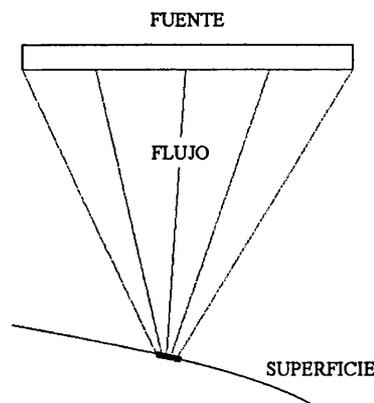


Figura 1.1 Definición de irradiancia

Si el flujo radiante en un intervalo $\Delta\lambda$ que incide en una superficie ΔA es $\Delta\Phi$, el valor promedio de la irradiancia espectral para ese intervalo de longitudes de onda y esa superficie será

$$\bar{E}_\lambda = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\lambda \Delta A} \tag{1.1}$$

Si $\Delta\lambda$ y ΔA tienden a cero, \bar{E}_λ tiende al valor monocromático para la longitud de onda λ y para el punto P en una cierta superficie, y podemos expresarlo como

$$E_\lambda = \frac{d^2\Phi}{d\lambda dA} \tag{1.2}$$

En la práctica medimos \bar{E}_λ , ya que si ΔA es inferior a 1 cm^2 y $\Delta\lambda$ es inferior a 0.1 nm , la diferencia entre \bar{E}_λ y E_λ es menor del 1%.

La irradiancia espectral, tal y como se muestra en la Figura 1.1, varía, en general, a lo largo de la superficie. Su valor depende de la variación con la dirección del flujo radiante emitido por la fuente, del ángulo sólido subtendido por la fuente en cada punto de la superficie y la orientación de ésta última.

En el caso de una fuente puntual la irradiancia es proporcional a $\cos\theta$, siendo θ el ángulo que forman la normal a la superficie y la dirección de incidencia de la radiación (Figura 1.2). La razón de esta dependencia se ilustra en la Figura 1.3. La superficie normal a la incidencia de la fuente puntual es la superficie 1. La superficie en la que medimos la irradiancia es la superficie 2, que forma con la anterior un ángulo θ . Como las superficies son pequeñas, la superficie 2 es aproximadamente la proyección de la superficie 1, y así

$$\bar{E}_\lambda (\text{superficie 2}) = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\lambda \Delta A_2} \cong \frac{\Delta\Phi \cos \theta}{\Delta\lambda \Delta A_1} \cong \bar{E}_\lambda (\text{superficie 1}) \cos \theta \tag{1.3}$$

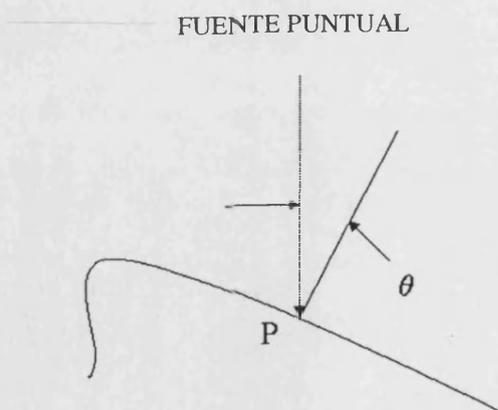


Figura 1.2 Ángulo de incidencia

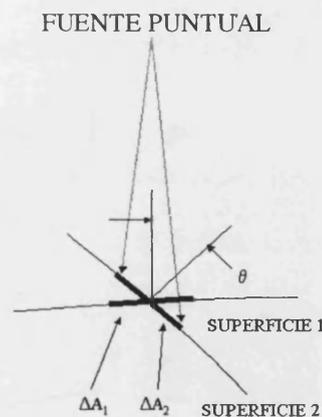


Figura 1.3 Dependencia de ángulos

La irradiancia espectral de una fuente puntual varía inversamente con el cuadrado de la distancia de la fuente a la superficie donde está siendo evaluada la irradiancia (Figura 1.4). Como el ángulo sólido es pequeño se pueden realizar las siguientes aproximaciones

$$\Delta A_1 \cong d_1^2 \Delta \omega \tag{1.4}$$

$$\Delta A_2 \cong d_2^2 \Delta \omega \tag{1.5}$$

y así tenemos

$$\bar{E}_\lambda (1) = \frac{\Delta \Phi}{\Delta A_1 \Delta \lambda} \cong \frac{\Delta \Phi}{d_1^2 \Delta \omega \Delta \lambda} \tag{1.6}$$

$$\bar{E}_\lambda (2) = \frac{\Delta \Phi}{\Delta A_2 \Delta \lambda} \cong \frac{\Delta \Phi}{d_2^2 \Delta \omega \Delta \lambda} \tag{1.7}$$

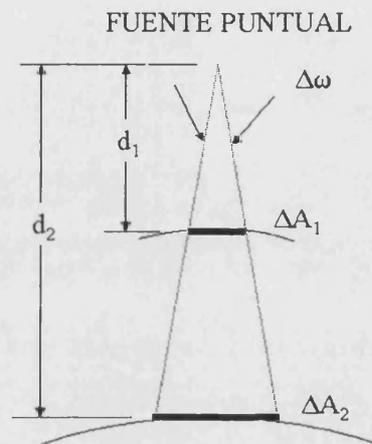


Figura 1.4 La irradiancia de una fuente puntual disminuye con el cuadrado de la distancia

I.1.2 Radiancia espectral

Consideremos un flujo radiante $\Delta \Phi$ en el intervalo de longitudes de onda $\Delta \lambda$ pasando a través de dos pequeñas superficies ΔA_1 y ΔA_2 (Figura 1.5). Se define la radiancia espectral promedio \bar{L}_λ en ΔA_1 como

$$\bar{L}_\lambda = \frac{\Delta \Phi}{\Delta A_2 \cos \theta_2 \Delta \omega \Delta \lambda} \tag{1.8}$$

donde $\Delta \omega$ es el ángulo sólido subtendido por ΔA_1 en ΔA_2

$$\Delta \omega \cong \frac{\Delta A_1 \cos \theta_1}{d^2} \tag{1.9}$$

Si, como en el caso anterior, hacemos tender a cero los intervalos, la radiancia promedio \bar{L}_λ puede aproximarse a la radiancia espectral L_λ definida como

$$L_\lambda \equiv \frac{d^3\Phi}{dA \cos \theta \, d\omega \, d\lambda} \tag{1.10}$$

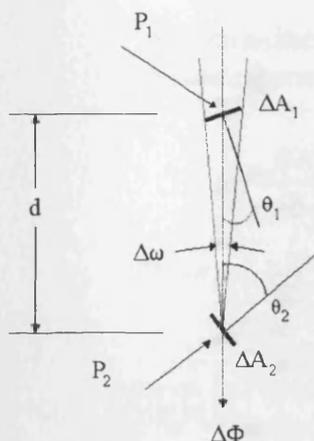


Figura 1.5 Definición de radiancia

En el límite, el haz representado en la Figura 1.5 tiende a un rayo óptico. Por lo tanto, la radiancia espectral está asociada a un punto (\$P_2\$ en la Figura 1.5) y a una dirección (la que une \$P_1\$ y \$P_2\$ en dicha figura).

La radiancia espectral representa la densidad de flujo radiante de un haz por unidad de longitud de onda y de ángulo sólido. Sus unidades en el S.I. son \$W \, m^{-2} \, nm^{-1} \, sr^{-1}\$, aunque también suelen utilizarse \$W \, cm^{-2} \, nm^{-1} \, sr^{-1}\$.

Si consideremos un flujo \$\Delta\Phi\$ que proviene de una fuente \$\Delta A\$, la radiancia en la superficie \$\Delta A_1\$ será, aplicando las ecuaciones (1.8) y (1.9)

$$\bar{L}_{\lambda_2} = \frac{\Delta\Phi}{\Delta A_2 \cos \theta_2 \frac{\Delta A_1 \cos \theta_1}{d_2^2} \Delta\lambda} \tag{1.11}$$

y para la superficie \$\Delta A_3\$

$$\bar{L}_{\lambda_3} = \frac{\Delta\Phi}{\Delta A_3 \cos \theta_3 \frac{\Delta A_1 \cos \theta_1}{d_3^2} \Delta\lambda} \tag{1.12}$$

Como puede observarse en la Figura 1.6, se cumple que \$\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = 0\$, y dado que el ángulo sólido es el mismo

$$\frac{\Delta A_2}{d_2^2} = \frac{\Delta A_3}{d_3^2} \tag{1.13}$$

se concluye que

$$\bar{L}_{\lambda_2} = \bar{L}_{\lambda_3} \tag{1.14}$$

Procediendo análogamente para ΔA_4

$$\bar{L}_{\lambda_2} = \bar{L}_{\lambda_3} = \bar{L}_{\lambda_4} \tag{1.15}$$

Es decir, la radiancia es invariante con la distancia.

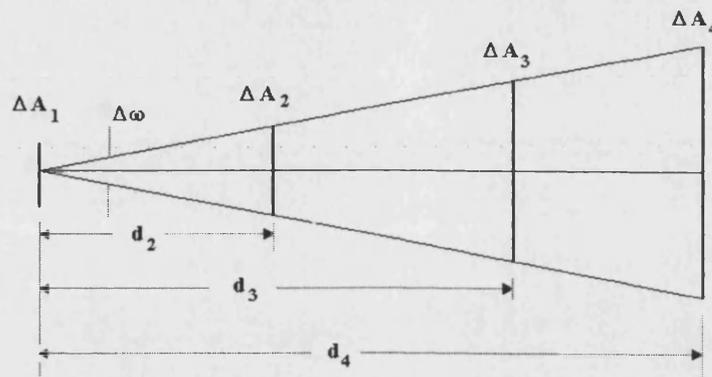


Figura 1.6 Conservación de la radiancia

Para obtener la relación entre irradiancia y radiancia consideremos un haz caracterizado por su radiancia L incidente sobre una superficie diferencial dA , cuya normal forma un ángulo θ respecto a la dirección de propagación del haz s . Considerando (1.2) y (1.10) obtenemos

$$L_{\lambda} = \frac{dI_{\lambda}}{\cos \theta d\omega} \tag{1.16}$$

e integrando

$$I_{\lambda} = \iint_{\Omega} L_{\lambda} \cos \theta d\omega \tag{1.17}$$

que es el flujo neto a través de la superficie.

Esta última ecuación suele expresarse en coordenadas polares (Figura 1.7), en la forma

$$I_{\lambda} = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} L_{\lambda}(\mu, \varphi) \mu d\mu d\varphi \tag{1.18}$$

siendo $\mu = \cos \theta$.

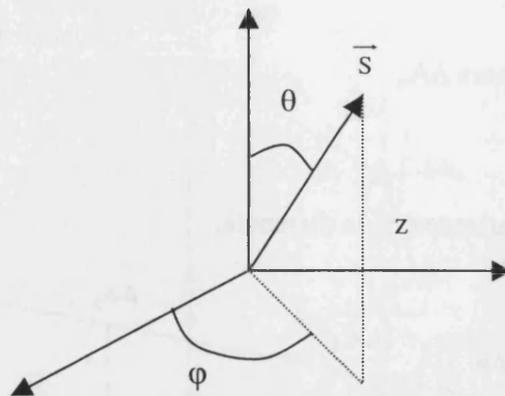


Figura 1.7 Sistema de coordenadas polares.

I.1.3 Magnitudes radiométricas y magnitudes fotométricas

El objetivo de la fotometría es medir la radiación óptica visible de manera que los resultados sean análogos a la sensación visual provocada en un ojo humano expuesto a dicha radiación. Hasta alrededor de 1940 en fotometría predominaban las técnicas de comparación visual. En ellas se pedía a un observador que comparara dos campos visuales mostrados simultánea o secuencialmente. En la actualidad se utilizan fotómetros. El comportamiento del ojo se tiene en cuenta a través de su respuesta a la longitud de onda, relativa a la máxima respuesta detectada en 555 nm (amarillo) a la que se le asigna el valor uno. Fue definida por primera vez en 1924 por la CIE (Comisión Internationale de l'Éclairage) como la función de eficiencia luminosa espectral para visión fotópica, $V(\lambda)$, definida en el rango [360, 830] nm. En la Figura 1.8 se muestra su distribución espectral.

Un fotómetro con una respuesta espectral $V(\lambda)$ reemplaza al ojo humano en radiometría. Se puede relacionar una cantidad fotométrica, X_v , y otra radiométrica, $X_{e,\lambda}$, a través de la expresión

$$X_v = K_m \int_{360 \text{ nm}}^{830 \text{ nm}} X_{e,\lambda} V(\lambda) d\lambda \quad (1.19)$$

La constante K_m , que relaciona las magnitudes fotópicas y radiométricas recibe el nombre de máxima eficacia luminosa espectral para la visión fotópica. Su valor viene dado por la definición de la candela, unidad de intensidad luminosa en el S.I.: "intensidad luminosa, en una dirección dada, de una fuente que emite radiación monocromática de frecuencia 540×10^{12} hertzios y que tiene una intensidad radiante en esa dirección de $1/683$ vatios por estereorradián."

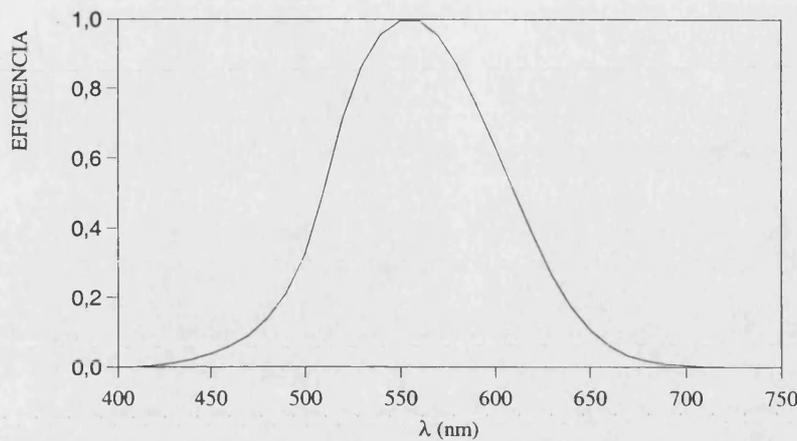


Figura 1.8 Respuesta espectral del ojo humano

Como intensidad luminosa e intensidad radiante son magnitudes equivalentes, la definición de candela proporciona un valor para K_m de 683 lmW^{-1} . La relación entre las magnitudes fotométricas y las magnitudes radiométricas, con sus respectivas unidades, viene dada en la Tabla I.1.

Tabla I.1 Relación entre magnitudes radiométricas y fotométricas.

Fotometría	Unidades	Relación con el lumen	Radiometría	Unidades
flujo luminoso	lm		flujo radiante	W
intensidad luminosa	cd	Lm sr^{-1}	intensidad radiante	W sr^{-1}
iluminancia	lx	Lm m^{-2}	irradiancia	W m^{-2}
luminancia	Cd m^{-2}	$\text{Lm sr}^{-1} \text{m}^{-2}$	radiancia	$\text{W sr}^{-1} \text{m}^{-2}$
exitancia luminosa	lm m^{-2}		excitancia radiante	W m^{-2}
exposición luminosa	lx s		exposición radiante	$\text{W m}^{-2} \text{s}$
energía luminosa	lm s		energía radiante	J
temperatura de color	K		temperatura de color	K

El flujo luminoso (Φ_v) es la cantidad de luz emitida por unidad de tiempo, pesada por $V(\lambda)$. Se define a partir de la expresión

$$\Phi_v = K_m \int_{\lambda} \Phi_{e,\lambda} V(\lambda) d\lambda \tag{1.20}$$

donde $\Phi_{e,\lambda}$ es el flujo espectral radiante, es decir la luz emitida por unidad de tiempo y longitud de onda (W nm^{-1}).

La intensidad luminosa (I_v) es el flujo luminoso emitido por una fuente puntual por unidad de ángulo sólido en una dirección dada. Se define a partir de la expresión

$$I_v = \frac{d\Phi_v}{d\Omega} \quad (1.21)$$

La iluminancia (E_v) es la densidad de flujo luminoso incidente sobre un elemento de superficie dA . Se define a partir de la expresión

$$E_v = \frac{d\Phi_v}{dA} \quad (1.22)$$

La luminancia (L_v) es el flujo luminoso emitido en una cierta dirección por ángulo sólido y unidad de área proyectada sobre un plano perpendicular a dicha dirección. Se define a través de la expresión

$$L_v = \frac{d^2\Phi_v}{d\Omega dA \cos \theta} \quad (1.23)$$

donde θ es el ángulo que forma la normal a la superficie y la dirección de propagación del flujo.

La excitancia luminosa (M_v) es la densidad de flujo luminoso emitida por una superficie dA . La ecuación que la define es la misma que la correspondiente a la iluminancia (1.22), pero en términos de emisión.

La exposición luminosa (H_v) es la iluminancia recibida en un cierto tiempo Δt , y viene dada por

$$H_v = \int_{\Delta t} E_v(t) dt \quad (1.24)$$

La energía luminosa (Q_v) es el flujo luminoso durante un tiempo Δt , dado por

$$Q_v = \int_{\Delta t} \Phi_v(t) dt \quad (1.25)$$

Por último, la temperatura de color (T_c) es la correspondiente a un cuerpo negro que tiene las mismas coordenadas cromáticas que la fuente de luz en cuestión.

I.2 Interacción de la radiación con la materia

En este apartado se abordan brevemente los fenómenos fundamentales que tienen lugar cuando la radiación interacciona con la materia: absorción, reflexión y dispersión. Se contemplan desde un enfoque energético, por lo que se utilizan las magnitudes definidas en el apartado anterior para plantear la ecuación de transferencia radiativa (ETR), que gobierna el transporte de energía radiante en cualquier medio basándose en el principio de la conservación de la energía. Analizamos en particular la dispersión atmosférica, tanto para el caso de moléculas (usando la teoría de Rayleigh) como para el de partículas (usando la teoría de Mie).

I.2.1 Reflexión y absorción

Cuando la radiación incide sobre una cierta superficie de un material, parte de la misma se refleja, es decir, vuelve al medio del que procede. Si se produce en la superficie de separación de los medios recibe el nombre de especular. También puede tener lugar después de haber penetrado en el material y haber sufrido una retrodifusión tras interaccionar con las partículas del mismo. En este caso recibe el nombre de reflexión difusa. Ambos fenómenos se ilustran en la Figura 1.9.

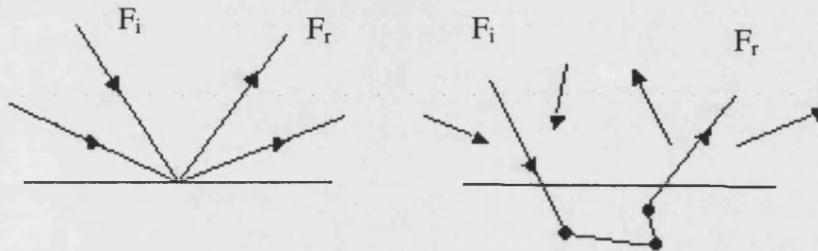


Figura 1.9 Reflexión especular (izquierda) y difusa (derecha)



Se define la reflectividad como

$$\rho = \frac{I_r}{I_i} \tag{1.26}$$

siendo F_i la densidad de flujo incidente y F_r la reflejada.

Consideremos que parte de la radiación incidente en un medio (caracterizada por la radiancia L) se propaga en su interior, y tomemos un diferencial de espesor dx de dicho medio, perpendicular a la dirección de incidencia, tal como muestra la Figura 1.10. En el interior del material la radiación se atenúa pues se convierte en otras formas de energía (procesos fotoquímicos, calentamiento, etc.), y tras recorrer la distancia dx la radiancia se habrá modificado una cantidad dL dada por

$$dL = -\sigma_a L dx \tag{1.27}$$

siendo σ_a el coeficiente de absorción de volumen (en m^{-1}) del medio.

Integrando (1.27) a lo largo del camino comprendido entre x_1 y x_2 resulta

$$L(x_2) = L(x_1)e^{-k_a} \tag{1.28}$$

conocida como ley de Bugar-Lambert-Beer, donde

$$k_a = \int_{x_1}^{x_2} \sigma_a dx \tag{1.29}$$

que recibe el nombre de espesor óptico de absorción entre x_1 y x_2 . Es una cantidad adimensional que se reduce al producto del camino geométrico por el coeficiente de absorción, cuando el medio es homogéneo.

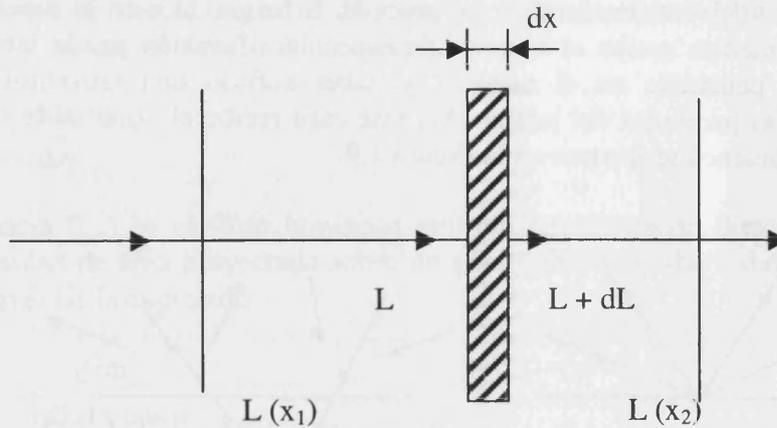


Figura 1.10 Extinción

La transmisividad entre x_1 y x_2 a lo largo de la dirección de propagación de la radiación se define como

$$\tau = \frac{L(x_1)}{L(x_2)} = e^{-k_a} \tag{1.30}$$

La energía radiante no transmitida es absorbida, definiéndose la absorptividad como

$$\alpha = \frac{L(x_1) - L(x_2)}{L(x_1)} = 1 - \tau \tag{1.31}$$

El coeficiente de absorción es proporcional a la densidad del material, así como al número de moléculas absorbentes por unidad de volumen (densidad numérica N). A partir de él podemos definir los coeficientes de absorción de masa y de absorción molecular (o sección eficaz de absorción) respectivamente como

$$\sigma_a^m = \frac{\sigma_a}{\rho} \tag{1.32}$$

$$\sigma_a^{\text{mol}} = \frac{\sigma_a}{N} \tag{1.33}$$

donde ahora ρ es la densidad y N la densidad numérica de partículas. Sus unidades son, respectivamente, kg^{-1}m^2 y m^2 .

1.2.2 Dispersión

La dispersión es el proceso consistente en la variación de la dirección de propagación de los fotones debido a inhomogeneidades del medio, que pueden ser las propias moléculas

que lo constituyen o agrupaciones moleculares en forma de partículas. A diferencia de la absorción, en la dispersión no se modifica la intensidad de la radiación. Apoyándonos en la Figura 1.10, y teniendo en cuenta que el medio no absorbe sino que dispersa, obtenemos

$$dL = -\sigma_s L dx \tag{1.34}$$

siendo σ_s el coeficiente de dispersión de volumen (en m^{-1}). Análogamente al caso de la absorción, definimos el coeficiente de dispersión de masa σ_s^m y la sección eficaz de dispersión σ_s^{part} como

$$\sigma_s^m = \frac{\sigma_s}{\rho} \tag{1.35}$$

$$\sigma_s^{part} = \frac{\sigma_s}{N} \tag{1.36}$$

expresados, respectivamente en $kg^{-1} m^2$ y en m^2 .

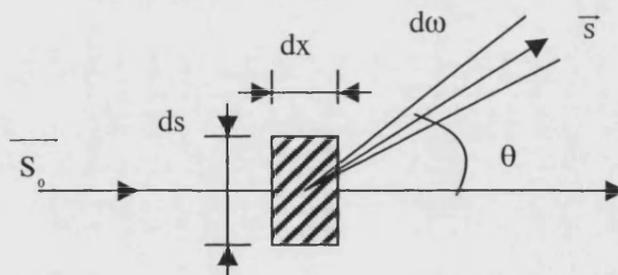


Figura 1.11 Dispersión

El espesor óptico de dispersión para la capa dispersora comprendida entre x_1 y x_2 será

$$k_s = \int_{x_1}^{x_2} \sigma_s dx \tag{1.37}$$

Para analizar el carácter angular de la dispersión consideremos un elemento dispersor de volumen dV sobre el que incide un haz caracterizado por la irradiancia E , tal y como se muestra en la figura 1.11. La densidad de flujo en la dirección s , que forma un ángulo θ respecto a la dirección de incidencia s_0 , dentro de un ángulo sólido $d\omega$, se puede escribir como

$$d^2\Phi = f(\theta) E dV d\omega \tag{1.38}$$

donde $f(\theta)$ (en $m^{-1} sr^{-1}$) se conoce como función de dispersión, y caracteriza la distribución angular de los fotones dispersados. De momento y por simplicidad, no

consideramos la dependencia con el ángulo acimutal introducida por la presencia de las partículas.

La densidad de flujo total perdido por dispersión se obtiene integrando respecto a todo el espacio

$$d\Phi = -E dV \iint_{\text{espacio}} f(\theta) d\omega \quad (1.39)$$

Teniendo en cuenta que $dV = dS dx$, y el flujo incidente cumple $\Phi = E dS$, y aplicando (1.34) a la densidad de flujo, tendremos

$$d\Phi = -\sigma_s F dx = -\sigma_s E dV \quad (1.40)$$

Comparando estas dos últimas expresiones se llega a

$$\sigma_s = \iint_{\text{espacio}} f(\theta) d\omega \quad (1.41)$$

que nos relaciona la función de dispersión y el coeficiente de dispersión de volumen.

Habitualmente no se suele utilizar la función de dispersión como tal, sino la función de fase definida a partir de ella como

$$p(\theta) = \frac{4\pi}{\sigma_s} f(\theta) \quad (1.42)$$

que cumple la condición de normalización

$$\iint_{\text{espacio}} p(\theta) d\omega = 4\pi \quad (1.43)$$

Conviene tener presente que absorción y dispersión se presentan siempre simultáneamente y por tanto se pueden considerar conjuntamente a través del coeficiente de extinción σ_e , definido como

$$\sigma_e = \sigma_a + \sigma_s \quad (1.44)$$

La importancia relativa de la dispersión se introduce a través del albedo de dispersión simple, definido como

$$\bar{\omega} = \frac{\sigma_s}{\sigma_e} \quad (1.45)$$

Hay que señalar que la condición de valor medio asignada a esta magnitud hace referencia a la dirección, y no a la longitud de onda, de forma que el albedo de dispersión simple es una magnitud espectral, al igual que todas las definidas anteriormente, aunque en aras de simplificar la notación no se haya indicado explícitamente esta característica en ninguna de ellas.

I.2.3 Dispersión en la atmósfera terrestre

En la atmósfera la dispersión de la radiación se produce por moléculas y por partículas. Para diferenciarla introducimos el parámetro de tamaño que relaciona el tamaño del elemento dispersor, considerado esférico, con la longitud de onda de la radiación incidente sobre él

$$x = \frac{2 \pi r}{\lambda} \tag{1.46}$$

Si m es el índice de refracción del elemento dispersor, podemos clasificar estos procesos de interacción en tres grupos:

- $x < \frac{0.6 \pi}{m}$ dispersión por moléculas
- $\frac{0.6 \pi}{m} < x < 5$ dispersión por partículas
- $x > 5$ reflexión (rara vez se produce en la atmósfera)

La teoría para explicar la dispersión por moléculas fue enunciada por Lord Rayleigh para explicar el color azul del cielo. Posteriormente Mie en 1908 enunció un desarrollo de la dispersión para partículas de cualquier tamaño. Está basada en la resolución de las ecuaciones del electromagnetismo clásico con condiciones de contorno en el límite de la partícula y sus alrededores. A continuación exponemos las ideas más importantes de la teoría de Mie. Un desarrollo completo de la misma puede encontrarse en Van de Hulst (1981).

Partimos de que las partículas o moléculas dispersoras en la atmósfera están separadas por distancias mucho mayores que sus tamaños y se encuentran sujetas a movimientos que podemos considerar aleatorios. De este modo, no hay relación entre las fases de las ondas dispersadas por las partículas o moléculas y, por tanto, sus intensidades pueden ser sumadas simplemente. Es decir, la dispersión por varias partículas se considera independiente entre sí (incoherente).

El campo electromagnético (**E** eléctrico, **B** magnético), puede expresarse como una combinación lineal de vectores definidos a partir de funciones escalares (Ψ) que satisfacen la ecuación de propagación escalar

$$\nabla^2 \Psi + x^2 m^2 \Psi = 0 \tag{1.47}$$

Si se trabaja en coordenadas esféricas, la ecuación anterior es separable y tiene soluciones elementales del tipo

$$\begin{aligned} \Psi_n^c &= \cos(q \varphi) P_n^q(\cos \theta) z_n(m k r) \\ \Psi_n^s &= \sin(q \varphi) P_n^q(\cos \theta) z_n(m k r) \end{aligned} \tag{1.48}$$

en las que n y q son enteros, con $n \geq q \geq 1$.

El factor $P_n^l(\cos \theta)$ es una función de Legendre y el factor $z_n(mkr)$ es, en general, una función cilíndrica de orden $(n + 1/2)$. Sin embargo, para evitar singularidades en $r = 0$ se convierte en una función de Bessel ($z_n=j_n$) para ondas propagándose hacia el origen y en una función de Hänkel ($z_n=h_n$), que se anula en el infinito, para ondas propagándose en sentido contrario. Ambas funciones se relacionan por la ecuación

$$z_n(r) = \sqrt{\frac{\pi}{2r}} Z_{n+1/2}(r) \tag{1.49}$$

Si consideramos la dispersión de una onda plana por una esfera homogénea de radio r , y consideramos que la luz incide polarizada linealmente y se propaga en la dirección positiva del eje z , el campo electromagnético incidente será

$$\begin{aligned} E &= E_0 \exp(-i k z) \exp(i \omega t) i_x \\ B &= -\frac{E_0}{c} \exp(-i k z) \exp(i \omega t) i_y \end{aligned} \tag{1.50}$$

Donde E_0 es la amplitud del campo eléctrico, ω es la frecuencia de la onda, i_x e i_y son los vectores unitarios según los ejes x e y , respectivamente y c es la velocidad de la luz en el medio. Los vectores \mathbf{E} y \mathbf{H} (\mathbf{B}/μ) satisfacen en un medio homogéneo la siguiente ecuación vectorial de ondas

$$\begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} &= 0 \\ \nabla^2 \mathbf{B} + k^2 \mathbf{B} &= 0 \end{aligned} \tag{1.51}$$

La soluciones de esta ecuación pueden encontrarse si se asume el siguiente teorema:

“Dada una función que satisface la ecuación de ondas escalar (1.47), los vectores \mathbf{M}_ψ y \mathbf{N}_ψ definidos según

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_\psi &= \nabla \times (\mathbf{r} \psi) \\ \mathbf{m} \times \mathbf{N}_\psi &= \nabla \times \mathbf{M}_\psi \end{aligned} \tag{1.52}$$

donde \mathbf{r} es el vector de posición del punto en que calculamos el campo, satisfacen la ecuación de ondas vectorial y, además se encuentran relacionados por la expresión

$$\mathbf{m} k \mathbf{M}_\psi = \nabla \times \mathbf{N}_\psi \tag{1.53}''$$

Es decir, si u y v son soluciones de la ecuación de ondas escalar y \mathbf{M}_u , \mathbf{N}_u , \mathbf{M}_v y \mathbf{N}_v son los vectores campo derivados, se satisfacen las ecuaciones de Maxwell siempre que se cumpla

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{M}_v + i \mathbf{N}_u \\ \mathbf{H} &= \mathbf{m} (-\mathbf{M}_u + i \mathbf{N}_v) \end{aligned} \tag{1.54}$$

Las componente esféricas de los vectores de campo quedan descritas a partir de las siguientes expresiones

$$\begin{aligned}
 M_r &= 0 & m k N_r &= \frac{\delta^2 (r \psi)}{\delta r^2} + m^2 k^2 r \psi \\
 M_\theta &= \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\delta (r \psi)}{\delta \varphi} & m k N_\theta &= \frac{1}{r} \frac{\delta^2 (r \psi)}{\delta r \delta \theta} \\
 M_\varphi &= -\frac{1}{r} \frac{\delta (r \psi)}{\delta \theta} & m k N_\varphi &= \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\delta^2 (r \psi)}{\delta r \delta \varphi}
 \end{aligned} \tag{1.55}$$

Puede demostrarse que es posible obtener los campos exteriores a la esfera, correspondientes a la onda incidente de las ecuaciones (1.50) si se elige para u y v las siguientes funciones

$$\begin{aligned}
 u &= \exp(i \omega t) \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \frac{2n+q}{n(n+q)} P_n^q(\cos \theta) j_n(kr) \\
 v &= \exp(i \omega t) \sin \varphi \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \frac{2n+q}{n(n+q)} P_n^q(\cos \theta) j_n(kr)
 \end{aligned} \tag{1.56}$$

El campo exterior a la esfera está compuesto por la onda plana incidente más la onda dispersada. La solución completa responde a la misma estructura que se ha presentado en las ecuaciones (1.56). El campo electromagnético es parcialmente transmitido hacia el interior de la partícula (\mathbf{E}_i , \mathbf{B}_i) y parcialmente dispersado (\mathbf{E}_s , \mathbf{B}_s). Los campos transmitidos y dispersados se desarrollan de forma similar al campo incidente pero con coeficientes que se dejan como incógnita. Si se consideran las condiciones de contorno y la ligadura impuesta por el comportamiento en el infinito, es decir, la anulación del campo, se llega a la siguiente expresión para la onda dispersada

$$\begin{aligned}
 u &= \exp(i \omega t) \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} (-a_n) (-i)^n \frac{2n+q}{n(n+q)} P_n^q(\cos \theta) h_n^{(2)}(kr) \\
 u &= \exp(i \omega t) \sin \varphi \sum_{n=1}^{\infty} (-b_n) (-i)^n \frac{2n+q}{n(n+q)} P_n^q(\cos \theta) h_n^{(2)}(kr)
 \end{aligned} \tag{1.57}$$

donde, por su comportamiento asintótico, ha sido escogida la función de Hänkel

$$h_n^{(2)}(kr) \propto \frac{i^{n+q}}{kr} \exp(-i kr) \tag{1.58}$$

Las series presentadas en las ecuaciones (1.56) y (1.57) contienen soluciones elementales para $q = 1$. Para el caso de la onda dispersada los coeficientes a_n y b_n se determinan mediante las condiciones de contorno impuestas por la continuidad de las componentes tangenciales de los campos en la superficie de la esfera. De este modo se llega a las siguientes expresiones

$$a_n = \frac{[x j_n(x)]' j_n(mx) - [m x j_n(mx)]' j_n(x)}{[m x j_n(mx)]' h_n(x) - [\alpha h_n(x)]' j_n(x)} \tag{1.59}$$

$$b_n = \frac{[m x j_n(mx)]' j_n(x) - m^2 [x j_n(x)]' j_n(mx)}{m^2 [x h_n(x)]' j_n(mx) - [m x j_n(mx)]' h_n(x)}$$

donde la prima denota la derivada de la función y $x = 2\pi r/\lambda$ es el parámetro de tamaño.

Desde el punto de vista físico la interpretación es simple: las ondas dispersadas están compuestas de ondas parciales generadas por los multipolos de las cargas que constituyen las partículas. Las amplitudes de las n-simas ondas parciales eléctricas y magnéticas vienen dadas por las funciones a_n y b_n respectivamente.

Una de las propiedades más importantes de la onda dispersada es su intensidad (I). La onda dispersada en cualquier punto $r \gg \lambda$ tiene carácter de onda esférica. Si I_0 es la intensidad de la luz incidente e I la intensidad de la luz dispersada en el punto r, se verifica

$$I = \frac{I_0 f(\theta, \phi)}{r^2 k^2} \tag{1.60}$$

donde $f(\theta, \phi)$ es la función de distribución angular de la dispersión, considerando ahora también la dependencia acimutal.

Al ser esférica la onda puede expresarse como

$$u = u_0 S(\theta, \phi) \frac{\exp(-i k r + i k z)}{i k r} \tag{1.61}$$

donde $S(\theta, \phi)$ es la función amplitud. En el caso de luz natural, cuando incide una intensidad I_0 sobre una partícula esférica, la luz dispersada en cualquier dirección queda parcialmente polarizada y su intensidad viene dada por

$$I = \frac{1}{2} \frac{(i_1 + i_2)}{r^2 k^2} I_0 \tag{1.62}$$

donde i_1 e i_2 representan la intensidad de la luz que vibra en los planos paralelo y perpendicular, respectivamente, al definido por la dirección de incidencia y dispersión. Se cumple que

$$i_1 = |S_1(\theta)|^2 \quad e \quad i_2 = |S_2(\theta)|^2 \tag{1.63}$$

donde

$$\begin{aligned}
 i_1 &= |S_1|^2 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n + b_n \tau_n)^2 \\
 i_2 &= |S_2|^2 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \tau_n + b_n \pi_n)^2
 \end{aligned}
 \tag{1.64}$$

con

$$\begin{aligned}
 \pi_n &= \frac{1}{\sin \theta} P_n^1(\cos \theta) \\
 \tau_n &= \frac{d}{d\theta} P_n^1(\cos \theta)
 \end{aligned}
 \tag{1.65}$$

Las intensidades i_1 e i_2 dependen del índice de refracción m , del parámetro de tamaño x y del ángulo de dispersión θ . La función de dispersión podemos escribirla en función de i_1 e i_2 como

$$f(\theta, \varphi) = i_1(\theta) \cos^2 \varphi + i_2(\theta) \sin^2 \varphi
 \tag{1.66}$$

A partir de esta última expresión se obtiene la función de fase, que en general es una tarea muy compleja debido a la dependencia angular, excepto en los casos en los que consideremos dispersión homogénea (función de fase unidad) o únicamente dispersión de Rayleigh, en cuyo caso toma el valor

$$p(\lambda, \theta) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \theta)
 \tag{1.67}$$

que se ha representado en la Figura 1.12.

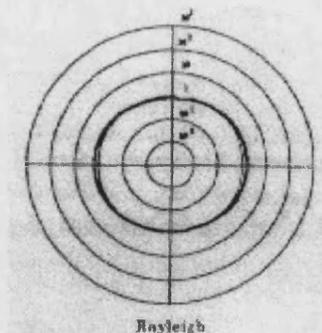


Figura 1.12 Función de fase para la dispersión molecular (Rayleigh)

En los demás casos, la función de fase puede obtenerse aplicando la teoría de Mie si se conocen las características físicas y químicas de las partículas (tamaño, forma, composición), lo cual lleva a funciones bastante complicadas. También puede determinarse experimentalmente, midiendo la radiación dispersada por un elemento lo suficientemente pequeño como para evitar la dispersión múltiple, y luego ajustando las medidas a una función matemática. También existen algunas aproximaciones analíticas

(expansión en polinomios de Legendre, función de Henyey-Greenstein, aproximación delta de Dirac, etc.) (Lenoble, 1993). En la Figura 1.13 se muestra cómo a medida que aumenta el parámetro de tamaño aumenta la asimetría en la función de fase, debido al aumento de la dispersión hacia delante.

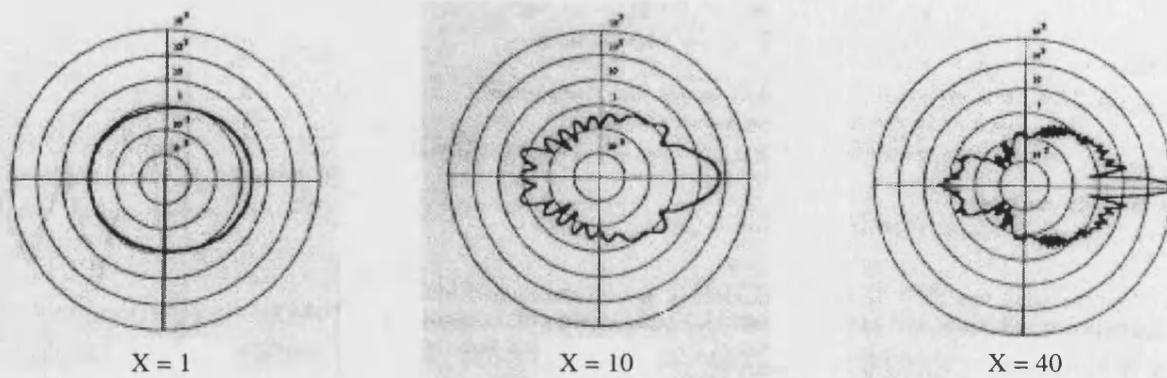


Figura 1.13 Función de fase para la dispersión por partículas en función del parámetro de tamaño

La sección eficaz de dispersión (coeficiente de extinción) se introdujo como la integral de la función de dispersión para todo el espacio. Haciendo uso de las ecuaciones anteriores se obtiene para esta magnitud la expresión

$$\sigma_s^p = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \iint_{\text{espacio}} \frac{i_1 + i_2}{2} d\omega \tag{1.68}$$

donde el superíndice hace referencia a una partícula.

Por el principio de conservación de la energía se cumplirá

$$\sigma_e^p = \sigma_a^p + \sigma_s^p \tag{1.69}$$

sonde el subíndice a se refiere a absorción y el e a extinción.

Es habitual relacionar la sección eficaz de dispersión con la sección eficaz geométrica, para lo que se introduce el factor de eficiencia de dispersión Q_s , que en el caso de una partícula esférica será

$$Q_s = \frac{\sigma_s^p}{\pi r^2} \tag{1.70}$$

que cumple

$$Q_s = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \tag{1.71}$$

Análogamente se introduce el factor de eficiencia de extinción cuando la partícula presenta absorción (índice de refracción complejo)

$$Q_e = \frac{\sigma_e^p}{\pi r^2} \tag{1.72}$$

que será

$$Q_e = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n) \tag{1.73}$$

donde Re hace referencia a la parte real.

Cuando $x \ll 1$, el coeficiente b_1 es mucho mayor que el resto, y representa la oscilación de un dipolo eléctrico, que corresponde a la dispersión prevista en la teoría de Rayleigh.

I.2.4 La ecuación de transferencia radiativa (ETR)

La luz es una onda electromagnética. Por tanto para predecir la energía que llega al suelo y su dependencia angular sería necesario hacer un desarrollo basándose en el vector de Pointing. Sin embargo, desde el punto de vista matemático, es mucho más sencillo aplicar un enfoque energético. Por tanto para establecer la ecuación de transferencia radiativa, que gobierna el transporte de energía radiante en cualquier punto del medio, consideraremos el balance radiativo en un elemento diferencial de volumen.

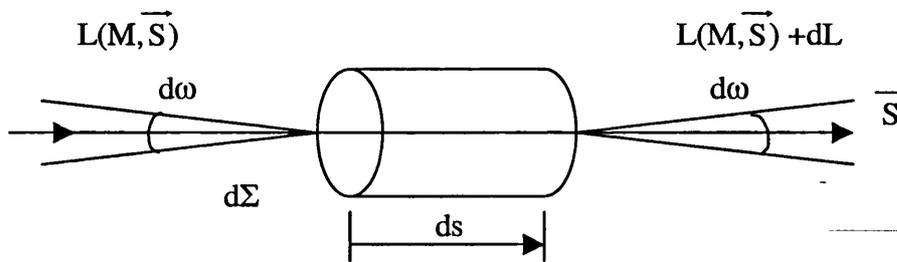


Figura 1.14 Conservación de la energía en un elemento diferencial de volumen

Supongamos para ello un campo radiativo caracterizado por una radiancia $L_\lambda(M, S)$ en un cierto punto M , propagándose en la dirección S , en un medio material caracterizado por su coeficiente de extinción $\sigma_{e\lambda}$, un albedo de difusión simple $\bar{\omega}_\lambda$ y la función de fase $p_\lambda(S, S')$, donde (S, S') corresponde al ángulo que forman estas dos direcciones (Figura 1.14). La variación de la radiancia L_λ en un camino diferencial ds a lo largo de S se expresa a través de $(dL_\lambda/ds)ds$. La energía radiante que penetra en un volumen $d\Sigma ds$, por unidad de tiempo en un ángulo sólido $d\omega$ es

$$\Phi_1 = L_\lambda(M, \vec{S}) d\Sigma d\omega \tag{1.74}$$

Y la que atraviesa dicho volumen viene dada por

$$\Phi_2 = \left(L_\lambda (M, \vec{S}) + \frac{dL_\lambda (M, \vec{S})}{ds} \right) d\Sigma d\omega \quad (1.75)$$

A su vez, el flujo radiante perdido por absorción y dispersión en el interior del elemento de volumen es

$$\Phi_3 = \sigma_{e\lambda} (M) L_\lambda (M, \vec{S}) d\Sigma d\omega ds \quad (1.76)$$

Además existe un flujo que incide en el interior del volumen debido a la dispersión en otras direcciones, s' , y a la emisión térmica del propio volumen

$$\Phi_4 = \sigma_{e\lambda} (M) J_\lambda (M, \vec{S}) d\Sigma d\omega ds \quad (1.77)$$

donde

$$J_\lambda (M, \vec{S}) = J_\lambda^{sc} (M, \vec{S}) + J_\lambda^{em} (M, \vec{S}) \quad (1.78)$$

es la llamada función fuente, que tiene dos componentes, J_λ^{sc} función fuente de dispersión, y J_λ^{em} función fuente de emisión.

Por la conservación de la energía

$$\Phi_2 - \Phi_1 = \Phi_4 - \Phi_3 \quad (1.79)$$

que, sustituyendo, conduce a

$$\frac{dL_\lambda (M, \vec{S})}{ds} = -\sigma_{e\lambda} (M) [L_\lambda (M, \vec{S}) - J_\lambda (M, \vec{S})] \quad (1.80)$$

Esta es la expresión general diferencial de la ecuación de transferencia radiativa. Con las condiciones de contorno adecuadas, define completamente la irradiancia $L_\lambda(M,s)$ en cualquier punto del medio.

Para obtener la función fuente de dispersión nos basamos en las expresiones (1.42), que proporciona la función de dispersión, y (1.42), que la relaciona con la función de fase. De esta forma obtenemos

$$d\Phi_4^{sc} = \frac{\bar{\omega}_\lambda (M) \sigma_{e\lambda} (M)}{4\pi} p_\lambda (M; \vec{S}, \vec{S}') L_\lambda (M, s) d\omega' d\Sigma ds d\omega \quad (1.81)$$

e integrando para todas las posibles direcciones s , se obtiene

$$J_\lambda^{sc} (M, s) = \frac{\bar{\omega}_\lambda (M)}{4\pi} \iint_{\text{espacio}} p_\lambda (M; s, s') L_\lambda (M, s) d\omega' \quad (1.82)$$

En el caso de la emisión, asumiendo la simplificación de equilibrio termodinámico local y aplicando la ley de Planck para el cuerpo negro, obtenemos

$$J_{\lambda}^{em}(M, s) = [1 - \bar{\omega}_{\lambda}(M)] L_{\lambda}^B(T(M)) \quad (1.83)$$

donde $L_{\lambda}^B(T(M))$ es la radiancia de un cuerpo negro a la temperatura $T(M)$. Como se observa J_{λ}^{em} es independiente de la dirección s .

La ecuación de transferencia radiativa, considerando unas ciertas condiciones de contorno, puede resolverse siempre aplicando el método de Montecarlo. Para ello se considera un fotón a lo largo de un camino tridimensional, y todos los eventos que pueden sucederle introducidos con las adecuadas distribuciones de probabilidad. Este método requiere considerar un gran número de fotones, con lo que el tiempo de cálculo es elevado. Sin embargo en determinadas condiciones se pueden asumir simplificaciones que conducen a una solución más rápida y con mayor contenido físico. La más habitual de éstas simplificaciones es la aproximación plano-paralela, que se describe a continuación.

La geometría mas simple para un medio absorbente y difusor es una capa limitada por dos planos infinitos y paralelos, en el que las propiedades del material son constantes en la superficie próxima a los planos infinitos. En estas condiciones las propiedades del medio varían mucho más rápidamente en la dirección vertical que en la horizontal. En el caso de la atmósfera, aunque no tiene en cuenta la curvatura de la misma, esta hipótesis constituye una muy buena aproximación en la mayoría de los casos.

En una atmósfera plano-paralela la posición viene definida por la altura z y la dirección definida por los parámetros $\mu (= \cos\theta)$ y ϕ (Figura 1.7).

En esta geometría la ETR toma la forma analítica

$$\mu \frac{dL_{\lambda}(z; \mu, \phi)}{dz} = -\sigma_{e\lambda}(z) [L_{\lambda}(z; \mu, \phi) - J_{\lambda}(z; \mu, \phi)] \quad (1.84)$$

siendo las expresiones de las funciones fuente

$$J_{\lambda}^{sc} = \frac{\bar{\omega}_{\lambda}(z)}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} p_{\lambda}(z; \mu, \phi; \mu', \phi') L_{\lambda}(z; \mu', \phi') d\mu' d\phi' \quad (1.85)$$

$$J_{\lambda}^{em} = [1 - \bar{\omega}_{\lambda}(z)] L_{\lambda}^B(T(z)) \quad (1.86)$$

Las condiciones de contorno para su resolución vienen dadas por los valores de la radiancia hacia abajo en la superficie superior y la radiancia hacia arriba en la superficie inferior. Aplicando estas condiciones e integrando en todas las direcciones, se obtiene para una atmósfera absorbente no dispersiva (caso de la radiación terrestre, o de onda larga)

$$\frac{dI_{\lambda}(z)}{dz} = -\sigma_{e\lambda} [1 - \bar{\omega}_{\lambda}(z)] [I_{\lambda}(z) - 4\pi L_{\lambda}^B(T(z))] \quad (1.87)$$

Cuando consideramos dispersión (radiación solar, o de onda corta) las condiciones de contorno, en el caso de atmósfera plano-paralela, están representadas en la Figura 1.15.

En este caso es posible despreciar la función fuente de emisión, muy pequeña para la radiación solar.

Consideremos una irradiancia incidente en la dirección (μ_0, ϕ_0) en el límite superior de la atmósfera, tal y como indica la Figura 1.15. Podemos asimilar la radiancia a una delta de Dirac en dicha dirección

$$L_\lambda(z; \mu < 0, \varphi) = \Delta(\mu - \mu_0) \Delta(\varphi - \varphi_0) f_\lambda \quad (1.88)$$

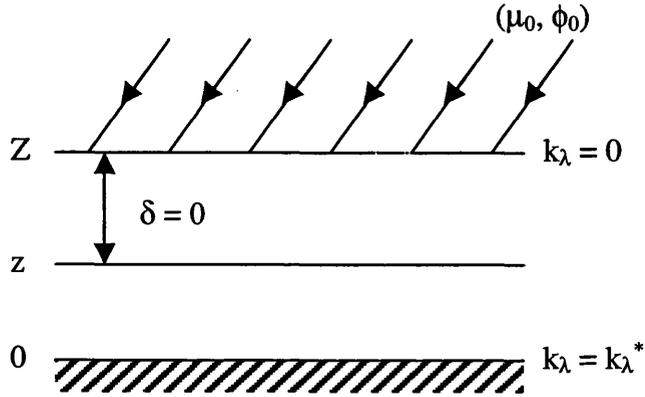


Figura 1.15 Condiciones de contorno en la aproximación plano-paralela para la radiación solar

Si consideramos separadamente las componentes directa y difusa (L_λ^d) podemos expresar la radiancia total en la forma

$$L_\lambda(z; \mu, \varphi) = \Delta(\mu - \mu_0) \Delta(\varphi - \varphi_0) I_{0\lambda} \exp\left(\frac{1}{\mu_0} \int_0^\infty \sigma_{e\lambda}(z) dz\right) + L_\lambda^d(z; \mu, \varphi) \quad (1.89)$$

donde $I_{0\lambda}$ es la irradiancia solar en un plano perpendicular al haz incidente, es decir, la irradiancia del espectro extraterrestre en incidencia normal. Integrando tenemos

$$\begin{aligned} \mu \frac{dL_\lambda^d(z; \mu, \varphi)}{dz} = & -\sigma_{e\lambda}(z) \left[L_\lambda^d(z; \mu, \varphi) - \frac{\bar{\omega}_\lambda(z)}{4\pi} p_\lambda(z; \mu, \varphi; \mu_0, \varphi_0) I_{0\lambda} \right. \\ & \left. \exp\left(\frac{1}{\mu_0} \int_z^\infty \sigma_{e\lambda}(z) dz\right) - \frac{\bar{\omega}_\lambda(z)}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} p_\lambda(z; \mu, \varphi; \mu', \varphi') L_\lambda^d(z; \mu', \varphi') \right] \quad (1.90) \end{aligned}$$

Introduciendo como variable el espesor óptico k_λ^* , esta última expresión toma la forma

$$\frac{\mu dL_\lambda(z; \mu, \varphi)}{d\delta_\lambda} = L_\lambda(k_\lambda^*; \mu, \varphi) - \frac{\bar{\omega}_\lambda(k_\lambda)}{4\pi} p_\lambda(k_\lambda^*; \mu, \varphi; \mu_0, \varphi_0) I_{0\lambda} \exp\left(\frac{k_\lambda^*}{\mu_0}\right)$$

$$-\frac{\bar{\omega}_\lambda(k_\lambda^*)}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} p_\lambda(k_\lambda^*; \mu, \varphi; \mu', \varphi') L_\lambda(k_\lambda^*; \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' \quad (1.91)$$

donde, para simplificar la notación, se ha omitido el superíndice d relativo a la radiación difusa.

La condición de contorno en el límite superior es ahora

$$L_\lambda(k_\lambda = 0; \mu > 0; \varphi) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^0 \rho_\lambda(\mu, \varphi; \mu', \varphi') L_\lambda(k_\lambda; \mu' < 0, \varphi') |\mu'| d\mu' d\varphi' \quad (1.92)$$

donde k_λ es el espesor óptico total y ρ_λ es la reflectividad bidireccional del suelo.

En el límite inferior, considerando una superficie lambertiana, la condición de contorno toma la forma

$$L_\lambda(k_\lambda = k_\lambda^*; \mu > 0; \varphi) = \frac{1}{\pi} \rho F^-(k_\lambda^*) \quad (1.93)$$

siendo F^- el flujo hacia abajo.

La expresión (1.91) es la ecuación de transferencia radiativa para la radiación solar. Los parámetros a determinar experimentalmente para su resolución serán el espesor óptico k_λ , el albedo de dispersión simple $\omega_0(k_\lambda)$ y la función de fase $p_\lambda(k_\lambda)$. La mayor dificultad para su resolución estriba en la obtención de la función de fase, excepto que consideremos únicamente dispersión de Rayleigh en cuyo caso toma el valor dado por (1.67). En general, se determina experimentalmente a partir de medidas de radiancia de cielo en diferentes ángulos azimutales (al menos en el plano del almucantar solar). Una vez obtenida la función de fase, es posible resolver la ecuación de transferencia radiativa por varios métodos. Los más utilizados en la actualidad son los basados en el método de ordenadas discretas (DISORT). En Thomas y Stammes (1999) se encuentra un desarrollo bastante exhaustivo y actualizado de este tipo de soluciones.

I.3 Aerosoles atmosféricos

Los aerosoles atmosféricos son pequeñas partículas, sólidas o líquidas que permanecen suspendidas en el aire y siguen el movimiento de éste. Su tamaño varía entre 10^{-3} μm y 10^2 μm . Los más pequeños son normalmente iones y transportan carga eléctrica, jugando un papel importante en la electricidad atmosférica. Desde un punto de vista radiativo, la importancia de los aerosoles alcanza su máximo en el rango de radios 0.1-1.0 μm (Lenoble, 1993). Son responsables, en gran medida, de la atenuación de la radiación a su paso a través de la atmósfera, mediante procesos de absorción y dispersión. Como consecuencia de la combinación de estos procesos, los aerosoles modifican el balance radiativo tierra-atmósfera. Además, debido a la presencia de vapor de agua en la atmósfera, se produce un aumento del tamaño de las partículas higroscópicas que actúan como núcleos de condensación (CCN) en el proceso de formación de las nubes.

Las características y distribución geográfica de los aerosoles depende, en gran medida, de su origen. Ya que la mayoría de las fuentes que inyectan aerosoles en la atmósfera se sitúan a nivel del suelo, estos están concentrados, mayoritariamente, en las capas más bajas de la troposfera, donde su tiempo de residencia es de unos pocos días. En la estratosfera hay un máximo de concentración de aerosoles alrededor de 18-20 km de altura, en la llamada capa de Junge (Lenoble, 1993). Generalmente estos aerosoles tienen su origen en la conversión de moléculas de gas a partículas. Se distribuyen de manera uniforme alrededor de todo el globo terrestre y presentan unos periodos de residencia de meses, o incluso años.

Normalmente, los mecanismos de generación de aerosoles son de origen natural, provenientes de meteoritos, océanos, regiones áridas, materiales de origen volcánico y procesos biológicos. Sin embargo, especialmente en los núcleos urbanos e industriales, también aparecen aerosoles cuyo origen es antropogénico. Entre ellos están los procedentes de la combustión en fábricas y vehículos. Independientemente de su origen, los aerosoles suelen estar presentes en la atmósfera como una mezcla de componentes con estructura química homogénea. De este modo, lo que se conoce como un determinado tipo de aerosoles en realidad está constituido por una multitud de partículas diferentes con algunas características comunes, como su tamaño y su índice de refracción.

El estudio de los aerosoles se puede abordar mediante el análisis de diferentes parámetros de distinto tipo. En particular, para determinar su influencia en las propiedades radiativas de la atmósfera y en el clima se utilizan dos tipos de parámetros bien diferenciados: físicos y radiativos. Los primeros incluyen forma, tamaño, cantidad e índice de refracción. Los segundos se caracterizan por las magnitudes que condicionan su interacción con la radiación solar, coeficiente de extinción, función de fase, albedo de dispersión simple y factor de asimetría.

I.3.1 Características físicas

Forma

Generalmente se considera que las partículas líquidas tienen forma esférica. Sin embargo las partículas sólidas adolecen de una gran variedad de formas irregulares y más complejas. A pesar de ello, y con el fin de poder aplicar la teoría de Mie, se asume que todos los aerosoles se comportan como si tuvieran forma esférica a efectos de los procesos de absorción y dispersión de la radiación. No obstante, existen teorías más complejas y actuales que ofrecen las claves para el estudio de la dispersión de la radiación solar considerando partículas no esféricas (Mishchenko et al., 2000)

Tamaño

Al considerar los aerosoles como partículas esféricas se puede caracterizar su tamaño mediante el radio (r). Es habitual caracterizar el tamaño de una partícula relacionándolo con la longitud de onda de la radiación incidente mediante el denominado parámetro de tamaño $x=2\pi r/\lambda$, definido anteriormente en (1.46). A pesar de ello, resulta imposible caracterizar individualmente un único aerosol en la atmósfera, normalmente se analiza el conjunto de aerosoles presentes en una columna a lo largo de toda la atmósfera, de forma que el radio es único. Este tipo de enfoque hace que deban considerarse los

aerosoles contenidos en esa columna en base a una distribución de partículas de radios diferentes. Para ello se introduce una función de distribución de tamaños $n(r)dr$, que no es más que una función de densidad de probabilidad que representa el número de partículas por unidad de volumen con un radio comprendido entre r y $r+dr$.

Cantidad

La cantidad total de partículas se representa por el número total presente en una columna de aire de sección unidad, que se describe mediante

$$N(r, z) = \int_0^{\infty} n(r, z) dr \quad (1.94)$$

siendo por tanto

$$n(r, z) = \frac{\delta N(r, z)}{\delta r} \quad (1.95)$$

$N(r, z)$ representa la densidad de volumen por unidad de superficie y unidad de altura de partículas con radio menor que r , mientras que $n(r, z)$ representa dicha densidad, por unidad de radio. Sus dimensiones son L^{-3} y L^{-4} respectivamente.

Si se desea obtener la distribución de tamaños de aerosoles presentes en una columna atmosférica, es decir, la cantidad de aerosoles por unidad de superficie contenidos en una columna prácticamente infinita se debe integrar en altura las expresiones anteriores obteniendo

$$N_c(r) = \int_0^{\infty} N(r, z) dz \quad (1.96)$$

$$n_c(r) = \int_0^{\infty} n(r, z) dz = \frac{dN_c(r, z)}{dr} \quad (1.97)$$

donde ahora $\frac{dN_c(r)}{dr}$ representa el número de partículas por unidad de área (de la superficie terrestre) y por unidad de radio, en una columna vertical a través de la atmósfera. Sus dimensiones son L^{-3} , y se expresa habitualmente en $\text{cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ (Cachorro y Frutos 1994; Tanré et al., 1988b) o en $\text{m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ (Moorthy et al., 1991).

Índice de refracción

La composición química de las partículas tiene una importancia fundamental en los procesos de creación y eliminación de los aerosoles atmosféricos, pero en cuanto a su influencia sobre las propiedades radiativas de los mismos sólo influye a través de su índice de refracción complejo. Éste es una característica óptica de los medios materiales que permite caracterizar sus propiedades ópticas cuando la radiación electromagnética atraviesa una capa plano-paralela del mismo. De forma general se expresa en la forma $m = m_R + im_i$, donde la parte real m_R representa un retraso en la onda que se propaga a través del medio y la parte imaginaria es responsable de la absorción de energía por parte del mismo. Ésta última se puede relacionar con la sección eficaz de absorción de

una partícula mediante $m_i = \frac{\lambda \sigma_{\text{abs}}}{4 \pi}$ (Van de Hulst, 1981). Generalmente la parte real del índice de refracción es varios ordenes de magnitud superior (entre uno y cinco) a la parte imaginaria. Por este motivo, en muchas ocasiones es válido aproximar la parte imaginaria del índice de refracción al valor cero, ya que en el rango espectral de onda corta (radiación solar) los aerosoles no suelen presentar absorción.

Los parámetros físicos más relevantes en la caracterización de los aerosoles en una muestra de aire son el índice de refracción y la distribución de tamaños. Todos los aerosoles que tienen los mismos valores de estos dos parámetros son iguales a efectos de su comportamiento radiativo, e imposibles de distinguir a partir de medidas de radiación solar.

I.3.2 Características radiativas

Se denominan parámetros radiativos los derivados a partir de la teoría de Mie de la dispersión por partículas. Todos ellos dependen del índice de refracción complejo y del parámetro de tamaño, que a su vez es función tanto del radio r de la partícula como de la longitud de onda de la radiación incidente. Por lo tanto todos estos parámetros son función, al menos, de tres variables (r, λ, m). Su estudio debe realizarse por tanto en base a su dependencia con la longitud de onda (lo que obliga desde el punto de vista experimental a trabajar con medidas espectrales). En algunos casos, como veremos más adelante, presentan además una dependencia angular respecto a la dirección de dispersión.

Coefficientes de extinción

El parámetro fundamental en la teoría de Mie es el factor de eficiencia de extinción $Q_{\text{ext}}(r, \lambda, m)$, debido a que en el estudio de los aerosoles no es posible distinguir experimentalmente entre los procesos de dispersión y absorción. Por esta razón, el coeficiente de extinción engloba ambos términos a través de los factores de eficiencia de dispersión, $Q_s(r, \lambda, m)$, y de absorción, $Q_a(r, \lambda, m)$. A partir de estos factores se pueden escribir las secciones eficaces de cada uno de estos procesos sin más que multiplicar sus respectivos factores por la sección geométrica de una esfera. De esta forma tendremos

$$\text{Dispersión} \quad \sigma_s = \pi r^2 Q_s(r, \lambda, m) \quad (1.98)$$

$$\text{Absorción} \quad \sigma_a = \pi r^2 Q_a(r, \lambda, m) \quad (1.99)$$

$$\text{Extinción} \quad \sigma_{\text{ext}} = \pi r^2 Q_{\text{ext}}(r, \lambda, m) \quad (1.100)$$

Cuando el estudio de la dispersión se aplica en un medio real como la atmósfera, es necesario tener en cuenta la dispersión múltiple, dado que la dispersión no la realiza una única partícula, sino el conjunto de todas ellas. Por ello, se hace necesario expresar la concentración de partículas N como una función de distribución de partículas.

Por lo tanto, en el caso en que se desee contemplar la dispersión múltiple, los coeficientes de dispersión deben redefinirse de la forma

$$\sigma_{pj}(\theta) = N \sigma_{pj}(r, \lambda, \theta) = N \frac{\lambda^2}{4 \pi^2} i_j(r, \lambda, m, \theta) \quad (1.101)$$

donde i_j (con $j = 1, 2$) representa las funciones de distribución de intensidad. Además, si se reemplaza el valor de N y se omite la dependencia con r, λ y m , así como el subíndice p la expresión anterior queda en la forma

$$\sigma_j(\theta) = \frac{\lambda^2}{4 \pi^2} \int_{r_1}^{r_2} n(r) i_j(\theta) dr \quad (1.102)$$

A su vez el coeficiente de dispersión total en volumen toma la forma

$$\sigma_s = \pi \int_{r_1}^{r_2} Q_s n(r) dr \quad (1.103)$$

Espesor óptico

A partir de las expresiones anteriores es posible determinar el espesor óptico de aerosoles en la forma

$$k_{a\lambda} = \int_0^\infty \int_0^\infty \pi r^2 Q_{ext}(r, \lambda, m) n(r, z) dz dr = \int_0^\infty \int_0^\infty \pi r^2 Q_{ext}(r, \lambda, m) \frac{\delta N(r, z)}{\delta r} dz dr \quad (1.104)$$

Efectuando la integración en altura se obtiene

$$k_{a\lambda} = \int_0^\infty \pi r^2 Q_{ext}(r, \lambda, m) n_c(r) dr = \int_0^\infty \pi r^2 Q_{ext}(r, \lambda, m) \frac{dN_c(r, z)}{dr} dr \quad (1.105)$$

Esta expresión es válida en la dirección cenital. Si se considera una dirección distinta a la cenital, es necesario introducir la masa óptica relativa

$$k_{a\lambda}^* = k_{a\lambda} m_{a\lambda} \quad (1.106)$$

Las distribuciones de tamaño se pueden expresar también en función del volumen $V(r)$ o de la superficie $S(r)$, siendo en la mayoría de los casos estas formas más útiles para observar algunas de las propiedades físicas de los aerosoles (Twomey, 1977a; Dubovik, 2000). Las relaciones entre estos tipos de distribuciones son muy sencillas:

$$\text{Distribución en radio} \quad \frac{dR}{d \ln r} = r \frac{dN}{d \ln r} \quad (1.107)$$

$$\text{Distribución en superficie} \quad \frac{dS}{d \ln r} = 2 \pi r^2 \frac{dN}{d \ln r} \quad (1.108)$$

$$\text{Distribución en volumen} \quad \frac{dV}{d \ln r} = \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{dN}{d \ln r} \quad (1.109)$$

Sin embargo se observan grandes diferencias en los ordenes de magnitud que se tienen al expresar las distribuciones de tamaños de aerosoles en una u otra forma.

Generalmente en la representación en volumen se distinguen mejor los distintos modos formados por los diferentes tipos de componentes que constituyen el conjunto de los aerosoles.

Parámetros angulares

Cuando consideramos una distribución de partículas la función de fase viene dada por la expresión

$$p(\lambda, \theta) = \frac{1}{\sigma_{s\lambda}} \int_0^\infty \pi r^2 p(r, \lambda, n, \theta) Q_e(r, \lambda, n) n(r) dr \quad (1.110)$$

La función de fase es prácticamente independiente de los procesos de dispersión múltiple, y queda totalmente caracterizada después de la primera interacción con las partículas. Generalmente el reparto de la radiación dispersada no es igual en todas direcciones. Para tener en cuenta esta asimetría en el cálculo de la función de fase mediante expresiones analíticas se introduce el factor de asimetría, cuya expresión viene dada por el valor medio del coseno del ángulo de dispersión pesado por la función de fase

$$g = \frac{\int_0^\pi \cos \theta p(\theta) d \cos \theta}{\int_0^\pi p(\theta) d \cos \theta} \quad (1.111)$$

El valor de este parámetro depende del tamaño y la forma de las partículas, de forma que será mayor cuando más grandes y menos esféricas sean éstas. Su valor puede variar en el intervalo [-1,1], de forma que

- $g = 0$ dispersión isótropa
- $g = 1$ (forward scattering) dispersión en el sentido de propagación de la onda incidente ($\theta=180^\circ$)
- $g = -1$ (backscattering) dispersión totalmente hacia atrás ($\theta=-180^\circ$)

En un día claro, sin nubes, su valor oscila entre 0.1 (atmósfera limpia) y 0.75 (atmósfera contaminada) (Sánchez-Oliveros, 2000).

Para el caso de una distribución de tamaños puede expresarse en la forma

$$g(\lambda) = \int_0^\infty \pi r^2 g(r, \lambda, n) Q_s(r, \lambda, n) n(r) dr \quad (1.112)$$

Finalmente, el albedo de dispersión simple toma la expresión

$$\omega_0(\lambda) = \frac{\sigma_{s\lambda}}{\sigma_{e\lambda}} = \frac{\int_0^\infty \pi r^2 Q_s(r, \lambda, n) n(r) dr}{\int_0^\infty \pi r^2 Q_e(r, \lambda, n) n(r) dr} \quad (1.113)$$

Como ya hemos indicado esta es una magnitud adimensional que caracteriza el papel que juega la dispersión frente a la extinción total de la radiación, es decir, indica la

capacidad de absorción de los aerosoles. Por lo tanto es un parámetro fundamental en el estudio del forzamiento radiativo debido a los aerosoles, y el posible impacto de los mismos sobre el clima. Es el parámetro relativo a los aerosoles cuya determinación experimental presenta actualmente mayores incertidumbres, del orden del 50 al 100%.

I.3.3 Determinación del espesor óptico a partir de medidas de irradiancia solar

Como ya hemos indicado el espesor óptico es quizá el más importante de los parámetros radiativos de los aerosoles. Por otra parte es, con mucho, el más fácil de obtener a partir de medidas experimentales. A continuación describimos, a grandes rasgos, la metodología a seguir para su determinación a partir de medidas espectrales de irradiancia solar directa en incidencia normal, por ser esta metodología la que se ha empleado para llevar a cabo el estudio de los aerosoles cuyos resultados se detallan en el Capítulo III de esta memoria.

Se parte de la ley de Bourguer-Lambert-Beer (1.28), según la cual la atenuación de la radiación es proporcional a la distancia recorrida en el interior del medio y a la intensidad de la radiación incidente. Esta ley es válida en la mayoría de los procesos en que la energía es absorbida o difundida. Si se aplica a una radiación monocromática que atraviesa la atmósfera toma la forma

$$I_{n\lambda} = I_{0\lambda} \exp(-k_{\lambda} m) \frac{1}{\rho^2} \quad (1.114)$$

donde ρ es el radio vector relativo Tierra-Sol, $I_{0\lambda}$ la irradiancia en el límite de la atmósfera (irradiancia extraterrestre), k_{λ} el espesor óptico total de la atmósfera y m la masa óptica atmosférica.

A partir de la expresión anterior puede definirse la transmisividad atmosférica como el cociente entre la radiación incidente a nivel del suelo y la radiación solar en el límite de la atmósfera

$$\tau_{\lambda} = \exp(-k_{\lambda} m) \quad (1.115)$$

Este parámetro indica la fracción de la energía que se recibe en el límite de la atmósfera que alcanza la superficie terrestre. El espesor óptico total de la atmósfera, k_{λ} , se puede calcular a partir de la expresión anterior en la forma

$$k_{\lambda} = -\frac{1}{m} \ln \tau_{\lambda} \quad (1.116)$$

Este espesor óptico total puede considerarse como la suma de los espesores ópticos correspondientes a los distintos elementos que interaccionan con la radiación solar a su paso a través de la capa atmosférica, de forma que se puede expresar como

$$k_{\lambda} = k_{R\lambda} + k_{O\lambda} + k_{w\lambda} + k_{g\lambda} + k_{a\lambda} \quad (1.117)$$

siendo $k_{R\lambda}$ el espesor óptico debido a la dispersión por las moléculas constituyentes de la atmósfera (que se asimila a la dispersión de Rayleigh), $k_{O\lambda}$ el debido a la absorción

por ozono, $k_{w\lambda}$ el debido a la absorción por vapor de agua, $k_{g\lambda}$ el debido a la absorción por el resto de gases atmosféricos y $k_{a\lambda}$ es el espesor óptico correspondiente a la atenuación de la radiación por los aerosoles.

Con objeto de obtener el espesor óptico de aerosoles, es necesario conocer los espesores ópticos de los demás componentes atmosféricos que aparecen en la ecuación, y sin más que despejar se obtiene

$$k_{a\lambda} = k_{\lambda} - k_{R\lambda} - k_{O\lambda} - k_{w\lambda} - k_{g\lambda} \quad (1.118)$$

Con el fin de simplificar los cálculos y, al mismo tiempo, introducir el menor número posible de errores experimentales, en las medidas se eligen bandas espectrales en las que algunos de los componentes antes mencionados no tengan una contribución destacable en los procesos de atenuación de la radiación. Estas bandas se conocen con el nombre de ventanas espectrales.

Generalmente las diferentes contribuciones se determinan a partir de expresiones empíricas para la transmisividad de las mismas. Todas estas expresiones tienen una dependencia explícita respecto a la longitud de onda que, en general, se expresa en micrómetros. A continuación recogemos algunas de las propuestas en la bibliografía, indicando en cada caso cuales han sido las utilizadas en los cálculos llevados a cabo en el presente trabajo.

Dispersión molecular (Rayleigh)

Para una longitud de onda específica el espesor óptico debido a la dispersión de Rayleigh (moléculas) se puede calcular a partir de la sección eficaz de dispersión, considerando

$$k_R = \sigma_s \int_0^{z_1} N(z) dz \quad (1.119)$$

donde $N(z)$ es la densidad de moléculas en función de la altura, siendo z_1 la altura del límite de la atmósfera. En condiciones estándar esta integral se puede sustituir por el valor $2.154 \times 10^{25} \text{ cm}^{-2}$.

En los últimos veinte años se han propuesto diversas expresiones para parametrizar el espesor óptico de Rayleigh en función de la longitud de onda (Leckner, 1978;Teillet, 1990; Bird y Riordan, 1986), proporcionando todas ellas resultados similares. Sin embargo, recientemente Bodhaine et al. (1999) han propuesto una expresión que mejora sensiblemente los resultados de las anteriores. La expresión propuesta por estos autores tiene la forma

$$\tau_R(\lambda) = \sigma \frac{P A}{m_a g} \quad (1.120)$$

donde P es la presión atmosférica en el lugar de las medidas (expresada en din cm^{-2}), A es el número de Avogadro y m_a el peso molecular medio para el aire seco calculado mediante la expresión

$$m_a = 15.056 (\text{CO}_2) + 28.9595 \quad (1.121)$$

siendo CO_2 la concentración de dióxido de carbono expresada en partes por millón (ppm).

Por último g es la aceleración de la gravedad dada por

$$g = g_0 - (3.085462 \cdot 10^{-4} + 2.27 \cdot 10^{-7} \cos 2\phi) z + (7.254 \cdot 10^{-11} + 1.0 \cdot 10^{-13} \cos 2\phi) z^2 - (1.517 \cdot 10^{-17} + 6 \cdot 10^{-20} \cos 2\phi) z^3 \quad (1.122)$$

siendo ϕ la latitud del lugar y z la altura sobre el nivel del mar.

Esta aproximación ha sido la empleada a lo largo de este trabajo.

Absorción por ozono

Generalmente la atenuación debida al ozono está reflejada en la bibliografía a partir de los estudios de Vigroux (Iqbal, 1983; Bird y Riordan, 1984) basados en la Ley de Bouguer-Lambert-Beer. La transmisividad para el ozono se expresa como

$$\tau_{O\lambda} = \exp(-C_{O\lambda} \text{ Oz } m) \quad (1.123)$$

donde $C_{O\lambda}$ es el coeficiente de absorción para el ozono, Oz es el contenido de ozono presente en la atmósfera (expresado en cm) y m es la masa óptica.

El contenido en ozono puede obtenerse a partir de expresiones teóricas en función de la latitud, longitud y día del año. Una de las más utilizadas es la propuesta por Van Heuklon (1979), que se basa en medidas experimentales de 50 estaciones repartidas a lo largo de EEUU y es capaz de generar el contenido diario de ozono en la atmósfera. Sin embargo este trabajo se han empleado siempre datos experimentales de ozono, bien medidos in situ, bien medidos en estaciones de referencia que nunca distaban más de 300 km del lugar de medida. Cuando se dispone de datos experimentales únicamente queda sustituir en la expresión (1.123) para obtener la transmisividad debida al ozono.

Absorción por vapor de agua

En el infrarrojo cercano, el absorbente más importante es el vapor de agua, por lo que se han desarrollado multitud de esfuerzos intentando obtener una expresión empírica para su transmisividad (Leckner, 1978; Guzzi et al., 1983).

En este trabajo se ha empleado, cuando ha sido necesario, la expresión propuesta en el código SMARTS2 (Gueymard, 1995).

$$\tau_{w\lambda} = \exp - \left[(m_w w)^{1.05} f_w^n B_w A_{w\lambda} \right]^c \quad (1.124)$$

donde m_w es la masa óptica del vapor de agua, w la cantidad total de vapor de agua, C y n son exponentes dependientes de la longitud de onda, B_w es un factor de corrección que tiene en cuenta el proceso de absorción y f_w es un factor de escala de presiones que tiene en cuenta las inhomogeneidades del camino óptico debido al vapor de agua.

Las expresiones siguientes proporcionan los valores paramétricos de estos coeficientes

$$f_w = k_w [0.394 - 0.26946 \lambda + (0.46478 + 0.23757 \lambda)] P \quad (1.125)$$

donde

$$k_w = 1 \quad \lambda \leq 0.67 \mu\text{m} \quad (1.126)$$

$$k_w = (0.98449 + 0.23889 \lambda) w^q \quad (q = -0.02454 + 0.037533 \lambda) \quad \lambda > 0.67 \mu\text{m} \quad (1.127)$$

Los exponentes n y c se ajustan mediante las expresiones

$$n = 0.88631 + 0.025274 \lambda - 3.5949 \exp(-4.5445 \lambda) \quad (1.128)$$

$$c = 0.53851 + 0.00326 2\lambda + 1.5244 \exp(-4.2892 \lambda) \quad (1.129)$$

Los valores de $A_{w\lambda}$ se obtienen de la base de datos HITRAN (Rothman et al., 1992) mientras que el factor B_w viene determinado por

$$B_w = h(m_w w) \exp(0.1916 - 0.0785 m_w + 4.706 \cdot 10^{-4} m_w^2) \quad (1.130)$$

donde

$$h(m_w w) = 0.624 m_w w^{0.457} \quad A_{w\lambda} < 0.01 \quad (1.131)$$

$$h(m_w w) = (0.525 + 0.246 m_w w)^{0.45} \quad A_{w\lambda} > 0.01 \quad (1.132)$$

En este trabajo, cuando no se disponen de medidas in situ de vapor de agua, dicha cantidad se ha calculado mediante la expresión (Pedrós, 1997)

$$w = 1.6114 - 0.00455 d_n + 0.000152 d_n^2 - 0.000000409 d_n^3 \quad (1.133)$$

donde d_n representa el número del día juliano de 1 a 365.

Absorción por la mezcla homogénea de gases

Algunos constituyentes atmosféricos, como el O_2 y el CO_2 , tienen bandas de absorción nada despreciables y su contribución a la transmisividad de la atmósfera está parametrizada conjuntamente (Gueymard, 1995)

$$\tau_{g\lambda} = \exp \left[- (m_g C_g A_{g\lambda})^a \right] \quad (1.134)$$

donde $m_g = m_R$ es la masa óptica debida a los gases, $A_{g\lambda}$ es el coeficiente de absorción y u_g es el contenido de gases en la atmósfera.

Cuando $\lambda < 1 \mu\text{m}$ se usa el valor de C_g para el O_2 ($a = 0.5641$) y cuando $\lambda > 1 \mu\text{m}$ se usa el valor de C_g para el CO_2 ($a = 0.7070$).

Por otra parte el NO_2 es un gas altamente variable en la atmósfera y juega un papel importante en el ciclo del ozono. Se encuentra tanto en la estratosfera como en la troposfera, en este caso como contaminante de origen antropogénico. Para calcular su transmisividad se utiliza la expresión

$$\tau_{\text{N}\lambda} = \exp(-m_{\text{N}} C_{\text{N}} A_{\text{N}\lambda}) \quad (1.135)$$

donde m_{N} es la masa óptica del NO_2 , C_{N} es el contenido en dióxido de nitrógeno (en atm cm) y $A_{\text{N}\lambda}$ es el coeficiente de absorción espectral.

Extinción por aerosoles

Diversos estudios iniciados por Ångström (1929) permiten suponer que, en general, el coeficiente de extinción de aerosoles, debido a los procesos de dispersión y absorción, es una función continua de la longitud de onda. Ångström (1961, 1964) parametrizó esta dependencia a través de la expresión dada por

$$k_{\text{a}\lambda} = \beta \lambda^{-\alpha} \quad (1.136)$$

donde β es el llamado coeficiente de turbiedad de Ångström y está relacionado con la cantidad de aerosoles presentes en la atmósfera. Representa el espesor óptico de aerosoles a $\lambda=1 \mu\text{m}$. A su vez, α está relacionado con la distribución de tamaños de aerosoles, de forma que cuanto menor sea este parámetro mayor será el tamaño medio de los aerosoles presentes.

Esta expresión fue concebida para proporcionar unos valores fijos de los parámetros α y β , válidos en toda la banda espectral considerada. Sin embargo se ha demostrado que estos coeficientes presentan una gran dependencia del intervalo espectral considerado (Martínez-Lozano et al., 1998a, 2001b). Además dependen tanto del número de longitudes de onda elegidas para su determinación como de su distribución espectral (Gómez-Amo, 2001; Gómez-Amo et al., 2001).

I.4 Métodos de inversión

Como hemos visto en el apartado anterior, a partir de medidas espectrales de extinción de la irradiancia solar es posible determinar el espesor óptico de los aerosoles. También hemos mostrado que una caracterización más precisa de las propiedades radiativas de los mismos implica necesariamente conocer, al menos, su función de distribución de tamaños.

Desde mediados del siglo pasado se han desarrollado multitud de funciones para caracterizar la distribución de tamaños de los aerosoles atmosféricos, siendo la primera de ellas la propuesta por Junge (1952), que sigue aproximadamente una línea recta en escala logarítmica. En la actualidad se admite que la distribución de tamaños de aerosoles es multimodal, siendo el tipo lognormal el que cuenta con mayor aceptación (Whitby, 1977).

La determinación de esta función de distribución puede llevarse a cabo a partir de los valores espectrales del espesor óptico de aerosoles haciendo uso de la expresión (1.105), mediante la resolución de lo que se conoce como problema inverso. Existen varios métodos que proporcionan soluciones aproximadas a este problema, que se pueden englobar en tres grupos, siendo las características principales de cada uno de ellos las siguientes:

- Modelización de la función de distribución desconocida mediante una función empírica que contenga parámetros de tamaño.
- Utilización de un método analítico donde la función se aproxima mediante una fórmula simple. En estos casos la función kernel es remplazada generalmente por una función numérica.
- Utilización de métodos de inversión de matrices, imponiendo condiciones de ligadura a los valores de la función.

La bibliografía proporciona ejemplos de aplicación de todos estos métodos (Davies, 1974; Chu et al., 1989; Shaw, 1979; Yamamoto y Tanaka 1969), así como comparaciones entre ellos (Wiscombe, 1986). En la actualidad se acepta que los que proporcionan resultados más precisos, especialmente cuando no se dispone de ningún tipo de información "a priori", son los basados en los métodos de inversión de matrices, conocidos simplemente como métodos de inversión. Fueron introducidos en este campo por Twomey (1963), y posteriormente refinados y extendidos por muchos otros autores, como Yamamoto y Tanaka (1969) y King et al. (1978).

A continuación describimos brevemente dos de estos métodos, que son los que hemos utilizado para llevar a cabo la caracterización de los aerosoles en este trabajo.

1.4.1 Algoritmo de King

Consiste básicamente en introducir una condición de suavizado controlada, con el objeto de suprimir las fluctuaciones que surgen al aproximar la resolución del problema a la de un sistema lineal. Para ello se utiliza una aproximación numérica, de forma que la integral (1.105) se sustituye por un sumatorio que se extiende sobre intervalos muy pequeños del radio, cada uno de los cuales a su vez está formado por varios subintervalos (King et al. 1978).

De esta forma, la función $n_c(r)$ se sustituye por el producto de dos funciones

$$n_c(r) = h(r) f(r) \quad (1.137)$$

donde $h(r)$ varía rápidamente con r , mientras que $f(r)$ es prácticamente constante en los distintos intervalos de r , con lo que (1.105) toma la forma

$$k_{a\lambda} = \int_{r_a}^{r_b} \pi r^2 Q_{\text{ext}}(r, \lambda, m) h(r) f(r) dr = \sum_{j=1}^q \int_{r_j}^{r_{j+1}} \pi r^2 Q_{\text{ext}}(r, \lambda, m) h(r) f(r) dr \quad (1.138)$$

siendo $r_1 = r_a$ y $r_{q+1} = r_b$.

Como $f(r)$ se considera constante en cada uno de los intervalos discretos definidos, es posible escribir la ecuación anterior como un sistema de ecuaciones lineales de la forma

$$\mathbf{g} = \mathbf{A} \mathbf{f} + \boldsymbol{\varepsilon} \quad (1.139)$$

donde $\boldsymbol{\varepsilon}$ es un vector cuyas componentes

$$\varepsilon_i = g_i - \sum_{i,j} A_{ij} f_i \quad (1.140)$$

representan las desviaciones entre los valores experimentales y los valores estimados. Estas desviaciones están originadas tanto por las imprecisiones que afectan a los valores experimentales como a los errores asociados a la función kernel.

Teniendo en cuenta la expresión (1.138) los elementos del resto de los términos que aparecen en (1.139) vendrán dados por

$$g_i = k_{a\lambda} \quad i = 1, 2, \dots, p, \quad (1.141)$$

$$A_{ij} = \int_{r_j}^{r_{j+1}} \pi r^2 Q_{\text{ext}}(r, \lambda, m) h(r) f(r) dr \quad i = 1, 2, \dots, q, \quad (1.142)$$

$$f_j = f(\bar{r}_j) \quad (1.143)$$

donde \bar{r}_j representa el punto medio de cada uno de los subintervalos.

Realizando el cambio de variable $x = \log r$, se puede reescribir (1.142) en la forma

$$A_{ij} = \int_{r_j}^{r_{j+1}} K(x, \lambda_i) dx \quad (1.144)$$

donde

$$K(x, \lambda_i) = \pi 10^{3x} Q_{\text{ext}}(10^x, \lambda, m) h(10^x) \ln 10 \quad (1.145)$$

es una expresión obtenida por Yamamoto y Tanaka (1969).

Para evitar las inestabilidades que aparecen en la solución cuando se intenta resolver la ecuación (1.138) directamente, se introduce la condición de ligadura mencionada anteriormente. Existen distintas posibles condiciones de ligadura, aunque la más utilizada consiste en minimizar la segunda derivada de la curva.

En el caso más general, la solución viene dada por

$$\mathbf{f} = (\mathbf{A}^T \mathbf{S}^{-1} \mathbf{A} + \gamma \mathbf{H}) \mathbf{A}^T \mathbf{S}^{-1} \mathbf{g} \quad (1.146)$$

y en caso de que los errores en las medidas sean iguales entre sí, la ecuación anterior se simplifica en la forma



$$\mathbf{f} = (\mathbf{A}^T \mathbf{A} + \gamma \mathbf{H}) \mathbf{A}^T \mathbf{g} \tag{1.147}$$

donde \mathbf{H} es la matriz definida por Twomey (1977a).

Las ecuaciones anteriores se resuelven mediante un proceso iterativo, imponiendo la condición de que la función inicial, $h^{(0)}(r)$, sigue una distribución de Junge. A partir de dicha función se obtienen una serie de valores para la función \mathbf{f} , que constituyen las soluciones de primer orden de la función $f^{(1)}(\bar{r}_j)$. Como el vector $\mathbf{f}^{(1)}$ introduce un factor modificador en la función inicial $h^{(0)}(\bar{r}_j)$, se aplica el mismo proceso a los valores $f^{(1)}(\bar{r}_j)$ para calcular una función de primer orden $h^{(1)}(\bar{r}_j)$. Esta función se utiliza a su vez para obtener una solución de segundo orden para \mathbf{f} , y así sucesivamente hasta llegar a una solución estable.

El introducir la función de distribución de tamaños en dos partes presenta dos ventajas considerables. La primera es que los errores serán tanto menores cuanto mejor se ajuste la función $h(r)$, que describe la distribución de tamaños. De hecho, si la función $h(r)$ representa exactamente la distribución de tamaños, \mathbf{f} será un vector unidad. La segunda es menos obvia, pero no menos importante. Puesto que la ligadura de suavizado minimiza la segunda derivada, es más apropiado introducir la ligadura en los casos en que la función $f(\bar{r}_j)$ es prácticamente constante. Como el rango de una distribución varía típicamente en varios ordenes de magnitud, al invertir directamente la función $n_c(r)$ se tendría que minimizar la derivada segunda de una función con una gran curvatura, lo que supone introducir una fuente de error considerable en las soluciones.

En los métodos de inversión los errores se calculan a través de la matriz de covariancia, dada por las expresiones

$$\mathbf{S} = (\gamma \mathbf{H} + \mathbf{A}^T \mathbf{S}_e^{-1} \mathbf{A})^{-1} \tag{1.148}$$

$$\mathbf{S} = s^2 (\gamma \mathbf{H} + \mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \tag{1.149}$$

según los errores experimentales sean o no sean conocidos, respectivamente. Una vez obtenido el error que afecta a \mathbf{f} , el error de $n(r)$ se determina mediante el método de propagación de errores.

Existen diversas formas de determinar el parámetro de Lagrange que proporciona la medida del suavizado de la función utilizada. Una de ellas consiste en la inspección visual de distintas series de medidas experimentales Yamamoto y Tanaka (1969), lo que conduce a un parámetro único para todas las series de valores. Otra forma de obtenerlo, propuesta por Dave (1971), se basa en el máximo valor propio de $\mathbf{A}^T \mathbf{A}$, para el caso particular en que la matriz \mathbf{H} sea la matriz identidad. Por su parte Twomey (1977b) recomienda seleccionar el valor de γ de forma que el error sea ligeramente mayor que la suma de todos los errores debidos a los datos experimentales englobados en \mathbf{g} .

Estos criterios permiten asignar un valor al parámetro γ , pero no garantizan que la matriz \mathbf{f} sea positiva. Una forma de asegurar una solución con sentido físico (positiva) y que al mismo tiempo garantice un determinado nivel de suavizado consiste en aplicar el método desarrollado por King (1982), basado en los valores propios de las matrices

implicadas en el proceso. Teniendo en cuenta que el parámetro γ aparece en la ecuación de inversión ligado a \mathbf{H} , King llega a la conclusión de que la selección de dicho parámetro debe basarse en el multiplicador relativo de Lagrange γ_{rel} definido como

$$\gamma_{\text{rel}} = \frac{\gamma H_{kj}}{(A^T S^{-1} A)_{kj}} \quad (1.150)$$

En el caso de que los índices de las matrices tomen el valor 1 y se imponga la condición de suavizado de minimizar la segunda derivada, el multiplicador relativo de Lagrange toma la forma

$$\gamma_{\text{rel}} = \frac{\gamma}{(A^T S^{-1} A)_{11}} \quad (1.151)$$

En esta expresión, cuando $\gamma_{\text{rel}} \rightarrow \infty$ todos los vectores f_j deberán tender a un valor asintótico. Una vez establecida la expresión para γ_{rel} se varían sus valores en el rango de $10^{-3} \leq \gamma_{\text{rel}} \leq 5.0$, eligiéndose aquél que cumpla que todos los elementos de vector \mathbf{f} sean positivos.

Además de esta condición, se impone otra adicional consistente en que los errores asociados a la minimización sean menores que el valor esperado de la propia función de minimización. En caso de que todos los valores del espesor óptico de aerosoles estén afectados del mismo error para todas las longitudes de onda, la condición anterior se traduce en que la suma de los errores asociados a la minimización ha de ser menor a un valor prefijado.

Por lo tanto, el primer paso consiste en seleccionar la función de orden cero $h^{(0)}(r)$, cuya forma debe coincidir con la de la distribución de Junge. Seguidamente, y a partir de la ecuación (1.146), o en su caso (1.147), se obtiene la matriz \mathbf{A} . Una vez obtenida esta matriz, partiendo de un valor de 10^{-3} para γ_{rel} , y haciéndolo variar hasta un valor de 5.0, se obtiene el primer conjunto de valores para \mathbf{f} imponiendo la condición de que todos ellos deben ser positivos. Se analiza si se cumple la segunda condición, relativa a los errores de la función, para estos valores de \mathbf{f} . Caso de no ser así, se construye una nueva función de orden uno, a partir de los valores iniciales de la función de distribución de Junge y los valores de la función de primer orden $f_j^{(1)}$, y se repite el proceso hasta conseguir que se cumplan simultáneamente las dos condiciones.

Este algoritmo proporciona resultados que normalmente coinciden con distribuciones bimodales lognormales. El primero de los modos está en el rango de radios pequeños ($r \approx 0.01 \mu\text{m}$) y normalmente es imposible determinar su máximo ya que queda fuera del rango de radios que se utilizan en la inversión, que se extiende típicamente desde $0.08 \mu\text{m}$ a $5 \mu\text{m}$. Otros métodos de inversión desarrollados posteriormente, como el propuesto por Nakajima (Nakajima et al. 1983; Nakajima y Tanaka 1986; Nakajima et al. 1996), y que describimos a continuación, permiten explorar un rango de radios mayor, en concreto éste abarca desde $0.2 \mu\text{m}$ a $20 \mu\text{m}$.

I.4.2 Algoritmo de Nakajima

Utiliza medidas a nivel de suelo de irradiancia solar directa y radiancia difusa de cielo en una atmósfera sin nubes. Aplicando un código de transferencia radiativa (SKYRAD.pack) y un esquema de inversión no lineal, determina el espesor óptico de aerosoles, la distribución de tamaños y el índice de refracción complejo.

Recordemos que la irradiancia directa se expresa como

$$I_n = I_0 \exp(-m k_\lambda) \frac{1}{\rho^2} \quad (1.152)$$

siendo I_0 la irradiancia extraterrestre, k_λ espesor óptico total de la atmósfera y m la masa óptica.

A su vez, la radiancia difusa I_d se obtiene como solución de la ecuación de transferencia radiativa en el plano del almucántar solar

$$I_d(\theta_0, \phi) \equiv E(\Theta) = I_n m \Delta\Omega [\omega k_\lambda P(\Theta) + q(\Theta)] \quad (1.153)$$

siendo ω el albedo de dispersión simple, $P(\Theta)$ la función de fase para el ángulo de dispersión Θ , $\Delta\Omega$ el ángulo sólido de visión del radiómetro y $q(\Theta)$ la contribución de la dispersión múltiple.

Normalmente se suele trabajar con el cociente

$$R(\Theta) = \frac{E(\Theta)}{I_n m \Delta\Omega} = \omega k_\lambda P(\Theta) + q(\Theta) \equiv \beta(\Theta) + q(\Theta) \quad (1.154)$$

Todas las magnitudes que aparecen en (1.152) - (1.154) son monocromáticas y por lo tanto estas expresiones deben ser aplicadas a bandas relativamente pequeñas, y en regiones del espectro donde no exista una absorción relevante por gases.

La contribución debida a la dispersión simple se puede expresar en forma del coeficiente de dispersión total de volumen, $\omega k_\lambda P(\Theta) \equiv \sigma(\Theta)$. Dado que la dispersión múltiple aumenta con Θ , pudiendo llegar a ser del orden del 40% (Nakajima et al., 1996), es necesario tratarla de forma rigurosa en el algoritmo de inversión.

A partir de los datos de $R(\Theta)$ el coeficiente de dispersión diferencial $\sigma(\Theta)$ se obtiene de una regresión iterativa incorporando un algoritmo de dispersión múltiple. En un segundo paso, usando los datos de $\sigma(\Theta)$ y de τ_λ se determina la distribución de tamaños de los aerosoles. Como $R(\Theta)$ es aproximadamente proporcional a τ_λ , el procedimiento de inversión funciona bien incluso para pequeños espesores ópticos (~ 0.01).

Recordemos que el espesor óptico de aerosoles se define como

$$k_A(\lambda) = \int_{r_m}^{r_M} \pi r^2 Q_{\text{ext}}(x, \lambda, m) n(r) dr \quad (1.155)$$

siendo Q_{ext} el factor de eficiencia para la extinción según la teoría de Mie para partículas esféricas, $n(r)$ la distribución de tamaños de los aerosoles en una columna de aire y r_m y r_M son los radios mínimo y máximo de los aerosoles, respectivamente.

El coeficiente de dispersión correspondiente a los aerosoles lo podemos expresar como

$$\sigma_A(\Theta) = \frac{\lambda^2}{2\pi} \int_{r_m}^{r_M} [i_1 Q(x, \lambda, m) + i_2 Q(x, \lambda, m)] n(r) dr \quad (1.156)$$

donde i_1 e i_2 son las funciones de intensidad de Mie definidas en el apartado 1.1.3.

En el código SKYRAD.pack se utiliza la distribución de tamaños $V(r)$ que representa el volumen de los aerosoles por unidad de área y por unidad de logaritmo del radio, en una columna vertical de la atmósfera, de forma que

$$k_A(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{r_m}^{r_M} K_{\text{ext}}(x, \lambda, m) v(r) d(\ln r) \quad (1.157)$$

$$\sigma_A(\Theta) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{r_m}^{r_M} K(\Theta, x, \lambda, m) v(r) d(\ln r) \quad (1.158)$$

donde K_{ext} y K son las funciones kernel definidas de la forma

$$K_{\text{ext}}(x) = \frac{3}{4} \frac{Q_{\text{ext}}(x)}{x}; \quad K(\Theta, x, \lambda, m) = \frac{3}{2} \frac{i_1 + i_2}{x^3} \quad (1.159)$$

El comportamiento de K y K_{ext} determina el intervalo de radios en que es posible obtener información fiable de las propiedades ópticas y físicas. Se ha determinado, utilizando varios kernels y diferentes valores del parámetro de tamaño y del índice de refracción, que los rangos más adecuados son $[0.03, 3.0] \mu\text{m}$ para la extinción y $[0.06, 10.0] \mu\text{m}$ para la dispersión. Cuando se dispone de medidas simultáneas de ambos procesos el rango es $[0.03, 10.0] \mu\text{m}$.

El procedimiento de inversión no ha sido concebido para determinar los parámetros de entrada r_m y r_M que condicionan la precisión de los resultados y la forma de la distribución de tamaños de una forma bastante irregular. SKYRAD.pack fija los valores de $r_m = 0.05$ y $r_M = 15.0 \mu\text{m}$.

Los resultados muestran que, en general, SKYRAD.pack puede obtener las propiedades ópticas y físicas de una columna de aerosoles con una precisión del 1%. De acuerdo con Dubovik et al. (2000) las distribuciones de tamaño se obtienen con una precisión de entre el 15 y 25% para $r \geq 0.5 \mu\text{m}$ y del 25-100% para $r < 0.5 \mu\text{m}$.

Por otra parte, conviene recordar que el índice de refracción de los aerosoles depende de la longitud de onda. Cuando se trabaja con una serie de medidas correspondientes a distintas longitudes de onda se asume un valor promedio, principalmente debido al desconocimiento de la dependencia espectral. Además, como la distribución de tamaños

de los aerosoles es normalmente multimodal, en un tratamiento riguroso del problema se deberían utilizar diferentes valores del índice de refracción para cada modo.

El código SKYRAD.pack

Está formado por dos programas:

- MKDTA para la obtención de datos simulados de la radiación directa y difusa
- REDML dedicado a la inversión de los datos de radiación solar y a la obtención de las propiedades de los aerosoles.

El programa MKDTA produce datos simulados de las cantidades ópticas para así construir unos datos de entrada.

Los parámetros de entrada son:

- ángulo cenital solar y geometría (almucántar y plano principal)
- valores de longitudes de onda y ángulos de dispersión
- distribución multimodal de tamaños en volumen de los aerosoles en forma analítica (ley de potencias, lognormal y gamma modificada) para cada m
- radio máximo y mínimo de los aerosoles
- índice de refracción complejo para cada longitud de onda
- espesor óptico de los aerosoles (normalmente a 500 nm)
- albedo del suelo para cada longitud de onda, asumiendo superficie Lambertiana

La salida proporciona:

- espesor óptico de aerosoles y albedo de dispersión simple a las longitudes de onda seleccionadas
- cociente difusa/directa a las longitudes de onda y ángulos de dispersión seleccionados

El programa REDML obtiene las propiedades de los aerosoles a partir de los datos de radiación directa y difusa.

Los datos de entrada son:

- ángulo cenital solar y geometría
- valores de longitudes de onda y ángulos de dispersión
- valor de R a esas longitudes de onda y ángulos de dispersión

- espesor óptico a esas longitudes de onda (si está disponible)
- albedo espectral del suelo
- índice de refracción complejo
- radio máximo y mínimo de los aerosoles

La salida consiste en:

- distribución de tamaños de los aerosoles en volumen
- espesor óptico de los aerosoles a las longitudes de onda seleccionadas
- albedo de difusión simple en las mismas
- función de fase a esos ángulos y longitudes de onda
- datos de R reconstruidos a esos ángulos y longitudes de onda

Hay cuatro modos diferentes de operación del código, que se seleccionan a través del índice INDM.

- INDM = 2: la inversión se basa completamente en los datos de $R(\Theta)$ y sólo es necesaria la calibración para el ángulo sólido del sensor $\Delta\Omega$. Como este modo da los valores de $V(r)$ y k_A , es muy recomendable para medidas a largo plazo pues se obvian las calibraciones radiométricas.
- INDM = 0: k_A se toma como fijo y se usa junto con $R(\Theta)$ en la inversión. Necesita calibraciones para I_0 y $\Delta\Omega$.
- INDM = 1: los valores de k_A se toman como indicativos en la primera iteración pero se recalculan en cada una de las siguientes iteraciones. De acuerdo con su fiabilidad pueden ser tomados en cuenta con diferentes pesos respecto a los datos de $R(\Theta)$.
- INDM = -1: no se conoce $\Delta\Omega$. Los datos de k_A se utilizan para normalizar los de $R(\Theta)$ y a partir de este momento funciona como INDM = 0.

En la Figura 1.16 se muestra un esquema de funcionamiento del código en base a los distintos valores de este índice. Se parte de los valores iniciales de $\sigma(\Theta)$ y en la n-ésima iteración se obtienen los datos (en la subrutina AEINV) de $V^{(n)}(r)$ a partir de los datos de $\sigma^{(n)}$ y k_A (para INDM=0,1,-1). Posteriormente se obtienen $R^{(n)}(\Theta)$ y $k_A^{(n)}$ (para INDM=1, 2) a partir de $V^{(n)}(r)$ a través de IMS (dispersión simple y múltiple mejorada), un esquema de transferencia radiativa implementado en la subrutina RTRN1. Finalmente se obtiene $\sigma^{(n+1)}(\Theta)$ comparando $R^{(n+1)}(\Theta)$ con los datos experimentales e iterando hasta que se cumpla una cierta condición (número de iteraciones o una diferencia entre sucesivos residuos relativos para R).

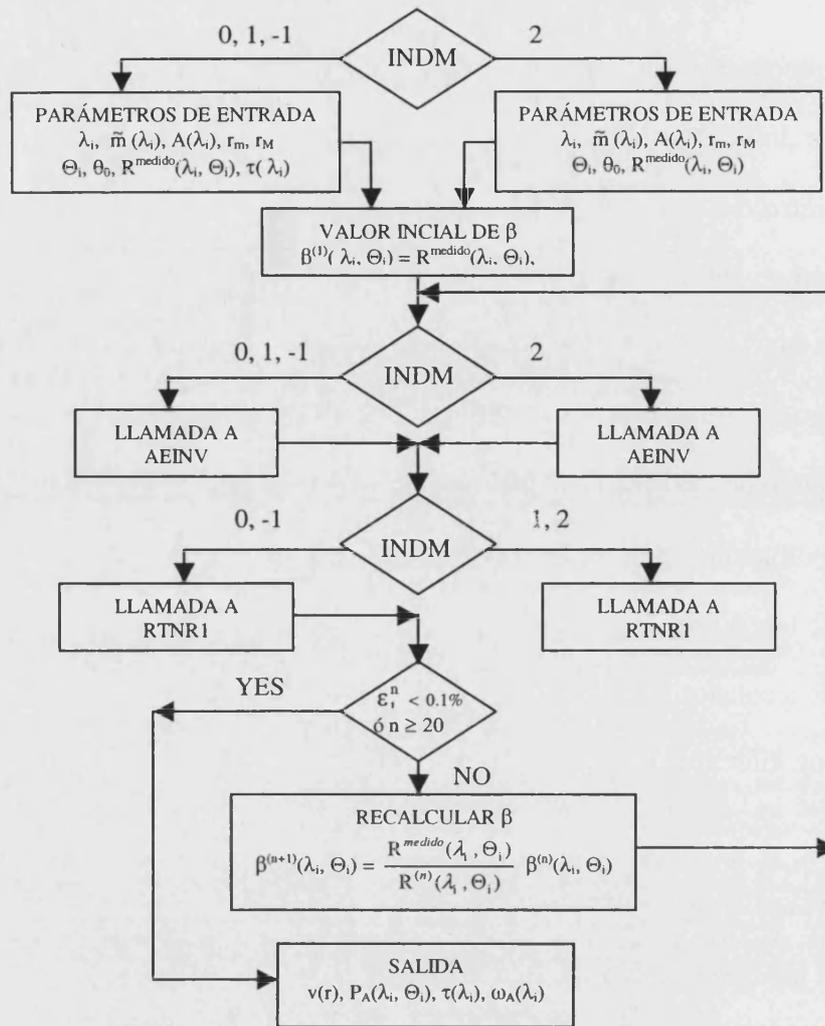


Figura 1.16 Diagrama de flujo del programa REDML

Las funciones de intensidad de Mie (i_1 e i_2) y los factores de eficiencia están calculados previamente en una malla de 55 puntos para $\Theta \in [0, 180^\circ]$ y una malla de 55 puntos para el parámetro de tamaño (espaciados logarítmicamente entre $5.42e-2$ y $5.84e2$) para elegir de acuerdo con las necesidades y las medidas disponibles. La distribución de tamaños se obtiene en forma de histograma tomándose 20 subintervalos de radios en $[0.01, 10] \mu\text{m}$. El número máximo de iteraciones es 20 y el parámetro de convergencia de R es de un 0.1%.

El código SKYRAD.pack permite, además, algunas otras opciones, como por ejemplo que la inversión de $\sigma(\Theta)$ y k_A pueda llevarse a cabo en la subrutina AEINV con un método lineal o no lineal. También permite cálculos para atmósfera multicapa, el uso de m , k y A (albedo) como parámetros de entrada dependientes de la longitud de onda, así como el uso de diferentes índices de refracción para diferentes modos de la distribución de tamaños.

Esquema de transferencia radiativa

La conexión entre el coeficiente de dispersión $\sigma(\Theta)$ y el cociente $R(\Theta)$ medido experimentalmente se hace a través de la ecuación de transferencia radiativa (RTE) en

un esquema de dispersión múltiple. La dispersión múltiple se aborda a través del esquema IMS desarrollado por Nakajima y Tanaka (1988). En este esquema la función de fase de los aerosoles se expresa de acuerdo con el método delta-M como una función delta más 2M términos de polinomios de Legendre dependiendo de Θ . Esta función de fase aproximada se puede incluir en la RTE y el procedimiento puede completarse a través de una formulación matricial del método de ordenadas discretas para resolver la transferencia de la radiación solar a través una atmósfera plano-paralela (Wiscombe 1977; Nakajima y Tanaka 1986).

La radiancia obtenida no es realista pues presenta un pico en $\Theta=0$ y fluctuaciones respecto a la radiancia verdadera para ángulos cenitales por debajo de 20° . Además, como muestra (Van de Hulst, 1981), el campo de radiancias se hace más isótropo y suavizado al aumentar el orden de dispersión, y los primeros órdenes de dispersión dominan en la región de la aureola.

Como consecuencia se pueden eliminar los elementos no realistas incluidos por el método delta-M eliminando los campos aproximados introducidos por la dispersión de primer y segundo orden y añadiendo los campos exactos estimados a través del código.

La solución exacta para la radiancia $u \equiv I_d / \Delta\Omega$ para la dispersión de primer orden viene dada por

$$u_1(\tau, \Omega) = \frac{F_0}{|\mu|} \exp(-\tau/\mu) = \int_0^\tau dt \omega P(\Omega \cdot \Omega_0) \times \exp\left[\left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_0}\right)t\right] \quad (1.160)$$

donde Ω y Ω_0 son vectores unitarios que indican las direcciones emergente y de propagación, respectivamente, $\mu = \cos \theta$ y $\mu_0 = \cos \theta_0$.

La solución exacta para la dispersión de segundo orden para la capa homogénea esta dada por

$$\hat{u}(\tau, \Omega) = -(1-f\omega) \hat{\omega}^2 \left(2 \hat{P}(\Omega \cdot \Omega_0) - \hat{P}^2(\Omega \cdot \Omega_0)\right) \times h(\tau, \mu, \mu_0^*, \mu_0^*) \quad (1.161)$$

donde \hat{P}^2 , ω , μ_0^* y h vienen dados por

$$\hat{P}^2(x) = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^M (2n+1) \bar{g}_n^2 \hat{P}_n(x) \quad (1.162)$$

$$\hat{\omega} = f\omega(1-f\omega), \quad \mu_0^* = \frac{\mu_0}{(1-f\omega)}, \quad (1.163)$$

$$h(\tau, \mu, \mu', \mu_0) = \frac{\exp(-\tau/m)}{\mu\mu'} \int_0^\tau dt \exp\left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu'}\right)t \times \int_0^t dt \exp\left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu'}\right)t \quad (1.164)$$

siendo μ' una variable intermedia.

En (1.162), \bar{g}_n son términos de Legendre de la función de fase promediada en una columna, P_n son polinomios de Legendre y f es la fracción de truncado, que se introduce para simplificar la computación al descomponer la función de fase en dos partes, la correspondiente al pico hacia delante, \hat{P} , y el residuo, P^* , en la forma

$$P = f \hat{P} + (1 - f) P^* \quad (1.165)$$

En la resolución de la ecuación de transferencia radiativa se aplica un método numérico llamado cuadratura que consiste en representar las integrales como una suma de un cierto número finito de matrices. Estas matrices reciben el nombre de puntos de cuadratura.

Con las correcciones efectuadas, las radiancias para todas las direcciones emergentes están dentro del 1% en la comparación con los valores obtenidos con el método de ordenadas discretas utilizando solamente un pequeño número de puntos de cuadratura para la integración de la RTE (Nakajima et al., 1996). Una vez que se han obtenido las radiancias para los puntos de cuadratura, las radiancias en direcciones arbitrarias pueden ser obtenidas a través de la interpretación de Stamnes y Dale (1981). El número aproximado de números de cuadratura depende del espesor óptico total y del albedo de difusión simple, así como de la forma de la función de fase total. En este código se eligen seis puntos que proporcionan una rapidez suficiente sin error apreciable.

Esquemas de inversión

En SKYRAD.pack los esquemas de inversión se han utilizado para obtener $\sigma(\Theta)$ a partir de la medida de $R(\Theta)$, y la distribución de tamaños de los aerosoles en volumen a partir de $\sigma(\Theta)$ y de k_A (para INDM=0,1,-1). Las dos inversiones están conectadas, tal como muestra la Figura 1.16.

La inversión de $\sigma(\Theta)$ se lleva a cabo a través de un método no lineal, y cada paso del bucle de la iteración contiene el procedimiento para obtener $V(r)$. Un método iterativo no lineal de inversión parte de la consideración de un cierto valor solución inicial que se actualiza en cada iteración hasta que la diferencia entre los valores medidos y los del programa estén dentro de un cierto valor fijado (Twomey, 1977a). El coeficiente de dispersión diferencial total en la n -ésima iteración se actualiza a través de

$$\sigma^{(n+1)}(\Theta) = \frac{R^{\text{medido}}(\Theta)}{R^{(n)}(\Theta)} \sigma^{(n)}(\Theta) \quad (1.166)$$

Como valor de partida de $\sigma(\Theta)$ se toma $\sigma^1(\Theta) = R^{\text{medido}}(\Theta)$.

En cuanto a la obtención de $V^{(n)}(r)$ a partir de los datos de $\sigma^{(n)}$ (INDM=2), un método no lineal dará $V^{(n)}(r)$ a través de la m -ésima iteración y en el i -ésimo punto de malla r_i que actualiza $V^{(m)}(r_i)$ a través de la ecuación

$$V^{(m+1)}(r_i) = V^{(m+1)} \prod_{j=1}^{NM} (1 + \epsilon_j^m K_{ji}^*) \quad (\text{con } i = 1, \dots, NS) \quad (1.167)$$

Donde $K_{ji}^* = K_{ji} / K_{m\acute{a}x}$ es el kernel normalizado, $K_{m\acute{a}x}$ es el máximo valor de K_{ji} y NM es el número de ángulos medidos. ϵ_{jm} es el residuo del coeficiente de dispersión diferencial para el j -ésimo ángulo en la m -ésima iteración definido por $\epsilon_{jm} = [\sigma_j^{(n)} / \sigma_j^{(m)}] - 1$ con $\sigma_j^{(m)}$ computado con el uso de $V^{(m)}(r_i)$, ($i=1, \dots, NS$). La estimación del valor solución de partida es particularmente importante pues nos permite acelerar la convergencia de la solución. Para el valor inicial de σ se asumen tres lognormales, cuyos parámetros se fijan de acuerdo con la situación.

El método de inversión lineal con ligadura (Twomey, 1977a) consiste en una formulación matricial lineal en la que la estabilidad de la solución se controla exigiendo que esté de acuerdo con los datos de entrada y la ligadura impuesta. Para la obtención de $V^{(n)}(r)$ a partir de $\beta^{(n)}$ y k_A (INDM=0,1,-1) el sistema de ecuaciones se puede expresar a través de la ecuación matricial

$$g = A V^{(n)} + \epsilon \tag{1.168}$$

g es el vector de $\sigma_A^{(n)}$ y k_A , $V^{(n)}$ es el vector incógnita de componentes $V^{(n)}(r_i)$, las componentes de ϵ son los errores de cada dato y la matriz A está compuesta por los elementos del kernel.

Introduciendo una matriz de suavizado H y un multiplicador de Lagrange γ , que constituye un peso relativo entre A y H se obtiene la solución

$$V = (A^T A + \gamma H)^{-1} A^T \gamma \tag{1.169}$$

siendo A^T la transpuesta de A .

Las ventajas de los métodos no lineales consisten básicamente en que las soluciones no lineales iteradas son siempre positivas (a diferencia de las lineales), proporcionan resultados en un intervalo mayor de radios, de modo más simple y menos susceptible al ruido.

Algunas de las características de los resultados que proporciona SKYRAD.pack son (Nakajima et al. 1996):

- el efecto de seleccionar valores de r_m y r_M diferentes de los verdaderos da malos resultados para V y k_A , mientras que prácticamente no afecta a $\epsilon(R)$. El mejor resultado para cada caso se obtiene cuando el intervalo de radios asumidos es ligeramente mayor que el original. El intervalo $0.05 \leq r \leq 15.0 \mu m$ es una buena solución de compromiso.
- cuando el albedo del suelo, A , se aleja del valor verdadero, los resultados de la inversión (V y k_A) se deterioran rápidamente, mientras que $\epsilon(R)$ prácticamente no varía. Si queremos mantener $\epsilon(k_A)$ dentro de un 5%, hemos de determinar A con un error inferior al 15%.
- si m se separa del valor verdadero los resultados de la inversión empeoran rápidamente mientras que $\epsilon(R)$ apenas varía. Si queremos mantener $\epsilon(k_A)$ dentro de un 5%, hemos de determinar m con un error inferior al 3.5%.



- si k_A se aleja del valor verdadero los resultados de la inversión se deterioran rápidamente, mientras que $\epsilon(R)$ muestra una débil dependencia con k_A . Si queremos mantener $\epsilon(k_A)$ dentro de un 5% hemos de determinar k_A dentro de un 20% de precisión.

En lugar de obtener los parámetros anteriores a partir de medidas adicionales, se obtienen a partir de los datos ópticos usando los de $R(\Theta)$ en todo el rango angular posible. Teniendo en cuenta que $R(\Theta)$ varía de modo diferente con los distintos parámetros dentro de diferentes intervalos de Θ , se puede dividir los datos de $R(\Theta)$ en dos o tres conjuntos y en cada uno de ellos se puede buscar el parámetro adecuado.

Mediante el SKYRAD.pack se ha analizado la dependencia de R con m , k_A y A y se ha generado un procedimiento de inversión: supongamos que se han realizado medidas de directa y difusa para un día entero de modo que se tienen aproximadamente 30 series completas de medidas. Después de determinar $\Delta\Omega$ se invierte cada serie con $\text{INDM}=2$, en $3^\circ \leq \Theta \leq 30^\circ$, que se corresponde con el rango de máxima variación de m tal y como se ha visto con simulaciones, asumiendo seis valores de m y valores indicativos para k_A y A . A partir del mínimo exhibido por $\epsilon(R)$, considerando un m promedio para todas las longitudes de onda, es posible determinar m teniendo en cuenta que la dependencia de $\epsilon(R)$ con k_A y A es muy débil en el intervalo de Θ elegidos.

A continuación, también con $\text{INDM}=2$, se consideran seis valores de k_A , el valor de m determinado anteriormente y un valor indicativo de A . Para cada par de valores de k_A y A se realiza un ajuste Langley del tipo $\ln V = \ln V_0 - cmk_A$, para cada λ , siendo V el voltaje correspondiente a la medida de irradiancia directa y V_0 el voltaje correspondiente a la irradiancia extraterrestre. A partir del mínimo de $\epsilon(c) \equiv c-1$, con el promedio de λ sobre k_A , se puede determinar k_A así como la mejor estimación del conjunto de valores V_0 .

Para comprobar la calidad de la inversión, calibrado y medidas, se puede comparar el espesor óptico de aerosoles a partir de medidas de radiación directa con el espesor óptico obtenido a partir de medidas de difusa. Kaufman et al. (1994) mostró que la ordenada en el origen en una regresión lineal de ambos espesores ópticos es debida a errores de calibración, y el valor del coeficiente de calibración está relacionado con la precisión con que se ha determinado el ángulo sólido.

Dado que R depende fuertemente de A en $\Theta \in [90^\circ, 120^\circ]$ podemos reconstruir R en este intervalo usando los resultados obtenidos previamente buscando un mejor valor de A a través del mínimo de $\epsilon(R)$ con A .

El último paso es utilizar k_A de medidas de directa con los datos de R conjuntamente con el promedio de parámetros de entrada determinados hasta aquí y correr $\text{INDM}=0$ para obtener los resultados.

CAPÍTULO II: CARACTERIZACIÓN DE LA INSTRUMENTACIÓN UTILIZADA

II.1 Descripción de un espectrorradiómetro simple

II.1.1 Componentes básicos

II.1.2 Calibrado

II.1.3 Función de apertura

II.2 El espectrorradiómetro Optronic OL754-O-PMT

II.2.1 Descripción del instrumento

II.2.2 Función de apertura y FWHM

II.2.3 Configuración para la medida de la irradiancia solar global

II.2.4 Configuración para la medida de la irradiancia solar directa

II.2.5 Configuración para la medida de la radiancia de cielo

II.2.6 Calibrado

II.3 El espectrorradiómetro Li-Cor Li-1800

II.3.1 Descripción del instrumento

II.3.2 Configuraciones de medida utilizadas

II.3.3 Calibrado

II.3.4 Intercomparación de espectrorradiómetros

II.3.5 Desarrollo de un sistema para la adquisición automatizada de medidas

II.4 El fotómetro Microtops II

II.4.1 Descripción del instrumento

II.4.2 Determinación del contenido en vapor de agua precipitable

II.4.3 Determinación de la columna total ozono

II.4.4 Comparación de los valores de ozono con los proporcionados por un Brewer

II.5 El lidar de retrodifusión LEANDRE

II.5.1 Descripción del instrumento

II.5.2 La ecuación lidar

II.5.3 Tratamiento de la señal

II.6 Fuentes de error en radiometría espectral. Aplicación a la instrumentación utilizada

II.6.1 Errores asociados al proceso de calibrado

II.6.2 Errores asociados al proceso de medida

II.6.3 Ruido

II. CARACTERIZACIÓN DE LA INSTRUMENTACIÓN UTILIZADA

En este capítulo se describe la instrumentación que requerimos para caracterizar los aerosoles. Los puntos clave para la medida son la óptica del instrumento y la electrónica para procesarla y almacenarla. Para que las medidas se correspondan correctamente con las magnitudes que queremos medir hemos de calibrar correctamente los instrumentos, así como caracterizar la función de apertura, la cual nos cuantifica la limitación espectral. Se describirán los instrumentos utilizados y el fundamento físico de su funcionamiento. El capítulo concluirá analizando las fuentes de error en espectrorradiometría.

II.1 Descripción de un espectrorradiómetro simple

II.1.1 Componentes básicos

El instrumento que se utiliza para medir la densidad de flujo espectral recibe el nombre de espectrorradiómetro. En la Figura 2.1 se muestra el diagrama de bloques simplificado de un instrumento de este tipo. Un bloque óptico se encarga de la recepción de la radiación. Normalmente se le conoce como cabezal óptico, y en su entrada es posible acoplar diferentes tipos de elementos difusores cuya misión es minimizar el error de coseno.

Por su parte el monocromador tiene como finalidad separar la luz en sus diferentes longitudes de onda. Su funcionamiento, cuyo esquema se muestra en la Figura 2.2, se basa en difractar, mediante una red holográfica, la radiación que incide a través de una rendija, de modo que la correspondiente a las diferentes longitudes de onda salen con ángulos ligeramente diferentes. Para conseguir difractar todas las longitudes de onda se varía el ángulo que forman la rendija de entrada y el plano de la red de difracción a través de un controlador de λ , cuyo movimiento está calibrado con mucha precisión. A continuación la luz se focaliza y sale por la rendija de salida hacia el detector. La función de las rendijas es reducir al máximo la dispersión no deseada de la luz en el interior del monocromador, confinando el haz de luz en los ángulos sólidos y direcciones para los cuales se diseñan. Es muy importante que las rendijas sean planas para evitar la dispersión de una parte importante de la luz.

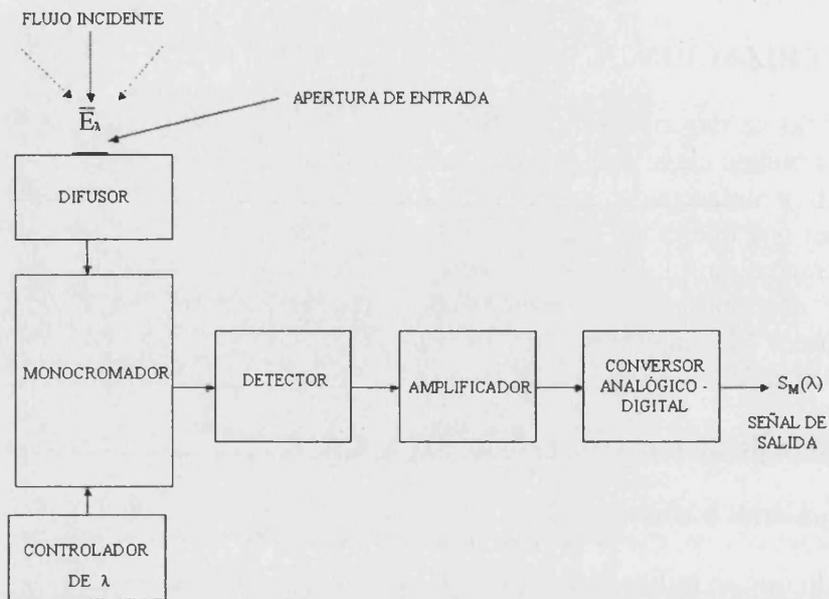


Figura 2.1 Componentes básicos de un espectrorradiómetro

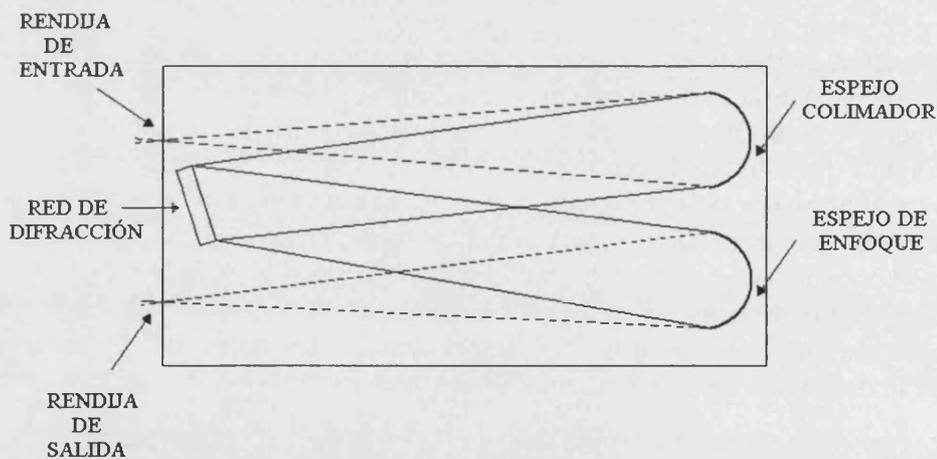


Figura 2.2 Esquema de un monocromador simple

El bloque electrónico está constituido por un detector, un amplificador y un convertidor analógico/digital. En la actualidad la mayoría de los detectores son de estado sólido, y en muchos casos detector y amplificador se engloban en un fotomultiplicador, que consiste en un cátodo fotosensible con varios dínodos y un ánodo engastado en un tubo en el que se ha hecho el vacío. Durante el funcionamiento, el primer dínodo se mantiene a un potencial eléctrico positivo en comparación con el cátodo, y los sucesivos dínodos tienen un potencial positivo respecto al de los precedentes. Esto se consigue con una serie de resistencias en los dínodos y una fuente de alto voltaje, tal y como se muestra en la Figura 2.3.

Cuando los fotones inciden en el cátodo arrancan fotones por efecto fotoeléctrico que se aceleran hacia el primer dínodo por la diferencia de potencial. En el primer dínodo varios electrones son expulsados (emisión secundaria) y acelerados hacia el segundo dínodo. Este proceso se repite para el resto de dínodos de manera que por cada fotón incidente en el cátodo llegan al ánodo hasta 10^7 electrones. En consecuencia luz incidente en el fotomultiplicador produce una corriente eléctrica en la salida del mismo.

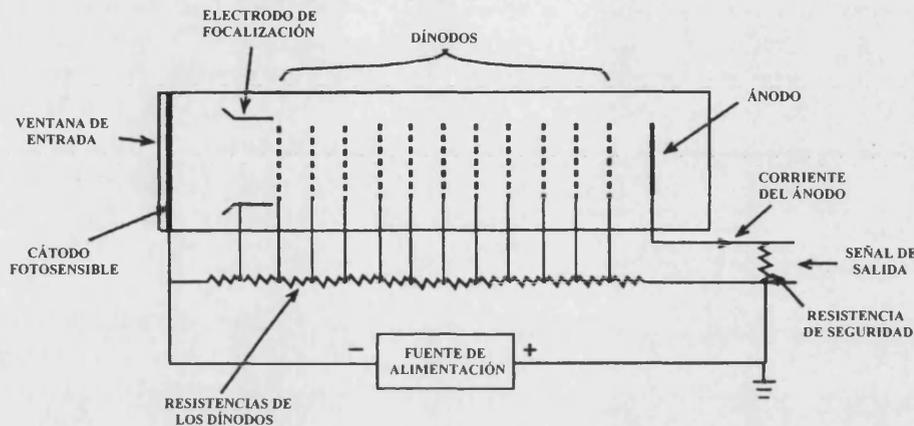


Figura 2.3 Esquema del diseño de un fotomultiplicador

En realidad un espectrorradiómetro mide la irradiancia espectral promedio incidente en su apertura de entrada, de manera que transforma un flujo $\Delta\Phi$ en una señal $S(\lambda)$, donde λ viene dada por el alineamiento en longitud de onda del instrumento. El flujo $\Delta\Phi$ será

$$\Delta\Phi = \bar{E}_\lambda \Delta\lambda \Delta A \tag{2.1}$$

donde ΔA es el área de la apertura de entrada y $\Delta\lambda$ es el paso de banda. A la salida se tiene una señal digital $S_M(\lambda)$.

II.1.2 Calibrado

Para calibrar un espectrorradiómetro se utiliza normalmente una fuente de calibrado. Para determinar la irradiancia emitida por dicha fuente $E(\lambda)$ se aplica la ecuación

$$E_M(\lambda) = \frac{S_M(\lambda)}{r(\lambda)} \tag{2.2}$$

donde $r(\lambda)$ es la respuesta espectral del instrumento, $S_M(\lambda)$ es la señal y $E_M(\lambda)$ es el resultado de la medida. En la práctica la irradiancia medida $E_M(\lambda)$ se desvía del "valor verdadero" de la irradiancia $E_M(\lambda)$ debido a errores sistemáticos y estadísticos

El objetivo de la calibración es determinar la respuesta espectral $r(\lambda)$ del sensor. Para ello se utiliza una lámpara de la que se conoce con mucha precisión la radiancia emitida. Aplicando la ley de los cuadrados se puede determinar la irradiancia en la rendija de entrada del instrumento $E_L(\lambda)$. Así, la respuesta espectral se obtiene como.

$$r(\lambda) = \frac{S_L(\lambda)}{E_L(\lambda)} \quad (2.3)$$

siendo $S_L(\lambda)$ la señal del instrumento.

La radiancia emitida por la fuente de calibrado debe conocerse con la máxima precisión posible. Sin embargo no existe una única escala de radiancias respecto a la que referirla, es decir, no existe un único patrón respecto al que caracterizar la respuesta de una fuente de calibrado. Existen tantas escalas diferentes como laboratorios nacionales se han propuesto establecerlas. Las más utilizadas son las establecidas por el National Institute of Standards and Technology (NIST) en los Estados Unidos, el Physikalisch Technische Bundestalt (PTB) en Alemania, y el National Physical Laboratory (NPL) en el Reino Unido. Cada laboratorio cuenta con una cavidad radiante, o cuerpo negro, cuya emisividad ha de ser al menos 0.9999. Conociendo la temperatura y la emisividad de la cavidad es posible conocer el flujo emitido.

En la Figura 2.4 se muestra un esquema de la cavidad radiante utilizada por el NIST, constituida por un tubo de platino rodeado por un aislante formado por una capa de torio fundido y otra de torio sólido. La escala de radiancias definida por el NIST, así como una detallada descripción del uso de su cavidad radiante se encuentra accesible on-line (NIST, 1997a). La cavidad radiante recibe el nombre de estándar primario. Se utiliza para calibrar lámparas de tungsteno, que aunque deberían ser llamadas estándares secundarios, comercialmente se suelen designar “estándares primarios”. Estos estándares, a su vez, se utilizan para calibrar lámparas que son vendidas directamente a los usuarios y se llaman estándares de trabajo.

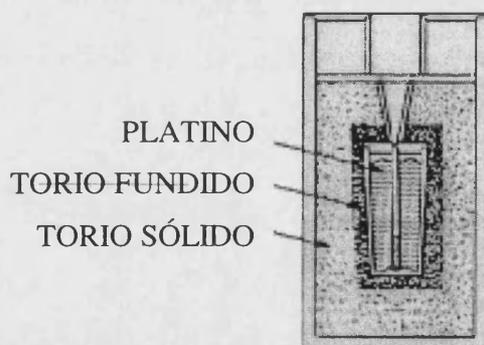


Figura 2.4 Cavidad radiante utilizada en el NIST

II.1.3 Función de apertura

Las aperturas de entrada y salida del monocromador son elementos fundamentales en la caracterización del espectrorradiómetro. Éstas poseen una anchura no despreciable, por lo que al fotomultiplicador llegan no solo los fotones con la longitud de onda que intentamos medir λ_0 , sino fotones con una longitud de onda en un cierto rango alrededor de dicha λ_0 . La transmisividad del monocromador en función de la longitud de onda de la radiación incidente se conoce como función de apertura, y es única para cada espectrorradiómetro ya que depende de las características del mismo.

Podemos entender también la función de apertura como la probabilidad de que un fotón incidente, con una determinada longitud de onda, sea recogido por el instrumento, estableciendo esta probabilidad respecto a los fotones de longitudes de onda diferentes. Su anchura se suele caracterizar por su anchura a la mitad de la altura (Full Width at Half Maximum, FWHM), también llamada paso de banda. Típicamente es una función con forma triangular extendiéndose en forma de colas más allá de la base del triángulo. Puede ser abordada matemáticamente a través de una gaussiana de ecuación

$$P(\lambda) = \exp\left[-\frac{(\lambda - \lambda_c)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (2.4)$$

donde λ_c es la longitud de onda que corresponde al pico de máxima transmisión, y σ (desviación estándar) corresponde al valor $\text{FWHM} \cdot (8\ln 2)^{-0.5}$. Alternativamente es posible abordar la función de apertura a través de una función triangular. En la Figura 2.5 se muestran superpuestas estos dos tipos de funciones. En ambos casos se le asigna al pico el valor unidad, normalizándolas a $\sqrt{2\pi}\sigma$. Bernhard y Seckmeyer (1999) proponen utilizar la función de apertura normalizada a uno.

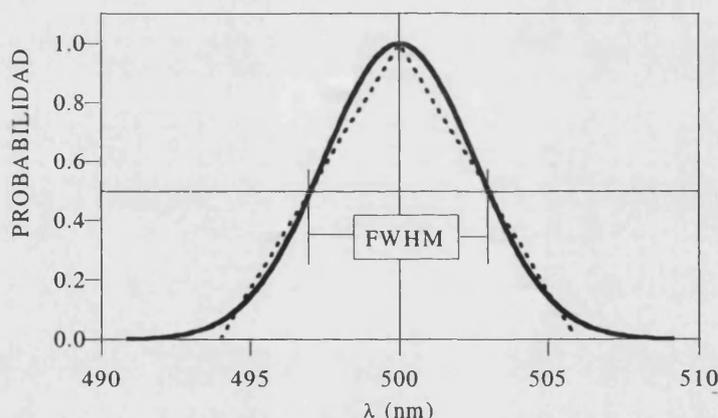


Figura 2.5 Funciones de apertura gaussiana (trazo grueso) y triangular (trazo discontinuo)

Para determinarla de forma rigurosa se debe configurar el instrumento de forma que mida una determinada longitud de onda y exponerlo a una sucesión de líneas monocromáticas muy próximas para analizar su respuesta a las mismas. La función de apertura obtenida de esta forma será válida estrictamente para la longitud de onda fijada, aunque en realidad es prácticamente idéntica si se toma como punto de partida otra longitud de onda próxima a ella. En la práctica resulta más sencillo fijar la longitud de onda de la luz incidente y medir en una sucesión de longitudes de onda próximas a ella. Se obtiene así una función que es la imagen especular de la verdadera función de apertura.

Para determinar la función de apertura el espectrorradiómetro debe ser iluminado por una lámpara de descarga, de mercurio o de otro tipo, o por un láser. Se ha de medir en un rango de aproximadamente 5 nm a ambos lados de la longitud de onda del pico de

mayor intensidad, con un paso de 0.05 nm. Una vez han sido determinadas la forma de la función y las colas, se han de realizar medidas más precisas en la zona de interés. Se recomienda para ello trabajar con un paso de 0.01 nm en la parte triangular de la función.

Las líneas más fuertes del mercurio, 253.65, 296.73, 404.66 y 435.83 nm pueden ser muy útiles para determinar las colas de la función, mientras que los picos más débiles los oculta el fondo de luz. Los dobletes y otras líneas complejas, como las cercanas a 313 y 365 nm deben evitarse ya que pueden producir confusiones.

La función de apertura es única para cada instrumento con una configuración de rendijas concreta, pues se determina a través de características que dependen solo de su construcción. De hecho se puede considerar como una medida del error cometido por el monocromador en la determinación de la longitud de onda, de ahí que su comportamiento sea fácilmente ajustable a una gaussiana.

II.2 El espectrorradiómetro Optronic OL754-O-PMT

II.2.1 Descripción del instrumento

El OL754-O-PMT es un espectrorradiómetro de alta precisión que, con los accesorios adecuados, permite determinar irradiancia espectral directa y global, así como radiancia espectral, en el rango [250, 800] nm, con una resolución de 0.05 nm

El núcleo del instrumento lo constituyen un monocromador doble y un fotomultiplicador. La precisión en la longitud de onda (intervalo de longitudes de onda en el que oscila la longitud de onda del monocromador respecto al valor nominal de la escala) es de ± 0.05 nm. La exactitud en la longitud de onda (desviación entre la escala de longitudes de onda del monocromador y la verdadera escala de longitudes de onda) es de ± 0.2 nm en el UVA y el visible, y de ± 0.1 nm en el UVB. Según el fabricante, en conjunto, la exactitud del espectrorradiómetro relativa al estándar NIST es $\pm 1-3\%$.

En la Figura 2.6 se muestra un esquema con los elementos que constituyen el espectrorradiómetro: un bloque óptico, un bloque electrónico y una interfaz de usuario.

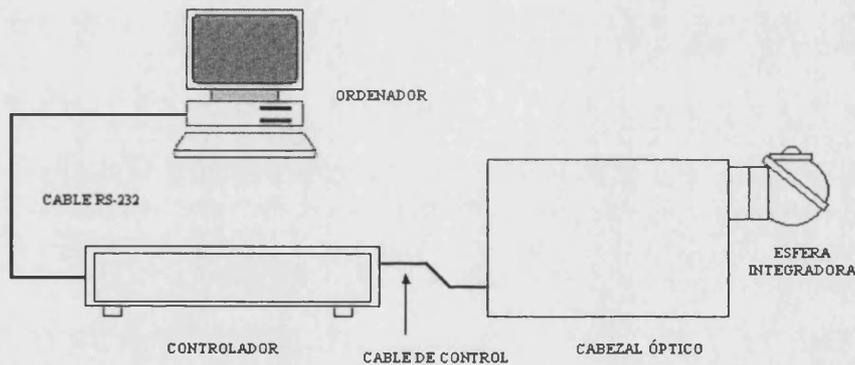


Figura 2.6 Esquema de los componentes del espectrorradiómetro OL754-O-PMT

El bloque óptico (Figura 2.7) se encarga de la recepción de la radiación. En el puerto de entrada se pueden acoplar diferentes accesorios ópticos que se describen más adelante. En el interior del cabezal óptico, la radiación pasa a través de una rueda de filtros cuyo objetivo es reducir la stray light. Las características de estos filtros vienen dadas en la Tabla II.1. Para lograr una mayor precisión se utilizan dos monocromadores en serie, de modo que la rendija de salida del primero es a su vez la rendija de entrada del segundo (que en lo sucesivo denominaremos rendija intermedia), como se muestra en la figura. Con ello se consigue dividir por dos la llamada dispersión lineal (D) que es el rango de longitudes de onda (en nm) contenidas, en el plano de la rendija, en un ancho de 1 mm del haz monocromado. El monocromador doble cuenta con dos redes holográficas cóncavas de 1200 líneas/mm y su distancia focal es de 160 mm. Para algunas aplicaciones, como cuando se utilizan telescopios o microscopios, se sustituye la rendija de entrada por una apertura.

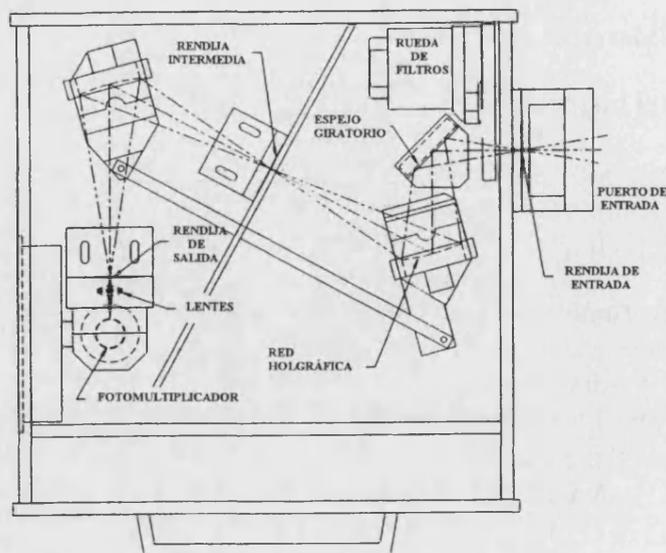


Figura 2.7 Bloque óptico del espectrorradiómetro Optronic 754-O-PMT

Como ya se ha indicado, el sensor es un fotomultiplicador. La fuente de alimentación permite variar el voltaje en el mismo entre 200 y 1100 V, pero el fabricante recomienda utilizar 650 V. Si la corriente del ánodo es muy elevada (saturación) el fotomultiplicador cuenta con un sistema de bloqueo automático para evitar daños. Hay que tener en cuenta que aunque no penetre luz a través de la ventana de entrada, siempre existe una corriente que llega al ánodo debida al ruido, llamada corriente de oscuridad (dark current). Antes de cada medida experimental el espectrorradiómetro mide automáticamente la corriente de oscuridad con la posición 0 (cerrado) de la rueda de filtros, y con ella corrige la medida.

Tabla II.1 Filtros incorporados en el cabezal óptico del OL754-O-PMT

posición	filtro	rango (nm)	cambio de filtro (nm)
0	cerrado	-	-
1	abierto	250 - 290	0
2	filtro UV	290 - 345	290
3	filtro azul	345 - 602	345
4	filtro rojo	602 - 800	602

El bloque electrónico enlaza la parte óptica y la interfaz de usuario. Realiza la amplificación de la señal (controlando el fotomultiplicador) y su procesado (la conversión de corriente eléctrica a información digital) y también controla los motores que mueven la rueda de filtros. Está constituido por una carcasa que contiene un microprocesador de 32 bits a 33 MHz en su interior.

El instrumento se comanda mediante un ordenador portátil con un software específico suministrado por el fabricante. Este software permite elegir el rango de medida, el tiempo de duración de la misma, y aplicar el fichero de calibrado a los valores medidos. También permite el almacenamiento de los datos y un análisis preliminar de los mismos.

Antes de realizar cualquier medida, el espectrorradiómetro se chequea con dos lámparas suministradas por el fabricante:

- Chequeo de longitud de onda: se utiliza una lámpara fluorescente de 4 W cuyos picos son 253.65, 312.9, 404.7 y 546.1 nm. La resolución espectral de la lámpara es de ± 0.05 nm y su precisión ± 0.1 nm. Se busca el máximo de señal alrededor de una longitud de onda especificada (usualmente 404.7 nm). Una vez encontrada la longitud de onda del pico de señal, la diferencia entre la longitud de onda del pico y la encontrada se calcula y se utiliza para corregir el resto de longitudes de onda (*offset*). La corrección del mismo *offset* para todo el rango de medida es viable por la linealidad del espectrorradiómetro, que toma el valor, según las especificaciones del fabricante, de ± 0.2 nm
- Chequeo de ganancia óptica: se mide la señal de una lámpara halógena de tungsteno de 4 W a 550 nm. A continuación, y con la misma configuración (rendija/apertura, voltaje del fotomultiplicador, etc.) se vuelve a medir esta señal y se comparan ambos resultados. De estas medidas el software del instrumento extrae un factor de corrección que se aplica al fichero de calibrado.

II.2.2 Función de apertura y FWHM

El seleccionar correctamente las aperturas y rendijas de entrada al cabezal óptico tiene una importancia capital pues determina la exactitud y precisión de las medidas. En este sentido, es necesario tener en cuenta los siguientes puntos:

- ***Saturación del fotomultiplicador***

No todas las configuraciones posibles de aperturas y rendijas serán viables ya que algunas de ellas pueden saturar el fotomultiplicador durante el calibrado. Cuando ello suceda con una configuración determinada, sucederá también con aperturas o rendijas más anchas, pues estaremos aumentando la cantidad de luz que llega al fotomultiplicador.

- ***Coordinación***

Los componentes de ambos monocromadores, al compartir soportes, están más sometidos a desalineamientos mecánicos debido a pequeñas dilataciones por la temperatura. Esto producirá que no transmitan exactamente las mismas longitudes de onda, es decir, que estén descoordinados. Para evitarlo se recomienda (Optronic Laboratories, 1995):

- tomar una rendija de entrada mayor que la apertura de salida
- tomar una rendija intermedia ligeramente superior a las de entrada y salida

- **FWHM**

En la Figura 2.8 se muestra cómo influyen el tamaño de la rendija y la apertura en la FWHM de un monocromador. Si se pretende minimizar la anchura de la función de apertura se debe tomar la apertura de entrada lo más similar posible a la apertura de salida, lo que garantiza además una forma triangular para la función.

Kostkowski (1997) relaciona la FWHM con el tamaño de la apertura, w , a través de la dispersión (D) y la focal (F) del monocromador según la expresión

$$w = \text{FWHM} \cdot F \cdot D \quad (2.5)$$

de donde se deduce que el tamaño de las aperturas y las rendijas han de mantenerse lo más pequeño posible.

Por lo tanto, para realizar una medida lo más correcta posible, en primer lugar hay que evitar la saturación del fotomultiplicador. A continuación hay que conseguir la coordinación de los dos monocromadores, para tratar de que las medidas sean exactas. Por último hay que tratar de minimizar la FWHM, para que las medidas sean precisas. En la práctica normalmente hay que sacrificar algo de exactitud (ampliando la FWHM) para no perder precisión.

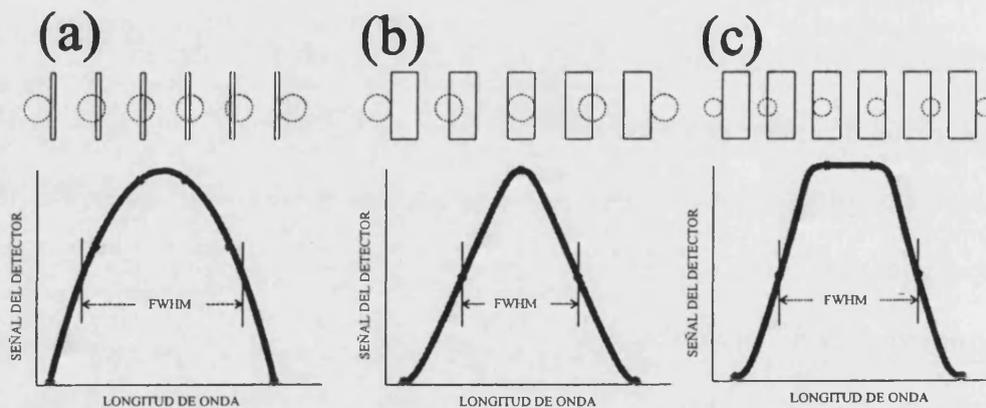


Figura 2.8 Influencia del tamaño relativo apertura/rendija en un monocromador simple: (a) apertura mucho mayor que la rendija; (b) apertura y rendija del mismo tamaño; (c) apertura mucho menor que la rendija

Para determinar la función apertura se actúa tal y como se ha descrito en el apartado II.1.3, haciendo incidir sobre el espectrorradiómetro luz de una longitud de onda fija, y midiendo en una serie de longitudes de onda muy próximas. Para ello utilizamos la lámpara fluorescente de chequeo de la longitud de onda, cuyos picos aparecen en la Figura 2.9. Conviene utilizar picos cuya señal sea elevada para que el ruido no la contamine, como sucede en el pico de 253.65 nm. El fondo de señal creciente con la longitud de onda es debido a la emisión del recubrimiento reflectante de la lámpara y origina que la función de apertura no sea simétrica.

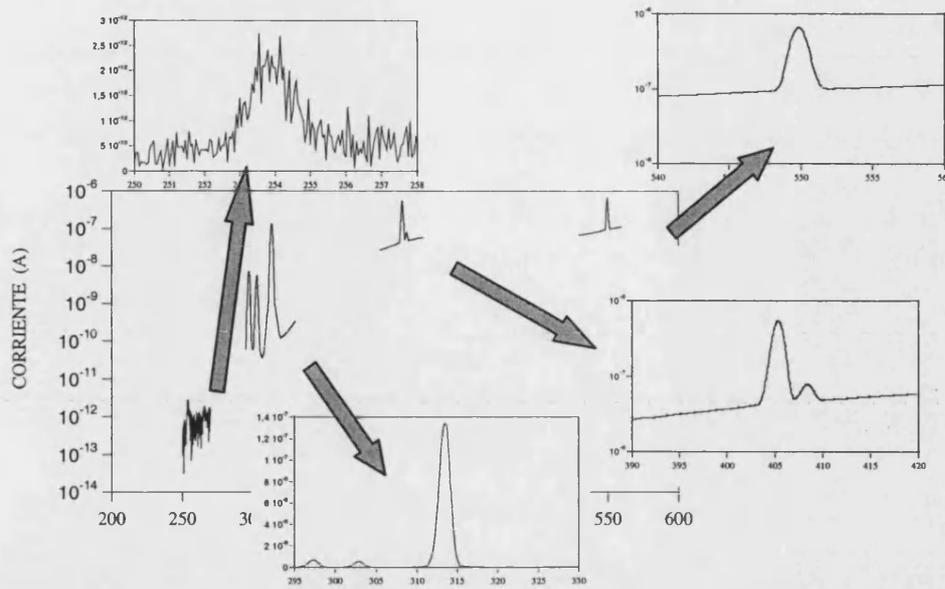


Figura 2.9 Picos de la lámpara halógena. De izquierda a derecha 253.65, 312.9, 404.7 y 546.1 nm.

En realidad nuestro espectrorradiómetro no está diseñado para utilizar la lámpara de chequeo de longitud de onda con este fin. Por eso es preciso hacer una medida sin aplicarle fichero de calibrado al máximo de resolución del aparato, 0.05 nm. Por otra parte, la lámpara produce un calentamiento del espectrorradiómetro que da lugar a un desplazamiento en la longitud de onda, aunque este hecho no afecta a la forma de la función de apertura.

Medimos la función de apertura en los picos 312.9, 404.7, 546.1 y la ajustamos a una distribución de probabilidad gaussiana

$$P(\lambda) = \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_c)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (2.6)$$

donde λ_c es la longitud de onda en la que aparece el pico.

A partir de (2.6) es posible determinar la anchura de la función de apertura, ya que según hemos visto en el apartado anterior se verifica $\sigma = \text{FWHM} (8 \ln 2)^{-0.5}$. Para hacer extensible la función de apertura a todo el rango de medida del espectrorradiómetro expresaremos la longitud de onda respecto a la cual hemos identificado el pico, a la que asignaremos el valor cero.

II.2.3 Configuración para la medida de la irradiancia solar global

En la Figura 2.10 se muestra un espectro de irradiancia solar global obtenido con este espectrorradiómetro. Para obtener esta medida se acopla una esfera integradora en el puerto de entrada del cabezal óptico (Figura 2.11). El objetivo de la misma es, por una



parte, minimizar el error de coseno, que se describirá con detalle más adelante, y por otra, convertir una fuente extensa en puntual, como se muestra en la Figura 2.12.

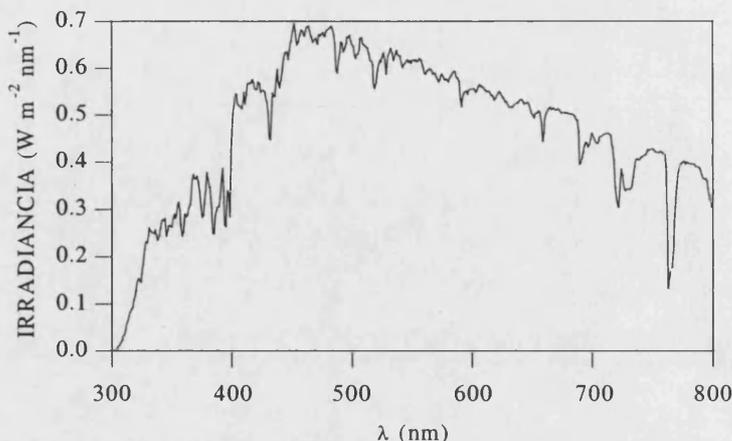


Figura 2.10 Ejemplo de espectro de irradiancia global medida con el espectrorradiómetro. El Arenosillo (Huelva), día 03/09/00, masa óptica 1.3

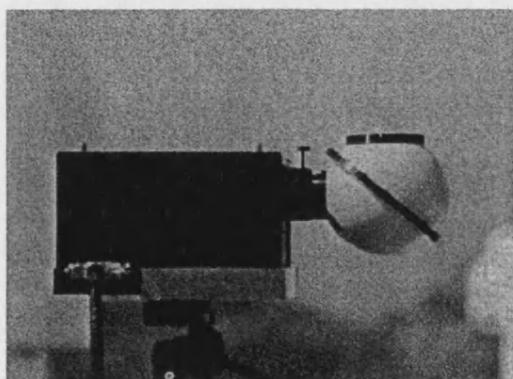


Figura 2.11 Cabezal óptico del espectrorradiómetro con la esfera integradora acoplada

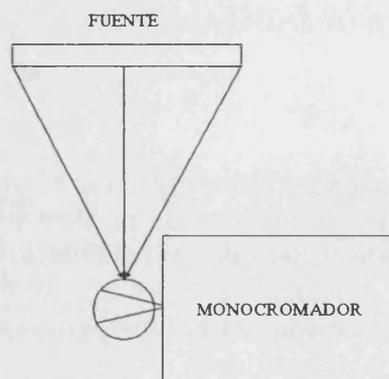


Figura 2.12 Función de la esfera integradora

La esfera integradora usada en este caso es una esfera de aluminio de 15 cm de diámetro, recubierta en su parte interior por teflón (Politetrafluoroetileno o PTFE) compactado de alta pureza, cuya reflectividad es superior al 99%. La radiación penetra en la esfera integradora a través de una apertura de 3.175 cm, reflejándose en su interior y abandonando la esfera a través de una apertura de 0.19 cm (puerto de salida), que forma un ángulo de 90° respecto a la dirección incidente. El esquema de esta esfera integradora se muestra con detalle en la Figura 2.13. En su interior hay un deflector (Figura 2.14) cuyo objetivo es impedir que la radiación que pasa por la cúpula de cuarzo llegue directamente al monocromador, reduciendo así el error de coseno. Sobre el puerto de entrada de la esfera integradora se acopla una semiesfera de cuarzo fundido que protege del polvo la cobertura de teflón y contribuye a reducir el error de coseno.

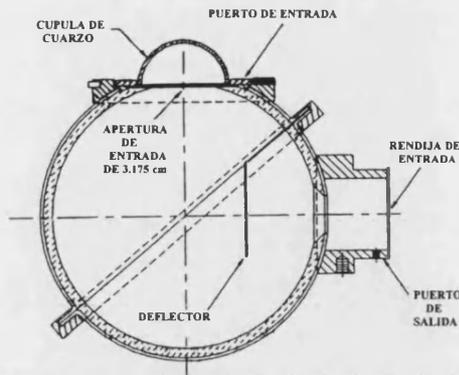


Figura 2.13 Diseño de la esfera integradora

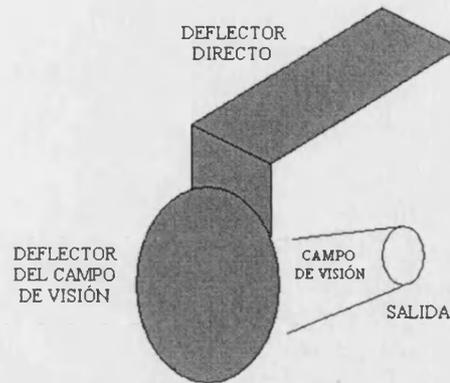


Figura 2.14 Deflector del interior de la esfera integradora

Habitualmente medimos la irradiancia global en un plano horizontal, por lo que es necesario nivelar la esfera integradora. Si esta alineación no se hace correctamente puede suponer un error en la medida no desdeñable. Además es necesario que el horizonte esté despejado, es decir que no existan edificios, árboles, etc., por encima del nivel del puerto de entrada de la esfera integradora.

La esfera integradora no necesita de campos de visión, por lo que utilizaremos rendijas en la entrada del espectrorradiómetro. Contamos con rendijas de tamaños 0.125, 0.25, 0.5, 1.0 y 2.0 nm. El fabricante recomienda elegir rendijas de entrada y salida de 0.25 mm, con lo que se garantiza una función de apertura lo más estrecha posible como hemos visto anteriormente. La rendija intermedia la tomamos mayor que las rendijas de entrada y salida para garantizar la coordinación. El fabricante recomienda en este caso la rendija de 1.0 nm.

En nuestro laboratorio hemos determinado la función de apertura para esta configuración. La Tabla II.2 muestra los picos de la lámpara utilizada y las longitudes de onda a las que hemos encontrado el máximo de señal, así como la FWHM y el coeficiente de correlación del ajuste a la gaussiana. A modo de ejemplo, en la Figura 2.15 se muestra la función de apertura determinada para el pico de 404.7 nm. Como ya hemos indicado anteriormente la función de apertura es única y es un concepto íntimamente ligado al de error, por lo que tomaremos de la Tabla II.2 el valor correspondiente a la anchura máxima, en este caso 1.6 nm. La función de apertura resultante, con la longitud de onda referida al valor en que aparece el pico, se ha representado en la Figura 2.16.

Tabla II.2 Picos de la lámpara fluorescente utilizados para la determinación de la función de rendija y su anchura

Pico (nm)	Pico medido (λ_c nm)	FWHM (nm)	r
312.9	313.5	1.6	0.9965
404.7	405.3	1.3	0.9997
546.1	549.8	1.3	0.9731

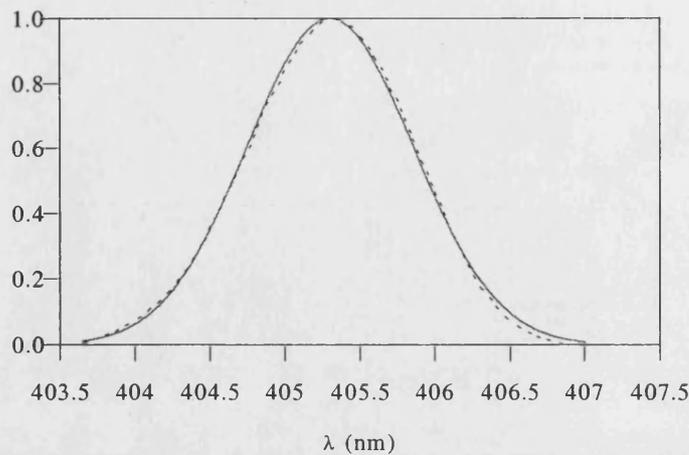


Figura 2.15 Función de apertura en el pico 404.7 normalizada asignando al pico el valor unidad (trazo discontinuo) y ajustada a una gaussiana (trazo continuo).

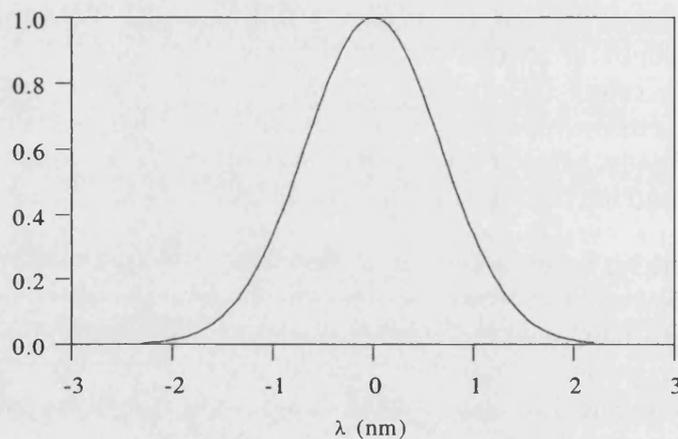


Figura 2.16 Función de apertura del espectrorradiómetro OL754 con la configuración de rendijas y aperturas 0.2–1.0–0.25 mm.

II.2.4 Configuración para la medida de la irradiancia solar directa

En la Figura 2.17 se muestra un espectro de irradiancia solar directa obtenido con este espectrorradiómetro. Para realizar esta medida se acopla en el puerto de entrada de la esfera integradora un colimador, cuyo diseño aparece en la Figura 2.18, que limita el campo de visión de la esfera a 5.72° (ver apéndice C). Dado que para acoplar el colimador a la esfera es necesario retirar la cúpula de cuarzo, el colimador está provisto de una ventana de cuarzo cuya finalidad es proteger el sistema del polvo. En su interior tiene una serie de diafragmas que reducen el campo de visión y ejercen la función de deflectores que eliminan la stray light.

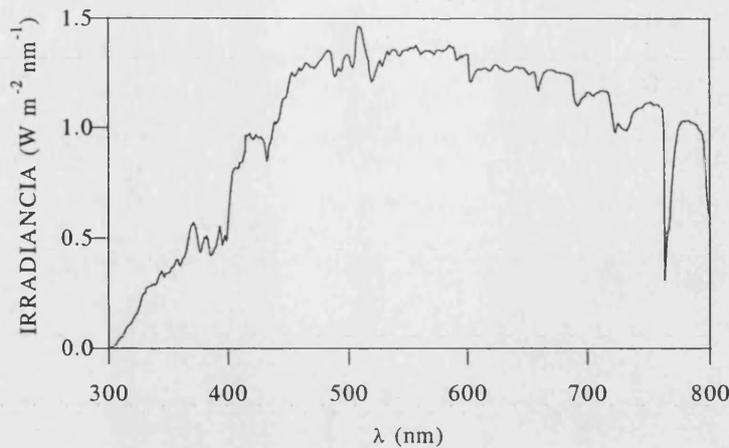


Figura 2.17 Ejemplo de espectro de irradiancia directa medida con el espectrorradiómetro OL754. Barrax (Albacete), día 29/06/00, masa óptica 0.93.

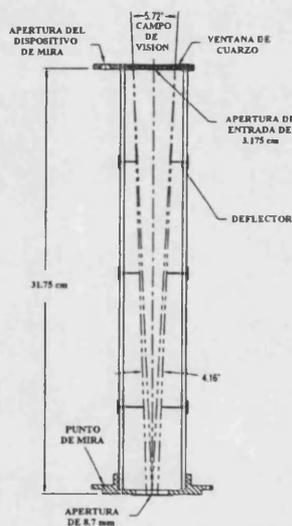


Figura 2.18 Diseño del colimador

Por último, el colimador incorpora un dispositivo de mira para alinear la apertura con el disco solar y así seleccionar la irradiancia solar directa en un plano normal a la incidencia de los rayos. Para apuntar con comodidad se monta el espectrorradiómetro sobre un trípode dotado de una rótula que permite movilidad en las tres direcciones. Además se hace uso de la movilidad de la esfera integradora, que puede girar 360° en el puerto de entrada del cabezal óptico. Para realizar las medidas no modificamos la configuración de rendijas utilizada en la medida de la irradiancia global.

II.2.5 Configuración para la medida de la radiancia de cielo

Acoplado un telescopio al espectrorradiómetro (Figura 2.19) es posible obtener medidas de:

- luminancia o radiancia espectral de fuentes de emisión de luz uniforme

- iluminancia o irradiancia espectral de fuentes puntuales o colimadas

En la Figura 2.20 se muestran medidas de radiancia espectral en varias longitudes de onda para diferentes ángulos acimutales en el plano del almucántar del Sol. Se han obtenido acoplado al cabezal óptico un telescopio reflex OL730-9Q, que monta una lente de 66 mm de diámetro en una estructura móvil de enfoque, deflectores y un visor reflex con paralaje de visión cero. El visor reflex está formado por un espejo reflex y una pieza formada por tres elementos ortoscópicos que proporciona 8x aumentos (Figura 2.21). El telescopio permite enfocar desde 85 cm hasta el infinito.



Figura 2.19 Cabezal óptico del espectrorradiómetro con el telescopio acoplado

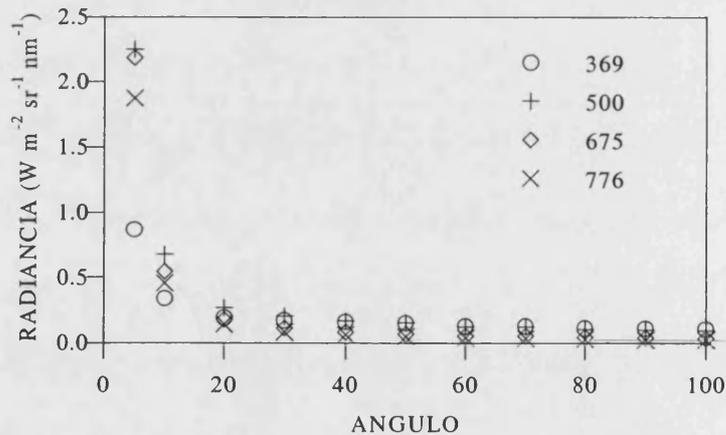


Figura 2.20 Ejemplo de medidas de radiancia de cielo en el plano del almucántar. Valencia, día 30/05/00, masa óptica 1.05.

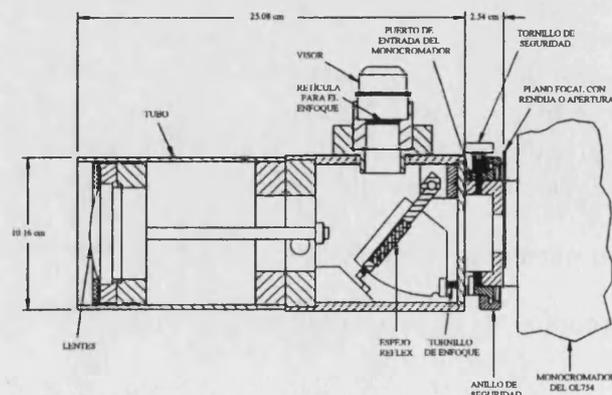


Figura 2.21 Telescopio OL730-9Q

Para realizar la medida sustituimos la rendija de entrada del monocromador por una apertura, ya que en este caso es necesario crear un campo de visión (FOV). En la Tabla II.3 aparecen los campos de visión que es posible crear con las tres aperturas disponibles.

Las lentes del telescopio, de distintos materiales, presentan aberración cromática en el visible que dificulta el enfoque. Además el índice de refracción también varía con la longitud de onda (Figura 2.22), por lo que la focal varía con la longitud de onda de acuerdo con la ecuación

$$\frac{\Delta F}{F} = -\frac{\Delta n}{n-1} \tag{2.7}$$

donde F es la focal de 203 mm, ΔF es el cambio en la focal, n es el índice de refracción y Δn el cambio en el índice de refracción.

Para compensar estas variaciones el telescopio incorpora un dispositivo óptico que crea una retícula de diez anillos concéntricos de 1 a 10 mm de diámetro, y que permite un enfoque y posicionamiento de la fuente muy precisos.

Tabla II.3 Ángulo de visión para cada apertura en enfoque al punto próximo y al infinito

apertura (mm)	Ángulo de visión (°)	
	enfoque a ∞	enfoque a 85 cm
5.0	1.5	1.0
3.0	1.0	0.7
1.5	0.5	0.4

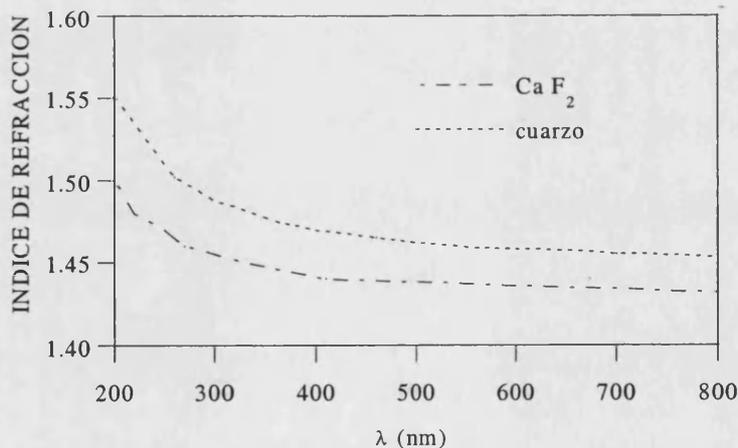


Figura 2.22 Índice de refracción de dos de los materiales utilizados en las lentes del telescopio

Para seleccionar la rendija de entrada se dispone de tres aperturas circulares de diámetros 1.5, 3.0 y 5.0 mm. Para la rendija intermedia y la de salida contamos con 5

rendijas de anchos 0.125, 0.25, 0.5, 1.0, 2.0 mm. Para conseguir una función de rendija lo más pequeña posible deberían ser del mismo tamaño la apertura de entrada y la rendija de salida. Esto es inviable con las aperturas y rendijas disponibles, por lo que debemos habilitar un procedimiento para seleccionar las más adecuadas.

Podemos apoyarnos en la Tabla II.4 para seguir el criterio que hemos utilizado en la selección de aperturas y rendijas. En primer lugar hemos de evitar la saturación del fotomultiplicador. En la tabla aparecen las configuraciones que provocan dicha saturación, que nos sirven como cota superior, limitando considerablemente el número de configuraciones posibles. Recordemos además que para minimizar la anchura de la función de rendija, la rendija de salida ha tener el menor tamaño posible. La Tabla muestra que cuando la rendija de salida es de 0.25 mm la FWHM es mayor que cuando es de 0.125 mm. Por tanto fijamos el tamaño de la rendija de salida en 0.125 mm.

Tabla II.4 Configuraciones de aperturas y rendijas del monocromador para la medida de la radiancia espectral

Apertura entrada	Rendija intermedia	Rendija salida	FWHM (nm)
1.5	0.125	0.125	2.0
1.5	0.25	0.125	1.9
1.5	0.5	0.125	3.5
1.5	1.0	0.125	4.0
1.5	2.0	0.125	saturación
1.5	0.25	0.25	2.8
1.5	0.5	0.25	3.8
1.5	1.0	0.25	saturación
3.0	0.125	0.125	2.3
3.0	0.25	0.125	2.5
3.0	0.5	0.125	3.9
3.0	1.0	0.125	saturación
3.0	0.25	0.25	3.1
3.0	0.5	0.25	4.2
5.0	0.125	0.125	2.0
5.0	0.25	0.125	3.1
5.0	0.5	0.125	4.3
5.0	0.25	0.25	3.7
5.0	0.5	0.25	4.6

También observamos que cuando la rendija intermedia es del mismo tamaño que la de salida la FWHM es menor. Sin embargo para garantizar la coordinación del

monocromador tomaremos la rendija intermedia más ancha que la de salida, con lo que la FWHM aumentará, tal y como aparece en la Tabla. Tomamos la rendija intermedia de 0.25 mm con lo que sacrificamos un poco la precisión para garantizar la exactitud.

Para asegurar la coordinación entre los monocromadores, a ser posible deberíamos tomar también la rendija intermedia mayor que la apertura de entrada. Debido a la disponibilidad de aperturas y rendijas, la única configuración que cumple esta condición consiste en tomar la rendija intermedia de 2.0 mm con la apertura de entrada de 1.5 mm. Tal como aparece en la Tabla, esta configuración satura el fotomultiplicador con la rendija de salida más pequeña, por lo que no es viable, y deberemos optar por una rendija intermedia mayor que la de salida.

Para determinar el tamaño de la apertura de entrada, queda únicamente fijar el valor de la FWHM. En la Tabla observamos que, para rendijas intermedia y salida fijas, al aumentar el tamaño de la apertura de entrada aumenta también la FWHM. Elegimos la apertura de 1.5 mm pues presenta el valor mínimo de anchura para la función de apertura. Por lo tanto la configuración de aperturas y rendijas que utilizaremos para la medida de radiancias será 1.5-0.25-0.125 mm, y para esta configuración deberemos determinar la función de apertura. La Figura 2.23 muestra esta función de apertura en el pico de 546.1 nm. La función de ajuste gaussiana presenta un coeficiente de correlación de 0.9973 y proporciona una FWHM de 1.9 nm, aplicando la recomendación de Bais (1997) de no centrar la gaussiana en la máxima señal. Tal y como muestra la Figura 2.24, este ajuste a una gaussiana difiere bastante del valor medido, por lo que hemos optado por utilizar la función medida como función de apertura.

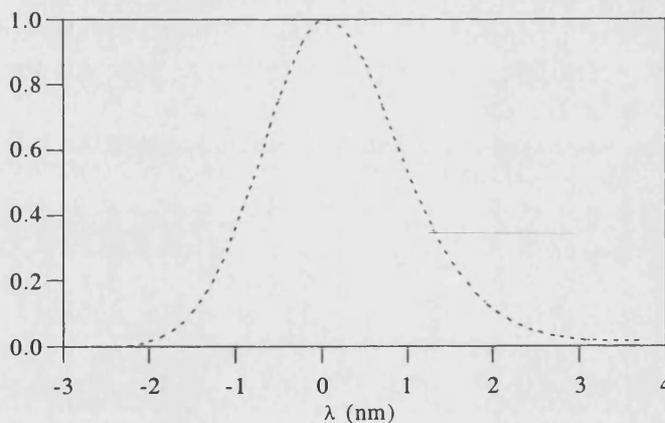


Figura 2.23 Función de apertura del espectrorradiómetro OL754-O-PMT con la configuración de rendijas y aperturas 1.5-0.25-0.125 mm

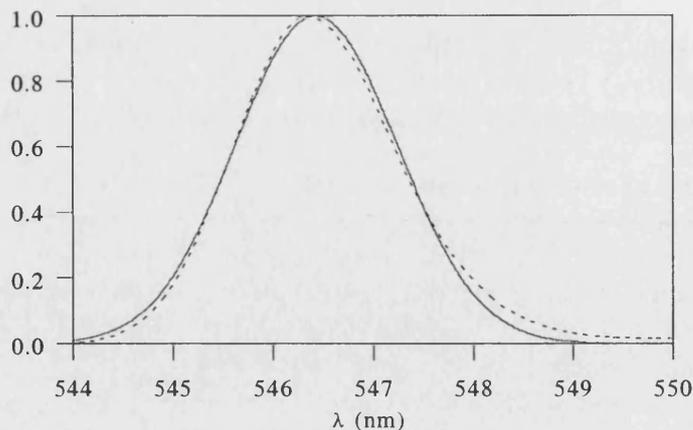


Figura 2.24 Función de apertura en el pico 546.1 normalizada asignando al pico el valor unidad (trazo discontinuo) y ajustada a una gaussiana (trazo continuo).

II.2.6 Calibrado

Configuración de medida de irradiancia solar global

Los factores que más influyen en el calibrado de un espectrorradiómetro son la estabilidad de la corriente en la lámpara de calibrado y la geometría de su disposición respecto al instrumento. Optronic proporciona un sistema para el calibrado de la irradiancia global, constituido por un soporte para la lámpara de calibrado y una fuente de alimentación estabilizada (Figura 2.25). El soporte permite acoplar la esfera integradora controlando la distancia y la alineación. La fuente de alimentación tiene una resolución de 0.01 V y 0.001 A, lo que proporciona una precisión en el voltaje de la lámpara de $\pm 0.001\%$, a la corriente utilizada. El fabricante facilita la irradiancia espectral del estándar de trabajo, una lámpara de tungsteno de 200 W, utilizada a 6.500 ± 0.001 A, que se muestra en la Figura 2.26.

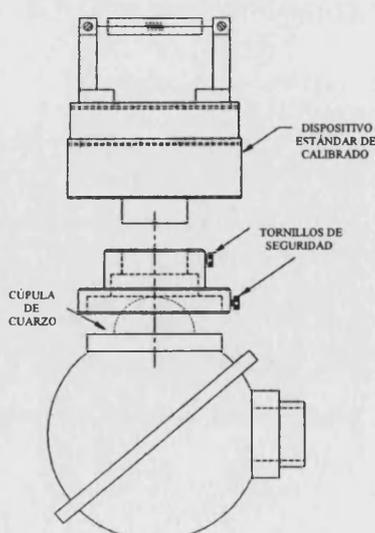


Figura 2.25 Acoplamiento de la lámpara de calibrado al puerto de entrada de la esfera integradora

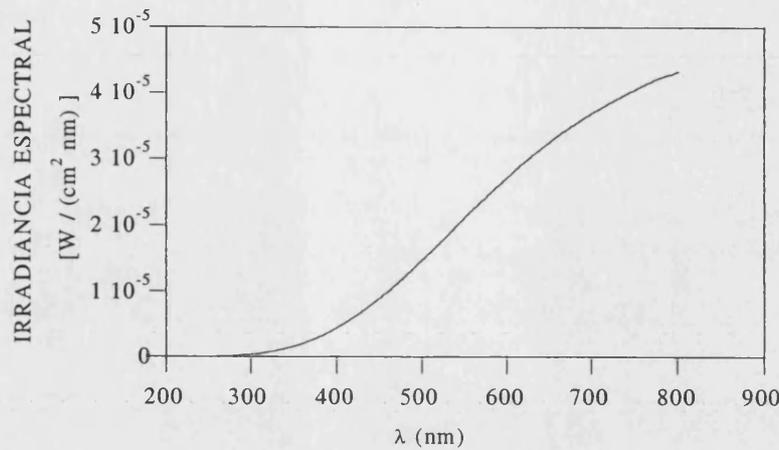


Figura 2.26 Irradiancia espectral estándar de calibrado. Lámpara de tungsteno de 200 W a 6.50 A. Cúpula de cuarzo en el puerto de entrada de la esfera

Configuración de medida de irradiancia solar directa

Al variar la óptica de entrada del instrumento acoplándole el colimador es necesario llevar a cabo un nuevo calibrado. Sin embargo el dispositivo de calibrado con el que contamos está específicamente diseñado para el calibrado de la irradiancia global. Nuestro grupo, en colaboración con Optronic, ha desarrollado un factor de corrección que, aplicado al fichero de calibrado de la irradiancia global, proporciona un fichero de calibrado para la irradiancia directa. Este factor, que aparece en la Figura 2.27, corrige los efectos de la variación de la óptica de entrada que produce el hecho de retirar la cúpula de cuarzo para acoplar el colimador, y el incorporar una ventana de cuarzo en el colimador.

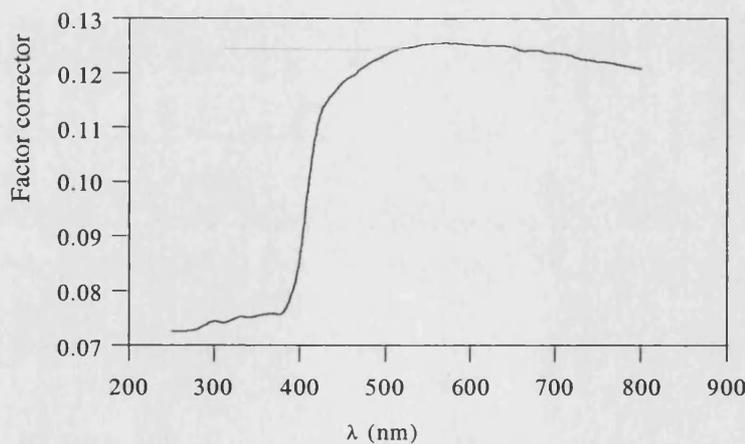


Figura 2.27 Factor corrector para el calibrado de la irradiancia directa

Configuración de medida de radiancia de cielo

Para el calibrado de la radiancia se utiliza un sistema específico, diseñado por Optronic, que permite determinar de modo muy preciso la luminancia, la temperatura de color y la radiancia.

El sistema, que se muestra en la Figura 2.28, consta de una lámpara halógena de tungsteno de 150 W conectada a una fuente de alimentación con una precisión en la corriente de 0.001 A. La lámpara se encuentra en el interior de una esfera integradora recubierta de PTFE que, al ser altamente reflectante, produce que el conjunto se comporte como una fuente reflectante casi perfecta. El sistema también consta de un controlador, que incluye el sistema electrónico, y que proporciona directamente la temperatura de color y la radiancia en la esfera. La temperatura de color está directamente relacionada con la corriente que se suministra a la lámpara, tal como aparece en la Figura 2.29. La fuente de alimentación permite un rango de variación de la temperatura de color de 2000-3000 K con una precisión relativa al estándar NIST de ± 25 K.

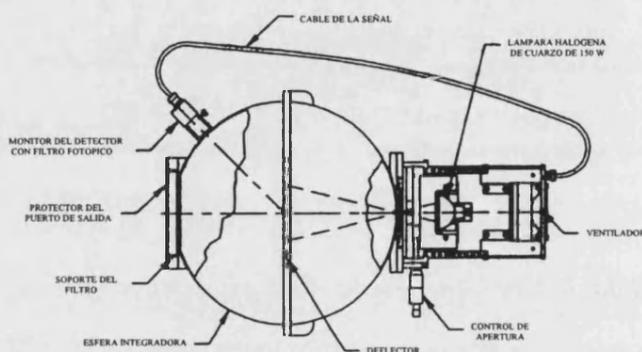


Figura 2.28 Esquema del sistema de calibrado para las medidas de radiancia

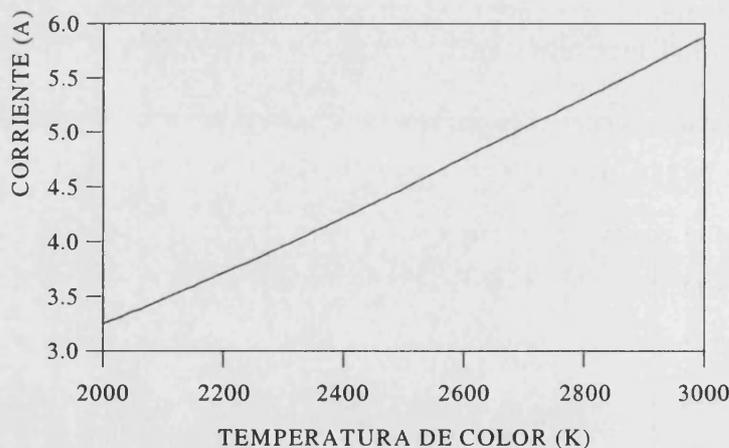


Figura 2.29 Temperatura de color frente a la intensidad de la corriente de la lámpara de calibrado respecto al estándar NIST

La salida de la esfera integradora incorpora una ventana con una apertura variable que permite modificar la radiancia emitida. Se monitoriza la radiancia con un detector de silicio provisto de un filtro fotópico, de manera que la lectura que se obtiene es en luminancia, con una precisión del ± 2 % relativa al estándar NIST. El fabricante facilita la radiancia espectral para una corriente de la lámpara de 5.860 ± 0.001 A (temperatura de color de 2856 K) y una luminancia de 11468.2 ± 0.1 cd.m⁻².

Situando el espectrorradiómetro (con la configuración para la medida de radiancia) a una distancia de la fuente de luminancia mayor que la focal del telescopio, y enfocando a infinito, se consigue que la fuente de luminancia sea prácticamente puntual. La distancia exacta es irrelevante ya que hacemos uso de la invariancia de la radiancia, asumiendo que en un metro cúbico de aire, la radiación se comporta, a efectos de propagación, como en el vacío.

II.3 El espectrorradiómetro Li-Cor Li-1800

II.3.1 Descripción del instrumento

El Li-1800 es un espectrorradiómetro portátil que permite la medida de la irradiancia espectral en el rango [300, 1100] nm. La precisión, relativa al estándar NIST, oscila entre 3 y 10% dependiendo de la longitud de onda (ver Tabla II.5).

Tabla II.5 Precisión del Li-1800 en función de la longitud de onda. La precisión en 1100 nm está condicionada a que la temperatura de operación coincida con la de calibrado

Longitud de onda (nm)	Precisión (%)
300	±10
450	±5
550	±4
650-800	±3
1100	±5

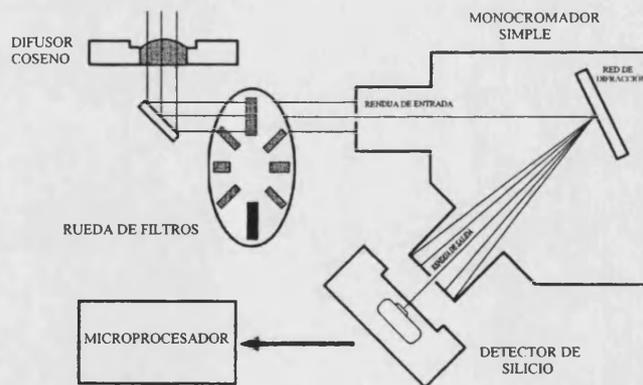


Figura 2.30 Esquema del espectrorradiómetro Li-Cor Li-1800

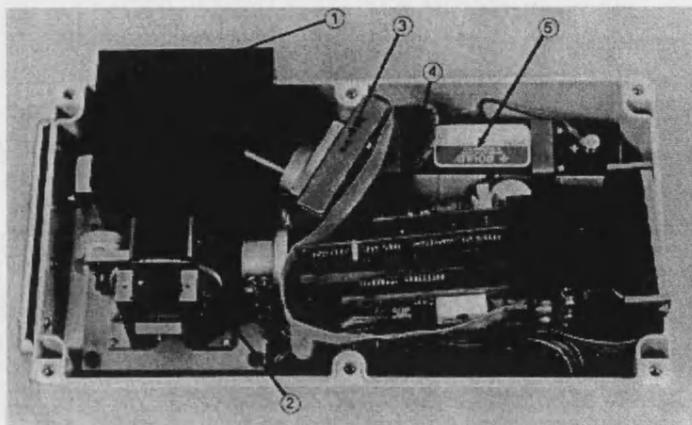


Figura 2.31 Interior del espectrorradiómetro. 1. monocromador; 2. rueda de filtros; 3. fotocélula de silicio con amplificador; 4. microprocesador; 5. batería recargable

Las Figuras 2.30 y 2.31 muestran los principales elementos que lo constituyen:

- **Bloque óptico**

Como se observa en la Figura 2.30 la radiación pasa por un difusor formado por una capa de PTFE de 0.0762 mm cuya función es corregir los efectos de dirección y posición de la radiación incidente tal y como se ilustra en la Figura 2.32. Las diferencias con respecto a la respuesta ideal del coseno son del orden de $\pm 8\%$ en el rango $[0, 70^\circ]$ y su campo de visión es de 180° . Un espejo dirige la radiación a una rueda de filtros cuyos rangos aparecen en la Tabla II.6. Una vez la radiación ha atravesado los filtros llega al monocromador simple, formado por una red holográfica de 600 líneas/mm. Las rendijas de entrada y de salida, de 0.5 mm, vienen fijadas por el fabricante. Por último la radiación llega al sensor, que es una fotocélula de silicio.

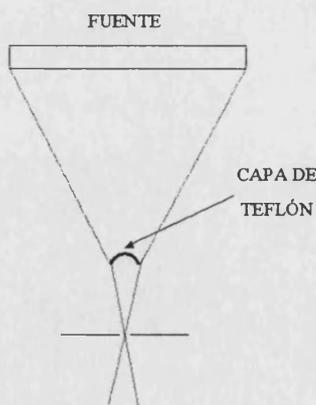


Figura 2.32 Efecto del difusor de PTFE del espectrorradiómetro

Tabla II.6 Rango de longitudes de onda de los filtros utilizados por el espectrorradiómetro LI-1800

Posición	rango (nm)
1	cerrado
2	299 – 348
3	349 – 418
4	419 – 558
5	559 – 678
6	679 – 775
7	776 – 938
8	939 – 2598
9	abierto (2599 - ...)

- **Bloque electrónico**

Está formado por un microprocesador de 7 bits que controla la adquisición de la señal (que se hace pasar por un amplificador) y su procesado (conversión de voltaje a información digital) y almacenamiento. También controla el motor que mueve la rueda de filtros y la red holográfica.

- **Interfaz de usuario**

A través de un ordenador portátil, con un software muy sencillo proporcionado por el fabricante, se controla el instrumento en modo terminal, ejecutando comandos de dos caracteres. Para ello se conecta el ordenador al espectrorradiómetro con un cable RS232. Es posible elegir el rango de medida, aplicar el fichero de calibrado, almacenar los datos y hacer con ellos un análisis preliminar. También permite especificar el número de medidas a tomar para ser promediadas, con el objetivo de disminuir la fracción señal-ruido. Aunque en realidad la fracción señal-ruido disminuye al aumentar el tiempo de integrado de cada medida (Kostkowski, 1997), en su lugar el fabricante propone realizar varias medidas y promediarlas.

Las rendijas de entrada y salida, ambas de 0.5 nm, determinan un valor de FWHM de 6 nm. Pese a este valor elevado el instrumento permite obtener valores de irradiancia con un paso de banda de un nanómetro. En la Figura 2.33 se muestra la función de apertura utilizando una distribución gaussiana.

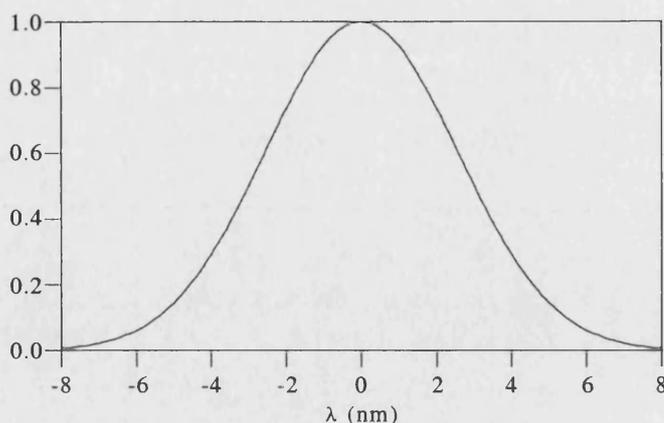


Figura 2.33 Función de apertura del espectrorradiómetro Li-1800

Este instrumento compensa su limitada precisión con respecto a otros (como el Optronic analizado anteriormente) con su fácil instalación, transporte y sencilla manipulación, así como su estabilidad, robustez y buen precio. Por ello es ampliamente utilizado actualmente en muchos campos de investigación

II.3.2 Configuraciones de medida utilizadas

Irradiancia solar global

El espectrorradiómetro está diseñado para medir la irradiancia global sin ningún tipo de complemento óptico, a través de la entrada provista de la cúpula de teflón. En la Figura 2.34 se muestra a modo de ejemplo una medida típica de irradiancia global, en la que se puede apreciar las bandas de absorción de los distintos componentes atmosféricos, especialmente las de vapor de agua.

Irradiancia solar directa

Un ejemplo de medidas de irradiancia directa en incidencia normal se muestra asimismo en la Figura 2.34. Para llevar a cabo esta medida se acopla un colimador sobre el puerto de entrada del instrumento. En el Apéndice C se describe cómo se ha diseñado el colimador utilizado y las dimensiones del mismo. Incluye un dispositivo de mira para alinear la entrada del difusor de coseno con el disco solar y así seleccionar la irradiancia directa. Para realizar las medidas se monta el espectrorradiómetro sobre un trípode con una rótula de tres ejes, que permite apuntarlo hacia el Sol, como se muestra en la Figura 2.35.

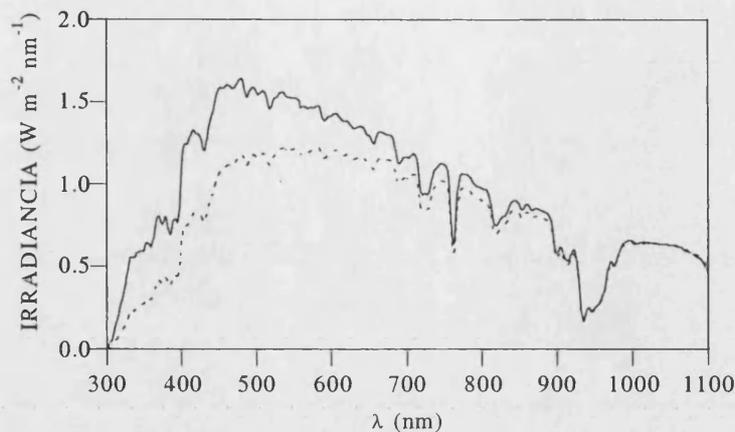


Figura 2.34 Ejemplo de medidas de irradiancia global horizontal (trazo continuo) y de irradiancia directa (trazo discontinuo). Valencia, día 15/07/99, masa óptica 1.10.



Figura 2.35 El Li-1800 con el colimador acoplado

II.3.3 Calibrado

Configuración de medida de irradiancia solar global

Para eliminar los problemas geométricos y de corriente de la lámpara durante el calibrado, Li-Cor ha diseñado un sistema (Li-Cor Optical Radiation Calibrator) que se muestra en la Figura 2.36. La fuente de calibrado es una lámpara halógena de tungsteno de 200 W, calibrada a una temperatura de color de 3150 K respecto a un estándar de trabajo NIST. El fabricante garantiza un cambio en la respuesta por debajo del 1% en 50 horas de uso.

La fuente de alimentación proporciona una corriente para la lámpara con una precisión del $\pm 0.1\%$. Tal y como aparece en la Figura 2.37 el espectrorradiómetro se adapta al dispositivo de calibrado, de modo que el difusor coseno queda orientado hacia la lámpara en el puerto de entrada, a una cierta distancia para la que se conoce la irradiancia emitida por la lámpara. En la Figura 2.38 se muestra el estándar de calibrado suministrado por el fabricante.

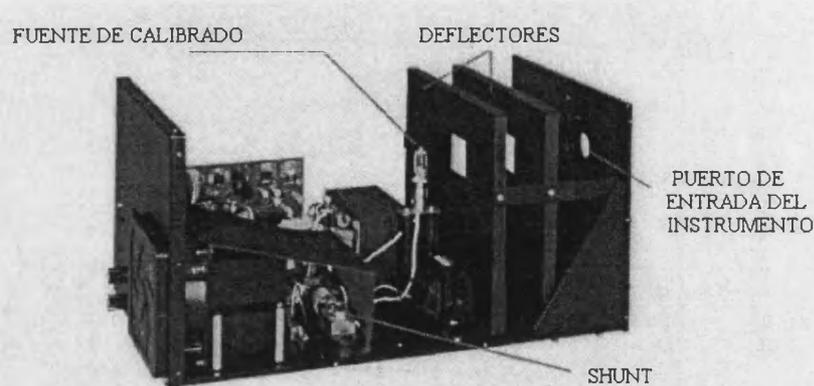


Figura 2.36 Dispositivo de calibrado del Li-1800



Figura 2.37 El Li-1800 ensamblado al dispositivo de calibrado

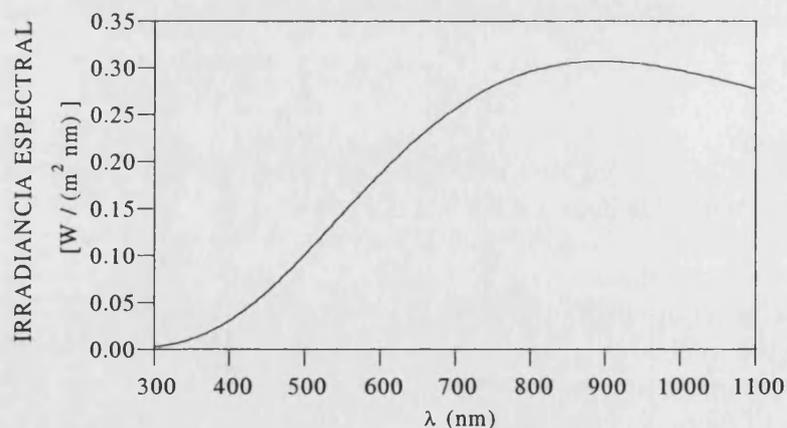


Figura 2.38 Irradiancia espectral de una lámpara halógena de tungsteno a una temperatura de color de 3150 K en el puerto de entrada del dispositivo de calibrado

Configuración de medida de irradiancia solar directa

Puesto que no se modifica la óptica de entrada del espectrorradiómetro, sino que solo se selecciona un haz de rayos proveniente en un determinado ángulo sólido, el calibrado obtenido para la irradiancia global es válido para la irradiancia directa. El que el ángulo

sólido subtendido por el colimador sea mayor que el subtendido por el Sol no plantea problemas con la irradiancia circumsolar, ya que, según se ha estimado con los códigos SKYRAD.PACK (Nakajima et al. 1996) y SMARTS2 (Gueymard, 1995) el error cometido es muy inferior al 1% para cualquiera que sea el contenido y tipo de aerosoles presentes en la atmósfera.

II.3.4 Intercomparación de espectrorradiómetros

En este apartado presentamos parte de los resultados obtenidos en el rango visible en el marco de la de la Primera Intercomparación Ibérica de Instrumentos UV-VIS (Sánchez-Muniosguren et al., 2001), que tuvo lugar en septiembre de 1999 en las instalaciones del INTA (Instituto Nacional de Técnica Aeroespacial) en El Arenosillo (Huelva). Todos los resultados se refieren al rango espectral 400-700 nm

Se utilizaron tres espectrorradiómetros Li-Cor 1800 y un Optronic 754. Los números de serie de los Li-Cor corresponden a RS-312 (Universitat de Barcelona), RS-415 (Universitat de València) y RS-487 (Universidad de Valladolid). Los dos primeros están provistos de un difusor de teflón a la entrada del detector, mientras que el instrumento de la Universidad de Valladolid utiliza un sensor remoto de coseno unido al instrumento mediante una fibra óptica. De aquí en adelante nos referiremos a estos instrumentos por las siglas BAL (Barcelona), UVL (Valencia) y VAL (Valladolid). El número de serie del Optronic es el 98202085, fue operado por miembros del Grupo de Radiación Solar de la Universitat de Valencia, y en los sucesivo nos referiremos a él como UVO. Todos estos instrumentos difieren en su FWHM, paso de longitud de onda y óptica de entrada. Además los limitadores de radiancia (colimadores) utilizados para medir la irradiancia directa poseen diferentes campos de visión (FOV).

No tenemos conocimiento de intercomparaciones previas de estas características, basadas en datos de irradiancia solar en el rango visible, ya que los instrumentos que se utilizan habitualmente para medidas de irradiancia espectral en este rango se calibran normalmente frente a lámparas de referencia (Kiedron et al. 1999). Una intercomparación similar fue llevada a cabo en el SERI (Solar Energy Research Institute) en 1987 (Myers, 1989), aunque sus resultados no están disponibles. Por lo tanto durante la intercomparación se siguieron, en la medida de lo posible, los procedimientos usados en las campañas de este tipo para medidas en el rango ultravioleta realizadas en los últimos años (Gardiner y Kirsch, 1995; Webb, 1997; Seckmeyer et al., 1998).

Durante los días 3 y 4 de septiembre se midió irradiancia solar global en un plano horizontal cada 15 minutos desde 6:30 a 17:45 GMT. Tres días después, durante la tarde del 7 de septiembre, una vez recalibrados los instrumentos en laboratorio respecto a una lámpara de referencia, se midió irradiancia solar directa en incidencia normal con los Licor de Valladolid y Valencia y el Optronic 754. Los colimadores, como ya se ha indicado presentaban FOVs diferentes. Los colimadores de los Li-Cor 1800 habían sido diseñados y construidos por cada grupo participante, siendo su FOV de 4.7° en el caso de Valencia y de 4.2° en el caso de Valladolid. El colimador del Optronic, suministrado por el fabricante cuenta con un FOV de 5.7°. Para las medidas de irradiancia directa los espectrorradiómetros fueron orientados al sol manualmente, y la imprecisión que conlleva este proceso no fue cuantificada.

Presentamos los resultados separadamente en dos apartados, uno correspondiente a irradiancia global sobre un plano horizontal y otro a irradiancia directa en incidencia normal. En cada caso se hace una distinción entre los obtenidos a partir de los datos antes y después de las correcciones llevadas a cabo de acuerdo con la calibración *in situ*.

Para comparar las series de datos espectrales se han utilizado los valores relativos de MBD, MAD y RSMD (Apéndice B). Con el fin de condensar los resultados sólo se presentan los promedios de estos indicadores estadísticos para cada serie de medidas espectrales. Estos valores promedios se han obtenido a partir de los 300 valores correspondientes a cada paso de 1 nm de longitud de onda en el rango comprendido entre 400 y 700 nm. A partir de estos valores promedio de MBD, MAD y RSMD, hemos obtenido indicadores estadísticos representativos de estos parámetros para cada uno de los días.

Resultados para irradiancia global horizontal

En este caso, los resultados proporcionados los Li-Cor han sido comparados entre sí. Para ello los dos días (03/09/99 y 04/09/99) para los que se llevaron a cabo medidas de irradiancia global han sido analizados separadamente. Se observa que al inicio y final de cada día los valores de MAD y RSMD son mucho mayores que en las horas centrales del día. Esto es debido, básicamente, al error introducido por el efecto coseno en las medidas de la irradiancia global en un plano horizontal para bajas alturas solares. Por este motivo se han ignorado las horas extremas centrándonos en el intervalo entre 08:00 GMT y 16:00 GMT. Para estas horas se tienen valores de la altura solar de 23° y 30° respectivamente, que corresponden aproximadamente a una masa óptica en torno a 2. Las Tablas II.7 (03/07/99) y II.8 (04/09/99) resumen los resultados en este intervalo de alturas solares sin aplicar ningún factor corrector a los datos experimentales. En las tablas aparecen, para cada día, el valor máximo y mínimo de MBD, MAD y RSMD, así como su media y su mediana.

En relación a los resultados obtenidos al comparar los instrumentos dos a dos, y centrándonos en los valores de la mediana, se observa que las diferencias son mayores cuando uno de los dos instrumentos considerados es el Li-Cor de Valladolid. Esto podría ser debido al uso de la fibra óptica por este instrumento. Durante las medidas de global los instrumentos de Valencia y Barcelona se programaron para que adquirieran los datos automáticamente, mientras que el Li-Cor de Valladolid operaba de modo manual midiendo irradiancia directa y global alternativamente. Pensamos que este procedimiento de medida puede haber originado imprecisiones debidas tanto al alineamiento del sensor coseno como a movimientos de la fibra óptica.

Tabla II.7 Irradiancia global horizontal. Día 03/09/99 (datos no corregidos)

UVL-BAL			
	UVL-BAL		(%)
Mínimo	-8.2	0.8	1.2
Máximo	8.7	8.7	8.8
Media	-0.2	4.1	4.3
Mediana	-0.2	3.8	4.0

UVL-VAL			
	MBD(%)	MAD(%)	RSMD(%)
Mínimo	-14.4	1.1	1.4
Máximo	3.4	14.4	14.5
Media	-6.8	7.1	7.2
Mediana	-7.2	7.2	7.3
VAL-BAL			
	MBD(%)	MAD(%)	RSMD(%)
Mínimo	-12.9	0.9	1.2
Máximo	2.0	12.9	13.0
Media	-5.9	6.1	6.2
Mediana	-5.8	5.8	5.9

Tabla II.8 Irradiancia global horizontal. Día 04/09/99 (datos no corregidos)

UVL-BAL			
	MBD(%)	MAD(%)	RSMD(%)
Mínimo	-8.6	0.9	1.1
Máximo	9.1	10.7	14.8
Media	-0.1	5.3	5.9
Mediana	-0.8	5.4	5.8
UVL-VAL			
	MBD(%)	MAD(%)	RSMD(%)
Mínimo	-26.2	3.0	3.3
Máximo	-1.0	26.2	26.2
Media	-10.8	11.1	11.7
Mediana	-10.0	10.0	10.5
VAL-BAL			
	MBD(%)	MAD(%)	RSMD(%)
Mínimo	-19.0	4.5	4.6
Máximo	-4.5	19.0	19.0
Media	-10.7	10.9	11.2
Mediana	-10.1	10.2	10.5

En cualquier caso, los resultados muestran que estos instrumentos son adecuados para medir irradiancia global en el rango visible y que dan valores comparables entre sí para masas ópticas menores que 2, incluso con ópticas de entrada diferentes, distintos procedimientos de medida y sin un calibrado previo respecto a una misma lámpara de referencia.

Una vez se establecieron los factores de calibrado, los datos se corrigieron para efectuar de nuevo el análisis descrito anteriormente. Los resultados del mismo se reflejan en las Tablas II.9 (día 3) y II.10 (día 4), en las que se ha tenido en cuenta nuevamente la restricción para alturas solares inferiores a 30°.

Tabla II.9 Irradiancia global horizontal. Día 03/09/99 (datos corregidos)

UVL-BAL			
	MBD(%)	MAD(%)	RSMD(%)
Mínimo	-6.4	0.9	1.2
Máximo	9.9	9.9	10.0
Media	2.5	4.4	4.5
Mediana	2.5	3.9	4.0
UVL-VAL			
	MBD(%)	MAD(%)	RSMD(%)
Mínimo	-6.2	0.7	1.1
Máximo	11.6	11.6	11.7
Media	3.9	4.6	4.8
Mediana	4.3	4.4	4.6
VAL-BAL			
	MBD(%)	MAD(%)	RSMD(%)
Mínimo	-8.4	0.8	1.2
Máximo	6.5	8.4	8.5
Media	-1.5	3.3	3.4
Mediana	-1.3	2.7	2.8

Se observa que, cuando se utilizan los valores corregidos, las desviaciones para el día 3 son significativamente menores que las correspondientes al día 4, lo que parece indicar la presencia de nubes altas (no detectadas a simple vista) a los largo de este día. Los resultados de la comparación UVL-BAL permanecen prácticamente invariables, mientras que las comparaciones que involucran al VAL mejoran significativamente, aproximadamente un 3% en el valor de la media.

Tabla II.10 Irradiancia global horizontal. Día 04/09/99 (datos corregidos)

UVL-BAL			
	MBD(%)	MAD(%)	RSMD(%)
Mínimo	-7.4	1.0	1.4
Máximo	10.3	10.8	14.8
Media	1.8	5.6	6.2
Mediana	2.5	5.7	6.4
UVL-VAL			
	MBD(%)	MAD(%)	RSMD(%)
Mínimo	-1.8	1.1	1.4
Máximo	23.4	23.4	23.5
Media	8.0	8.8	9.4
Mediana	7.2	7.6	8.0
VAL-BAL			
	MBD(%)	MAD(%)	RSMD(%)
Mínimo	-14.5	0.5	0.7

Máximo	0.0	14.5	14.5
Media	-6.3	6.6	7.0
Mediana	-5.7	5.9	6.7

Como resumen, la Tabla II.11 presenta la mediana de MAD y RSMD para los valores experimentales no corregidos (UC) y los corregidos (C) para cada uno de los días de medida. Podemos observar que si consideramos el MAD como un indicador de desviaciones no sistemáticas, en ningún caso los valores corregidos superan el 8%, lo cual indica la adecuación de los Li-Cor para este tipo de medidas siempre y cuando la masa óptica sea inferior a 2.

Tabla II.11 Irradiancia global horizontal. Desviaciones (%) correspondientes a la mediana. Valores corregidos (C) y no corregidos (NC)

030999				
	MAD (UC)	RSMD (UC)	MAD (C)	RSMD (C)
UVL-BAL	3.8	4.0	3.9	4.0
UVL-VAL	7.2	7.3	4.4	4.6
BAL-VAL	5.8	5.9	2.7	2.8
040999				
	MAD (UC)	RSMD (UC)	MAD (C)	RSMD (C)
UVL-BAL	5.4	5.8	5.7	6.4
UVL-VAL	10.0	10.5	7.6	8.0
BAL-VAL	10.2	10.5	5.9	6.7

Resultados para irradiancia directa

Las medidas de irradiancia directa se efectuaron durante un único día (07/09/99) utilizando UVL, VAL y UVO. El procedimiento seguido para analizar los resultados es el mismo que se ha descrito previamente para la irradiancia global horizontal, con la salvedad de que cuando se mide irradiancia directa el efecto coseno es irrelevante. Presentamos en primer lugar la comparación de los Li-Cor entre sí y seguidamente la comparación de éstos con el Optronic 754.

Al igual que para la irradiancia global, hemos analizado únicamente los valores correspondientes al intervalo 400-700 nm, sin y con la corrección proporcionada por el calibrado frente a la lámpara de laboratorio. La Tabla II.12 muestra los valores máximo, mínimo y promedio de los parámetros MBD, MAD y RSMD. Los resultados de la comparación UVL-VAL presentan valores negativos para el MBD, lo que indica que los valores registrados para VAL son sistemáticamente mayores que para UVL. Sin embargo las diferencias son del mismo orden que las imprecisiones que se asignan normalmente a este tipo de instrumentos en el rango visible (5%). En algunos casos, a pesar de los distintos FOVs de los colimadores utilizados, las diferencias son menores que las encontradas para las medidas de irradiancia global. Esto nos permite afirmar que

los Li-Cor son adecuados para la medida de la irradiancia solar directa, y los resultados que proporcionan son comparables, incluso cuando la óptica del receptor y el FOV del colimador son diferentes.

*Tabla II.12 Irradiancia directa. Día 07/09/99 (valores no corregidos).
Comparación UVL-VAL.*

	MBD(%)	MAD(%)	RSMD(%)
Mínimo	-8.8	1.6	1.6
Máximo	-1.6	8.8	8.9
Media	-4.9	4.9	5.3
Mediana	-5.1	5.1	5.4

Cuando utilizamos los valores corregidos tras la calibración en laboratorio obtenemos los resultados que se han resumido en la Tabla II.13. Se observa una reducción de aproximadamente el 50% en las diferencias respecto a los valores no corregidos, con un valor medio del RSMD del orden del 3% para el rango visible. Se observa también que el valor medio del MBD es positivo. Este es un resultado más lógico que el obtenido para los datos sin corregir, ya que el colimador del UVL tiene un FOV mayor y por tanto cabe esperar una mayor contribución de la radiación circunsolar en este caso.

*Tabla II.13 Irradiancia directa. Día 07/09/99 (valores corregidos).
Comparación UVL-VAL*

	MBD(%)	MAD(%)	RSMD(%)
Mínimo	17.8	1.1	1.6
Máximo	36.3	6.0	6.3
Media	29.3	2.3	3.0
Mediana	28.8	2.4	3.0

Para los valores de irradiancia directa hemos comparado además los valores proporcionados por los Li-Cor 1800 con los obtenidos con el Optronics 754. La Tabla II.14 muestra los valores medios de MBD, MAD y RSMD de esta comparación usando los valores no corregidos. A su vez, la Tabla II.15 muestra los valores medios del MBD, MAD y RSMD de la comparación utilizando los valores corregidos. Todas las diferencias son del mismo orden, o incluso inferiores, que las precisiones de los instrumentos.

*Tabla II.14 Irradiancia directa. Día 07/09/99 (valores no corregidos).
Comparación Optronics y Li-Cor*

Li-Cor	MBD(%)	MAD(%)	RSMD(%)
VAL	-3.2	5.2	4.1
UVL	1.3	1.6	2.2

Tabla II.15 Irradiancia directa. Día 07/09/99 (valores corregidos)
Comparación Optronic y Li-Cor

Li-Cor	MBD(%)	MAD(%)	RSMD(%)
VAL	-1.1	1.6	3.1
UVL	1.0	1.9	3.1

II.3.5 Desarrollo de un sistema para la adquisición automatizada de medidas

En nuestro laboratorio disponemos de dos espectrorradiómetros de este tipo que se han automatizado para la medida continua de irradiancia directa y global. Para evitar que los instrumentos permanezcan a la intemperie se les ha acoplado una fibra óptica, suministrada por el fabricante y que posee una longitud de 1.7 m, en el extremo de la cual se coloca un sensor remoto de coseno de pequeñas dimensiones. El sistema formado por la fibra óptica y el sensor sustituye al receptor de coseno, y se acopla al espectrorradiómetro en el lugar de éste. La longitud de la fibra óptica condiciona tanto la ubicación del sistema de medida como el diseño del seguidor solar para la medida de directa, tal y como veremos más adelante. Las medidas de irradiancia directa se realizan acoplando un tubo limitador de radiancia, con un campo de apertura de 5°.

Para la medida continua de la irradiancia directa se ha diseñado un seguidor solar basado en motores de paso. Tanto el seguidor como los espectrorradiómetros se comandan desde un PC mediante un software desarrollado específicamente para este sistema de medida. El conjunto de toda la estación de medida viene esquematizado en la Figura 2.39.

El seguidor solar para la medida de la irradiancia directa ha sido desarrollado por el Instituto de Robótica de la Universitat de Valencia (Ferruz, 1999), en colaboración con miembros del Grupo de Radiación Solar. Para su diseño se partió de los siguientes requisitos:

- Seguir la trayectoria del Sol con un error máximo de 2° sobre la posición de éste.
- Gobernar el espectrorradiómetro, de modo que las medidas realizadas por él estén sincronizadas con la posición del sistema.
- Funcionar de forma automática, de forma que pueda transcurrir hasta una semana sin necesidad de supervisión humana.
- Regresar cada noche a la posición de reposo, evitando girar sobre sí mismo ya que esto ocasionaría el arrollamiento de la fibra óptica sobre el seguidor y la eventual ruptura de la misma

El desarrollo del seguidor supuso tanto la parte de hardware como la de software. En cuanto al hardware fue necesario diseñar la plataforma mecánica que debe estar al exterior y soportar el colimador y la fibra óptica, y elegir los actuadores y reductores que hagan moverse todo el sistema. Respecto al software, éste debía ser capaz de conseguir, al menos, los siguientes objetivos: realizar el control del seguidor para

alinearlo con el Sol, implementar las ecuaciones que modelan el movimiento relativo Sol-Tierra, y realizar el control de los espectrorradiómetros para la toma de medidas, sincronizando el sistema de seguimiento con los sensores de medida.

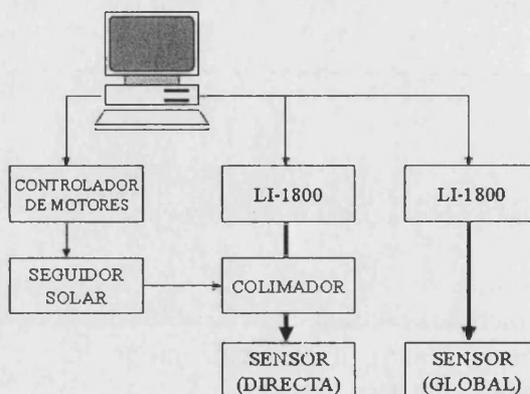


Figura 2.39 Esquema del sistema de medida

El sistema se diseñó para que el seguidor realizase movimientos en dos planos hasta alinear el colimador con el Sol, una de rotación en el plano del azimut, sobre una base fija, y otro de rotación en el plano principal del Sol, lo que permite disponer de dos grados de libertad. La elección de la estructura mecánica se realizó teniendo en cuenta que debía soportar el colimador y la fibra óptica. Para reducir el peso, el colimador se fabricó de PVC, sin lentes, con lo que su peso no supera 1 kg. El sistema por el que se optó está formado por una base fija anclada al suelo, formada por dos paredes laterales y una base situada encima de estas. Sobre esta base se coloca otra estructura inversa que gira y soporta al colimador. En esta base de la estructura inferior se coloca el actuador que hace girar la estructura superior, y en una de las paredes laterales de la estructura superior se fija el segundo actuador.

La unión entre ambas estructuras se consigue mediante un eje actuador-reductor y un rodamiento cilíndrico. La fijación del colimador a la estructura superior se realiza mediante una abrazadera sujeta en un extremo al eje actuador-reductor que se encarga de controlar la altura solar. Toda la estructura está realizada en aluminio de 1 cm de grosor. Se ha elegido este material por varias razones: es fácilmente manipulable, soporta perfectamente la intemperie y su peso no supone un problema añadido para el desarrollo de la estructura.

Para los sistemas de actuación se ha optado por los motores paso a paso frente a la alternativa de los de corriente continua por varias razones. Entre otras, la sencillez de control de los mismos para realizar el posicionamiento, y el alto par de sostenimiento, muy útil en este caso ya que la mayor parte del tiempo el sistema estará parado y es necesario mantener fija la estructura. Como contrapartida presentan el inconveniente de que la resolución máxima viene fijada por las bobinas, por lo que para conseguir la resolución requerida es necesario utilizar reducciones. De entre las posibles soluciones disponibles para conseguirlo (cajas reductoras, correas dentadas, tornillos sinfín) se optó por las cajas reductoras. De esta forma se consigue una mayor resolución del motor y un

aumento del par del mismo. Los motores utilizados fueron motores de paso de cuatro fases, con un paso de 1.8° . Están alimentados a 12 V con un consumo de 0.6 A. Su par de retención es de 500 mN m y el de detención de 30 mN m. Las cajas reductoras fueron de relación 25:1, que permiten 0.072 grados/paso, suficiente para los objetivos deseados. El control de los motores de pasos se realiza mediante una placa de potencia especialmente diseñadas para este tipo de motores, provista de una interfaz compatible que se conecta al puerto paralelo de un PC mediante optoacopladores.

Por último, para dotar al sistema de un punto de referencia a partir del cual se ubicase en la posición correcta, se han utilizado dos sensores on/off que indican la posición de inicio para cada uno de los grados de libertad del sistema. Son detectores de paso ópticos, formados por un diodo emisor (LED) y un fotodetector que trabajan en el infrarrojo. Para cortar los sensores en la posición deseada, se han utilizado testigos fijos de aluminio que identifican el este geográfico y la altura solar cero.

En la Figura 2.40 se muestra el seguidor, en una instalación provisional durante la fase de pruebas. En la instalación definitiva, el brazo que soporta la plataforma permite salvar totalmente la altura del edificio, con lo que se evita cualquier tipo de sombras. En el diseño del software se pueden distinguir dos módulos perfectamente diferenciados, uno para el control de los espectrorradiómetro y la toma de medidas, y otro para el control del seguidor y su posicionamiento. El primero de estos módulos se ha realizado partiendo de un diseño basado en capas. En el nivel más bajo se encuentra la capa encargada de la "Gestión de comunicaciones". En el nivel intermedio se ha colocado una capa que correspondería al "Generador de comandos y control de respuestas". En la capa superior se ha ubicado el "Procesado de datos y almacenamiento". Esta última capa tiene como objetivo el interpretar los datos que le devuelven las capas interiores y mostrarlos en una representación válida para el usuario.

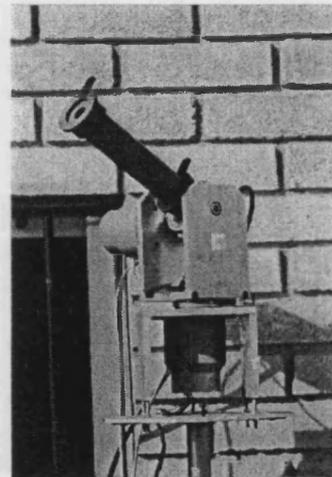


Figura 2.40 Seguidor solar

En el módulo encargado del control del seguidor y posicionamiento se realizan las funciones correspondientes al movimiento relativo del Sol, control de motores, ajuste y retorno a la posición de reposo y alarmas y sensores. Los sensores encargados de posicionar el sistema se gestionan mediante un módulo que hace de interfaz entre el acceso al puerto paralelo para la obtención del estado y el resto del programa. Utilizando estos sensores se han definido alarmas en diferentes niveles, que cubren desde simples llamadas informativas hasta alarmas graves en caso de desalineación del sistema.

Todo el software ha sido desarrollado en C++ Builder bajo entorno Windows, que permite desarrollar el diseño de capas del módulo de control de forma muy sencilla, prácticamente mediante una simple traslación entre el diseño y la implementación. Todas las ecuaciones necesarias para el módulo de control del seguidor se han

implementado como una librería. La pantalla de inicio de la aplicación muestra varias opciones agrupadas en Menús, cuyas principales características de éstos son las siguientes:

- "Fichero", permite seleccionar las operaciones a realizar por los archivos del software del Li-Cor.
- "Configuración", contiene los parámetros de comunicaciones, coordenadas geográficas y calibrado del instrumento de medida.
- "Ver", visualiza los parámetros del Li-cor (fecha, batería interna, etc.).
- "Medida", fija los parámetros del escaneo.
- "Motores", permite el ajuste de posición en altura y azimut, bloqueo y desbloqueo de motores, y regreso a la posición de inicio. La opción "ajustar posición", incluida en este Menú, se muestra en la Figura 2.41.

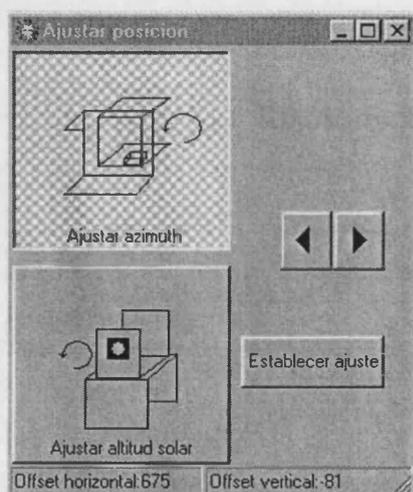


Figura 2.41 Pantalla ajuste posición

El objetivo perseguido con este sistema experimental es doble, obtener datos de irradiancia solar espectral, y aplicar estos datos a la caracterización de los aerosoles atmosféricos. Por lo tanto la estructura de la base de datos debe tener en cuenta ambas consideraciones. Actualmente la base de datos está en período de diseño (Cañada et al, 2002), y los datos se almacenan en el disco duro del PC que controla el sistema, que realiza las tareas de servidor.

II.4 El fotómetro Microtops II

II.4.1 Descripción del instrumento

El Microtops II es un fotómetro de uso manual capaz de medir la columna total de ozono, el contenido en vapor de agua precipitable y el espesor óptico de aerosoles a 1020 nm. Su aspecto externo se muestra en la Figura 2.42. Dispone de 5 canales, cada

uno de ellos formado por un colimador, con un campo de visión de 2.5° y deflectores para eliminar las reflexiones internas, un filtro interferencial de banda estrecha y un fotodiodo adecuado para cada longitud de onda. Tres de los canales se utilizan para determinar la columna de ozono, y los otros para determinar el contenido en vapor de agua y el espesor óptico de aerosoles, aunque en nuestro caso esta última medida no se ha utilizado. En la Tabla II.16 aparecen las longitudes de onda nominales de cada canal y la FWHM del filtro interferencial correspondiente. Según el fabricante, la imprecisión debida a la no linealidad se mantiene por debajo del 0.002% y la imprecisión combinada es del 1-2%.



Figura 2.42 Fotómetro Microtops II

Tabla II.16 Características de los canales del fotómetro Microtops II

CANAL	LONGITUD DE ONDA (nm)	FWHM	MEDIDA
1	300.0±0.3	2.4±0.4	ozono
2	305.5±0.3	2.4±0.4	ozono
3	312.5 ±0.3	2.4±0.4	ozono
4	940.0±1.5	10.0±1.5	vapor de agua precipitable
5	1020.0±1.5	10.0±1.5	espesor óptico de aerosoles

II.4.2 Determinación del vapor de agua precipitable

Está basada en la medida de irradiancias en un par de longitudes de onda en el infrarrojo: 940 nm (una banda fuerte de absorción de vapor de agua) y 1020 nm (que sólo se ve afectada por los aerosoles). En cualquier banda de absorción (como la utilizada por el canal 4) la ecuación de Bouguert-Lambert-Beer toma la forma

$$\frac{I_{n\lambda_4}}{I_{0\lambda_4}} = \exp(-k_{a\lambda_4} m - a (w m)^b) \quad (2.8)$$

donde w es el contenido en vapor de agua precipitable, y a y b son constantes correspondientes al filtro utilizado, a obtener numéricamente. El fabricante ha determinado a y b ajustando las medidas obtenidas con el aparato a las simuladas con un modelo de transferencia radiativa para la atmósfera estándar de EE.UU. (US Standard Atmosphere) para distintas masa ópticas.

Para el canal de 1020 nm (canal 5), el efecto del vapor de agua es despreciable, por lo que la ecuación anterior tomará la forma

$$\frac{I_{n\lambda_5}}{I_{0\lambda_5}} = \exp(-k_{a\lambda_5} m) \tag{2.9}$$

Por lo tanto, a partir de la medida de irradiancia en ese canal será posible obtener el coeficiente de extinción de los aerosoles, una vez obtenido $I_{0\lambda_5}$ mediante un calibrado Langley. Utilizando el modelo de transferencia radiativa para una atmósfera estándar, y suponiendo constante el resto de las condiciones, se ha encontrado la relación

$$k_{a\lambda_4} = 1.16 k_{a\lambda_5} \tag{2.10}$$

Aplicando logaritmos a (2.8) tendremos

$$\ln(I_{n\lambda_4}) + k_{a\lambda_4} m = \ln(I_{0\lambda_4}) - a (w m)^b \tag{2.11}$$

en donde $\ln(I_{0\lambda_4})$ se obtiene a partir de la ordenada en el origen determinada por el método Langley.

Combinando adecuadamente las ecuaciones anteriores podemos obtener el contenido en vapor de agua precipitable a partir de la expresión

$$w = \left[\frac{\ln\left(\frac{I_{0\lambda_4}}{I_{n\lambda_4}}\right) - 1.16 \ln\left(\frac{I_{0\lambda_5}}{I_{n\lambda_5}}\right)}{a m^b} \right]^{1/b} \tag{2.12}$$

II.4.3 Determinación de la columna de ozono

Escribiendo la ecuación de Bourguer-Lambert-Beer en términos de transmisividades

$$I_{n\lambda} = I_{0\lambda} \tau_{\lambda} = I_{0\lambda} \tau_{w\lambda} \tau_{R\lambda} \tau_{g\lambda} \tau_{a\lambda} \tag{2.13}$$

Las longitudes de onda que utiliza el fotómetro para la determinación del ozono se encuentran en bandas de absorción del ozono, por lo que las transmisividades del vapor de agua y mezcla de gases pueden considerarse de valor unidad, de forma que

$$\tau_{o\lambda} = \frac{I_{n\lambda}}{I_{0\lambda} \tau_{a\lambda} \tau_{R\lambda}} \quad (2.14)$$

Para calcular la transmisividad del ozono se utiliza la técnica conocida como absorción diferencial, consistente en tomar dos longitudes de onda diferentes y muy próximas (i,j) en una banda de absorción de ozono. Para ellas se cumplirá

$$\tau_{o\lambda_i} = \frac{I_{n\lambda_i}}{I_{0\lambda_i} \tau_{a\lambda_i} \tau_{R\lambda_i}} \quad (2.15)$$

$$\tau_{o\lambda_j} = \frac{I_{n\lambda_j}}{I_{0\lambda_j} \tau_{a\lambda_j} \tau_{R\lambda_j}} \quad (2.16)$$

Como las longitudes de onda están cercanas es posible considerar que la transmisividad debida a los aerosoles es prácticamente la misma en ambas, por lo que a partir de (2.15) y (2.16) se obtiene

$$\frac{\tau_{o\lambda_i}}{\tau_{o\lambda_j}} = \frac{I_{n\lambda_i} I_{0\lambda_j} \tau_{R\lambda_j}}{I_{n\lambda_j} I_{0\lambda_i} \tau_{R\lambda_i}} \quad (2.17)$$

La transmisividad del ozono puede expresarse como

$$\tau_{o\lambda} = \exp(-k_{o\lambda} \text{Oz } m_{\text{oz}}) \quad (2.18)$$

donde m_{oz} es la masa óptica para el ozono.

Por lo tanto tendremos

$$\frac{I_{n\lambda_i} I_{0\lambda_j} \tau_{R\lambda_j}}{I_{n\lambda_j} I_{0\lambda_i} \tau_{R\lambda_i}} = \exp(-(k_{o\lambda_i} - k_{o\lambda_j}) \text{Oz } m_{\text{oz}}) \quad (2.19)$$

Para el coeficiente de extinción del ozono el fabricante utiliza la parametrización de Molina y Molina (1986).

$$k_{o\lambda} = 2.1349 \times 10^{19} \exp(-0.14052 \lambda) \quad (2.20)$$

A su vez, la masa óptica para el ozono se obtiene a partir de

$$m_{\text{oz}} = \frac{1}{\sqrt{1 - v \sin^2 \theta}} \quad (2.21)$$

con

$$v = \frac{(R + r)^2}{(R + h)^2} \quad (2.22)$$

siendo R el radio medio de la Tierra (6371 km), r la altitud del lugar de medida y h la altura de la capa de ozono respecto al nivel del mar, que se suele aproximar por

$$h \text{ (km)} = 16 - 0.1 \text{ latitud } (^\circ) \quad (2.23)$$

La transmisividad debida a la dispersión de Rayleigh se obtiene de

$$\tau_{\text{RA}} = \exp(-k_{\text{RA}} m P / P_0) \quad (2.24)$$

siendo P / P_0 la corrección debida a la presión del lugar de medida respecto a la presión a nivel del mar.

El fabricante ha implementado en el aparato el coeficiente de extinción propuesto por Penndorf para la dispersión de Rayleigh (Penndorf, 1957)

$$k_{\text{RA}} = (16.407 - 0.085284 \lambda + 0.00011522 \lambda^2) \quad (2.25)$$

Con todo ello, a partir de (2.19) obtenemos

$$Oz_{i-j} = \frac{\left[\ln \left(\frac{I_{0\lambda_i}}{I_{0\lambda_j}} \right) - \ln \left(\frac{I_{n\lambda_i}}{I_{n\lambda_j}} \right) - (k_{\text{RA}i} - k_{\text{RA}j}) m P / P_0 \right]}{(k_{o\lambda_i} - k_{o\lambda_j}) m_{oz}} \quad (2.26)$$

donde los valores de $I_{0\lambda_i}$ y $I_{0\lambda_j}$ se obtienen a partir de un calibrado Langley.

El resultado de contenido de ozono obtenido a partir de esta última ecuación se multiplica por 1000 para obtener directamente la lectura en unidades Dobson (DU). El instrumento presenta directamente en pantalla dos valores de ozono, obtenidos combinando los canales 1/2 y 2/3 respectivamente. También proporciona un valor corregido de ozono, Oz_{corr} , que hace uso de las medidas en los tres canales, a través de la expresión

$$Oz_{\text{corr}} = \left\{ \left[\ln \left(\frac{I_{0\lambda_1}}{I_{0\lambda_2}} \right) - \ln \left(\frac{I_{n\lambda_1}}{I_{n\lambda_2}} \right) \right] - [(k_{\text{RA}1} - k_{\text{RA}2}) - (k_{\text{RA}2} - k_{\text{RA}3})] m P / P_0 \right\} \cdot \frac{1}{[(k_{o\lambda_1} - k_{o\lambda_2}) - (k_{o\lambda_2} - k_{o\lambda_3})] m_{oz}} \quad (2.27)$$

II.4.4 Comparación de los valores de ozono con los proporcionados por un Brewer

El espectrorradiómetro Brewer (Figura 2.43) es utilizado en la actualidad como el estándar para la medida de ozono, siguiendo la metodología descrita por Brewer (1973). Ha demostrado su validez en numerosas campañas de intercomparación (Gardiner y Kirsch, 1995; Webb, 1997; Seckmeyer et al., 1998).

Su entrada está provista de dos configuraciones ópticas diferentes que permiten la medida de la irradiancia global (a través de una cúpula) y la medida de irradiancia directa (a través de un prisma que apunta directamente al Sol). Esta última configuración también se utiliza para su calibrado mediante lámparas (Vilaplana, 2001). Sus características principales están resumidas en la Tabla II.17.

El espectrofotómetro es un Elbert modificado, que en el caso del modelo Brewer MK-III está constituido por un monocromador doble que opera con una red holográfica de difracción. El primer monocromador dispersa la luz en el plano focal donde están posicionadas seis aperturas de salida para las longitudes de onda de 302.2 (utilizada para la calibración con lámpara de mercurio), 306.3, 310.1, 315.5, 316.8 y 320.1 nm, con una resolución (FWHM) de 0.6 nm. El segundo monocromador cumple la función de filtrar la luz dispersada. Los modelos Brewer MK-II y Brewer MK-IV sólo incorporan un monocromador. Permite dos posibilidades de funcionamiento: una rápida (aproximadamente 3 minutos), que se utiliza para medir el ozono y otra lenta (8-9 minutos) para la medida de la radiación ultravioleta en el rango espectral comprendido entre 286.5 nm y 363 nm.

El principio de medida de la columna total de ozono se basa en el cálculo de medidas relativas de la intensidad de la radiación para ciertas longitudes de onda: $\lambda_1 = 306.3$ nm, $\lambda_2 = 310.1$ nm, $\lambda_3 = 313.5$ nm, $\lambda_4 = 316.8$ nm, $\lambda_5 = 320.1$ nm. La longitud de onda más baja, λ_1 , está localizada en un máximo de absorción de ozono, mientras que λ_2 y λ_5 están situadas en un mínimo.

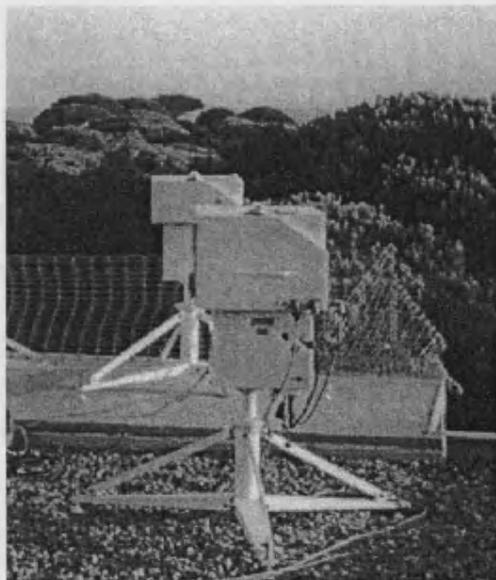


Figura 2.43 El espectrorradiómetro Brewer

Tabla II.17 Características del espectrorradiómetro Brewer

Respuesta espectral	286.5 - 363.0 nm
Respuesta coseno	5% para un ángulo cenital solar hasta 60°
Precisión	1% (medidas de ozono en dirección solar)
Resolución	0.6 nm a 303.2, 306.3, 310.1 313.5, 316.8, 320.1 nm
Dimensiones	70 x 46 x 34 cm.
Peso	34 kg (90 kg sistema entero)
Rango de temperatura ambiental	- 20 °C hasta + 40 °C

Los Brewer empleados en la red radiométrica española participaron, previamente a su instalación en la red, en una intercomparación llevada a cabo en septiembre de 1999 en la Estación de Sondeos Atmosféricos de El Arenosillo, dependiente del INTA (Instituto Nacional de Técnica Aeroespacial) (Sánchez-Muniosguren et al., 2001).

Durante esta intercomparación se realizaron medidas, simultáneas a los Brewers, con varios Microtops II los días 3, 4, 6 y 7 de septiembre de 1999. En la Tabla II.18 se muestran los intervalos de tiempo en los que se realizaron dichas medidas.

Las Figuras 2.44 y 2.45 muestran los resultados correspondientes a las desviaciones MBD y MAD relativas de los valores de ozono determinados por el Microtops de Valencia frente a los del Brewer 150 del INTA. La Tabla II.19 muestra un resumen de estos mismos resultados.

Tabla II.18 Medidas realizadas con el MICROTOSPS II y el Brewer MK-III

DIA	MICROTOSPS II	Brewer 150
03/09/99	06:30 – 17:30 GMT	07:12 – 17:56 GMT
04/09/99	07:10 – 14:47 GMT	07:42- 17:46 GMT
06/09/99	07:00 – 11:30 GMT	07:42- 16:19 GMT
07/09/99	13:45 – 17:30 GMT	07:52- 17:24 GMT
TOTAL DE MEDIDAS: 144		TOTAL DE MEDIDAS : 210

Un análisis más detallado de estos datos, teniendo en cuenta la altura solar, se muestra en las Figuras 2.46 y 2.47. En ellas observamos que la desviación entre las medidas de ozono de los distintos canales del Microtops es mayor para alturas solares bajas. Ello puede ser debido a que las aproximaciones que se introducen en el método de absorción diferencial introducen un error mayor cuando menor es la altura solar. En la Tabla II.20 se muestran los resultados obtenidos cuando limitamos el análisis a alturas solares superiores a los 20°. En este caso las desviaciones disminuyen sensiblemente, obteniéndose los mejores resultados para la medida de ozono Oz_{corr} .

Tabla II.19 Desviaciones de las medidas de ozono hechas con el Microtops respecto a las obtenidas con el Brewer 150. Analizados 59 valores

	MBD(%) Oz ₁₋₂	MBD(%) Oz ₂₋₃	MBD(%) Oz _{corr}	MAD(%) Oz ₁₋₂	MAD(%) Oz ₂₋₃	MAD(%) Oz _{corr}
Mínimo	-25.5	-78.6	-17.2	0.0	3.1	0.6
Máximo	30.9	23.5	53.7	30.9	78.6	53.7
Media	-1.6	-9.9	3.6	4.3	11.7	5.4
Mediana	-2.4	-9.5	2.9	2.9	10.5	3.4
RMS	6.9	15.2	9.5	6.9	15.2	9.5
σ	6.8	11.7	8.9	5.4	9.9	7.8

Tabla II.20 Desviaciones de las medidas de ozono hechas con el Microtops respecto a las obtenidas con el Brewer 150 para alturas solares mayores de 20°. Analizados 51 valores

	MBD(%) Oz ₁₋₂	MBD(%) Oz ₂₋₃	MBD(%) Oz _{corr}	MAD(%) Oz ₁₋₂	MAD(%) Oz ₂₋₃	MAD(%) Oz _{corr}
Mínimo	-25.5	-78.6	-17.2	0.0	3.1	0.6
Máximo	3.5	23.5	7.5	25.5	78.6	17.2
Media	-3.2	-11.4	2.0	3.6	12.3	3.8
Mediana	-2.7	-10.9	2.5	2.7	11.0	3.0
RMS	5.3	16.0	4.7	5.3	16.0	4.7
σ	4.3	11.4	4.3	4.0	10.3	2.8

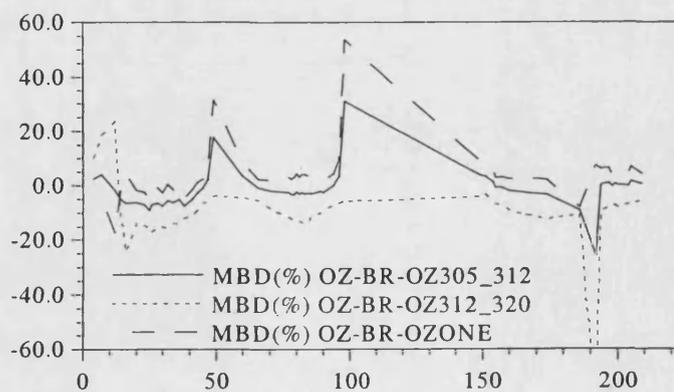


Figura 2.44 MBD (%) de las medidas realizadas en las distintas bandas del Microtops respecto al Brewer

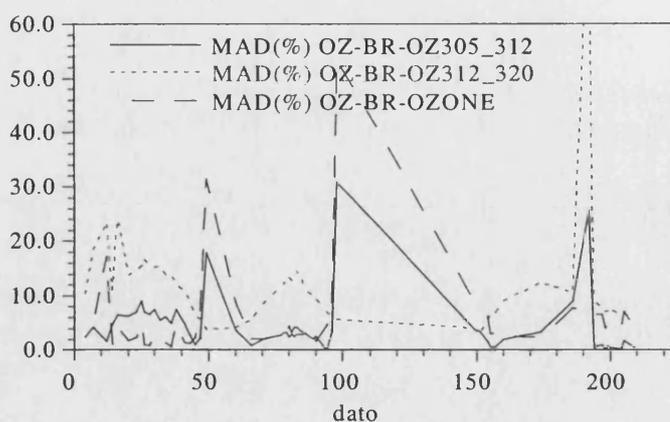


Figura 2.45 MAD (%) de las medidas realizadas en las distintas bandas del Microtops respecto al Brewer

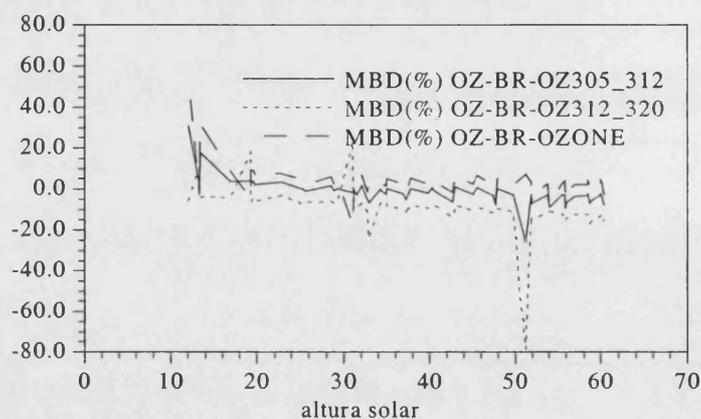


Figura 2.46 MBD (%) de las medidas realizadas en las distintas bandas del Microtops respecto al Brewer en función de la altura solar

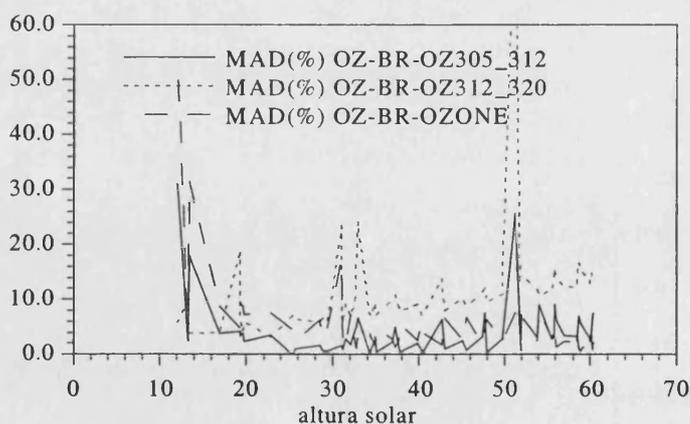


Figura 2.47 MAD (%) de las medidas realizadas en las distintas bandas del Microtops respecto al Brewer en función de la altura solar

II.5 El lidar de retrodifusión LEANDRE

II.5.1 Descripción del instrumento

La medida del lidar se basa en la detección de una señal que es retrodifundida por las moléculas (dispersión de Rayleigh) y aerosoles (dispersión de Mie) de la atmósfera, de acuerdo con su concentración y propiedades físicas.

La señal, que proviene de un láser de Nd:YAG, está formada por pulsos de energía de 120 mJ a 1064 nm y de 60 mJ a 532 nm, con una frecuencia de 10 Hz. Se emite hacia arriba (cenit) y hacia abajo (nadir) y es recogida con un telescopio de 30 cm y depolarizada. Posteriormente la señal pasa a un fotomultiplicador, o a un diodo de avalancha, acoplado a un dispositivo electrónico para su análisis. Por último, la señal se procesa y almacena en un sistema exabyte. En la figura 2.48 se observa un esquema del lidar de retrodifusión LEANDRE (Lidar Embarqué pour l'étude des Aérosols et des Nuages, de l'interaction Dynamique-Rayonnement et du cycle de l'Eau) utilizado en este trabajo. Permite un sondeo instantáneo de una capa de la troposfera con una resolución vertical de 15 metros y una movilidad que permite obtener una imagen de 100 km de la capa.

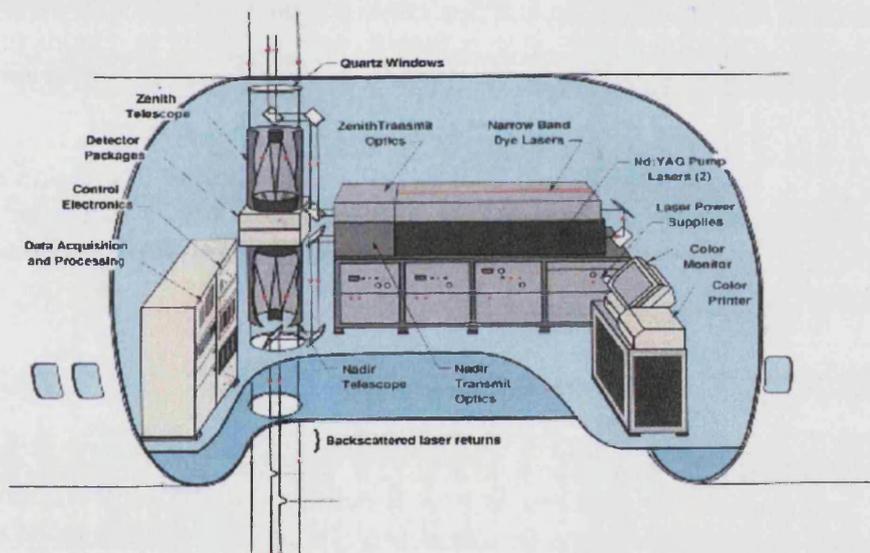


Figura 2.48 Esquema del lidar de retrodifusión

II.5.2 La ecuación lidar

Recordemos que el coeficiente de extinción de volumen puede expresarse en función del factor de eficiencia de Mie mediante la expresión

$$\sigma_e(\lambda) = \int_0^{\infty} \pi r^2 Q_{\text{ext}}(r, \lambda, n) n(r) dr \quad (2.28)$$

En el caso de la detección de una fuente lidar, la señal recibida es debida a la retrodifusión. El coeficiente de retrodifusión de volumen puede expresarse análogamente al de extinción como

$$\sigma_r(\lambda) = \int_0^{\infty} \pi r^2 Q_r(r, \lambda, n) n(r) dr \quad (2.29)$$

siendo Q_r el factor de eficiencia de retrodifusión de Mie.

Se puede definir a partir de él, un coeficiente de retrodifusión de partículas σ_{rp} y un coeficiente de retrodifusión moléculas σ_{rm} , de forma similar a como se definen los coeficientes de extinción σ_{ep} y σ_{em} . La relación entre la extinción y la retrodifusión es igual a la función de fase normalizada para un ángulo de dispersión $\Theta = 180^\circ$.

$$k_p = \frac{\sigma_{ep}}{\sigma_{rp}} \quad (2.30)$$

$$k_m = \frac{\sigma_{em}}{\sigma_{rm}} \quad (2.31)$$

Esta relación toma el valor $3\pi/8 \text{ sr}^{-1}$ para las moléculas (Trouillet, 1997) mientras que para las partículas depende del tipo de aerosoles (también se la denomina con las siglas BER, *Backscatter to Extinction Ratio*). Sin embargo, en la capa límite se puede, en primera aproximación, utilizar un valor constante para k_p . Para un medio urbano k_p toma el valor medio de 0.018 sr^{-1} , mientras que sobre el océano este valor se aproxima a 0.040 sr^{-1} (Kneizys, 1983).

Obviamente las medidas realizadas con lidar se verán afectadas por la difusión múltiple, pero supondremos que el coeficiente de difusión no varía y sólo lo hace la transmisividad de la atmósfera. Para ello introducimos los valores aparentes σ_a y k_a definidos como

$$\sigma_a = v \sigma_{ep} \quad (2.32)$$

$$k_a = k_p/v \quad (2.33)$$

siendo v el parámetro de difusión simple ($v < 1$) definido por Platt (1973), introducido para relacionar el espesor óptico medido (aparente) y el real, ya que el medido es menor si la apertura por la que se recibe la señal láser es suficientemente ancha para detectar la radiación láser retrodifundida en la dirección cercana a la emitida hacia delante.

La ecuación lidar define la potencia retrodifundida en función de los parámetros del sistema y de la dispersión de la atmósfera. Supondremos que en las longitudes de onda con que trabajamos no existe absorción (sólo el ozono absorbe débilmente a 532 nm, pero este término se desprecia). La potencia óptica incidente, que depende de la altura y del tiempo $P_i(z, t)$, puede escribirse como la doble convolución de la potencia emitida, $P_e(t)$ con la respuesta atmosférica $B(z,t)$, y con la respuesta del sistema electrónico de detección $D(t)$, de forma que

$$P_r(z, t) = K_t [B(z, t) \otimes P_e(t) + P_n(t)] \otimes D(t) \quad (2.34)$$

Esta ecuación tiene en cuenta la eficiencia del receptor $K_t = \eta_0 \eta_d$, donde η_0 es la eficiencia óptica del sistema de medida y η_d es el rendimiento cuántico del detector. También considera la potencia debida a la difusión solar parásita $P_n(t)$.

Por su parte, la respuesta atmosférica se puede expresar en función de la retrodifusión $\beta(z)$ y de la transmisión atmosférica $T(z)$ observada a partir de la altitud de emisión z_e en el ángulo sólido subtendido, $A/2(z_e - z)$, siendo A la superficie del telescopio

$$B(z, t) = \frac{A}{(z_e - z)^2} \sigma_r(z) T(z)^2 \quad (2.35)$$

donde $t = 2z/c$ es el tiempo que tarda la luz en recorrer la distancia hasta el objeto y su inversa, y z_e es la altura de emisión.

A causa de los procesos de difusión y detección, la potencia emitida está sujeta a una ley estocástica y se hace necesario expresar las ecuaciones en promedios. El análisis de la potencia recibida suele abordarse desde dos puntos de vista analíticos simples. El primero consiste en considerar nubes semi-transparentes y aerosoles, y el segundo en considerar nubes densas. Nos centraremos en el primer enfoque, que es el utilizado para el estudio de los aerosoles.

Si suponemos que la potencia emitida $P_e(t)$ es una delta de Dirac (impulsos muy cortos respecto a la variabilidad de la estructura atmosférica), la potencia recibida será función de la energía de emisión, E_0 . Para tener en cuenta las nubes se introducen las siguientes hipótesis:

- los procesos de difracción y difusión múltiple son tenidos en cuenta a partir de η
- la nube se considera lejana a la fuente
- la extinción en la nube se considera constante
- el coeficiente de retrodifusión se toma proporcional a la extinción de la nube $\sigma_r = k_a \sigma_a$
- la respuesta electrónica del sistema se supone de primer orden

$$D(t) = \frac{1}{t_s} \exp\left(-\frac{t}{t_s}\right) \quad (2.36)$$

donde t_s es la constante de tiempo de detección.

En estas condiciones podemos escribir la potencia recibida como

$$\langle P_r(z) \rangle = K_t \frac{cE_0}{2} \frac{k_a \sigma_a}{z_s (z_e - z)^2} \exp\left(-\frac{z}{z_s}\right) [I + II] + \langle P_b \rangle \quad (2.37)$$

donde z_s está relacionada con la constante de tiempo de detección y se mide en el laboratorio, y los términos I y II responden a las expresiones

$$I = 1 - \exp\left(-2\tau(z) + \frac{z}{z_s}\right) \quad (2.38)$$

$$\Pi = \frac{1}{z_s} \int_0^z \exp\left(-2\tau(z') + \frac{z'}{z_s}\right) dz' \quad (2.39)$$

Teniendo en cuenta que con las hipótesis introducidas la transmisión atmosférica responde a la expresión

$$\tau(z) = \exp\left(-\int_0^z \sigma_a(z') dz'\right) = \sigma_a z \quad (2.40)$$

el término Π puede escribirse como

$$\Pi = \frac{z_s}{1 - 2\sigma_a z_s} \left[\exp\left(-\left(2\sigma_a + \frac{1}{z_s}\right)z\right) - 1 \right] \quad (2.41)$$

lo que permite expresar la potencia recibida en la forma

$$\langle P_r(z) \rangle = K_t \frac{c E_0}{(z_e - z)^2} \frac{k_a \sigma_{ap}}{1 - 2\sigma_a z_s} \left[\exp(-2\sigma_a z) - \exp\left(\frac{z}{z_s}\right) \right] + \langle P_b \rangle \quad (2.42)$$

siendo P_b la potencia de ruido .

En el caso de medidas diurnas, P_b es debida a la luz solar difundida por la superficie (o por las nubes) y al ruido del detector P_{bd} . Se puede expresar como

$$\langle P_b \rangle = K_t \pi A \left(\frac{\theta}{2}\right)^2 L_\lambda \Delta\lambda + \langle P_{bd} \rangle \quad (2.43)$$

siendo θ la apertura total del telescopio, L_λ la radiancia solar difusa y $\Delta\lambda$ la banda espectral.

En las ecuaciones anteriores la función de respuesta óptica asociada a la emisión del haz y al campo de visión en la detección se ha tomado igual a 1. Sin embargo en los cálculos que se harán utilizando estas ecuaciones se aplicará una función de respuesta específica para el lidar LEANDRE, obtenida empíricamente a partir de los datos adquiridos en distintas campañas de medida (Trouillet, 1997).

En el caso que nos ocupa, nubes semi-transparentes y aerosoles, la extinción σ_a es débil, lo que implica que la constante de tiempo de detección será pequeña, con lo que $\sigma_a z_s \ll 1$. En este caso la ecuación (2.42) toma la forma

$$\langle P_r(z) \rangle = K_t \frac{c E_0 A}{(z_e - z)^2} k_a \sigma_a \exp(-2\sigma_a z) + \langle P_b \rangle \quad (2.44)$$

que se puede escribir también como

$$\langle P_r(z) \rangle = K_t \frac{c E_0 A}{2 (z_e - z)^2} \sigma_r \tau(z)^2 + \langle P_b \rangle \tag{2.45}$$

Esta es la ecuación lidar, que proporciona la potencia recibida en función de la dispersión múltiple y la transmisión.

II.5.3 Tratamiento de la señal

Para resolver la ecuación lidar (2.45) es necesario realizar un tratamiento cuidadoso de la señal, que incluye tres etapas: corrección, normalización e inversión.

Señal corregida

En el estudio de las propiedades atmosféricas se considera normalmente una señal corregida frente al ángulo sólido de dispersión, $A/(z_e - z)^2$, y el ruido, P_b . Se obtiene así una señal del tipo

$$S(z) = (z_e - z)^2 (\langle P_r(z) \rangle - \langle P_b \rangle) \tag{2.46}$$

A partir de esta señal es posible determinar el perfil de la distribución vertical de aerosoles. En la Figura 2.49 se muestra un ejemplo de esta señal corregida. El valor de cero corresponde al suelo. Una transición abrupta (cambio de pendiente), marca la transición de los efectos predominantes de los aerosoles y de la dispersión molecular. También se aprecia la altura de la capa límite por un cambio en el gradiente de la señal, relacionado con la disminución rápida en la concentración de aerosoles.

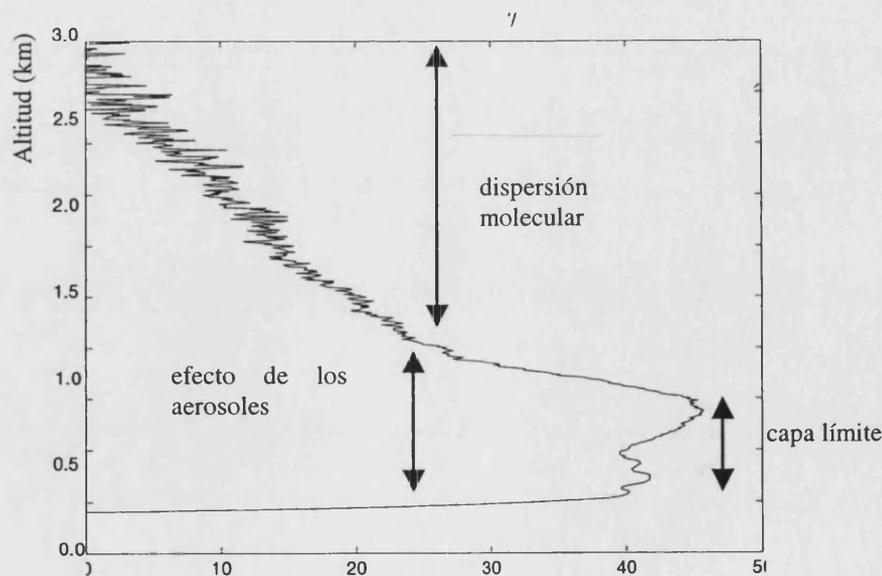


Figura 2.49 Señal lidar corregida (en cuentas digitales). Barrax (Albacete). Día 4 de junio de 1999. Hora solar 6:30:17.

Señal normalizada

El siguiente paso consiste en normalizar la señal respecto al valor a una cierta altura de referencia en medio “limpio”, es decir, por encima de la capa de aerosoles. Esta altura se extrae del cambio de pendiente en la señal corregida. En esta zona el coeficiente de retrodifusión será cercano al de difusión molecular. Se dividen todos los valores de la señal por su valor a esa altura y a continuación se multiplican por el valor del coeficiente de retrodifusión molecular, σ_{m} , extraído de la atmósfera estándar (U.S. Standard Atmosphere, 1976) a dicha altura. Se utiliza la zona en que se nota claramente la transición entre el efecto de los aerosoles y la extinción molecular para establecer un valor mínimo de la retrodifusión y así poder observar claramente la evolución vertical.

En la Figura 2.50 se observa la señal normalizada. En ella se ha representado también la extinción molecular extraída de la atmósfera estándar. La porción de señal que queda a la derecha de la línea que representa esta extinción es la debida a los aerosoles.

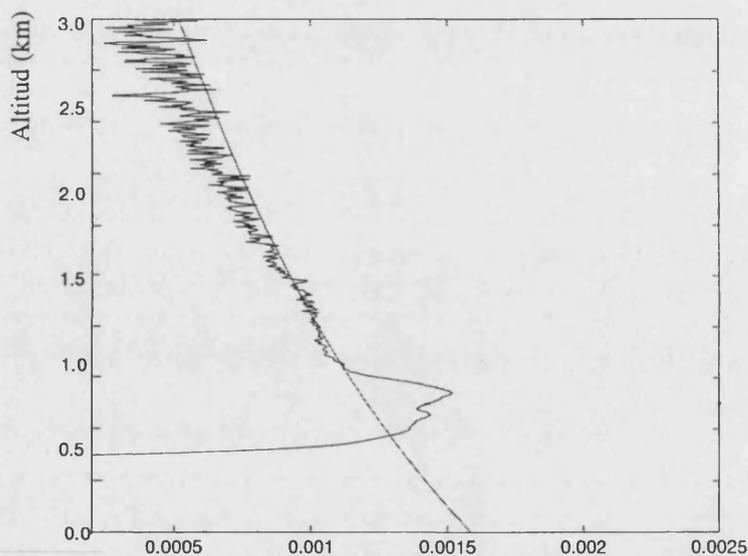


Figura 2.50 Señal normalizada (en cuentas digitales) obtenida a partir de la señal de la Figura 2.49

Señal invertida

La inversión, es decir, la solución de la ecuación lidar está basada en el método desarrollado por Klett (1981). Para aplicarlo es necesario conocer la altura de referencia extraída de la señal normalizada, el valor del cociente R y la relación entre el coeficiente que relaciona la retrodifusión y la extinción (BER).

Con todo esto es posible resolver la ecuación lidar y obtener la señal invertida, que nos proporciona el perfil de extinción de la atmósfera. Si se le resta el perfil de extinción molecular (de nuevo de la atmósfera estándar) se obtendrá el perfil de extinción de los aerosoles, que será normalmente nuestro objetivo.

La ecuación a resolver es

$$\frac{dS(z)}{S(z) dz} = \frac{1}{\sigma_r(z)} \frac{d\sigma_r(z)}{dz} - 2\sigma_a(z) \quad (2.47)$$

En el caso de una atmósfera inhomogénea ($\sigma_r(z) \neq \text{cte}$) es necesario relacionar los coeficientes de retrodifusión y de extinción tanto para moléculas como para partículas

$$\sigma_{m}(z) = k_m \sigma_{em}(z) \quad (2.48)$$

$$\sigma_{p}(z) = k_p \sigma_{ep}(z) \quad (2.49)$$

Se puede considerar que la difusión múltiple de los aerosoles es despreciable y tomar $\eta=1$. Sin embargo, la evaluación de la función de fase hace necesario un modelo de aerosoles.

Si consideramos k_p constante

$$\frac{dS'(z)}{dz} = \frac{dS(z)}{dz} + 2\sigma_{emo}(z) - 2k_m \frac{\sigma_{em}(z)}{k_p(z)} \quad (2.50)$$

y la ecuación diferencial quedará

$$\frac{dS'(z)}{dz} = \frac{1}{\sigma_r(z)} \frac{d\sigma_r(z)}{dz} - 2 \frac{\sigma_r(z)}{k_p(z)} \quad (2.51)$$

que es una ecuación de Bernouilli de orden 1 cuya solución toma la forma (Klett, 1981)

$$\sigma_r(z) = \frac{(z_e - z)^2 S(z) Q(z)}{\frac{(z_e - z)^2}{\sigma_r(z_r)} + \frac{2}{k_p(z)} \int_{z_r}^z (z_e - z')^2 S(z') Q(z') dz'} \quad (2.52)$$

siendo

$$Q(z) = \exp \left[\int_{z_r}^z \left(\frac{1}{k_p(z')} - \frac{1}{k_m} \right) \sigma_{m}(z') dz' \right] \quad (2.53)$$

donde z_r es la altura de referencia, necesaria para la constante de integración.

La solución (2.52) puede tomarse inestable a partir de un cierto espesor óptico, ya que el denominador puede hacerse cero, por eso es necesario elegirla lo más alejado posible de la emisión, $z_r \geq z$, pero no demasiado cerca del suelo para evitar el eco de superficie de la señal.



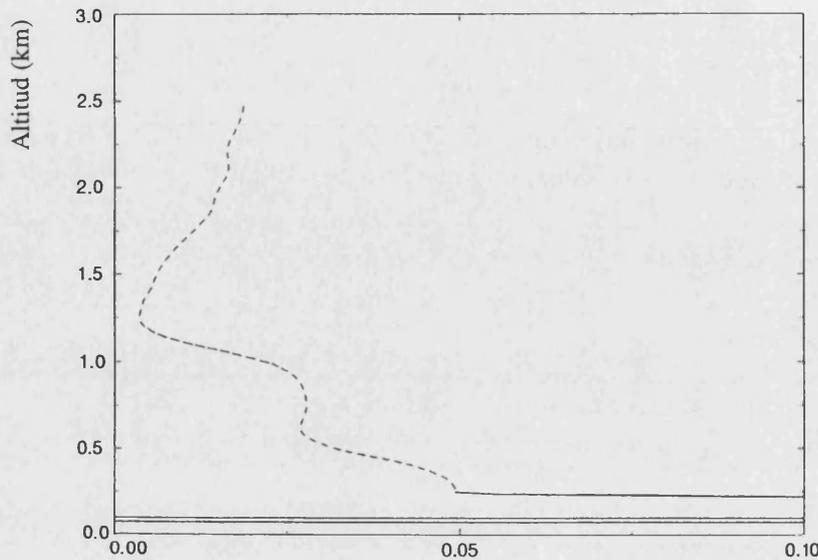


Figura 2.51 Señal invertida (extinción en km^{-1}) obtenida a partir de la señal de la Figura 2.50

II.6 Fuentes de error en radiometría espectral. Aplicación a la instrumentación utilizada

Cuando expresamos una magnitud con su error, por ejemplo a $\pm \epsilon(a)$, en realidad estamos asumiendo que la magnitud puede ser descrita por una distribución Gaussiana en la que $\sigma = \epsilon(a)$, de acuerdo con la International Standard Organization (ISO) (Bernhard y Seckmeyer, 1999). Esto significa que en la determinación de una magnitud, el resultado difiere en σ respecto al valor verdadero el 68% de las ocasiones, en 2σ el 95.5% y en 3σ el 99.7%. Suele expresarse habitualmente a través del factor de cobertura, también llamado nivel de confianza, k ($k=1,2,3$). Normalmente se sigue el criterio marcado por el NIST (National Institute of Standards and Technology) que considera un factor de cobertura $k=2$ al expresar sus resultados (NIST, 1994).

En espectrorradiometría una forma conveniente de expresar los errores es a través de la ecuación

$$E_R(\lambda) = E_M(\lambda) + c_1 + c_2 + c_3 + \dots + c_N \tag{2.54}$$

donde $E_M(\lambda)$ es la irradiancia medida y $E_R(\lambda)$ la irradiancia resultante, y las c_i representan las correcciones que hay que aplicar a la irradiancia medida. El error de la irradiancia resultante será, de acuerdo con el criterio de la ISO

$$\epsilon(E_R(\lambda)) = \sqrt{\epsilon^2(E_M(\lambda)) + \epsilon^2(c_1) + \epsilon^2(c_2) + \epsilon^2(c_3) + \dots + \epsilon^2(c_N)} \tag{2.55}$$

que recibe el nombre de imprecisión combinada.

II.6.1 Errores asociados al proceso de calibrado

Estándares de referencia

Desafortunadamente, como ya hemos indicado con anterioridad, no existe una escala radiométrica única. Wolfe (1998) da cuenta de una comparación realizada en 1931 con lámparas de referencia de las escalas de Francia, Australia, Canadá, Alemania, Reino Unido y Estados Unidos. La Oficina Internacional de Pesos y Medidas (BIPM, Bureau International de Poids et Mesures) realizó la comparación de las lámparas utilizándolas en idénticas condiciones de temperatura de color de 2800 K, condiciones de voltaje constante y polaridad. Midió la intensidad luminosa (candela) y la potencia lumínica (lumen) con las lámparas de cada escala y encontró que la diferencia entre las escalas era de un 1%.

Recientemente Bernhard y Seckmeyer (1999) han llevado a cabo una comparación de lámparas de certificados de referencia en los laboratorios NIST de EE.UU., PTB alemán y NPL británico. Concluyen, con las limitaciones de haber utilizado sólo nueve lámparas, que la imprecisión combinada en el rango ultravioleta era de un 3.5% (factor de cobertura $k=2$).

Envejecimiento de las lámparas

De acuerdo con el NIST sólo se utilizan lámparas FEL (Filament Electric Lighting) como estándar primario. Son lámparas halógenas de cuarzo con un filamento de tungsteno, como la que se muestra en la Figura 2.52.

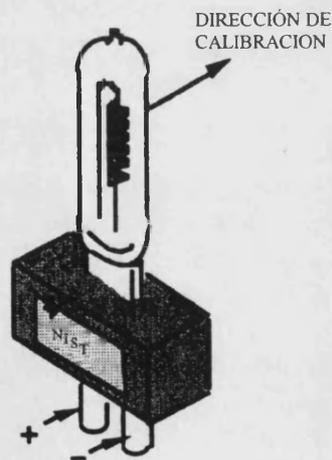


Figura 2.52 Lámpara tipo FEL

Las fabrica la empresa Osram-Sylvania y se calibran y utilizan a una temperatura de color de 2856 K a una corriente de 7.2 A y un voltaje de 85 V. La variación de su intensidad luminosa debe ser menor del 0.3% durante 24 horas de uso continuado (NIST, 1997a).

Sin embargo habitualmente se observan saltos en su respuesta de hasta el 1% en intervalos impredecibles, por lo que se recomienda disponer de al menos tres lámparas estándar para comparar los resultados regularmente.

Según Bernhard y Seckmeyer (1999) las lámparas de filamento de 100 W, normalmente usadas como estándar secundario (*working standard* o *traceable standard*), después de 10 horas de uso presentan una variación en su respuesta del orden de 0.02%/h en el visible y de entre 0.04 y 0.08%/h en 300 nm. Aunque sus respuestas varían más que la de los estándares primarios, lo hacen de modo más predecible (y por tanto posible de corregir) y no presentan saltos. Las lámparas de 100 W, utilizadas en los calibrados descritos en los apartados anteriores, presentan una estabilidad, según el fabricante, del $\pm 1\%$ en 50 horas de uso, en todo el rango espectral. En cuanto a la lámpara de 150 W utilizada para el calibrado de radiancia este valor es del $\pm 4\%$ en 350 nm y $\pm 2.5\%$ en 550 nm para 100 horas de uso, o un año desde su fabricación.

Uso de las lámparas

El parámetro más crítico en la precisión del calibrado mediante una lámpara es la corriente de la misma. Kostkowski (1997) establece que para las lámparas FEL el porcentaje de cambio en la irradiancia espectral es aproximadamente $3000/\lambda(\text{nm})$ veces el porcentaje de cambio en la corriente. Esto implica, por ejemplo, una variación del 10% en 300 nm para un cambio en la corriente del 1%. Bernhard y Seckmeyer han mostrado que esta regla es también aplicable a los estándares secundarios de 100 W.

El segundo parámetro en importancia en cuanto a la precisión es la distancia entre la lámpara y el plano de referencia de la óptica de entrada del radiómetro (eje x). Los certificados de irradiancia del NIST establecen una distancia de 50 cm. Para esta distancia la lámpara puede considerarse puntual y por tanto sujeta a la ley del cuadrado de la distancia. Así 1 mm de error en la distancia conlleva un error del 0.4% en la irradiancia.

También se ha demostrado (Bernhard y Seckmeyer, 1999) que errores menores de ± 1 mm en los ejes de simetría de la lámpara (OY,OZ), rotaciones de menos de 0.1° en los mismos, y rotaciones de menos de 2° en el eje OX, producen errores en la irradiancia del orden del 0.1%

Por último, otra fuente de imprecisión la constituye la stray light, radiación reflejada o difundida por las paredes y objetos de la habitación donde se realiza el calibrado. Se ha de evitar en la medida de lo posible utilizando deflectores o telas de fieltro negras. Otras posibles causas de error, difícilmente cuantificables, son las asociadas al procedimiento de uso de la lámpara (temperatura del laboratorio, vibración, ventilación, cambio de polarización de la lámpara, tiempo de calentamiento, etc.).

Óptica de entrada del radiómetro

La geometría de la óptica de entrada del radiómetro puede introducir errores de diverso tipo. Por ejemplo, si se usa una cúpula de cuarzo, ésta puede impedir la propagación rectilínea de la radiación y además originar reflexiones múltiples (Bernhard y Seckmeyer, 1997).

Por otra parte, como la radiación emitida por una lámpara FEL no es perfectamente isotrópica, si el área de la óptica de entrada difiere de la especificada puede dar lugar a imprecisiones. Bernhard y Seckmeyer (1999) estiman, de acuerdo con el área especificada en las certificaciones del PTB, que es de 20 x 10 mm, una imprecisión del 0.1% si el área de la óptica de entrada es menor.

Finalmente hay que tener en cuenta que el grado de polarización de las lámparas FEL es aproximadamente de un 3% (Kostkowski, 1997), que la óptica de entrada debe depolarizar completamente para no introducir un cierto error.

Interpolación en los ficheros de calibrado

Los laboratorios de referencia facilitan normalmente los ficheros de calibrado en pasos de entre 5 y 20 nm. Como el espectro de las lámparas presenta una curvatura similar al del cuerpo negro, una interpolación lineal entre dos pasos consecutivos puede llevar asociado un error de hasta un 4%. Bernhard y Seckmeyer (1999) proponen una interpolación mediante un polinomio de tercer grado, con lo que el error se reduce a un $\pm 0.1\%$. Esta aproximación es válida siempre que las lámparas no tengan líneas de absorción o emisión, lo cual no es necesariamente cierto para las lámparas FEL (Kostkowski, 1997).

Para el espectrorradiómetro Optronic OL754 el estándar de calibrado facilitado por el fabricante en [250, 800] nm tiene un espaciado de 2 nm, con lo que las diferencias entre los dos tipos de ajuste son mínimas, como se muestra en la Figura 2.53. En cuanto al espectrorradiómetro Li-Cor Li-1800 el espectro estándar presenta la misma resolución que la de la medida, 1 nm.

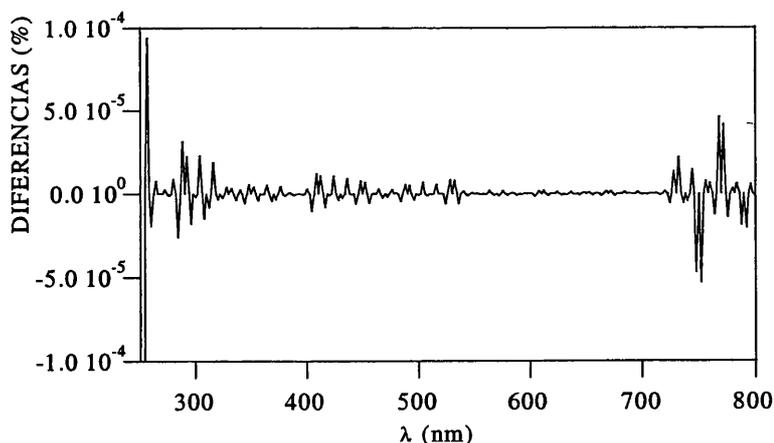


Figura 2.53 Diferencias entre un ajuste por interpolación lineal y un ajuste a un polinomio de tercer grado para obtener una resolución de 1 nm en el fichero estándar de calibrado

II.6.2 Errores asociados al proceso de medida

Error de coseno

La respuesta angular, también llamada respuesta de coseno, es una de las mayores fuentes de error en la medida de la irradiancia global. En principio, la irradiancia medida por un sensor debería ser proporcional a la irradiancia incidente y al coseno del ángulo de incidencia θ (ángulo que forma la radiación incidente respecto a la normal a la óptica de entrada del instrumento), según la expresión

$$E_{\lambda}^{\text{medida}} = E_{\lambda}^{\text{incidente}} \cos \theta \tag{2.56}$$

Las desviaciones respecto a este comportamiento reciben el nombre de error de coseno, y normalmente tienden a subestimar la señal medida. El error del coseno se suele caracterizar con la ecuación

$$R_c(\lambda) = \frac{\int_{(2\pi)} L(\lambda, \theta, \varphi) C(\lambda, \theta, \varphi) \sin\theta \, d\theta \, d\varphi}{\int_{(2\pi)} L(\lambda, \theta, \varphi) \cos\theta \sin\theta \, d\theta \, d\varphi} \tag{2.57}$$

donde φ es el ángulo acimutal de la radiación incidente, $L(\lambda, \theta, \varphi)$ es la radiancia espectral incidente y $C(\lambda, \theta, \varphi)$ es la respuesta angular de la óptica de entrada, normalizada a 1 para $\theta=0$. Idealmente la respuesta angular tendría que ser igual a $\cos\theta$.

El error del coseno es máximo para pequeñas alturas solares, siendo menor del 5% para grandes alturas solares.

En el caso del OL754-O-PMT el fabricante facilita la respuesta espectral de la esfera integradora, que, como se observa en la Figura 2.54 se aproxima bastante a una función coseno

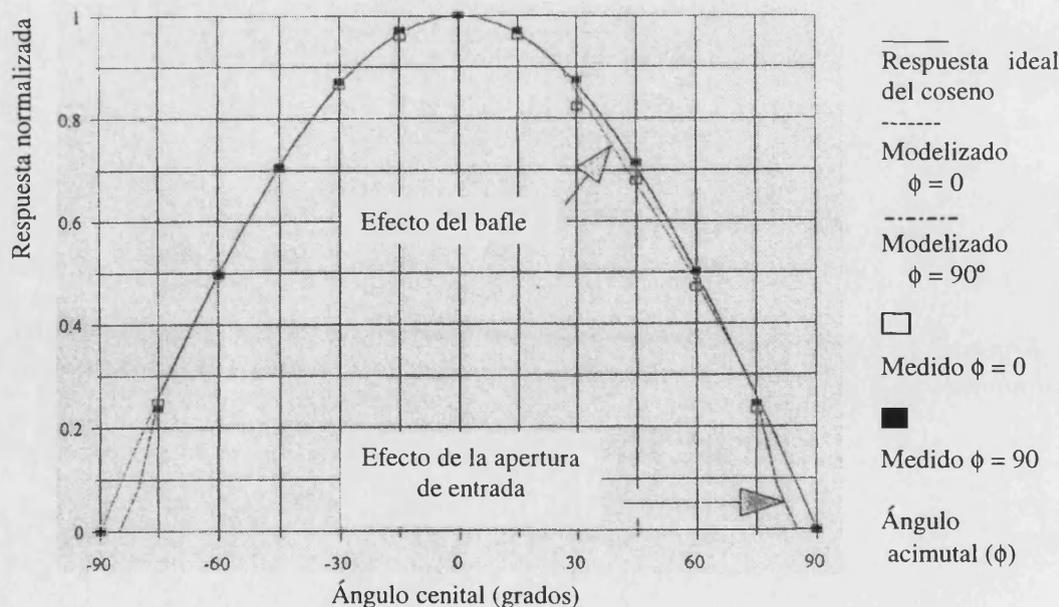


Figura 2.54 Respuesta de coseno de la esfera integradora respecto a la respuesta ideal.

En cuanto al Li-Cor, el fabricante facilita el valor (%), promediado para todo el rango acimutal, de la desviación de la respuesta de la óptica de entrada respecto a la respuesta ideal del coseno (Tabla II.21).

Tabla II.21 Error de coseno del espectrorradiómetro Li-1800

DIFERENCIA (%)	RANGO DEL ÁNGULO CENITAL (°)
±4	0 – 45
±8	0 – 60

Resolución espectral

Las líneas de Fraunhofer del espectro solar son de una anchura inferior a 0.01 nm, mientras que la FWHM de los espectrorradiómetros oscila normalmente entre 0.3 y 2.0 nm, lo que origina que la estructura de Fraunhofer se vea suavizada considerablemente. En realidad, la irradiancia medida $E_R(\lambda, f)$ será la irradiancia verdadera $E(\lambda)$ convolucionada por la función de apertura del instrumento

$$E_R(\lambda, f) = \frac{\int E(\lambda) f(\lambda - \lambda') d\lambda}{\int f(\lambda) d\lambda} \tag{2.58}$$

A modo de ejemplo, en la Figura 2.55 se muestra el resultado de convolucionar el espectro SUSIM (1994) con la función de apertura gaussiana del espectrorradiómetro Optronics OL754 con la configuración de rendijas utilizada para la medida de irradiancia global. Existe controversia sobre si esta desviación debe ser considerada como un error. En realidad si en vez de "irradiancia medida con el sensor" se especifica "irradiancia relativa a la función de apertura del sensor" el problema desaparece.

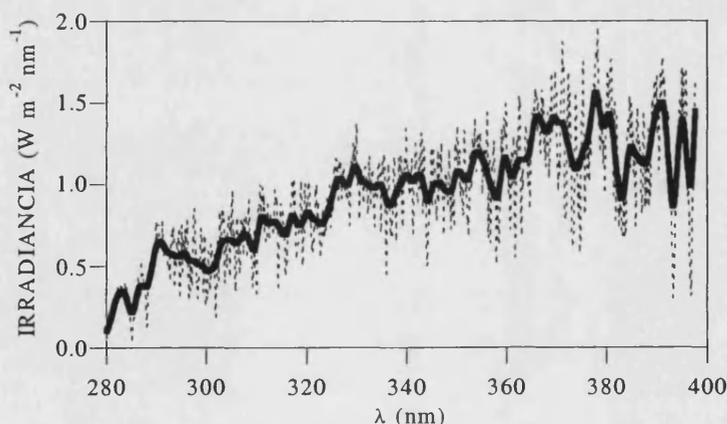


Figura 2.55 Espectro extraterrestre SUSIM (trazo discontinuo) y convolución del mismo con la función de apertura del espectrorradiómetro OL754 con rendijas 0.25–1.0–0.25 mm (trazo continuo)

Sin embargo se debe tener presente que, dependiendo de la aplicación que se vaya a dar a los datos adquiridos, hay que tener o no en cuenta la función de apertura. Por ejemplo

si pretendemos compararlos con un modelo bastará con convolucionar la irradiancia del modelo con la función de apertura del sensor para que sean comparables. En cambio si queremos comparar varios espectrorradiómetros será preciso eliminar el efecto de la función de apertura de los mismos aplicando para ello técnicas de deconvolución (Slaper et al., 1995)

Resolución del espectrorradiómetro

El cociente de la irradiancia medida con un espectrorradiómetro, de función de apertura $f(\lambda)$, con respecto al valor "verdadero" de dicha irradiancia es

$$R_r(\lambda, f) = \frac{E_R(\lambda, f)}{E(\lambda)} \tag{2.59}$$

Este cociente es difícil de estimar, por lo que Bernhard y Seckmeyer (1999) han propuesto, en el rango del UV, expresiones exponenciales aproximadas que tienen en cuenta los efectos del ozono y la altura solar.

Los métodos más usuales para abordar la determinación de la función de apertura se han descrito anteriormente, habiéndose puesto de manifiesto que las funciones más adecuadas son las triangulares y gaussianas. En la Figura 2.56 se muestra el ajuste a una función triangular del pico de 404.7 nm para el Optronic. La curva es similar a la mostrada en la Figura 2.15, correspondiente a una función gaussiana. En ambos casos se obtiene la misma anchura para la función, aunque el coeficiente de correlación resultante es de 0.992 para la función triangular frente al 0.999 obtenido para la gaussiana.

Sin embargo el mayor problema se plantea cuando la función de apertura no es simétrica o presenta colas no despreciables. En ese caso Bernhard y Seckmeyer (1999) recomiendan utilizar la función real medida, mientras que Bais (1997) recomienda que la longitud de onda del pico no sea la del máximo de señal, sino aquella que mejor ajuste a la función de apertura medida.

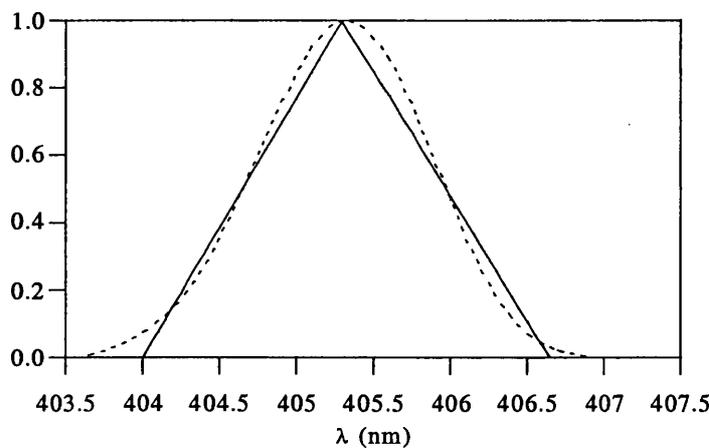


Figura 2.56 Función de apertura medida en el pico 404.7 nm normalizada asignando al pico el valor unidad (trazo discontinuo) y ajustada a una función triangular (trazo continuo).

Corrimiento en la longitud de onda

La precisión en la correcta identificación de las longitudes de onda es muy importante, especialmente si se utilizan bandas de absorción en procedimientos de inversión. Situar un pico o un valle de un espectro medido en un lugar incorrecto puede acarrear serios errores. Normalmente la alineación en longitud de onda de un espectrorradiómetro se calibra midiendo las líneas de emisión de una lámpara (por ejemplo una de mercurio de baja presión) cuya posición de las líneas es conocida con una precisión de ± 0.001 nm (Handbook of Chemistry and Physics, 1992).

El corrimiento en la longitud de onda afecta más al rango espectral por debajo de 330 nm dado el orden de magnitud de los valores. Para ilustrar este hecho, en la Figura 2.57 se muestra el cociente entre un espectro en el que se ha introducido un cierto corrimiento en la longitud de onda y un espectro medido en el suelo.

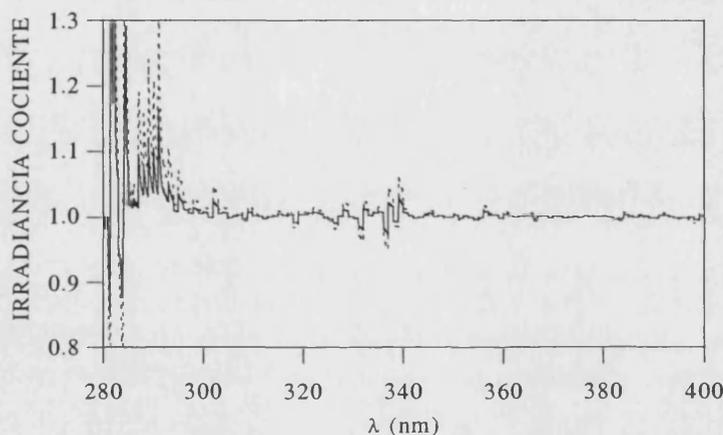


Figura 2.57 Cociente entre el espectro desplazado en la longitud de onda y el espectro medido en el suelo. Desplazamientos de 0.05 nm (trazo continuo) y de 0.10 nm (trazo discontinuo)

Como la calibración de la longitud de onda está basada solo en ciertas líneas, la aplicación a las longitudes de onda intermedias podría introducir errores en el caso de que el monocromador presente un comportamiento que se aleje de la linealidad (cuya determinación se detalla más adelante). Según Optronic la linealidad del OL754 es de ± 0.2 nm, con lo que en este caso la extrapolación tiene bastante sentido.

Por otra parte, debido a inestabilidades mecánicas o térmicas, el alineamiento con la longitud de onda varía con la temperatura. Esto es posible corregirlo con un chequeo de lámparas antes de cada medida, como es habitual en los espectrorradiómetros Brewer. Sin embargo los requisitos necesarios para poder efectuar correctamente estos chequeos aumentan considerablemente el tamaño y peso de los instrumentos, con lo que se resta movilidad al equipo, cualidad imprescindible en nuestra instrumentación para los fines para los que se ha adquirido.

En el caso del Li-1800 es difícil determinar el desalineamiento, pero debido a la anchura de la función de apertura (6 nm) su influencia es prácticamente nula. En cambio para el

OL754 se ha observado que las medidas presentan una dependencia frente a las variaciones de temperatura a las que se ve sometido el instrumento. En invierno estas diferencias no superan los 2 nm, pero en verano, en días especialmente calurosos del mes de julio, se han encontrado valores de hasta 5 nm entre el mediodía y el atardecer.

Dado que el chequeo mediante lámparas está pensado para que se lleve a cabo al inicializar el sistema de medida, la solución a este problema no puede plantearse a partir de ellas. Se podría intentar determinar una función que describiera este desalineamiento, pero para ello sería necesario hacerlo en un laboratorio de calibrado en condiciones de temperatura controlada, ya que el equipo necesita al menos una hora para estabilizarse térmicamente.

Como alternativa, es posible corregir este corrimiento en la longitud de onda comparando el espectro medido con segmentos de la estructura de Fraunhofer del espectro extraterrestre. Algunos de estos métodos han sido descritos por Slaper et al. (1995) y Mayer et. al (1997). En el rango UV, uno de los espectros apropiados para este fin es el medido por el SUSIM a bordo del ATLAS 3, disponible vía ftp (SUSIM, 1994). Este procedimiento es el que se ha aplicado en nuestro caso.

Estabilidad radiométrica

Posibles causas de inestabilidad de la respuesta espectral de los radiómetros son la contaminación por polvo o suciedad de la óptica de entrada o los cambios en la respuesta del detector. Las inestabilidades en el monocromador y en el detector están producidas normalmente por cambios en las condiciones externas: temperatura, humedad, campos magnéticos y electrostáticos, cortes de corriente, etc. Si el detector es un fotomultiplicador es también probable que ocurra una desviación de la respuesta con el tiempo y con la histéresis (Kostkowski, 1997). Asimismo la respuesta también puede variar por desviaciones en la corriente de oscuridad, por lo que será necesario determinar dicha corriente para cada medida y sustraerla de la señal.

Para controlar la estabilidad radiométrica es imprescindible realizar calibraciones periódicas. En la Figura 2.58 se muestran las diferencias relativas, entre calibrados consecutivos, para medidas de irradiancia global realizadas con el OL754. No se aprecia la tendencia predicha por Mayer et al. (1997) que afirma que las diferencias entre calibrados consecutivos siguen una distribución gaussiana. En nuestro caso, las diferencias observadas son máximas en el ultravioleta, especialmente en el UVB, se mantienen alrededor de un $\pm 6\%$ en el visible, y tienden a disminuir en el infrarrojo, con un valor medio en este rango del $\pm 5\%$.

Un factor fundamental en el error introducido por la estabilidad radiométrica es la posible dependencia frente a la temperatura. En la Figura 2.59 se han representado cocientes de irradiancias medidas con el Optronix y el Li-Cor en el rango visible, a lo largo del día 29 de junio de 2000 en Barrax, Albacete. En la misma figura se muestra también la evolución de la temperatura a lo largo del día. Debido a las características de diseño, red de difracción simple, el Li-Cor es más estable frente a las variaciones de temperatura. Por el contrario el Optronix, monocromador doble, muestra una fuerte dependencia frente a la temperatura a partir de 32°C aproximadamente, alcanzando desviaciones de hasta -20% en torno a los 400 nm a 40°C , y de -10 a -15% en el resto del espectro.

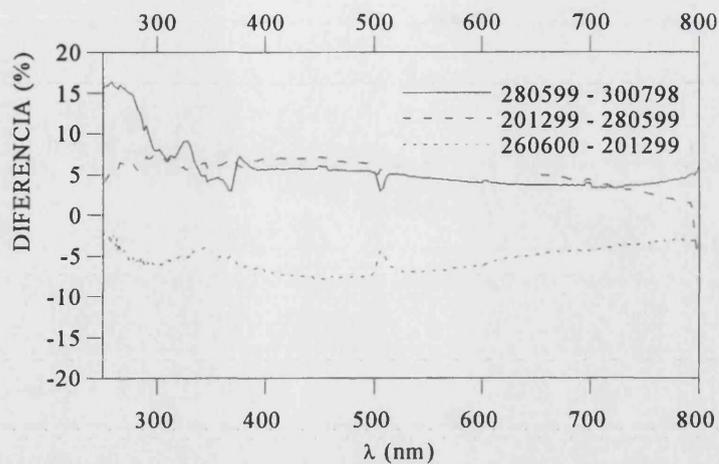


Figura 2.58 Comparación entre varios calibrados sucesivos del espectrorradiómetro OL754 en configuración de medida de irradiancia global.

En esta misma campaña de medida observamos también el desplazamiento en la longitud de onda descrito anteriormente, que se muestra en la Figura 2.60. Este desplazamiento es especialmente importante en los picos situados alrededor de 415 nm y alcanza un valor máximo de -3.45 nm para los 404.7 nm del pico de la lámpara de chequeo a las 16:30 ST.

La solución definitiva a este problema pasa por termostatar el cabezal óptico pero esto dificultaría su portabilidad. Una alternativa que proporciona resultados aceptables consiste en mantener el sensor a la sombra entre dos medidas consecutivas y efectuar chequeos de lámparas cada hora, o cada dos horas como máximo.

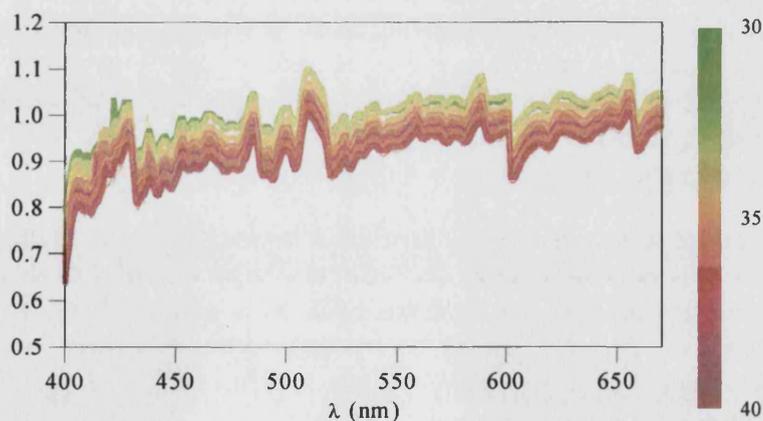


Figura 2.59 Dependencia con la temperatura del cociente de irradiancias en el visible obtenidas con los espectrorradiómetros Optronic y Li-Cor. Rango 400-670 nm. Día 29/06/2000. Barrax (Albacete).

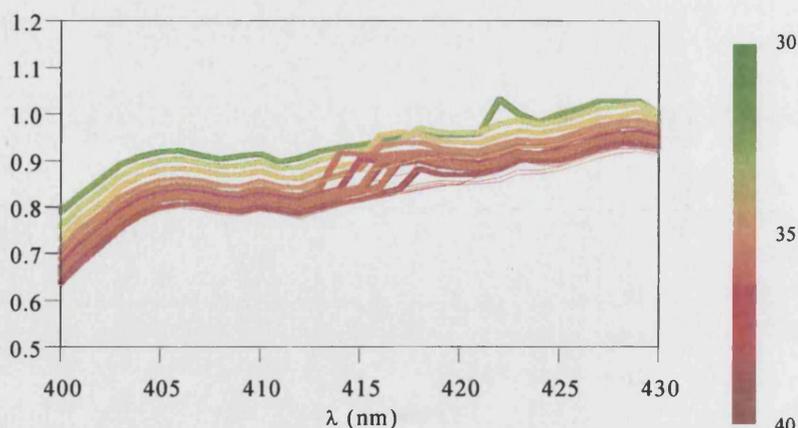


Figura 2.60 Dependencia con la temperatura del cociente de irradiancias en el visible obtenidas con los espectrorradiómetros Optronic y Li-Cor. Rango 400-430 nm. Día 29/06/2000. Barrax (Albacete).

No linealidad

La señal de un radiómetro, en teoría, debe ser proporcional al flujo incidente. En ese caso el cociente siguiente sería igual a uno

$$R_N(\lambda, S_2) = \frac{E_1(\lambda) S_2(\lambda)}{S_1(\lambda) E_2(\lambda)} \quad (2.60)$$

En caso contrario esta expresión se puede utilizar para determinar la no linealidad. En ella, E_1 y E_2 son las irradiancias que producen las fuentes de luz L_1 y L_2 , cuyas respectivas señales en el instrumento de medida son S_1 y S_2 . Para determinar R_N con precisión, L_1 y L_2 deberían diferir solo en su potencia, pero tener un campo radiativo similar. Para ello, lo más aconsejable es utilizar la misma fuente a dos distancias diferentes y aplicar la ley de la inversa del cuadrado de la distancia. Bais (1997) por su parte, recomienda medir una fuente intensa con unos filtros de transmisividad conocida y comparar esta medida con la medida de la fuente sin filtros.

La no linealidad afecta de manera especial a las longitudes de onda por debajo de 330 nm. La razón es que por encima de 330 nm el espectro solar es dos o tres ordenes de magnitud mayor que el de las lámparas FEL. Normalmente la no linealidad se produce por saturación del detector. En los fotomultiplicadores ésta tiene lugar si la corriente del ánodo es mayor de 1 μA . También puede aparecer si se modifica el voltaje del fotomultiplicador durante el proceso de medida.

Stray light

Conocemos por stray light toda señal no deseada provocada por fotones con diferente longitud de onda de la que deseamos medir. Estos fotones, de origen diverso, inciden sobre el detector y contribuyen a la señal final del mismo.

Este problema aparece de modo mas marcado en el rango UVB, en el que la señal es más débil, y en los monocromadores simples. En los monocromadores dobles el nivel

de fondo que constituye la stray light es nueve ordenes de magnitud inferior al del pico de la función de apertura.

Las causas más importantes de la stray light la constituyen la calidad y limpieza de las superficies ópticas (espejos y redes holográficas), la FWHM, la longitud de onda, la respuesta espectral del detector, la transmisividad espectral del monocromador y del resto de elementos ópticos y la distribución espectral de la fuente.

II.6.3 Ruido

Detectores. Caracterización

Los detectores de luz proporcionan una señal eléctrica como respuesta a una radiación incidente sobre una superficie sensible a ella. En concreto, los detectores fotónicos se basan en que la radiación recibida incrementa la energía de los portadores de carga del sensor, de modo que realizan una transición energética a través del intervalo de energía prohibido de los materiales semiconductores, lo que se traduce en la transición de un electrón desde su capa de valencia hasta la banda de conducción. Esto produce la modificación de las propiedades eléctricas del sensor que pueden medirse con un circuito externo.

Las magnitudes más importantes para caracterizar los detectores son la responsividad, el tiempo de respuesta y la sensibilidad.

La responsividad \mathcal{R} es una medida de la señal de salida por unidad de señal de entrada. Existen distintos modos de expresarla, de acuerdo con la magnitud eléctrica involucrada (voltios por vatio, amperios por fotón y segundo, etc.). En los detectores fotónicos, para que el electrón sufra la transición energética, el fotón ha de tener la suficiente energía como para impulsarlo a través de la barrera energética del material. Por tanto la responsividad dependerá de la longitud de onda, y además existirá una longitud de onda de corte por debajo de la cual los fotones incidentes no serán detectados pues no producirán transición energética en los electrones.

El tiempo de respuesta de un detector es importante cuando la señal varía con el tiempo. Así podremos saber si el detector seguirá o no la variación de la señal de entrada. En los detectores fotónicos el orden de magnitud del tiempo de respuesta es del microsegundo.

La sensibilidad es el cociente entre la señal y el ruido que podemos esperar para un determinado flujo de entrada. Esta magnitud es crucial para establecer los umbrales de detección y especialmente crítica en la detección de la radiación ultravioleta.

Una forma habitual de expresar la respuesta temporal a un impulso en los sensores es una exponencial decreciente, como la que aparece en la ecuación siguiente para voltaje

$$v(t) = v_0 \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau}\right) \quad (2.61)$$

está relacionado con el tiempo de vida de los portadores de carga en el interior de un semiconductor, y además es consecuencia de la existencia de una constante temporal RC en los circuitos electrónicos asociados a los detectores. La constante temporal τ

debe interpretarse como el tiempo de vida de los portadores de carga de un semiconductor o como la constante RC del circuito electrónico asociado. Es posible demostrar que la respuesta en frecuencia para la respuesta temporal viene dada por

$$\mathfrak{R}(\nu) = \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi\tau\nu)^2}} \quad (2.62)$$

que aparece representada en la Figura 2.61.

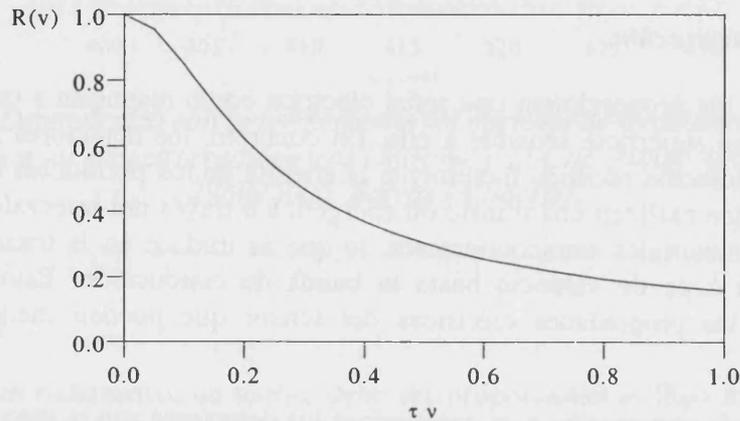


Figura 2.61 Respuesta en frecuencia de una señal temporal con dependencia exponencial decreciente

La respuesta en frecuencia se utiliza también para hallar la anchura de banda equivalente al ruido $\Delta\nu$ de un determinado sistema. Se define como el filtro pasa banda plano que deja pasar la misma cantidad de potencia que la función de transferencia original. Para su cálculo se utiliza el cuadrado de la función de transferencia para el voltaje, ya que la potencia es proporcional al cuadrado del voltaje

$$\Delta f = \int_0^{\infty} \left| \frac{R(\nu)}{R(\nu=0)} \right|^2 d\nu \quad (2.63)$$

Para la función de respuesta (2.62) se obtiene

$$\Delta\nu = \frac{1}{4\tau} \quad (2.64)$$

Para una función de transferencia cuadrada descrita por la ecuación

$$v(t) = v_0 \operatorname{rect}\left(\frac{t-t_0}{\tau}\right) \quad (2.65)$$

se obtendría

$$\Delta v = \frac{1}{2\tau} \quad (2.66)$$

El ruido se define como la fluctuación en la medida de un detector, y puede estar originado en el propio sensor, en el amplificador de la señal o por elementos externos. Se puede entender como el error en la medida de una magnitud eléctrica utilizada como magnitud sensible en la detección.

Definimos el cociente señal ruido (SNR)) como el voltaje (o corriente) de pico de la señal dividido por la desviación estándar del ruido. Esta última se obtiene como la raíz cuadrada de la suma de los cuadrados de las contribuciones significativas al ruido, es decir, como un error combinado.

El ruido también puede caracterizarse por su potencia espectral, una potencia por unidad de frecuencia (W/Hz). A esta magnitud se le llama densidad espectral de potencia y proporciona información sobre el origen de las componentes del ruido debido a que cada una de ellas tiene un contenido espectral distinto. De esta forma es posible elegir el rango de longitudes de onda de trabajo más adecuado para minimizar el ruido.

Ruido de disparo y de regeneración-recombinación

El ruido de disparo se debe a que la cuantización de la energía no permite trabajar con fracciones de energía en la transferencia de energía fotón-electrón, de modo que solo es posible que un fotón excite o no un electrón. El ruido de disparo afecta a los dispositivos fotovoltaicos y a los fotodiodos de vacío, en los que los portadores de carga generados por la radiación han de cruzar una barrera de potencial antes de ser detectados. En el caso de dispositivos fotoconductores, en que no existe barrera de potencial, el ruido de disparo es sustituido por el ruido de generación-recombinación. El ruido de disparo es nulo en aquellos dispositivos por los que no circula corriente, como los detectores fotovoltaicos en circuito abierto.

El ruido de disparo en corriente viene dado por

$$\sigma_i = \sqrt{2q i_{\text{med}} \Delta v} \quad (2.67)$$

donde i_{med} es la corriente promedio, que aparece al abordar los electrones como partículas descritas por una distribución de Poisson, q es la carga del electrón y Δv es la anchura equivalente al ruido de medida. Para hacerse una idea del orden de magnitud de este valor, para un valor promedio de corriente de 1 mA, el ruido de corriente es 2×10^{-10} Amperios en un ancho de banda de 100 Hz.

La dependencia con el cuadrado del ancho de banda puede interpretarse como que un mayor promediado (intervalo de medida más largo, ancho de banda más estrecho) provoca menor ruido. La dependencia con la intensidad promedio implica que a mayor intensidad promedio mayor es el error. Sin embargo las fluctuaciones más importantes debidas al ruido de disparo aparecen a niveles bajos de corriente, para los que el cociente señal/ruido son menores.

En los fotoconductores, los procesos de generación-recombinación son aleatorios, por lo que el ruido de generación-recombinación es mayor al ser la suma de dos procesos

aleatorios. En este caso, la desviación estándar será el error del ruido de disparo (2.67) multiplicado por $\sqrt{2}$.

Ruido de Johnson

Los portadores de carga poseen una energía térmica no nula a cualquier temperatura por encima del cero absoluto. Esta energía térmica se manifiesta en un movimiento browniano de los portadores que es proporcional a la temperatura del dispositivo. De este modo la media del voltaje entre los extremos de una resistencia en circuito abierto es nula y su desviación estándar responde a la expresión

$$\sigma_{v, \text{Johnson}} = \sqrt{4 k T R \Delta v} \quad (2.68)$$

donde R es la resistencia del elemento, T la temperatura absoluta y k la constante de Boltzman. Aplicando la ley de Ohm obtenemos la desviación estándar de la intensidad, dada por

$$\sigma_{i, \text{Johnson}} = \sqrt{\frac{4 k T \Delta v}{R}} \quad (2.69)$$

Este es el llamado ruido Johnson expresado en voltaje (2.68) y en intensidad (2.69), y aparece en el circuito eléctrico cuando éste se cierra. Para fijar su orden de magnitud podemos indicar que una resistencia de 50 ohmios a 300 K posee un error en voltaje de 0.63 μV para un ancho de banda de 500 kHz

Habitualmente las resistencias del detector y de carga (ubicada en el amplificador de señal) se encuentran a temperaturas diferentes. A menudo el detector está a 77 K y la resistencia de carga está a la ambiente. Si consideramos una resistencia R_1 a T_1 y la otra R_2 a T_2 , el error de Johnson se obtendrá como la raíz cuadrada de la suma de los errores de Johnson de cada resistencia.

Ruido 1/v

El error 1/v aparece cuando una corriente de polarización atraviesa el circuito (tiene lugar en los dispositivos bolométricos y fotoconductores pero no en los detectores fotovoltaicos en circuito abierto). Su densidad de potencia espectral es inversamente proporcional a la frecuencia

$$\sigma_{i, 1/v}^2 \left[\frac{\text{A}^2}{\text{Hz}} \right] \propto \frac{i_{\text{med}}^2 \Delta v}{v} \quad (2.70)$$

y es predominante a bajas frecuencias, típicamente inferiores a 1 kHz. Es debido a la naturaleza no óhmica de los contactos eléctricos metal-semiconductores. Habitualmente se elimina con un filtro electrónico de baja frecuencia.

Cuantificación del ruido

Debido al ruido en la señal proporcionada por el radiómetro, las medidas correspondientes a la misma irradiancia pueden resultar diferentes. Para cuantificar la influencia del ruido en la señal se suele utilizar el cociente señal ruido (SNR), que es el cociente entre el promedio de la señal del radiómetro y la desviación estándar de dicha señal. En un espectrorradiómetro que utilice un fotomultiplicador como detector está relacionado, fundamentalmente, con la naturaleza de los electrones al dejar el cátodo.

El ruido puede determinarse a partir de medidas consecutivas de una fuente estable. Variando la distancia entre la fuente y el radiómetro se puede medir el ruido para diferentes niveles de señal.

La imprecisión estándar en una medida de una fuente desconocida depende del ruido durante la calibración y durante dicha medida y se puede expresar como

$$u_N(\lambda) = \sqrt{\left[\frac{E_L(\lambda)}{S_L(\lambda)} \right]^2 \left\{ \frac{S_M(\lambda)}{S_M(\lambda)S/N} \right\}^2 + \left[\frac{S_M(\lambda)E_L(\lambda)}{S_L^2(\lambda)} \right]^2 \left\{ \frac{S_L(\lambda)}{S_L(\lambda)S/N} \right\}^2} \quad (2.71)$$

donde $E_L(\lambda)$ y $E_M(\lambda)$ son respectivamente las irradiancias emitidas por la lámpara de calibrado y la fuente desconocida, $S_L(\lambda)$ y $S_M(\lambda)$ son las señales correspondientes, y los cocientes $S_L(\lambda) S/N$ y $S_M(\lambda) S/N$ son los cocientes S/N de ambas señales.

El umbral de detección de un espectrorradiómetro está limitado bien por la stray light bien por el ruido, si el tiempo de integración está fijado. Si está limitado por el ruido se cumplirá que $S/N=1$. La irradiancia mínima que puede medirse se conoce como irradiancia equivalente al ruido (NEI) y se define, para una cierta longitud de onda, como el cociente entre la desviación estándar de la señal de ruido del radiómetro σ_{osc} y la respuesta espectral.

$$NEI(\lambda) = \frac{\sigma_{osc}}{r(\lambda)} \quad (2.72)$$

CAPÍTULO III: DETERMINACIÓN DE PROPIEDADES DE AEROSOLES ATMOSFÉRICOS

III.1 Descripción de las campañas de medida

III.1.1 Zona de Valencia

III.1.2 Zona de Barrax (Albacete)

III.2 Espesor óptico. Parametrización

III.2.1 Metodología para la obtención del espesor óptico espectral y su parametrización

III.2.2 Resultados de la campaña de Valencia

III.2.3 Resultados de la campaña de Barrax

III.3 Distribución de tamaños

III.3.1 Metodología

III.3.2 Resultados de la campaña de Valencia

III.3.3 Resultados de la campaña de Barrax

III.4 Resultados obtenidos mediante Lidar

III.4.1 Descripción de la campaña

III.4.2 Perfil vertical y espesor óptico

III.4.3 Comparación de valores de espesor óptico obtenidos por diferentes métodos

III.5 Resultados obtenidos mediante el código SKYRAD.pack

III.5.1 Protocolo de medida

III.5.2 Parámetros que influyen en la obtención de las distribuciones de tamaños

III.5.3 Distribuciones de tamaños y origen de las masas de aire

III.5.4 Comparación de resultados de los algoritmos de King y Nakajima

III. DETERMINACIÓN DE PROPIEDADES DE AEROSOLES ATMOSFÉRICOS

En el capítulo anterior se han presentado los resultados correspondientes a la caracterización de la instrumentación utilizada a lo largo de este trabajo. En este se presentan los correspondientes a propiedades de los aerosoles. Todos ellos se han obtenido utilizando básicamente dicha instrumentación.

Estos resultados son fruto de diferentes campañas de medida, que se han llevado a cabo en dos zonas geográficas que hemos identificado como Valencia y Barrax (Albacete). En la zona de Valencia se han realizado dos campañas, con objetivos e instrumentación diferentes, mientras que en la zona de Barrax se han llevado a cabo tres campañas en períodos temporales distintos, pero todas ellas englobadas en un mismo proyecto. Estas campañas se describen con cierto detalle en el apartado III.1 de este capítulo.

En los apartados siguientes se presentan distintos resultados relativos a las propiedades de aerosoles, obtenidos todos ellos a partir de las medidas llevadas a cabo en estas campañas. Así, en el apartado III.2 se presentan los resultados del análisis del espesor óptico de aerosoles en las dos campañas. Además se analizan los coeficientes de turbiedad de Angstrom que se obtienen parametrizando el espesor óptico en función de la longitud de onda.

En el apartado III.3 se obtiene la distribución de tamaños de aerosoles aplicando el algoritmo de King descrito en la sección I.4.1. Este algoritmo utiliza como datos de entrada un cierto número de valores del espesor óptico de aerosoles a ciertas longitudes de onda concretas, obtenidos utilizando el espectrorradiómetro Li-Cor 1800. El criterio seguido se describe en III.3.1.

En la sección III.4 se presentan los resultados obtenidos con el lidar de retrodifusión LEANDRE. Tratando la señal medida por este instrumento se puede obtener el perfil de extinción de la atmósfera y de ahí el espesor óptico de los aerosoles. Simultáneamente a la medida del lidar, un nefelómetro, a bordo del mismo avión, permitió obtener también el espesor óptico de aerosoles. Esta sección concluye con la comparación de los resultados obtenidos por el lidar, el nefelómetro y las medidas de extinción tomadas a nivel del suelo.

Los resultados del algoritmo de Nakajima se presentan en el apartado III.5. Este modelo requiere como entrada medidas de radiancia de cielo, que se obtienen con el espectrorradiómetro Optronix y un telescopio reflex acoplado, tal y como se describe en la sección II.2.5. Permite obtener la distribución de tamaños en un rango de radios mayor que el algoritmo de King, y otros parámetros de los aerosoles como el albedo de difusión simple, el espesor óptico y la función de fase.

III.1 Descripción de las campañas de medida

En este apartado se describen las campañas de medida en las que se han obtenido los resultados de este trabajo relativos a los aerosoles. Las hemos clasificado por

zonas: Valencia y Barrax (Albacete). En relación a la primera se presentan resultados correspondientes a una campaña que tuvo lugar en verano de 1998 en la zona que rodea Valencia, y que describe con detalle en el apartado siguiente, y a otra que se prolongó desde diciembre de 1999 a julio de 2000 en Valencia. En la zona de Barrax se realizaron campañas puntuales, que se detallan más adelante, en los veranos de 1998, 1999 y 2000.

La campaña del verano de 1998 en Valencia y sus alrededores se diseñó para analizar la variabilidad local de los aerosoles alrededor de un área urbana, la ciudad de Valencia, sometida además a la influencia del mar. Se eligieron tres localidades de características diferentes: rural-continental, rural-costera y urbana-costera, dentro de un área de 50 km alrededor de Valencia. Se utilizaron tres espectrorradiómetros Li-Cor 1800 que tomaron medidas simultáneamente en las tres localidades, durante una ventana del 22 de junio al 10 de julio de 1998 abarcando alturas solares por encima de 24° por la mañana y de 38° por la tarde.

La segunda campaña llevada a cabo en Valencia se extendió durante varios meses, de diciembre de 1999 a julio de 2000 y su propósito fue determinar propiedades de los aerosoles imposibles de obtener con medidas de extinción. Se utilizó para ello el espectrorradiómetro Optronic 754-O-PTM con un telescopio reflex acoplado, en la configuración descrita en la sección II.2.5. Con este instrumento se midió la radiación difusa apuntando el telescopio hacia el cielo en ángulos acimutales simétricos en el plano del almucántar (plano paralelo al ecuatorial que incluye al sol). El protocolo de medida, descrito más adelante, exigía un rango de ángulos acimutales concreto dependiendo del ángulo cenital en el momento de la medida. Simultáneamente se tomaron medidas de irradiancia directa en incidencia normal con un espectrorradiómetro Li-Cor 1800 con el propósito de normalizar las medidas de radiancia, imprescindible para utilizar el código de Nakajima descrito en la sección I.4.2. Las medidas de extinción de la irradiancia nos permiten asimismo aplicar el algoritmo de King descrito en la sección I.4.1 y comparar los resultados que proporciona con los obtenidos por el código de Nakajima.

Las campañas de Barrax (Albacete) se realizaron en el marco del proyecto DAISEX financiado por la ESA, y se describen con detalle más adelante. La misión del Grupo de Radiación Solar de la Universidad de Valencia en las mismas consistió básicamente en determinar propiedades de aerosoles, simultáneamente al paso de aviones equipados con instrumentación de teledetección. Esta campaña propició la oportunidad a nuestro grupo de aplicar distintas técnicas para determinar propiedades de los aerosoles y además comparar los resultados con los obtenidos por otras metodologías de distinta concepción desarrolladas por otros grupos participantes. Los resultados de esta comparación se muestran en el apartado III.4.3.

III.1.1 Zona de Valencia

La ciudad de Valencia cuenta con una población de 1.3 millones de habitantes incluyendo su área metropolitana, y cuenta con industria metalúrgica, de fabricación de muebles, papelera y química. El clima es mediterráneo con condiciones anticiclónicas y elevada radiación solar en los meses de verano. La

Antes de iniciarse la campaña se llevaron a cabo una serie de pruebas en distintos puntos para analizar la posible influencia de la ubicación del punto de medida dentro de la ciudad (Figura 3.2). No se detectaron diferencias apreciables, por lo que se eligió la terraza del edificio de la Escuela Superior de Ingenieros Industriales, situada en la periferia de la ciudad y donde el horizonte era despejado. En la Figura 3.3 se muestra la comparación de dos medidas simultáneas tomadas en la periferia y el centro de la ciudad.

La campaña tuvo lugar del 22 de junio al 10 de julio de 1998. Las medidas se tomaron cada media hora simultáneamente en las tres localidades, desde las 0700 a las 1600 UTC. Solo consideramos los seis días que presentaron cielo despejado durante todo el día en las tres localidades. El patrón sinóptico del tiempo para el área de Valencia en verano está caracterizado por una combinación de presiones altas debida al anticiclón de las Azores y a una baja térmica originada en el norte de África. Esto produce vientos de este y sudeste con humedad relativa de aproximadamente el 50% que causa mañanas con neblina y formación de nubes a última hora de la tarde. Cinco de los seis días de medida cuadran con estas características. Sin embargo el sexto presentó condiciones muy diferentes, con viento continental del noroeste que limpió la atmósfera, presentando valores muy bajos de turbiedad. Por esta razón se ha optado por presentar los resultados correspondientes únicamente a dos días: el día considerado atípico (3 de julio) y el considerado representativo de las condiciones predominantes en verano en Valencia (6 de julio). La Figura 3.4 muestra los valores de irradiancia directa integrada medida con un pirheliómetro Eppley NIP, durante los días antes mencionados, en la estación automática de la Escuela Superior de Ingenieros Industriales. En la misma se observa que la irradiancia el 3 de julio es del orden del 20% superior a la del 6 de julio.

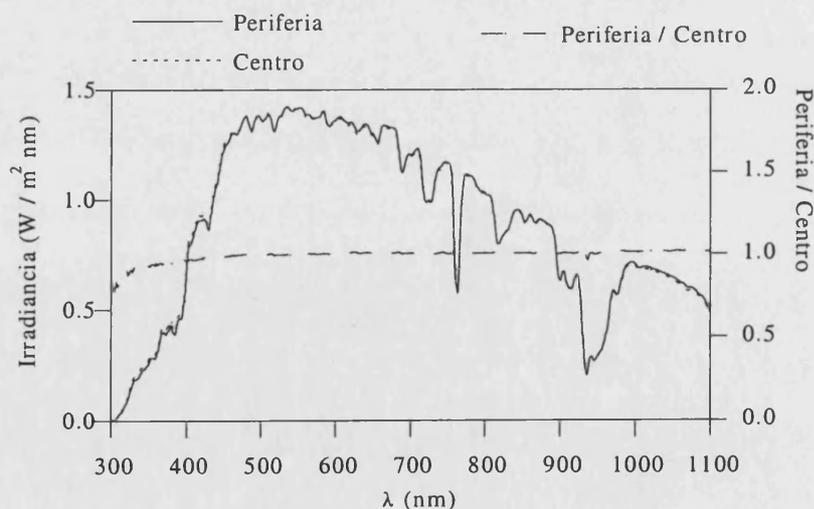


Figura 3.3 Irradiancia directa en el centro de Valencia, en su periferia y cociente entre ambas. Día 18/06/98. Masa óptica 1.7

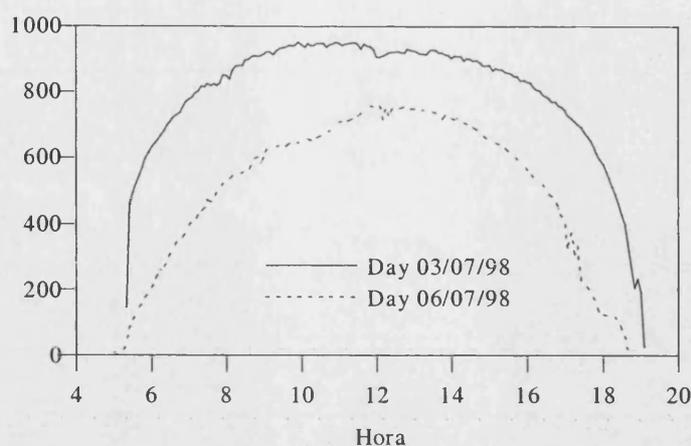


Figura 3.4 Irradiancia directa integrada para los días 3 y 6 de Julio,

En esta campaña se utilizaron tres espectrorradiómetros Licor cuyos números de serie son RS-312 (Universitat de Barcelona), RS-415 (Universitat de Valencia) y RS-553 (Universitat Politècnica de Valencia). Antes de iniciarse la campaña fueron calibrados en el Departamento de Termodinámica de la Universitat de Valencia con el dispositivo descrito en la sección II.3.3. Las desviaciones detectadas entre los tres instrumentos, en el rango visible, son menores que el 3%, que es inferior a la precisión de los instrumentos especificada por el fabricante. Una descripción detallada de los instrumentos y las medidas de esta campaña se encuentran en Martínez-Lozano et al. (2001b).

III.1.2 Zona de Barrax

Desde mediados de los años 80 la Agencia Espacial Europea (ESA) ha estado involucrada en campañas cuyo propósito es el desarrollar el potencial de la espectroscopía de imagen desde el espacio para un amplio rango de diferentes aplicaciones científicas. La última de estas actividades, el Digital Airborne Imaging Spectrometer Experiment (DAISEX), incluyó adquisiciones simultáneas de datos usando tres espectrorradiómetros de imagen aerotransportados sobre la zona de Barrax (Albacete) y el Valle del Rin. Hubo vuelos en 1998, 1999 y 2000, combinados con medidas atmosféricas desde los aviones y un amplio programa de medidas a nivel del suelo. La elección de la zona de Barrax por parte de la ESA para validar DAISEX no fue aleatoria, sino justificada por su amplia utilización anterior como sitio de prueba de numerosos proyectos de teledetección llevados a cabo por la Agencia.

El objetivo principal de DAISEX fue demostrar la viabilidad de medidas geo y biofísicas a partir de los espectrorradiómetros de imagen, tales como la temperatura de la superficie, el índice de área de la hojas, la biomasa, el contenido en agua de las hojas, la estructura y altura de la cobertura vegetal y las propiedades del suelo. Para ello fue necesario cumplir dos objetivos relacionados con el presente trabajo: estudiar el forzamiento radiativo de los aerosoles y su efecto climático, así como obtener los parámetros necesarios para realizar la corrección atmosférica de los datos de teledetección obtenidos durante la

campana. Los resultados que presentamos en esta memoria en relación con estas campañas está orientado a cumplir este último objetivo.

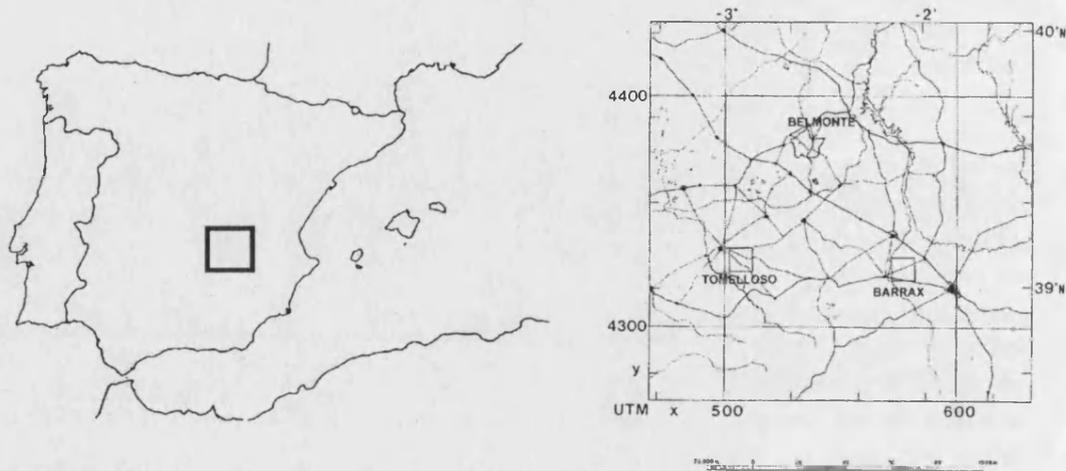


Figura 3.5 Localización del área de Barrax

La Figura 3.5 muestra la localización de la zona de Barrax, situada al oeste de la provincia de Albacete, a 28 km de la capital ($39^{\circ} 3' N 2^{\circ} 6' W$, 700 m de altitud) en plena Mancha. Se trata de un área muy plana, con un desnivel inferior a los 2 m en los 10x10 km que ocupa, lo cual simplifica el tratamiento de los datos de teledetección al no tenerse que aplicar corrección para la orografía. Presenta un marcado carácter continental, con diferencias rápidas en las temperaturas entre los meses cálidos y fríos y con grandes oscilaciones térmicas entre las temperaturas máxima y mínima diarias. Según las estadísticas de precipitaciones, la media en La Mancha es inferior a 400 mm por año, lo que hace de ella una de las regiones más secas de Europa. La precipitación es estacional, con un mínimo en verano (junio a agosto) y una gran variabilidad anual.

La instrumentación utilizada durante estas campañas puede clasificarse en dos grandes grupos, aerotransportada y operativa a nivel de suelo.

Instrumentación aerotransportada

Durante la campaña DAISEX'99 se utilizaron tres espectrorradiómetros de imagen en vuelos que tuvieron lugar el 3, 4 y 5 de Junio de 1999 (Müller y Hausold, 2001): DAIS-7915 e HyMap a bordo del avión DLR/Dornier, y POLDER a bordo del avión Fokker 27 ARAT. Este último fue utilizado para observar, desde una altura de 3000 m la polarización y las firmas multispectrales y direccionales de la radiación dispersada por el suelo. Volando a lo largo de varias líneas paralelas y perpendiculares para diferentes alturas solares se consiguió una serie completa de datos hiperespectrales (en varias bandas) e hiperangulares (en diferentes orientaciones).

El avión ARAT voló en el marco del proyecto STAARTE de la CEE llevando a bordo sensores optoelectrónicos para lluvia, nubes, cristales de hielo y aerosoles, sensores para medir presión, humedad, temperatura y ozono, y sensores de radiación (piranómetros en el infrarrojo y visible, y fotómetros ultravioleta). También embarcó el lidar LEANDRE, descrito en el apartado II.5 de esta memoria, empleado para determinar el perfil de extinción vertical así como un nefelómetro Meteorology Research Inc. 1550B, que se describe más adelante.

Instrumentación a nivel del suelo

La zona de Barrax está provista de instrumentación permanente para la determinación de parámetros meteorológicos e hidrológicos. En concreto cuenta con dos estaciones lisimétricas (para analizar el balance de energía y agua en el sistema tierra-planta-atmósfera) y tres estaciones meteorológicas. El Instituto Nacional de Meteorología facilitó radiosondeos durante toda la campaña y ozonosondeos en 1999 y 2000. Los radiosondeos fueron del tipo Vaisala RS80 equipados con sensores de humedad, presión y temperaturas y un GPS (Global Positioning System) que permite conocer la posición y altura así como la dirección y velocidad del viento. Los ozonosondeos fueron de tipo electroquímico RS80, basados en dos soluciones de diferente concentración de yoduro de potasio (Figura 3.6). Se inyecta aire en una de ellas y el ozono reacciona con el soluto produciendo aniones que se dirigen a la segunda disolución dando lugar a una fuerza electromotriz. Con un calibrado el sensor convierte la corriente eléctrica en concentración de ozono, que es emitida por radio junto con los datos del radiosondeo y recogidas desde tierra.

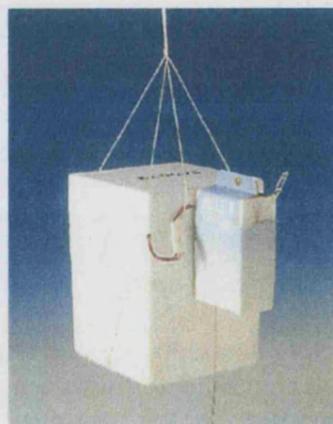
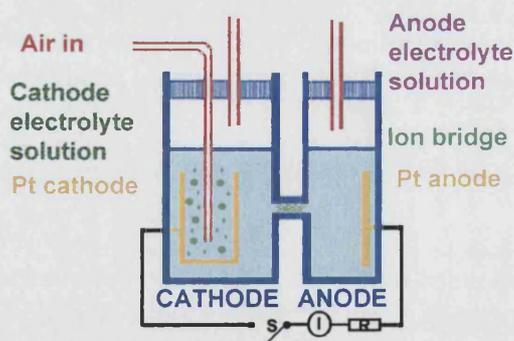


Figura 3.6 Esquema de la célula electroquímica e imagen del ozonosondeo Vaisala

El Grupo de Radiación Solar operó el espectrorradiómetro Optronic 754-O-PMT para la medida de la irradiancia global y directa para toda la campaña y en configuración para la medida de la radiancia del cielo en el año 2000. La irradiancia global y directa también fue determinada con el espectrorradiómetro Li-Cor 1800. De este instrumento se determinó el espesor óptico de aerosoles que se utilizó para llevar a cabo la corrección atmosférica. Aunque el Optronic 754 es más preciso, en condiciones de altas temperaturas como las que se alcanzaron en

Barrax (40 grados a la sombra) el Li-Cor 1800 da un resultado más fiable porque por construcción tiene menor deriva por la temperatura. La columna de ozono y el contenido en vapor de agua se determinaron mediante un fotómetro MICROTOPS II.

Otros grupos participantes utilizaron un conjunto de instrumentos para validar las medidas radiométricas llevadas a cabo por los sensores aerotransportados, incluyendo un espectrorradiómetro GER-3700 y otro GER 2600. Para el calibrado se utilizó un espectrómetro ASD FieldSpec FR y un Personal Spectrometer PS-II. En el rango térmico se utilizaron un radiómetro CIMEL CE-312, varios termómetros de infrarrojo EVEREST, un radiómetro portátil de infrarrojo RAYTEK y un termómetro de infrarrojo Omega OS86.

Asimismo se contó con un goniómetro desarrollado por la Universidad de Zurich para medir la radiancia bidireccional emitida por el suelo, análoga a la detección del sensor aerotransportado POLDER. Para medir la cobertura vegetal se utilizó un Li-Cor LAI-2000 que permite determinar la probabilidad de ver el cielo a través de la cobertura vegetal en diferentes direcciones y así determinar los parámetros de la cobertura. Para determinar fotosíntesis y flujos carbono-agua a escala de la hoja se utilizó una cámara analizadora de hoja LCA 4 de la casa ADC Ltd. Una descripción detallada de los instrumentos y medidas de la campaña DAISEX se encuentra en ESTEC (2001).

Como el objetivo de la campaña era probar la validez de los espectrorradiómetros de imagen, la adquisición de medidas del resto de la instrumentación se consideró puesta al servicio de los mismos. La instrumentación de tierra tomaba datos simultáneamente al paso de los aviones y se caracterizó la cobertura vegetal con los procedimientos físico-químicos a lo largo del día de medida. Para estos procedimientos unas pocas horas no supone una variación apreciable de las propiedades de la vegetación por lo que las pruebas se efectuaron al final del día.

III.2 Espesor óptico.

En este apartado se presentan los resultados referentes al espesor óptico espectral de aerosoles, determinado a partir de medidas de irradiancia solar a nivel de suelo, obtenidos en las distintas campañas de medida descritas anteriormente. En campañas puntuales se han obtenido valores de este parámetro a partir de otros métodos de medida (lidar y nefelómetro) pero los resultados correspondientes a los mismos se incluyen en el apartado III.4 de esta memoria. En este último también se ha incluido un primer análisis comparativo de los resultados que proporcionan los distintos métodos utilizados.

Los resultados se han agrupado según las zonas experimentales en las que se han obtenido. Para la zona de Valencia se han incluido únicamente los correspondientes a la campaña del verano de 1998 en la que se realizaron medidas simultáneas en tres localidades. En este caso se analizan los resultados obtenidos en relación al régimen de vientos y las retrotrayectorias de las masas de aire. Para

la zona de Barrax se presentan resultados correspondientes a días de medida de los tres años de campaña.

A partir de los valores del espesor óptico se ha realizado, en todos los casos, una parametrización del mismo mediante la expresión de Ångström, haciendo especial hincapié en los valores del exponente α , que posteriormente analizaremos en relación a la distribución de tamaños.

Toda la metodología empleada en este apartado se ha descrito previamente en el Capítulo I de la memoria. No obstante se ha considerado conveniente incluir un breve resumen de la misma a modo de recordatorio e introducción del capítulo.

III.2.1 Metodología para la obtención del espesor óptico espectral y su parametrización

Recordemos que, según vimos en el Capítulo I de esta memoria, el espesor óptico de aerosoles representa la cantidad de aerosoles en un determinado camino óptico a través de la atmósfera. Para obtenerlo hemos de remitirnos a la ley de Bouguer-Lambert-Beer y al procedimiento descrito en el apartado I.3.3, que permite obtener el espesor óptico total de la atmósfera (k_λ) a partir de medidas de irradiancia solar directa en incidencia normal. Dado que este espesor óptico total puede expresarse como la suma de los espesores ópticos relacionados con los distintos procesos de extinción que tienen lugar en la atmósfera, puede obtenerse a partir de él el espesor óptico correspondiente a un determinado proceso de extinción (en nuestro caso extinción por aerosoles) eliminando de $k_{a\lambda}$ las contribuciones debidas al resto de los procesos atmosféricos de extinción (en nuestro caso la dispersión de Rayleigh y la absorción de los gases atmosféricos). Obtendremos así el espesor óptico debido a la extinción por aerosoles, no siendo posible por este método distinguir en el mismo las contribuciones debidas a la dispersión y a la absorción.

En todos los casos la instrumentación utilizada han sido espectrorradiómetros Licor 1800 provistos de colimadores, cuyo uso no introduce errores significativos en las medidas de irradiancia solar directa (Utrillas et al., 2002). Aunque el rango de medida del Licor abarca 300-1100 nm, en todos los estudios para la determinación del espesor óptico de aerosoles nos hemos limitado al análisis de las medidas en el rango visible, 400-670 nm. En este rango espectral los únicos componente atmosféricos que presentan absorción son el ozono (banda de Chappuis) y la mezcla homogénea de gases, aunque en algunos casos se ha considerado conveniente considerar separadamente de los mismos el NO_2 , tal y como veremos más adelante.

En el campo de la teledetección es habitual trabajar con un único valor espectral para el espesor óptico de aerosoles que se considera representativo de todo el rango visible. La bibliografía muestra que la longitud de onda elegida para dicho valor no es siempre la misma. Remer y Kaufman (1998) toman 670 nm, mientras que Kaufman et al (2001) consideran 500 nm. Los valores más habituales son 500 nm y 550 nm. En esta memoria se ha tomado el correspondiente a 550 nm, que es con el que habitualmente trabaja nuestro grupo (Martínez-Lozano et al, 2001c).

Como se ha puesto de manifiesto en el Capítulo I, partir de los valores de espesor óptico de aerosoles es posible obtener diferentes parámetros relacionados con lo que se conoce de forma genérica como turbiedad atmosférica, habiéndose propuesto a lo largo de los años diversos índices de turbiedad atmosférica (Pedrós, 1997). En la actualidad ha vuelto a adquirir vigencia el propuesto por Ångström, debido básicamente al interés que presenta el exponente de la longitud de onda α , en relación a la determinación del tipo de aerosoles (y en particular el tamaño de los mismos) en las medidas desde satélite. Tal y como vimos en el apartado I.3.3, Angstrom parametriza el espesor óptico de aerosoles según la expresión

$$k_{\alpha\lambda} = \frac{\beta}{\lambda^\alpha} \quad (3.1)$$

donde el coeficiente de turbiedad β está relacionado con el contenido de aerosoles presentes en la atmósfera y el exponente de la longitud de onda α está relacionado, como ya hemos indicado, con la distribución de tamaño de los aerosoles y describe *grosso modo* el radio efectivo de la misma.

La expresión (3.1) es una aproximación no necesariamente válida para todo el rango espectral considerado, y por tanto los coeficientes α y β podrían ser válidos en una parte del espectro y no serlo en otra (Martínez-Lozano, 1998a, 2001b). En esta memoria los valores de β y α se han obtenido en todos los casos mediante un ajuste directo de la función (3.1) en el intervalo visible, o en subintervalos del mismo. Los errores se obtienen por la ley de propagación de errores, y en el visible alcanzan unos valores de 0.03 para β y de 0.07 para α .

III.2.2 Resultados de la campaña de Valencia

Los resultados que se detallan a continuación se han obtenido a partir de las medidas de irradiancia solar directa en incidencia normal registradas durante los días 3 y el 6 de Julio de 1998 en los tres lugares de medida de la campaña (Figura 3.1). En adelante los denominaremos: (1) centro de Valencia (Escuela Superior de Ingenieros Industriales); (2) Parque Natural de la Albufera (Centro para la Protección y Estudio del Medio Ambiente); (3) Chulilla (casa rural).

Las Figuras 3.7 (6 de julio) y 3.8 (3 de julio) muestran la evolución diaria del espesor óptico de aerosoles para 550 nm. A su vez la Figura 3.9 muestra la humedad relativa tomada en la localidad (1), que no es estrictamente aplicable a las otras. Los valores de presión a nivel del mar son 1011 mb para el 6 de julio y 1015 mb para el 3 de julio.

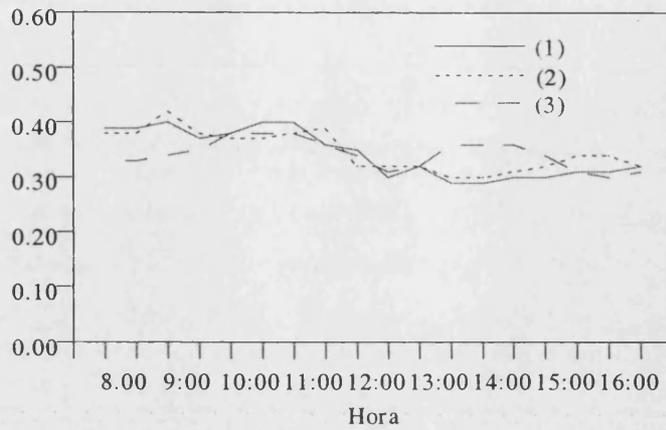


Figura 3.7 Evolución del espesor óptico de aerosoles a 550 nm para el 6 de julio

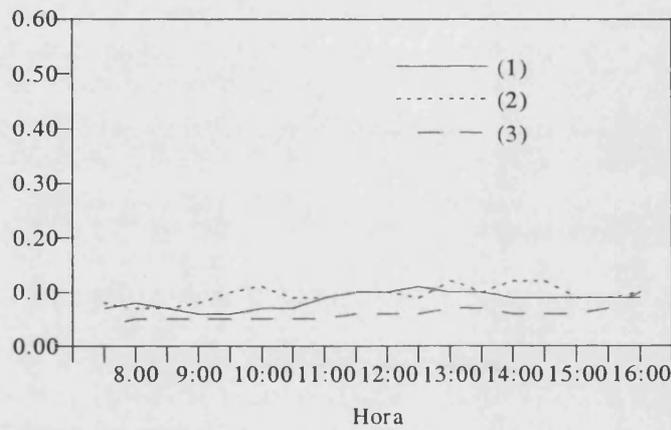


Figura 3.8 Evolución del espesor óptico de aerosoles a 550 nm para el 3 de julio

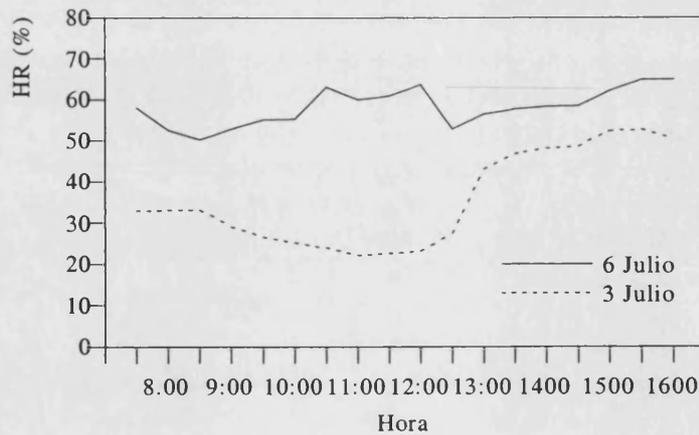


Figura 3.9 Evolución de la humedad relativa en Valencia durante los días 3 y 6 de julio

De acuerdo con la clasificación de Lorente et al. (1994) el 3 de julio correspondería a un día con aire muy limpio ($k_{a500} < 0.2$), mientras que el 6 de julio correspondería a un día con turbiedad moderada ($0.35 < k_{a500} < 0.45$). Esta

última situación es la más frecuente en el área de estudio durante el verano (Pedrós et al., 1999).

Las Figuras 3.7 (6 de julio) y 3.8 (3 de julio) muestran que existe una gran diferencia entre los valores del espesor óptico para los dos días. Una posible explicación podría ser el régimen de vientos. El viento sopló durante el día 6 de julio del sureste (procedente del mar), al igual que sucedió el resto de días de la campaña, excepto durante el 3 de julio.

También se observa en estas Figuras que las localidades (1) y (2) presentan resultados parecidos tanto en los valores de espesor óptico como en su evolución. Sería muy aventurado distinguir entre las características de los aerosoles en las localidad (1), en el centro de la ciudad, y la 2, situada cerca del mar. En ambas, el espesor óptico tiende a disminuir hasta las 1400 horas en que experimenta un ligero aumento, lo cual puede ser debido a niebla matutina que se dispersa al avanzar el día. Aunque los valores de humedad (Figura 3.9) no superan el 65%, por lo que no cabe esperar que los aerosoles varíen de composición (Horvarth y Trier, 1993) el aumento de la humedad relativa a última hora de la tarde podría explicar el incremento de los valores del espesor óptico de aerosoles a partir de las 1400 UTC.

Para el punto (3) la evolución diaria de los valores del espesor óptico es diferente, obteniéndose los máximos valores en las horas centrales del día. No ha sido posible establecer ningún tipo de hipótesis de esta evolución en relación a los valores de la humedad relativa ya que no se disponen de medidas de la misma en este punto para los días de la campaña de medida.

Durante el 3 de Julio el viento medido en la localidad rural (3) sopló del oeste (continental) durante las 24 horas. En cambio en las localidades costeras (1 y 2) sopló del oeste de 0000 a 1200 UTC, en que viró ligeramente hacia el este. A partir de las 1900 viró nuevamente y de forma brusca hacia el norte. Esta variación en la dirección del viento no aparece reflejada en los valores del espesor óptico, lo que indica que existe un cierto retraso, no cuantificado, entre la variación de la dirección del viento y la variación de los aerosoles presentes sobre el sitio de medida. Sin embargo los valores de humedad relativa aumentan rápidamente cuando vira el viento, tal y como se aprecia en la Figura 3.9.

Los valores de espesor óptico en las localidades (1) y (2) son semejantes en evolución y en valor, y entre un 30 y un 50% superiores a los de la localidad rural (3). El viento del oeste provoca una disminución en los valores de humedad relativa y unos valores de espesores ópticos extremadamente bajos en las tres localidades. En el centro de Valencia se obtienen valores entre 0.07 y 0.11, que se hallan entre los más bajos de los registrados durante los últimos cinco años en esta localidad (Martínez-Lozano, 1998b).

En general podemos concluir que existen pocas diferencias entre los valores del espesor óptico determinados en los tres puntos y que, bajo estas condiciones de viento, los resultados obtenidos para el área metropolitana de Valencia pueden extrapolarse, con pequeño margen de error, a una región de 50 km. de radio. La

presencia de los vientos procedentes del Mediterráneo parece homogeneizar las condiciones atmosféricas en este área a escala tan pequeña.

En las Figuras 3.10, 3.11 y 3.12 se muestra el espesor óptico de aerosoles a las 1000 1200 y 1600 UTC para los días 3 y 6 de julio, en el espectro visible. Se observa claramente que los valores para el día 6 (viento del mar) son muy superiores a los del día 3 (viento continental). Esto conduce a una contradicción ya que el presunto origen continental de los aerosoles presentes bajo estas condiciones debería conducir a resultados opuestos.

Una explicación a esta disyuntiva nos la proporciona las retro trayectorias isobáricas elaboradas por el Instituto Nacional de Meteorología para estos días, que se muestran en las Figuras 3.13 (3 de julio) y 3.14 (6 de julio). Vemos que para el día 3 las masas de aire tienen su origen en el Océano Atlántico. A su vez el día 6 de julio las masas de aire provienen del norte de África, lo que podría dar lugar a una intrusión de aerosoles saharianos.

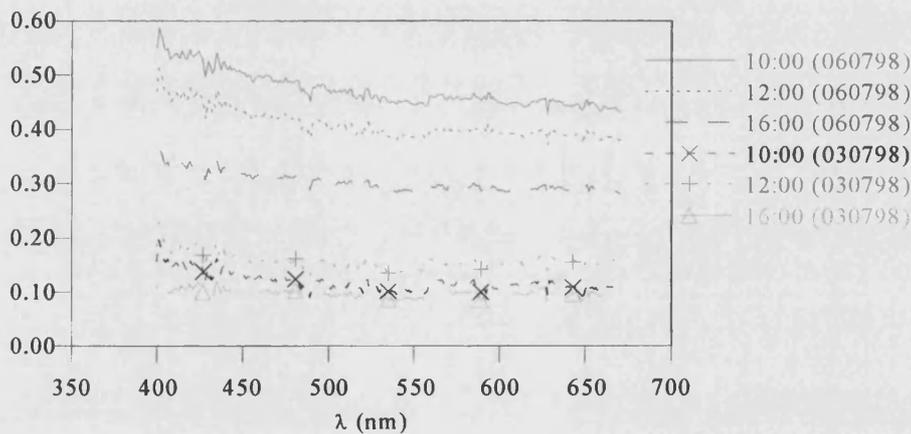


Figura 3.10 Espesor óptico en el espectro visible para la ciudad de Valencia (1) Días 3 y 6 de Julio

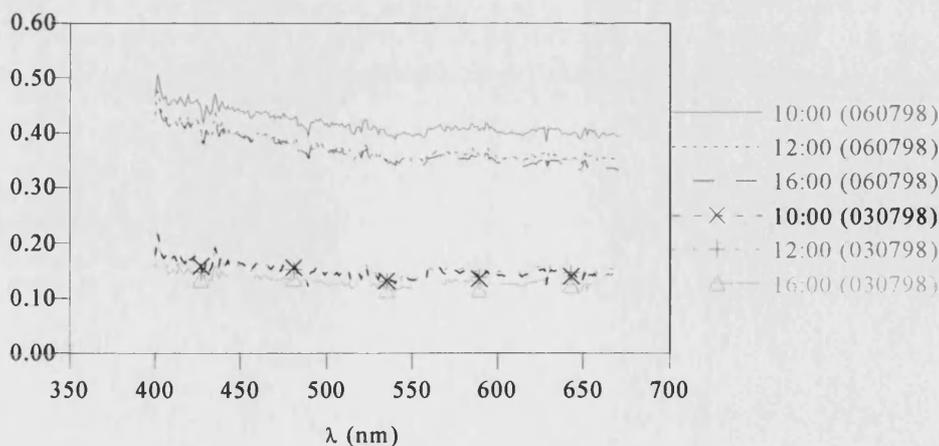


Figura 3.11 Espesor óptico en el espectro visible para el área costera (2) Días 3 y 6 de Julio

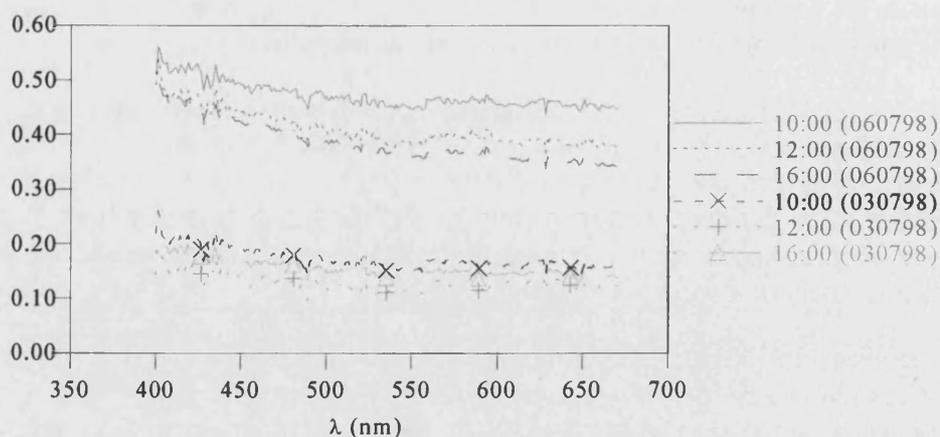


Figura 3.12 Espesor óptico en el espectro visible para la localidad rural (3) Días 3 y 6 de Julio

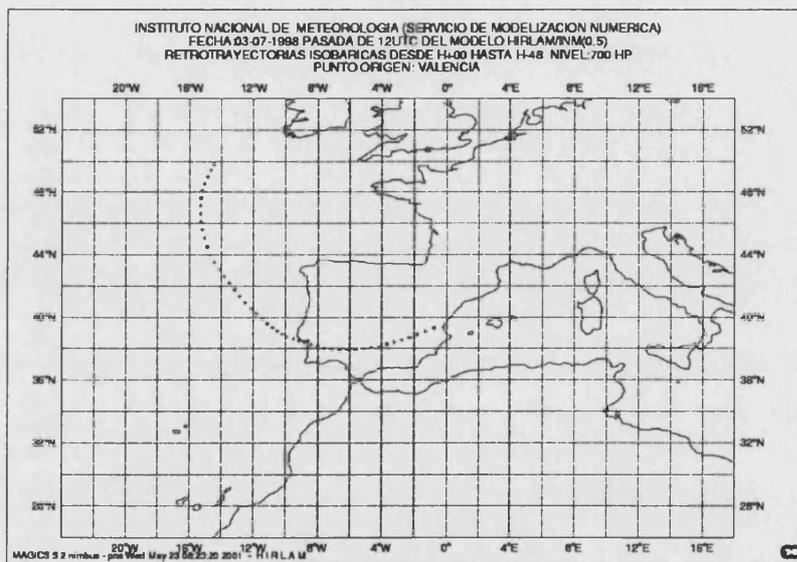


Figura 3.13 Retrotrayectoria isobárica de 48 horas a 700 HPa terminando a las 1200 UTC el 03/07/98 en Valencia. Fuente INM.

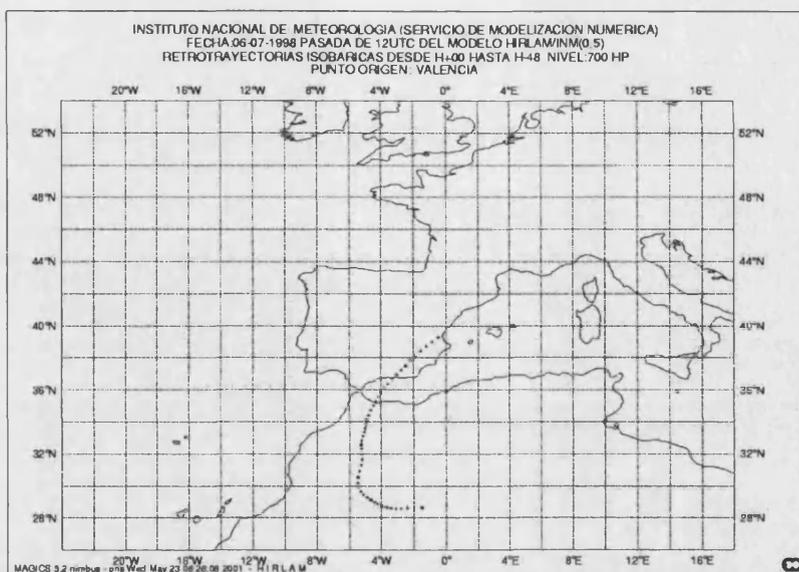


Figura 3.14 Retrotrayectoria isobárica a 700 hPa de 48 horas terminando a las 1200 UTC el 06/07/98 en Valencia. Fuente INM.

A partir de los valores espectrales del espesor óptico de aerosoles se han obtenido los parámetros de Angstrom, aplicando (3.1) a todo el rango del espectro visible mediante un ajuste directo. En las Tablas III.1 y III.2 aparecen los coeficientes de estos ajustes. Se observa que cuando predomina el viento del este (*levant*) los coeficientes de correlación de los ajustes pueden considerarse razonables para (3) y buenos para (1) y (2). En cambio cuando sopla el viento del oeste (*ponent*) los coeficientes de correlación son bajos, especialmente para (3).

Distintos autores (Cachorro et al., 1987c, 1989; Martínez-Lozano et al., 1998a) han mostrado que los parámetros de Angstrom obtenidos para un rango de longitudes de onda determinadas pueden no ser válidos en otro rango próximo a éste. Por ello, y a la vista de las curvas de las Figuras 3.10, 3.11 y 3.12 hemos optado por realizar nuevos ajustes dividiendo el visible en dos subintervalos espectrales independientes, 400-550 nm y 550-670 nm. Los resultados, que se muestran en las Tablas III.3 a III.6, ponen de manifiesto que en el rango superior de longitudes de onda las correlaciones son mucho menores. Esto concuerda con los resultados de Reid et al. (1999) que recientemente han mostrado, a partir de medidas realizadas con un fotómetro CIMEL en el mismo rango espectral del Licor, que el coeficiente de correlación entre α y los parámetros de tamaño decrece rápidamente a medida que el intervalo utilizado para obtener α incluye longitudes de onda mayores.

Tabla III.1 Coeficientes del ajuste a la expresión de Ångström: (1) centro de la ciudad, (2) Parque Natural de la Albufera, (3) Chulilla. Rango [400, 670] nm.
Día 03/07/98

Hora UTC	SITIO 1			SITIO 2			SITIO 3		
	β	α	R	β	α	R	β	α	R
0730	0.05	0.64	0.68	0.07	0.44	0.59	0.05	0.04	0.04
08.00	0.06	0.88	0.82	0.06	0.49	0.58	0.06	0.12	0.14
0830	0.07	0.38	0.44	0.07	0.46	0.54	0.06	0.17	0.19
0900	0.06	0.47	0.48	0.08	0.28	0.39	0.06	0.14	0.15
0930	0.06	0.43	0.41	0.10	0.31	0.48	0.06	0.15	0.16
1000	0.08	0.09	0.09	0.09	0.40	0.56	0.06	0.17	0.17
1030	0.06	0.59	0.53	0.09	0.24	0.34	0.07	0.03	0.04
1100	0.11	0.22	0.29	0.08	0.34	0.42	0.07	0.08	0.07
1130	0.09	0.18	0.21	0.09	0.31	0.41	0.07	0.09	0.09
1200	0.07	0.81	0.75	0.11	0.16	0.24	0.07	0.13	0.14
1230	0.09	0.66	0.70	0.09	0.37	0.44	0.08	0.07	0.07
1300	0.09	0.62	0.67	0.13	0.10	0.16	0.08	0.20	0.22
1400	0.10	0.35	0.44	0.09	0.37	0.47	0.08	0.21	0.24
1430	0.07	0.58	0.62	0.13	0.11	0.19	0.07	0.14	0.15
1500	0.08	0.50	0.58	0.12	0.10	0.18	0.07	0.14	0.16
1530	0.07	0.65	0.66	0.09	0.33	0.45	0.07	0.06	0.07
1600	0.07	0.60	0.68	0.07	0.55	0.65	0.07	0.28	0.37

Tabla III.2 Coeficientes del ajuste a la expresión de Ångström: (1) centro de la ciudad, (2) Parque Natural de la Albufera, (3) Chulilla. Rango [400, 670] nm.
Día 06/07/98

Hora UTC	SITIO 1			SITIO 2			SITIO 3		
	β	α	R	β	α	R	β	α	R
0730	0.05	0.64	0.68	0.07	0.44	0.59	0.05	0.04	0.04
08.00	0.06	0.88	0.82	0.06	0.49	0.58	0.06	0.12	0.14
0830	0.07	0.38	0.44	0.07	0.46	0.54	0.06	0.17	0.19
0900	0.06	0.47	0.48	0.08	0.28	0.39	0.06	0.14	0.15
0930	0.06	0.43	0.41	0.10	0.31	0.48	0.06	0.15	0.16
1000	0.08	0.09	0.09	0.09	0.40	0.56	0.06	0.17	0.17
1030	0.06	0.59	0.53	0.09	0.24	0.34	0.07	0.03	0.04
1100	0.11	0.22	0.29	0.08	0.34	0.42	0.07	0.08	0.07
1130	0.09	0.18	0.21	0.09	0.31	0.41	0.07	0.09	0.09
1200	0.07	0.81	0.75	0.11	0.16	0.24	0.07	0.13	0.14
1230	0.09	0.66	0.70	0.09	0.37	0.44	0.08	0.07	0.07
1300	0.09	0.62	0.67	0.13	0.10	0.16	0.08	0.20	0.22
1400	0.10	0.35	0.44	0.09	0.37	0.47	0.08	0.21	0.24
1430	0.07	0.58	0.62	0.13	0.11	0.19	0.07	0.14	0.15
1500	0.08	0.50	0.58	0.12	0.10	0.18	0.07	0.14	0.16
1530	0.07	0.65	0.66	0.09	0.33	0.45	0.07	0.06	0.07
1600	0.07	0.60	0.68	0.07	0.55	0.65	0.07	0.28	0.37

Tabla III.3 Coeficientes del ajuste a la expresión de Ångström: (1) centro de la ciudad, (2) Parque Natural de la Albufera, (3) Chulilla. Rango [400, 550] nm. Día 03/07/98

Hora	SITIO 1			SITIO 2			SITIO 3		
	α	β	R	α	β	R	α	β	R
0730	0.03	1.55	0.93	0.04	1.21	0.90	0.02	1.10	0.74
08.00	0.03	1.67	0.95	0.03	1.39	0.89	0.03	1.17	0.76
0830	0.03	1.44	0.86	0.03	1.38	0.87	0.03	1.25	0.77
0900	0.02	1.17	0.86	0.04	1.14	0.82	0.02	1.31	0.76
0930	0.02	1.68	0.84	0.06	1.04	0.83	0.02	1.38	0.76
1000	0.03	1.48	0.80	0.05	1.14	0.84	0.02	1.41	0.76
1030	0.02	1.81	0.86	0.05	1.06	0.77	0.03	1.31	0.71
1100	0.04	1.42	0.82	0.04	1.22	0.79	0.03	1.40	0.73
1130	0.05	1.29	0.84	0.05	1.16	0.79	0.03	1.39	0.73
1200	0.04	1.72	0.91	0.06	1.02	0.76	0.03	1.39	0.75
1230	0.04	1.53	0.90	0.04	1.32	0.82	0.03	1.31	0.72
1300	0.04	1.54	0.90	0.07	0.85	0.74	0.03	1.37	0.78
1400	0.05	1.32	0.85	0.05	1.24	0.82	0.03	1.34	0.79
1430	0.04	1.51	0.88	0.08	0.81	0.75	0.03	1.32	0.76
1500	0.04	1.45	0.88	0.07	0.82	0.75	0.03	1.27	0.76
1530	0.03	1.62	0.91	0.05	1.18	0.83	0.03	1.14	0.71
1600	0.04	1.46	0.91	0.04	1.37	0.89	0.03	1.18	0.81

Tabla III.4 Coeficientes del ajuste a la expresión de Ångström: (1) centro de la ciudad, (2) Parque Natural de la Albufera, (3) Chulilla. Rango [550, 670] nm. Día 03/07/98

Hora	SITIO 1			SITIO 2			SITIO 3		
	β	α	R	β	α	R	β	α	R
0730	0.08	-0.05	0.04	0.09	0.02	0.02	0.07	-0.52	0.30
08.00	0.09	0.18	0.17	0.09	0.00	0.00	0.08	-0.55	0.34
0830	0.10	-0.23	0.19	0.09	-0.01	0.01	0.09	-0.63	0.40
0900	0.09	-0.16	0.12	0.10	-0.05	0.05	0.10	-0.72	0.44
0930	0.08	-0.23	0.16	0.12	-0.01	0.02	0.10	-0.75	0.47
1000	0.12	-0.64	0.45	0.12	0.06	0.06	0.11	-0.76	0.48
1030	0.09	-0.12	0.09	0.11	-0.02	0.02	0.11	-0.76	0.49
1100	0.14	-0.50	0.41	0.10	0.01	0.01	0.12	-0.88	0.54
1130	0.15	-0.38	0.36	0.12	-0.05	0.05	0.12	-0.77	0.49
1200	0.11	0.16	0.16	0.14	-0.19	0.18	0.12	-0.72	0.49
1230	0.12	0.03	0.03	0.12	-0.15	0.13	0.12	-0.71	0.49
1300	0.12	-0.03	0.03	0.15	-0.21	0.22	0.12	-0.54	0.41
1400	0.13	-0.10	0.10	0.12	-0.05	0.04	0.12	-0.54	0.42
1430	0.10	-0.00	0.00	0.15	-0.15	0.17	0.11	-0.59	0.43
1500	0.11	-0.08	0.08	0.14	-0.14	0.16	0.10	-0.48	0.36
1530	0.10	0.01	0.01	0.11	-0.03	0.02	0.10	-0.49	0.35
1600	0.10	0.04	0.03	0.09	0.15	0.13	0.10	-0.30	0.25

Tabla III.5 Coeficientes del ajuste a la expresión de Ångström: (1) centro de la ciudad, (2) Parque Natural de la Albufera, (3) Chulilla. Rango [400, 550] nm.
Día 06/07/98

Hora	SITIO 1			SITIO 2			SITIO 3		
UTC	β	α	R	β	α	R	β	α	R
0730	0.25	0.79	0.99	0.27	0.57	0.97	0.27	0.36	0.93
08.00	0.25	0.69	0.98	0.27	0.57	0.96	0.27	0.38	0.92
0830	0.27	0.67	0.97	0.27	0.76	0.98	0.27	0.39	0.90
0900	0.25	0.69	0.96	0.27	0.61	0.95	0.27	0.43	0.91
0930	0.26	0.62	0.95	0.27	0.58	0.94	0.30	0.41	0.90
1000	0.26	0.71	0.96	0.26	0.56	0.93	0.29	0.45	0.90
1030	0.27	0.62	0.94	0.27	0.53	0.91	0.30	0.42	0.88
1100	0.25	0.64	0.93	0.28	0.54	0.91	0.27	0.51	0.90
1130	0.23	0.71	0.94	0.21	0.72	0.93	0.24	0.61	0.92
1200	0.19	0.81	0.94	0.20	0.73	0.93	0.20	0.73	0.93
1230	0.18	1.05	0.95	0.22	0.64	0.91	0.20	0.77	0.94
1300	0.18	0.81	0.94	0.20	0.72	0.92	0.20	0.95	0.97
1400	0.18	0.81	0.94	0.20	0.71	0.93	0.20	0.97	0.97
1430	0.18	0.83	0.95	0.21	0.70	0.93	0.20	0.98	0.98
1500	0.19	0.78	0.94	0.21	0.70	0.94	0.20	0.87	0.97
1530	0.19	0.82	0.96	0.22	0.70	0.95	0.19	0.85	0.97
1600	0.20	0.78	0.96	0.22	0.68	0.95	0.19	0.81	0.97

Tabla III.6 Coeficientes del ajuste a la expresión de Ångström: (1) centro de la ciudad, (2) Parque Natural de la Albufera, (3) Chulilla. Rango [550, 670] nm.
Día 06/07/98

Hora	SITIO 1			SITIO 2			SITIO 3		
UTC	β	α	R	β	α	R	β	α	R
0730	0.34	0.29	0.63	0.34	0.20	0.48	0.34	0.02	0.05
08.00	0.35	0.19	0.47	0.35	0.18	0.44	0.34	-0.01	0.02
0830	0.37	0.20	0.50	0.35	0.34	0.69	0.36	-0.02	0.06
0900	0.36	0.10	0.25	0.35	0.19	0.45	0.37	0.00	0.01
0930	0.37	0.14	0.34	0.36	0.12	0.30	0.40	-0.01	0.03
1000	0.37	0.18	0.44	0.36	0.08	0.20	0.40	0.01	0.02
1030	0.38	0.13	0.32	0.37	0.08	0.20	0.40	-0.03	0.08
1100	0.36	0.08	0.20	0.38	0.08	0.21	0.37	0.01	0.03
1130	0.34	0.10	0.23	0.32	0.11	0.24	0.35	0.03	0.08
1200	0.31	0.07	0.15	0.31	0.11	0.23	0.31	0.09	0.21
1230	0.28	0.29	0.55	0.32	0.10	0.20	0.30	0.15	0.32
1300	0.29	0.09	0.19	0.30	0.08	0.16	0.31	0.33	0.62
1400	0.29	0.08	0.16	0.30	0.11	0.22	0.31	0.32	0.59
1430	0.29	0.12	0.25	0.31	0.12	0.25	0.30	0.38	0.66
1500	0.26	0.32	0.54	0.31	0.15	0.30	0.29	0.31	0.58
1530	0.29	0.18	0.35	0.31	0.19	0.38	0.28	0.25	0.48
1600	0.29	0.20	0.39	0.31	0.20	0.41	0.28	0.22	0.45

A la vista de estos resultados, en lo que sigue nos limitaremos al análisis de las curvas en el rango de longitudes de onda 400-550 nm (Tablas III.3 y III.5). En este rango espectral, para las tres estaciones de medida, los valores de β oscilan entre 0.18 y 0.30 el 6 de julio y entre 0.02 y 0.08 el 3 de julio. Para condiciones de turbiedad media muestran una evolución similar a lo largo del día, con una tendencia decreciente por la tarde, lo que coincide con resultados previos obtenidos para el área de Valencia a partir de medidas de radiación solar de banda ancha, que muestran que los valores de turbiedad por la mañana son mayores que por la tarde (Pedrós et al., 1999)

La evolución diaria del coeficiente α en este intervalo espectral se muestra en las Figuras 3.15 (6 de julio) y 3.16 (3 de julio). En condiciones de viento del este (día 6 de julio, Figura 3.15) se observa que en los puntos próximos a la costa (1) y (2) el valor de α se mantiene bastante estable, con valores comprendidos entre 0.60 y 0.80, lo que sugiere que a lo largo del día no se modifica la distribución de tamaños de los aerosoles (al menos en su forma). Para el punto 3 (rural) los valores de α muestran una evolución más amplia a lo largo del día pasando de valores próximos a 0.40 a primeras horas de la mañana a valores de 0.80-0.90 por la tarde, lo que parece indicar una variación en la composición de los aerosoles presentes en este punto, en el sentido de una disminución del tamaño de los mismos a lo largo del día hasta alcanzar a última hora valores similares a los de los presentes en la costa. Una posible explicación a este hecho podría establecerse en base a la presencia de nieblas o nubes altas matinales, pero éstas no se han observado visualmente durante la campaña de medida.

En condiciones de viento del oeste (día 3 de julio, Figura 3.16) los valores de α en los tres sitios de medida son sensiblemente superiores a los que se tienen para el resto de los días (en los que existe presencia de viento del oeste), llegando a duplicarlos en algunos casos. La razón puede encontrarse, de nuevo, en el origen de las masas de aire. Bajo estas condiciones los valores medios de α son similares en los tres puntos, oscilando entre 1.10 y 1.50. Cabe destacar que presentan una mayor estabilidad en la localidad (3) (rural), posiblemente debido a su lejanía tanto de la costa como de los centros industriales que rodean la ciudad de Valencia, todos situados al este.

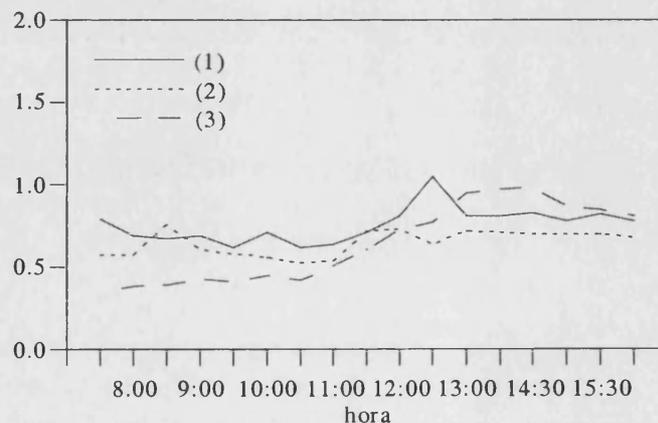


Figura 3.15 Evolución del coeficiente α Día 06/07/98. Rango [400, 550] nm

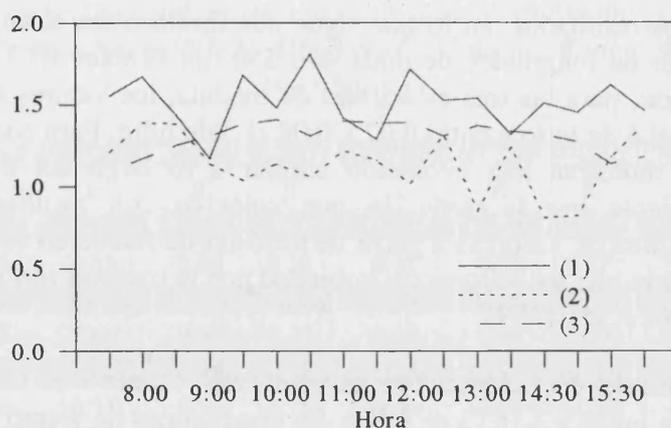


Figura 3.16 Evolución del coeficiente α . Día 03/07/98. Rango [400, 550] nm

III.2.3 Resultados de la campaña de Barrax

Como ya hemos indicado con anterioridad, en la zona de Barrax se realizaron medidas a lo largo de días puntuales de los veranos de 1998, 1999 y 2000. Aquí presentamos los resultados correspondientes al espesor óptico de aerosoles, obtenidos como en el caso anterior a partir de medidas de extinción de irradiancia solar con el Licor, para tres de los días de medida: 11 de agosto de 1998, 4 de junio de 1999 y 29 de junio de 2000.

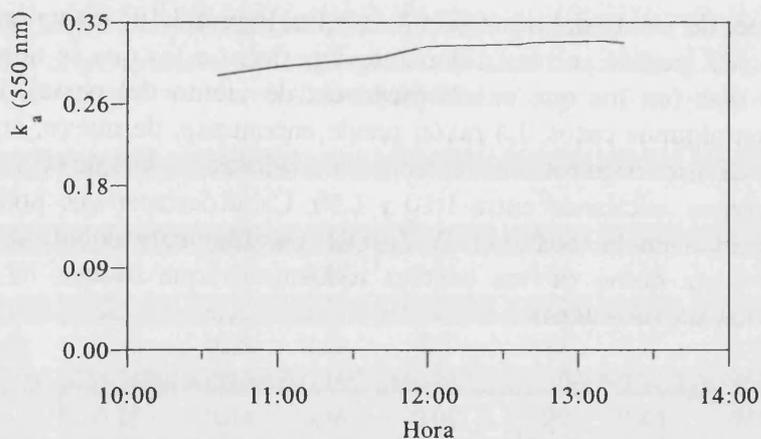


Figura 3.17 Evolución del espesor óptico de aerosoles a 550 nm para el 11/08/98

La metodología seguida ha sido exactamente la misma que en el caso anterior, aplicando la ley de Beer a las medidas de irradiancia solar, y posteriormente las correcciones adecuadas al espesor óptico total de la atmósfera. Como en el caso anterior para cada medida de irradiancia espectral, se obtienen 270 valores del espesor óptico de aerosoles en el rango 400-670 nm, que podemos caracterizar mediante el valor representativo correspondiente a 550 nm. En las Figuras 3.17 (11/08/98), 3.18 (04/06/99) y 3.19 (29/06/00) se muestra la evolución de este valor del espesor óptico a lo largo de los tres días de medida considerados.

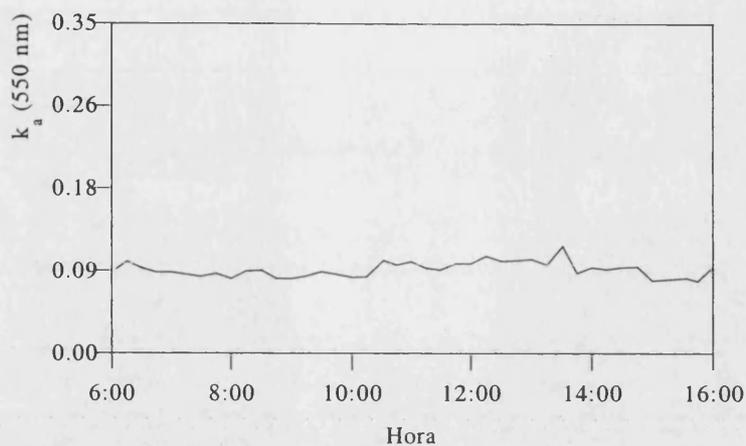


Figura 3.18 Evolución del espesor óptico de aerosoles a 550 nm para el 04/06/99

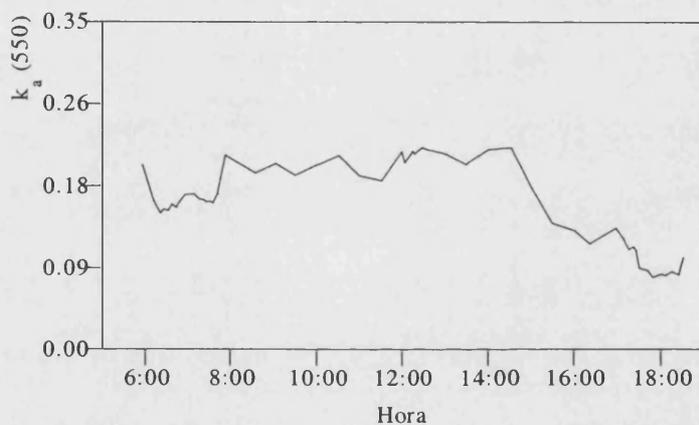


Figura 3.19 Evolución del espesor óptico de aerosoles a 550 nm para el 29/06/00



Como en el apartado anterior, los valores espectrales del espesor óptico se han ajustado mediante la expresión de Ångström (3.1) en todo el intervalo espectral del visible. A modo de ejemplo, en las Figuras 3.20 (11/08/98), 3.21 (04/06/99) y 3.22 (29/06/00) se muestran valores espectrales del espesor óptico para algunas horas de los tres días considerados, junto a las correspondientes curvas resultantes del ajuste. Se han elegido los valores correspondientes a las medidas realizadas a mediodía solar, y a la primera y última medida de cada día.

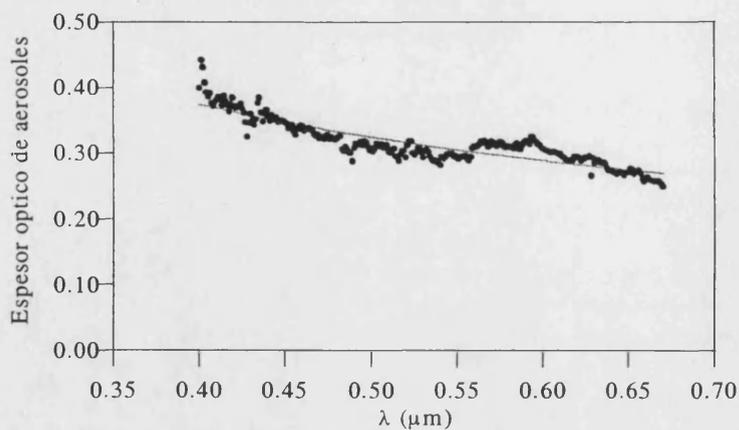


Figura 3.20a Espesor óptico de aerosoles. Rango [400, 670] nm.
Día 11/08/98. Hora 1036 UTC.

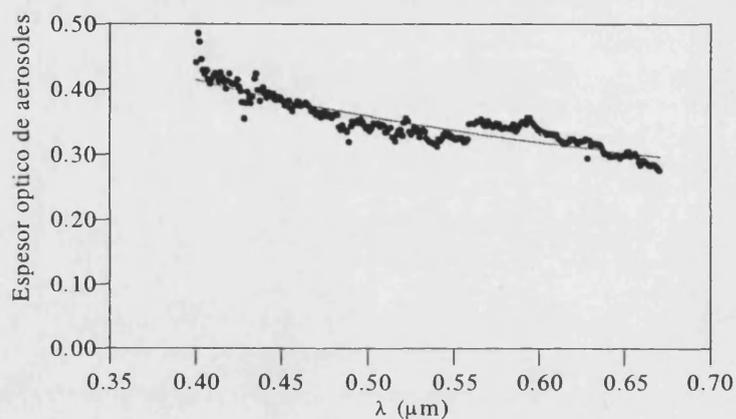


Figura 3.20b Espesor óptico de aerosoles. Rango [400, 670] nm.
Día 11/08/98. Hora 1236 UTC

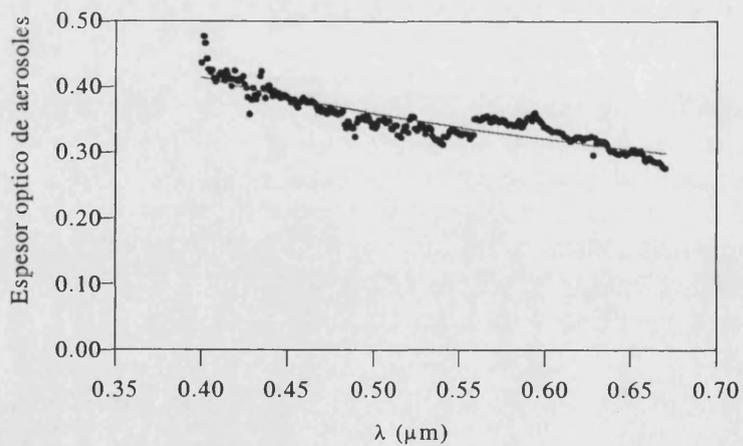


Figura 3.20c Espesor óptico de aerosoles. Rango [400, 670] nm.
Día 11/08/98. Hora 1318 UTC

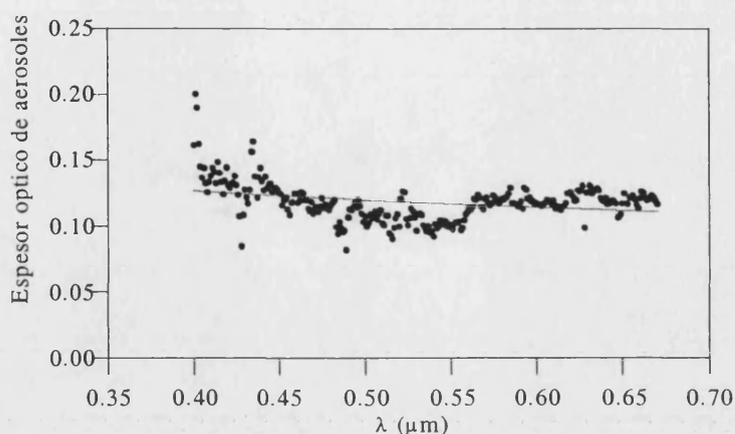


Figura 3.21a Espesor óptico de aerosoles. Rango [400, 670] nm.
Día 04/06/99. Hora 1032 UTC

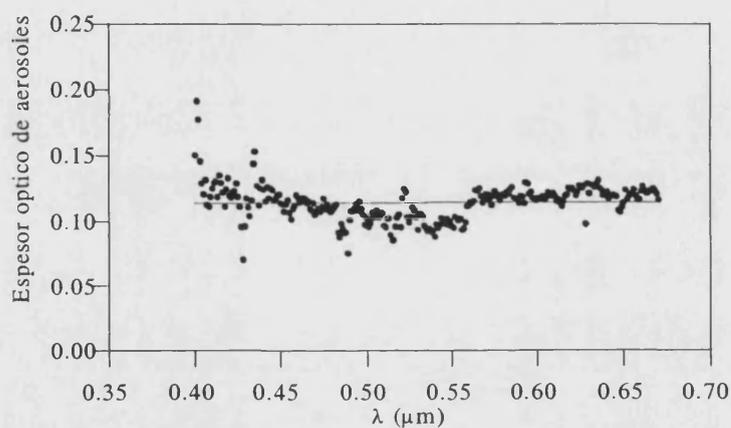


Figura 3.21b Espesor óptico de aerosoles. Rango [400, 670] nm.
Día 04/06/99. Hora 1200 UTC

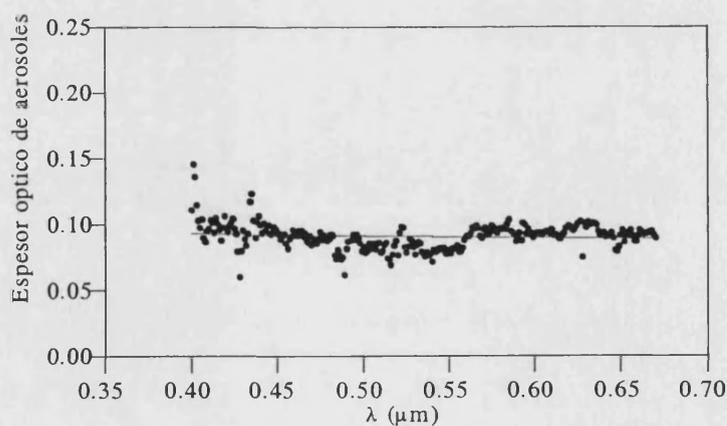


Figura 3.21c Espesor óptico de aerosoles. Rango [400, 670] nm.
Día 04/06/99. Hora 1500 UTC

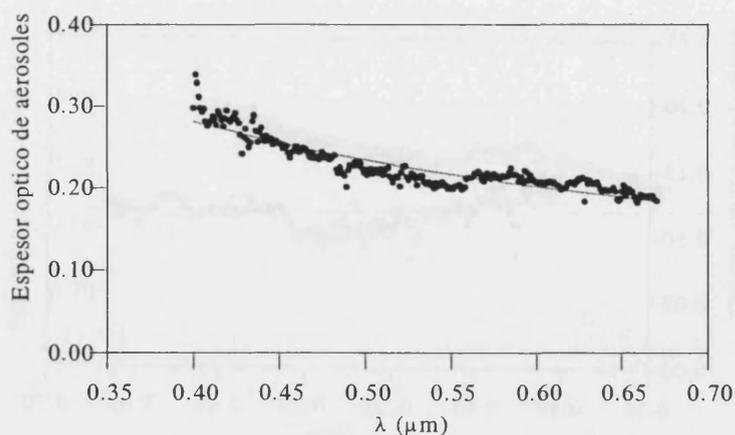


Figura 3.22a Espesor óptico de aerosoles. Rango [400, 670] nm.
Día 29/06/00. Hora 0902 UTC

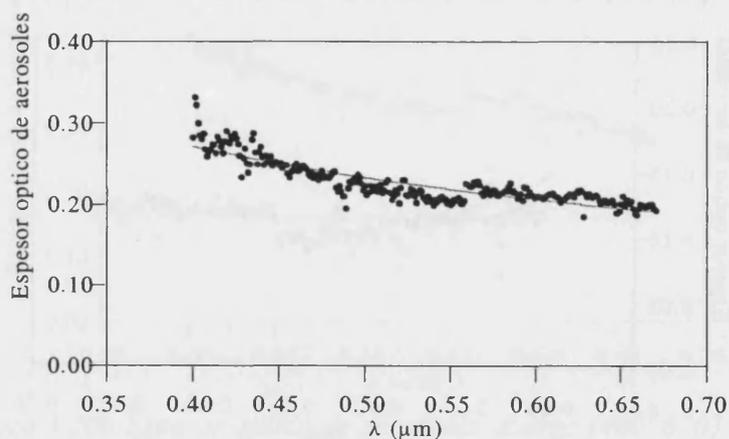


Figura 3.22b Espesor óptico de aerosoles. Rango [400, 670] nm.
Día 29/06/00. Hora 1204 UTC

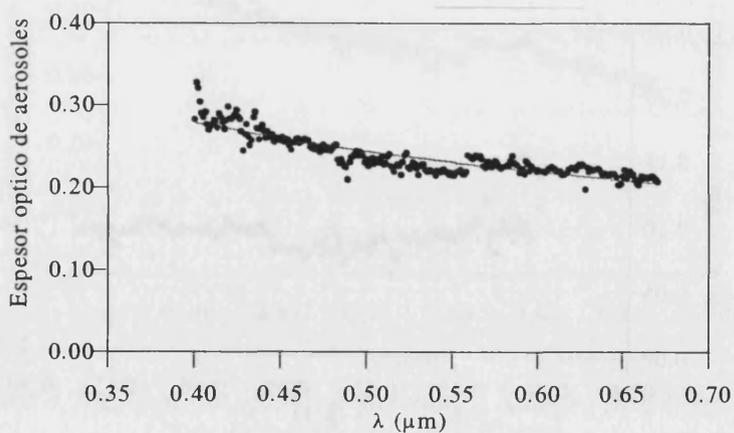


Figura 3.22c Espesor óptico de aerosoles. Rango [400, 670] nm.
Día 29/06/00. Hora 1400 UTC

En la Tabla III.7 se resumen los resultados de dichos ajustes, indicando los valores de los coeficientes de Ångström en cada caso, así como los coeficientes de correlación obtenidos. Se observa que los resultados correspondientes al año 1998 (Figuras 3.20) presentan coeficientes de correlación en torno al 0.9, y unos valores de α y β relativamente estables a lo largo del día. Los valores de β (aproximadamente 0.2) son del orden de lo que para estas latitudes se considera turbiedad de tipo medio, típicos de verano. A su vez los valores de α (alrededor de 0.6) se pueden considerar relativamente bajos, indicando la presencia de partículas de gran tamaño. Para el día del año 2000 considerado (Figuras 3.22) se tienen resultados similares, siendo la turbiedad algo inferior, y mostrando los valores de α una ligera disminución a lo largo del día, desde 0.82 a las 0900 UTC hasta 0.59 a las 1400 UTC.

Sin embargo, para el día correspondiente al año 1999, 4 de junio (Figuras 3.22), el ajuste del espesor óptico de aerosoles presenta un coeficiente de correlación inferior a 0.3, con unos valores, tanto de α como de β , anormalmente bajos. El valor de β puede explicarse en base a que durante los días precedentes tuvo lugar el paso de un frente frío procedente del Atlántico, acompañado de lluvias que limpiaron la atmósfera. En cuanto a los valores de α nos referiremos a ellos con detalle en el apartado siguiente en el que se analiza la distribución de tamaños de los aerosoles.

Tabla III.7 Coeficientes del ajuste del espesor óptico de aerosoles a la ecuación de Ångström. Rango espectral 400-670 nm

11/08/98			
Hora UTC	α	β	R
1036	0.64	0.21	0.89
1100	0.69	0.21	0.91
1141	0.72	0.21	0.92
1200	0.65	0.23	0.90
1237	0.66	0.23	0.91
1242	0.68	0.23	0.91
1310	0.66	0.23	0.91
1318	0.63	0.23	0.90
04/06/99			
Hora UTC	β	α	R
0605	0.05	1.11	0.92
0615	0.05	1.31	0.94
0630	0.05	1.29	0.93
0645	0.05	1.22	0.91
0700	0.048	1.17	0.89
0717	0.05	0.95	0.83
0729	0.05	0.98	0.82
0745	0.06	0.76	0.73
0800	0.06	0.80	0.73
0815	0.07	0.75	0.71
0831	0.07	0.60	0.63
0845	0.07	0.63	0.60
0900	0.07	0.58	0.57

0915	0.07	0.54	0.54
0930	0.083	0.39	0.73
0945	0.08	0.36	0.38
1000	0.08	0.38	0.39
1015	0.08	0.43	0.43
1032	0.10	0.25	0.30
1045	0.09	0.36	0.40
1100	0.10	0.25	0.3
1115	0.09	0.27	0.30
1130	0.10	0.18	0.21
1145	0.12	-0.09	0.11
1200	0.11	-0.01	0.007
1215	0.13	-0.13	0.17
1230	0.11	-0.04	0.05
1245	0.12	-0.06	0.07
1300	0.12	-0.03	0.04
1315	0.10	0.14	0.17
1331	0.14	-0.11	0.18
1345	0.10	0.09	0.10
1400	0.11	-0.013	0.018
1415	0.10	0.04	0.05
1429	0.11	-0.04	0.06
1445	0.10	-0.0012	0.0019
1500	0.09	0.08	0.11
1516	0.09	0.04	0.06
1533	0.09	0.04	0.06
1545	0.09	0.016	0.02
1600	0.09	0.27	0.43

29/06/00

Hora UTC	β	α	R
0555	0.09	1.38	0.98
0612	0.08	1.2	0.98
0621	0.08	1.1	0.98
0626	0.08	1.1	0.98
0632	0.08	1.1	0.97
0637	0.09	1.0	0.97
0643	0.09	1.0	0.98
0647	0.09	1.0	0.97
0656	0.09	1.1	0.97
0708	0.10	1.0	0.97
0716	0.10	0.97	0.95
0721	0.10	0.93	0.96
0725	0.09	1.0	0.96
0731	0.10	0.92	0.95
0735	0.10	0.95	0.95
0741	0.10	0.95	0.95
0752	0.11	1.17	0.96
0834	0.11	1.0	0.94
0902	0.14	0.82	0.92
0930	0.12	0.83	0.91

1000	0.13	0.85	0.92
1031	0.14	0.81	0.91
1100	0.14	0.68	0.86
1131	0.13	0.67	0.85
1159	0.15	0.71	0.89
1204	0.15	0.68	0.88
1211	0.15	0.71	0.89
1215	0.15	0.70	0.89
1218	0.15	0.74	0.90
1224	0.15	0.70	0.90
1229	0.15	0.78	0.92
1235	0.15	0.74	0.91
1301	0.15	0.74	0.91
1330	0.14	0.68	0.90
1400	0.16	0.59	0.89
1432	0.15	0.77	0.93
1501	0.16	0.59	0.89
1529	0.12	0.31	0.69
1601	0.11	0.35	0.72
1622	0.11	0.18	0.55
1658	0.10	0.50	0.87
1708	0.09	0.51	0.87
1716	0.08	0.52	0.85
1722	0.08	0.61	0.89
1725	0.09	0.47	0.825
1730	0.08	0.28	0.64
1741	0.07	0.35	0.70
1748	0.08	-0.06	0.17
1800	0.07	0.25	0.57
1806	0.08	0.07	0.19
1815	0.09	-0.13	0.3
1824	0.09	-0.18	0.36
1831	0.08	0.39	0.67

En cualquier caso, con el fin de intentar mejorar los resultados de la correlación, y a la vista de las curvas del espesor óptico, de nuevo hemos optado por considerar dos subintervalos [400, 550] nm y [550, 670] nm, y realizar dos ajustes independientes. Aunque en un sentido estricto (a la vista de las curvas) quizás hubiese sido más adecuado utilizar como corte la longitud de onda de 560 nm, se ha optado por los 550 nm dado que este espesor óptico de aerosoles se utiliza como parámetro en numerosos códigos de transferencia radiativa, tal y como ya hemos indicado con anterioridad. Los resultados correspondientes al intervalo de mayores longitudes de onda no mejoran sensiblemente los correspondientes al intervalo visible total, al igual que ocurría en el caso de los datos de la campaña descrita en el apartado anterior. No ocurre lo mismo con los correspondientes al subintervalo [400, 550] nm, que se muestran en la Tabla III.8. En este caso, para el día 04/06/99 los valores obtenidos para β son extraordinariamente bajos, del orden de 0.05, mientras que los de α varían a lo largo del día, disminuyendo desde

1.30 (1030 UTC) a 0.94 (1500 UTC). Esta evolución a lo largo del día se ha representado en la Figura 3.23. Asimismo en la Figura 3.24 se muestran las mismas curvas que en la Figura 3.21, pero limitadas al intervalo espectral [400, 550] nm.

Tabla III.8 Coeficientes del ajuste del espesor óptico de aerosoles a la ecuación de Ångström. Rango espectral 400-550 nm

11/08/98			
Hora UTC	α	β	R
1036	1.01	0.16	0.94
1100	1.05	0.16	0.95
1141	1.06	0.16	0.95
1200	0.97	0.18	0.94
1237	0.98	0.18	0.95
1242	1.00	0.18	0.95
1310	0.96	0.18	0.95
1318	0.94	0.18	0.95
04/06/99			
Hora UTC	β	α	R
0605	0.03	1.68	0.97
0615	0.03	1.94	0.98
0630	0.03	1.96	0.98
0645	0.03	1.95	0.97
0700	0.026	1.95	0.96
0717	0.03	1.80	0.94
0729	0.03	1.89	0.94
0745	0.03	1.71	0.92
0800	0.03	1.79	0.91
0815	0.03	1.72	0.90
0831	0.03	1.60	0.88
0845	0.03	1.72	0.87
0900	0.03	1.68	0.86
0915	0.03	1.64	0.84
0930	0.03	1.51	0.83
0945	0.03	1.51	0.81
1000	0.03	1.57	0.80
1015	0.03	1.58	0.81
1032	0.04	1.30	0.78
1045	0.04	1.43	0.80
1100	0.04	1.29	0.77
1115	0.04	1.36	0.77
1130	0.04	1.30	0.74
1145	0.05	0.96	0.62
1200	0.05	1.05	0.67
1215	0.06	0.84	0.60
1230	0.05	0.98	0.65
1245	0.06	0.92	0.63
1300	0.06	0.92	0.64
1315	0.05	1.10	0.71

1331	0.07	0.69	0.59
1345	0.04	1.08	0.68
1400	0.05	0.89	0.63
1415	0.05	0.93	0.65
1429	0.06	0.77	0.6
1445	0.06	0.79	0.63
1500	0.04	0.94	0.67
1516	0.05	0.84	0.65
1533	0.05	0.80	0.65
1545	0.05	0.74	0.63
1600	0.05	0.99	0.79

29/06/00

Hora UTC	β	α	R
0555	0.07	1.71	0.99
0612	0.06	1.5	0.99
0621	0.06	1.37	0.99
0626	0.06	1.40	0.99
0632	0.07	1.37	0.99
0637	0.07	1.34	0.99
0643	0.07	1.31	0.99
0647	0.07	1.24	0.98
0656	0.07	1.47	0.99
0708	0.07	1.36	0.98
0716	0.07	1.32	0.98
0721	0.07	1.28	0.98
0725	0.07	1.33	0.98
0731	0.07	1.31	0.97
0735	0.07	1.33	0.97
0741	0.07	1.37	0.98
0752	0.08	1.62	0.98
0834	0.08	1.45	0.97
0902	0.09	1.29	0.96
0930	0.08	1.33	0.95
1000	0.09	1.31	0.95
1031	0.09	1.28	0.94
1100	0.09	1.20	0.93
1131	0.09	1.18	0.92
1159	0.11	1.15	0.94
1204	0.10	1.14	0.93
1211	0.10	1.15	0.93
1215	0.11	1.15	0.93
1218	0.10	1.18	0.94
1224	0.11	1.14	0.94
1229	0.11	1.18	0.94
1235	0.11	1.15	0.94
1301	0.11	1.13	0.94
1330	0.11	1.06	0.93
1400	0.12	0.98	0.93
1432	0.11	1.14	0.95
1501	0.12	0.66	0.85

1529	0.09	0.65	0.81
1601	0.09	0.70	0.84
1622	0.096	0.34	0.62
1658	0.08	0.83	0.92
1708	0.07	0.81	0.91
1716	0.064	0.88	0.92
1722	0.06	0.97	0.94
1725	0.07	0.82	0.91
1730	0.06	0.54	0.80
1741	0.06	0.66	0.85
1748	0.07	0.11	0.25
1800	0.06	0.52	0.81
1806	0.07	0.21	0.52
1815	0.08	-0.03	0.10
1824	0.08	-0.12	0.32
1831	0.05	1.24	0.76

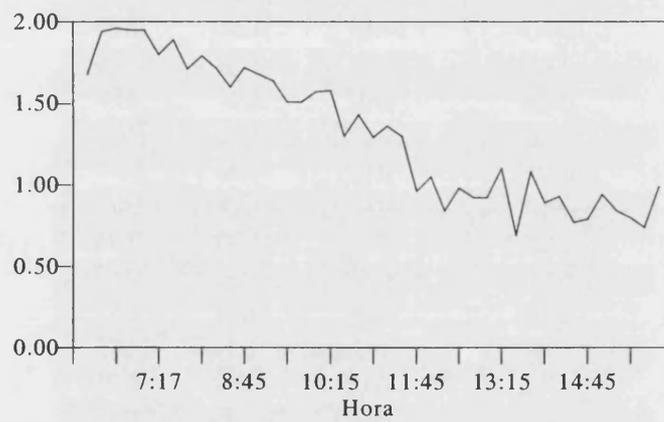


Figura 3.23 Evolución del coeficiente α de Angstrom a lo largo del día 04/06/99 Rango [400, 550] nm

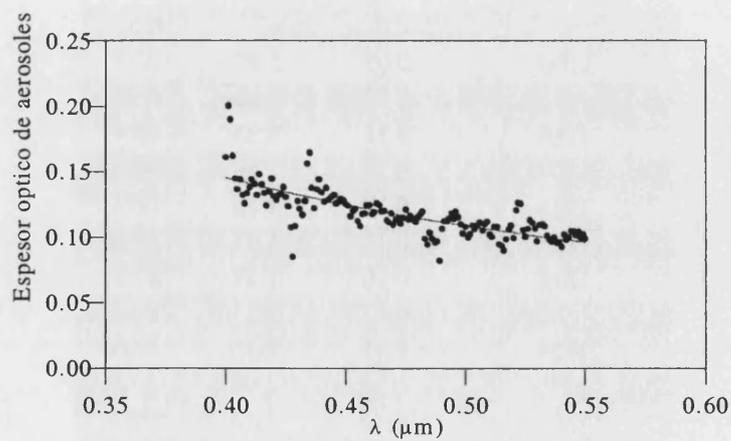


Figura 3.24a Espesor óptico de aerosoles. Rango [400, 550] nm. Día 04/06/99. Hora 1032 UTC

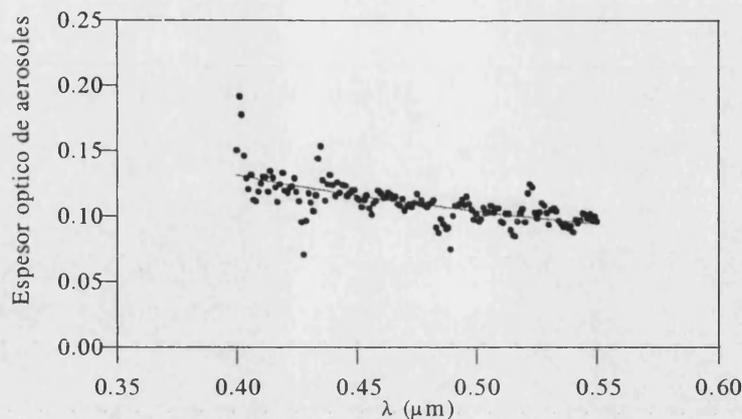


Figura 3.24b Espesor óptico de aerosoles. Rango [400, 550] nm.
Día 04/06/99. Hora 1200 UTC

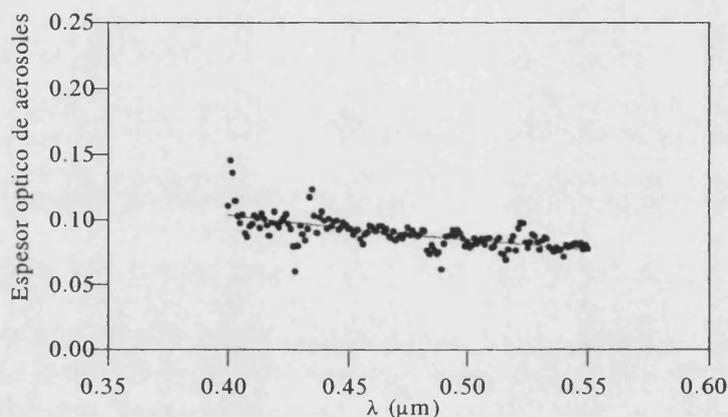


Figura 3.24c Espesor óptico de aerosoles. Rango [400, 550] nm.
Día 04/06/99. Hora 1500 UTC

III.3 Distribución de tamaños

En este apartado se presentan los resultados referentes a la distribución de tamaños de aerosoles. Todos ellos han sido determinados utilizando el algoritmo de King a partir de los valores de espesor óptico espectral obtenidos en el apartado anterior. También se dispone de resultados para distribuciones de tamaños determinadas por el algoritmo de Nakajima, pero no se han incluido en este apartado sino en el III.5 de esta memoria. En este último también se presenta un análisis comparativo de los resultados que proporcionan ambos algoritmos.

Siguiendo el esquema del apartado anterior, los resultados se han agrupado según las distintas campañas de medida en las que se han obtenido. En todos los casos se ha intentado relacionarlos con las retro trayectorias de las masas de aire, bien suministradas por el INM o del modelo HYSPLIT_4 (apéndice D)

Al igual que en el apartado anterior, toda la metodología empleada en éste se ha descrito previamente en el Capítulo I de esta memoria. No obstante, también se ha

considerado conveniente en este caso incluir un breve resumen de la misma a modo de introducción del apartado.

III.3.1 Metodología

En la sección I.4.1 se ha descrito con detalle el método de King para obtener la distribución de tamaños de aerosoles a partir de valores espectrales de su espesor óptico. En este apartado aplicaremos dicho método a los valores del espesor óptico de aerosoles obtenidos en las campañas de medida objeto de este estudio. Para ello tendremos en cuenta las conclusiones del trabajo previo de Gómez-Amo (2001) que ha estudiado la sensibilidad de este algoritmo frente a los parámetros de entrada: número de intervalos de radio y número y distribución espectral de intervalos de longitudes de onda. El objetivo de dicho trabajo fue fijar estos parámetros de entrada para que las desviaciones producidas en los resultados fueran mínimas. Gómez-Amo (2001) concluye que los valores de espesores ópticos a longitudes de onda grandes, excluyendo bandas de absorción, proporcionan una mejor restitución del espesor óptico. También fija en 20 el número de intervalos del radio de la distribución de tamaños, logrando así un equilibrio entre la precisión en la restitución del espesor óptico de aerosoles y el tiempo de cálculo consumido por el algoritmo.

King et al. (1978) proponen como límites para el intervalo de radios los valores de 0.05 y 4.0 μm . En este trabajo se consideran los límites 0.08 y 4.0 μm en nueve intervalos de longitud de onda con el mismo peso relativo, de acuerdo con los resultados de Gómez-Amo (2001) que proporcionan condiciones de mayor estabilidad. Para simplificar los cálculos se ha considerado en todos los casos que los aerosoles no presentan absorción, por lo que el índice de refracción complejo toma el valor cero. Esta hipótesis, aparentemente muy simplificadora, no introduce errores significativos al menos en cuanto a la forma de la distribución de tamaños (Martínez-Lozano et al., 1999).

Se ha trabajado siempre con distribuciones de volumen, que permiten visualizar de forma más inmediata los diferentes modos de la distribución. En todos los casos se ha asumido que las distribuciones son lognormales con, al menos, dos modos. Para caracterizar el tipo de aerosoles en función de los radios de estos modos se ha utilizado la clasificación de Nakajima et al. (1996), que aparece en la Tabla III.9. Remer y Kaufman (1998) proponen como límite de las partículas gruesas el valor de 2 μm .

Para comprobar la validez de los resultados se ha reconstruido, en todos los casos, el espesor óptico de aerosoles utilizando la expresión (1.138) proporcionada por la teoría de Mie. Estos valores se han comparado con los utilizados en la entrada del algoritmo, utilizando como criterio de validez el RMSD.

Tabla III.9 Clasificación de aerosoles de acuerdo con su radio medio (Nakajima et al., 1996)

Intervalo de radios (μm)	Tipo
$r < 0.3$	modo de acumulación
$0.3 < r < 0.8$	estratosféricos
$0.8 < r < 2.5$	marítimos
$r > 2.5$	partículas gruesas

III.3.2 Resultados de la campaña de Valencia

Se ha aplicado el algoritmo de King a cada una de las series espectrales de espesor óptico de aerosoles determinadas los días 3 y 6 de julio en cada una de las tres estaciones de medida. En las Figuras 3.25, 3.26 y 3.27 se presentan, a modo de ejemplo, los resultados correspondientes a determinadas horas de dichos días. Todos los resultados obtenidos mediante el algoritmo de King se han ajustado a una distribución lognormal en volumen del tipo

$$\frac{dV}{d \ln r} = \frac{V_0}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\ln r - \ln r_M)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (3.2)$$

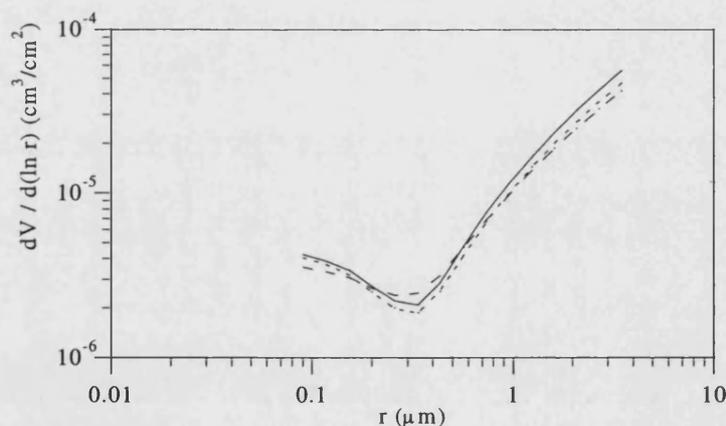


Figura 3.25 Distribución de tamaños de aerosoles. Valencia ciudad (trazo continuo), El Saler (trazo discontinuo), Chulilla (trazo punteado). Día 06/07/98. Hora 1200 UTC

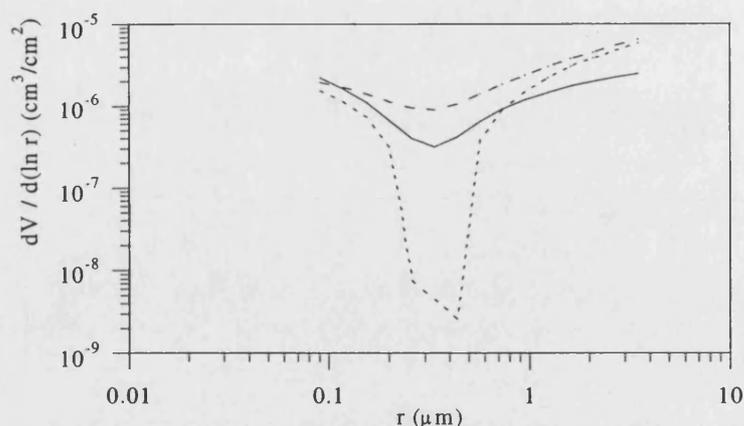


Figura 3.26 Distribución de tamaños de aerosoles. Valencia ciudad (trazo continuo), El Saler (trazo discontinuo), Chulilla (trazo punteado).
Día 03/07/98. Hora 1000 UTC

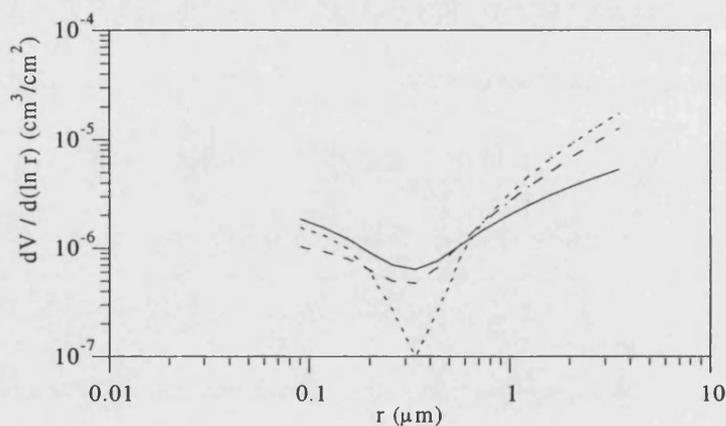


Figura 3.27 Distribución de tamaños de aerosoles. Valencia ciudad (trazo continuo), El Saler (trazo discontinuo), Chulilla (trazo punteado).
Día 03/07/98. Hora 1600 UTC

Las distribuciones correspondientes al día 6 (situación de viento de Levante) presentan siempre carácter bimodal en las tres localidades de medida. La Tabla III.10 muestra los coeficientes del ajuste a (3.2) de las distribuciones obtenidas en las tres estaciones para las 1200 UTC de dicho día, que coinciden con las mostradas en la Figura 3.25. Se observa que los parámetros de los ajustes para el modo de acumulación en Chulilla y Valencia son prácticamente idénticos. El modo de acumulación en la estación de El Saler se presente en un radio ligeramente inferior. En las tres localidades las partículas gruesas presentan radios que superan el límite superior de aplicabilidad del método de King. La existencia de partículas de gran tamaño confirma la posible intrusión de aerosoles saharianos, cuya hipótesis formulábamos a la vista de la Figura 3.14. Por otra parte, la semejanza entre las distribuciones de los tres lugares de medida viene a corroborar que en situaciones de días claros con vientos provenientes del mar, en el área considerada se produce una homogeneidad en las características de los aerosoles. El espesor óptico de aerosoles reconstruido a partir de las distribuciones

obtenidas presentan desviaciones muy pequeñas respecto a los valores experimentales, con valores del RMSD inferiores al 2% en todo el rango considerado.

*Tabla III.10 Coeficientes del ajuste de la distribución de tamaños en volumen.
Día 06/07/98. Hora 1200 UTC*

	acumulación	partículas gruesas
Chulilla		
V_0 (μm)	0.12	
r_M (μm)	0.064	diverge
σ	1.13	
Valencia ciudad		
V_0 (μm)	0.13	
r_M (μm)	0.066	diverge
σ	1.15	
El Saler		
V_0 (μm)	0.16	
r_M (μm)	0.049	diverge
σ	1.72	

Para el día 3 de julio (situación de viento de Poniente) las curvas de distribución de tamaño muestran una evolución más marcada a lo largo del día (Figuras 3.26 y 3.27). Se observa que la forma de las curvas correspondientes a las estaciones próximas a la costa, (1) Valencia y (2) El Saler, son similares a las que se tienen para el día 6 de julio. Sin embargo en la estación (3) Chulilla el punto de inflexión que marca el carácter bimodal está mucho más acentuado, en particular en el caso de las medidas realizadas por la mañana, hecho que analizaremos más adelante al ajustar los modos. Para este día las desviaciones de los valores del espesor óptico restituído respecto a los valores experimentales son sensiblemente mayores a las que se tienen para el día 6 de julio, con valores del RMSD comprendidos entre el 5% y el 8% para las 1600 UTC, y entre el 5% y el 25% para las 1000 UTC. Este último valor, atípico en relación al resto, corresponde a la estación de medida Valencia ciudad, y nos obliga a considerar las inversiones correspondientes a esta estación durante la mañana de dicho día con las debidas reservas.

En las Tablas III.11 y III.12 se muestran los resultados de los ajustes correspondientes a la mañana y tarde, respectivamente, de las tres localidades para el 3 de julio. En los relativos a las 1000 UTC, pese a la discontinuidad en la distribución de Chulilla, el radio medio para el modo de acumulación en esta estación es el mismo que para la estación de El Saler, 0.016 μm . En Valencia este valor disminuye hasta 0.04 μm , valor que hay que tomar con las debidas reservas dada la elevada imprecisión ya señalada. Sin embargo, la diferencia más importante que estos ajustes ponen de manifiesto corresponde al modo de

partículas gruesas, que en el caso de Chulilla no ha sido posible ajustar a una distribución lognormal, lo que indica en esta localidad una presencia de partículas de mayor tamaño que en las de la costa.

*Tabla III.11 Coeficientes del ajuste de la distribución de tamaños en volumen.
Día 03/07/98. Hora 1000 UTC*

	acumulación	partículas gruesas
Chulilla		
V_0 (μm)	0.019	
r_M (μm)	0.016	diverge
σ	0.49	
Valencia ciudad		
V_0 (μm)	0.077	0.06
r_M (μm)	0.040	5.15
σ	0.90	1.64
El Saler		
V_0 (μm)	0.14	0.80
r_M (μm)	0.016	8.1
σ	1.78	2.09

*Tabla III.12 Coeficientes del ajuste de la distribución de tamaños en volumen.
Día 03/07/98. Hora 1600 UTC*

	acumulación	partículas gruesas
Chulilla		
V_0 (μm)	0.024	
r_M (μm)	0.085	diverge
σ	0.61	
Valencia ciudad		
V_0 (μm)	0.09	
r_M (μm)	0.030	diverge
σ	1.32	
El Saler		
V_0 (μm)	0.024	
r_M (μm)	0.084	diverge
σ	0.62	

Para las medidas realizadas por la tarde no es posible, en ninguna de las localidades, ajustar el modo de partículas gruesas. Este hecho parece indicar, a la vista de la dirección de las masas de aire mostradas en la Figura 3.13, que las

partículas gruesas presentes por la mañana en Chulilla han alcanzado a lo largo del día las localidades de la costa. Por otra parte, el radio medio del modo de acumulación sigue siendo similar en las estaciones de Chulilla el Saler, y muy inferior en la estación de Valencia ciudad, donde se obtienen nuevamente valores muy elevados para el RMSD.

III.3.3 Resultados de la campaña de Barrax

Los resultados que se presentan a continuación corresponden a tres días (uno por cada año de campaña) de medidas en Barrax: 11/08/98, 04/06/99 y 29/06/00. La metodología aplicada a los valores de espesor óptico de aerosoles obtenidos para estos días ha sido exactamente la misma que en el caso de la campaña anterior.

En relación al año 1998, en la Figura 3.28 se muestran algunas distribuciones de tamaños correspondientes a distintas horas del día 11 de agosto, todas ellas de carácter claramente bimodal. Al igual que ocurría con los valores del espesor óptico para este día, se aprecia una gran estabilidad en las mismas. Los coeficientes de los ajustes de las distribuciones de la Figura 3.28 se muestran en las Tablas III.13 a III.15. En ellas se aprecia un modo de acumulación cuyo radio va disminuyendo a lo largo del período de medida desde $0.032 \mu\text{m}$ (1036 UTC) hasta $0.01 \mu\text{m}$ (1318 UTC). El volumen total de este modo sigue una tendencia inversa, aumentando a lo largo del día. Estos dos efectos contrarios combinados dan lugar a que la extinción por los aerosoles de este tipo se mantenga prácticamente constante a lo largo del día. En el modo de partículas gruesas se aprecia tanto un aumento del volumen como del radio a lo largo del día. La retrotrayectoria (Figura 3.29) indica que las masas de aire proceden del mar, pudiendo arrastrar aerosoles marítimos. Esta cuestión se discutirá con más detalle en la sección III.5 de esta memoria.

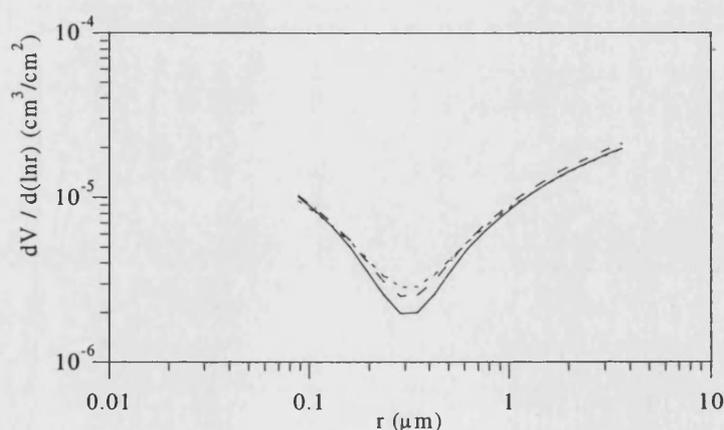


Figura 3.28 Distribución de tamaños de los aerosoles en Barrax para el 11/08/98. 1036 UTC (trazo continuo), 1200 UTC (trazo discontinuo) y 1318 UTC (trazo punteado)

Tabla III.13 Coeficientes del ajuste de la distribución de tamaños en volumen.

Día 11/08/98. Hora 1036 UTC

	Acumulación	Partículas gruesas
V_0 (μm)	0.43	0.78
r_M (μm)	0.032	7.31
σ	1.05	1.41

*Tabla III.14 Coeficientes del ajuste de la distribución de tamaños en volumen.
Día 11/08/98. Hora 1200 UTC*

	Acumulación	Partículas gruesas
V_0 (μm)	0.63	1.0
r_M (μm)	0.021	9.01
σ	1.27	1.53

*Tabla III.15 Coeficientes del ajuste de la distribución de tamaños en volumen.
Día 11/08/98. Hora 1318 UTC*

	Acumulación	Partículas gruesas
V_0 (μm)	1.0	
r_M (μm)	0.01	diverge
σ	0.90	

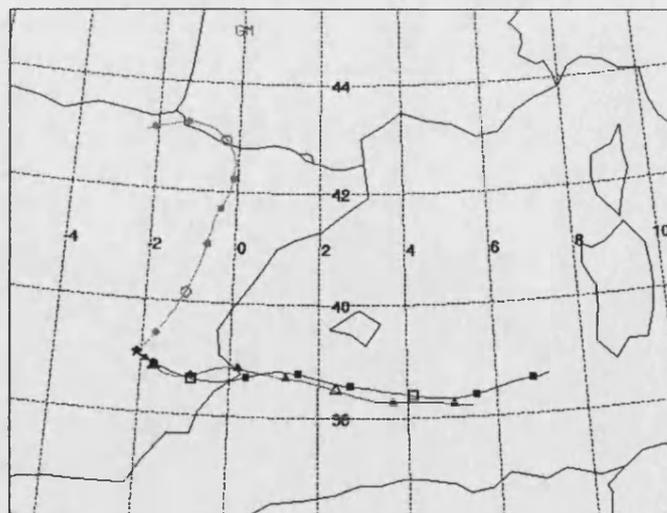


Figura 3.29 Retrotrayectoria isentrópica de 48 horas terminado a las 1000 UTC en Barrax el 11/08/98. Curvas para 500 metros (triángulos), 1500 metros (cuadrados) y 3000 metros (círculos) sobre el nivel del mar

Como día representativo de la campaña del año 1999 hemos tomado el 4 de junio. En la Figura 3.30 se muestran distribuciones de tamaños correspondientes a distintas horas de dicho día. Se puede observar que difieren bastante de las

obtenidas para la campaña del año 1998 (Figura 3.28). En las Tablas III.16 a III.18 se recogen los parámetros de los ajustes de estas curvas a la expresión (3.2). Se observa que hasta mediodía aparece un modo de acumulación con un radio medio situado en torno a 0.08 μm . Además aparecen dos modos en el rango de partículas gruesas, siendo uno de ellos imposible de ajustar mediante una distribución lognormal en el rango de valores de radio del algoritmo de King. El radio medio del otro modo aumenta desde 6.11 μm (1032 UTC) hasta 11.03 μm (1200 UTC). Una posible explicación de este aumento en base a razones de tipo higroscópico debe rechazarse, ya que la Figura 3.31 muestra que el contenido en vapor de agua precipitable disminuye a lo largo de la mañana.

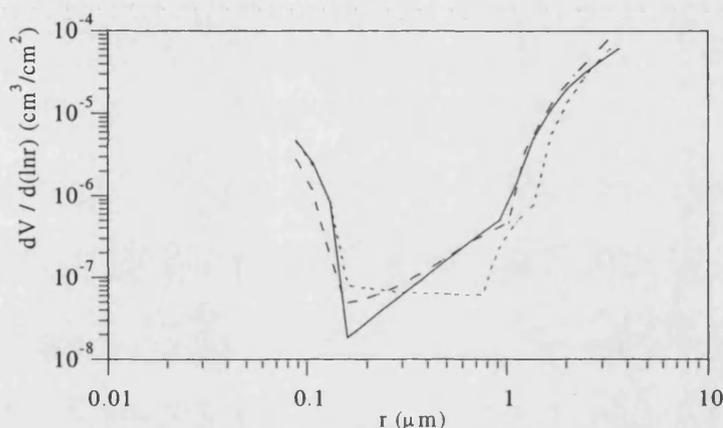


Figura 3.30 Distribución de tamaños de los aerosoles en Barrax para el 04/06/99. 1032 UTC (trazo continuo) 1200 UTC (trazo discontinuo) y 1500 UTC (trazo punteado)

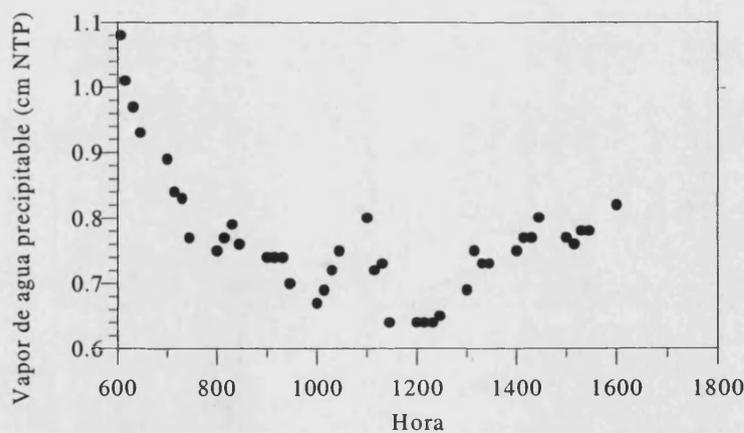


Figura 3.31 Contenido en vapor de agua precipitable en Barrax para el 04/06/99

Por la tarde (Tabla III.18, 1500 UTC) se observa una disminución en el radio medio del modo de acumulación, así como un aumento del volumen total de aerosoles en este modo. Sigue apareciendo un modo de partículas gruesas imposible de ajustar y otro con un radio medio centrado en 7.41 μm . Sin embargo lo más significativo de esta Tabla es la aparición de un modo adicional

correspondiente a aerosoles marítimos, con un radio medio centrado en $1.67 \mu\text{m}$ y un volumen total muy bajo, 0.008. La aparición de este modo podría explicar la variación del radio del modo de partículas gruesas entre las 1032 UTC y las 1200 UTC en base a la presencia de aerosoles marítimos enmascarados. El origen de estos aerosoles se pone de manifiesto en la retrotrayectoria de la Figura 3.32. Un frente frío, que se puede apreciar en el mapa sinóptico de la Figura 3.33, barrió la península de Oeste a Este aportando aerosoles de origen marítimo.

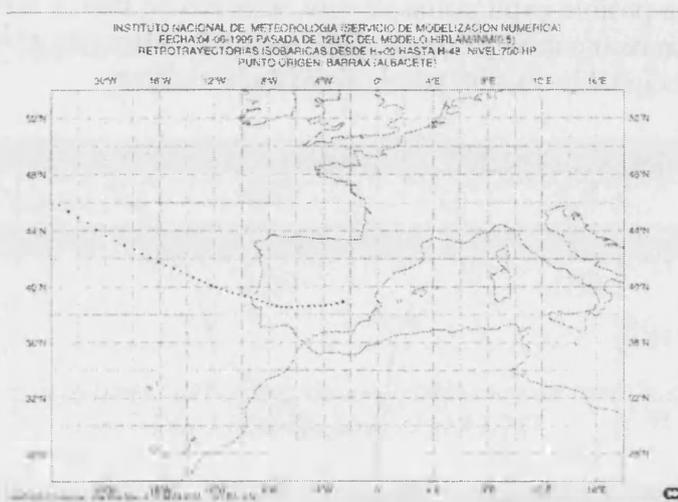


Figura 3.32 Retrotrayectoria isobárica de 700 hPa de 48 horas terminando a las 1200 UTC en Barrax el 04/06/99

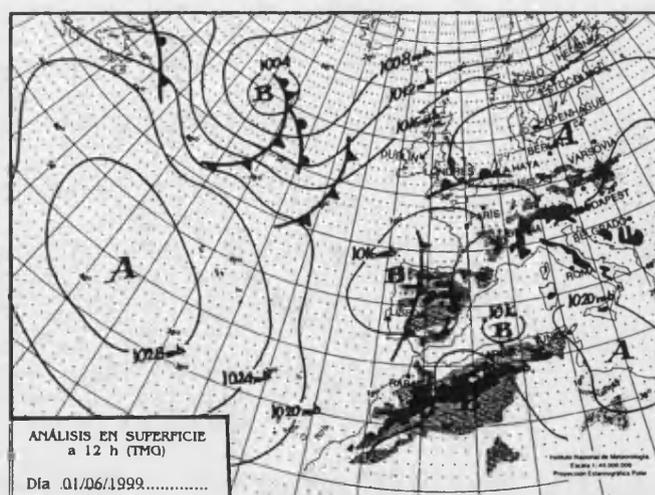


Figura 3.33 Mapa isobárico en superficie para el 04/06/99. Fuente INM

Tabla III.16 Coeficientes del ajuste de la distribución de tamaños en volumen.

Día 04/06/99. Hora 1032 UTC

	Acumulación	Partículas gruesas	Partículas gruesas
V_0 (μm)	0.04		1.36
r_M (μm)	0.076	diverge	6.11
σ	0.28		0.64

*Tabla III.17 Coeficientes del ajuste de la distribución de tamaños en volumen.
Día 04/06/99. Hora 1200 UTC*

	Acumulación	Partículas gruesas	Partículas gruesas
V_0 (μm)	0.02		5.9
r_M (μm)	0.080	diverge	11.03
σ	0.20		0.74

*Tabla III.18 Coeficientes del ajuste de la distribución de tamaños en volumen.
Día 04/06/99. Hora 1500 UTC*

	Acumulación	Partículas gruesas	Aerosoles marítimos	Partículas gruesas
V_0 (μm)	0.05		0.008	2.4
r_M (μm)	0.071	diverge	1.67	7.41
σ	0.31		0.36	0.58

Los resultados correspondientes al día 29 de junio de 2000, último año de la campaña DAISEX (Figura 3.34), son semejantes a los obtenidos en 1998, con la diferencia de que hasta las 1200 UTC aparecen dos modos de acumulación. Esta situación ha sido descrita y justificada en otras ocasiones por Remer y Kaufman (1998). En las Tablas III. 19 a III.21 se presentan los parámetros de los ajustes de las curvas mostradas en la Figura 3.34. En las dos primeras de estas tablas se observa como el radio medio correspondiente al modo de acumulación menor (1) aumenta mientras que el correspondiente al mayor (2) disminuye, manteniendo ambos un volumen total constante, con lo que dicha variación se compensa. A su vez, la Tabla III.21 muestra que a las 1400 UTC estos dos modos de acumulación se han confundido en uno solo. Por su parte el radio medio de las partículas gruesas tiende a aumentar a lo largo del día.

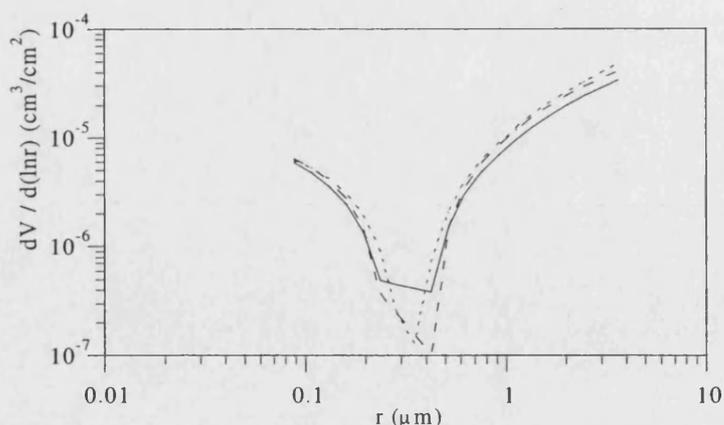


Figura 3.34 Distribución de tamaños de los aerosoles en Barrax para el 29/06/00. 0902 UTC (trazo continuo) 1200 UTC (trazo discontinuo) y 1500 UTC (trazo punteado)

A la vista de la Figura 3.35 que muestra la retrotrayectoria de las masas de aire para este día, cabe pensar que al provenir éstas del Atlántico arrastran sales marinas. Sin embargo un crecimiento higroscópico de estas sales queda descartado ya que el contenido en vapor de agua precipitable tiende a disminuir desde primeras horas del día, como se aprecia en la Figura 3.36. Cabe preguntarse, a la vista de la Figura 3.35 porqué en la distribución de tamaños no aparecen aerosoles de origen marítimo. Esta cuestión se retomará más adelante en la sección IV.4 de esta memoria.

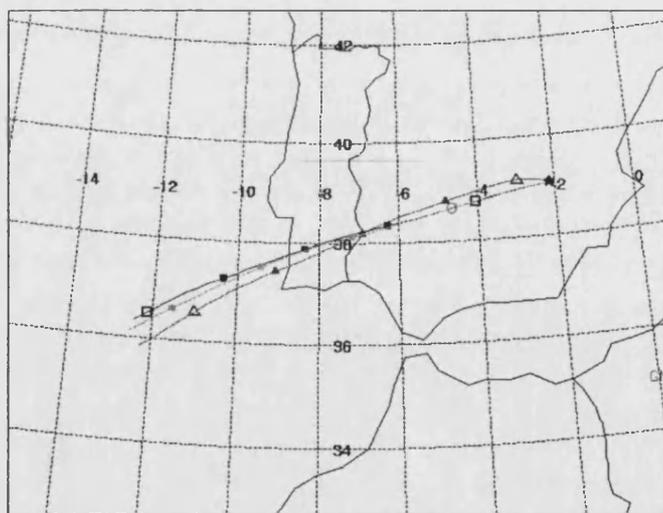


Figura 3.35 Retrotrayectoria isoentrópica de 48 horas terminado a las 0600 UTC en Barrax el 29/06/00. Curvas para 500 metros (triángulos), 1500 metros (cuadrados) y 3000 metros (círculos) sobre el nivel del mar

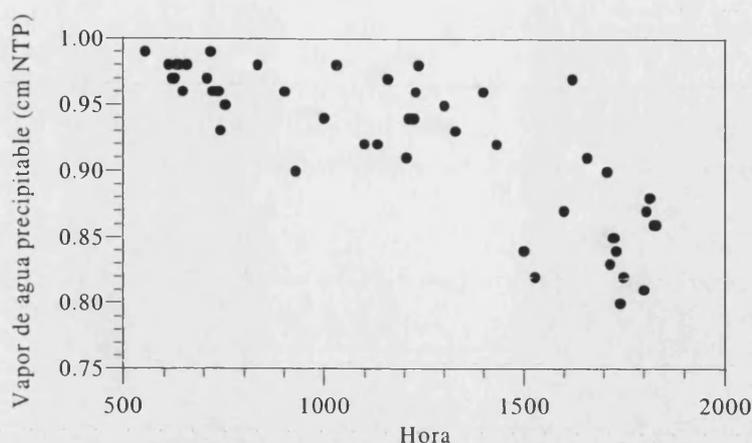


Figura 3.36 Contenido en vapor de agua precipitable en Barrax para el 29/06/00

Tabla III.19 Coeficientes del ajuste de la distribución de tamaños en volumen.
Barrax Día 29/06/00. Hora 0902 UTC

	Modo de acumulación 1	Modo de acumulación 2	Partículas gruesas
V_0 (μm)	0.10	0.01	1.30
r_M (μm)	0.066	0.18	8.75
σ	0.62	1.15	1.16

Tabla III.20 Coeficientes del ajuste de la distribución de tamaños en volumen.
Barrax Día 29/06/00. Hora 1200 UTC

	Modo de acumulación 1	Modo de acumulación 2	Partículas gruesas
V_0 (μm)	0.10	0.01	1.37
r_M (μm)	0.073	0.12	7.36
σ	0.58	0.62	1.10

Tabla III.21 Coeficientes del ajuste de la distribución de tamaños en volumen.
Barrax Día 29/06/00. Hora 1400 UTC

	Acumulación	Partículas gruesas
V_0 (μm)	0.09	2.0
r_M (μm)	0.081	9.70
σ	0.56	1.16

III.4 Resultados obtenidos mediante Lidar

Los resultados expuestos en los apartados anteriores de este Capítulo hacen referencia todos ellos a propiedades de aerosoles atmosféricos determinadas a

partir de medidas de extinción de irradiancia solar directa. Como hemos intentado poner de manifiesto en ellos, estas medidas constituyen una herramienta simple, no excesivamente costosa y bastante precisa para obtener parámetros tales como el espesor óptico y la distribución de tamaños en un rango de radios limitado. Sin embargo las medidas de extinción de la irradiancia solar no permiten determinar otras propiedades de los aerosoles como el perfil de distribución vertical, las magnitudes angulares derivadas de la teoría de Mie o el propio índice de refracción complejo, toda ellas de un interés creciente. Para ello hay que recurrir a otras técnicas como las que proporcionan el lidar o las medidas de radiancia de cielo.

En este apartado nos ocuparemos de los resultados obtenidos, en el marco de este trabajo, mediante el uso de lidar. Hay que señalar que estos son muy limitados, y corresponden únicamente a la campaña DAISEX de 1999. El lidar empleado es el LEANDRE, propiedad del Service d'Aéronomie del INSU, descrito en el apartado II.5.1 de esta memoria. Durante la mencionada campaña el LEANDRE realizó medidas en vuelo a bordo del avión ARAT. Miembros del Service d'Aéronomie de Paris operaron el lidar durante la campaña. El autor de esta memoria participó en el tratamiento de los datos obtenidos, desplazándose durante dos meses a Paris con este fin.

Los resultados presentados aquí corresponden básicamente al espesor óptico de aerosoles, aunque también se han incluido algunos relativos al perfil vertical de los mismos obtenidos como paso intermedio necesario para el cálculo del espesor óptico en toda la capa atmosférica. Estos resultados se comparan con los obtenidos a partir de las medidas de extinción de la irradiancia solar realizadas a nivel del suelo, así como con los proporcionados por un nefelómetro que voló también a bordo del ARAT durante la campaña de medida.

III.4.1 Descripción de la campaña

La única campaña de medida en la que ha sido posible disponer de medidas de lidar fue la correspondiente al año 1999 en el marco del Proyecto DAISEX, descrito en el apartado III.1.2 de esta memoria. Para ese año se dispuso, adicionalmente a las facilidades habituales de la ESA para el resto de los años de campaña, del avión ARAT a través del Programa STAAARTE de la CEE. El avión ARAT (Figura 3.37) es un Fokker 27 de propiedad compartida por INSU, CNES, IGN y Météo-France. Habitualmente está equipado con sensores optoelectrónicos para lluvia, nubes, cristales de hielo y aerosoles, sensores para medir presión, humedad, temperatura y ozono, así como sensores de radiación (piranómetros en el infrarrojo y visible, y fotómetros ultravioleta). Para la campaña específica de Barrax 1999 (Figura 3.38) se incorporaron a bordo el radiómetro de imagen POLDER, diseñado para observar la polarización y la signatura multiespectral y direccional de la radiación reflejada por la tierra, y el mencionado lidar LEANDRE.

Entre la instrumentación que configura el equipamiento básico de este avión se encuentra nefelómetro 1550B manufacturado por Meteorology Research Inc., utilizado para determinar el espesor óptico de las partículas atmosféricas a partir de medidas del coeficiente de dispersión en 550 nm. Este instrumento está

diseñado para medir la extinción por dispersión debida a los gases y aerosoles conjuntamente (Heintzenberg y Charlson, 1996), y de acuerdo con el fabricante su precisión es del 10%.



Figura 3.37 El avión ARAT en vuelo



Figura 3.38 Perspectiva aérea de la zona de estudio en Barrax

El ARAT estuvo disponible durante la ventana comprendida entre el 31 de mayo y el 6 de junio, con un número de horas de vuelo limitado, que en las condiciones específicas de la campaña permitió realizar tres vuelos. En ellos hubo que compatibilizar los intereses de los distintos grupos participantes en las medidas de POLDER y LEANDRE. En la Tabla III.22 aparecen las horas y días en que se realizaron los vuelos (el número corresponde a la terminología propia del ARAT) y las horas a las que se realizaron los tiros lidar. El patrón de vuelo del lidar se eligió para cubrir el área de estudio en direcciones perpendiculares. El avión voló a diferentes alturas para extraer perfiles verticales, y en vuelos por la mañana y por la tarde para analizar la evolución durante el día. En la Figura 3.39 se muestra la trayectoria del avión durante el vuelo 14.

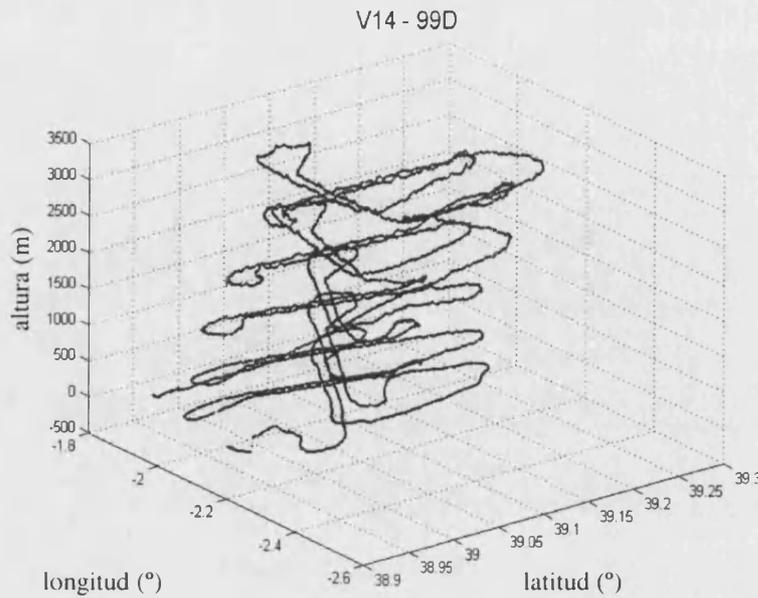


Figura 3.39 Trayectoria del avión ARAT durante el vuelo 14

Tabla III.22 Horas de los tiros lidar para los tres vuelos del ARAT. En cursiva tiros en dirección nadir. El resto tiros en dirección cenit.

4 junio		5 junio
VUELO 14	VUELO 15	VUELO 16
6:23:49	11:31:18	6:50:55
6:30:17	12:06:03	7:06:08
6:36:38	12:13:49	7:08:06
6:45:16	12:17:59	7:13:42
6:51:36	12:23:50	7:16:58
7:02:03	12:28:01	7:21:06
7:08:04	12:39:07	7:23:59
7:49:19	14:28:10	7:29:05
7:53:57	14:33:21	7:31:08
8:08:14	14:14:29	7:36:12
8:13:10	14:49:44	7:39:00
	14:56:18	7:44:29
		7:46:34
		7:52:43
		7:54:28

Los vuelos se realizaron en direcciones perpendiculares a cinco diferentes altitudes: 300, 800, 1500, 2000 y 3000 m sobre el nivel del suelo. No se pudo alcanzar mayor altura debido a problemas en la presurización del avión ya que

Barrax se encuentra a 700 metros sobre el nivel del mar. Como veremos más adelante esta limitación plantea algunos problemas debido a que no se sobrepasa el límite de la capa de aerosoles. Las medidas en dirección cenit se obtuvieron en los cuatro primeros niveles y las medidas en nadir a la mayor de las alturas. EL vuelo 16 se diseñó para que tuvieran prioridad las medidas del POLDER, en la adquisición de datos en vuelo a 3000 m sin alturas intermedias, de ahí que la mayoría de los tiros lidar que aparecen para este vuelo en la Tabla III.22 sean en dirección nadir.

Debido a todos estos condicionamientos, en lo que sigue únicamente haremos referencia a los datos correspondientes a los vuelos realizados el día 4 de junio. Durante este día, además de las medidas de irradiancia a nivel del suelo, descritas en los apartados anteriores, se efectuaron radiosondeos y ozonosondeos al inicio y final del día.

III.4.2 Perfil vertical y espesor óptico

El dato de partida en los análisis de lidar, tal y como se expuso en el apartado II.5.3, lo constituye la señal corregida. En la Figura 3.40 se muestra, a modo de ejemplo, una señal de este tipo en la dirección nadir. En ella se pueden distinguir tres niveles en los que están distribuidos los aerosoles. En el nivel más bajo (0 a 300 m) se tiene una capa de mezcla nocturna. Por encima de ella se observa una capa residual (350 a 1000 m) y por último una capa alta de aerosoles (1000 a 3000 m). En este caso, dada la limitación de altura de vuelo, el espesor óptico no podrá obtenerse utilizando solo los tiros nadir ya que la altura máxima de vuelo está dentro de la capa de aerosoles. Será necesario combinar por lo tanto los tiros cenit y nadir.

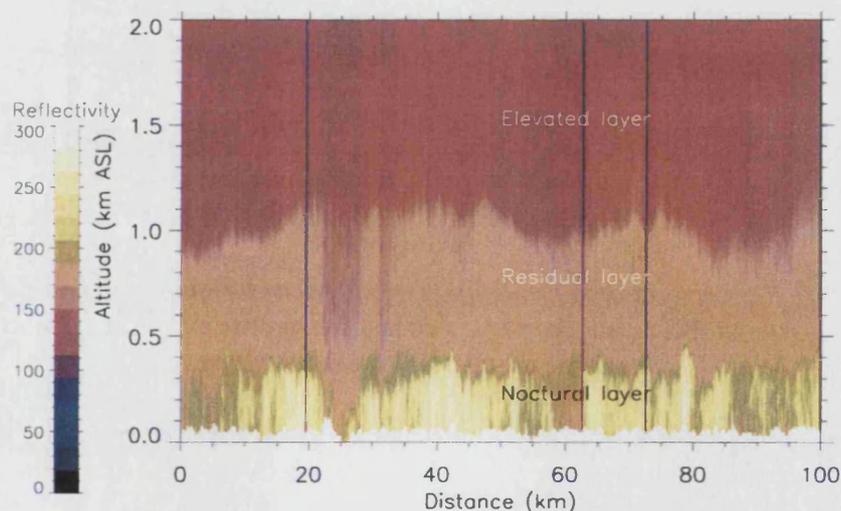


Figura 3.40 Señal corregida compuesta de tiros nadir del lidar LEANDRE

Como se ha visto anteriormente, para resolver la ecuación lidar es necesario conocer al menos un valor de BER para los aerosoles y una altura de referencia.

Los aerosoles que aparecen en las dos capas inferiores de la Figura 3.40 son presumiblemente de origen continental. Luego por debajo de 1000 m se puede tomar el valor de 0.02 sr^{-1} para el BER. Este valor es el que corresponde a aerosoles continentales para una humedad relativa promedio del 40% (Ackerman, 1998) obtenida por los radiosondeos.

Por su parte, a la vista de la retrotrayectoria que se muestra en Figura 3.41, los aerosoles en la capa más elevada (1000 a 3000 m sobre el nivel del mar), podrían ser de origen marítimo. Flamant et al. (1998) han mostrado que, para humedades relativas similares, el BER para aerosoles marítimos por encima de la capa límite marítima (principalmente partículas solubles de diámetro inferior a $0.6 \mu\text{m}$) es del orden de 0.0225 sr^{-1} o menor. A la vista de estos valores los perfiles de extinción en la baja troposfera han sido obtenidos tras la inversión de la ecuación lidar utilizando un BER constante de 0.02 sr^{-1} para toda la columna atmosférica en que ha actuado el lidar.

La Figura 3.42 muestra el perfil de extinción (aerosoles + moléculas) obtenido por este procedimiento. Integrandolo en la dirección vertical se obtiene un valor para el espesor óptico de aerosoles de 0.068.

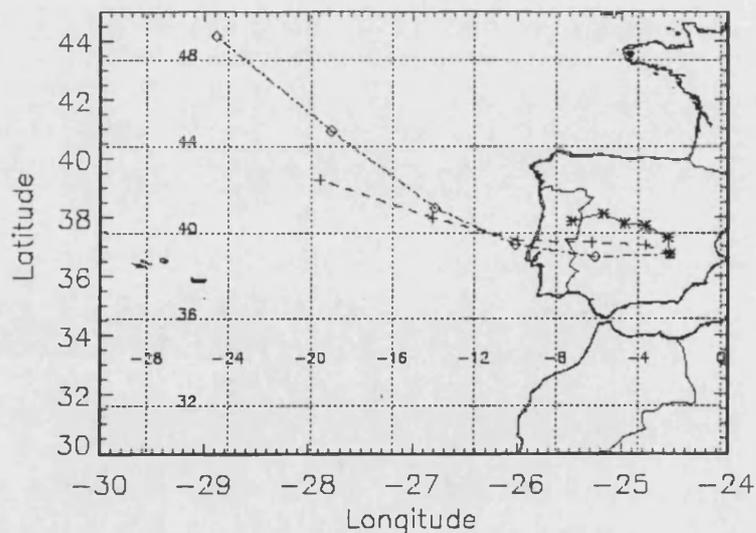


Figura 3.41 Retrotrayectoria isentrópica de 48 horas terminando el 4 de junio de 1999 a las 0800 UTC sobre Barrax a 500 m (asteriscos), 1500 m (cruces) y 2500 m sobre el nivel del suelo (rombos)

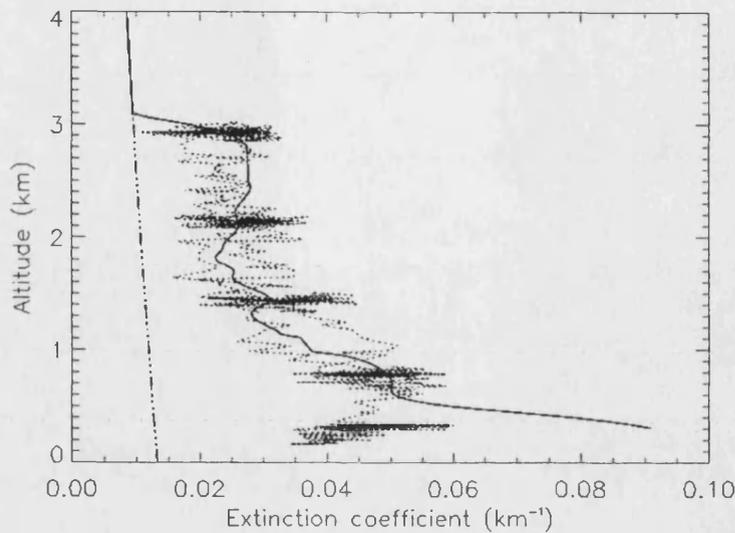


Figura 3.42 Perfiles de extinción para la mañana del 4 de junio de 1999 (Barrax).
 a) Trazo continuo: (partículas + moléculas) a partir de tiros lidar cenit + nadir.
 b) Trazo discontinuo (puntos): (partículas + moléculas) a partir de nefelómetro.
 c) Trazo discontinuo (puntos y guiones): moléculas de una atmósfera estándar
 (Fuente: Martínez-Lozano et al. 2001c)

III.4.3 Comparación de valores de espesor óptico obtenidos por diferentes métodos

Para el día 4 de junio de 1999, en el marco de la campaña DAISEX llevada a cabo en Barrax, la instrumentación utilizada permite disponer de valores del espesor óptico de aerosoles obtenidos a partir de tres tipos de medidas experimentales muy distintas:

- Medidas de extinción de irradiancia solar directa a nivel de suelo
- Medidas de tiros de lidar cenit + nadir a bordo de avión a diferentes alturas
- Medidas de nefelómetro a bordo de avión a diferentes alturas

En este apartado se determinan los espesores ópticos que proporcionan cada una de estas medidas y se comparan los resultados obtenidos, tomando como referencia el espesor óptico correspondiente a 550 nm.

Las medidas de extinción fueron obtenidas con un espectrorradiómetro Li-Cor. Para determinar el espesor óptico de aerosoles se ha obtenido el espesor óptico total de la atmósfera y los espesores ópticos de Rayleigh, ozono y vapor de agua (utilizando para estos últimos los valores de los sondeos). La absorción del NO₂ no ha sido considerada debido al carácter rural del sitio de medida. La Figura 3.43 muestra el espesor óptico de los aerosoles obtenido a partir de medidas de extinción en el rango visible para las 0800 UTC del 4 de junio de 1999.

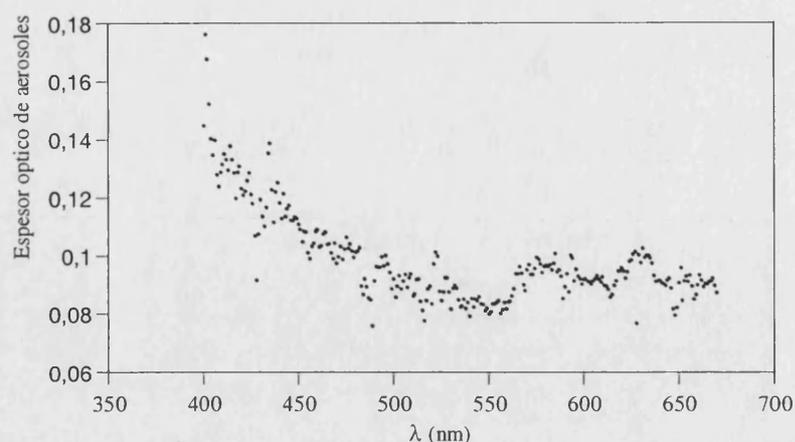


Figura 3.43 Espesor óptico de aerosoles extraído de medidas de extinción de la irradiancia en el rango 400-670 nm en Barrax el 04/06/99, 0800 UTC

Los valores del espesor óptico para las longitudes de onda de 532 y 550 nm (respectivamente la longitud de onda de operación del lidar y la longitud de onda media del nefelómetro) cuando el avión sobrevolaba el lugar de medida, son 0.085 ± 0.018 y 0.095 ± 0.018 respectivamente. Los errores se han determinado teniendo en cuenta las diferentes fuentes de error asociadas a través del método descrito en los trabajos de Russell et al. (1993) y Dutton et al. (1994). También ha sido tomado en consideración el error debido a la fracción de radiación circunsolar incidente sobre el colimador (Utrillas et al., 2002) que se ha cuantificado en 0.6% a 532 nm y 0.5% a 550 nm.

A su vez el error asociado al espesor óptico derivado del lidar, teniendo en cuenta la variabilidad estadística de la señal y el error asociado al método de inversión, toma un valor del 35%. Luego el valor del espesor óptico para todo el vuelo es 0.068 ± 0.024 . Para determinar el espesor óptico a partir de las medidas del nefelómetro hemos partido de la Figura 3.42, en la que se muestra el perfil de extinción total obtenido a partir de las medidas del nefelómetro para la mañana (entre 0530 y 0830 UTC) del 4 de junio de 1999. Como se aprecia en esta Figura, los datos no han sido suavizados, siendo la variabilidad entre los picos aproximadamente de 0.025 km^{-1} independientemente de la altura, lo que conduce a un error del 30% para la altura más alta y menor del 15% para la altura mínima. El error combinado, teniendo en cuenta la imprecisión de la medida y la variabilidad estadística, es del 32%. El espesor óptico total de dispersión derivado de la Figura 3.42, es igual a 0.09. Para el espesor óptico de aerosoles, una vez eliminando el espesor óptico molecular entre 0 y 3 km, se tiene el valor de 0.054 ± 0.017 .

Si comparamos los perfiles, la correspondencia entre este método y el obtenido a partir del lidar es excelente, excepto cerca de la superficie. Estas diferencias, sin embargo, son esperables dado que los nefelómetros presentan un problema de truncamiento cuando la radiación difundida hacia delante no es detectada. La presencia de partículas grandes en la capa nocturna podría explicar las diferencias entre los perfiles de extinción del lidar y el nefelómetro. Otra posible explicación

sería que el valor 0.02 sr^{-1} del BER es demasiado pequeño y no es representativo de la naturaleza de los aerosoles en la capa nocturna. Sin embargo, para hacer cuadrar los valores del espesor óptico derivados del lidar y del nefelómetro el BER debería ser del orden de 0.1 sr^{-1} , lo que no es realista (Ackerman, 1998).

Por otra parte, los valores de espesor óptico obtenidos con el nefelómetro no tienen en cuenta la absorción, lo que podría explicar que estos valores sean los más bajos de los tres. Las medidas de extinción sí tienen en cuenta la absorción que sufre la radiación solar al atravesar la atmósfera. Por otra parte, en el lidar la absorción es tenida en cuenta en la inversión de la señal a través del BER, de modo que si aumenta la absorción, el BER disminuiría haciendo crecer el espesor óptico. En la Tabla III.23 se muestra la dependencia de los espesores ópticos derivados del lidar y del nefelómetro respecto al albedo de dispersión simple, que indica la fracción de radiación extinguida debida a procesos de absorción.

Tabla III.23 Espesores ópticos de aerosoles para lidar y nefelómetro obtenidos tras la corrección de la absorción de los aerosoles para cinco valores del albedo de dispersión simple (ω_0)

ω_0	1.00	0.95	0.90	0.85	0.80
BER (sr^{-1})	0.020	0.019	0.018	0.017	0.016
Lidar	0.068	0.073	0.080	0.086	0.094
Nefelómetro	0.054	0.057	0.060	0.063	0.068

La Tabla III.23 evidencia que para un valor de $\omega_0 = 0.9$ el espesor óptico lidar concuerda totalmente con el de extinción de irradiancia solar (0.08 ± 0.03). Sin embargo, este mismo valor podría obtenerse con un valor de BER de 0.018 sr^{-1} en lugar del 0.02 sr^{-1} utilizado anteriormente. En cualquier caso un valor de $\omega_0 = 0.9$ conduce a un valor de espesor óptico para el nefelómetro de 0.06 ± 0.02 , que sigue siendo bajo en comparación con los espesores ópticos derivados de lidar y de medidas de extinción.

Queremos señalar que estos valores de espesor óptico son muy bajos, del mismo orden que los determinados en el apartado III.2.3 correspondientes a la campaña de Valencia en situación de viento de Poniente. Estos resultados evidencian los valores extremadamente bajos que se tienen para el espesor óptico de aerosoles en un área extensa en este tipo de situaciones. El problema que presentan estos valores tan bajos de espesor óptico es que los errores relativos asociados a ellos son muy altos, especialmente en el caso de los derivados a partir de valores de extinción a nivel de suelo. Pese a todo, la correspondencia encontrada entre los distintos métodos, y que se resume en la Tabla III.24, es muy interesante.

Por otra parte, teniendo en cuenta que tanto el lidar como el nefelómetro solo pueden medir hasta 3 km sobre el nivel del suelo, se ha aplicado a los resultados obtenidos una corrección para la distribución vertical de los aerosoles por encima de ese nivel. Con este propósito y de acuerdo con las retrotrayectorias mostradas en la Figura 3.41 hemos elegido un modelo vertical de aerosoles marítimos



(D'Almeida et al., 1991) que proporciona un valor de 0.003 para el espesor óptico por encima de 3 km. Usando esta corrección, los resultados obtenidos por los distintos métodos analizados son los que se muestran en la Tabla III.24.

Tabla III.24 Valores del espesor óptico de aerosoles a 550 nm determinado por diferentes métodos. Día 4 de junio de 1999. Barrax.

Valores no corregidos para altura superior a 3 km	
Extinción (suelo)	0.085 ± 0.018
Lidar (avión)	0.080 ± 0.030
Nefelómetro (avión)	0.060 ± 0.020
Valores corregidos para altura superior a 3 km	
Extinción (suelo)	0.085 ± 0.018
Lidar (avión)	0.083 ± 0.030
Nefelómetro (avión)	0.063 ± 0.024

Podemos concluir que durante el vuelo del ARAT el espesor óptico derivado de medidas de extinción es del orden del derivado del lidar, siendo ambos mayores que el derivado del nefelómetro, debido sin duda al problema de truncamiento que presentan los nefelómetros de integración en presencia de partículas grandes en la capa nocturna. Valores relativamente bajos de espesores ópticos derivados de medidas de nefelómetros aerotransportados han sido descritos por otros autores en comparaciones similares. Así durante el experimento ACE-2, Schmid et al (2000) encontraron diferencias del 10-17% (a 525 nm) entre los espesores ópticos de aerosoles medidos in situ con el nefelómetro CIPAS pelícano y un fotómetro. Por su parte Ross et al. (1998) encuentran una correspondencia dentro de un 20% entre los espesores ópticos derivados de un fotómetro a nivel del suelo y un nefelómetro aerotransportado. Asimismo Hartley et al. (2000) en el marco del experimento TARFOX determinaron valores de espesores ópticos a partir de nefelómetro más pequeños (12-15% en promedio) que los obtenidos con un fotómetro.

III.5 Resultados obtenidos mediante el código SKYRAD.pack

En los apartados anteriores de este Capítulo se han presentado resultados de propiedades ópticas de aerosoles (básicamente espesor óptico y distribución de tamaños) obtenidos a partir de medidas de extinción de irradiancia solar y de lidar. En este apartado presentamos los obtenidos a partir de una metodología diferente, basada en las medidas de radiancia de cielo. Esta técnica nos va a permitir obtener información de los parámetros de aerosoles que presentan dependencia angular respecto al ángulo de observación (en particular la función de fase y el albedo de dispersión simple). Es un campo de trabajo relativamente nuevo dentro de las líneas de investigación que lleva a cabo el Grupo de Radiación Solar, y los primeros datos disponibles coinciden prácticamente con el inicio del año 2000.

La mayor parte de los resultados incluidos aquí corresponden a medidas llevadas a cabo en Valencia durante el período comprendido entre diciembre de 1999 y julio de 2000, aunque también se incluyen algunos relativos a Barrax correspondientes a la campaña DAISEX 2000. En lo que sigue únicamente presentamos resultados correspondientes a la distribución de tamaños de aerosoles relativos a estas medidas. En todos los casos se han obtenido utilizando el algoritmo SKYRAD.PACK (Nakajima, et al., 1996) descrito en la sección I.4.2 de la presente memoria. Como a los datos experimentales primarios también es posible aplicarles el algoritmo de King, se ha realizado una comparación de los resultados que proporcionan ambos algoritmos para la distribución de tamaños de aerosoles.

Previamente a la presentación de los resultados, y siguiendo el esquema de los apartados anteriores, se presenta brevemente la metodología seguida para la obtención de los mismos.

III.5.1 Protocolo de medida

Para poder aplicar el algoritmo SKYRAD.PACK es necesario disponer de medidas simultáneas de extinción de irradiancia solar y de radiancia de cielo. Las primeras se obtuvieron con un Licor 1800 provisto de un limitador de radiancia, según el procedimiento descrito en el apartado III.2 de este mismo capítulo. Las medidas de radiancia de cielo se realizaron con el Optronicon 754 + Telescopio, según la configuración descrita en el apartado II.2.5

Para realizar las medidas de radiancia el espectrorradiómetro Optronicon se monta sobre un trípode dotado de una rótula de tres ejes. Con este sistema se puede apuntar el telescopio con una precisión de 2° . Todas las medidas se llevaron a cabo en el plano del almucántar del sol para ángulos de dispersión Θ en el intervalo $3^\circ \leq \Theta \leq 30^\circ$, tal como recomiendan Nakajima et al. (1996), aunque en la red AERONET (Dubovik et al., 2000) se llega hasta 40° . El límite inferior del rango de ángulos acimutales siempre es 5° . El límite superior se fija basándonos en los datos de la Figura 3.44, en la que se muestra el ángulo de dispersión correspondiente a distintas alturas solares para varios límites de ángulos acimutales. Así, si se va a medir a baja altura solar, entre 10° y 30° , es suficiente con medir en el plano del almucántar hasta un ángulo acimutal de 40° . Sin embargo, a medida que aumenta la altura solar, es preciso ampliar el rango de ángulos acimutales para alcanzar un ángulo de dispersión de 30° . Las medidas se han realizado únicamente en las cuatro longitudes de onda propuestas por Nakajima et al. (1983, 1996): 369, 500, 675 y 776 nm. Nakajima propone además las longitudes de 862 y 1048 nm pero éstas quedan fuera del rango de medida del espectrorradiómetro Optronicon.

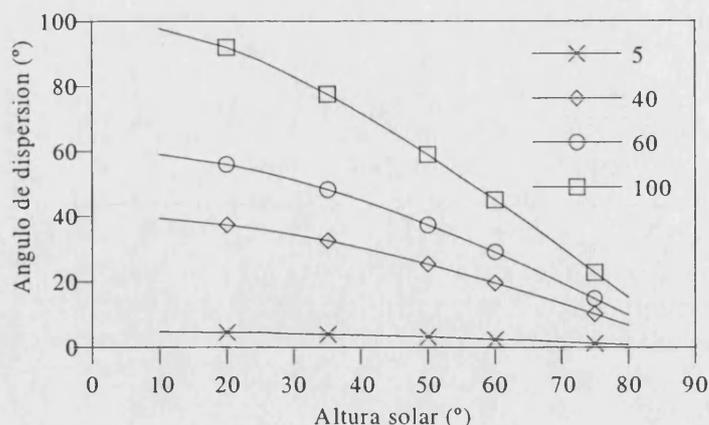


Figura 3.44 Ángulo de dispersión para distintas alturas solares y distintos ángulos acimutales.

Todas las medidas se realizan en ángulos acimutales simétricos respecto al sol. Dado el alineamiento manual del instrumento y el tiempo empleado por de la rueda de filtros del espectrorradiómetro en cubrir las longitudes de onda elegidas, la medida dura unos 10 minutos. Hemos de suponer que las condiciones de la atmósfera a lo largo de ese intervalo de tiempo no se modifican sustancialmente. Como ya hemos indicado, simultáneamente a las medidas de radiancia de cielo se realizan medidas de extinción de irradiancia directa con el espectrorradiómetro LI-1800, ya que en el parámetro de entrada del código SKYRAD.PACK es la radiancia de cielo normalizada a la irradiancia directa en el momento de medida.

Como ya se expuso en el apartado I.4.2 a partir del código SKYRAD.PACK es posible obtener la distribución de tamaños con una precisión que oscila entre el 15% y el 25% para $r \geq 0.5 \mu\text{m}$ y entre el 25% y el 100% para $r < 0.5 \mu\text{m}$. El algoritmo también proporciona la función de fase, el albedo de dispersión simple y el espesor óptico a las longitudes de onda de 369, 500, 675 y 776 nm.

En los resultados disponibles para las distribuciones de tamaño no se ha detectado, a lo largo de ningún día, ninguna tendencia significativa, sino simplemente modos que aparecen o desaparecen, o bien en los que el valor de su radio se desplaza ligeramente. Esto nos ha decidido a optar por promediar para cada día las distribuciones de tamaño obtenidas (siempre que el espesor óptico no muestre variaciones bruscas) con objeto de minimizar los errores tal y como sugieren Remer y Kaufman (1998). Las distribuciones de tamaños resultantes se han ajustado en todos los casos a la distribución de probabilidad lognormal en volumen dada por la expresión (3.2), lo que nos permite obtener el volumen total del modo (V_0), σ y el radio medio r_M .

Existen varios parámetros que influyen en el resultado final obtenido en cada caso para la distribución de tamaños. En el apartado siguiente analizamos algunos de los más importantes.

III.5.2 Parámetros que influyen en la obtención de las distribuciones de tamaños

Índice de refracción

El valor del índice de refracción complejo es muy importante pues cuantifica la absorción de los aerosoles, que es fundamental para determinar el *forzamiento radiativo* de los mismos. Según Lacis et al. (1992) la radiación perdida a causa de los distintos efectos primarios y secundarios desencadenados por los aerosoles podría compensar el efecto del conjunto de gases invernadero.

El código SKYRAD.PACK precisa la introducción de un valor para el índice de refracción complejo de aerosoles, que debe ser fijado *a priori* en base a las características de los mismos. La bibliografía proporciona valores muy diferentes del índice de refracción, tanto para la parte real como para la parte imaginaria. Remer y Kaufman (1998) proponen para la parte real un valor de 1.43, buscando un difícil compromiso entre su valor para una partícula seca y para el agua líquida. Por su parte Nakajima et al. (1983) utilizan el valor 1.50. En cuanto a la parte imaginaria, Remer y Kaufman (1998) distinguen varios valores en función del radio de los aerosoles: 0.0035 para las partículas más pequeñas, 0.0 para los aerosoles estratosféricos y marítimos y 0.08 para las partículas más gruesas, mientras que Nakajima et al. (1983) toman un valor de 0.01 para el conjunto de todos los aerosoles. Otros autores consideran valores entre 0.005 y 0.01 (Tanré et al. 1988a,b; Tanaka et al., 1990; Schmidt et al., 1997).

D'Almeida et al., (1991) ha recopilado valores tanto de la parte real como imaginaria del índice de refracción, para las longitudes de onda comprendidas entre 300 y 40.000 nm, agrupando los aerosoles en seis categorías: polvo, solubles en agua, hollín, oceánicos, sulfatos y minerales. En el algoritmo usado en la red AERONET, desarrollado recientemente por Dubovik et al. (2000) el problema de fijar el índice de refracción queda resuelto, ya que éste se obtiene como uno de los resultados de la inversión, utilizando procedimientos matemáticos más sofisticados que los empleados por el SKYRAD.PACK.

En la Figura 3.45 se muestra, a modo de ejemplo, cómo varía la distribución de tamaños de los aerosoles en función de la parte real del índice de refracción. Las diferencias más importantes se aprecian para los radios comprendidos entre 0.3 y 0.6 μm , llegando incluso a producirse discontinuidades como la que aparece para 1.45. A su vez, la Figura 3.46 muestra la misma distribución de la Figura 3.45 haciendo variar la parte compleja del índice de refracción. Ahora las diferencias se observan claramente en todas las longitudes de onda. Por último en la Figura 3.47 se han representado los albedos de dispersión simple correspondientes a los valores del índice de refracción que aparecen en la Figura 3.46.

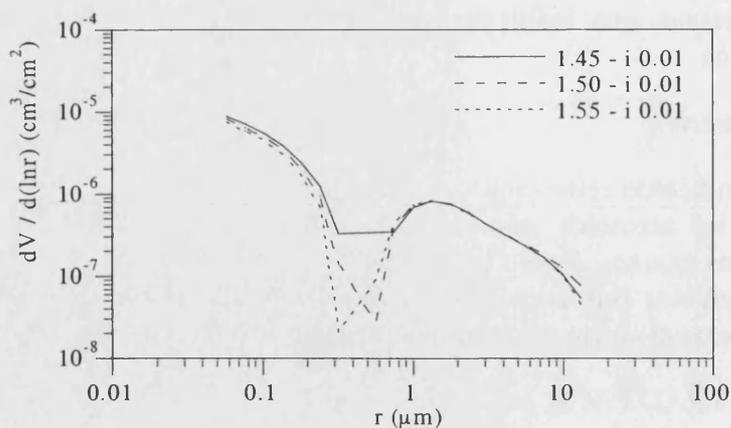


Figura 3.45 Distribución de tamaños de aerosoles para distintos valores de la parte real del índice de refracción. Valencia. Día 12/01/00 a las 1126 UTC.

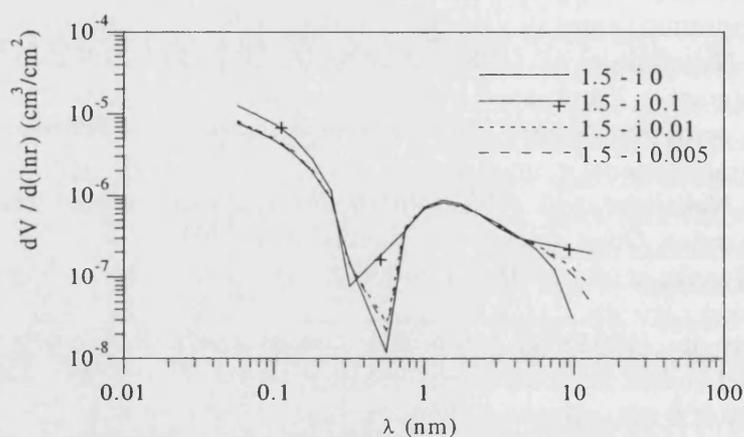


Figura 3.46 Distribución de tamaños de aerosoles para distintos valores de la parte imaginaria del índice de refracción. Valencia. Día 12/01/00 a las 1126 UTC.

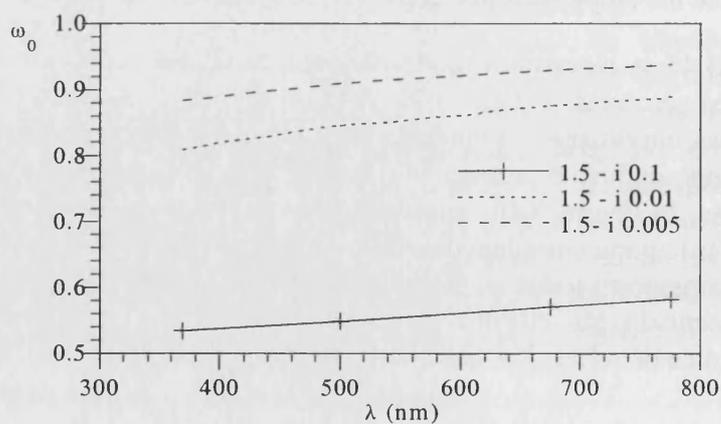


Figura 3.47 Albedo de dispersión simple para distintos valores del índice de refracción complejo. Valencia. Día 12/01/00 a las 1126 UTC.

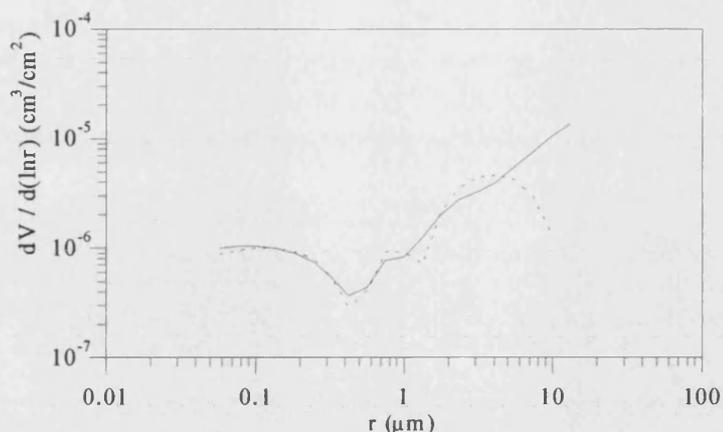


Figura 3.49 Distribuciones de tamaños de los aerosoles obtenidas para ángulos acimutales a la derecha del sol (trazo continuo) y a la izquierda del sol (trazo discontinuo). Valencia. Día 09/03/00 a las 1048 UTC.

Por lo tanto, previamente a los cálculos realizados con el SKYRAD.PACK, se han aplicado a las medidas experimentales dos filtros, en primer lugar uno para garantizar la simetría de la radiancia del cielo respecto al sol y a continuación otro buscando una mejor correspondencia entre los valores de radiancia medidos y los estimados por el código.

Espesor óptico

Para caracterizar el espesor óptico de los aerosoles se ha tomado su valor a 550 nm, tal como hemos hecho en apartados anteriores. Los resultados muestran que existe una clara tendencia a un aumento de los radios en la distribución de tamaños al aumentar el espesor óptico (Figura 3.50).

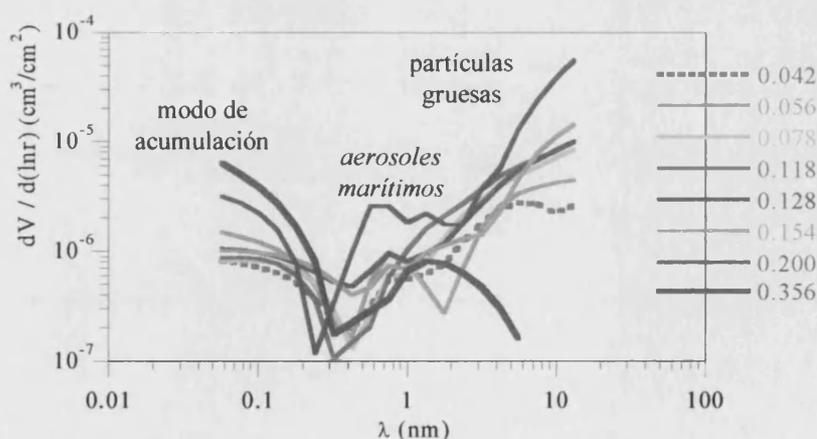


Figura 3.50 Distribuciones de tamaños de los aerosoles para distintos valores del espesor óptico de aerosoles a 550 nm en Valencia. Cada curva es el resultado del promedio de varias distribuciones (entre 5 y 10).

Nosotros hemos utilizado en este trabajo, para todos los casos, el valor $m = 1.50 - 0.0i$, obtenido por Martínez-Lozano et al. (1999) para la zona de estudio. Este valor ha sido utilizado previamente por otros autores (Cachorro y Frutos, 1994; Kaufman et al., 1994). Asumir este valor supone considerar que los aerosoles no son absorbentes y por tanto que el albedo de dispersión simple es nulo.

En cualquier caso, no es viable aplicar este tipo de medidas para determinar el albedo de dispersión simple de los aerosoles y así estudiar el forzamiento radiativo de los mismos, debido a la falta de sensibilidad de la radiancia del cielo a la distribución de tamaños de los aerosoles para partículas pequeñas ($r < 0.05 \mu\text{m}$), que son los que forman la mayoría de núcleos de condensación de las nubes (Kaufman y Holben, 1996).

Selección de las medidas de radiancia

Una de las hipótesis básicas del código de Nakajima es considerar que la radiancia en la bóveda celeste es simétrica respecto al plano principal del sol, por lo que las medidas experimentales en el plano del almucántar para ángulos acimutales simétricos respecto al sol deben proporcionar los mismos valores de radiancia. La Figura 3.48 muestra, a modo de ejemplo, una serie de medidas de radiancia. Las diferencias que aparecen en la misma son representativas de las que se suelen presentar en cualquier serie de medida de este tipo, con valores comprendidos entre el 5% y el 10%. Se ha tomado como criterio de filtrado no considerar las medidas en las que las diferencias superan el 10%, con el fin de respetar la simetría en la radiancia exigida en el código de Nakajima. En la Figura 3.49 aparecen las distribuciones de tamaño correspondientes a las medidas de radiancia de la Figura 3.48. Las mayores diferencias se observan para los radios mayores, hecho que puede estar relacionado con la estabilidad de la solución del propio código en el rango de radios grandes (Nakajima et al., 1996). Para elegir entre las radiancias correspondientes a ángulos acimutales a la derecha o a la izquierda del sol se ha seguido el criterio de la menor diferencia entre las radiancias medida y predicha por el modelo.

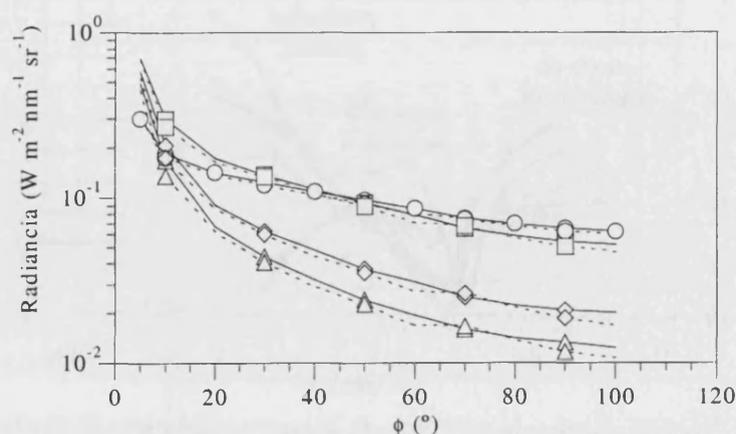


Figura 3.48 Radiancia del cielo medida para distintos ángulos acimutales, a la derecha del sol (trazo continuo) y a la izquierda (trazo punteado) para las longitudes de onda de 369 nm (círculo), 500 nm (cuadrado), 675 nm (rombo) y 776 nm (triángulo). Valencia. Día 09/03/00 a las 1048 UTC.

El aumento del espesor óptico también origina un aumento en el volumen (carga) de aerosoles, tal y como se muestra en la Figura 3.51. Los valores que aparecen en esta Figura son muy semejantes a los obtenidos por Remer y Kaufman (1998). Otros autores han presentado resultados análogos en este sentido (Kaufman y Holben, 1996; Clarke et al. 1997). Porter y Clarke (1997) apuntan como posible explicación el hecho de que en el caso de aerosoles marítimos y partículas gruesas, el viento (que arrastra mayor cantidad de aerosoles) tiene fuerza suficiente para arrastrar también partículas más grandes, lo que se traduciría en un aumento del radio medio de la distribución. En el caso de los aerosoles de acumulación la explicación es más compleja y puede estar relacionada con el hecho de que la coagulación aumenta a medida que aumenta el tamaño. Otra posible explicación vendría dada por los procesos de deposición de aerosoles por arrastre, que tienden a eliminar en primer lugar los aerosoles más grandes. Así al disminuir el contenido de aerosoles también disminuye su tamaño.

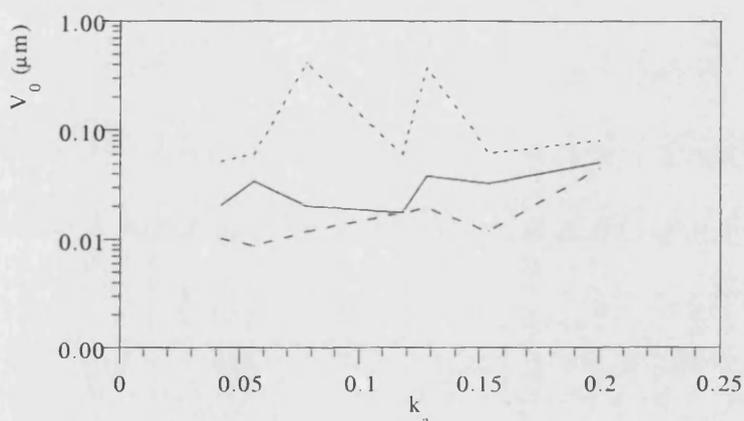


Figura 3.51 Volumen total de los modos de acumulación (trazo continuo), aerosoles marítimos (trazo discontinuo) y partículas gruesas (trazo punteado), en función del espesor óptico a 550 nm.

El espesor óptico también tiene una influencia significativa sobre la función de fase. Recordemos que la importancia de la determinación de la función de fase radica en que su conocimiento es necesario para resolver correctamente la ecuación de transferencia radiativa, tal y como se expuso en el apartado I.2.4. Recordemos que la función de fase depende únicamente de las características ópticas de las partículas dispersoras, siendo independiente de su cantidad. En la Figura 3.52 se muestra la función de fase angular para 500 nm para distintos valores del espesor óptico de aerosoles. Se observa un aumento en el valor de la función de fase a medida que lo hace el espesor óptico. De nuevo la explicación viene dada por el hecho de que un aumento del espesor óptico supone un aumento de tamaño de los aerosoles.

En este trabajo no se ha abordado el análisis de la función de fase, que será objeto de estudio en un futuro inmediato. Conviene tener presente que la función de fase también proporciona información sobre un parámetro importante en la restitución de las propiedades ópticas de los elementos dispersores, a través de la relación

entre extinción y retrodifusión, y que se define como la función de fase para un ángulo de dispersión de 180° . En este sentido, en la sección III.4 fue necesario elaborar una metodología *ad hoc* para obtener el BER en las medidas de lidar, ya que en la campaña DAISEX 1999 no se disponía todavía de medidas de radiancia de cielo. En el futuro, el código SKYRAD.PACK nos permitirá conseguir estos valores de referencia para realizar la inversión de la señal lidar, tanto si éste se utiliza en medidas desde tierra como aerotransportado.

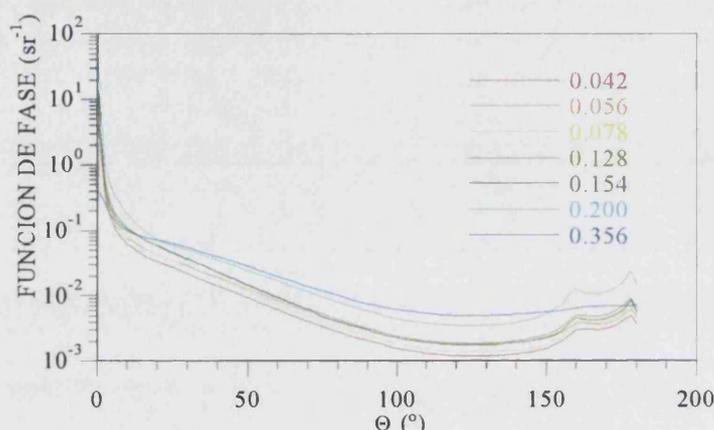


Figura 3.52 Función de fase a 500 nm frente al ángulo de dispersión para distintos espesores ópticos de aerosoles. Cada valor corresponde a la media de un día de medida.

III.5.3 Distribuciones de tamaños y origen de las masas de aire

Los factores expuestos anteriormente ejercen una influencia cuantitativa sobre la distribución de tamaños que viene condicionada en parte por el algoritmo concreto utilizado en este apartado. Al margen de ellos es obvio que los aerosoles presentes en la atmósfera (y su distribución de tamaños) están condicionados básicamente por los movimientos de las masas de aire y el origen de las mismas. Su análisis, durante las 48 horas previas a la medida, se realiza a partir de las retrotrayectorias de dichas masas de aire (Apéndice D). En la zona a la que se limita el presente estudio estas masas de aire están muy influenciadas por el océano Atlántico y por el mar Mediterráneo.

A continuación presentamos un análisis preliminar de las distribuciones de tamaño de los aerosoles en relación al origen de las masas de aire que los transportan, considerando únicamente dos situaciones, y limitándonos a exponer algunos de los resultados obtenidos que ilustran dicho análisis.

Influencia atlántica

En este caso podemos distinguir dos situaciones típicas, según las masas de aire provengan directamente del océano (Figura 3.53) o hayan atravesado en su camino parte del continente (Figura 3.54). En ambos casos es habitual obtener una distribución de aerosoles trimodal. En la primera de las situaciones aparece un modo de acumulación con un radio medio de 0.06 y un σ en torno a 0.7. Los

aerosoles marítimos (sales) muestran un radio que varía entre 0.80 y 0.90, con σ entre 0.37 y 0.75, dependiendo del espesor óptico. Las partículas gruesas presentan radios entre 5.3 y 7.4 μm (los σ respectivos son 0.51 y 0.64). No detectamos aerosoles estratosféricos probablemente porque están enmascarados por los de origen marítimo.

Si las masas de aire han atravesado parte del continente, que es la situación más habitual, el radio medio del modo de acumulación oscila entre 0.060 μm ($\sigma=1.46$) y 0.088 μm ($\sigma=0.96$). Los aerosoles marítimos presentan un radio mayor (incluso para valores muy bajos del espesor óptico a 500 nm, del orden de 0.04), con valores entre 1.10 μm ($\sigma=0.83$) y 1.31 μm ($\sigma=0.64$). En cuanto a las partículas gruesas aumentan de tamaño de tal manera que no es posible ajustarlas mediante la expresión (3.2).

En la Figura 3.55 se muestran ejemplos de distribuciones de tamaño ilustrativas de estas dos situaciones.

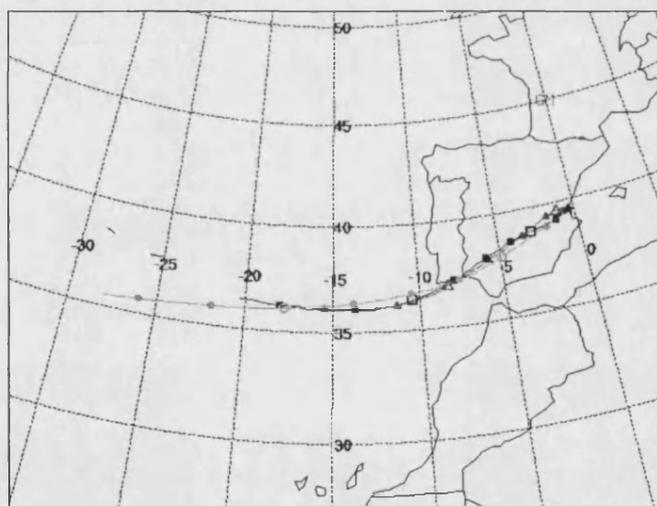


Figura 3.53 Retrotrayectorias isentrópicas de 48 horas terminando a las 0900 UTC del día 16/05/00 sobre Valencia. 500 metros (triángulos), 1500 metros (cuadrados) y 3000 metros (círculos)

En algunos casos no aparecen aerosoles marítimos a pesar de haber permanecido las masas de aire sobre el océano durante las 48 horas previas. Esta situación está asociada al paso de frentes fríos que dan lugar a precipitaciones que limpian la atmósfera de aerosoles. En estos casos el modo de acumulación presenta un radio medio en torno a 0.08 μm ($\sigma=0.74$) y las partículas gruesas, que sí pueden ajustarse mediante la expresión (3.2), valores entre 3.34 μm ($\sigma=0.83$) y 7.7 μm ($\sigma=1.10$).

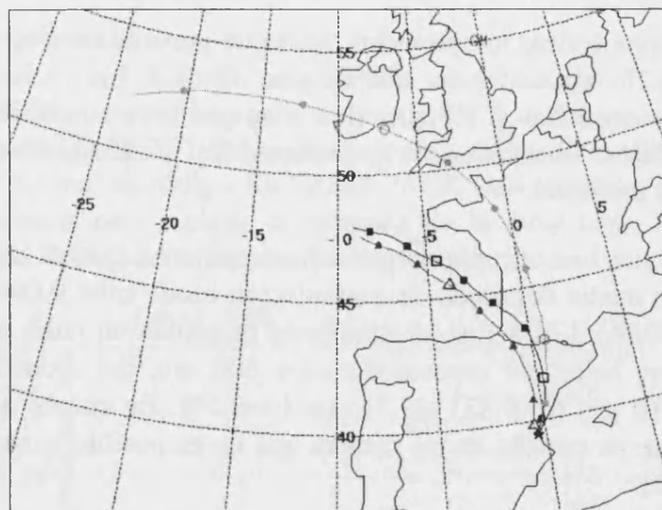


Figura 3.54 Retrotrayectorias isentrópicas de 48 horas terminando a las 1000 UTC del día 24/02/00 sobre Valencia. 500 metros (triángulos), 1500 metros (cuadrados) y 3000 metros (círculos)

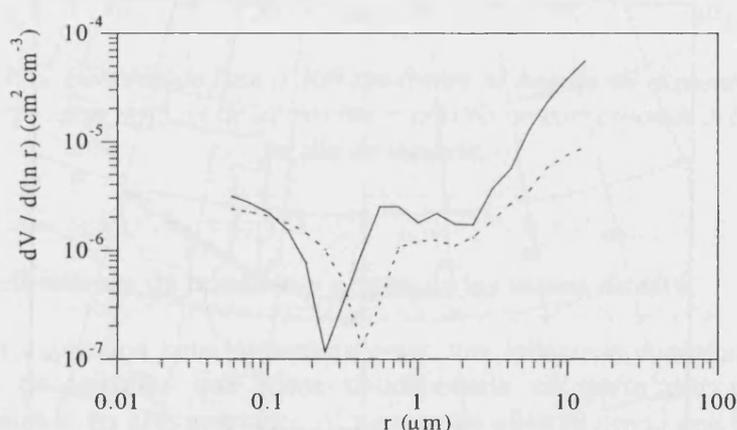


Figura 3.55 Distribuciones de tamaño de aerosoles en Valencia. Trazo continuo: día 16/05/00 (masas de aire provenientes directamente del océano). Trazo discontinuo: día 24/02/00 (masas de aire que han atravesado parte del continente)

Un ejemplo de esta situación se muestra en la Figura 3.56, en la que aparece la retrotrayectoria para el día de medida, y las Figuras 3.57 y 3.58, en las que se muestran mapas sinópticos para los dos días anteriores, en los que se observa el frente frío que dio lugar a precipitaciones en toda la península. La distribución de tamaños de aerosoles para ese día se muestra en la Figura 3.59. Podemos observar como en la misma aparecen solo los modos de acumulación y de partículas gruesas.

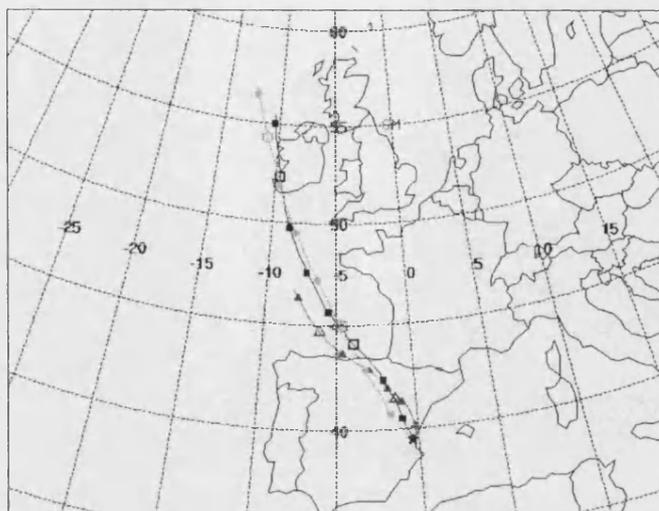


Figura 3.56 Retrotrayectoria isentrópica de 48 horas terminando a las 1600 UTC del día 12/07/00 sobre Valencia. 500 metros (triángulos), 1500 metros (cuadrados) y 3000 metros (círculos).

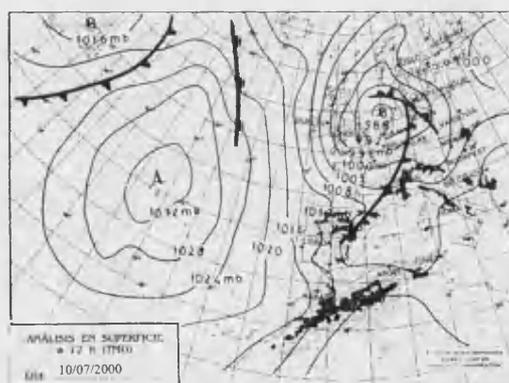


Figura 3.57 Mapa isobárico en superficie para el día 10/07/00. Fuente INM

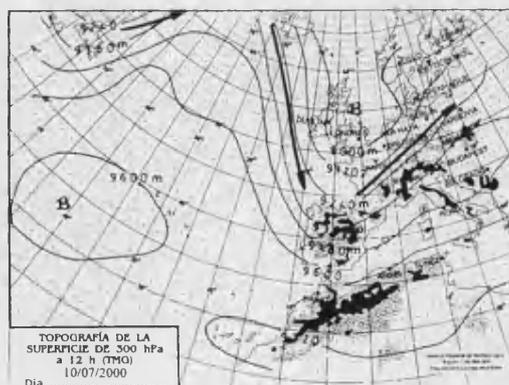


Figura 3.58 Mapa isobárico en altura de 300 hPa para el día 10/07/00. Fuente INM

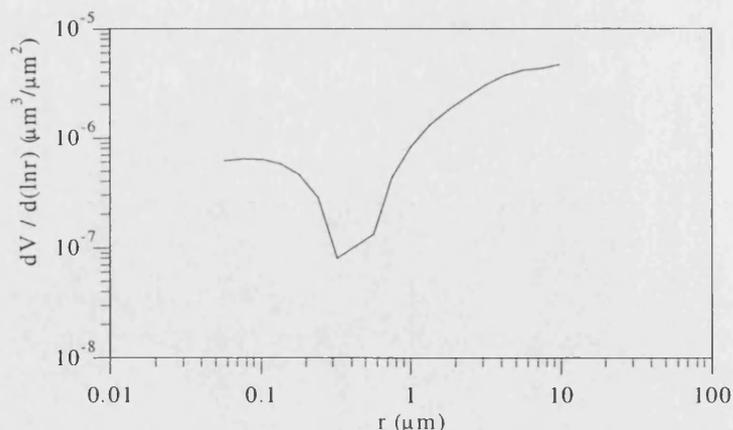


Figura 3.59 Distribución de tamaños de aerosoles para el día 12/07/00. Valencia

Influencia mediterránea

En la Figura 3.60 se muestra una retrotrayectoria para la que las masas de aire han permanecido las últimas 48 horas sobre el Mediterráneo. En estas circunstancias el modo de acumulación tiene un radio medio de 0.078 μm (σ=1.31), el correspondiente a las sales marinas un radio de 0.92 μm (σ=0.69) y el de las partículas gruesas es de 6.22 μm (σ=1.83), todos ellos muy parecidos a los obtenidos cuando las masas de aire procedían directamente del océano Atlántico.

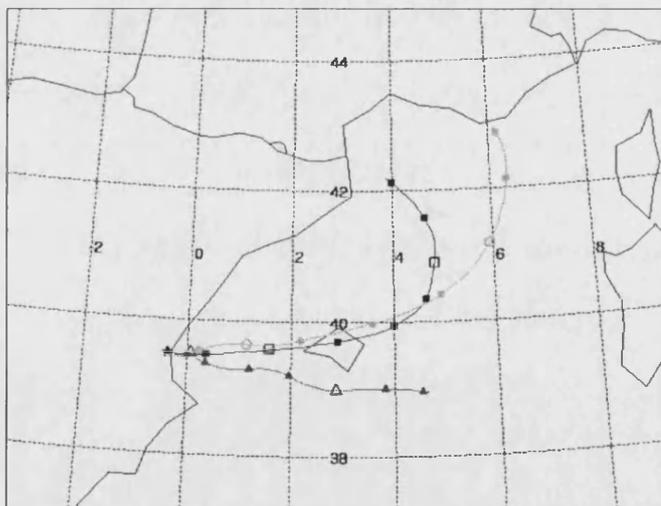


Figura 3.60 Retrotrayectoria isentrópica de 48 horas terminando a las 1100 UTC del día 30/05/00 sobre valencia. 500 metros (triángulos), 1500 metros (cuadrados) y 3000 metros (círculos).

Hemos encontrado casos en los que no aparece modo de partículas gruesas a pesar de proceder las masas de aire del continente. Corresponden a una situación semejante a la descrita en las Figuras 3.56 a 3.58, acompañada de lluvias en forma

de chubascos tormentosos. Esta situación se describe en las Figuras 3.61 a 3.63, que muestran la retrotrayectoria del día 12/01/00 y los mapas sinópticos correspondientes a los dos días anteriores. En este caso, la proximidad al mar de la localidad de medida origina que aparezca un modo de sales de radio $1.6 \mu\text{m}$ ($\sigma=0.64$) además del modo de acumulación de radio $0.04 \mu\text{m}$ ($\sigma=0.88$), tal y como se muestra en la Figura 3.64.

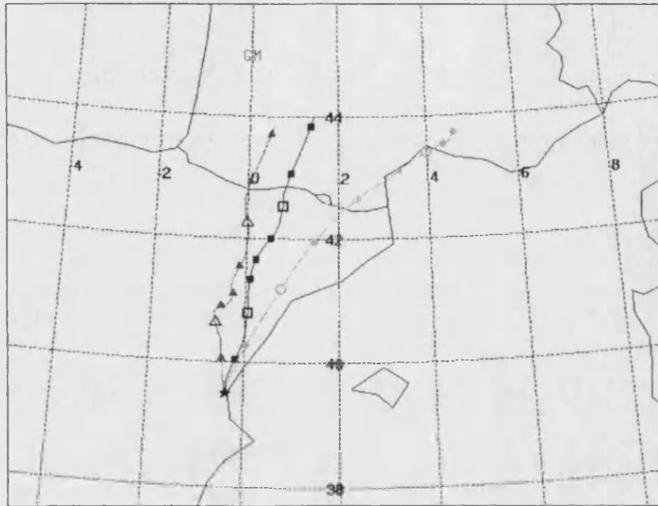


Figura 3.61 Retrotrayectoria isentrópica de 48 horas terminado a las 1100 UTC del día 12/01/00 sobre valencia. 500 metros (triángulos), 1500 metros (cuadrados) y 3000 metros (círculos).

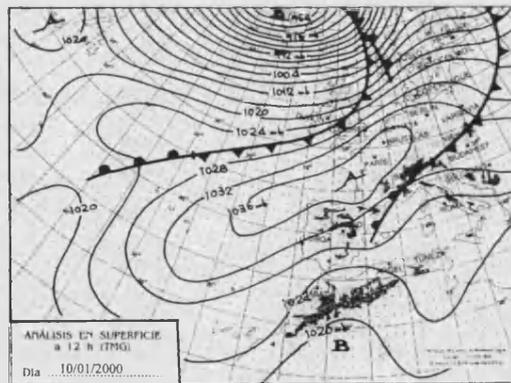


Figura 3.62 Mapa isobárico en superficie para el día 11/01/00. Fuente INM

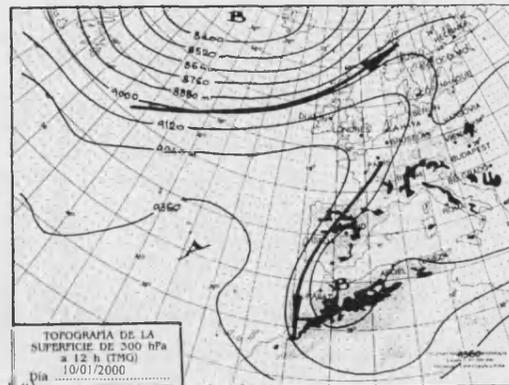


Figura 3.63 Mapa isobárico en altura de 300 hPa para el día 10/01/00. Fuente INM

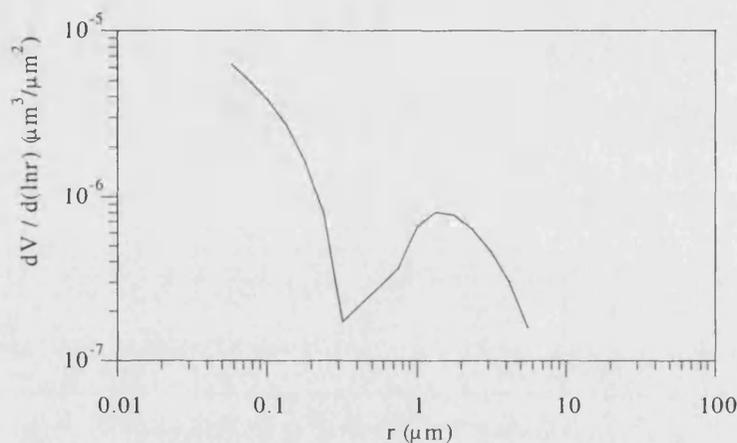


Figura 3.64 Distribución de tamaños de aerosoles para el 12/01/00. Valencia

En una situación mediterránea muy singular, aunque no extraordinaria, que conlleva la intrusión de aerosoles saharianos, como la descrita para el día 3 de julio de 1998 de la campaña de Valencia, lamentablemente todavía no se hallaba disponible el espectrorradiómetro Optronic por lo que no ha sido posible aplicar el algoritmo de Nakajima.

III.5.4 Comparación de resultados de los algoritmos de King y Nakajima

Para comparar los valores obtenidos con estos dos algoritmos hemos utilizado valores medios diarios de las distribuciones de tamaño. La comparación se ha llevado a cabo para distintos días de la campaña de Valencia y para un día de la campaña de Barrax.

Campaña de Valencia

En este caso nos encontramos con diferencias muy importantes en los modos que proporcionan las inversiones por los dos métodos, tanto en cuanto al valor de los radios medios como al orden de magnitud de V_0 . En la Figura 3.65 se muestran a modo de ejemplo los resultados correspondiente al día 12/01/00.

La principal causa de estas discrepancias puede hallarse en el propio fundamento de los algoritmos, en cuanto a su forma de abordar la solución de la ecuación de transferencia radiativa. Nakajima tiene en cuenta la dispersión múltiple a través de la inversión de radiancia del cielo en diferentes ángulos mientras que King (1978) sólo considera dispersión simple a través de las medidas de extinción de irradiancia directa. Otra causa de discrepancia radica en que los intervalos de radios introducidos *a priori* para la inversión son diferentes. Nakajima considera el intervalo de 0.05 a 15 μm mientras que en el algoritmo de King el intervalo de radios que muestra mayor estabilidad es el de 0.08 a 4 μm (Gómez-Amo, 2001).

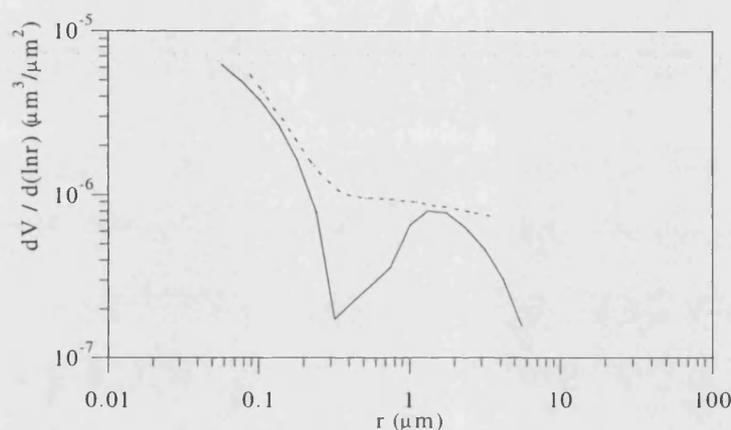


Figura 3.65 Distribución de tamaños de aerosoles según los algoritmos de Nakajima (trazo continuo) y de King (trazo discontinuo). Valencia. Día 12/01/00.

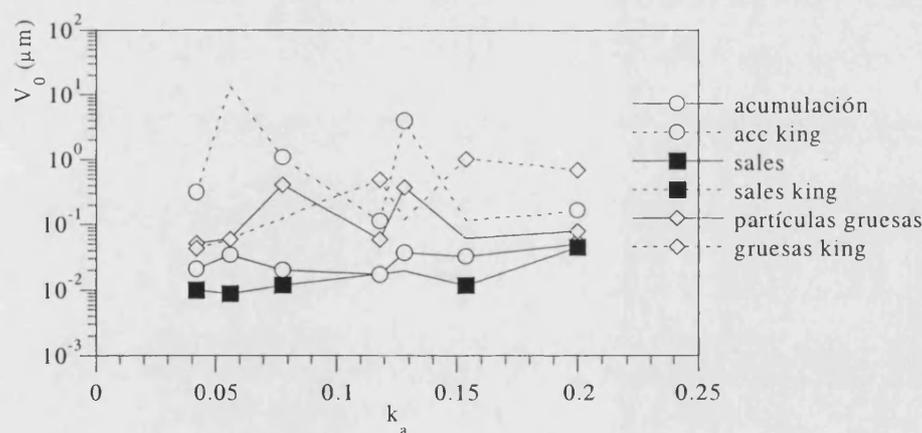


Figura 3.66 Volumen total correspondiente a los modos de acumulación (círculos), aerosoles marítimos (cuadrados) y partículas gruesas (rombos) en función del espesor óptico a 550 nm. Códigos de Nakajima (continuo) y King (discontinuo).

En las Tablas III.25 y III.26 se muestra los intervalos en los que se encuentra los valores de los coeficientes de los ajustes de las distribuciones de tamaño a distribuciones lognormales. Las diferencias tan grandes que se aprecian en estas Tablas podrían explicarse, al menos en parte, en base a la contribución al espesor óptico de aerosoles del modo de acumulación (Remer y Kaufman, 1998). King

otorga un peso mayor en la dispersión a los aerosoles del modo de acumulación (Figura 3.66), y además en sus inversiones no aparecen aerosoles marítimos. En cuanto a las partículas gruesas su influencia es menor, y los propios autores conceden poca credibilidad a los resultados para estos radios. En Nakajima, en cambio, aparecen claramente diferenciadas las sales marinas, y la carga del modo de acumulación es menor, repartiéndose con la de los aerosoles marítimos. De hecho los dos códigos dan una solución equivalente para la ecuación de transferencia radiativa partiendo de dos enfoques diferentes para la dispersión de Mie, considerando que los aerosoles son predominantemente de acumulación o repartidos en acumulación, sales marinas y partículas gruesas.

Tabla III.25 Comparación de los parámetros de las distribuciones de tamaño proporcionadas por los algoritmos de Nakajima y de King. Valencia. Situación de influencia atlántica. (diverge).*

	Nakajima			King		
	V_0 (μm)	r (μm)	σ	V_0 (μm)	r (μm)	σ
			Influencia atlántica			
acumulación	0.03-0.05	~0.06	~0.7	0.17-13.1	$1e^{-3}$ -0.06	1.64-0.62
sales	0.01-0.05	0.8-0.9	0.37-0.75		-	
part. gruesas	0.06-0.08	5.3-7.4	0.51-0.64	0.06-0.69	1.83-5.77	4.64-1.15
			Influencia atlántica + continente			
acumulación	0.06-0.03	0.06-0.088	1.46-0.96	0.76-1.1	0.012-0.017	1.13
sales	0.010-0.019	1.10-1.31	0.83-0.64		-	
part. gruesas	0.052-0.41	diverge		*-0.04	*-1.74	*-1.48
			Influencia atlántica + lluvias			
acumulación	0.013-0.018	~0.08	0.74	0.08-0.12	~0.05	~0.6
sales		-			-	
part. gruesas	0.06-0.12	3.34-7.7	0.83-1.10		diverge	

Tabla III.26 Comparación de los parámetros de las distribuciones de tamaño proporcionadas por los algoritmos de Nakajima y de King. Valencia. Situación de influencia mediterránea.

	Nakajima			King		
	V_0 (μm)	r (μm)	σ	V_0 (μm)	r (μm)	σ
			Influencia mediterránea			
acumulación	0.032	0.078	1.31	0.11	0.065	0.55
sales	0.012	0.92	0.69		-	
part. gruesas	0.062	6.22	1.83	1.0	8.82	1.15
			Influencia mediterránea + lluvias			
acumulación	0.15	0.04	0.88	0.43	0.015	1.31
sales	0.01	1.6	0.64			
part. gruesas		no aparece		0.16	5.40	5.40

Campaña de Barrax

Para esta campaña únicamente se dispone de datos de radiancia de cielo para un día de medida, el 29 de Junio de 2000. En la Tabla III.27 se muestran los parámetros del ajuste de las distribuciones promedio para todo este día, representadas en la Figura 3.67. La retrotrayectoria de la Figura 3.35 muestra una procedencia de las masas de aire de origen atlántico, lo que explicaría la aparición del modo de aerosoles marítimos que aparece en el algoritmo de Nakajima centrado en el radio de 0.91 μm , y que como en el caso anterior, tampoco aparece cuando se utiliza el algoritmo de King.

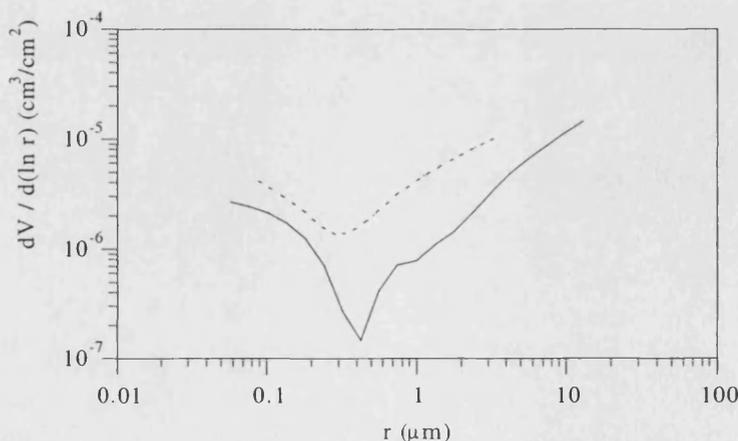


Figura 3.67 Distribución de tamaños de aerosoles según los algoritmos de Nakajima (trazo continuo) y de King (trazo discontinuo). Barrax. Día 29/06/00.

Al promediar a lo largo del día, los dos modos de acumulación se reducen a uno, de 0.008 μm radio medio para King y 0.06 μm para Nakajima. Sin embargo el volumen total de este modo es mucho mayor en King (0.46 μm) que en Nakajima (0.057 μm). En ninguno de los dos casos puede ajustarse el modo correspondiente a las partículas gruesas, pero a la vista de la Figura 3.67 se deduce que el radio medio de este modo es mayor cuando se aplica el código de Nakajima. Estos resultados son formalmente similares a los obtenidos para la campaña de Valencia.

Tabla III.27 Comparación de los parámetros de las distribuciones de tamaño proporcionadas por los algoritmos de Nakajima y de King. Valencia.

	Nakajima			King		
	V_0 (μm)	r (μm)	σ	V_0 (μm)	r (μm)	σ
acumulación	0.057	0.06	0.86	0.46	0.008	1.76
sales	0.008	0.91	0.41	-	-	-
part. gruesas		diverge			diverge	

CONCLUSIONES

Para finalizar esta memoria, y a modo de resumen, destacamos la conclusiones que se exponen a continuación, y que se han englobado en dos grupos. En el primero se recogen las relativas a la caracterización del instrumental utilizado (Capítulo II), y en el segundo las que hacen referencia a la caracterización de aerosoles atmosféricos (Capítulo III).

A) En cuanto a la instrumentación utilizada:

- A.1) Se ha determinado la configuración de aperturas y rendijas más adecuada para el espectrorradiómetro Optronic 754-O-PMT, lo que ha permitido caracterizar este instrumento mediante su función de apertura. El valor obtenido para la FWHM, de 1.6 nm, ha resultado ser menor que el valor nominal proporcionado por el fabricante, de 2 nm.
- A.2) Se efectuado una intercomparación, en condiciones de intemperie, entre tres espectrorradiómetros Li-Cor Li-1800 midiendo en configuraciones de irradiancia global e irradiancia directa. A su vez, las medidas de directa se han comparado con las obtenidas por el Optronic 754-O-PMT. Los resultados muestran que:
- En las medidas de irradiancia global aparecen discrepancias muy importantes en las horas iniciales y finales del día debidas al error de coseno. Eliminando las medidas correspondientes a alturas solares inferiores a 30° las diferencias se reducen al 8% en el rango visible del espectro. Tras un calibrado *in situ* de los instrumentos frente a una lámpara de referencia, las medidas corregidas muestran diferencias inferiores al 5%, que es el orden del error de estos instrumentos.
 - Los resultados del análisis de las medidas de irradiancia directa muestran diferencias del orden de la imprecisión de los instrumentos en el rango visible (5%). Cuando se aplica la corrección de la calibración *in situ* las diferencias se reducen hasta un 3%.

- La comparación de estos espectrorradiómetros en la medida de la irradiancia directa frente al Optronic 754-O-PMT ha puesto de manifiesto que para los datos no corregidos las diferencias son del orden del 2%-5%. Tras corregir los datos, estas diferencias son siempre menores del 2%.
- Podemos concluir que para alturas solares superiores a 30° los Li-1800 dan una medida bastante precisa de la irradiancia global. La medida de la irradiancia directa en el espectro visible es muy precisa, independientemente de la altura solar, a pesar de haber empleado colimadores de diferente campo de visión en los instrumentos utilizados.

A.3) Se ha efectuado una comparación entre los valores de columna total de ozono obtenidos con un fotómetro Microtops II y un espectrofotómetro Brewer MK-III, considerado actualmente como instrumento de referencia para la medida de ozono. De los tres valores de ozono que proporciona el Microtops, los mejores resultados se obtienen utilizando el valor corregido (que hace uso de una combinación de los tres canales de medida). En este caso las diferencias entre ambos instrumentos presentan valores medios para el MBD y el MAD de 2.0 % y 3.8 %, respectivamente.

B) En cuanto a las propiedades de los aerosoles:

B.1) Se han caracterizado los aerosoles dominantes en verano sobre la zona de Valencia a través de una campaña de medida en la que se han utilizado tres espectrorradiómetros Licor Li-1800. Los resultados obtenidos, para el espesor óptico y la distribución de tamaños (aplicando el algoritmo de King), muestran que en una zona de unos 50 kilómetros de radio alrededor del centro de Valencia los aerosoles presentan características similares, dependiendo éstas básicamente de la dirección del viento dominante.

- En situaciones de viento de levante (situación habitual en Valencia en verano) el espesor óptico para 550 nm oscila entre 0.35 y 0.45. La distribución de tamaños es bimodal, con un modo de acumulación de radio medio de valor 0.05-0.06 μm , y un modo de partículas gruesas que no es posible ajustar por el algoritmo de King, debido a la limitación del intervalo de radios del mismo.
- En situaciones de viento de poniente, la atmósfera presenta una gran visibilidad, con valores del espesor óptico para 550 nm inferiores a 0.2. La distribución de tamaños es nuevamente bimodal, con modos de acumulación y de partículas gruesas, que muestran una marcada evolución a lo largo del día. El radio medio del modo de acumulación está en torno a 0.016 μm por la mañana y a 0.085 μm por la tarde. El de partículas gruesas aumenta de tamaño conforme avanza el día y conforme nos alejamos del centro de la ciudad, donde toma el valor de 5.15 μm por la mañana y es imposible de ajustar por la tarde. Una posible explicación podría venir dada por el hecho de que, en esta situación, las partículas que por la mañana estaban en el interior han sido arrastradas por el viento hacia las localidades costeras.

B.2) Se han caracterizado asimismo los aerosoles sobre el área de Barrax (Albacete) durante las campañas DAISEX de los años 1998, 1999 y 2000, diseñadas para desarrollar, implementar y calibrar algoritmos, por parte de la ESA, en futuras misiones de observación de la tierra desde el espacio.

- Para la campaña de 1998, los valores del espesor óptico de aerosoles a 550 nm son del orden de 0.3. En la campaña correspondiente al año 1999 son excepcionalmente bajos, con un valor a lo largo del día en torno a 0.08. Ello es debido al paso de un frente frío, acompañado de lluvias, que barrió la Península Ibérica los días inmediatamente anteriores. En la campaña del año 2000 el espesor óptico a 550 nm mostró una variación a lo largo del día, con valores en torno a 0.15 a primeras horas, que aumentaron hasta 0.20 en las horas centrales del día, para disminuir a lo largo de la tarde hasta 0.08.
- Los resultados correspondientes a las distribuciones de tamaños son similares para los años 1998 y 2000, con modos en los rangos de radios de acumulación y de partículas gruesas. La diferencia estriba en que a lo largo del día correspondiente al año 2000 se detectaron dos modos de acumulación durante la mañana, que se unificaron en un único modo de radio intermedio durante la tarde. El modo de partículas gruesas presenta un radio medio que tiende a aumentar a lo largo del día, partiendo de valores próximos a 8 μm en ambos casos. Los resultados correspondientes a 1999 son totalmente diferentes, con un modo de acumulación de radio medio en torno a 0.08 μm y dos modos de partículas gruesas, uno cuyo radio medio aumenta desde 6 hasta 11 μm al mediodía, y otro no ajustable en ningún caso. Además, durante la tarde aparece un modo adicional, de radio medio 1.7 μm , que puede corresponder a aerosoles marítimos que posiblemente permanecieron enmascarados durante las medidas de la mañana.

B.3) Se ha diseñado y llevado a cabo una experiencia para comparar valores de espesor óptico de aerosoles obtenidos mediante tres técnicas diferentes: medidas de extinción de irradiancia a nivel del suelo, y medidas efectuadas con lidar y nefelómetro aerotransportados a bordo del avión ARAT. Se ha obtenido una muy buena concordancia en los resultados a pesar de las diferencias existentes tanto en la instrumentación como en las bases físicas de cada uno de los métodos. Esto reafirma la validez del método de determinación del espesor óptico de aerosoles a partir de medidas de extinción de la irradiancia solar directa a nivel de suelo, utilizado habitualmente por el Grupo de Radiación Solar de Valencia.

B.4) Se ha aplicado el código SKYRAD.PACK (Nakajima) para determinar distribuciones de tamaño de aerosoles, analizando previamente los parámetros que presentan una influencia relevante frente al mismo. Este análisis ha puesto de manifiesto que:

- Existe una clara dependencia de la distribución de tamaños y del albedo de dispersión simple respecto al índice de refracción complejo de los aerosoles, que ha de ser especificado *a priori* en el código.

- Para reducir las diferencias entre los resultados correspondientes a medidas de radiancia del cielo en ángulos acimutales simétricos respecto al plano principal del sol, se ha fijado un valor de consistencia de los mismos de un 10%.
- A medida que aumenta el espesor óptico de aerosoles aumenta el radio medio de los modos de la distribución, así como el volumen total de los mismos.

B.5) Se han obtenido distribuciones de tamaños de aerosoles sobre Valencia utilizando el algoritmo de Nakajima, clasificando los resultados en base a las retrotrayectorias de las masas de aire y las situaciones sinópticas de dos días previos.

- En situaciones de influencia atlántica se obtiene siempre una distribución de tamaños trimodal. Si las masas de aire provienen directamente del océano aparece un modo de acumulación de radio medio en torno a $0.06 \mu\text{m}$, un modo de aerosoles marítimos de radio medio comprendido entre 0.80 y $0.90 \mu\text{m}$ y un modo de partículas gruesas de radio medio comprendido entre 5.3 y $7.4 \mu\text{m}$. En cambio si las masas de aire han atravesado parte del continente (situación más habitual) estos modos presentan radios medios sensiblemente mayores, entre 0.06 y $0.09 \mu\text{m}$ para acumulación y entre 1.10 y $1.31 \mu\text{m}$ para aerosoles marítimos, mientras que el modo de partículas gruesas no es posible ajustarlo dentro del intervalo de radios del algoritmo de Nakajima. Se han registrado algunas situaciones asociadas a frentes fríos en las que no se ha detectado la presencia de aerosoles marítimos.
- En situaciones de influencia mediterránea los resultados son similares a los descritos anteriormente para masas de aire que provienen directamente del Atlántico. El modo de acumulación tiene un radio medio en torno a $0.08 \mu\text{m}$, el de sales marinas en torno a $0.92 \mu\text{m}$ y el de partículas gruesas en torno a $6 \mu\text{m}$.

B.6) Se ha realizado un análisis cualitativo y cuantitativo entre dos métodos diferentes (King y Nakajima) desarrollados para determinar distribuciones de tamaños de aerosoles a partir de valores espectrales del espesor óptico aplicando métodos de inversión. Destacamos los siguientes puntos de dicho análisis:

- Difieren en la solución de la ecuación de transferencia radiativa, Nakajima tiene en cuenta la dispersión múltiple (de ahí que sean necesarias medidas multiangulares) y King únicamente la dispersión simple.
- Difieren en los algoritmos de inversión, lineal en King y no lineal en Nakajima, y en los límites del rango de intervalos de radio considerados en la misma, que es de 0.05 a $15 \mu\text{m}$ en el algoritmo de Nakajima y de 0.08 a $4 \mu\text{m}$ en el de King.
- Ninguno de los dos algoritmos detecta en la inversión el modo correspondiente a aerosoles estratosféricos, posiblemente porque se encuentran enmascarados en el modo de acumulación.

-
- Difieren en la importancia relativa concedida a la extinción por parte de los aerosoles del modo de acumulación. King les atribuye una contribución mayor, lo que puede ser la causa que no aparezcan en la inversión los modos de sales marinas. En la inversión de Nakajima el modo de aerosoles marítimos aparece claramente definido, seguramente porque el algoritmo asigna una extinción similar a los modos de acumulación y marítimo
 - La importancia concedida a las partículas gruesas en ambos algoritmos es relativamente pequeña, y ambos autores coinciden en otorgarle poca credibilidad a los resultados obtenidos en estos radios, debido a problemas inherentes a la inversión.

APÉNDICES

- A. Lista de acrónimos
- B. Conceptos estadísticos básicos
- C. Diseño de un colimador
- D. Cálculo de retrotrayectorias

Apéndice (Del lat. appendix, -icis) m. Prolongación delgada y hueca, de longitud variable, que se halla en la parte interna y terminal del intestino ciego del hombre, monos y muchos roedores.

Se ha intentado dotar a los apéndices de contenido para que no sean delgados y huecos. Se ha incluido una lista de acrónimos y así paliar la jerga, indescifrable para los no iniciados, en la que caemos los científicos. Los conceptos estadísticos básicos se recuerdan porque, como decía A. Wilson “*La memoria a veces juega muy malas pasadas. Hasta una madre confunde el nombre de sus hijos si hace mucho tiempo que no los ve*”. Por último se ha incluido información sobre el diseño de un colimador y el cálculo de retrotrayectorias porque se ha considerado interesante.

El que los apéndices sean otro punto común entre el hombre, el mono y ciertos roedores, no se ha podido evitar. Pese a todo no hacemos más que mirar hacia el cielo con los pies en el barro.

APÉNDICE A: Lista de acrónimos

ACE-2: North Atlantic Regional Aerosol Characterisation Experiment

ARAT: Avion pour la Recherche Atmosphérique et Télédetection

ATLAS 3: ATmospheric Laboratory for Applications and Science

BER: Backscatter to Extinction Ratio

CCN: Cloud Condensation Nuclei

CNES: Centre National d'Études Spatiales

CNRS: Centre National de la Recherche Scientifique

DAIS: Digital Airborn Imaging Spectrometer

DAISEX: Digital Airborne Imaging Spectrometer Experiment

DISORT: DIScrete ORdinate MeThod

DLR: Deutsche Forschungsanstalt fuer Luft- und Raumfahrt e.V. (Centro Alemán de Investigación Aeroespacial)

ESA: European Space Agency

ESTEC: European Space Research and TEchnology Centre

ETR (o RTE): Ecuación de Transferencia Radiativa.

FEL: Filament Electric Lighting

FOV: Field Of View

FWHM: Full Width at Half Maximum

GPS: Global Positioning System

HyMap™: HYperspectral MAPping – Trade Mark

HYSPLIT_4: HYbrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectory Model

IGN: Institut Geographique National

INM: Instituto Nacional de Meteorología.

INSU: Institut National des Sciences de l'Univers



INTA: Instituto Nacional de Técnica Aeroespacial.

ISO: International Standard Organization

LEANDRE: Lidar Embarqué pour l'étude des Aérosols et des Nuages, de l'interaction Dynamique-Rayonnement et du cycle de l'Eau (Lidar aerotransportado para el estudio de los aerosoles y de las nubes, de la interacción dinámica-radiación y del ciclo del agua)

LIDAR: LIght Detection And Ranging

LPSIM: Land Surface Proceses and Interactions Mission

MAD: Mean Absolute Deviation

MBD: Mean Bias Deviation

Nd:YAG: Neodymium:Yttrium Aluminum Garnet

NIST: National Institute of Standards and Technology

NEI: Noise Equivalent Irradiance

NOAA: National Oceanic and Atmospheric Administration

NPL: National Physical Laboratoy

POLDER: POLARization and Directionnality of the Earth's Reflectance

PTB: Physikalish Technische Bundesanstalt (Instituto Federal de Tecnología Física)

RSMD: Root Mean Square Deviation

SERI: Solar Energy Research Institute

SKYRAD.PACK: Inversion radiative transfer software PACKage to analyse SKY RADIation for the study of the aerosol remote sensing

SMARTS2: Simple Model of the Atmosphere Radiative Transfer of Sunshine

SNR: Signal to Noise Ratio

STAAARTE: Scientific Training and Access to Aircraft for Atmospherique Research Throughout Europe

SUSIM: Solar Ultraviolet Spectral Irradiance Monitor

TARFOX: Tropospheric Aerosol Radiation Forcing Observational EXperiment

USSA: United States Standard Atmosphere

APÉNDICE B: Conceptos estadísticos básicos

Media

Dada una serie de valores numéricos (x_1, x_2, \dots, x_N) existen diferentes maneras de representarla mediante un único valor. A continuación se detallan algunas.

La media aritmética de los mismos se define como

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (\text{A.1})$$

La media geométrica de dos números es la longitud del lado de un cuadrado de área igual al producto de los dos números. Para N números se define como

$$\sqrt[N]{x_1 x_2 x_3 \dots x_N} \quad (\text{A.2})$$

La media armónica es la inversa de la media aritmética de las inversas de los valores

$$\frac{N}{1/x_1 + 1/x_2 + 1/x_3 + \dots + 1/x_N} \quad (\text{A.3})$$

La raíz cuadrática media se define como

$$\sqrt{\frac{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 + \dots + x_N^2}{N}} \quad (\text{A.4})$$

De todas ellas la media aritmética suele ser la más utilizada.

Varianza

Se utiliza para analizar la dispersión de los valores respecto al valor medio. Para evitar que las desviaciones por encima y por debajo de la media se cancelen, se elevan al cuadrado. Así, se define como

$$V(x) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \quad (\text{A.5})$$

Desviación estándar

Es la raíz cuadrada de la varianza

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \quad (\text{A.6})$$

Se utiliza para representar cómo un cierto número de valores de la serie difiere de la media. No es extraño que los valores que son resultado de una medida difieran una o

dos desviaciones estándar respecto de la media. Valores que difieran de la media en tres o más desviaciones estándar deberán ser puestos bajo sospecha.

Distribución de probabilidad

Las magnitudes físicas son variables continuas, es decir pueden tomar un valor real cualquiera dentro de un cierto rango que queda determinado por las condiciones de la medida. Hay veces en que representar una magnitud mediante un único valor resulta complicado, y es más útil presentar valores de la magnitud de acuerdo con su probabilidad.

Supongamos que queremos determinar la magnitud x . Si no sabemos cuál va a ser su valor podemos caracterizar la magnitud por la probabilidad de que esté en el rango $[x_1, x_2]$, es decir, introducir la distribución de densidad de probabilidad dada por

$$P(x) = \int_{x_1}^{x_2} P(x) dx \tag{A.7}$$

Para el valor esperado de una magnitud ($\langle x \rangle$) se aplica el mismo concepto

$$\langle x \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} x P(x) dx \tag{A.8}$$

Distribución gaussiana

Entre las distribuciones de probabilidad más utilizadas se encuentra la distribución gaussiana o normal, que viene dada por

$$P(x; \mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}} \tag{A.9}$$

Su representación gráfica tiene forma de campana y es simétrica respecto a $x = \mu$ (Figura A.1). La anchura viene determinada por la desviación estándar de la distribución σ . En $x = \mu \pm \sigma$ (puntos de inflexión de la curva) la probabilidad $P(x)$ decae hasta 0.61.

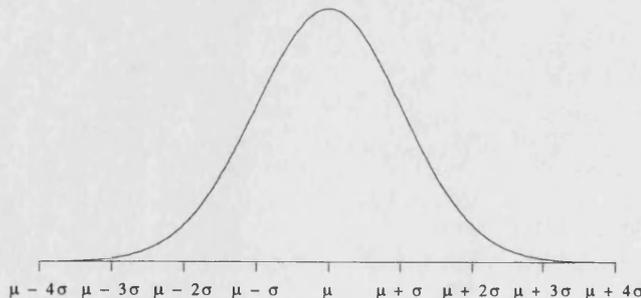


Figura A.1 Distribución de Gauss

Las propiedades más importantes de la distribución gaussiana son:

- i) Está normalizada a uno

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P(x; \mu, \sigma) dx = 1 \quad (\text{A.10})$$

ii) La media de la distribución es μ

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x P(x; \mu, \sigma) dx = \mu \quad (\text{A.11})$$

iii) Su desviación estándar es σ y su varianza es σ^2

$$\int_{-\infty}^{+\infty} (x - \mu)^2 P(x; \mu, \sigma) dx = \sigma^2 \quad (\text{A.12})$$

Esta distribución es muy utilizada en la determinación de errores. La explicación es bastante compleja y viene al hilo una cita de Lippman al respecto “*todo el mundo cree en la ley de los errores, los experimentales porque piensan que es un teorema matemático, y los matemáticos porque piensan que es un hecho experimental*”.

Parámetros para la validación de modelos

Para validar hasta qué punto los resultados que proporciona un determinado modelo se aproximan a los valores experimentales se suelen utilizar tres tipos de indicadores, tanto en valor absoluto como relativo (%).

MBD (Mean Bias Deviation)

La desviación media se define según la expresión (A.13) y da cuenta de si, en conjunto, los valores estimados por un modelo subestiman ($MBD < 0$) o sobreestiman ($MBD > 0$) los valores experimentales

$$MBD = \sum_{i=1}^N \frac{(X_E - X_T)}{N} \quad (\text{A.13})$$

A partir de él se define el MBD relativo como

$$MBD (\%) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N 100 \frac{(X_E - X_T)}{X_E} \quad (\text{A.14})$$

MAD (Mean Absolute Deviation)

La desviación absoluta media, dada por (A.15), permite cuantificar globalmente las diferencias entre los valores teóricos y los experimentales, evitando que se compensen las desviaciones respecto a la media.

$$MAD = \sum_{i=1}^N \left| \frac{(X_E - X_T)}{N} \right| \quad (\text{A.15})$$

$$\text{MAD}(\%) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N 100 \left| \frac{(X_E - X_T)}{X_E} \right| \quad (\text{A.16})$$

RSSD (Root Square Mean Deviation)

La desviación cuadrática media cuantifica el ajuste entre los valores teóricos y los experimentales. Su significado es similar al del MAD, y viene dada por

$$\text{RSMD} = \sqrt{\sum_{i=1}^N \frac{(X_E - X_T)^2}{N}} \quad (\text{A.17})$$

$$\text{RSMD}(\%) = 100 \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{(X_E - X_T)}{X_E} \right)^2 \frac{1}{N}} \quad (\text{A.18})$$

APÉNDICE C. Diseño de un colimador

Fundamento

Cuando en la apertura óptica de un espectrorradiómetro se acoplan una esfera integradora (Optronic 754) o un difusor coseno (Licor 1800), éstos recogen la radiación que proviene de todo un hemisferio. En cambio si deseamos limitar parte del campo de visión del instrumento hemos de limitar la entrada de los rayos que inciden sobre la apertura. Esta limitación se consigue acoplando sobre ella dos aperturas concéntricas, también llamadas pupilas (Figura A.2).

La función de la primera pupila es limitar la extensión del haz que penetra en el sistema y recibe el nombre de diafragma de campo (D. C. en la Figura A.2). La segunda pupila limita la extensión del haz que incide en el sensor y se denomina diafragma de apertura (D. A. en la Figura A.2). En el caso de la esfera integradora el diafragma de apertura será la apertura del puerto de entrada (Figura 2.13) mientras que para el difusor coseno el propio difusor hará el papel de diafragma de apertura (Figura 2.32).

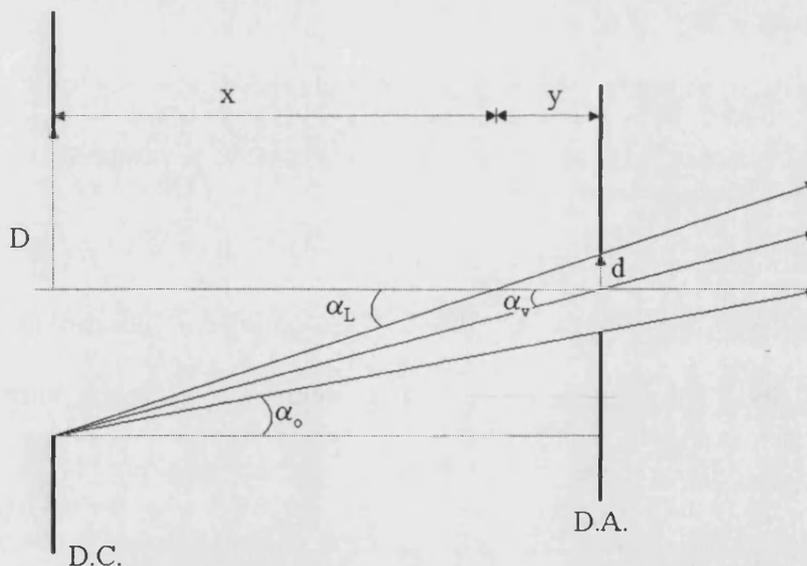


Figura A.2 Configuración óptica del colimador. D. C.: diafragma de campo; D. A.: diafragma de apertura; $z = x + y$: separación entre las pupilas; D : radio del diafragma de campo; d : radio del diafragma de apertura; $2\alpha_0$: campo de iluminación plena; $2\alpha_L$: campo de iluminación límite; $2\alpha_v$: campo de iluminación media o campo de visión (FOV, Field of view).

En la Figura A.2 observamos que sólo los rayos que inciden con una inclinación menor que α_0 alcanzan el detector, de ahí que $2\alpha_0$ reciba el nombre de campo de iluminación plena. Aplicando relaciones trigonométricas sencillas se tiene

$$\operatorname{tg} \alpha_o = \frac{D - d}{z} \quad (\text{A.19})$$

$$\operatorname{tg} \alpha_L = \frac{D}{x} \quad (\text{A.20})$$

$$\operatorname{tg} \alpha_L = \frac{d}{y} \quad (\text{A.21})$$

con $z = x + y$

$$\operatorname{tg} \alpha_v = \frac{D}{z} \quad (\text{A.22})$$

En el diseño de un colimador se suele fijar su longitud y el tamaño de su campo de visión. Habitualmente se elige un campo de visión del orden de 5° para evitar tener que aplicar una corrección para la radiación circumsolar (Martínez-Lozano et al., 2001c). En cambio el tamaño del diafragma de apertura queda fijado por el tamaño del receptor coseno, en el caso del Li-1800, y por el diafragma del puerto de entrada, en el caso de la esfera integradora del OL754. Utilizando la ecuación (A.22) obtenemos el radio del diafragma de campo (D).

Se suelen introducir aperturas en el interior del colimador cuya función es reducir la stray light. Se distribuyen uniformemente a lo largo de la longitud del colimador, y su tamaño se obtiene aplicando la ecuación (A.19) para respetar el campo de visión creado por el diafragma de campo.

El colimador del espectrorradiómetro Li-1800

En la Figura A.3 se muestra el diseño del colimador desarrollado para el espectrorradiómetro Li-1800, construido íntegramente de PVC. Consiste en un tubo de 302.8 mm que lleva adherido un soporte que permite encajarlo perfectamente con el puerto de entrada del espectrorradiómetro (un cilindro de 12 mm de altura y 70 mm de diámetro). Las aperturas las constituyen cilindros de 5 mm de altura con un orificio en su centro del tamaño adecuado. Para mantener las aperturas a las distancias prefijadas en el interior del tubo, se han utilizado segmentos de otro tubo de 5 mm de espesor cortados de acuerdo con dichas distancias. Se introducen en el tubo, alternativamente, las aperturas y los segmentos. Si se elige un campo de visión de 5° , el tamaño del diafragma de apertura queda fijado por los 22 mm del difusor coseno.

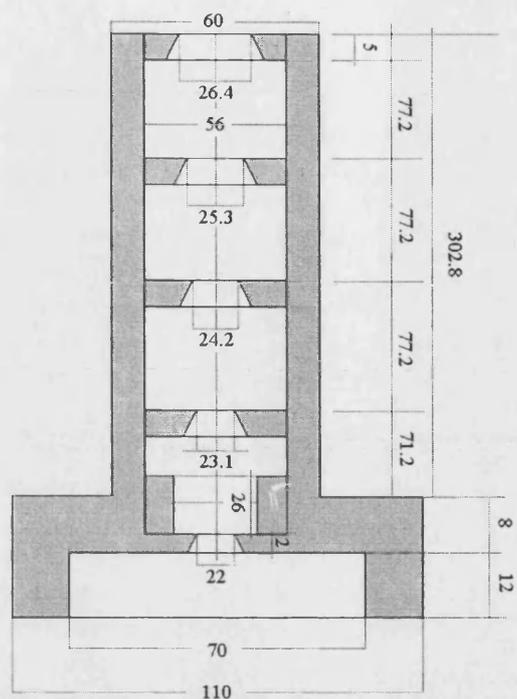


Figura A.3 Diseño del colimador del Li-1800 para la medida de la irradiancia directa. Todas las distancias en milímetros.

APÉNDICE D: Cálculo de retrotrayectorias

Las retrotrayectorias nos permiten conocer la procedencia de las masas de aire que se encuentran sobre el lugar en el que efectuamos las medidas experimentales. Para su cálculo hemos utilizado el modelo HYSPLIT_4 (Hybrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectory Model), desarrollado para la determinación de trayectorias y concentraciones de aire tanto con fines científicos como de apoyo a acciones de emergencia en sucesos de contaminación química o nuclear. Este modelo fue desarrollado en los años 80 por el Air Resources Laboratory perteneciente al NOAA (National Oceanic & Atmospheric Administration) de Estados Unidos. La versión utilizada en este trabajo corresponde a 1997 y se encuentra accesible en la página web <<http://www.arl.noaa.gov/ready/hysplit4.html>>.

El HYSPLIT utiliza modelos lagrangianos para resolver la dispersión atmosférica, tratando con modelos numéricos independientes la advección y la difusión. Ha sido comprobado en diferentes situaciones reales utilizando trayectorias de globos, concentraciones de aire medidas con trazadores, medidas de deposición radiactiva tras el accidente de Chernobyl, e imágenes de satélite de trayectorias de cenizas tras la erupción del volcán Rabaul (Draxler, 1998). El modelo es sensible al perfil de vientos a baja altura en la estimación de las trayectorias en la capa de mezcla, a los coeficientes verticales de mezcla en el cálculo de la concentración del aire, y a la interacción de los elementos contaminantes con la lluvia en caso de deposición.

Trayectorias

Considerar la dispersión independientemente de la advección permite analizar partículas o nubes de humo, de modo que la advección de cada partícula se puede abordar como una trayectoria que solo requiere considerar el viento como un campo de vectores velocidad en tres dimensiones.

Para los cálculos de trayectorias son necesarios datos meteorológicos, que se interpolan linealmente en un entramado que utiliza un sistema de coordenadas (σ). En éste, las alturas (z) se expresan en función de Z_{top} , límite vertical del sistema de coordenadas de HYSPLIT, a partir de la expresión

$$\sigma = 1 - \frac{z}{Z_{top}} \quad (\text{A.23})$$

El modelo admite datos meteorológicos en los sistemas de coordenadas verticales más usuales: presión-sigma, presión absoluta, sigma e híbrido presión absoluta-sigma (NOAA 1998). Además permite visualizar los mapas en tres sistemas de proyección diferentes: polar, mercator y lambertiano conformal.

HYSPLIT requiere como mínimo las siguientes magnitudes de entrada: componentes horizontales del viento (U , V), temperatura (T), altura (Z) o presión (P), y presión en superficie (P_0). Si además se desea predecir la deposición es necesario el campo de lluvias. Si se desconoce el campo de velocidad vertical el modelo lo reemplaza por una

velocidad vertical considerando que una porción del contaminante se desplaza de una superficie a otra. Estas superficies se pueden definir como isobáricas (p), isosigas (σ), isopícnicas (ρ) o isentrópicas (con la misma temperatura potencial θ).

Una vez que se han incorporado los datos meteorológicos básicos, las trayectorias pueden calcularse de acuerdo con las componentes de advección del modelo. La advección de una partícula o una nube de humo se obtiene a partir del promediado de los vectores velocidad tridimensionales para la posición inicial $P(t)$ y la primera posición predicha. La primera posición predicha viene dada por

$$P'(t + \Delta t) = P(t) + V(P, t)\Delta t \quad (\text{A.24})$$

y la posición final será

$$P(t + \Delta t) = P(t) + 0.5 [V(P, t) + V(P', t + \Delta t)]\Delta t \quad (\text{A.25})$$

Las trayectorias terminan si sobrepasan la altura máxima del modelo, pero si la trayectoria intersecta el suelo la advección continúa a lo largo de la superficie.

Concentración del aire

Se utiliza un modelo lagrangiano para calcular concentraciones de aire considerando separadamente humo y partículas. En el caso de humo, la fuente se simula considerando que emite contaminantes a intervalos regulares durante la duración del episodio a analizar. Cada nube de humo contiene una masa concreta de la materia contaminante. Se realiza la advección de la nube de humo de acuerdo con la trayectoria de la posición central del mismo, considerando que el tamaño (vertical y horizontal) se expande con el tiempo de acuerdo a la naturaleza dispersiva de la atmósfera. La concentración del aire se obtiene en puntos específicos (nodos en una red) asumiendo que las concentraciones dentro del humo tienen una distribución espacial determinada.

Para el caso de partículas se simula la fuente de manera que emita muchas partículas durante el episodio. Además de la advección de cada partícula, se introduce una componente aleatoria en el movimiento de acuerdo a la turbulencia de la atmósfera en cada momento. De este modo un conjunto de partículas emitidas al mismo tiempo se expandirán en el espacio y en el tiempo simulando la naturaleza dispersiva de la atmósfera. La concentración del aire se calcula sumando la masa de todas las partículas en una celdilla del entramado.

Una descripción más detallada de las ecuaciones del modelo se encuentra disponible en NOAA (1998), accesible a través de la página web mencionada previamente.

Deposición

Existen tres mecanismos diferentes de eliminación de contaminantes: deposición seca, deposición húmeda y desintegración radiactiva. La deposición seca puede ser abordada a través de una velocidad de deposición (velocidad de asentamiento gravitacional para las partículas) o utilizando un modelo de resistencia (Draxler, 1998). La deposición húmeda para gases solubles se obtiene a partir de la constante de la Ley de Henry, y para partículas a partir de dos coeficientes de arrastre, uno por el interior de las nubes y

otro por debajo de ellas. Por simplicidad en la computación, las deposiciones húmeda y seca se consideran de modo aditivo a través de la inversa de sus constantes de tiempo, de la forma

$$D_{\text{húm+seca}} = m \left\{ 1 - \exp \left[-\Delta t \left(\beta_{\text{seca}} + \beta_{\text{gas}} + \beta_{\text{nube}} + \beta_{\text{bajo}} \right) \right] \right\} \quad (\text{A.26})$$

donde m es la masa del contaminante (humo o partícula) y las β son las constantes de deposición seca (β_{seca}), húmeda de gases solubles (β_{gas}), húmeda dentro de las nubes (β_{nube}) y debajo de ellas (β_{bajo}). A partir de esta ecuación básica se aplica el modelo lagrangiano (NOAA, 1998)

Interfaz con el usuario

El código HYSPLIT puede ejecutarse a través de la página web antes mencionada, en las tres representaciones de mapa citadas y en las opciones isobárica, isentrópica o de velocidad del viento. En la Figura A.4 aparece el cuadro de diálogo que es necesario completa para ejecutar el programa. En nuestro caso, la opción que nos interesa es la de retrotrayectoria. Normalmente se selecciona para 48 horas de anterioridad y para tres alturas, 500, 1500 y 3000 metros sobre el nivel del mar. Las dos primeras aportan información sobre la capa límite mientras que la tercera se corresponde aproximadamente con la altura que alcanza la influencia de los aerosoles. Tras un tiempo de cálculo que oscila entre 1 y 3 minutos se obtienen mapas como el que aparece en la Figura A.5.

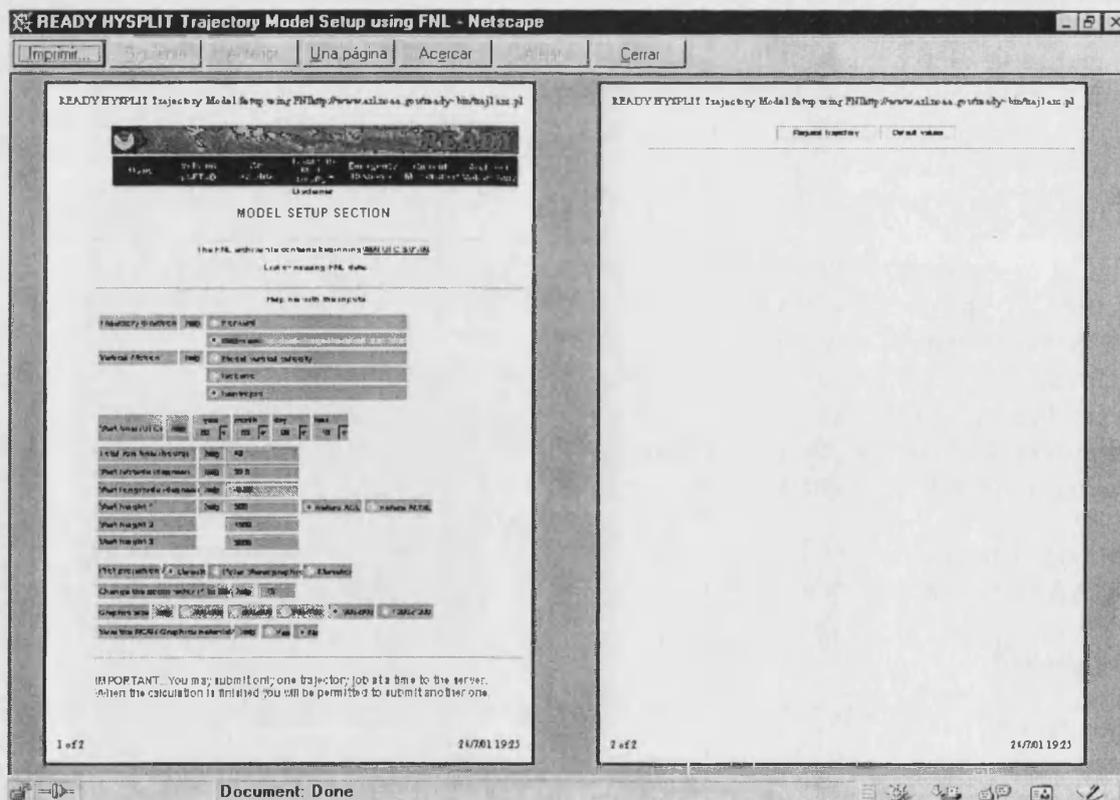


Figura A.4 Cuadro de diálogo on-line que hay que rellenar para ejecutar el modelo HYSPLIT_4



NOAA Air Resources Laboratory

This product was produced by an Internet user on the NOAA Air Resources Laboratory's web site. See the disclaimer for further information (<http://www.arl.noaa.gov/ready/disclaim.html>).

NOAA AIR RESOURCES LABORATORY Backward Trajectories Ending- 10 UTC 09 MAR 00

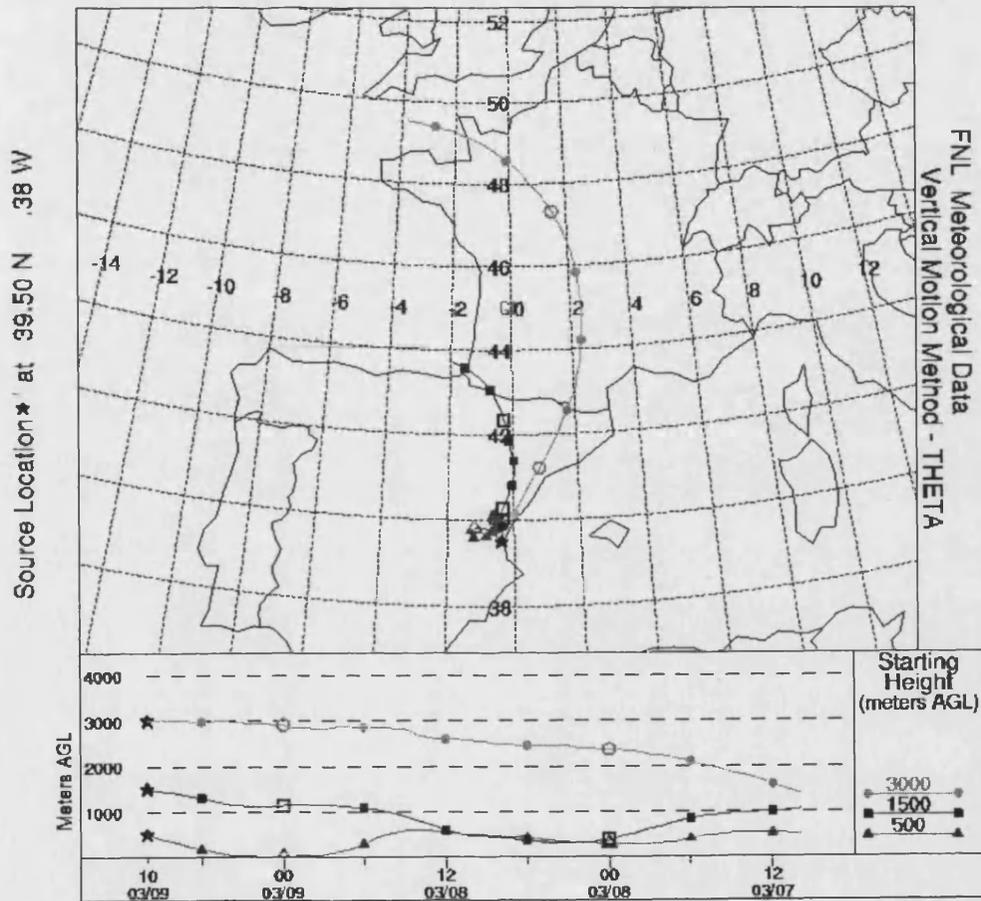


Figura A.5 Solución del modelo HYSPLIT_4 a tres alturas sobre el nivel del mar

BIBLIOGRAFÍA

Ackermann, J., The extinction-to-backscatter ratio of tropospheric aerosol: a numerical study, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 15, 1043-50, 1998.

Angstrom, A., On the atmospheric transmission of sun radiation and on dust in the air, *Geografiska Annaler*, 11, 156-66, 1929.

Angstrom, A., Technique of determining the turbidity of the Atmosphere, *Tellus*, 13, 214-23, 1961.

Angstrom, A., The parameters of atmospheric turbidity. *Tellus*, 16, 64-75, 1964.

Bais, A.F., Spectrometers: operational errors and uncertainties, *NATO ASI Series I 52*, 165-73, 1997.

Bernhard, G. y Seckmeyer, G., New entrance optics for solar spectral UV measurements, Technical Note, *Photochemistry and Photobiology*, 65(6), 923-30, 1997.

Bernhard, G. y Seckmeyer, G., Uncertainty of measurements of spectral solar UV, *Journal of Geophysical Research*, 104 (12), 14321-45, 1999.

Bird, R. y Riordan, C., Simple solar spectral model for direct and diffuse irradiance on horizontal and tilted planes at the earth's surface for cloudless atmospheres, *SERI/TR-215-2436*, Golden, Co, *Solar Energy Research Institute*, 1984.

Bird, R. y Riordan, C., Simple solar spectral model for direct and diffuse irradiance on horizontal and tilted planes at the earth's surface for cloudless atmospheres. *Journal of Climate and Applied Meteorology*, 25, 87-97, 1986.

Bodhaine, B.A., Wood, N.B., Dutton, E.G., Slusser, J.R., On Rayleigh optical depth calculations, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 15, 1854-61, 1999.

Brewer, A.W., A replacement for the Dobson spectrophotometer?, *Pure and Applied Geophysical*, 106-108, 919-27, 1973.

Cachorro, V.E., Frutos, A.M. y Casanova, J.L, Determination of the Angstrom turbidity parameters, *Applied Optics*, 26, 3069-76, 1987.

Cachorro, V.E., Gonzalez, M.J., De Frutos, A.M. y Casanovas, J.L., Fitting Angstrom formula to spectrally aerosol optical thickness, *Atmospheric Environment*, 23, 265-70, 1989.

Cachorro, V.E. y Frutos, A.M., Retrieval of atmospheric aerosol characteristic from visible extinction data at Valladolid (Spain), *Atmospheric Environment*, 28, 963-71, 1994.

Cañada J., Utrillas, M.P., Martínez, J.A., Boscà, J.V., Tena, F. y Pedrós, R., Primeros resultados obtenidos con un sistema automático para la medida simultánea de la irradiancia solar espectral (330-1100 nm) directa y global, *3ª Asamblea Hispano-Portuguesa de Geodesia y Geofísica, Valencia, 2002*.

Chu, W.P., McCormick, M.P., Lenoble, J., Brogniez, C. y Pruvost, P., SAGE II Inversion Algorithm, *Journal of Geophysical Research*, 94(D6), 8339-51, 1989.

Clarke, A.D.; Uehara, T. y Porter, J.N., Atmospheric nuclei and related aerosols fields over the Atlantic: Clean subsiding air and continental pollution during ASTEX, *Journal of Geophysical Research*, 102, 21, 25281-92, 1997.

D'Almeida, G.A., Koepke, P., Shettle, E. P., Atmospheric aerosols, global climatology and radiative characteristics. *A. Deepak Publishing*, 1991.

Dave, J.V., Determination of size distribution of spherical polydispersions using scattered radiation data, *Applied Optics*, 10, 1035-44, 1971.

Davies, C.N, Size distributions of atmospheric particles, *Journal of Aerosol Sciences*, 39, 31-32, 1974.

Dine, D.J., Asner, G.P., Davies, R., Knyazikhin, Y., Muller, J.P., Nolin, A.W., Pinty, B., Schaaf, C.S., y Stroeve, J., New directions in the Earth observing: scientific applications of multiangle remote sensing, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 80, 2209-2228, 1999.

Draxler, R.R., Hess, G.D., An overview of the HYSPLIT_4 modelling system for trajectories, dispersion, and deposition, *Australian Meteorological Magazine*, 47, 295-08, 1998.

Dubovik, O., King, M.D., A flexible algorithm for retrieval of aerosol optical properties from Sun and sky radiance measurements, *Journal of Geophysical Research*, 105(D16), 20673-96, 2000.

Dubovik, O., Smirnov, A., Holben, B., King, M. D., Kaufman Y. J., Eck, T. F., y Slutsker, I., Accuracy assessment of aerosol optical properties retrieved from Aerosol Robotic Network (AERONET) Sun and Sky radiance measurements, *Journal of Geophysical Research*, 105. 9791-06, 2000.

Dutton, E.G., Patrick, R., Ryan, S. y DeLuisi, J.J., Features and effects of aerosol optical depth observed at Mauna Loa, Hawaii: 1982-1992, *Journal of Geophysical Research*, 99, 8295-06, 1994.

ESTEC (European Space Research and Technology Centre), SP-499-DAISEX Workshop, *ESA Publications Division, Noordwijk*, 2001.

Ferruz, D., Diseño e implementación de un sistema seguidor solar para la medida de la irradiancia solar directa, *Trabajo de investigación de 3^{er} ciclo, Departamento de Informática. Universitat de Valencia*, 1999.

Flamant, C., Trouillet, V., Chazette, P., y Pelon, J., Wind speed dependence of atmospheric boundary layer optical properties and ocean surface reflectance as observed by backscatter lidar, *Journal of Geophysical Research*, 103(C11), 25,137-25, 1998.

Gardiner, B.G. y Kirsch, Y., Setting Standards for European ultraviolet spectroradiometers, *European Commission, Air Pollution Research Report 53*, Luxembourg, 1995.

Gómez-Amo, J.L., Influencia de los parámetros de entrada en la distribución de tamaños de aerosoles mediante el algoritmo de King, *Trabajo de investigación de 3^{er} ciclo, Universitat de València*, 2001.

Gómez Amo, J.L., Martínez-Lozano, J.A., Utrillas, M.P., Influencia de la elección de las longitudes de onda en la obtención de los parámetros de turbiedad de Ångström. *IX Congreso Nacional de Teledetección*, 2001.

Gueymard, C., SMARTS2, A simple model of the atmosphere radiative transfer of sunshine: Algorithms and performance assessment, *Report FSEC-PF-270-95, Florida Solar Energy Center*, 1995

Guzzi, R., Lo Vecchio, G., Rizzi, R., y Scalabrin, G., Experimental validation of a spectral direct solar radiation model, *Solar Energy*, 31, 359-63, 1983.

Handbook of Chemistry and Physics, *CRC Press, Boca Raton, Florida*, 1992.

Hartley, W.S., Hobbs, P.V., Ros,s J.L., Russell, P.B. y Livingston, J.M., Properties of aerosols aloft relevant to direct radiative forcing off the mid-Atlantic coast of the United States, *Journal of Geophysical Research*, 105(D8), 9859-85, 2000.

Heintzemberg, J. y Charlson, R.J., Design and application of the integrating nephelometer: A review, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 13, 987-99, 1996.

Holben, B.N., Eck, T.F., Slutsker, I., Tanré, D., Buis, J.P., Setzer, A., Vermote, E., Reagan, J.A., Kaufman, Y.J., Nakajima, T., Lavenu, F., Jankowiak, I., Smirnov, A., AERONET-A Federated instrument network and data archive for aerosol characterization, *Remote Sensing Environment*, 66, 1-16, 1998.

Horvarth, H. y Trier A., A study of the aerosol of Santiago de Chile - I. Light extinction coefficients, *Atmospheric Environment*, 27A, 371-84. 1993.

Iqbal, M., An introduction to Solar Radiation, *Academic Press, New York*, 1986.

Junge, C.E., The size distribution and aging of natural aerosols as determined from electrical and optical data on the atmosphere. *Journal of Meteorology*, 12, 13-25, 1955.

Kaufman, Y. J., Gitelson, A., Karnieli, A., Ganos, E., Fraser, R.S., Nakajima, T., Matoo, S. y Holben, B., Size distribution and scattering phase function of aerosol particles retrieved from sky brightness measurements, *Journal of Geophysical Research*, 99(D5), 10341-56, 1994.

Kaufman, Y.J., Holben, B.H., Hemispherical backscattering by biomass burning and sulfate particles derived from sky measurements, *Journal of Geophysical Research*, 101(D14), 19433-45, 1996.

Kaufman, Y.J., Smirnov, A., Holben, B.N. y Dubovik, O., Baseline maritime aerosol: methodology to derive the optical thickness and scattering properties, *Geophysical Research Letter*, 28, 17, 3251-54, 2001.

Kiedron, P.W., Michalsky, J.J., Berndt, J.L. y Harrison, L.C., A comparison of spectral irradiance standards used to calibrate shortwave radiometers and spectroradiometers, *Applied Optics*, 38, 2432-39, 1999.

King, M.D., Byrne, B.M., Herman, B.M y Reagan, J.A., Aerosol size distribution obtained by inversion of spectral optical depth measurements, *Atmospheric Sciences*, 35, 2154-67, 1978.

King, M.D., Sensitivity of constrained linear inversions to the selection of Lagrange multiplier, *Journal of Atmospheric Sciences*, 39, 1356-69, 1982.

Klett, J.D., Stable analytical inversion for processing lidar return, *Applied Optics*, 20, 2, 211-20, 1981.

King, M.D., Kaufman, Y.J., Tanré, D., y Nakajima, T., Remote sensing of tropospheric aerosols from space: past, present, and future, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 80, 2229-59, 1999.

Kneizys, F.X., Shettle, E.P., Gallery, W.O., Chetwynd, J.H, Abreu, L.W., Selby, J.E.A., Clough, S.A., Fenn, R.W., Atmospheric transmittance/radiance: computer code Lowtran 6, *Technical Report AFGL-TR-83-0187*, Air Force Laboratory, 1983.

Kostkowski, H.J., Reliable spectroradiometry, *Spectroradiometry Consulting*, La Plata, 1997.

Lacis, A., Hansen, J., y Sato, M., Climate forcing by stratospheric aerosols, *Geophysical Research Letters*, 19, 1607-10, 1992.

Leckner, B., The spectral distribution of solar radiation at the earth's surface-elements of a model, *Solar Energy*, 20, 143-50, 1978.

Lenoble, J., Atmospheric radiative transfer, *A. Deepak publishing*, Hampton, Virginia, 1993.

Lorente, J., Redaño, A. y De Cabo, X., Influence of urban aerosol on spectral solar irradiance, *Journal of Applied Meteorology*, 33, 406-14, 1994.

Martínez-Lozano, J.A. y Utrillas, M.P., Insolación y nubosidad, Atlas Climático de la Comunidad Valenciana (1961-1990). *C.O.P.U.T., Generalitat Valenciana, Valencia, España*, 1994.

Martínez-Lozano, J.A., Utrillas, M.P., Tena, F. y Cachorro, V., The parameterisation of the atmospheric aerosol optical depth using the Angstrom power law, *Solar Energy*, 63, 303-11. 1998a.

Martínez-Lozano, J.A., Utrillas, M.P. y Tena F., Atmospheric aerosol optical depth from spectral irradiance measurements at ground level, *Anales de Física*, 94, 103-07. 1998b.

Martínez-Lozano, J.A., Utrillas, M.P. y Tena, F., Retrieval of the aerosol size distribution from spectroradiometer measurements at a coastal site in the Mediterranean sea, *International Journal of Remote Sensing*, 20, 2167-82. 1999.

Martínez-Lozano, J.A., Utrillas, M.P. y Pedrós, R., y Tena, F. Spectroradiometers characterization in the visible range (400-700nm) by intercomparación methods. Part I. Global solar irradiance. *Journal of Applied Meteorology*, 2002 (enviado).

Martínez-Lozano, J.A., Utrillas, M.P., Tena, F., Pedrós, R., Cañada, J., Boscá, J.V. y Lorente, J., Aerosol optical characteristics from a summer campaign in an urban coastal mediterranean area, *IEEE Transactions of Geosciences and Remote Sensing*, 39, 7, 1573-85, 2001a.

Martínez-Lozano, J.A., Pedrós, R., Flamant, C., Utrillas, M.P., Tena, F., Moreno, J., Pelon, J., Cisneros, J.M. y González-Frias, C., A multi-instrument approach for characterizing the atmospheric aerosol optical thickness during the STAAARTE/DAISEX-99 campaign, *Geophysical Research Letter* (aceptado), 2001b.

Mayer, B., Kylling, A., y Seckmeyer, G, Systematic long-term comparison of spectral UV measurements and UVSPEC modeling results, *Journal of Geophysical Research*, 102(D7), 8755-67, 1997.

McCartney, E.J., Optics of the atmosphere. Scattering by molecules and particles, *John Wiley & Sons. New York*, 1976.

Mie, G., Beitrage zur Optik truber Medien, speziell kolloidaler Metallosungen, *Annalen der Physik, Vierte Folge*, 25, 3, 377-45, 1908.

Mishchenko, M.I., Hoveniser, J.W., Travis, L.D. Light scattering by nonspherical particles. Theory measurements and applications. *Ed. Academic Press*, 2000.

Molina, L.T., Molina, M.J., Absolute absorption cross section of ozone in the 185- to 350-nm wavelength range, *Journal of Geophysical Research*, 91, 14501-08, 1986.

Moorthy, K.K., Nair, P.R. y Murthy, V.K., Size distributions of coastal aerosols: effects of local sources and skins, *Journal of Applied Meteorology*, 30, 844-52, 1991.

Müller, A. y Hausold, A., The airborne imaging spectrometer data acquisition programme in 1998, 1999 and 2000, en SP-499-DAISEX Workshop, *ESA Publications Division, Noordwijk*, 2001.

Myers, D.R., comunicación personal, 1989.

Nakajima, T., Tanaka, M., Yamauchi, T., Retrieval of the optical properties of aerosols from aureole extinction data, *Applied Optics*, 22, 2951-59, 1983

Nakajima, T. y Tanaka, M., Matrix formulations for the transfer of solar radiation in a plane-parallel scattering atmosphere, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 35, 13-21, 1986.

Nakajima, T. y Tanaka, M., Algorithms for radiative intensity calculations in modelately thick atmospheres using a truncation approximation, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 40, 51-69, 1988.

Nakajima, T., Tonna, G., Rao, R., Boi, P., Kaufman, Y., Holben, B., Use of sky brightness measurements from ground for remote sensing of particulate polydispersions, *Applied Optics*, 35, 15, 2675-86, 1996.

NIST (National Institute of Standards and Technology), Guidelines for evaluating and expressing the uncertainty of NIST measurements results, *NIST Technical Note 1297*, 1994.

NIST (National Institute of Standards and Technology), NIST measurement services: radiance temperature calibrations, 1997a. [accesible on-line en <<http://nvl.nist.gov>>].

NIST (National Institute of Standards and Technology), NIST measurement services: photometric calibrations, *NIST Special Publication 250-37*, Supersedes SP250-15, 1997b. [accesible on-line en <<http://nvl.nist.gov>>]

NOAA Technical Memorandum, Description of the HYSPLIT_4 modeling system, *ERL ARL-224*, 1998.

Optronic Laboratories, INC., Slit and aperture selection in spectroradiometry, *Application Note A11*, 1995.

Pedrós, R., Estudio de los coeficientes de Turbiedad de la atmósfera, *Tesis de Licenciatura, Universitat de València*, 1997

Pedrós, R., Utrillas, M.P., Martínez-Lozano, J.A. y Tena, F., Values of broad-band coefficients in a Mediterranean coastal site, *Solar Energy*, 66, 11-20, 1999.

Penndorf, R., Table of the refractive index for standard air and the Rayleigh scattering coefficient for spectral region between 0.2 and 20.0 μm and their application to atmospheric optics, *Journal of the Optical Society of America*, 47, 176-82, 1957.

Piazzola, J. y Despiau, S., Contribution of marine aerosols in the particle size distributions observed in Mediterranean coastal zone, *Atmospheric Environment*, 31, 2991-09, 1997.

- Platt, C.M.R., Lidar and radiometric observations of cirrus clouds, *Journal of Atmospheric Science*, 30, 1191-94, 1973.
- Porter, J.N. y Clarke, A.D., An Aerosol Size Distribution Model Based upon In Situ Measurements: Aerosol Backscatter Calculations, *Journal of Geophysical Research*, 102, 6035-44, 1997.
- Rayleigh, L., On the light from the sky, its polarization and colour, *Philosophical Magazine*, 41, 107-120, 274-79, 1871.
- Reid, J.S., Eck, T.F., Christopher, S.A., Hobbs, P.V. y Holben, B., Use of the Angstrom exponent to estimate the variability of optical and physical properties of aging smoke particles in Brazil, *Journal of Geophysical Research*, 104, 27473-89, 1999.
- Remer, L.A. y Kaufman, Y.J., Dynamic aerosol model: Urban/industrial aerosol, *Journal of Geophysical Research*, 103, 13859-71, 1998.
- Ross, J.L., Hobbs, P.V. y Holben, B., Radiative characteristics of regional hazes dominated by smoke from biomass burning in Brazil : Closure tests and direct radiative forcing, *Journal of Geophysical Research*, 103 (D24), 31925-41, 1998.
- Rothman, L.S., Gamache, R.R., Tipping, R.H., Rinsland, C.P., Smith, M.A.H., Benner, D.C., Devi, V.M., Flaud, J.M, Camy- Peyret, C., Perrin, A., Goldman, A., Massie, S.T., Brown, L.R. y Toth, R.A., The HITRAN molecular database: Editions of 1991 and 1992, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 48,469-507, 1992.
- Ruggaber, A, Dluigi, R., Nakajima, T., Modelling radiation quantities and photolysis frequencies in the troposphere, *Journal of Atmospheric Chemistry*, 18, 171-210, 1994.
- Russell, P., Livingston, J., Dutton, E., Pueschel, R., Reagan, J., DeFoor, T., Box, M., Allen, D., Pilewskie, P., Herman, B., Kinne, S. y Hofmann, D., Pinatubo and pre-Pinatubo optical depth spectra: Mauna Loa measurements, comparisons inferred particle size distributions, radiative effects, and relationships to lidar data, *Journal of Geophysical Research*, 98, 22969-85, 1993.
- Sánchez-Oliveros, M.C., Estimación de las propiedades ópticas de los aerosoles a partir de medidas de radiancia espectral del cielo, *Tesis doctoral, Departamento de Física Aplicada, Universidad de Granada*, 2000.
- Sanchez- Muniosguren, L., De la Morena, B. y Cuevas, E., Report of the first Iberian UV-VIS instrument intercomparison, *Ministerio de Medio Ambiente. 2001* (en prensa).
- Satheesh, S.K, Ramanathan, V., Li-Jones, Xu, Lobert, J.M., Podgorny, I.A., Prospero, J.M., Holben, B.N. y Loeb, N.G., A model for the natural and anthropogenic aerosols over the tropical Indian Ocean derived from Indian Ocean experiment data, *Journal of Geophysical Research*, 104, 27421-40, 1999.
- Schmidt, B., Maätzler, G.K., Heimo, A., Kämpfe, N., Retrieval of optical depth and particle size distribution of tropospheric and stratospheric aerosols by means of sun photometry, *IEEE Transaction on Geosciences and Remote Sensing*, 35, 172-82, 1997.

Schmid, B. et al., (más de 20 autores), Clear-sky closure studies of lower tropospheric aerosol and water vapor during ACE-2 using airborne sunphotometer, airborne in-situ, space-borne, and ground-based measurements, *Tellus*, 52B, 568-593, 2000.

Seckmeyer G. et al. (más de 20 autores), The 1997 status of solar UV spectroradiometry in Germany: Results from the national intercomparison of UV spectroradiometers, *Garmish-Partenkirchen, Germany, Shaker-Verlag, Aachen*, 1998.

Shaw, G.E., Inversion of optical scattering and spectral extinction measurements to recover aerosol size spectra, *Applied Optics*, 18, 988-93, 1979.

Slaper, H.M., Reinen, H.A., Blumthaler, J.M., Huber, M., y Kuik, F., Comparing ground-level spectrally resolved solar UV measurements using various instruments: A technique resolving effect of wavelength shift and slit width, *Geophysical Research Letter*, 22(20), 2721-24, 1995.

Stamnes, K. y Dale, H., A new look at the discrete ordinate method for radiative transfer for radiative transfer calculations in anisotropically scattering atmospheres. II: intensity computations, *Journal of Atmospheric Science*, 38, 2696-06, 1981.

SUSIM (Solar Ultraviolet Spectral Irradiance Monitor), *accessible on-line*, <ftp://susim.nrl.navy.mil> o contactar con Michael Van Hoosier <vanhoosier@susim.nrl.navy.mil>, 1994.

Tanaka, M., Hayasaka, T., Nakajima, T., Airborne measurements of optical properties of tropospheric aerosols over an urban area, *Journal of Meteorological Society of Japan*, 68, 335-345, 1990.

Tanré, D., Deschamps, P.Y., Devaux, C., Herman, M., Estimation of Saharan aerosol optical thickness from blurring effect in thematic mapped data, *Journal of Geophysical Research*, 93, 15955-64, 1988a.

Tanré, D., Deschamps, P.Y., Devaux, C., Herman, M., Santer, R.Y., Gac, J.Y., Radiative properties of desert aerosols by optical ground-based measurements at solar wavelength, *Journal of Geophysical Research*, 93 (D11), 14223-31. 1988b.

Tegen, I., Hollrig, P., Chin, M., Fung, I., Jacob, D. y Penner, J., Contribution of different aerosol species to the global aerosol extinction optical thickness: Estimates from model results, *Journal of Geophysical Research*, 102, 23895-915, 1997.

Teillet, M.P., Rayleigh optical depth comparison from various sources, *Applied Optics*, 29, 1897-00, 1990.

Thomas, G.E., Stamnes, K., Radiative transfer in the atmosphere and Ocean, *Cambridge University Press, Cambridge*, 1999.

Tyndall J., *Philosophical Magazine*, 37, 384; 38, 156, 1869.

Trouillet, V., Étude de l'apport d'un lidar retrodiffusion spatiale pour la restitution des paramètres nuageux et des flux à la surface, *Tesis doctoral, Université Denis Diderot (Francia)*, 1997.

Twomey, S., On the numerical solution of Fredholm integral equations of the first kind by inversion of the linear system produced by quadrature, *Journal of the Association for Computer Machinery*, 10, 97-101, 1963.

Twomey, S., Introduction to the mathematics of inversion in remote sensing and in indirect measurements, *Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam*, 1977a.

Twomey, S., Atmospheric Aerosols. Development in Atmospheric Science, 7. *Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam*, 1977b.

U.S.S.A., United States Standard Atmosphere 1976, accesible on-line en http://nssdc.gsfc.nasa.gov/space/model/atmos/us_standard.html.

Utrillas, M.P., Estudio de Aerosoles a partir de medidas de irradiancia solar espectral, Tesis doctoral, Universitat de València, 1995.

Utrillas, M.P., Boscá, J.V, Martínez-Lozano, J.A., Cañada, J., Tena, F., Pinazo, J.M., A comparative study of SPCTRAL2 and SMARTS2 parameterized models based on spectral irradiance measurements at Valencia, Spain, *Solar Energy*, Vol. 63, No. 3, 161-171, 1998.

Utrillas, M.P., Martínez-Lozano, J.A., Cachorro, V.E., Tena, F. y Hernandez, S., Comparison of aerosol optical thickness retrieval from spectroradiometer measurements and from two radiative transfer models, *Solar Energy*, 68, 197-05, 2000.

Utrillas, M.P., Pedrós, R., Martínez-Lozano, J.A., Spectroradiometers characterization in the visible range (400-700 nm) by intercomparison methods. Part II.- Direct solar irradiance, *Journal of Applied Meteorology*, 2002 (enviado).

Van de Hulst, H.C., Light scattering by small particles, *Dover Publication Inc, New York*, 1981.

Van Heuklon, T.K., Estimating atmospheric ozone for solar radiation models, *Solar Energy*, 22, 63-68, 1979.

Vilaplana, J.M., Instruments: main characteristics. *Report of the first Iberian UV-VIS instrument intercomparison. L. Sanchez- Muniosguren, B. De la Morena y E. Cueva. Ministerio de Medio Ambiente. 2001a (en prensa)*

Webb, A.R., Advances in solar ultraviolet spectroradiometry, *European Commission, Air Pollution Research, Report 63, Luxembourg*, 1997.

Wiscombe, W.J., The delta-M method: Rapid yet accurate radiative flux calculations for strongly asymmetric phase functions, *Journal Atmospheric Science*, 34, 1408-22, 1977.

Wiscombe, W.J., Improved Mie scattering algorithms, *Applied Optics*, 19, 1505-9, 1986.

Whitby, K.T., The physical Characteristics of sulfur aerosols, *Atmospheric Environment*, 12, 135-159, 1977.



Wolfe, W.L., Introduction to radiometry, *SPIE Optical Engineering Press*, 1998.

Yamamoto, G. y Tanaka, M., Determination of aerosol size distributions from spectral attenuation measurements, *Applied Optics*, 8, 447-53, 1969.

El iceberg de madera

un cuento para niños

Para mi amiga Madu Maki

I

- Los peces comienzan a escasear – dijo Elma mientras se atusaba las plumas, presumida.
- Tienes razón – contestó Frid mirándose las patas, mientras pensaba lo arrugadas que estaban.
- Habrá que ir pensando en recogerlo todo – siguió Elma.

Frid se irritó un poco. Todos los años era igual. Aquella era la temperatura que a él más le gustaba. Ahora no hacía ni calor ni frío, y era muy agradable ver la puesta de sol desde las rocas del acantilado. No se cansaba de ver atardecer desde que era un polluelo. Se sentó para ocultar las patas. Esas arrugas eran lo único que le recordaba que ya no era un polluelo. Bueno, eso y tener que preparar todo para partir hacia África. Por eso le volvió el enfado hacia Elma, como si ella tuviera la culpa de la escasez de peces.

- Mira allí abajo Frid.

De un salto se asomó Frid al acantilado desde donde se veía a su retoño volando cerca de la orilla por encima de las focas gritándoles. Él parecía el único que no estaba pendiente de la puesta de sol.

- Cualquiera día tendremos una desgracia. ¡A ver que hacemos con una gaviota con un ala rota!
- Vamos Elma, si yo de pequeño era igual – repuso Frid sonriendo.

Kili descubrió una pequeña foca que tampoco miraba la puesta de sol, sino que jugaba con la arena.

- ¡Foca inmunda, te voy a picar en un ojo! – gritaba Kili a la foquita mientras volaba por encima de ella. Pero ella pareció no escucharle.

Así que Kili se posó a una distancia prudencial de la foca por si se le ocurría levantarse y perseguirle. Aunque nunca le cogería, valía la pena no arriesgar.

- Es que además de gorda eres... eres...
- ¿Soy? – dijo de pronto la foca levantado levemente la cabeza del montoncito de arena con el que jugaba.
- Eres... eres... ¡una foca! – dijo Kili al fin – ¡Buaj! ... ¡Una foca!.

- Ya lo sé, y tú eres una gaviota – dijo la foca con voz suave.
- ¡Mucho cuidado conmigo! – dijo gritando Kili mientras movía las alas y el pico de modo amenazador tal y como le había enseñado su padre – Más respeto en cómo te diriges a mí que te pico en...
- Ya lo sé – interrumpió la foquita con voz aburrida – me picas en un ojo – Pero, ¿por qué?.
- Pues porque eres una foca que roba peces del mar y además no sabes volar – dijo Kili.

La foquita se puso otra vez a jugar con su montoncito de arena en vez de ponerse a perseguir a Kili tal y como él esperaba. La foquita parecía estar cavando un hoyo.

- ¿Que estás haciendo? – dijo Kili intrigado.
- Un hoyo.
- ¿Por qué? – dijo Kili intrigado.
- Míralo tú mismo.

Se acercó a mirar el hoyo y dijo

- Solo veo un hoyo. ¿Para qué lo quieres?, ¿para esconder los peces que robas?.

La foquita suspiró y siguió cavando.

- Yo no robo peces, el mar es muy grande y los peces son de todos, además ya no como peces.
- ¿Ya no comes peces?, haces muy bien. Así no nos quitas nuestros peces – Y dijo nuestros mientras se golpeaba en el pecho con el ala.
- Pero los peces no son de nadie. Son como las focas o gaviotas, pero que viven en el mar. Por eso no me los como.
- ¿Y entonces qué comes?.
- ¡Gaviotas! – gritó la foquita sonriendo y asustando a la gaviota que dio un salto.

El padre de Kili los miraba desde arriba. ¿Qué hacía su hijo con aquella foca apestosa?, y encima huyendo. Eso no es lo que él le había enseñado. Disimuló para que la madre de Kili no lo viera. Pero ella estaba hablando de cómo se iba a poner las plumas para el viaje y no se daba cuenta. ¡Qué vergüenza si lo viera!.

- En realidad como algas.

- ¿Sí?, ¿y están buenas?
- No lo tengo muy claro, hoy es el primer día que no como peces y aún no he probado las algas.
- Pues en ese hoyo no las vas a encontrar. Mi padre dice que las algas sólo crecen en las rocas. Habría que tirarlas todas al mar porque nos hacen resbalar a las gaviotas y así se morirían todas las algas.
- ¡Ja, ja, ja! – rió la foquita – ¡pero si las algas viven en el mar!
- Si, pero mi padre dice... – decía Kili un poco avergonzado.
- A mí me encanta ver las algas debajo del agua. Tienen unos colores preciosos, y me gusta tumbarme en los bancos de algas a tomar el sol y a merendar. Por eso no sé si comerme a las algas. Desde luego los peces no me los voy a comer.
- Pues los peces están buenísimos, me encantan. Venga, dime para qué es el hoyo.

La foquita miró a la gaviota. Era completamente blanca con un pico naranja con una graciosa curva. Como gaviota era muy guapo.

- Es para vivir en él – dijo la foquita un poco avergonzada.

Ahora quien rió fue la gaviota.

- ¿Y vas a vivir en ese agujero?. ¡Qué risa!. Pues yo me voy con mis padres de vacaciones a África. Tengo allí un montón de amigos y nos lo pasamos muy bien. Hay unas dunas estupendas y mucha agua dulce. Mi padre tiene que pescar mucho tiempo para el jefe para que podamos ir. Todas las gaviotas de la colonia pescan para él. Debe tener un montón de peces para él solo. Ojalá yo tuviera tantos peces. Estaría todo el día tumbado comiendo.
- Seguro que no se los puede comer todos y los tiene que tirar.
- ¿Tirar?, ¿cómo va a tirar los peces?. Lo que hace es comérselos.
- Yo no sé para qué quiere tantos peces si no se los puede comer – dijo extrañada la foquita.

Esto ya duraba demasiado. Había que enseñarle a esa foca que no debía molestar a su hijo. Así que Frid voló en picado hacia la foquita para picarle. Cuando estaba muy cerca de uno de sus ojos varió bruscamente la trayectoria de modo inexplicable.



Cuando recuperó el equilibrio vio que su hijo Kili le había empujado. Su propio hijo. Muerto de vergüenza voló hacia el acantilado.

La foquita tenía la cabeza enterrada en el hoyo muerta de miedo.

- Tranquila, no pasa nada – dijo Kili.

La foquita estaba llorando.

- Pero si yo no robo peces, los peces son de todos.

Kili la miró y sintió pena y miedo. Al volver al acantilado iba a ver. Su padre lo iba a matar.

- Mira foca... ¿cómo te llamas?. Venga no llores. Oye me tengo que ir. Adiós. Mi padre me va a matar – dijo nervioso.

La foquita sacó la cabeza del hoyo. Por donde habían corrido las lagrimas la foquita tenía montoncitos de arena. La gaviota se acercó y se los limpió con el ala.

- Me llamo Yum – dijo con su vocecita.

- ¡Yum! ¡Yum! ¡Qué rico! – dijo Kili bromeando.

Y la foquita se puso a reír tímidamente mientras Kili le acababa de quitar la arena de la carita.

- Oye Yum me tengo que ir.

- Adiós. Espera. ¿Cómo te llamas tú?.

- Me llamo Kili – dijo mientras volaba por encima de Yum en dirección al acantilado. El sol ya se había acabado de poner y todo era de color azul ahora.

II

Kili llegó avergonzado al acantilado. Sus padres le daban la espalda. Se le iba a caer el pelo.

- Elma, mira a ver quién ha llegado, me ha parecido oír un ruido. No vaya a metérsenos en casa un maleante. O peor, una gaviota que habla con las focas que nos roban la comida.

Su madre se giró y le miró un instante de arriba abajo, como si no lo conociera.

- Oiga, márchese de aquí y no moleste o avisaré a las autoridades – le dijo con una voz cortante como una navaja. Luego le dio de nuevo la espalda a Kili.

Kili de repente se sintió infinitamente cansado. Las patas a duras penas podían sostenerle. Se aguantó las ganas de llorar y echó a volar hacia el mar.

Voló durante horas hasta que le venció el cansancio y se quedó dormido, mientras el negro mar le mecía.

A la mañana siguiente Kili se llevo un enorme susto pues se había olvidado que estaba flotando, así que se hundió en el agua apenas abrió las alas. Cuando salió del agua despeinado y atontado oyó una risa familiar.

- Buenos días Kili.

Al principio Kili se extrañó de que una foca le hablara hasta que se acordó de Yum.

- Hola Yum – dijo Kili sonriendo. Tenía todas las plumas empingorotadas, especialmente las de la cabeza, que parecían un plumero. Se acordó de sus padres y se puso muy triste.
- Ven vamos a pescar – dijo la foquita alegremente.
- Pero tú no decías que solo comías algas – dijo Kili mientras se peinaba las plumas de la cabeza con un ala blanquísima.
- Es que aquí en el banco de algas hay peces que son pez y alga a la vez.
- No digas tonterías Yum. Los peces son peces y las algas son algas – Solo la palabra peces le había dado hambre. La noche anterior no había cenado.
- ¿Ah sí? – dijo Yum con tono teatral – ¿Y entonces me puedes explicar qué es esto?.

Yum acababa de sacar del agua un pez que era a la vez un alga. Kili se preguntaba extrañado cómo era eso posible. Era un pez grande de color verde oscuro, casi marrón. Debía estar buenísimo.

- ¿Qué es eso? – aquello era realmente intrigante.
- Se llama tofu, y está delicioso – Yum le tendió el pez de color verde y Kili tenía tanta hambre que se lo tragó enseguida.
- ¡Pero qué malo está esto! – dijo escupiendo trozos.

- Vaya, que pena – dijo Yum desilusionada. Pensé que si le daba forma de pez a un montón de algas estaría bueno.
- ¿Cómo que “estaría bueno”? ¿no habías dicho que estaba delicioso? – pregunto Kili todo enfadado.

Yum se echó otra vez a reír.

- Bueno, “suponía” que estaba delicioso. Enhorabuena Kili, has sido la primera gaviota en comer peces de algas – añadió con una sonrisa pícaro.
- Sí y están asquerosos – respondió Kili con la cara avinagrada.

La gaviota se sumergió y al rato reapareció con cara contrariada. Alzó el vuelo y se sumergió desde una cierta altura y al cabo de unos segundos volvió a aparecer en la superficie.

- No encuentro ni un pez – dijo frunciendo el ceño. Ahora el estómago le dolía de hambre.

Yum le sonrió y se sumergió por un pequeño agujero que había hecho en el banco de algas con las aletas. En pocos segundos subió a la superficie. Su piel violeta brillaba y llevaba dos peces enormes en la boca. Se acercó nadando hasta Kili y le tendió uno de los peces. Kili parecía avergonzado pero aceptó el pez que Yum le ofrecía con su pequeño hocico y ambos desayunaron sobre el banco de algas mientras el sol empezaba a asomar por tierra.

- Ya he hecho un hoyo enorme, ¿te gustaría verlo? – dijo Yum mientras se relamía tras comerse su pez.
- No puedo – repuso Kili oscureciendo su cara de nuevo – mis padres no quieren verme.
- ¿Qué has hecho?.
- Pues... supongo que ser amigo tuyo. Oye, ¿por qué nos robáis los peces a las gaviotas?.
- Eso es una tontería. Lo que pasa es que no están todos cerca de la superficie donde los pescáis vosotros. A veces hay que bucear un poco.

- ¿De verdad? – Kili estaba sorprendido. Se preguntó por qué odiaban entonces las gaviotas a las focas y por qué nunca se les había ocurrido a las gaviotas pescar más profundo. Es que siempre lo habían hecho así.

Yum le miró con cara dulce y con su aleta le lanzó agua a Kili a la cara y sonrió.

- Mira, vamos a ir al otro lado de la isla y allí cavaremos entre los dos otro agujero.
- ¡Qué dices! , – replicó Kili quitándose el agua de los ojos – ¿cómo vamos a ir al otro lado de la isla?. Está lleno de...
- ¿De focas? – dijo Yum lanzándole una mirada penetrante.
- Eh... no sé... sí – repuso Kili incómodo.
- ¡Venga vamos!. Está un poco lejos – repuso la foquita mientras se sumergía.

Cuando el sol estaba muy alto acabaron de rodear la isla y llegaron al otro lado. Hasta donde la vista alcanzaba solo se veía decenas, cientos de focas tumbadas en la playa. Además la orilla estaba llena de focas enseñando a nadar a sus hijos. Desde la distancia a la que estaban solo eran puntos, unos pequeños y otros más gordos que se movían en el agua de un lado al otro. Los puntos de la orilla reflejaban la luz del sol y parecían diminutas perlas esparcidas por la playa.

Contemplaban extasiados el espectáculo cuando de repente los puntos del agua se empezaron a mover rápidamente hacia la playa y las perlititas empezaron a agitarse.

- ¡Date prisa, hemos de llegar a la playa rápido! – gritó Yum mientras se sumergía.
- ¿Qué es lo que pasa?.
- Las orcas están atacando la playa, ¡vamos!.

III

Cuando llegaron la playa estaba desierta.

- ¿Dónde están todos?. ¿Tú has visto desde el aire donde iban? – preguntó Yum nerviosa.

- Estaba volando bajo porque el viento soplaba fuerte desde la playa y no he visto nada.

- ¡Oh, no! – gritó horrorizada Yum. A unos doscientos metros de ello había un montón de huesos. Estaba justo en la orilla.

Yum como pudo echó a correr temiendo por los bebés foca. Kili desde el aire gritó:

- Tranquila es el esqueleto de una orca.

Se acercaron hasta allí. Aquel esqueleto debía haberlo sacado del mar la tormenta que hubo unos pocos días antes.

- Voy a inspeccionar – dijo Kili tomando altura.

Aquello era un poco extraño. Cuando una orca atacaba, la estrategia de las focas era correr y ponerse a salvo en la orilla. Y desde allí se mandaban a los mejores nadadores a salvar a los bebés foca que se hubieran quedado rezagados en el barullo. Yum tan pequeñita, era una de las focas más rápidas y arriesgaba su vida sin dudarlo por los bebés, no como otras focas más fuertes, que se quedaban en la orilla gimiendo. Ella siempre decía que había que preocuparse de los bebés foca en vez de huir e intentar rescatarlos después. Pero nadie la escuchaba. Las focas se dejaban vencer por el pánico. Dónde estaban ahora todas?.

Mientras estaba reflexionando Yum no se dio cuenta de que una orca enorme se le estaba acercando por detrás. Cuando estaba a muy pocos metros Yum la vio de reojo sin moverse.

- ¡Demasiado tarde para huir! – pensó, mientras la orca recorría rápidamente los últimos metros.

- Mmmmmmmmm que orca más buena me acabo de comer. Estaba exquisita.

Cuando la orca oyó decir eso a la foca junto al esqueleto de otra orca, que al principio había creído restos de un naufragio, dio media vuelta y huyó despavorida. Así que eran ciertas las leyendas de que las focas violetas se comían a las orcas.

- Por los pelos – dijo Yum. Aún estaba temblando. Yum se giró para ver a la orca que había estado a punto de comérsela. Era muy grande y oscura y se le acercaba una gaviota. ¿Era Kili?.

- ¿Dónde vas estúpida? ¿Cómo va a comerse una foca a una orca?. ¿No ves que te ha engañado?.

La orca paró en seco y lo pensó. Vaya estupidez huir de una foca violeta. Dio media vuelta y se lanzó de nuevo a la playa. Ya vería esa foca. Yum estaba de nuevo de espaldas a la orca sin moverse. La gaviota volaba cerca de la orca para no perderse nada del espectáculo.

- ¡Dichosa gaviota! – exclamó Yum – Hace media hora que la he mandado a que me trajera otra orca y aún no ha vuelto.

La orca se asustó tanto al oír aquello que dio un salto en el agua para evitar a la foca que comía orcas. Ya nunca volvería a comer focas. Al saltar en el aire golpeó con la cola a la gaviota que cayó al mar aturdida. Yum vio que no era Kili sino una gaviota negra. Ahora flotaba sin sentido sobre las olas.

Kili movía las alas con fuerza para ganar altura. ¿Qué hacía él allí?, pensaba. En vez de estar recogiendo sus cosas en el acantilado y recubriendo sus plumas de una capa de grasa como le había enseñado a hacer su madre, allí estaba buscando perlas de foca. ¿Por qué sus padres lo habían despreciado?. Además las focas no robaban peces. Yum le había pescado el desayuno. No entendía nada. De pronto vio algo en la ensenada que separaban unas rocas de la playa. Parecía...

- Yum! Yum! – gritó la gaviota al acercarse de nuevo a la playa. La foquita se había quedado dormida en la arena.

- ¡Que haces ahí durmiendo!. Acabo de ver... un iceberg de madera detrás de esas rocas.

Yum abrió sus ojos enormes. Se había quedado agotada después de la emoción de encuentro con la orca y se había quedado dormida alejada de la orilla esperando que Kili volviera con noticias.

- ¿Un iceberg de madera?. Nunca he oído nada igual. Vamos a verlo de cerca. La foquita se echó al agua. En el mar no sería tan fácil sorprenderla.

Al llegar a la ensenada vieron que era un iceberg muy pequeño, pero de madera. Al acercarse a él cayó una red sobre ellos que los impidió moverse.

IV

- ¿No habíais dicho que estaban todas? – dijo una voz ronca y dura.
- Sí capitán, cogimos a todas las que estaban en la playa. Y las pocas que quedaban en el agua, las cogimos con la red cuando se acercaron.
- No puedo perder todo el día por culpa de unos inútiles como vosotros – replicó la voz – ¡Contramaestre, largad las velas!.

Eso fue lo último que oyeron Kili y Yum antes de sentir que caían y se hacía la oscuridad. El golpe no fue muy fuerte pues cayeron sobre otras focas.

- ¿Qué es esto?. ¿Qué hacéis aquí? – exclamó Yum un poco aturdida aún.
- No lo sabemos – respondió una de las focas – Unos hombres nos han atrapado y nos han metido en este iceberg.

Probablemente, pensó Yum, las focas, curiosas por naturaleza, se habían acercado a los hombres en la playa, y ellos habían aprovechado para cazarlas. Ellos mismos habían caído en esa trampa tan estúpida. En aquel espacio cerrado costaba respirar y había muy poca luz. Kili había soportado peor el golpe contra las focas y estaba tumbado inconsciente. Yum abrió aún más sus enormes ojos intentando ver algo a su alrededor. Aquello era una masa informe negra, formada por todas las focas amontonadas unas sobre otras. ¿Cómo podían estar dentro de un iceberg?, pensó Yum. Empezó a pensar en las historias que le contaba su madre de monstruos que surgían del mar y se llevaban a las focas. Aquello solo eran cuentos para hacer asustar a los bebés foca que se portaban mal.

- Hay que salir de aquí – se dijo a si misma la foquita.

Cuando sus ojos se acostumbraron a la poca luz, avanzó con ligereza por encima de las focas hasta que llegó a una pared. La tanteó con la aleta. Miró hacia arriba, hacia la luz. Aquello debía ser una especie de agujero muy profundo y ella era experta en agujeros.

La luz que llegaba al agujero desde fuera se fue haciendo más tenue. Los bebés foca empezaron a llorar de hambre. Kili volvió en si sobresaltado porque la foca sobre la que estaba se movió bruscamente.

- ¡Una gaviota! – gritó una foca.
- ¿Dónde?.
- ¿Dónde? – empezaron a exclamar varias focas.

Una de las focas que solía escapar primero de las orcas para gemir en la playa llamada Yaka empezó a gruñir.

- Se va a enterar ahora esta gaviota. Esta ya no nos va a insultar más – y se acercó a Kili de modo amenazador.
- ¡Esperad! – gritó Yum – se llama Kili y es mi amigo. No le hagáis nada. Además puede ayudarnos a salir de aquí.
- Salir de aquí, salir de aquí – repitieron varias focas a coro.
- A mí me da igual salir de aquí, pero esta gaviota se va a acordar de mí – replicó Yaka y siguió acercándose.

Yum en un par de saltos se interpuso entre ellos y le enseñó los dientes a Yaka. Aunque Yum era muy pequeña, cuando se enfadaba y enseñaba sus colmillos mientras gruñía daba miedo, así que Yaka retrocedió. Era una valentona que se asustaba enseguida. Los bebés foca que habían dejado de llorar al oír los gritos, empezaron a sollozar de nuevo, mientras sus madres intentaban consolarlas para que se durmieran.

Con la oscuridad total se hizo el silencio pues los bebés foca se habían ido durmiendo abrazadas por sus madres. Aunque las focas estaban unas encima de otras poco a poco se fueron durmiendo todas.

- Hay que salir de aquí, Kili – le susurró Yum en la oscuridad.
- Sí pero ¿cómo? – respondió la gaviota.
- Mañana veremos – dijo Yum envolviendo con sus aletas a Kili que estaba tiritando. En ese agujero hacía frío para una gaviota, pero no para una foca resguardada por el abrigo de grasa de su piel.



- Duérmete ahora – susurró Yum mientras apretaba su cuerpo violeta contra el de la gaviota para darle calor.

Mientras todos dormían en silencio, Yum permanecía despierta cavilando como salir de aquel hoyo.

V

Cuando las primeras luces del día empezaron a filtrarse por la reja que cubría el hoyo, los bebé foca se despertaron y empezaron a gemir de hambre. Yum hacía horas que estaba despierta. Había dormido muy poquito y con un sueño muy inquieto. Había soñado con unas focas de color blanco que andaban con la cola de modo que parecían altísimas y que la metían en un agujero en el que nunca acababa de caer.

- Kili despierta – le susurró la foquita al oído.
- – ¿Qué? – dijo Kili volviendo del mundo de los sueños. Al ver a Yum abrazándole sonrió.
- Kili escúchame atentamente. Los que nos han traído aquí, supongo que tendrán que alimentarnos o si no moriremos. Y para hacerlo tendrán que abrir eso que tapa el hoyo aunque sea un poquito. Entonces lo que quiero que hagas es lo siguiente.

Y le explicó con detalle cual era su plan. Kili, con las plumas revueltas de dormir puso los ojos como platos no dando crédito a sus oídos.

- Tú estás loca – respondió Kili – yo de aquí no me muevo.
- Shhhhhh, que vas a despertar a todos. Haz lo que te diga y atento a mi señal.

Kili se peinó lo primero. Ante todo era una gaviota muy presumida. Las focas iban despertando poco a poco y empezaban a gemir al verse unas encima de la otras. Yum tenía razón. Empezaron a escuchar ruidos por encima de ellos. De pronto se abrió la trampilla y empezaron a lanzar peces que llovieron sobre las focas.

- ¡Ahora! – gritó Yum, y Kili salió disparado hacia la trampilla y se escurrió por la abertura.
- ¡Qué hacía ahí dentro una gaviota! – rugió el capitán, pero Kili ya había tomado altura y daba vueltas alrededor del barco preparándose – A mí no me pagarán por estúpidas gaviotas. Sólo focas. ¡Contramaestre, largad el foque!. Hemos de rodear la isla. Debe haber más focas al otro lado.

Las focas estaban en la bodega del barco y una pesada trampilla de madera la cubría. Uno de los marineros se había subido a ella y estaba lanzando dentro cubos llenos de peces que acababan de pescar. En la bodega las focas empezaron a gritar de alegría al recibir los peces. Las focas empezaron a comer de modo desordenado y con ansia, de manera que algunas focas comieron dos peces y otras, las que estaban más abajo, no comieron ninguno. Las focas que no habían conseguido comer se enfadaron y empezaron a rugir. Algunas focas empezaron a enseñarse los dientes y a morderse. Yum los miraba en silencio.

Kili seguía dando vueltas al barco sin decidirse a actuar. El barco, pintado de gris y negro tenía muchas velas desplegadas para aprovechar el viento. Se arrastraba por el mar paralelo a la costa dejando una estela de espuma. Al fin se decidió y se lanzó en picado sobre el capitán que llevaba el timón. Pero cuando cerca de él le entró miedo y frenó en el aire aleteando hacia atrás lejándose hacia la costa rápidamente, dejando las focas presas en el barco.

Las focas se fueron calmando y se tumbaron de nuevo unas sobre otras. Yum, que estaba en un rincón, se acercó hasta ponerse en el centro del hoyo.

- Compañeras, hay que salir de aquí – empezó a decir con voz solemne.
- ¿Salir de aquí? – replicó Yaka – ¿Por qué?. Aquí tenemos comida de sobra.

Yaka aprovechando su enorme tamaño había conseguido el mejor sitio para recibir la lluvia de peces y había comido hasta hartarse.

- Sí, sí – añadieron a coro otras focas que habían conseguido hacerse con un pedazo del pastel – Aquí estamos bien.

Un murmullo de aprobación recorrió el hoyo. Incluso aquellas que no habían conseguido comer lo aprobaron. La próxima vez tendrían más suerte. Aquello era

estupendo. No hacer nada y recibir peces a cambio. Lo único incómodo era estar las unas encima de las otras, pero ya lo arreglarían.

- Compañeras – empezó Yum otra vez – ¿no comprendéis que aquí no estamos bien?. ¿Qué pasa con los bebés?. Aquí no hay espacio, no hay agua – y como si la hubieran oído, un par de marineros empezaron a echar cubos de agua de mar sobre las focas. La mayoría de focas empezó a rugir de alegría y algunas se pusieron a jugar. Pero las focas sobre las que estaban empezaron a quejarse y tuvieron que parar. Muchos bebés foca habían comido porque sus madres se habían quitado la comida de la boca para dársela a ellos. Pero empezaron a sollozar los bebés cuyas madres no habían conseguido nada. Las madres intentaban consolar a los bebés cantándoles en voz baja.
- Tranquilas madres – dijo Yaka – pronto vendrá más comida y os prometo que vuestros hijos serán los primeros en comer.

Dicho esto buscó una postura cómoda y se echó a dormir. Salir de allí iba a ser más complicado de lo que había calculado, se decía Yum mientras se tumbaba para ver si la barriga le dejaba de hacer ruido. Ella tampoco había comido.

VI

Kili nadaba cruzando la isla. Todo aparecía verde bajo sus patas y sintió miedo ante lo desconocido.

- Si me caigo aquí o me canso, no podría comer y me moriría de hambre. Además, ¿qué horribles criaturas deben vivir aquí? – Pensaba Kili – Pero hay que ganar tiempo y llegar al otro lado.

Así que la gaviota volaba a gran velocidad utilizando las fuertes corrientes de aire. El aún no era un experto pues sus alas no eran lo bastante grandes y se arriesgaba a que una de los golpes de viento le rompiese un ala. No tardó mucho en ver de nuevo el mar en el horizonte y llegó al acantilado donde vivía con sus padres. Empezó a buscarlos con la vista. La colonia de gaviotas se hallaba presa de gran excitación por

la inminente emigración a África. De modo que en medio del barullo de gritos y aleteos nadie reparó en él.

Le dolían las alas por el esfuerzo de volar con vientos tan fuertes y no tenía energías casi ni para moverse. Estaba sucio, tenía todas las plumas revueltas y olía a foca.

- ¡Ah Kili, estas aquí! – le gritó Lota, una gaviota amiga de su madre mientras se acercaba – Tu madre me dijo que te habías ido con unos amigos de expedición. Mira que pinta tienes y ¡cómo hueles! – dijo tapándose el pico con el ala – Debes prepararte para el viaje a África. Yo te ayudaré. ¡Ah África...! me muerdo de ganas de llegar. Pero es un viaje tan largo

Lota, que conocía a Kili desde que era un huevo, empezó a limpiarle con el pico y a arreglarle las plumas sin dejar de hablar. Kili permanecía callado.

Hay mucho que hacer aún y salimos muy pronto.

Lota con años de experiencia limpiando polluelos, dejó a Kili listo para el viaje en pocos minutos. Elma y Frid, los padres de Kili, se acercaron volando.

- Ya te dije Frid que no habías pescado lo suficiente este año. ¡En quinta fila!. Un poco más y nos dejan aquí.
- Lo siento Elma, pensé que había pescado bastante – dijo Frid abatido – Además no encontré mas peces.
- El año pasado fuimos en segunda fila todo el viaje y fíjate este año – continuó irritada – ¿Qué van a pensar los vecinos?. Yo sé lo que pensarán que tengo un marido que es un inútil y que no se esfuerza lo suficiente pescando para el jefe. ¡Cállate Frid, que ahí esta Lota!.

Se posaron junto a Lota. Frid tenía la mirada fija en el suelo. Elma y Lota se saludaron alegremente mientras Frid se esforzaba por sonreír sin conseguirlo.

- Lota querida, ¿cómo estás hoy?.
- Hola Elma, muy bien. Mira quién está aquí – y se apartó para que vieran a Kili. Bien peinado, limpio y con las plumas bien colocadas, estaba muy guapo. Pero en sus ojos había tristeza y miedo. Sus padres abrieron mucho los suyos mirándose el uno al otro.

- ¡Hola Kili! – comenzó Elma incómoda. ¿Te has divertido mucho con tus amigos?. No sé si te dije Lota que Kili estuvo con unos amigos por ahí de expedición, cosas de chiquillos. Bueno – dijo de pronto bajando la voz – en realidad estuvo con el hijo del jefe y unos amigos. Kili es muy amigo del hijo del jefe, ¿verdad Kili?.

Kili sintió que su madre le clavaba alfileres con la mirada.

- Sí, mamá – contestó Kili con un hilo de voz y rehuyendo los ojos de su madre. Le dolía tanto mirarlos.
- ¡Alegra esa cara Kili! – dijo Lota – Uno no se va todos los días con el hijo del jefe, nada menos, de expedición. La verdad es que debe dar pena volverse al acantilado.

Elma sonrió aliviada y agregó

- Ahora duerme un poco porque mañana salimos hacia África. Me encanta África.
- ¿Mañana? – dijo Lota excitada.
- ¿Mañana? – repitió Kili sintiendo que le empezaban a temblar las patas.
- ¿Ya te marchas Lota querida?. Bueno hasta mañana.
- ¿Te veo mañana en la segunda fila?. Yo estaré en la primera, como siempre – dijo orgullosa – Las viudas tenemos ese privilegio, sobre todo teniendo en cuenta lo bien que sirvió mi marido a la colonia.

Aquello era algo que Lota repetía a la mínima oportunidad que se le presentaba.

- No, nosotros este año hemos decidido estar en un discreto segundo plano. Mi marido está muy cansado este año y estaremos en quinta fila. Ha trabajado mucho y no le sentaría bien estar en la segunda fila.
- Muy bien querida – respondió Lota aguantándose a duras penas la risa – Hasta mañana a todos – Y levantó vuelo alejándose rápidamente.
- ¡Todo por tu culpa! – dijo Elma llorando de rabia – Y tú, desagradecido – dirigiéndose a Kili – ¿Te has dignado a volver?. No esperarás encima comer algo. Tu padre y yo no hemos podido encontrar ni un pez en todo el día, y así estamos, sin probar bocado. Al parecer tus amigas las focas se han esmerado bien y no han dejado ni mísero pez que comer. Por eso el jefe ha decidido

adelantar la salida a mañana. Da gracias porque no te dejemos aquí para que te mueras de hambre.

Kili calló avergonzado. Se acordó de Yum y de las otras focas.

- Pero mama, las focas...
- Ni mamá ni gaitas. Y tú Frid, no te quedes ahí como un pasmarote.

Frid se acercó y le dio una bofetada con el ala a Kili.

- ¡Cállate, que aún te dejaremos aquí! Me avergüenzo de ti – añadió y a Kili le dolió más aquello que la bofetada.

Elma y Frid se sentaron y poco después estaban durmiendo para ahorrar energías para el viaje. Kili cerró los ojos también.

VII

Yum, tumbada en el silencio de la bodega, empezó a pensar en el sueño que había tenido intentando olvidar el hambre que sentía. El agujero al que soñó que caía era en el que se encontraba ahora. ¿Pero no era eso lo que en realidad quería?. ¿No quería vivir ella en un hoyo?. Ella quería vivir en un hoyo para olvidarse de las disputas entre las focas y las gaviotas y estar metida en el hoyo en silencio. Las gaviotas y las focas, a su vez, parecían vivir en un hoyo cuyas paredes levantaban ellos mismos.

Uno de los muros era el mar, del que dependían para vivir y del que no podían escapar. Otro muro era el miedo a las orcas, que las hacía huir abandonando incluso a los bebés para salvarse. El otro muro era su odio a las gaviotas por el problema de los peces.

¿Como iba ella a tirar abajo esos muros?. ¿Huyendo de ellos escondiéndose en un agujero del suelo?. Se sentía tan cansada. Pensó en Kili que en esos momentos debía estar volando hacia el acantilado del otro lado de la isla. Si estaba sola en su hoyo no podría estar con la gaviota con la que jugaba y reía, y a la que abrazaba cuando hacía frío. Ella quería estar con su amigo Kili pero, ¿no odiaba ella también a las

gaviotas?. Motivos no le faltaban. La gaviota que la atacó en la playa y que no le picó porque Kili lo impidió en el último momento, la gaviota negra que azuzó a la orca para que se la comiera...

Las focas no querían salir de su hoyo. ¿Qué les ofrecía el exterior?. Allí recibían comida sin tener que buscarla y no existían las gaviotas porque Kili ya se había marchado. ¿Quería ella salir de allí?. Tenía tanto sueño, si solo pudiera dormir por un instante. Kili quizá habría encontrado el hoyo que ella había cavado para los dos. Ahora ella ya no lo necesitaba. Kili podría vivir allí. No le faltaría de nada.

Cuando la respiración de Elma y Frid era lenta y suave, Kili abrió los ojos. Se levantó sin hacer ruido y alzó el vuelo alejándose del acantilado hacia la playa. A esas horas de la tarde casi todos los bebés foca estaban fuera del agua jugando mientras sus madres hablaban entre ellas. Kili voló por encima de ellos y se acercó a una zona con la arena más oscura, lejos del mar, donde sólo unas pocas focas viejas casi grises estaban tumbadas a los rayos dorados del sol. Kili se posó en un enorme agujero y las focas viejas al reparar en él se alejaron. Con una gaviota nunca se sabía.

Alargó el pico y lo acercó a la arena. Sabía que si hacía eso lo iba a pasar mal porque la arena conservaba el olor de Yum. Una lágrima bajó lentamente por su cara blanca. ¿Por qué Yum le había dicho que viniera a ver su agujero?. ¿De qué servía ahora ese agujero sino para recordarle la ausencia de Yum?.

- Pronto me iré a África y me olvidaré de todo. ¿Qué puedo hacer yo ahora por las focas si ni siquiera me atreví a atacar a aquel hombre?. Aunque no entiendo de qué hubiera servido.

Se preguntó cómo aquellos hombres habían conseguido un iceberg de madera. Los hombres que él conocía eran los esquimales que había visto a veces acercarse al acantilado. Pero aquellos del iceberg eran más grandes que los esquimales. Sintió miedo a picarle a aquel hombre. Se había portado como un cobarde y en aquel agujero no había nada ya. Debía marcharse de allí y volver al acantilado. El olor de Yum lo llevaba dentro.

Se levantó y abrió las alas para marcharse, pero dio un traspiés y cayó sobre la arena ensuciándose todo.

- ¡Vaya, lo que faltaba ahora! – exclamó al levantarse. Miró qué le había hecho caer. Había tropezado con una piedra que tenía un ojo que lo miraba.
- ¿Un pez?. ¿Un pez enterrado en la arena?.

Tiró de él. Era un pez bastante grande pero estaba medio podrido. Se puso a cavar alrededor del pez. Cuando más cavaba, más peces aparecían, todos podridos. De pronto lo entendió todo.

Kili alzó el vuelo y se dirigió de nuevo hacia el acantilado.

- ¿Dónde estabas? – dijo su madre – Bueno, da igual. Acaba de venir el jefe en persona, ¿te imaginas?, ¡el jefe!. Nos ha preguntado cómo estábamos. “Muy bien jefe, y esperamos que le hayan gustado los peces que le entregó mi marido”. Le he dicho que sentíamos no haberle entregado tantos como él esperaba. Luego nos ha preguntado si eras tú la gaviota amiga de una foca violeta. ¡Qué espanto!. Le dije que no, pero no sé si me creyó. Yo pensaba que nos iba a dejar aquí para que nos muriéramos de hambre. Empecé a decirle que eras un buen miembro de la comunidad, que ayudabas a tu padre a pescar para él y que ya estabas preparado para el viaje. Entonces me sonrió y me dijo que nunca había dudado de ti. “Jóvenes como estos que ayudan a sus padres ya se ven pocos. Ahora los jóvenes tienen la cabeza llena de tonterías y se pasan el día haciendo el vago”, me dijo. Y adivina qué: ¡Nos ha dado un lugar para los tres en la primera fila!.
- Dijo que había que recompensar a las familias ejemplares de la comunidad – añadió su padre.
- Debes ser muy amigo de su hijo – continuó Elma creyéndose su propia mentira – porque siguió preguntando por ti y dijo que ya debías tener ganas de salir para África. Mira, aún me tiemblan las alas de emoción. Estamos esperando la señal suya porque salimos ahora mismo.

Kili les miró como si los viera por primera vez.

- Mamá, ¿tú que crees que hace el jefe con los peces que pescamos para él?.

- Ya lo sabes, tonto. Se los come. El jefe necesita mucha comida. Tiene que comer mucho para podernos guiar hasta África cada año.
- Papá, mamá, quiero que veáis una cosa.
- Ahora no hay tiempo hijo mío – repuso su padre – el jefe va a dar la señal enseguida. Ya lo veremos al volver de África. ¡Mira!. Ya llama a los de la primera fila a su lado. Vamos Elma.

Y las dos gaviotas empezaron a volar lentamente sobre las gaviotas que esperaban ser llamadas. Elma y Frid orgullosos volaban con el pico muy levantado, entre miradas de envidia. Kili les seguía. El silencio era absoluto. Las gaviotas se posaban solemnemente alrededor del jefe, una enorme gaviota negra. Alzó sus alas para llamar a los de la segunda fila.

- ¡Alto, alto! ¡Escuchad! – Kili se había lanzado contra la gaviota negra. Tan absorta estaba en su ceremonia que no le vio acercarse. Así que al recibir el choque del cuerpo de Kili se desequilibró y cayó sobre las rocas. Toda la colonia exclamó ¡Oh! a la vez.
- ¡Escuchad!, no hay peces porque el jefe esconde los que le damos, no porque los roben las gaviotas – y se echó a llorar.
- ¡Oh! – respondió la colonia a coro.
- Venid y lo veréis vosotros mismos. Hay un hoyo lleno de peces.
- ¿Un hoyo lleno de peces? – exclamaron las gaviotas hambrientas – ¿Dónde?.
- Seguidme – y alzó el vuelo.

Los padres de Kili no sabían dónde meterse de la vergüenza. El jefe tirado en el suelo parecía inconsciente. Toda la primera fila alzó el vuelo detrás de Kili. Resultaba ridículo con las alas abiertas tumbado en las rocas dando la orden de salir hacia África que nadie obedecía.

VIII

Lota se puso al lado de Kili.

- ¿Estás loco?. Da media vuelta y pídele disculpas al jefe. Quizá te perdone y te deje venir a África. Dile...dile...dile que la culpa es de las focas. Ellas roban los peces.

Kili no le respondió. Estaba tan nervioso que no podía volar en línea recta. Y todas las gaviotas le seguían en las eses que hacía. Desde tierra parecía una serpiente blanca arrastrándose por el aire.

Las focas grises ya se habían marchado. Kili se posó y las demás gaviotas se pusieron a su alrededor.

- Es verdad, esto está lleno de peces – exclamaron algunas mientras cavaban con el pico y las alas. Pronto vieron que el hoyo estaba lleno de capas y más capas de peces, todos podridos, el olor se hacía por momentos insoportable. Y al seguir cavando aparecieron raspas. Miles de ellas.
- ¡Esto es obra de las focas! – exclamó una de las gaviotas – ¡Aquí es donde esconden el botín que nos roban!.
- Eso es imposible – contestó Lota – estas raspas llevan aquí mucho tiempo y las focas llegaron a esta playa el año pasado. Lo recuerdo porque en aquella época murió mi marido. Pobrecito.
- Ha sido el jefe, dijo otra gaviota. Nos ha engañado. No se comía los peces sino que los enterraba aquí para que se pudrieran. Aquí no queda comida pero no pienso ir a África con ese farsante. Prefiero morir aquí mismo.
- ¿Pero para qué quería los peces el jefe? – preguntó Lota.
- Mientras faltara la comida la colonia tendría que ir a África y él es el único que conoce el camino – explicó Kili – Luego a la vuelta de África, tras unos meses, tras la cría, volvía a haber peces por aquí y nos traía de vuelta. Mientras le necesitáramos seguiría siendo el jefe.
- África, odio ese sitio, es tan aburrido – dijo Lota – yo también prefiero morir de hambre aquí que de aburrimiento en África.
- Nadie tiene que morir – repuso Kili – Las focas pueden ayudarnos, ellas saben cómo conseguir más comida.
- ¿Focas?, yo no quiero saber nada de las focas, apestan – agregó Lota.

- ¡Cállate Lota! – grito otra gaviota.
- Pero hemos de ayudarlas nosotras a ellas primero – siguió Kili.
- ¿Ayudarlas? ¿A qué? – contestaron varias.
- Están atrapadas en un iceberg de madera. Si las sacamos de allí nos enseñarán a conseguir comida cuando no la sepamos encontrar. El mar está lleno de peces y son de todos. Cuando no se encuentran en la superficie hay que bucear como hacen las focas. Ellas pueden enseñarnos cómo hacerlo y así no faltará comida.
- ¿Qué pensará el jefe si ayudamos a las focas? – exclamó Lota un poco asustada.
- ¿Ese farsante? – dijo otra gaviota – Ya me encargaré yo de que diga a toda la colonia como ir a África. Así solo irá el que quiera.
- Pues yo no pienso ayudar a las focas – dijo Lota muy digna – y el que lo haga es porque es tan apestoso como ellas.
- ¡Cállate Lota! – exclamaron todas y alzaron el vuelo dejándola allí.

Las gaviotas volvieron al acantilado para contárselo todo a las otras. En el camino de vuelta algunas gaviotas pensaron que si desaparecían las filas la colonia sería un caos, pero no se atrevieron a decir nada. Otras deseaban que Kili dijera algo sobre mantener las filas aunque no hubiera más viajes a África, es que hablaba tan bien esa gaviota que podría ser el nuevo jefe, pensaban.

Al posarse las gaviotas con Kili a la cabeza, se fijaron que la colonia entera miraba hacia el mismo lado. Hacia un iceberg de madera. El barco ya había acabado de rodear la isla y los marineros estaban en plena maniobra de largar el ancla. Habían visto a las focas de la playa.

- ¡Ahora, seguidme todas!. Que las crías se queden aquí porque puede ser peligroso. ¡Tenemos que ayudar a las focas que están atrapadas en ese iceberg de madera! – y Kili levantó el vuelo seguida por las gaviotas que la habían acompañado al hoyo. El resto de las gaviotas pronto alzó el vuelo detrás sin entender muy bien qué pasaba. Pero si iban las otras gaviotas, ellas no se quedarían allí. En el acantilado quedaron las gaviotas más jóvenes, pero se veía a la gaviota negra por ninguna parte.

Los marineros vieron acercarse una nube blanca. Ahora Kili volaba en línea recta hacia el barco.

- ¿Dónde van esas gaviotas? – exclamó el capitán – Las gaviotas rodearon el barco y empezaron a picar a los marineros siguiendo el ejemplo de Kili. Los marineros se defendía como podían pero había cientos de gaviotas.
- ¡Yum! ¡Yum! – gritó Kili por la escotilla dela bodega – ¿Me oyes?.
- Kili, ¿eres tú?. Márchate – respondió Yum con su vocecita.
- ¿Cómo que me marche? – dijo incrédulo.
- Sí. Aquí tenemos comida y agua fresca. Nos vamos a quedar aquí. Pronto traerán más comida y comeremos. Sí, y comeremos todos.
- No podéis quedaros ahí.
- ¿A quién le importa?. Pronto te irás a África y me olvidarás. Márchate gaviota – contestó la foquita.
- Pero Kili, ha venido toda la colonia a ayudaros.
- ¿Para ayudarnos? – exclamó sin creer lo que oía.
- Sí. Nosotros os ayudaremos a salir y vosotros nos ayudaréis a pescar. Además yo quiero estar contigo que me pesques un pez para desayunar juntos en los bancos de peces – alga.
- Kili...



De pronto la foquita empezó a gritar y a gruñir. Empezó un escándalo en la bodega sólo comparable al que había en cubierta, en donde los marineros habían conseguido organizarse y golpeaban a las gaviotas.

- Kili, tenéis que abrir el hoyo, estamos listas – dijo la foquita desde abajo.
- ¡Al hoyo! ¡Al hoyo! – grito Kili – Picad aquí en el hoyo.

Decenas de gaviotas se lanzaban en picado sobre la trampilla de madera una y otra vez. La madera era muy fuerte pero poco a poco las gaviotas consiguieron abrir un pequeño agujero en la trampilla con sus embestidas.

Yum había conseguido organizar a las focas formando una escalera, diciéndoles a todas que las gaviotas habían venido en su ayuda, y también gritando y mordiendo a las focas que no se movían. Por la escalera treparon los bebés foca mientras las

focas adultas se quedaban en la bodega. Salían con dificultad por el agujero de la trampilla y se lanzaban al mar. El capitán cortó como pudo la amarra del ancla y el barco empezó a alejarse poco a poco, a la deriva, mar adentro con su preciosa carga de focas en la bodega. Por encima de ellas, en la cubierta, había de copos de nieve por todas partes. Eran gaviotas que no se movían.

NOTA FINAL

Desde ese día dos nuevas estrellas brillan por la noche. Una es blanquísima y la otra, pequeña y a su lado es de color violeta. Los científicos en apasionadas discusiones, congresos y más congresos, han llegado a la conclusión de que se trata de un fenómeno atmosférico no conocido hasta el momento. Ellos no saben que, por las mañanas, muy temprano, mientras las focas, las gaviotas y los científicos duermen, las dos estrellas bajan a desayunar a los bancos de algas y las hacen relucir como esmeraldas.

UNIVERSITAT DE VALÈNCIA

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Reunint el Tribunal que subscriu, en el dia de la data,
acordà d'atorgar, per unanimitat, a aquesta Tesi Doctoral
d'En/ Na/ N' ROBERTO PEDROS ESTEBAN
la qualificació d' EXCEL·LENT CUM LAUDE

València a 8 d' MARÇ de 19 2002

El Secretari,

El President,



A blue ink signature, appearing to be 'J. J. J.', written over a circular stamp.

A black ink signature, appearing to be 'J. J. J.', written over a circular stamp.