

DEPARTAMENTO DE FÍSICA DE LA TIERRA Y
TERMODINÁMICA

CARACTERIZACIÓN DE LOS AEROSOLÉS ATMOSFÉRICOS
EN VALENCIA MEDIANTE FOTOMETRÍA SOLAR

VÍCTOR ESTELLÉS LEAL

UNIVERSITAT DE VALENCIA
Servei de Publicacions
2006

Aquesta Tesi Doctoral va ser presentada a València el dia 24 de
Febrer de 2006 davant un tribunal format per:

- D. Jerónimo Lorente Castelló
- D^a. María Pilar Utrillas Esteban
- D. Luis Javier Cañada Ribera
- D. Francisco José Olmo Reyes
- D. Francisco Javier Expósito González

Va ser dirigida per:

D. Jose Antonio Martínez Lozano

©Copyright: Servei de Publicacions
Víctor Estellés Leal

Depòsit legal:

I.S.B.N.:84-370-6521-6

Edita: Universitat de València
Servei de Publicacions
C/ Artes Gráficas, 13 bajo
46010 València
Spain
Telèfon: 963864115

VNIVERSITAT (ò) VALÈNCIA (ò) Facultat de Física

Departament de Física de la Terra
i Termodinàmica



Tesis Doctoral

**CARACTERIZACIÓN DE LOS
AEROSOLES ATMOSFÉRICOS
EN VALENCIA MEDIANTE
FOTOMETRÍA SOLAR**

Memoria presentada por
VÍCTOR ESTELLÉS LEAL
para optar al grado de Doctor en Física
Valencia, 2006

D. JOSÉ ANTONIO MARTÍNEZ LOZANO, Profesor Titular del área de Física de la Tierra, y adscrito al Departament de Física de la Terra i Termodinàmica de la Facultat de Física de la Universitat de València,

CERTIFICA:

Que la presente Memoria titulada “*Caracterización de los aerosoles atmosféricos en Valencia mediante fotometría solar*”, presentada por D. Víctor Estellés Leal para optar al grado de Doctor en Física, ha sido realizada bajo mi dirección en el Departament de Física de la Terra i Termodinàmica de esta Facultad.

Y para que así conste, en cumplimiento de la legislación vigente, firmo el presente certificado en Burjassot, a 2 de Enero de 2006.

Fdo. José Antonio Martínez Lozano

A mis padres

Agradecimientos

Creo que la defensa de la tesis doctoral no debería considerarse un punto final, sino un punto y aparte (con la esperanza de que sea únicamente un punto y seguido) que ocupa el último tramo de un largo viaje. Un viaje a través del cuál maduramos no sólo como científicos sino como personas. Una maduración que debemos agradecer a muchos compañeros de viaje, tanto en el plano científico como técnico, en el personal, en el familiar. Incluso, por qué no, en el plano administrativo.

A este departamento llegué por primera vez en el año 1998 a través del Grupo de Radiación Solar tras asistir a diversos cursos impartidos en los últimos año de carrera por la profesora María Pilar Utrillas Esteban y los profesores José Antonio Martínez Lozano y Fernando Tena Sangüesa. Agradezco a ellos tres el interés que hicieron nacer en mí hacia esta disciplina. Pero sobre todo agradezco a Pilar y José Antonio la oportunidad que me ofrecieron de regresar al grupo tras dos años de permanencia en el departamento de Motores de la Universidad Politécnica.

Durante mi estancia en este grupo he podido disfrutar también del compañerismo y amistad de mucha gente, junto a los que he ido creciendo año a año. A María José, muchas gracias por estar hasta tan tarde todos los días, sería horrible haber sido siempre el último en irse, y sobre todo, sería una pena no haber tenido oportunidad de haber charlado contigo tanto y de tanto a esas *deshoras*. A José Luis, por los buenos momentos, tú ya sabes dónde fueron. A Roberto, del que espero seguir su trayectoria de científico *serio*. A Edu, a quien le deseo la mejor suerte en sus proyectos. A Gemma, quien tiene el mérito de trabajar con nosotros sin ser física. Y a la última integrante del grupo, Anna, si eres la mitad de feliz de trabajar en esto como yo, serás afortunada.

A Raquel, Guillem, Juanma, Xumi, Carlos, Carmen, Álex, José, Vladimir, Neus, Raúl y Juan Antonio. En la cantina ya no cabemos juntos en las mesas; tampoco caben aquí los agradecimientos que os quiero dedicar por las horas de la comida y del café. Agradecimiento especial les debo a Raúl y Almudena. A Raúl por ser una persona excepcional dentro y fuera del trabajo; espero que nuestros caminos se crucen muchas veces en el futuro, y lo hago extensivo a Maru. A Almu le agradezco que el mes de agosto del 2005 no se convirtiera en un infierno sino en unas vacaciones *diferentes*, a pesar de tantas horas diarias dedicadas a escribir la tesis en un departamento vacío y a oscuras. Te debo el haber finalizado esta memoria sin acabar mal (mejor dicho, peor de lo que acabé). Me alegro mucho de haber compartido contigo todo ese tiempo, y espero que lo podamos seguir compartiendo durante los próximos años.

En el departamento también me alegra haber conocido a profesores y personal técnico, aunque sólo fuera por sus *buenos días* y buena cara al cruzarnos en el pasillo. En especial

a Sole, Salva, Quique, Amparo, Asun, Demetrio, Ernesto y Enric. A Vicente Marín por todos los problemas instrumentales que me ha ayudado a resolver con el Cimel.

Son muchas también las aportaciones científicas realizadas de forma desinteresada a este trabajo, que además se confunden con aportaciones humanas: a los profesores Francisco José Olmo y Lucas Alados Arboledas, de la Universidad de Granada, por sus comentarios y ayuda con el código Skyrad y la campaña VELETA 2002. A Juan Pedro, Chisco, Ana y Virgilio, por los días que pasamos en Motril y en los congresos posteriores. No olvido que la calibración del Cimel en Aras de los Olmos se realizó gracias a la colaboración de Vicente Martínez y muy especialmente de Fernando Ballesteros, ambos del Observatorio Astronómico de la Universidad. Gracias también a José Antonio García Orza, de la Universidad Miguel Hernández, por su buen hacer y sus útiles consejos en el tratamiento estadístico de los datos.

De mis estancias en Roma quiero primero agradecer a Bruno Olivieri su ayuda así como su aceptación e interés en la posibilidad de trabajar con su grupo. A Mónica Campanelli, con quien ha sido un verdadero placer trabajar codo a codo y conocer los más diversos ambientes de esa ciudad tan especial (*adesso ti aspetto qua*). A Ana María Tiberio por haberme acogido de forma tan abierta y cálida, haciéndome sentir como en casa desde el primer día (*grazie per tutta la buona pasta!*). A Beta, por su humor *liggeramente* irónico y su primera lección de romano (*vabè...*). A Tizziana, a quien le doy la enhorabuena y le auguro lo mejor. A Giampaolo y Paolo, a los que espero ver pronto en Roma, esta vez lejos del CNR (*in bocca al lupo con le vostre tesi di Laurea!*). También quiero recordar a toda la gente del grupo LARA: a Angelo, Stefano, Simone, Federico, Lorenzo y muy especialmente a Cristiana (*scusa ma... ancora sei più incoglionita di me! grazie comunque per il tuo eterno ridere*) y a Rosa (*mi dispiace ma io non vuoio aspettare ai quaranta!*). Y finalmente a Arianna, quien me ha hecho recordar que muchas veces las personas más especiales se encuentran de forma completamente inesperada. Mi ha *piacuto* tanto conocerti. *Tantissime grazie per il solito giro e per tutte le parole che avviamo avuto. Spero che ci riincontreremo presto!*

A Javi, José, Gracia, Ana, Julio, María José, Óscar, Antonio y Ana, los que siempre están ahí por mucho que nos cueste organizarnos. También a Leo, Quique, Gladys, Alberto, Eva y Pablo, que son los mejores amigos que me llevé a mi paso por el Politécnico. Sin embargo, si debo agradecer a alguien que haya siempre estado ahí, desde el principio hasta el final, es a Mari Carmen, independientemente de la distancia que nos separe, sé que siempre podré contar contigo. Y sabes que tú también puedes contar conmigo.

Y cómo no, a mi familia, sin la cuál dudo que hubiera podido llegar hasta aquí. A mis padres, no sé qué palabras utilizar para agradeceros todo vuestro apoyo incondicional, independientemente de lo sensatas o insensatas que han sido mis decisiones. Muchas veces lo más obvio se nos escapa por cotidiano; sólo os puedo decir que gracias por estar conmigo hasta ahora, y a partir de ahora. Y a mis hermanos, Paco y Susi, porque nuestras vidas corren paralelas y en ellos me he apoyado siempre, y sé que lo podré seguir haciendo.

Por último, mi agradecimiento a toda la gente de Precarios que ha hecho posible que la situación de los jóvenes investigadores haya ido mejorando durante los últimos cinco años, y muy especialmente a todos aquellos que conocí en las manifestaciones de Valencia y Madrid. Me gustaría creer que estas líneas hará recordar a más de uno que sin el esfuerzo de todos ellos no se hubieran conseguido muchos de esos cambios.

Índice general

Portada	I
Certificado	III
Dedicatoria	V
Agradecimientos	VII
Lista de acrónimos	XI
Introducción	XV
1. El aerosol atmosférico.	1
1.1. Definición	3
1.2. Tipologías	4
1.3. Propiedades	9
1.4. Flujo y radiancia espectral	20
2. Instrumentación.	23
2.1. Generalidades	25
2.2. Descripción del equipo CIMEL CE318	26
2.3. Estaciones habituales de medida	30
2.4. Calibración	34
2.5. Correcciones	62
2.6. Intercomparaciones	67
3. Metodología	75
3.1. Metodología	77
3.2. Optimización de los códigos de inversión	93
4. Climatología local de aerosoles.	105
4.1. Espesor óptico de aerosoles	107
4.2. Exponente de Ångström	112
4.3. Distribuciones de tamaño	116
4.4. Radio efectivo de la distribución	126
4.5. Índice de refracción	129

4.6. Albedo de dispersión simple	137
4.7. Parámetro de asimetría	139
4.8. Vapor de agua precipitable	144
4.9. Correlaciones entre los parámetros	146
5. Caracterización de las masas de aire.	161
5.1. Masas de aire	163
5.2. Caracterización temporal	178
5.3. Aerosoles y masas de aire	181
Conclusiones	195
Perspectivas futuras	201
A. Tablas. Caracterización de aerosoles.	205
B. Tablas. Clasificación de masas de aire.	217
Referencias	231

Lista de acrónimos

- ADEIT** Fundación Universidad Empresa de la Universitat de València
- AERONET** AErosol RObotic NETwork
- ARL** Air Resources Laboratory
- ATSR** Along Track Scanning Radiometer
- AVA** Asociación Valenciana de Astronomía
- AVHRR** Advanced Very High Resolution Radiometer
- BAPMoN** Background Air Pollution Monitoring Network
- CAAT** Centro Astronómico del Alto Turia
- CGP** Conversión Gas - Partícula
- CNR** Consiglio Nazionale delle Ricerche
- CTR** Código de Transferencia Radiativa
- DEPRUVISE** DEterminación y PREdicción de la Radiación UltraVioleta Solar en España: Influencia de la columna de ozono, partículas aerosoles y nubosidad
- EPROM** Erasable Programable Read Only Memory
- ESA** European Space Agency
- EUROSKYRAD** EUROpean SKYRAD users
- FOV** Field of View
- FWHM** Full Width at Half Maximum
- GDAS** Global Data Assymilation System
- GFAT** Grupo de Física Atmosférica
- GOME** Global Ozone Monitoring Experiment
- GPS** Global Positioning System

GRSV Grupo de Radiación Solar de Valencia

GSFC Goddard Space Flight Centre

HYSPLIT Hybrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectory Model

INM Instituto Nacional de Meteorología

ISAC Institute of Atmospheric Sciences and Climate

ITCZ InterTropical Convergence Zone

LAT Local Apparent Time

LIDAR LIght Detection And Ranging

LOA Laboratoire d'Optique Atmosphérique

MBD desviación media

MISR Multi-angle Imaging Spectroradiometer

MLS Mid Latitude Summer atmosphere

MLW Mid Latitude Winter atmosphere

MODIS MODerate-resolution Imaging Spectroradiometer

MODTRAN MODerate spectral resolution atmospheric TRANsmittance algorithm

NASA National Aeronautic and Space Agency

NCER National Center for Environmental Research

NIR Near InfraRed

NIST National Institute of Standards and Technology

NOAA National Oceanic and Atmospheric Administration

NPL National Physical Laboratory

NSS Non Sea Salt

OAUV Observatorio Astronómico de la Universitat de València

OPAC Optical Properties of Aerosols and Clouds

PHOTONS PHOtométrie pour le Traitement Opérationnel de Normalisation Satellitaire

PSA Plataforma Solar de Almería

REDM REDuced Multiple scattering program

RIMA Red Ibérica de Medida de Aerosoles

RMSD Desviación cuadrática media

SEN2FLEX SENTinel-2 Fluorescence EXperiment

SIFLEX Solar Induced FLuorescence EXperiment

SMARTS Simple Model of the Atmospheric Radiative Transfer of Sunshine

SPARC SPectra bARrax Campaign

STD desviación estándar de las diferencias

TOMS Total Ozone Mapping Spectrometer

USSA United States Standard Atmosphere

UV Ultravioleta

VELETA2002 Valoración del Efecto de La Elevación y los Aerosoles sobre la radiación Ultravioleta

VIS Visible

WATERMED WATer use Efficiency in natural vegetation and agricultural areas by Remote sensing in the MEDiterranean basin

WMO World Meteorological Organization

Introducción

El estudio de los aerosoles atmosféricos ha cobrado gran interés en los últimos años debido a la evidencia del papel desempeñado por estos en el forzamiento radiativo del clima. En décadas anteriores, la atención se había centrado exclusivamente en los gases responsables de los llamados *efecto invernadero* y *agujero de ozono*, llevando a la comunidad científica a la toma de posiciones tratando de sensibilizar a la población y la clase política de la necesidad de controlar sus emisiones. El *protocolo de Kyoto* en 1997 constituyó un compromiso inicial por el cual se esperaba reducir las tasas mundiales de emisión de los gases de efecto invernadero (CO_2 , CH_4 , N_2O , compuestos perfluorocarbonados (PFC), hidrofluorocarbonados (HFC) y hexafluoruro de azufre). Ninguna directiva hacía referencia a las emisiones de partículas atmosféricas.

A pesar de que los aerosoles merecen la misma consideración que los gases de efecto invernadero, se ha avanzado relativamente poco en su conocimiento. El motivo principal reside en la complejidad del problema, tanto desde el punto de vista experimental como modelístico. La gran variedad de fuentes (naturales y artificiales), su heterogénea distribución espacial (tanto a nivel regional como global) y su corta vida media (entre 5 y 10 días) hacen que su caracterización y modelización se convierta en una tarea muy complicada.

Si bien los gases de efecto invernadero absorben la radiación emitida por la superficie terrestre favoreciendo así su calentamiento, los aerosoles actúan sobre la radiación de dos maneras diferentes: por un lado, reflejan parte de la radiación solar incidente, favoreciendo el enfriamiento terrestre; por otro lado, absorben parte de la radiación solar, calentando la atmósfera y modificando su perfil de temperaturas, influyendo en el régimen de precipitaciones. La gran diversidad de propiedades ópticas, físicas y radiativas permiten que esta interacción sea fuertemente dependiente del origen de las partículas y de su modo de producción. Estos son los efectos directos, pero además, las partículas también juegan un papel *indirecto* actuando como núcleos de condensación de nubes y modificando sus propiedades ópticas (incrementando el número de gotas al tiempo que se disminuye su tamaño medio, afectando así su eficiencia de precipitación y también la capacidad de reflejar la radiación solar hacia el espacio).

Por otro lado, resulta muy complicado desacoplar los efectos naturales de los antropogénicos. Extensiones desérticas como el Sáhara son una fuente muy importante de aerosoles minerales que se transportan en altura a regiones remotas, y la actividad volcánica permite incorporar gran cantidad de aerosoles sulfúricos a la estratosfera, donde los tiempos de residencia se prolongan. La actividad humana interviene en el

medio ambiente a través del cambio de la cobertura terrestre, el empleo de combustibles fósiles o la quema de biomasa. El cambio de las propiedades de los suelos afectan (por medio de la erosión y la desertización) a los mecanismos de incorporación de aerosoles a la atmósfera, modificando los aportes naturales. Las propiedades absorbentes de las partículas de carbón generadas por el hombre también afectan gravemente la atmósfera de las zonas urbanas e industriales (afectando la salud humana principalmente por medio de enfermedades respiratorias). En definitiva, no podemos aún estimar el efecto sobre el flujo radiativo, ni decidir cuál es la mejor directriz a seguir si queremos minimizar el impacto humano en el clima futuro.

Experimentalmente existen diversas metodologías de medida. Los contadores de partículas y otros instrumentos *in-situ* automáticos ofrecen una gran resolución temporal tanto de propiedades microfísicas (composición, distribución de tamaños) como radiativas (absorción, índice de refracción). Espacialmente sin embargo son medidas muy limitadas, representativas únicamente de las capas más bajas de la atmósfera en un punto geográfico concreto. La *fotometría solar* a nivel de suelo ofrece una resolución temporal similar aunque limitada a horas diurnas y con cielos despejados. Estas medidas en cambio son representativas de la columna atmosférica completa, y al contrario que las medidas *in-situ*, no perturban el sistema de medida. Un tercer método de medida a nivel de suelo es la técnica LIght Detection And Ranging (LIDAR). Sus rasgos en común con las anteriores técnicas, son una buena resolución temporal y una representatividad geográfica relativamente reducida. Su principal ventaja radica en la posibilidad de conocer en detalle el perfil en altura de la concentración de aerosoles. Al igual que la fotometría solar, es una técnica no intrusiva. Ocasionalmente, los instrumentos de medida a nivel de suelo pueden instalarse en plataformas aéreas y realizar estudios más detallados sobre las características verticales de la atmósfera.

Es fundamental sin embargo realizar un seguimiento global de los aerosoles. Las anteriores técnicas ofrecen una buena resolución temporal pero tienen una escasa cobertura espacial. Por este motivo, en los últimos años se han puesto en marcha algunas misiones encaminadas a la medida de aerosoles desde satélite. Ejemplos son los sensores MODerate-resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS)¹ o Multi-angle Imaging Spectroradiometer (MISR)² que desde el año 2000 miden concentraciones de aerosoles sobre océano y sobre tierra, o el Along Track Scanning Radiometer (ATSR)³, que posee un rango espectral más amplio y mide en dos direcciones angulares diferentes para separar la señal dispersada por los aerosoles y el suelo. Gracias a los productos generados por estos sensores, comenzamos a poder pasar de una fase exploratoria a una fase de cuantificación global. Pero aún queda mucho por recorrer hasta poder obtener una información completamente fidedigna con estos nuevos sensores. En este momento aún no pueden monitorizarse todas las propiedades necesarias para obtener conclusiones definitivas. Y lo que es más importante, la calidad de las medidas y su deficiente resolución temporal (la información se limita a los instantes de paso de los satélites) hacen que su utilidad sea aún bastante limitada y que necesiten de continuas validaciones.

Dado que cada una de las técnicas de medida descritas sólo ofrece una solución parcial del problema, la estrategia más habitual consiste en intentar complementarlas. Lo más

¹<http://modis.gsfc.nasa.gov/>

²<http://www-misr.jpl.nasa.gov/>

³<http://www.atrs.rl.ac.uk/>

común para ello es realizar campañas de medida, donde diversos grupos de investigación aportan su experiencia en una metodología particular, intentando obtener en conjunto una descripción global lo más detallada posible del sistema. Sin embargo, estas campañas son costosas, complejas y relativamente breves, y únicamente se justifican si se realizan en lugares de características muy concretas (cercanías a fuentes dominantes de cierto tipo de aerosol que se desea modelar) o con el objetivo de validar productos de teledetección.

Una segunda aproximación más asequible consiste en el establecimiento de estaciones de medida permanentes a nivel de suelo. Si bien cada una de las estaciones es poco representativa espacialmente, una red a escala internacional permite salvar este escollo. Hasta hace pocos años, estas estaciones estaban poco automatizadas y en todo caso carecían de una buena coordinación y validación de sus productos. En este sentido ha de mencionarse la red Background Air Pollution Monitoring Network (BAPMoN) del World Meteorological Organization (WMO), que históricamente constituyó el primer intento de creación de una red internacional con cerca de 95 estaciones de medida, y que operó entre los años 1972 y 1992. Su actividad cesó oficialmente ya que la falta de homogeneidad en la calibración y toma de datos desaconsejaba el análisis del espesor óptico de aerosoles en estudios científicos [Holben et al., 2001].

Las redes AErosol RObotic NETwork (AERONET)⁴ y SKYNET⁵ son dos redes federadas creadas recientemente con el objetivo de coordinar y mejorar las medidas de aerosoles a nivel de suelo, por medio de fotómetros solares. AERONET está coordinada por la National Aeronautic and Space Agency (NASA) en Estados Unidos, y maneja en este momento cerca de 200 instrumentos distribuidos por todo el mundo. SKYNET está coordinada por la Universidad de Tokyo y su radio de influencia se limita al Este asiático, aunque probablemente durante este año se establecerá en Europa [M. Campanelli, 2005; comunicación personal]. Limitadas de momento a fotometría solar, ambas redes están comenzando a integrar medidas LIDAR e incluso productos de teledetección. Es de destacar que en esta línea, y dentro de la federación de AERONET, se acaba de poner en marcha la Red Ibérica de Medida de Aerosoles (RIMA) que en este momento consta de 9 fotómetros solares CIMEL CE318 distribuidos tanto en territorio nacional como en África.

Enmarcada en este contexto, el objetivo general de esta tesis consiste en la caracterización de los aerosoles atmosféricos en Burjassot con un fotómetro solar CIMEL CE318. Durante el último decenio, el Grupo de Radiación Solar de la Universitat de València ha abordado el estudio de los aerosoles atmosféricos desde el punto de vista de la radiometría solar a nivel de suelo. En una primera tesis doctoral [Utrillas, 1995] se introdujo el uso de las medidas de irradiancia solar espectral (obtenidas con un espectroradiómetro Li-Cor 1800) principalmente para obtener el espesor óptico de aerosoles. Posteriormente Pedrós [2001] abordó el estudio de los aerosoles por medio de un espectroradiómetro Optronic 754L, permitiendo la obtención de las distribuciones de tamaño a partir de medidas de irradiancia espectral directa y radiancia de cielo. Hasta el momento, se prestaba mayor atención al carácter espectral de las medidas radiométricas que no a su resolución temporal. Por su utilización manual, los espectroradiómetros no permitían una cobertura temporal lo suficientemente amplia como para realizar una caracterización climatológica

⁴<http://aeronet.gsfc.nasa.gov/>

⁵<http://atmos.cr.chiba-u.ac.jp/>

de los aerosoles en nuestra región.

A principios del año 2002, y en el marco de la presente tesis, se instaló de forma permanente un fotómetro automático solar CIMEL CE318-2 en el Campus de Burjassot (al que se le sumó en el año 2003 un segundo fotómetro auxiliar, dedicado especialmente a la participación en campañas de campo) que permite (reduciendo la resolución espectral a 8-9 canales) trabajar autónomamente con una resolución temporal mucho mayor. En un futuro próximo ambas unidades formarán parte de la red nacional RIMA, en fase de constitución, y en la cuál nuestro grupo participa activamente. En la actualidad ambos fotómetros operan independientemente de AERONET a pesar de ser el instrumento estándar de esta red. Sí pertenecen sin embargo a la recientemente creada red EUROpean SKYRAD users (EUROSKYRAD) [Campanelli et al., 2004a], de la cuál nuestro grupo es co-fundador.

El primer objetivo específico de la tesis consiste en adoptar una metodología de trabajo que permita obtener las propiedades más importantes de los aerosoles, tanto extensivas (concentraciones en columna, distribuciones de tamaño) como intensivas (índice de refracción, albedo simple, función de fase) con medidas de este nuevo instrumento. El segundo objetivo concreto ha sido la caracterización climatológica de las partículas que dominan la zona metropolitana de Valencia (representada por Burjassot). Por último, se abordan los procesos de transporte atmosférico que se presentan habitualmente y su relación con las propiedades de las partículas. Estos procesos son de gran importancia a la hora de comprender el transporte local, regional y global de los aerosoles, y en el desarrollo de modelos más completos.

La estructura de la memoria es la siguiente:

En el *capítulo 1* se aborda la interacción entre la radiación solar y los componentes atmosféricos. También se exponen las principales propiedades microfísicas y radiativas de los aerosoles.

En el *capítulo 2* se trata la instrumentación, empezando por una breve descripción de los principales instrumentos empleados y las características de las principales estaciones de medida. Las calibraciones de las componentes directa y difusa de los fotómetros solares CIMEL son estudiadas en detalle, dada su importancia.

El *capítulo 3* introduce la metodología de obtención de todos los parámetros necesarios, incluidos los principios de los algoritmos de inversión.

Los resultados se dividen en dos capítulos. En el *capítulo 4* se describe la caracterización climatológica de los aerosoles, incluyendo el estudio de la variabilidad estacional y anual pero excluyendo el análisis de la variabilidad diaria.

El transporte a nivel regional y global se trata en el *capítulo 5*, donde se analizan las rasgos distintivos de las masas de aire que afectan la región. En este capítulo se presenta una metodología que puede ser útil posteriormente para obtener un modelo de predicción simple y funcional de las condiciones de turbiedad.

Por último, en los anexos A y B se catalogan las tablas con los resultados estadísticos presentados en los capítulos 4 y 5 respectivamente, elaborados mes a mes y con el promedio anual.

Capítulo 1

El aerosol atmosférico.

En este primer capítulo se define y se describe el aerosol atmosférico atendiendo a sus componentes y a su comportamiento radiativo. Seguidamente se identifican las propiedades ópticas y microfísicas que los caracterizan en su interacción con la radiación solar (y por tanto determinantes en el forzamiento radiativo) así como se describe el modo por el cuál podemos hallar experimentalmente dichas propiedades.

1.1. Definición

El aerosol se define como una suspensión coloidal de partículas sólidas o líquidas en un gas. Cuando hablamos del aerosol atmosférico, nos referimos por tanto a aquellas partículas (en estado sólido o líquido) que se mantienen en suspensión en el aire y son arrastradas por este en su movimiento. No se incluyen en esta definición las nubes, cuyas gotas están compuestas casi por completo de agua.

Las partículas de aerosol (a las que nos referiremos comúnmente como *aerosoles*) son un constituyente importante de la atmósfera, que interacciona de forma directa con la radiación solar y terrestre, afectando el balance radiativo. Esta interacción puede ser también indirecta, cuando determinado tipo de aerosoles, actuando como núcleos de condensación, activan el proceso de formación de gotas de agua o cristales de hielo. Las propiedades radiativas y dinámicas de las nubes así formadas dependerán por tanto de las propiedades de los aerosoles que las activaron. Por ejemplo, una población anormalmente numerosa de pequeños aerosoles higroscópicos en presencia de una humedad ambiental alta, podría activar la formación de una nube con un número de gotas mucho mayor de lo esperado, y con un radio medio inferior, lo cuál repercutiría en la estabilidad de la población de gotas y finalmente, en su eficiencia de coalescencia y en la precipitación.

La modificación progresiva del medio ambiente por la mano del hombre, afecta directa (emisiones de humos) e indirectamente (cambios en el uso del suelo) la formación y las propiedades de los aerosoles atmosféricos predominantes. Es decir, existe un efecto neto antropogénico sobre el clima regional y global. En último término, el interés científico actual reside en la evaluación cualitativa y cuantitativa de este efecto sobre el clima. Actualmente no disponemos de información suficiente para poder determinar con suficiente precisión el efecto de la actividad humana sobre el clima futuro. En este sentido, varios estudios realizados sobre modelos climáticos permiten entrever al menos la disparidad de resultados, consecuencia de la sensibilidad del clima a los aerosoles atmosféricos.

Existen tres acercamientos diferentes a la necesidad de conocer el sistema aerosol atmosférico, tarea previa a la consideración de sus efectos climáticos. El más directo lo constituye la *caracterización experimental*. Sin embargo hasta hace pocos años no existían redes de medida suficientemente desarrolladas como para proporcionar medidas de suficiente fiabilidad. El segundo acercamiento consiste en realizar un completo y detallado *modelado de sus mecanismos de producción, transporte y deposición*, unido a la consideración de sus propiedades radiativas. El conocimiento incompleto de estos procesos y la necesidad de largos tiempos de computación hacen este camino carente de resultados prácticos realmente concluyentes [Tegen et al., 1997]. Por último, la opción más sencilla durante las últimas décadas la ha constituido el *modelado estadístico* de los aerosoles basándose en promedios temporales y espaciales de las propiedades radiativas experimentales publicadas en la literatura científica. Resultan muy conocidos los modelos de Shettle and Fenn [1979], d'Almeida et al. [1991] y el más reciente OPAC [Hess et al., 1998].

En esta tesis nuestro objetivo principal lo ha constituido la caracterización experimental de las propiedades de los aerosoles atmosféricos por medio de técnicas fotométricas solares. Por tanto, nos decantamos por una metodología experimental. Por sí misma la caracterización experimental podría resultar excesivamente local; sin embargo, fruto del

proyecto nacional DEterminación y PRedicción de la Radiación UltraVioleta Solar en España: Influencia de la columna de ozono, partículas aerosoles y nubosidad (DEPRUVISE) (proyecto REN2000-0903-C03 de la Comisión Interministerial de Ciencia y Tecnología (CICYT)) se han desarrollado (o se están desarrollando) trabajos paralelos en otras estaciones de la península Ibérica (Barcelona, Granada, Valladolid) y las Islas Canarias (Tenerife) que en conjunto ofrecen la primera ocasión de realizar un estudio experimental a escala regional, y detallar así las características propias de la encrucijada de caminos que constituye la región del Mediterráneo occidental en el mosaico climático global, fructificando a finales del año 2005 en la creación de la ya mencionada red nacional RIMA.

1.2. Tipologías

Como es natural, en la bibliografía se pueden encontrar diferentes clasificaciones según la propiedad particular que nos interese describir. Para empezar, ya hemos hablado anteriormente de los aerosoles *antropogénicos* o *naturales*, según que su origen sea la actividad humana directa o la propia interacción natural entre la atmósfera y la superficie terrestre. En este caso, podríamos estar hablando de aerosoles antropogénicos cuando nos referimos a partículas de hollín generadas en la combustión industrial, de vehículos a motor o incluso la quema de rastrojos agrícolas; sin embargo no hablaremos de partículas antropogénicas cuando nos referimos por ejemplo a partículas minerales levantadas del suelo, aunque haya existido una participación humana previa (cambio del uso del suelo). En realidad esta matización solo hace explícita la dificultad de separar la contribución de la actividad humana al aporte total global.

Por los mecanismos de producción, los aerosoles se dividen en *primarios* o *secundarios*. Los primarios son mayoritariamente naturales y se generan directamente en los mares y océanos, las zonas áridas, en las regiones forestales por la actividad biológica, en expulsiones de carácter volcánico... mientras que los secundarios o indirectos se forman en las propias capas atmosféricas, mediante mecanismos de producción que transforman los aerosoles incorporados directamente. Estos mecanismos incluyen las reacciones químicas que generan aerosoles líquidos y sólidos a partir de gases traza, mecanismo denominado Conversión Gas - Partícula (CGP).

La división general más interesante para nosotros es la que se distingue el tamaño y producción / eliminación de los modos de la distribución de volumen. Según la clasificación de Whitby [1980], se identifican los modos de *nucleación*, de *acumulación* y *grueso*.

El modo de nucleación o condensación (también llamado de partículas *Aitken*) lo constituyen los aerosoles más pequeños, creados en el mecanismo CGP a partir de moléculas de gases y por tanto su radio varía desde 0.001 hasta 0.1 μm . Por su pequeño tamaño, constituyen una mínima fracción de la masa total de aerosoles. Radiativamente son poco importantes, y no son detectables con las técnicas fotométricas solares. Su vida es muy breve y su eliminación se produce a través de su papel como núcleos de condensación o bien por agregación, formando aerosoles mayores en mezcla heterogénea.

El modo de acumulación cubre el rango de tamaños entre los 0.1 y 1 μm . Su denominación corresponde al mecanismo de producción, ya que se forman por acumulación de

partículas menores, aunque en realidad en este modo también se encuentra polvo fino y partículas de carbón originadas en la combustión. Radiativamente son las partículas más importantes, tanto por su número como por su eficacia de interacción con la radiación en el rango solar. Por este motivo atraerán gran parte de nuestra atención en la tesis. En ocasiones, se suele hablar del modo *fino* agrupando los modos de nucleación y de acumulación. También actúan como núcleos de condensación, siendo eliminados en el proceso de precipitación de las gotas formadas.

El tercer modo representa los aerosoles gruesos y abarca cualquier aerosol por encima de $1\ \mu\text{m}$. El límite máximo es $100\ \mu\text{m}$ y viene dado por la imposibilidad de permanecer en suspensión en el aire. Partículas de tamaño superior a $100\ \mu\text{m}$ pueden incluirse en este grupo, aunque su tiempo de residencia es muy breve. El mecanismo de producción es esencialmente primario, a través de la interacción de las capas bajas atmosféricas con la superficie terrestre. El modo grueso tiene en la sedimentación por gravedad su más eficiente mecanismo de eliminación.

Clasificación por componentes

D'Almeida et al. [1991] recogen una clasificación basada en la fuente del material que compone el aerosol, que también resultará de interés en posteriores discusiones. Esta clasificación distingue entre *sales marinas*, *minerales*, *sulfatos*, *nitratos*, *compuestos orgánicos*, *sustancias carbonáceas*, *fuentes volcánicas* y *fuentes extraterrestres*, aunque no trataremos estas últimas por representar una proporción despreciable.

Sales marinas. Las partículas de sal marina se generan en ambientes marítimo-oceánicos, a partir de varios procesos físicos. El más importante de ellos es la formación de la espuma marina y consecuentemente, la de pequeñas burbujas de agua que al explotar inyectan chorros de gotículas en el aire. Estas gotas en suspensión evaporan parte del agua hasta la saturación salina, y en condiciones termodinámicas favorables se produce la cristalización. Los tamaños típicos detectados varían entre 0.1 y $100\ \mu\text{m}$. Dado que dos tercios de la superficie terrestre está cubierta por océanos, no es de extrañar que las sales marinas sean el componente más frecuente a nivel global.

Radiativamente se comportan como partículas no absorbentes, y según el grado de humectación pueden poseer forma esférica. La parte real del índice de refracción se encontrará entre la del agua pura (1.33) y la de las sales que contenga. Dado su carácter higroscópico afectan la formación de brumas, nieblas y nubes.

Minerales. Esta clase la componen las partículas originadas de forma primaria en la interacción del aire con la corteza terrestre, e incluye desde partículas de suelo hasta polvo desértico. Se producen debido a la abrasión de la roca y posterior erosión del suelo producida por los meteoros, y se incorporan a la atmósfera gracias a la acción del viento y de los gradientes de temperatura vertical. Por este motivo son especialmente importantes en las proximidades de las zonas desérticas o semidesérticas donde la abundancia de material particulado y los fuertes gradientes verticales de temperatura permiten incorporar el polvo a las capas altas, y desde allí, transportarlo a grandes distancias. Aunque generalmente se trata de partículas de modo grueso, lo cierto es que también poseen tamaños menores de $0.1\ \mu\text{m}$. De nuevo es

un componente muy importante a nivel global, ya que la extensión espacial de sus fuentes ocupa un tercio de la superficie terrestre.

Aunque su composición es variable y depende de la región donde se originaron, son aerosoles absorbentes y con una parte real del índice de refracción alrededor de 1.50. Su forma es por lo general muy irregular, complicando su modelización.

Sustancias carbonáceas. Las partículas de carbón son un subproducto de la combustión, encontrándose en ocasiones ligada a la actividad humana. Se identifican varias especies, según sea su fuente, y se pueden encontrar tanto aerosoles primarios (cadenas de agregados formados en la fase de combustión) como secundarios, a partir de mecanismos CGP en un gas orgánico supersaturado. Globalmente son de importancia especial los aerosoles generados tanto en la quema de grandes extensiones de biomasa forestal como aquellos ligados a la actividad industrial y urbana. El tamaño de estos agregados es principalmente submicrométrico, y está compuesto de grafito y de otros productos orgánicos primarios. El hollín es especialmente importante en sus implicaciones climáticas, ya que es muy absorbente. De todos modos, resulta difícil evaluar sus propiedades y su contribución global porque sus fuentes son difícilmente catalogables, y porque las propiedades de los aerosoles dependen fuertemente del combustible y el tipo de combustión que lo originó. Por ejemplo, en las grandes quemas de biomasa estudiadas por Reid et al. [1998], se comprobó cómo el tamaño de las partículas aumentaba con el tiempo de residencia, causado por el fenómeno de agregación. También es relevante conocer el tipo de combustión, ya que en la combustión sin llama, la cantidad de oxígeno disponible es menor, las temperaturas que se alcanzan son también menores, y por tanto los compuestos generados poseen un contenido mayor en hollines y productos carbonados no oxidados. Algo similar ocurre en los motores de combustión interna. En este caso, los motores Diesel producen una cantidad mucho mayor de partículas que los motores de gasolina, ya que la relación estequiométrica de combustión es más desfavorable, produciendo la deshidrogenación de las moléculas orgánicas en lugar de su combustión. La diferente distribución de este tipo de motores en las regiones industrializadas determinará por tanto la mayor importancia regional de una propiedad u otra. El índice de refracción real de estas especies ronda el valor de 1.75. En la parte imaginaria, puede variar un factor tres según el tipo de aerosol.

Sulfatos. Los sulfatos son la forma termodinámicamente más estable del azufre en la atmósfera, y se produce bien por oxidación de ciertos gases precursores, bien por aportación directa (natural y antropogénica). La aportación antropogénica del sulfato se estima en la mitad del total (mayor en regiones densamente pobladas e industrializadas), y se produce por lo general en los procesos relacionados con los combustibles fósiles. La aportación natural es principalmente biogénica (flora y organismos marinos). Los sulfatos de origen volcánico constituyen una fuente menor por su carácter esporádico. La importancia de los sulfatos reside tanto en la extensión de sus fuentes como en su carácter fuertemente higroscópico.

Nitratos. Los nitratos son compuestos finales de una larga serie de reacciones químicas que involucran gases minoritarios de origen tanto natural como antropogénico. En el medio ambiente, los precursores se producen en los suelos debido a la acción

biológica de las bacterias (descomposición) y al igual que los sulfatos, la contribución humana está relacionada con los procesos de combustión, por lo que es un componente importante en ambientes urbanos.

Compuestos orgánicos. Globalmente los compuestos orgánicos son poco importantes, y sus mecanismos de producción de tipo CGP, no completamente esclarecidos, son más bien antropogénicos y por tanto están ligados a grandes aglomeraciones urbanas. En el medio ambiente se producen en las masas forestales. Dada su relativa poca importancia, no se consideran en este trabajo.

Fuentes volcánicas. Las erupciones volcánicas, a causa de su actividad esporádica pero intensa, generan uno de los tipos de aerosol más efectivos radiativamente, y por tanto más importantes desde el punto de vista climático. La principal característica de estos aerosoles es que son inyectados en la estratosfera. Desde allí, son distribuidos a todo el planeta merced a la circulación general de vientos en altura y al mayor tiempo de residencia de las partículas. Consta de cenizas volcánicas, con tamaños mayores de $1\ \mu\text{m}$ y de gotas de H_2SO_4 con radios entre 0.001 y $1\ \mu\text{m}$.

En la realidad, los aerosoles una vez creados están sujetos a numerosas interacciones con la radiación solar, el vapor de agua y otras partículas de diferente tipo. La interacción con el vapor de agua conlleva el crecimiento de las partículas por absorción del agua, si estas son higroscópicas. La interacción con otros tipos de partículas conlleva inicialmente una mezcla *externa*, en la que las partículas homogéneas conviven sin sufrir coagulación. Con el tiempo, las partículas coagularán y formarán una mezcla *interna*, que puede ser a su vez homogénea o heterogénea. Las propiedades de la mezcla serán así una resultante compleja de las propiedades de cada uno de los componentes que la forman.

Clasificación climatológica

Una vez definidas las fuentes básicas de aerosoles e introducido el proceso de mezcla, podemos realizar una clasificación más útil que persigue describir el carácter climático de las mezclas existentes. Aunque la proporción de cada componente es evidentemente una función compleja de la proximidad e intensidad de las fuentes, en la bibliografía pueden encontrarse diversos intentos de reducir esta variabilidad en una serie limitada de tipos básicos. Los modelos de Shettle and Fenn [1979], d'Almeida et al. [1991] y Hess et al. [1998] son un ejemplo de ello. El modelo OPAC [Hess et al., 1998] incluye un software para poder calcular las propiedades de mezclas externas con propiedades variables en función de la humedad relativa. En nuestro caso nos basamos en la clasificación de d'Almeida et al. [1991], ya que se centra únicamente en los aerosoles y no trata las distribuciones de gotas de lluvia, como hacen Hess et al. [1998].

Según esta clasificación, se definen cinco tipos básicos con eventuales subtipos, cuya nomenclatura está directamente relacionada con la composición y región donde se generan. Más tarde serán de gran utilidad a la hora de discutir la influencia de las masas de aire dominantes en Valencia.

Aerosoles marítimos. Dada la extensión global de las masas oceánicas, este tipo de aerosol es de los climatológicamente más importantes. Está formado principalmente por sustancias solubles en agua y partículas salinas. Globalmente los océanos son

también la fuente más importante de partículas biogénicas. Dada su interacción con otros macro-tipos se definen tres subclases:

- *Marítimo limpio:*

Se trata del aerosol marítimo puro encontrado en regiones oceánicas remotas, y consiste en sulfatos biogénicos (*Non Sea Salt (NSS) sulfates* según terminología anglosajona) y sales marinas, las cuales se encuentran en todo el rango de tamaños. En general, definen atmósferas bastante limpias, siendo su concentración función de la velocidad del viento a través de los mecanismos de generación de espuma. Su variabilidad diaria es débil, con un máximo ocasional durante las horas centrales del día [Smirnov et al., 2002].

- *Marítimo mineral:*

Dado que las partículas de polvo desértico son fácilmente transportadas a grandes distancias de sus fuentes, es fácil encontrar regiones del planeta donde las partículas marinas se mezclan con aerosoles de origen desértico. Inicialmente ambos aerosoles se encuentran en capas a diferentes alturas, con las partículas marinas en las capas superficiales y el polvo ubicado en una o más capas superiores [Nalli et al., 2005]. Con el tiempo, las partículas minerales van sedimentando hacia capas más bajas, produciéndose una mezcla en capa única. De este modo la distribución de tamaños del polvo mineral también se modifica, estrechándose el rango de tamaño y disminuyendo la razón de mezcla. Este tipo de aerosol resulta de gran interés en nuestra región, donde las partículas de polvo sahariano se mezclan con masas de aire de dominio marítimo mediterráneo o atlántico.

- *Marítimo contaminado:*

Este aerosol se produce por la mezcla entre el aerosol marítimo puro y masas de aire de regiones muy contaminadas (contaminación urbana, industrial o quemas de biomasa). Es un tipo de aerosol importante dado su gran papel en la creación y modificación de nubes.

Aerosoles continentales. Para reflejar la inmensa variedad de sustancias que pueden formar parte de este tipo de aerosol tan variable geográficamente, se definen cuatro subtipos.

- *Continental puro:*

Conocido también por *rural* en la nomenclatura de Shettle and Fenn [1979], está compuesto principalmente por sustancias solubles en agua y partículas minerales. Es propio de regiones alejadas de fuentes de contaminación como puedan ser zonas rurales.

- *Forestal puro:*

Corresponde al aerosol que cabe esperar en regiones forestales densas y muy extensas (por ejemplo selvas centroafricanas). Son fuentes muy intensas de precursores gaseosos que derivan en sulfatos, nitratos y aerosoles orgánicos. Su importancia viene dada también por su capacidad de actuar como núcleos de condensación. La falta de datos y la gran distancia que nos separa de sus fuentes lo hacen un aerosol de poco interés en nuestro análisis.

- *Continental promedio:*

Este tipo responde a la necesidad de representar regiones rurales influenciadas por el transporte de aerosoles antropogénicos. A su composición añade el hollín, en un porcentaje variable.

- *Urbano:*

En este caso predomina la influencia de los aerosoles antropogénicos, originados por la actividad industrial, residencial, agrícola y por el tráfico a motor. Su composición es muy compleja, aunque contiene proporciones variables de hollín, polvo, sulfatos, nitratos y material orgánico.

Aerosoles desérticos. Nuestra proximidad geográfica a las regiones desérticas del norte de África (las mayores del mundo de hecho) hacen de este aerosol uno de los más importantes. La variabilidad de sus propiedades físicas (distribución de tamaños) y químicas (índice de refracción) lo hacen muy complicado de modelizar. Su gran tiempo de residencia (desde horas en las regiones cercanas hasta semanas en la ITCZ) le permiten sin embargo interaccionar con muchos otros tipos de aerosol y afectar claramente el balance radiativo terrestre. Por otro lado, su composición básicamente consiste en partículas minerales, sin generación secundaria.

Aerosoles árticos. Las fuentes principales del llamado aerosol ártico se encuentran en las plataformas continentales del norte, especialmente Eurasia, y en los océanos que las circundan. Ello hace que entre los principales componentes se cuenten aerosoles minerales y aerosoles marinos. El rasgo distintivo de las regiones polares es la llamada *artic haze* o bruma ártica [Bodhaine and Dutton, 1993]. La situación de los frentes polares al sur de las regiones más industrializadas permite que las masas de aire contaminadas lleguen en el invierno y primavera a las regiones árticas, donde estos aerosoles residen durante largos períodos ya que no se produce apenas precipitación. Durante el resto del año, el frente polar más elevado hace de barrera frente a las masas contaminadas, protegiendo la región de este tipo de aerosol. En nuestra región su importancia es despreciable.

Aerosoles antárticos. Obviamente de ningún interés en nuestro análisis, el aerosol antártico es menos variable que el aerosol ártico dada su lejanía a fuentes de contaminación troposférica. Lo formarían también aerosoles marítimos, minerales y sulfatos.

1.3. Propiedades

En la atmósfera se presentan fundamentalmente dos fenómenos de dispersión diferentes, debidos a las moléculas de aire (dispersión *molecular* o de *Rayleigh*) y a los aerosoles (dispersión de *Mie*).

La teoría de Rayleigh (1842 – 1919), publicada en 1899, fue desarrollada para demostrar por medio de la teoría electromagnética de Maxwell, que el color azul del cielo se debía a la dispersión de la radiación solar por las moléculas de aire. Asumiendo que los núcleos de dispersión son pequeños comparados con la longitud de onda, Rayleigh conseguía describir correctamente la distribución espectral de luz en el cielo, así como su polarización.

La teoría analiza la dispersión molecular como una solución de las ecuaciones de Maxwell, que describe las ondas electromagnéticas secundarias emitidas por los dipolos eléctricos cuando son excitados por una onda electromagnética incidente. La solución comporta una dependencia de la intensidad dispersada proporcional a λ^{-4} y poco dependiente del ángulo de dispersión. Para la interacción de la radiación solar con las moléculas atmosféricas, esto implica una mayor selectividad cromática para el rango azul del espectro visible, y por tanto el resultado es una coloración amarillenta del disco solar y azulada del cielo. Si subimos a una montaña podremos observar cómo el disco solar se torna de un blanco más puro y el cielo se vuelve azul oscuro. Gradualmente el azul oscuro pasaría a negro conforme incrementásemos la altura, al enrarecerse la atmósfera.

Por otra parte, Gustav Mie (1869 – 1957) resolvió en 1908 el problema de la interacción de una onda plana electromagnética con una esfera dieléctrica, asumiendo que ésta es homogénea e isotrópica. La teoría (conocida como *teoría de Mie* o de *Lorentz-Mie*) hace de puente entre la teoría de Rayleigh de dispersión molecular y la óptica geométrica que se aplica a las gotas de lluvia, y permite una solución analítica de la dispersión de la radiación por esferas del orden de la longitud de onda incidente. Para una descripción detallada de la teoría, puede consultarse el trabajo clásico de Van de Hulst [1957] o el más actual de Bohren and Huffman [1983].

La formulación describe dos propiedades ópticas básicas, que son la absorción y la dispersión de la radiación por una partícula esférica¹. Estas propiedades dependen del denominado *parámetro de tamaño* (x) definido por la relación entre el radio de la partícula y la longitud de onda de la radiación incidente ($2\pi r/\lambda$), así como del índice de refracción m que depende de la composición química de la partícula. La radiación dispersada es dependiente también del ángulo de dispersión Θ , y la función adimensional que describe su distribución angular se denomina *función de fase*. La teoría de Mie por tanto permite enlazar las propiedades ópticas y las propiedades microfísicas de las partículas.

La teoría de Mie a pesar de estar basada en los mismos principios que la de Rayleigh, resulta mucho más complicada. Al ser ahora el tamaño de la partícula comparable a la longitud de la onda incidente ($x \sim 1$), se producen patrones de interferencia entre las ondas parciales emitidas por los multipolos de la partícula, que poseen diferencias de fase. Por este motivo, A) la solución resulta mucho más compleja, obteniendo una muy fuerte dependencia angular. La solución de la función de fase predice además B) un aumento (comparado con la dispersión Rayleigh) de la intensidad dispersada hacia adelante (*forward scattering*). Por último, C) la selectividad cromática de la dispersión disminuye. Una implicación inmediata y fácilmente corroborable es que los aerosoles de tamaños alrededor de $1 - 10 \mu\text{m}$ dispersan la radiación solar del rango visible sin una gran dependencia cromática, resultando en una luz difusa blanca, como en el caso de las nubes o nieblas. Por último, estas tres características de la dispersión Mie convergen con los resultados de la dispersión Rayleigh cuando x disminuye. Por el contrario, se hacen más acusadas para mayores relaciones de tamaño.

El modelado atmosférico del efecto radiativo de los aerosoles se realiza resolviendo la ecuación de transferencia radiativa [Thomas and Stamnes, 1999] y requiere las siguientes propiedades ópticas de las partículas: *espesor óptico de aerosoles* $k_a(\lambda)$, que

¹También describe la *polarización* de la radiación dispersada, que no trataremos aquí.

representa la carga total de aerosoles; *función de fase* $P(\Theta; \lambda)$, que describe la dependencia angular de la dispersión; y *albedo simple de dispersión* $\omega_0(\lambda)$, que da la relación entre la radiación dispersada y la extinguida. El albedo simple de dispersión determina el signo del forzamiento radiativo, mientras que la asimetría de la función de fase y el espesor óptico determinan la intensidad del forzamiento [Dubovik et al., 2002a]. Los modelos de aerosoles generalmente asocian las propiedades radiativas anteriores con las propiedades físico-químicas de las partículas (*tamaño, composición y forma*), por lo que pueden derivarse unas de las otras. En este trabajo nuestro interés se centra en la caracterización de las propiedades ópticas y microfísicas de los aerosoles en la región de Valencia, a partir de las medidas experimentales de radiancia de cielo. De estas pueden derivarse posteriormente las propiedades radiativas y por tanto, estimar el forzamiento radiativo.

1.3.1. Propiedades microfísicas

Tamaño

El tamaño de las partículas (determinado por su radio) está comprendido aproximadamente entre 0.001 y $100 \mu\text{m}$ y viene descrito fundamentalmente por la función de *distribución de tamaño* numérica $n(r)$, definida en este trabajo como

$$n(r) = \frac{dN}{d \ln r} \quad (1.1)$$

que representa el número de partículas de radios comprendidos entre $\ln r$ y $\ln r + d \ln r$ en una columna atmosférica de sección unidad. En esta definición N representa el número de partículas totales en la columna completa, y se obtendría integrando como

$$N = \int_0^\infty n(r) d \ln r \quad (1.2)$$

De la función de distribución pueden calcularse también sus *momentos* M_k , definidos por

$$M_k = \int_0^\infty r^k n(r) d \ln r \quad (1.3)$$

donde k hace referencia al orden del momento. Con ellos podemos expresar el número N , superficie S y volumen V total de las partículas en la columna escribiendo:

$$N = M_0 \quad (1.4)$$

$$S = 4\pi M_2 \quad (1.5)$$

$$V = \frac{4\pi}{3} M_3 \quad (1.6)$$

pudiendo también definir las distribuciones de *superficie* $s(r)$ y *volumen* $v(r)$, a partir de la numérica:

$$s(r) = \frac{dS}{d \ln r} = 4\pi r^2 \frac{dN}{d \ln r} \quad (1.7)$$

$$v(r) = \frac{dV}{d \ln r} = \frac{4\pi r^3}{3} \frac{dN}{d \ln r} \quad (1.8)$$

En esta memoria trabajaremos con la distribución de tamaño en volumen $v(r)$ a la cuál nos referiremos simplemente como *distribución de tamaño* sin especificar que se trata de la distribución volumétrica. El interés de trabajar con una u otra distribución depende de la aplicación. Por ejemplo cuando se trabaja en química atmosférica sería más adecuado adoptar la distribución de superficie, ya que las velocidades de reacción dependerán de la superficie de contacto que ofrecen las partículas, y no de su número o volumen. Actualmente en los trabajos centrados en las propiedades radiativas de aerosoles es más habitual emplear la distribución de volumen, ya que en las otras representaciones no pueden observarse los modos de acumulación y grueso simultánea y adecuadamente, impidiendo un modelado preciso. En la Figura 1.1 se muestra una misma distribución de tamaño en sus tres representaciones.

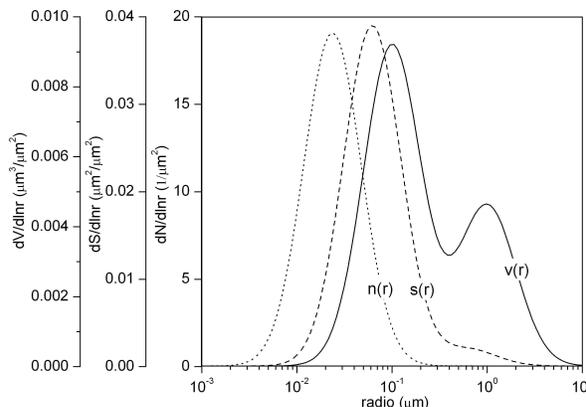


Figura 1.1: Distribución de tamaños expresada en número $n(r)$, superficie $s(r)$ y volumen $v(r)$. En la distribución de volumen pueden observarse ambos modos mejor definidos (del autor).

Radiativamente [Van de Hulst, 1957] resulta de interés definir el *radio efectivo* r_{eff} expresado en función de los momentos como

$$r_{eff} = \frac{3V}{S} = \frac{M_3}{M_2} \quad (1.9)$$

que representa la relación entre el volumen y el superficie total.

Existen diversas funciones de distribución para caracterizar la distribución de tamaños experimental. La primera, más simple y más extendida es la debida a Junge [1952] que observó cómo para radios entre 0.1 y 10 μm la distribución se podía ajustar por una ley potencial [Schmid et al., 1997]:

$$\frac{dN}{d \ln r} = cr^{-\nu} \quad (1.10)$$

donde c es un parámetro de concentración y el exponente ν determina la pendiente de la distribución. Además ν está relacionado con el exponente de Ångström (definido en

el apartado 1.3.2) por la igualdad $\nu = \alpha + 2$ bajo algunas restricciones [Schmid et al., 1997]. Esta función, a pesar de su simplicidad, gozó de gran éxito ya que permite obtener analíticamente la variación espectral del espesor óptico con la longitud de onda a través de la teoría de Mie. Más aún, posee cierto sentido físico: con ella Friedlander [1960] determinaba el balance entre la creación de nuevas partículas y su sedimentación por coagulación.

Sin embargo, la función adoptada por Junge no describe adecuadamente las partículas gruesas encontradas en la distribución de tamaños experimental. Davies [1974] introdujo una función de distribución lognormal. Esta función, en la forma adoptada por nosotros se escribe para un modo i como:

$$\frac{dV_i}{d \ln r} = \frac{V_i}{\sqrt{2\pi \ln \sigma_i}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln(r/r_{M_i})}{\ln \sigma_i} \right)^2 \right] \quad (1.11)$$

donde r_{M_i} es el radio modal y $\ln \sigma_i$ es la desviación estándar de $\ln r$. Esta función resulta adecuada para describir la formación de partículas a partir de una única fuente i . Además la función es aditiva y permite describir una mezcla de aerosoles que provienen de n fuentes individuales:

$$\frac{dV}{d \ln r} = \sum_{i=1}^n \frac{dV_i}{d \ln r} \quad (1.12)$$

Actualmente la función lognormal es la más empleada, ya que permite describir adecuadamente las distribuciones experimentales en función de sus componentes y deducir así la naturaleza de sus fuentes.

Composición química

La composición química del aerosol determina sus propiedades radiativas, especialmente a través del índice de refracción complejo expresado por $m = n - ki$. Esta es una magnitud dependiente de la longitud de onda aunque frecuentemente se desprecia su comportamiento espectral en el rango visible [Nakajima et al., 1996] (ver Figura 1.2). La parte real del índice (n), que determina la desviación de la onda incidente, varía entre 1.33 del agua pura y 1.75 del hollín. A mayor índice, mayor efecto de la partícula sobre la radiación incidente.

Por otro lado, la parte imaginaria k determina la capacidad de absorción de la radiación. Valores altos implican mayor absorción. El índice varía entre el valor prácticamente nulo para las partículas de sal marina, y alrededor de 0.4 para algunos hollines. Estos valores han sido obtenidos de d'Almeida et al. [1991] para $\lambda=500$ nm. En un caso real, nos encontraremos con valores intermedios entre los componentes que forman el aerosol. El índice de refracción es un parámetro muy útil a la hora de identificar la fuente de los aerosoles en nuestras medidas experimentales, aunque su cálculo es muy sensible a errores y no siempre es posible determinarlo con suficiente bondad. Es más, muchos de los algoritmos de cálculo precisan como entrada el valor del índice de refracción, prefijado por el usuario [Nakajima et al., 1996].

Forma

Los aerosoles atmosféricos han sido considerados habitualmente como partículas esféricas. El motivo es que la dispersión de la radiación por partículas no esféricas no se encuentra suficientemente estudiada y resulta muy complicada [Mischenko et al., 2002; Dubovik et al., 2002b], de modo que los modelos más habituales suponen partículas esféricas (teoría de Mie). En este trabajo se han supuesto modelos que asumen esfericidad.

En general sin embargo, lo más habitual es que no tenga por qué ser así. El caso más evidente son las partículas minerales, cuya forma es inabordablemente compleja. Algunos agregados también poseen formas poco esféricas. El efecto de las partículas no esféricas es un tema de actualidad, y tiene gran importancia cuando el aerosol predominante es de tipo mineral. Cuando esto sucede y el modelo empleado para derivar las propiedades ópticas asume esfericidad, suele observarse un modo de acumulación artificialmente incrementado, ya que es la forma en que el código de inversión compensa el efecto óptico de la no esfericidad en las medidas de radiancia de cielo.

Por fortuna, los aerosoles dominantes en el modo de acumulación, que es el que interacciona con más efectividad con el rango visible, son de tipo antropogénico (por ejemplo sulfatos) que sí poseen formas esféricas gracias a su avidez por el vapor de agua atmosférico. Según Von-Hoyningen and Wendisch [1997], las partículas mayores de $1\ \mu\text{m}$ pueden considerarse asimismo esféricas si la humedad relativa excede del 80%. Dada la proximidad al mar de nuestra estación, y la influencia constante de la polución urbana

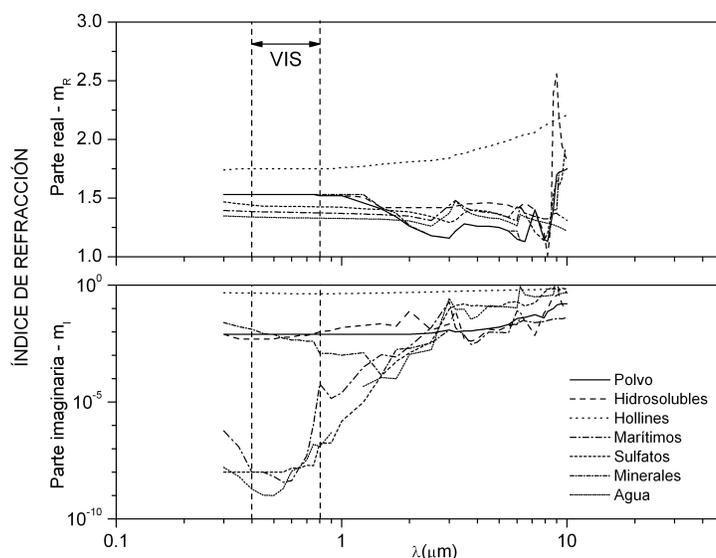


Figura 1.2: Dependencia espectral del índice de refracción según d'Almeida et al. [1991] y Shettle and Fenn [1979]. En la región del visible es relativamente independiente de la longitud de onda (del autor).

de la zona metropolitana de Valencia, la hipótesis de esfericidad sólo dejará de tener validez cuando se produzcan intensas intrusiones de polvo sahariano.

1.3.2. Propiedades ópticas o radiativas

A partir de las propiedades microfísicas, y por virtud de la teoría de Mie, pueden obtenerse las características radiativas que necesitamos para estimar el forzamiento radiativo de los aerosoles. D'Almeida et al. [1991] deduce de esta forma las propiedades radiativas en su modelo climatológico global.

Espesor óptico

El espesor óptico es la magnitud más simple para caracterizar la carga de aerosoles presente en la atmósfera [Holben et al., 2001]. Representa la extinción debida a la suma de dispersión y absorción espectral de las partículas, normalizada en la vertical o columna atmosférica.

Según la teoría de Mie, el espesor óptico de extinción de aerosoles en la columna se puede obtener como la suma de la extinción de las partículas:

$$k_a(\lambda, m) = \int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi r^2 Q_{ext}[x, m] \frac{n(r)}{r} dr \quad (1.13)$$

donde $Q_{ext}[x, m]$ es el *factor de eficiencia de extinción de Mie* de una partícula de radio r e índice de refracción m que interactúa con una onda de longitud de onda λ , tal que $x = 2\pi r/\lambda$. La sección eficaz de dispersión de una partícula aislada será:

$$\sigma_{ext}[x, m] = \pi r^2 Q_{ext}[x, m] \quad (1.14)$$

que representa la extinción de la radiación incidente λ por una partícula de radio r e índice m .

En la Figura 1.3 se ha representado el factor de eficiencia para tres valores del índice de refracción m , en función del parámetro de tamaño x . En ella se observa que: A) Q_{ext} posee una naturaleza oscilante y muy variable especialmente para x pequeños, amortiguándose las oscilaciones asintóticamente sobre de un valor de 2 (una partícula grande extingue el doble de la radiación que intercepta geoméricamente [Liou, 1980]), B) el máximo primario de la eficiencia de extinción se encuentra alrededor de un x entre 2 y 8, es decir, con r y λ del mismo orden de magnitud, C) conforme crece n el máximo de eficiencia se produce a menores x , D) para x grandes, el efecto del índice de refracción disminuye, es decir, es menos dependiente de la composición química de la partícula y E) tanto los máximos y mínimos principales como las pequeñas oscilaciones se desvanecen progresivamente al crecer k , es decir, la absorción.

Como veremos en el capítulo 3, el espesor óptico resulta fácilmente calculable a partir de las medidas experimentales de irradiancia directa, ya que viene determinada directamente por la transmisividad atmosférica. La dependencia espectral del espesor óptico se parametriza habitualmente mediante la ley de Ångström:

$$k_a(\lambda) = \beta \lambda^{-\alpha} \quad (1.15)$$

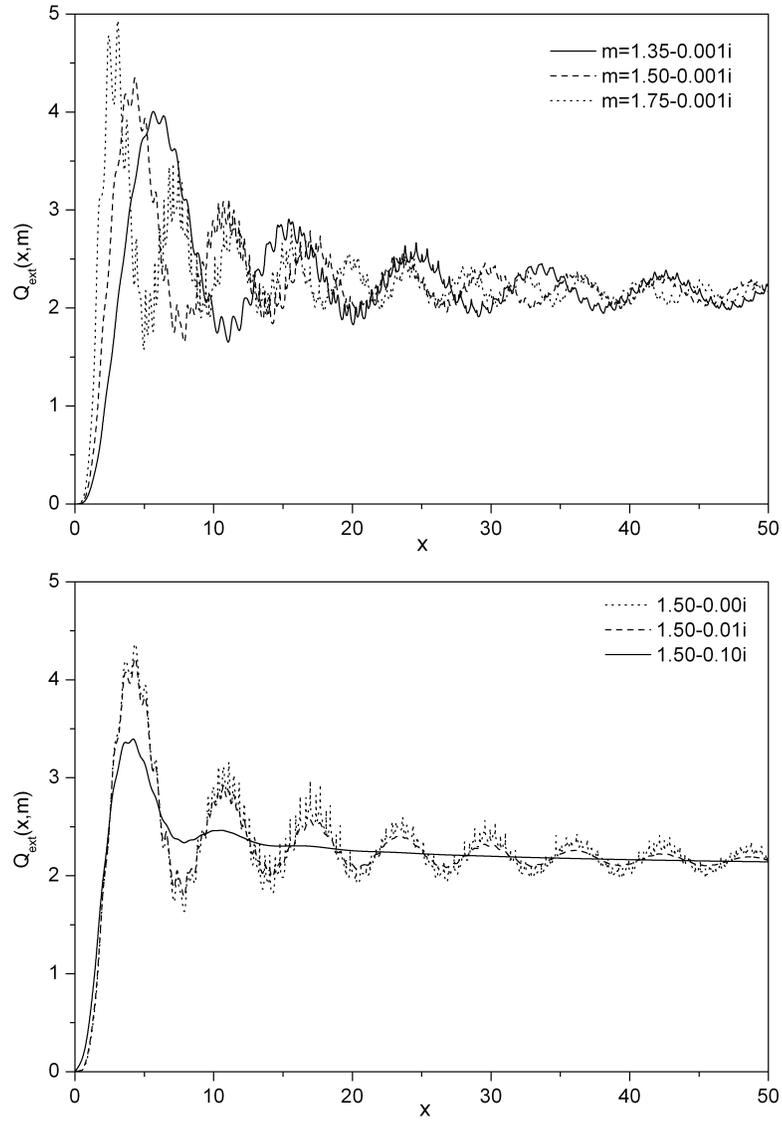


Figura 1.3: Representación del coeficiente de extinción de Mie $Q_{ext}[x, m]$ en función de x para tres valores diferentes de la parte real e imaginaria del índice de refracción (del autor).

donde α y β son dos parámetros de ajuste. Cuando λ se expresa en μm , el parámetro β se denomina parámetro de turbiedad y coincide por definición con el espesor óptico a $1 \mu\text{m}$, mientras que α es el exponente de Ångström y se encuentra directamente relacionado con la distribución de tamaños de Junge (ecuación 1.3.1). Habitualmente se utiliza para discutir la proporción relativa de partículas finas y gruesas en la distribución de tamaños, sin necesidad de calcular ésta. Su valor varía entre 0 y 4, más próximo a 4 cuanto mayor es la proporción de partículas finas en la distribución.

Albedo de dispersión simple

El espesor óptico considera la extinción de la radiación incidente sin tener en cuenta si ésta se produce por absorción o por dispersión. La teoría de Mie también define el *factor de eficiencia de dispersión* Q_{dis} para una partícula, a partir del cuál se puede obtener la relación entre la extinción producida por dispersión y la total, y que define el albedo simple de dispersión ω_0 de la partícula como:

$$\omega_0(x, m) = \frac{Q_{dis}[x, m]}{Q_{ext}[x, m]} \quad (1.16)$$

De modo análogo que para el cálculo del espesor óptico de extinción (ecuación 1.13), podemos definir el espesor óptico de dispersión como:

$$k_a^{dis}(\lambda, m) = \int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi r^2 Q_{dis}[x, m] \frac{n(r)}{r} dr \quad (1.17)$$

donde la sección eficaz de dispersión de la partícula ahora viene dada por:

$$\sigma_{dis}[x, m] = \pi r^2 Q_{dis}[x, m] \quad (1.18)$$

Combinando las expresiones 1.13 y 1.17 se puede obtener el albedo simple de dispersión en la columna atmosférica en la forma:

$$\omega_0(\lambda, m) = \frac{k_a^{dis}(\lambda, m)}{k_a^{ext}(\lambda, m)} \quad (1.19)$$

y su valor está comprendido entre 0 y 1. El albedo simple de dispersión indica la absorción del aerosol, poseyendo valores cercanos a 1 cuando se trata de partículas poco absorbentes.

Función de fase

La función de fase del aerosol en la columna atmosférica viene dada por

$$P_a(\lambda, \Theta, m) = \frac{1}{k_a^{dis}(\lambda, m)} \int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi r^2 p(x, m, \Theta) \frac{n(r)}{r} dr \quad (1.20)$$

y representa la distribución angular de energía dispersada. La función $p(x, m, \Theta)$ es la función de fase de una partícula aislada, obtenida con la teoría de Mie. Θ es el ángulo de dispersión, descrito por las coordenadas polares (θ, ϕ) con origen de coordenadas en el centro de la partícula. Las funciones de fase se encuentran normalizadas en el espacio,

de modo que la suma de la energía dispersada en todas direcciones es el ángulo sólido 4π :

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi P_a(\lambda, \Theta, m) \sin \theta d\theta d\phi = 4\pi \quad (1.21)$$

y dado que la función posee simetría con el ángulo azimutal de dispersión ϕ , la integral con el ángulo sólido queda como

$$\int_0^\pi P_a(\lambda, \theta, m) \sin \theta d\theta = 2 \quad (1.22)$$

En la Figura 1.4 se representa la función de fase para el caso de una onda $\lambda=0.5 \mu\text{m}$ que interactúa con A) una partícula de $0.01 \mu\text{m}$ ($x \sim 0.1$), B) una partícula de $0.1 \mu\text{m}$ ($x \sim 1$), C) una partícula de $1 \mu\text{m}$ ($x \sim 10$) y D) una partícula de $10 \mu\text{m}$ ($x \sim 100$). En la figura se observa cómo la función de fase para el caso A resulta bastante simétrica alrededor de $\theta = 90^\circ$, mientras que para el caso D la simetría se ha roto completamente en favor de una dispersión frontal, mucho más compleja. De hecho para partículas grandes, la dispersión se produce especialmente para ángulos de dispersión menores de 2° ó 3° alrededor del sol. Por ello, es indispensable medir la radiancia en la aureola solar si se pretende derivar la distribución de tamaño, ya que se maximiza la información disponible de las partículas del modo grueso.

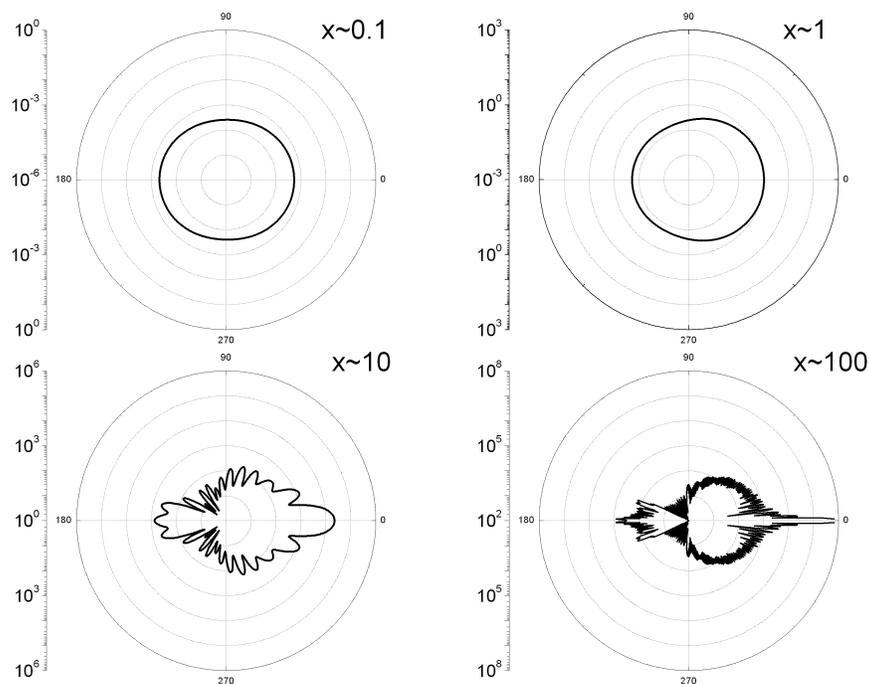


Figura 1.4: Funciones de fase para cuatro casos de interacción entre una onda y una partícula. Funciones de fase calculadas con el software *Scatlab* [Bazhan, 2003].

Si expresamos la función de fase en términos de polinomios de Legendre P_ℓ :

$$P_a(\lambda, \Theta, m) = \sum_{\ell=0}^N \tilde{\omega}_\ell P_\ell(\Theta) \quad (1.23)$$

donde $\tilde{\omega}_\ell$ son los coeficientes del desarrollo y se obtienen por:

$$\tilde{\omega}_\ell = -\frac{2\ell+1}{2} \int_0^\pi P_a(\lambda, \Theta, m) P_\ell(\Theta) \sin \Theta d\Theta \quad (1.24)$$

para $\ell = 0, 1, \dots, N$. El primer término del desarrollo ($\ell = 0$) representa la normalización de la función de fase, por lo que $\tilde{\omega}_0 = 1$. El coeficiente del segundo término ($\ell = 1$) resulta:

$$\tilde{\omega}_1 = -\frac{3}{2} \int_0^\pi P_a(\lambda, \Theta, m) \cos \Theta \sin \Theta d\Theta \quad (1.25)$$

Puesto que la función de fase resulta engorrosa de manejar, resulta conveniente definir el *parámetro de asimetría* $g(\lambda, m)$ como

$$g(\lambda, m) = \frac{\tilde{\omega}_1}{3} \quad (1.26)$$

que toma valores entre -1 y 1. Cuando $g(\lambda, m) = 0$ la función de fase es simétrica respecto $\Theta = 90^\circ$, cuando $g(\lambda) > 0$ la dispersión se produce con preferencia hacia adelante, y con $g(\lambda) < 0$ domina la retrodispersión. El parámetro de asimetría equivale a un promedio angular de la función de fase, y por tanto es independiente del ángulo de dispersión Θ . Por ello suele ser empleada en lugar de $P_a(\lambda, \Theta, m)$ para describir la distribución angular de dispersión, y de hecho constituye la entrada a los modelos de transferencia radiativa.

1.3.3. Consideraciones en la columna atmosférica

Hasta el momento se han definido las propiedades radiativas y microfísicas de los aerosoles en la columna atmosférica a partir de sus equivalentes de la teoría de Mie para una partícula aislada. Sin embargo, en la columna atmosférica resulta necesaria considerar dos aspectos adicionales, como son la *dispersión molecular* y la *dispersión múltiple*; sin confundir esta última con el *dispersión aditiva o cooperativa* ya tenida en cuenta en la sección anterior.

Dispersión molecular: Las moléculas de gases atmosféricos contribuyen a la extinción y dispersión de la radiación solar incidente. Por tanto necesitan ser tenidas en cuenta al obtener la extinción y dispersión total de la columna atmosférica.

La teoría de Rayleigh describe la dispersión producida por una partícula de tamaño mucho menor que la longitud de onda de la radiación incidente. Este efecto viene descrito por el *espesor óptico de dispersión molecular o de Rayleigh* $k_R(\lambda)$. Aunque en primera aproximación ésta depende de λ^{-4} , existen parametrizaciones que describen en mayor detalle el proceso atmosférico.

La extinción molecular vendrá dada como la suma del espesor óptico de dispersión molecular y el espesor óptico de absorción molecular. Éste último resulta una función

compleja espectral que depende de la naturaleza y estado del gas y su concentración en la columna. Su contribución será descrita en la sección 3.1.1.

Las moléculas también contribuyen a la función de fase natural mediante la *función de fase molecular* $P_m(\theta)$, dada por la ecuación 1.27 y obtenida también en la teoría de dispersión de Rayleigh. Al contrario que en el caso del aerosol, no es una magnitud espectral:

$$P_m(\theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2\theta) \quad (1.27)$$

La función de fase considerando las contribuciones de gases y moléculas en la columna vendrá dada por:

$$P(\lambda, \theta) = \frac{\omega_0(\lambda, m)k_a(\lambda, m)P_a(\lambda, \theta, m) + k_m(\lambda)P_m(\theta)}{\omega_0(\lambda, m)k_a(\lambda, m) + k_m(\lambda)} \quad (1.28)$$

Y por último, el efecto sobre el albedo simple de dispersión de la columna se describe por:

$$\omega(\lambda, m) = \frac{\omega_0(\lambda, m)k_a(\lambda, m) + k_m(\lambda)}{k_a(\lambda, m) + k_m(\lambda)} \quad (1.29)$$

Multidispersión: La teoría de Mie se desarrolló para disoluciones coloidales donde la distancia entre partículas era lo suficientemente grande como para considerar que una onda incidente sólo interaccionaría con una sola partícula.

Sin embargo, en la realidad se muestra que el fenómeno de la multidispersión no siempre es despreciable [Nakajima et al., 1996], especialmente en situaciones de intensa turbiedad atmosférica y para el cálculo de la dispersión. Según veremos en la sección 3.1.3, la multidispersión se tendrá en cuenta mediante un término perturbativo $q(\theta)$ tal que

$$E(\lambda, \theta) = F(\lambda)[\omega(\lambda)k(\lambda)P(\lambda, \theta) + q(\lambda, \theta)] \quad (1.30)$$

siendo $E(\lambda, \theta)$ el flujo de energía dispersado por la mezcla de gas y aerosoles y $F(\lambda)$ el flujo incidente. Según cálculos de Nakajima et al. [1996], la contribución de $q(\theta)$ para un flujo incidente con $\lambda=0.5 \mu$ m, y un ángulo de observación de $\theta = 60^\circ$ resulta ser de un 40 %, creciente con θ y decreciente con λ .

1.4. Flujo y radiancia espectral

La primera magnitud de importancia es el *flujo solar directo espectral* $F(\lambda)$ a nivel de suelo, dado por la ley de Lambert-Bouguer-Beer (o simplemente ley de Beer):

$$F(\lambda) = F_0(\lambda) \exp(-m_0k(\lambda)) \quad (1.31)$$

que representa el flujo de energía solar que no habiendo interaccionado con la atmósfera, llega al suelo en incidencia directa. El flujo $F_0(\lambda)$ se refiere al flujo solar extraterrestre,

es decir, el flujo directo de energía que aún no ha tenido oportunidad de interactuar con la atmósfera.

En la ecuación anterior, la *masa óptica* m_0 es función del ángulo zenital solar θ_0 , definido por el ángulo entre el zénit (o dirección vertical) y el rayo directo solar. Su relación en primera aproximación, suponiendo una atmósfera plano-paralela es $m_0 = 1/\cos\theta_0$. Esta relación falla para masas ópticas grandes donde la aproximación de atmósfera plano-paralela ya no se cumple, y por tanto es habitual emplear parametrizaciones más precisas que tienen en cuenta tanto la curvatura atmosférica como la distribución vertical de los componentes atmosféricos, ya que en realidad la masa óptica rigurosamente es diferente para cada componente y es función de su distribución vertical. La masa óptica se define como la relación entre los espesores ópticos en la vertical y en el camino directo solar:

$$m_0 = \frac{k_\lambda(\theta)}{k_\lambda(0)} \quad (1.32)$$

y aunque en principio es también una magnitud espectral, esta dependencia es despreciable y se calcula para una longitud de onda centrada en el rango visible.

Por otro lado, en la ley de Beer F y F_0 a priori magnitudes radiométricas, pueden sustituirse por las señales instrumentales (cuentas numéricas en el caso de los fotómetros) ya que nuestro interés se centra únicamente en el cociente F y F_0 .

A partir de la relación 1.31, el espesor óptico de aerosoles $k_a(\lambda)$ se calcula fácilmente tras cancelar las contribuciones de la absorción y dispersión molecular. Existen muchas formas de calcular estas contribuciones. En la sección 3.1.1 se discutirá la metodología adoptada para su cálculo.

La segunda magnitud radiométrica de interés es la *radiancia de cielo* $E(\lambda, \theta)$, expresada en $\text{Wm}^{-2}\text{nm}^{-1}\text{sr}^{-1}$. A partir de su medida en diferentes geometrías de la bóveda celeste pueden derivarse las restantes propiedades de los aerosoles $\omega_0(\lambda, m)$, $P_a(\theta, \lambda, m)$ y $m(\lambda)$. Para ello se emplea la ecuación 1.30, expresada monocromáticamente en una atmósfera plano-paralela como:

$$E(\Theta) = Fm_0[\omega k P(\Theta) + q(\Theta)] \quad (1.33)$$

donde ahora Θ se deduce a partir de la geometría de observación.

Existen dos geometrías de observación básicas, de las cuales la más empleada y la única que adoptamos en este trabajo es la geometría en *plano almucantar solar*.

El plano almucantar se define como el plano que, para un ángulo zenital dado θ , el ángulo azimutal de observación ϕ es variable. En nuestro caso, $\theta = \theta_0$, lo que define el plano almucantar solar. En este plano, la relación entre el ángulo de dispersión Θ y los ángulos de observación θ_0 y ϕ es:

$$\cos \Theta = \cos^2 \theta_0 + \sin^2 \theta_0 \cos \phi \quad (1.34)$$

con la restricción de dominio $0^\circ \leq \Theta \leq 2\theta_0$. Según esta restricción, el plano almucantar es conveniente cuando el ángulo zenital solar es grande (con un límite máximo de 70°).

Para ángulos zenitales pequeños, resulta más conveniente la geometría basada en el plano principal solar, que no abordamos aquí, ya que el algoritmo empleado no acepta esta geometría. La ventaja de la geometría almucantar es su independencia del perfil vertical de aerosoles, así como la conveniencia de manejar una masa óptica constante. Los ángulos θ y ϕ son ahora ángulos de observación, diferentes de las coordenadas polares definidas en la teoría de Mie.

Por último, para hallar las propiedades $\omega_0(\lambda, m)$, $P_a(\lambda, \theta, m)$ y $m(\lambda)$ a partir de las medidas de $E(\Theta)$ resulta necesario adoptar un algoritmo de inversión basado en un código de transferencia radiativa que simula $E(\Theta)$ a partir de las propiedades ópticas y microfísicas de los aerosoles (sección 3.1.3).

Capítulo 2

Instrumentación.

En el capítulo anterior se han descrito las diferentes clases de aerosol y sus propiedades, siendo éstas obtenidas a partir de magnitudes fotométricas y radiométricas como el flujo solar directo y la radiancia de cielo. En este segundo capítulo se describe la instrumentación empleada para medir estas cantidades (el fotómetro solar automático CIMEL CE318) así como algunas particularidades de especial importancia como son las calibraciones y correcciones de temperatura y simetría. Por último se analizan los resultados de dos intercomparaciones instrumentales con el propósito de validar la precisión e incertidumbres manejadas.

2.1. Generalidades

Los fotómetros solares fueron desarrollados a principios del siglo XX aprovechando las nuevas termopilas eléctricas y el desarrollo de la industria óptica, que produjo los primeros filtros de selectividad espectral [Rollin, 2000; Iqbal, 1983]. Su objetivo original era el estudio de la constante solar a través de la técnica Langley que ofrece como subproducto la medida de la transmisividad atmosférica. El fotómetro *Volz*, desarrollado en 1959 incluía dos canales espectrales diseñados específicamente para la medida de la transmisividad atmosférica, y constituye el precursor de los modernos fotómetros solares o *sunphotometers* según terminología anglosajona.

Conceptualmente los instrumentos modernos han cambiado poco desde el fotómetro de *Volz*, aunque se han beneficiado en gran medida de los avances tecnológicos en los campos de la óptica y la electrónica. Esencialmente, son mucho más sensibles, precisos y estables. El diseño básico de un fotómetro moderno comprende un tubo colimador que define un estrecho ángulo de visión ($1^\circ - 3^\circ$), una serie de filtros interferenciales y uno (o más) detectores de estado sólido (normalmente, un fotodiodo de silicio, aunque para ciertas longitudes de onda es preferible un fotodiodo de germanio o de otro tipo). Estos detectores vienen acompañados de un amplificador y un voltímetro para la medida de la señal.

Normalmente se emplean dos configuraciones filtro-detector. En la primera de ellas, la *rueda de filtros*, una serie de filtros interferenciales, se inserta en una rueda móvil que los hace pasar secuencialmente por delante de un único detector, midiendo por tanto series de canales. En la segunda configuración o de *detector múltiple*, cada filtro se enfrenta con un detector y todos los canales miden simultáneamente. Es posible también insertar lentes en el tren óptico, aunque no son imprescindibles y sus propiedades espectrales pueden variar cuando se exponen a la radiación ultravioleta o el excesivo calor o humedad.

La mayoría de los fotómetros modernos incorporan además un control automático de la secuencia de medida, a través de un microprocesador, empleando circuitos de seguimiento del sol y motores de paso para los ángulos zenital y azimutal, obteniendo precisiones del orden de 0.1° . También incluyen una memoria temporal y un sistema de transmisión de datos para volcar las medidas a un ordenador personal o transmisor vía satélite.

Las características de los filtros son críticas pues definen la selectividad espectral a través de la longitud de onda central y la anchura de banda. Además deben de ser completamente ciegos a la radiación fuera de los límites de la banda. Deben estar sellados en su montura para prevenir su exposición a los contaminantes y agentes meteorológicos que pudieran degradarlos. Habitualmente los filtros son de tipo interferencial, y los detectores son fotodiodos de silicio que ofrecen una respuesta idónea en el rango visible del espectro solar. Por otro lado, la necesidad de tener instrumentos portátiles hace que estos sean habitualmente equipados con baterías. Si el instrumento trabaja largos períodos de tiempo en modo desatendido, incluyen placas solares para recargar las baterías. Por último, son indispensables los sensores de humedad que permiten al procesador interrumpir la secuencia de medida programada si las condiciones meteorológicas son adversas.

Resulta fundamental en el diseño de un fotómetro la selección de la anchura de banda y la longitud de onda central de los filtros interferenciales que definen los canales

del instrumento. Aunque existe una serie de longitudes de onda recomendadas por la WMO [Shaw, 1983], lo cierto es que cada modelo puede emplear otras diferentes según su aplicación concreta. Generalmente se toman dentro de las denominadas *ventanas espectrales*, donde no existen bandas de absorción de gases (o son relativamente poco importantes) y se permite por tanto aislar con precisión el efecto de los aerosoles. En otras ocasiones, se toma precisamente una longitud de onda situada en una banda de absorción dada, con el objetivo de caracterizar un componente gaseoso concreto (vapor de agua, ozono...).

Actualmente muchos instrumentos permiten además la medida de la radiancia de cielo. En realidad son instrumentos mixtos de un fotómetro solar y un *aureómetro* o *skyphotometer*. En terminología anglosajona nos referimos a este tipo de instrumento como *sky-sunphotometer*. Por simplificar la nomenclatura, en la memoria lo llamaremos fotómetro sin más especificación. En el mercado pueden encontrarse dos equipos diferentes que cumplen la mayoría de estas características: el CIMEL CE318 de fabricación francesa y el PREDE POM japonés. En el Grupo de Radiación Solar trabajamos con dos unidades CIMEL, aunque el próximo año se prevé la incorporación de un nuevo equipo PREDE.

2.2. Descripción del equipo CIMEL CE318

El equipo CE318 es un fotómetro solar diseñado para la medida autónoma y automática de la radiancia solar directa y de cielo, tanto en el plano almucantar como principal. El primer modelo (CE318-1, con 5 canales) fue desarrollado a principios de los años 90 en una colaboración entre la empresa CIMEL Electronique (París) y el Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille (Francia). Este primer modelo se convirtió en el instrumento estándar de la red francesa PHOTométrie pour le Traitement Opérationnel de Normalisation Satellitaire (PHOTONS)¹. A mediados de los 90, la NASA en colaboración con la red PHOTONS, había creado la red internacional AERONET² dedicada al estudio climatológico de los aerosoles a escala global y a la corrección de los productos de teledetección [Holben et al., 1998]. Esta red, en colaboración con PHOTONS, adoptó también el fotómetro CIMEL como su estándar de medida. La simbiosis entre la red de medida y el fabricante es casi completa así que el instrumento está muy bien adaptado a su fin, aunque resulta poco flexible para el usuario independiente.

El fotómetro consta de las siguientes partes:

Caja electrónica de control: El funcionamiento del instrumento se controla por medio de una Erasable Programmable Read Only Memory (EPROM) parcialmente programable. El sistema de control se encuentra dentro de una robusta caja metálica sellada y deshumidificada con pantalla de cristal líquido, un exiguo teclado de cuatro botones y un puerto de comunicaciones. Aunque el equipo se diseñó para funcionar en modo automático siguiendo una rutina fijada por AERONET, resulta aún posible la programación del procesador de control por medio de 26 acciones de

¹<http://www-loa.univ-lille1.fr/photons/>

²<http://aeronet.gsfc.nasa.gov/>

usuario. Estas pueden elegirse de entre un catálogo de escenarios estándar que incluyen la medida de directa, aureola, cielo, seguimiento del sol continuo y descarga de datos. Además, las medidas pueden realizarse de forma manual por medio de comandos de control, navegando por un menú interno. De forma intermedia existe la posibilidad de realizar medidas de componente directa a intervalos fijos durante todo un día, sin necesidad de intervención del operador humano.

Robot: El apuntamiento del fotómetro lo realiza un robot, consistente en dos motores eléctricos que controlan las coordenadas azimutal y zenital. Estos vienen gobernados por la caja de control y alimentados por una batería externa de 12 V.

Cabeza sensora: Básicamente alberga la óptoelectrónica de medida. El sistema sensor lo constituyen dos fotodiodos de silicio dedicados a la medida de radiancia directa y de cielo. Aunque no existe un control activo de la temperatura, en el detector se ha instalado un sensor que registra la temperatura en el momento de cada medida para poder aplicar las correcciones pertinentes durante la fase de procesado. La selección de las longitudes de onda se realiza por medio de filtros interferenciales insertados en una rueda de filtros con (hasta) nueve posiciones. Una de las posiciones está cegada para tomar medidas de ruido en oscuridad. Las longitudes de onda básicas son 440, 670, 870, 940 y 1020 nm. El ancho de banda o Full Width at Half Maximum (FWHM) depende del canal, aunque varía entre 2 - 40 nm según la región del espectro.

Sensor de ajuste fino: En la parte frontal de la cabeza sensora hay una pequeña ventana, detrás de la cuál se encuentra un sensor de ajuste fino de la posición solar. El mecanismo de funcionamiento del sensor cuatro-cuadrantes es similar a un puente de diodos. Aunque el apuntamiento inicial se realiza a partir de las ecuaciones de efemérides solar, es frecuente que el instrumento con el tiempo haya derivado ligeramente su posición y no se consiga un apuntamiento dentro de los márgenes de precisión necesarios. Por tanto, una vez obtenida la posición teórica se pone en funcionamiento un circuito de compensación con realimentación que ajusta la cabeza sensora para centrar el sol con una precisión de 0.1° .

Colimadores: La cabeza sensora se encuentra a su vez equipada con un doble colimador de 1.2° de ángulo de visión o Field of View (FOV). Uno de los colimadores se asocia al tren óptico dedicado a la medida de la componente directa y aureola solar a través de un canal de ganancia SUN/AUR, y el otro a la medida de radiancia de cielo, en el canal SKY. El diseño de los colimadores y del diafragma es tal que permite un rango dinámico mayor en el caso del canal SKY.

Baterías: Aunque para alimentar el sistema de control existe una batería interna de 6 V en la caja electrónica, se necesitan dos baterías externas (12 V) para poder mover los motores del robot.

Placa solar: Dado que el instrumento, como estándar de la red internacional, necesita en ocasiones instalarse en estaciones remotas, viene equipado con una placa solar de 5 W que recarga las tres baterías.

Sensor de humedad: Para evitar el funcionamiento del fotómetro en condiciones meteorológicas poco favorables, el sistema posee un sensor de humedad que induce al aparcado de la cabeza sensora si se detecta lluvia.

Antena: De forma opcional el sistema se completa con un equipo transmisor de señal y una antena, de modo que los datos puedan ser enviados vía satélite. Dado que nuestro instrumento no se encuentra dentro de la red AERONET, los datos se descargan directamente desde la memoria temporal del sistema de control a un ordenador personal que hace de servidor en red.



Figura 2.1: Fotografías tomadas del CE318-2 en Burjassot (Valencia) con la plataforma fija, y en Armilla (Granada) con la plataforma temporal.

Durante su uso en el campo, el conjunto se instala en un trípode que evita las sombras que pudieran ser proyectadas por los operadores, así como permite nivelar y equilibrar el robot.

El funcionamiento del instrumento es como sigue. En primer lugar, la EPROM se encuentra programada con una serie de *escenarios*³ estándar de la red AERONET. Estos escenarios se reprograman automáticamente cada día, para ejecutarlos a ciertos valores de la masa óptica y hora solar local o Local Apparent Time (LAT). Durante los períodos en que la masa óptica es mayor de 2 (principio y final del día) se ejecutan una serie de escenarios determinados por el valor de la masa óptica, a partir de masa 7. En el caso de la medida de directa, se realiza una medida a intervalos de masa de 0.25, mientras

³Conjuntos de acciones destinadas a realizar una medida en particular, como pueda ser un almucantar completo

que para medidas de radiancia, se toman en masas 4, 3, 2 y 1.7. Para el resto del día, se realizan medidas de directa cada 15 minutos y de radiancia cada hora. La medida de radiancia en plano almucantar o principal se decide según el valor del ángulo zenital. Además de los escenarios automáticos, el usuario puede añadir hasta 26 escenarios más que serán ejecutados conjuntamente al resto, con un total máximo de 100.

Basándose en dicha programación, el procesador envía a la cabeza sensora la orden de apuntar al sol, empleando las ecuaciones de efemérides solar, y centra el disco solar por medio del sensor de ajuste fino. Para las medidas de componente directa, se realiza una tripleta o serie de tres barridos de toda la rueda de filtros. Un barrido completo emplea aproximadamente unos 8 - 10s, y los tres barridos se separan por un intervalo de medio minuto. Estas tripletas se emplean posteriormente para aplicar el filtrado de nubosidad en la componente directa.

Cuando se trata de una medida de radiancia de cielo, se realiza un barrido angular en una de las dos coordenadas: manteniendo el ángulo zenital solar y variando el ángulo azimutal para la medida en el plano almucantar solar; o manteniendo el ángulo azimutal solar y variando el ángulo zenital para la medida en el plano principal solar.

Existen otro tipo de medidas disponibles para el completo control del sistema: medida de corriente de oscuridad, determinación del estado del instrumento, tripletas mixtas de componente directa y difusa...

Desde el momento de la creación de AERONET, el equipo CE318 ha evolucionado constantemente para adaptarse a las exigencias impuestas por la red. Actualmente coexisten varios modelos, los cuales se diferencian por lo general en el intervalo espectral de medida y en el modo de funcionamiento de la EPROM de control.

2.2.1. Fotómetro #176

El primer modelo adquirido por el grupo a principios del año 2000 fue una versión polarizada, denominada CE318-2. Esta unidad es una modificación del modelo básico CE318-1 que añade tres filtros de 870 nm con lámina polarizada, destinada a la medida de las componentes polarizadas de la radiancia de cielo, de modo que la rueda de filtros consta de los canales 440, 670, 870, 870p1, 870p2, 870p3, 940 y 1020 nm. El canal 940 se emplea para obtener el contenido en vapor de agua precipitable en la columna atmosférica, como se tratará posteriormente en la sección 3.1.4. Por tanto, para el estudio de los aerosoles ésta unidad dispone de 4 longitudes de onda.

La versión inicial de su EPROM realizaba las medidas de almucantar con un ángulo azimutal mínimo de 2° respecto de la posición solar y con un rotación de 360° más dos pasadas a través de la aureola. El instrumento adolecía también de un apuntamiento deficiente que afectaba las medidas de radiancia en la región de aureola, como se detallará en la sección 2.5.2. Su antigua EPROM por otro lado impedía la descarga automática de los datos, por lo que ésta se realizaba manualmente dos veces al día, lo que dificultaba la cobertura temporal deseada en época vacacional o días festivos.

Estas características cambiaron en Febrero del 2003 con la sustitución de la EPROM. La descarga se realizaba automáticamente después de cada medida. El error de apuntamiento fue parcialmente resuelto. La medida de almucantar en las nuevas versiones

comienza en un ángulo azimutal mínimo de 3° , sin paso frontal por la aureola y con la división en dos ramas independientes, con un reajuste del apuntamiento entre rama y rama de cada filtro, lo que evitaba en muchas ocasiones problemas con los cables. La eliminación de las medidas para ángulo azimutal 2° y 2.5° era debida a que con los actuales colimadores no era posible tal acercamiento al disco solar.

Desde el mes de Enero del 2002, este instrumento se ha mantenido en la estación fija del Campus de Burjassot, con excepción de su participación en las campañas de medida Valoración del Efecto de La Elevación y los Aerosoles sobre la radiación Ultravioleta (VELETA2002), WATER use Efficiency in natural vegetation and agricultural areas by Remote sensing in the MEDiterranean basin (WATERMED) y SPectra bARrax Campaign (SPARC).

2.2.2. Fotómetro #430

En el año 2002 apareció un nuevo modelo de cabeza electrónica que permitía la medida de componente directa y difusa a través del mismo colimador. La liberación de un tren óptico permitía así incorporar un nuevo sensor consistente en un fotodiodo Indio-Galio-Arsénico (InGaAs), extendiendo el rango de medida hacia el infrarrojo (canal 1610 nm). El resto de características de la cabeza sensora fueron también mejoradas.

Nuestro grupo adquirió una unidad de este tipo en Marzo del 2004, en la versión denominada CE318N-EBS9 o simplemente CE318-NE. La rueda de filtros tiene 10 posiciones, en las cuales se sitúan 9 filtros además de la posición ciega: 340, 380, 440, 500, 670, 870, 940, 1020 y 1610 nm, abarcando por tanto las regiones del ultravioleta, visible e infrarrojo cercano. Para la medida de radiancia se emplean únicamente los canales visible e infrarrojo. Este instrumento carece además de problemas en el centrado del disco solar.

Este equipo se emplea habitualmente como equipo auxiliar dedicado a las campañas de medida, participando en SPARC y SENTinel-2 Fluorescence EXperiment (SEN2FLEX), así como en las campañas de medida en las fiestas de Fallas de los años 2004 y 2005. Dado su mayor número de canales y su estabilidad, se ha utilizado también como máster de calibración (campaña de calibración en Aras de los Olmos).

2.3. Estaciones habituales de medida

Aunque ambos instrumentos han participado en numerosas campañas de medida, el resto del tiempo tienen asignada una estación base donde trabajan rutinariamente. Actualmente el equipo #176 se ha destinado a una estación en el Campus de Burjassot, mientras que la unidad auxiliar cubre las campañas de medida o actúa de máster de calibración, por lo que en realidad no posee aún una estación definitiva. En los períodos entre campañas, lo habitual es que se encuentre en una estación en el centro histórico de la ciudad de Valencia (Fundación Universidad Empresa de la Universitat de València (ADEIT)). Esta localización fue seleccionada para estudiar el efecto de los aerosoles de origen pirotécnico durante las fiestas de Fallas, así como el estudio del transporte local de aerosoles de polución urbana debido a las brisas marinas [Estellés et al., 2004a] o por quema de biomasa en las proximidades de la ciudad [Estellés et al., 2005c]. A continuación describimos brevemente la estación de Burjassot. Dado que en esta memoria

no se tratarán ninguno de estos estudios episódicos locales donde la estación del ADEIT tenga papel alguno, esta estación auxiliar no será descrita aquí.

2.3.1. Campus de Burjassot

Esta estación (latitud 39.508° , longitud -0.418° , 60 metros aproximadamente sobre el nivel del mar) se encuentra en la terraza del edificio C de la Facultat de Física, en el Campus de Burjassot de la Universitat de València. En la Figura 2.2 puede situarse el Campus de Burjassot en la parte este de la ciudad homónima, al noroeste de la ciudad de Valencia, lindando con la autovía de Ademuz.

Burjassot es una ciudad de 35.000 habitantes situada en la zona metropolitana de Valencia, cuya población total es de 1.357.000 habitantes, de los cuales unos 738.000 pertenecen a la ciudad de Valencia (según censo del año 2001). Dada su proximidad al núcleo principal de población (5 km en dirección sureste), la estación se encuentra bajo la influencia directa de la polución urbana e industrial típica del área metropolitana. Su cercanía a la costa occidental del mar Mediterráneo (10 km en dirección este) también determina el tipo de aerosoles y su dinámica en esta región. Además, la agricultura se practica de forma intensiva, especialmente en forma de regadío (cítricos, hortalizas) aunque se encuentran también zonas dedicadas al secano hacia el interior. Los suelos de la región son de transición entre las lomas calizas al Norte y Oeste formando un arco alrededor de la comarca, y las arcillas de los regadíos hacia el Sur y Este, procedentes del lavado de la roca carbonatada.

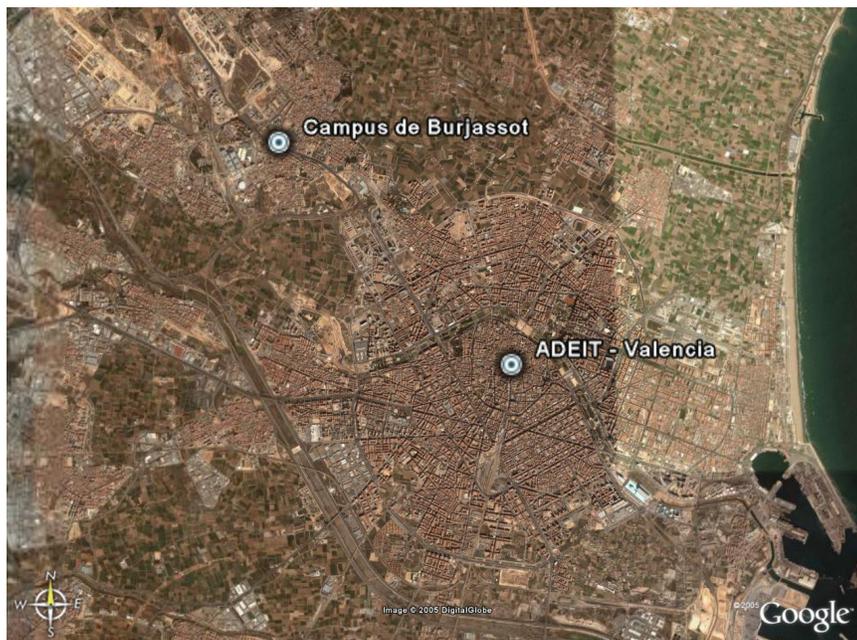


Figura 2.2: Situación de las estaciones del Campus de Burjassot y del ADEIT.

El equipo CIMEL #176 se encuentra funcionando en esta estación desde Enero del 2002, interrumpido únicamente con ocasión de las campañas de medida VELETA2002 (del 8 al 20 de Julio del 2002), WATERMED (del 3 al 17 de Marzo del 2003), SPARC (del 12 al 14 de Julio del 2003) y la campaña de calibración en Aras de los Olmos (del 21 al 27 de Abril del 2004). Además existen dos períodos sin medidas (Marzo y Septiembre del 2002 y Febrero del 2003) en los que el instrumento fue enviado a CIMEL-París para su reparación y puesta a punto.

El instrumento se encuentra montado sobre una estructura metálica procedente de una torreta meteorológica de 1.40 m de altura, sujeta al suelo por un encofrado de hormigón. Esta estructura resulta mucho más estable que el trípode proporcionado con el fabricante. Su situación en la terraza minimiza la pérdida de horizonte por la proximidad de otros edificios. Los datos se descargan al ordenador servidor por medio de un cable telefónico. En la fotografía se puede apreciar el armario donde se aloja la caja electrónica de control con las baterías. Este armario sirve también de soporte para la placa solar (orientada al Sur) y el detector de humedad.



Figura 2.3: Vista Este de la instalación del equipo CE318-2 en la estación de Burjassot (izquierda) y detalle del fotómetro durante la medida (derecha).

La estación de Burjassot, además del fotómetro CIMEL, posee otros instrumentos que funcionan de forma tanto automática como manual. Entre ellos, cabe destacar los siguientes:

- *Fotómetro Microtops II*: Este fotómetro manual se emplea para la medida del contenido de ozono y vapor de agua en la columna atmosférica. Para ello se mide la irradiancia directa para 305, 312 y 320 nm. Con estos tres canales se deriva el

contenido de ozono. Con un canal en 940 nm y otro en 1020 nm se deriva el contenido en vapor de agua. El filtro de 1020 nm se puede asimismo usar para obtener el espesor óptico de aerosoles. Sus medidas se han empleado habitualmente como entrada para corregir los espesores ópticos obtenidos con el CIMEL. El fotómetro además realiza medidas simultáneas de presión ambiental. Estas medidas se emplean también para corregir el espesor óptico Rayleigh calculado para el CIMEL.

- *Espectrorradiómetro Li-Cor 1800*: Es un espectrorradiómetro empleado para la medida tanto de irradiancia global como directa. Su rango espectral es 300-1100 nm, y mide la irradiancia en pasos de 1 nm, con una anchura de banda de 6 nm. Su funcionamiento es manual pero se puede adaptar a un seguidor solar para la medida desatendida. En nuestro caso se está adaptando a un seguidor solar Eppley.
- *Estación meteorológica*: Con el objetivo de estudiar el efecto de la meteorología local sobre las propiedades de los aerosoles, se miden las magnitudes meteorológicas básicas. Estas son las medidas instantáneas de temperatura del aire, humedad relativa, y la velocidad y dirección de viento. La frecuencia temporal de medida es de 5 minutos, a lo largo de las 24 horas del día. Sin embargo, esta estación solo se encuentra disponible a partir del mes de Junio del 2003. Esta información es crucial para elaborar estudios de tipo local como los realizados por ejemplo en Estellés et al. [2004a] y Estellés et al. [2005c], aunque sus medidas no serán analizadas en profundidad en esta memoria.

2.3.2. CAAT, Aras de los Olmos

El Centro Astronómico del Alto Turia (CAAT) (latitud 39.949, longitud -1.109) emplazado en el municipio de Aras de los Olmos, fue seleccionado en Abril del 2004 para realizar las calibraciones de los instrumentos CIMEL. Hay varios factores que debe cumplir un emplazamiento para poder ser adecuadamente empleado como estación de calibración. En primer lugar, debe encontrarse a una altura mínima como para poder escapar de la capa límite de aerosoles. Debe encontrarse a suficiente distancia de las fuentes más importantes de contaminación, en nuestro caso la zona metropolitana de Valencia y otras áreas urbanizadas o industrializadas de la región. Dado que el instrumento y su servidor necesitan supervisión periódica, es necesario en todo caso que no sea una distancia excesiva. Para realizar una buena calibración es también importante que la campaña pueda tener una duración de varias semanas, con el objetivo de disponer de una buena cantidad de datos tomados en situaciones estables; por ello es importante que el emplazamiento sea suficientemente seguro. La alimentación eléctrica para el servidor, conexión a red, información meteorológica y un edificio auxiliar para albergar el servidor, son requisitos más que recomendables.

El CAAT reúne la totalidad de estos requisitos. Este centro es fruto de un convenio entre la Universitat de València y la Asociación Valenciana de Astronomía (AVA) firmado en el año 1996 y se encuentra dirigido por el Dr. Vicent Martínez, del Observatorio Astronómico de la Universitat de València (OAVU). El centro astronómico se encuentra sobre la Muela de Santa Catalina, en el municipio de Aras de los Olmos (provincia de Valencia) a una altura de 1300 metros sobre el nivel del mar. La distancia al área metropolitana de Valencia es de 100 km, lejos de otras fuentes antropogénicas intensas.

El centro cuenta con dos pequeñas cúpulas para los telescopios donde se pudo albergar el ordenador- servidor. También cuenta con una estación meteorológica básica, conexión a red y cámara de vigilancia.

La campaña de calibración en el CAAT se realizó entre los meses de Abril y Julio del 2004 para el instrumento #430. El instrumento #176 por problemas técnicos únicamente se mantuvo en el CAAT del 21 al 27 de Abril.



Figura 2.4: Vista Norte del emplazamiento del CAAT en Aras de los Olmos.

2.4. Calibración

En fotometría solar, la fuente más importante de error en el cálculo del espesor óptico de aerosoles es la incertidumbre de la calibración. La degradación progresiva de los filtros interferenciales, causada por la radiación ultravioleta, la humedad ambiental, las temperaturas extremas y otros agentes meteorológicos, determinan la deriva temporal de los coeficientes de calibración. Aunque los filtros de los instrumentos actuales se han beneficiado de importantes mejoras en su diseño (filtros construidos por la técnica de deposición asistida por haz de iones), siguen siendo el punto débil del sistema. Esta variación del calibrado, cuando no se encuentra suficientemente controlada, con el tiempo puede llegar a determinar errores mayores del 100 % sobre magnitudes como el espesor óptico de aerosoles.

Esta deriva viene dada por la modificación de las propiedades de transmisión, selectividad espectral y sensibilidad del sistema óptico. La variación de las propiedades de transmisividad pueden ser debidas tanto a problemas externos (partículas acumuladas en las lentes, insectos o arácnidos que se introducen en los colimadores) o internos (degradación de las propiedades ópticas del filtro). La degradación interna implica la modificación del perfil de transmisividad espectral, generalmente mediante la pérdida de selectividad espectral y aumentando la transmisividad para longitudes de onda fuera de la anchura de banda, lo que determina el aumento de las fugas ópticas. La degradación

de la pintura de las paredes del colimador y la pérdida de sensibilidad de los detectores son otros dos factores secundarios de degradación del sistema. En algunas ocasiones, la degradación puede hacer necesaria la sustitución de los filtros. Según Holben et al. [1998], la degradación de los calibrados de los equipos de AERONET durante sus dos primeros años de funcionamiento es de un 1-5 %, según el canal.

Puesto que el fotómetro CE318 es en realidad un sky-sunphotometer y realiza medidas de dos magnitudes diferentes, necesita dos tipos de calibrados, uno de directa y otro de difusa. A continuación abordamos ambos tipos de calibración para nuestros dos fotómetros.

2.4.1. Componente directa

Aunque la técnica básica de calibración de la componente directa [Shaw, 1976] (*Langley plot* o ajuste Langley) es realmente sencilla, lo cierto es que las suposiciones en las que se basa rara vez se cumplen completamente [Shaw, 1983; Forgan, 1994]. Por ello en ocasiones se emplean métodos langley mejorados o transferencias de calibrado entre instrumentos de un mismo tipo. A continuación abordaremos el método Langley estándar.

Calibración por método Langley estándar

El método de ajuste Langley es una técnica sencilla de obtener la respuesta instrumental extraterrestre (equivalente al calibrado del instrumento). Esta técnica se basa en la ley de Lambert-Bouguer-Beer (o simplemente ley de Beer) de la transmisividad espectral atmosférica [Shaw, 1983]. Si representamos esta transmisividad por T obviando su significado espectral, tenemos que:

$$T = \frac{V}{V_0} = \exp(-mk_T) \quad (2.1)$$

donde m es la masa óptica, k_T es el espesor óptico total, V es la señal espectral del fotómetro a nivel de suelo y V_0 es la señal que el fotómetro mediría si no existiese atmósfera (equivalente al factor de calibrado). Si tomamos logaritmos en ambos términos de la ecuación 2.1 obtenemos la ecuación de una recta:

$$\ln V = \ln V_0 - mk_T \quad (2.2)$$

Lo que la ecuación 2.2 significa es que si tomamos lecturas de la señal V a nivel de suelo durante una mañana (o tarde) completa, podemos calcular V_0 sin más que extrapolar la recta resultante de un ajuste lineal, con un rango de m ahorquillado por los ángulos zenitales de inicio y final de la serie de medidas. Como subproducto es posible también obtener k_T a partir de la pendiente del ajuste lineal.

Sin embargo, con este método existen algunas fuentes de error difíciles de evaluar. Estas fueron descritas excelentemente por Shaw [1976]. De todas ellas, la que más nos afecta es la variación temporal de la turbiedad atmosférica durante el período de medida. De la ecuación 2.2 resulta evidente que cualquier variación de k_T afectará la linealidad del ajuste y por tanto el valor de V_0 . Shaw [1976] estimaba que la realización de un calibrado de este tipo bajo la influencia de los aerosoles troposféricos afectaría V_0 hasta

en un 10 %, que por propagación de errores implicaría incertidumbres en k_a de hasta el 100 % cuando la turbiedad fuera muy baja. La absoluta linealidad del ajuste tampoco implicaría que no existiera variación de la turbiedad, ya que una evolución parabólica del espesor óptico a lo largo del día proporcionaría ajustes virtualmente perfectos pero con una determinación errónea de V_0 .

Sin embargo, es posible aún obtener buenos calibrados con esta técnica, tomando las medidas oportunas para minimizar la variación de la turbiedad. En primer lugar, es imprescindible realizar la calibración Langley en un emplazamiento en altura. Con ello se pretende escapar de la influencia de la capa de mezcla donde se producen la mayor parte de los intercambios con la superficie terrestre, minimizando así las variaciones diarias que pudieran ocurrir. Además, se minimiza la dispersión múltiple que aparece cuando k_a es alto. La red AERONET ha localizado su estación principal de calibración en la falda del volcán Mauna Loa, en el Pacífico Sur, a una altura de 3400 metros sobre el nivel del mar. Su situación resulta privilegiada por cuanto se encuentra lejos de cualquier fuente antropogénica o desértica de aerosoles, en un ambiente oceánico caracterizado por su baja turbiedad, y a una altura más que suficiente para escapar de la capa de mezcla. Menos idóneos son los emplazamientos en la plataforma continental europea. Para paliar este defecto, la solución consiste en realizar numerosos ajustes Langley, obteniendo un calibrado promedio de aquellos individuales que cumplan ciertos criterios de calidad: buena linealidad, poca dispersión de los puntos del ajuste, suficiente cantidad de medidas, pequeña pendiente. . . Por último, es necesario acotar el intervalo de masa óptica empleado en el ajuste. Habitualmente se toma un intervalo de 2 – 5 o 2 – 6. No es recomendable tomar masas ópticas menores de 2 ya que corresponden a horas de máxima actividad solar y esto provoca que la capa de mezcla se eleve gracias a la activación de las turbulencias. Por otro lado, la incertidumbre de la masa óptica para valores mayores de 5 o 6 puede afectar también la determinación de V_0 . Un criterio de calidad adicional consiste pues en estudiar la dependencia de V_0 con el rango de masa del ajuste [Kuester et al., 2003].

Instrumento #430

La calibración Langley del instrumento #430 fue llevada a cabo en el CAAT durante los meses de Abril a Julio del 2004. Este emplazamiento, descrito en la sección 2.3.2, permitía la instalación no supervisada del instrumento durante un período de tiempo suficiente como para obtener un número razonable de ajustes Langley.

Del total de 88 días que este instrumento estuvo instalado en el CAAT, únicamente 31 mañanas o tardes pudieron ser empleadas para la calibración, bien por problemas que impidieron la medida o descarga de datos, bien por no tener un cielo despejado. Durante el mes de Mayo el instrumento no estuvo operativo a causa de un problema grave en la placa electrónica del puerto de comunicaciones, así como otros problemas como cables enganchados o falta de alimentación en el ordenador.

Una vez seleccionados los días útiles, se procedió al ajuste de la ecuación 2.2 a los datos experimentales de mañana y tarde por separado. Los ajustes resultantes se filtraron según los siguientes criterios: 1) la desviación estándar del ajuste (σ) ha de ser menor que 0.005 para los rangos VIS y NIR y 0.10 para el rango UV. 1) El coeficiente de correlación ha de ser mayor de 0.99. 3) el número de puntos experimentales ha de ser de 10 como

mínimo. 4) k_T a 400 nm ha de ser menor de 0.15. 5) el intervalo de masa óptica se limita a 2-6.

De los 31 ajustes, sólo tres cumplen todos los requisitos anteriores, que son los correspondientes al 25 de Abril (mañana y tarde) y 17 de Junio (mañana). Sin embargo el ajuste del día 25 de Abril por la tarde fue finalmente deshechado puesto que su rango de masa óptica era sólo de 1.5 frente a 4 de los otros dos ajustes Langley. En la Figura 2.5 se muestran los ajustes a los datos de estos días para los canales de aerosoles disponibles.

En general en dicha figura puede observarse cómo la extrapolación a masa cero de los pares de rectas llevan a una ordenada en el origen muy similar. En el caso del canal 340 nm, ambos ajustes se realizaron a una diferente ganancia (durante el primer período de calibración se observó que durante las horas centrales del día el sensor sufría saturación, por lo que se decidió disminuir a la mitad la ganancia en dicho canal en lo sucesivo) y por tanto la calibración necesariamente ha de ser aproximadamente la mitad.

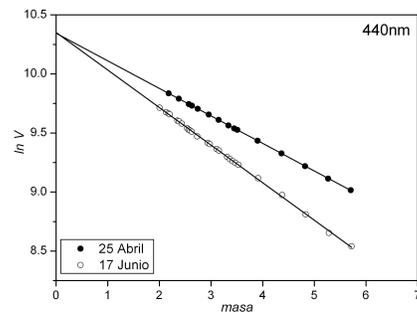
Los ajustes Langley del canal 940 nm han sido representados en la Figura 2.5. Dado que el canal 940 nm se encuentra situado en una banda de absorción del vapor de agua, el método Langley no es aplicable. Para calibrar este canal se adopta habitualmente el método propuesto por Reagan et al. [1987] y modificado por Bruegge et al. [1992] y Michalsky et al. [1995]. En él, se supone una transmisividad atmosférica en la banda de absorción del agua que depende de forma no lineal del contenido total en vapor de agua. De este modo, la recta de Langley se modifica, sustituyendo el término $k_T m$ por la suma de un término de dispersión $k_{dis} m$ y otro de absorción $a(wm)^b$, donde w es el contenido de vapor de agua en la columna atmosférica, y a, b son dos constantes de ajuste que dependen del instrumento. Los valores de a y b se obtienen por modelado de la transmisividad atmosférica ponderada por la respuesta espectral del instrumento en un código de transferencia radiativa. Halthore et al. [1997] adoptaron el código de transferencia MODTRAN-3 para hallar las constantes a y b para el caso de los filtros empleados en el CE318, estudiando la sensibilidad de estos parámetros a las diferencias en la longitud de onda central del filtro y su anchura de banda, diferencia que resultaba mínima. En este trabajo se han adoptado estos valores por ser los más adecuados ($a=0.616$ y $b=0.594$).

Con lo anterior, la ecuación 2.2 modificada quedaría cómo:

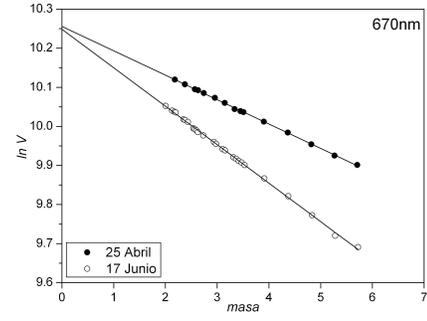
$$\ln V + k_{dis} m = \ln V_0 - a(wm)^b \quad (2.3)$$

donde k_{dis} se refiere a la suma de las contribuciones de dispersión molecular y de aerosoles. Con esta ecuación modificada, la calibración se realizaría representando el término $\ln V + k_{dis} m$ frente a m^b . De nuevo, extrapolando la recta a $m = 0$ obtenemos $\ln V_0$. En la Figura 2.5 se muestran los ajustes Langley. Como ahora la turbiedad se encuentra representada en la ordenada y no en la pendiente, los criterios de calidad deben ser ligeramente modificados. En concreto, w ha de ser menor de 1.5 cm con una variación menor de 0.01 cm a lo largo del período de medida. Estos criterios son también cumplidos por los días 26 y 27 de Abril, que se incluyen en la figura. En todos los casos se trata de ajustes realizados por la mañana.

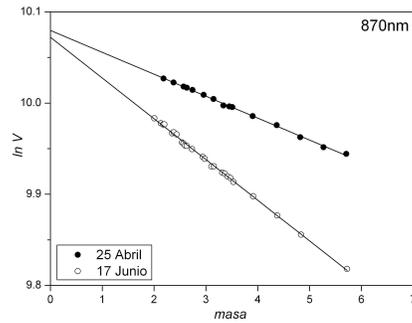
Con los resultados de la calibración se ha elaborado la Tabla 2.1. La incertidumbre asociada a la calibración se representa porcentualmente por δ , calculada como la desviación estándar de los coeficientes obtenidos para cada canal. En ella se observan



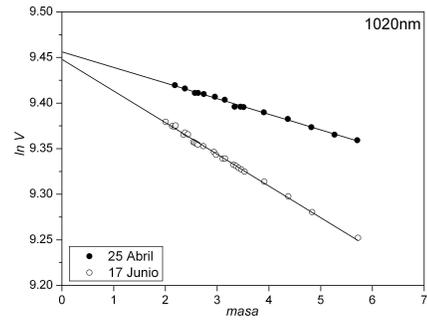
(a) Canal 440 nm



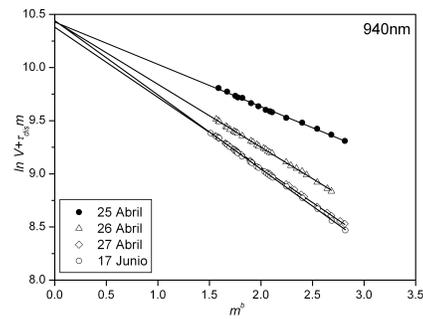
(b) Canal 670 nm



(c) Canal 870 nm



(d) Canal 1020 nm



(e) Canal 940 nm

Figura 2.5: Ajustes Langley del instrumento #430 en ventanas espectrales y canal 940 nm.

los coeficientes del canal 340 nm para ambas ganancias. Nominalmente se ha tomado la incertidumbre como un 5 %, ya que esta longitud de onda posee por lo general una mayor incertidumbre en su determinación que el resto de canales. Por otro lado, se observa también una mayor incertidumbre asociada al canal del vapor de agua. En general la calibración del canal de vapor de agua suele ser también más incierta, según Holben et al. [1998], ya que la variabilidad del factor de calibrado es mayor. Hay que tener en cuenta que el método Langley estándar ya no es aplicable y que las modificaciones introducidas producen una mayor incertidumbre sobre el resultado final.

Tabla 2.1: Calibración Langley obtenida para el CIMEL #430.

$\lambda(\text{nm})$	V_0	$\delta(\%)$
340 g1	46462	5
340 g2	90552	5
380	54712	2.2
440	31875	1.8
500	27782	1.3
670	28977	0.9
870	24294	0.8
940	34178	3.3
1020	13019	0.8
1610	25765	0.3

Una vez obtenidos los calibrados se calculó la turbiedad según la metodología expuesta en el apartado 3.1.1. En las dos gráficas de la Figura 2.6 se representa la evolución del espesor óptico de aerosoles a 500 nm (AOD500, equivalente a k_{500}) para los dos tramos de medidas principales tomadas en la campaña. Los dos días empleados en la calibración se encuentran en sendos valles (señalados por flechas en las gráficas), delimitados por dos episodios de turbiedad alta relacionado con la entrada de masas de aire del norte de África. Los meses de primavera y verano vienen frecuentemente afectados por este tipo de situaciones, lo que hace poco probable la existencia de días verdaderamente estables, y la única posibilidad reside en aprovechar los pocos días de relativa calma entre episodios. La variabilidad diaria observada en el mes de Junio podría ser debida quizá al crecimiento de la capa de mezcla durante las horas centrales del día, facilitado por las mayores temperaturas asociadas a las masas cálidas de origen norteafricano.

Métodos Langley mejorados

En la literatura pueden encontrarse otros métodos de calibración Langley mejorados, que buscan obtener una precisión similar a la del método Langley estándar en condiciones de realización óptimas, pero sin necesidad de desplazarse a estaciones en altura. En general son métodos que recurren a información complementaria, pudiendo ser ésta un canal de un instrumento calibrado independientemente [Soufflet et al., 1992; Forgan, 1988], un calibrado de referencia hallado por métodos estadísticos [Kremser et al., 1984], o una medida simultánea de radiancia en la aureola solar [Forgan, 1994]. Sin embargo esta información no siempre se encuentra disponible o no es suficientemente fiable.

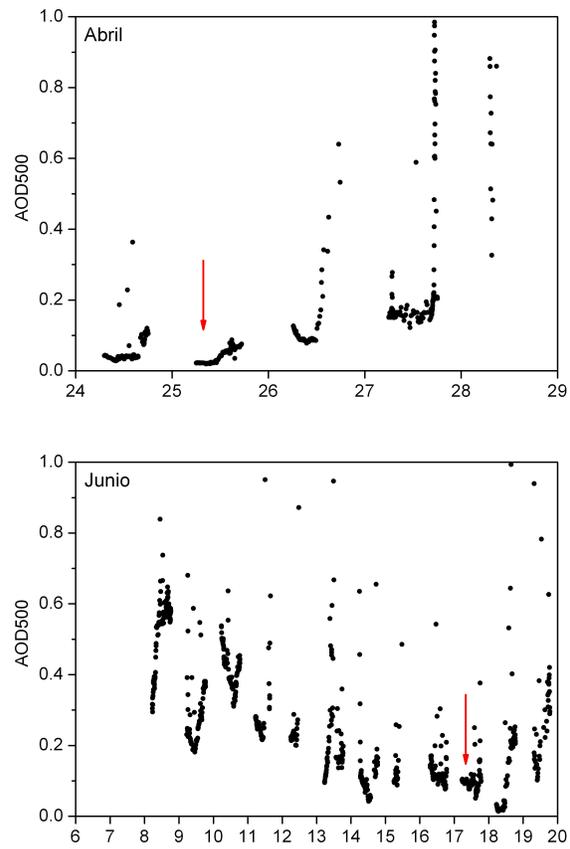


Figura 2.6: Evolución del espesor óptico a 500 nm durante la fase de calibración en Aras de los Olmos. En el eje de abscisas se muestra el día del mes. Las flechas indican los dos días empleados en el calibrado Langley.

Durante la estancia realizada en el Institute of Atmospheric Sciences and Climate (ISAC), perteneciente al Consiglio Nazionale delle Ricerche (CNR) en Roma (Italia) se comenzó a trabajar con un método mejorado de calibración in-situ [Campanelli et al., 2004b] aplicado sobre un instrumento PREDE y basado en el uso del código SKYRAD. Dado que los resultados de dicho estudio en el fotómetro CIMEL aún no son definitivos, no han podido ser empleados en la calibración y elaboración de los datos de esta tesis, y debemos conformarnos con los métodos tradicionales.

Por otra parte, existe una modificación del método Langley estándar aunque algo más precisa [Schmid and Wehrli, 1995] consistente en la separación de las contribuciones al espesor óptico en el cálculo del ajuste Langley. La ventaja es que podemos aislar las variaciones temporales del espesor óptico de aerosoles del resto de variaciones de los componentes gaseosos, que pueden ser medidos de forma independiente. Sin embargo se necesitan medidas experimentales continuas del contenido de estos en la columna atmosférica (ozono, vapor de agua, dióxido de nitrógeno). Estas medidas no siempre están disponibles, especialmente cuando el instrumento trabaja de forma aislada, y por tanto el método no suele ser aplicable. De todos modos, las pruebas realizadas con anterioridad [Estellés, 2002a] no muestran mejoras significativas en la obtención de los factores de calibración, en coincidencia con Alcántara-Ruiz et al. [2004].

En el caso de la calibración realizada en Aras de los Olmos, por operar el fotómetro de forma aislada (sin apoyo de otras medidas) no pudo ser empleado ningún método mejorado. En el caso de la calibración del instrumento primario de la campaña VELETA2002, el empleo de otros métodos no mejoró apreciablemente el resultado. Por tanto, en esta tesis se ha decidido trabajar únicamente con el método Langley estándar.

Calibración por transferencia

Generalmente la calibración Langley, como hemos visto antes, resulta muy problemática, ya que no es sencillo encontrar emplazamientos satisfactorios, y siempre nos encontramos a merced de las condiciones meteorológicas.

Una alternativa a la calibración Langley consiste en la transferencia de calibrado entre instrumentos, generalmente del mismo tipo. Para ello, es necesario contar con un instrumento primario (*máster*) que posea un calibrado reciente y de suficiente calidad, realizado preferiblemente mediante la técnica Langley en condiciones controladas. El instrumento secundario obtiene su calibrado por comparación con el primario, mediante la medida simultánea en condiciones de cielo despejado y bajo unas pocas restricciones.

Esta técnica ha sido ampliamente utilizada por redes internacionales de medida como AERONET, ya que cuentan con un gran número de instrumentos del mismo tipo y la aplicación del método Langley resulta muy poco operativa. En el caso de esta red, únicamente existen unos pocos instrumentos máster que son calibrados en la estación del Mauna Loa, mientras que el resto de instrumentos de campo se intercomparan con ellos en el GSFC de Maryland (Estados Unidos).

En nuestro caso la transferencia se ha empleado en dos ocasiones para calibrar el instrumento #176 a partir de un determinado máster. La primera de ellas se realizó en Julio del 2002, durante la campaña de medida VELETA2002 [Estellés et al., 2004d, 2006]

simultáneamente a otros 5 fotómetros CIMEL. En Septiembre del 2004 los calibrados se transfirieron desde el equipo #430, calibrado en el CAAT.

Julio 2002

Del 8 al 24 de Julio del 2002 tuvo lugar la campaña de medida VELETA2002 en el marco del proyecto DEPRUVISE. El objetivo principal de la campaña era el estudio de la influencia de la altura y los aerosoles atmosféricos en la medida de radiación ultravioleta. Para su medida se seleccionaron cinco emplazamientos a diferentes alturas en las faldas del macizo de Sierra Nevada. En cada una de las estaciones se había instalado un juego de equipos de diferentes características, incluidos seis fotómetros CIMEL. En la figura 2.7 se muestra la situación relativa de las diferentes estaciones de medida.

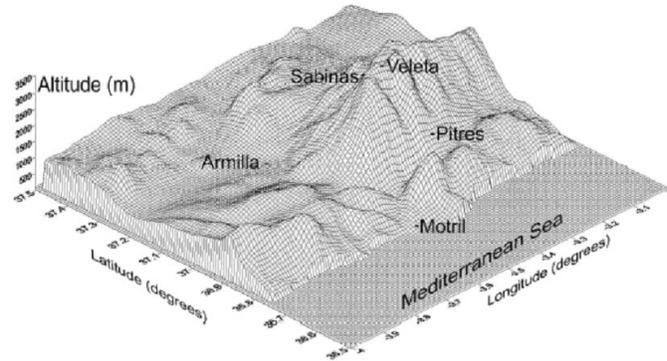


Figura 2.7: Situación de las estaciones de medida en la campaña VELETA2002. Ahí de Cara no se indica puesto que dista escasos metros de Las Sabinas

La campaña se componía de dos fases. En la primera, del 8 al 11 de Julio (fase de *intercomparación*) todos los instrumentos participantes se llevaron a un emplazamiento común (Armillá, 691 m.s.n.m.) en las afueras de la ciudad de Granada, para realizar su calibrado e intercomparación. Durante la segunda fase (*de medida*) los instrumentos se repartieron entre las diferentes estaciones siguiendo los objetivos de la campaña.

Durante la fase de intercomparación, los seis CE318 midieron en dos estaciones diferentes: Armilla y Ahí de Cara (2103 m.s.n.m.). En Ahí de Cara se pretendían realizar calibraciones por ajuste Langley. En Armilla se tomaban las medidas de forma simultánea a otros instrumentos (espectrorradiómetros Li-Cor 1800) para poder evaluar su intercomparación. Las medidas en Ahí de Cara se limitaron a las mañanas de los días 8, 9 y 10 para optimizar la menor altura de la capa de mezcla a primeras horas del día. También se realizó una sesión conjunta de calibración de radiancia por lámparas (descrita en la sección 2.4.2).

El análisis de los ajustes Langley simultáneos realizados en Ahí de Cara mostraron que los días 8 y 10 no fueron especialmente estables y por tanto no era posible calibrar en buenas condiciones [Estellés et al., 2004d, 2006]. Dado que uno de los instrumentos



Figura 2.8: Fotómetros CE318 instalados durante la campaña VELETA2002 en Ahí de Cara.

participantes (#307) fue instalado en la estación de las Sabinas a 2200 metros de altura durante la fase de medida (12 días disponibles en idóneas condiciones) finalmente se optó por usar la calibración Langley de dicho instrumento y transferirla al resto. Esto se realizó aprovechando las medidas tomadas en Ahí de Cara, en condiciones más estables que las de Armilla.

La calibración Langley del instrumento máster #307 se tomó como promedio de cuatro ajustes diferentes, realizados por el Grupo de Física Atmosférica de la Universidad de Granada, responsable del equipo [Alcántara-Ruiz et al., 2004]. Los resultados son los aportados en la Tabla 2.2. Los criterios para el filtrado de los ajustes fueron similares a los explicados en la sección 2.4.1.

Tabla 2.2: Calibrado de los máster #307 y #109.

$\lambda(\text{nm})$	$V_0^{\#307}$	$\epsilon^{\#307}(\%)$	$V_0^{\#109}$	$\epsilon^{\#109}(\%)$
440	3972	0.7	12745	1 - 2
670	9508	0.4	22996	1 - 2
870	4936	0.5	15165	1 - 2
940	5599	5.1	13834	1 - 3
1020	3526	0.6	16293	1 - 2

En la Tabla 2.2 también se muestra el calibrado del equipo #109. Esta unidad fue aportada a la campaña por la red AERONET a través del Grupo de Óptica Atmosférica de la Universidad de Valladolid. Dado que el instrumento poseía una calibración secundaria avalada por AERONET, resultaba de gran interés su uso como referencia en el proceso de calibración. Sin embargo, resulta más interesante emplear el instrumento #307 como

máster en lugar del #109. El motivo es que la calibración directamente obtenida por ajuste Langley en altura sobre el #307 tendría una incertidumbre menor que la asociada al instrumento #109, ya que esta última es secundaria, es decir, se ha obtenido previamente como una transferencia desde otro instrumento. Todo ello sin contar con posibles cambios ocurridos durante el transporte [Estellés et al., 2006]. Contratiempos en el calibrado de los instrumentos de campo de AERONET han sido previamente documentados por Vergaz [2001] y Cachorro et al. [2004].

La transferencia desde ambos instrumentos se realizó aprovechando las medidas simultáneas obtenidas en Armilla y especialmente en Ahí de Cara. Para ello empleamos la ecuación 2.4 aplicada sobre la serie temporal de medidas coincidentes del #176 (secundario) con el #307 y #109 (primarios).

$$\begin{aligned}
 V_0^s(\lambda_s) = & V_0^p(\lambda_p) \frac{V(\lambda_p)}{V^p(\lambda_p)} \cdot \\
 & \cdot \exp[m(k_R(\lambda_s) - k_R(\lambda_p))] \\
 & \cdot \exp[m(k_o(\lambda_s) - k_o(\lambda_p))] \\
 & \cdot \exp[mk_a(1 \mu\text{m})(\lambda_s^{-\alpha} - \lambda_p^{-\alpha})]
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

donde k_R y k_o son los espesores ópticos molecular y de ozono respectivamente. En esta ecuación el subíndice hace referencia a la longitud de onda central del canal del instrumento primario (p) y secundario (s). En los casos en que los instrumentos sean de idéntico diseño y la diferencia entre las longitudes de onda centrales muy pequeña, en primera aproximación podemos despreciar los términos exponenciales de la ecuación y obtener la transferencia por medio de:

$$V_0^s(\lambda_s) = V_0^p(\lambda_p) \frac{V(\lambda_p)}{V^p(\lambda_p)} \tag{2.5}$$

Aplicando la relación anterior a todos los pares de puntos de la serie temporal, se obtiene una serie de coeficientes de calibración del instrumento secundario que han de ser convenientemente filtrados y promediados para conseguir el calibrado final con su desviación estándar. Esta desviación, sumada a la incertidumbre original del calibrado primario nos dará la incertidumbre del calibrado transferido. En ocasiones, cuando las medidas simultáneas no cumplen ciertos requisitos de calidad o las diferencias entre las longitudes de onda centrales son significativas, la incertidumbre original puede fácilmente doblarse [Fargion et al., 2001]. En nuestro caso las longitudes de onda centrales de los filtros de los instrumentos primarios son despreciables. Comparados con los filtros del instrumento #176 las diferencias máximas (4 nm) se encuentran en el filtro 670 nm del primario #109 y en el filtro 940 nm del primario #307. El resto de diferencias son nulas o de sólo 1 nm.

Aplicando la ecuación 2.5 a los pares (#307,#176) y (#109,#176) se han obtenido los coeficientes transferidos de la Tabla 2.3. En la Figura 2.9 se muestra la serie temporal de coeficientes, tras un depurado previo de datos.

Se han empleado varios criterios para eliminar de la transferencia los datos menos fiables. En primer lugar, se eliminan aquellos pares de datos que se hayan obtenido con

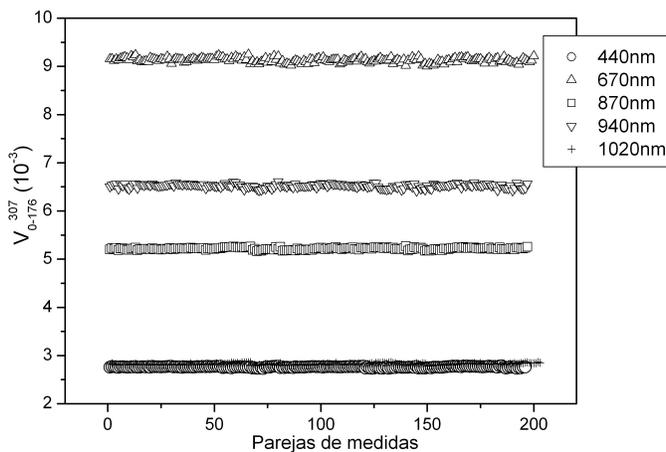


Figura 2.9: Serie de coeficientes obtenidos por transferencia desde el primario #307 en VELE-TA2002.

una diferencia temporal de más de 5 segundos para asegurar la máxima simultaneidad posible. Sólo se emplean medidas a masas ópticas menores pequeñas (menores de 3) puesto que a primera y última hora del día la variación del número de cuentas es muy rápida. No se incluyen aquellas medidas tomadas a temperaturas altas o con diferencias apreciables de temperatura entre instrumentos, ya que el canal 1020 es especialmente sensible. Tampoco se consideran las medidas que se tomaron en condiciones de turbiedad media ($k_a(440\text{ nm}) > 0.15$). Por último, se eliminan los puntos cuya distancia al valor medio sea mayor de 3σ , siendo σ la desviación estándar de la serie completa de factores.

Tabla 2.3: Resultado de la transferencia de calibrado.

$\lambda(\text{nm})$	$V_{0\#176}^{\#307}$	$\sigma(\%)$	$\varepsilon(\%)$
440	2764	0.4	1.1
670	9158	0.5	0.9
870	5224	0.4	0.9
940	6523	0.6	5.7
1020	2813	0.5	1.1

$\lambda(\text{nm})$	$V_{0\#176}^{\#109}$	$\sigma(\%)$	$\varepsilon(\%)$
440	2752	0.4	1.1
670	8991	0.3	1.0
870	5235	0.3	1.0
940	6229	0.8	1.8
1020	2807	0.4	1.1

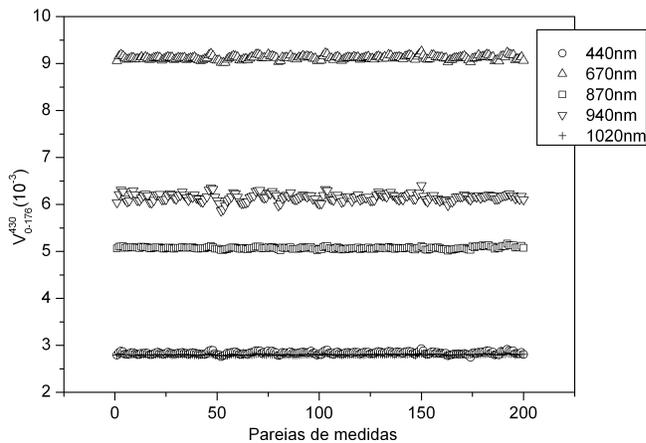


Figura 2.10: Serie de coeficientes obtenidos por transferencia desde el primario #430 en Aras de los Olmos.

Las dos transferencias realizadas se comparan en la Tabla 2.4. La diferencia porcentual δ se ha calculado como

$$\delta = \frac{V_{0,\#176}^{\#307} - V_{0,\#176}^{\#109}}{V_{0,\#176}^{\#307} + V_{0,\#176}^{\#109}} \cdot 2 \cdot 100 \quad (2.6)$$

Recuperando los resultados de la Tabla 2.3, se comprueba que ambas calibraciones poseen una incertidumbre muy similar, ligeramente más baja en el caso de la calibración obtenida desde el #307, que era de esperar puesto que posee una calibración primaria frente a la secundaria del equipo #109. En este sentido habría que matizar que la calibración del #176 sería terciaria. La similitud de incertidumbres en ambos casos a pesar de la diferente jerarquía se explica por las condiciones inmejorables de calibración del instrumento primario de AERONET.

Si ahora comparamos dichas incertidumbres con los resultados de la Tabla 2.4 comprobamos que son muy coherentes entre sí (δ por debajo de la mitad de las incertidumbres individuales). La excepción viene dada por los canales 670 nm y 940 nm. El canal 940 nm siempre es mucho más impreciso y por tanto el resultado no es inesperado. De hecho para obtener la incertidumbre del contenido en vapor de agua no nos basaremos en esta incertidumbre de la calibración sino en comparaciones propias y bibliográficas con otros métodos de medida.

El canal 670 nm sin embargo posee una discrepancia que iguala la incertidumbre combinada de ambas transferencias. Esta diferencia puede deberse a: 1) una calibración primaria deficiente en origen, 2) un defecto en la transferencia. Aunque la transferencia puede venir evidentemente afectada por la diferencia entre longitudes de onda centrales de los filtros de 670 nm, los espectros de extinción obtenidos a partir del calibrado de AERONET muestran una ligera anomalía. Esta anomalía no se observa en la curva obtenida directamente con el instrumento primario #307, y por tanto podría indicar un posible

defecto en la calibración del instrumento #109. Defectos de mayor importancia han sido detectados previamente por otros investigadores [Cachorro et al., 2004], y el transporte podría haber afectado de alguna manera estos valores.

Tabla 2.4: Comparación de calibrados transferidos.

$\lambda(\text{nm})$	$\delta(\%)$
440	0.4
670	1.8
870	0.2
940	4.6
1020	0.2

Por tanto, y a la luz de los resultados anteriores se consideró más adecuado adoptar el equipo #307 como primario de la campaña y por tanto a nuestro fotómetro #176, incorporando este calibrado al archivo histórico como calibrado inicial.

Septiembre 2004

La segunda calibración por transferencia realizada sobre el instrumento #176 se realizó en Septiembre del año 2004, tras la calibración Langley del instrumento #430 en el CAAT. En este caso, el equipo primario es el #430 y el secundario el #176.

La metodología empleada en esta transferencia es idéntica a la introducida en la sección anterior. El instrumento #430 se instaló durante el mes de Septiembre en la terraza de la Facultad de Física, junto al instrumento #176, donde realizaron series de medidas simultáneas en diferentes condiciones atmosféricas.

Las diferencias entre las longitudes de onda centrales de los filtros de ambos instrumentos son nulas, a excepción del canal 870 cuya diferencia es de tan solo 1 nm. Aplicando la ecuación 2.4 a ambas series temporales (una vez aplicadas las restricciones para asegurar la estabilidad máxima de las medidas) se han obtenido las series representadas en la Figura 2.10.

Del promedio y la desviación estándar de la serie temporal de la Figura 2.10 se obtiene el calibrado transferido, mostrado en la Tabla 2.5, donde σ indica la desviación estándar de la transferencia y ε es la suma de la incertidumbre de la calibración del equipo primario (Tabla 2.1) más la desviación introducida en la transferencia. Comparando estas calibraciones con los valores obtenidos en la campaña VELETA2002 (Tabla 2.3), se observa que en este caso la incertidumbre es ligeramente superior, especialmente en el canal 440. Esto es debido a que las condiciones de calibración Langley fueron mejores en la calibración del primario #307.

En la Tabla 2.5 se constata también una incertidumbre mucho mayor en el filtro 940 que en el resto de canales. Esta incertidumbre viene determinada en gran medida por la incertidumbre obtenida en la calibración Langley del primario #430, y no por la transferencia. Dado que el método Langley no es directamente aplicable a este canal (al

encontrarse centrado en una banda de intensa absorción gaseosa) no es extraño encontrarse con una incertidumbre tan alta. La aplicación del método Langley en el canal 940 pasa por la necesidad de realizar simulaciones previas en un CTR y por tanto la incertidumbre del resultado será mayor que para el resto de canales, en los que el método Langley es aplicable directamente.

Tabla 2.5: Resultado de la transferencia de calibrado.

$\lambda(\text{nm})$	$V_{0\#176}^{\#430}$	$\sigma(\%)$	$\varepsilon(\%)$
440	2838	0.6	2.4
670	9124	0.5	1.4
870	5074	0.5	1.3
940	6154	1.3	5.3
1020	2803	0.4	1.2

La validez de estas calibraciones se analiza mediante la comparación del espesor óptico de aerosoles en la sección 2.6.

2.4.2. Componente difusa

Hasta el momento hemos estudiado la calibración de la componente directa, empleada especialmente para derivar el espesor óptico de aerosoles. En esta sección vamos a abordar el procedimiento de calibración de la componente difusa.

Para la calibración de componente difusa, es necesario disponer de una fuente de radiancia conocida o lámpara de calibrado. En general las fuentes de calibración consisten en una lámpara halógena que ha sido previamente envejecida y posteriormente comparada con un estándar primario NIST de irradiancia. Para su empleo en la calibración de radiancia, las lámparas se montan en el interior de una esfera integradora cuyas paredes están recubiertas de un material altamente reflectante. Esta esfera integradora consta también de un puerto de salida con o sin difusor que representa una superficie de radiancia homogénea. En este caso, la fuente de radiancia se referencia a un estándar NIST primario (o secundario), de modo que pueda emplearse en cualquier laboratorio como estándar secundario (terciario) de calibración. En el proceso de calibración, los instrumentos se enfocan u orientan a esta cavidad o superficie radiante.

Existen muchas configuraciones de lámpara de calibrado. AERONET [Holben et al., 1998] optó por una esfera integradora de 1 m de diámetro, con 12 lámparas que permiten diferentes niveles de intensidad de radiancia y con una incertidumbre aproximada de un 5.5%. Sin embargo, el precio de un sistema de calibración de este tipo es excesivo y generalmente los grupos de investigación independientes recurren a fuentes de calibrado de menor tamaño con una única lámpara⁴. La configuración de la fuente varía con el

⁴En este aspecto resulta interesante añadir que la red RIMA adquirirá en un futuro próximo dos esferas integradoras similares a las empleadas por AERONET, para servir de estándar nacional a todos los instrumentos CE318 de la red.

fabricante, así como la precisión de la radiancia de salida y el rango de calibración ofertado.

En nuestro caso, se han empleado cuatro referencias diferentes para caracterizar el calibrado del instrumento #176. La elección de la lámpara es de suma importancia. Los parámetros más importantes son la potencia de la lámpara, el diámetro de la esfera integradora, el diámetro de la ventana de salida y la precisión de su calibrado, así como su extensión espectral. Los dos primeros factores determinan la intensidad luminosa de salida, que ha de ser compatible con la sensibilidad del sensor. Resultaría deseable siempre realizar la calibración en el mismo rango de intensidad que la esperada en el campo, ya que la respuesta podría ser no lineal. El tipo de lámpara y la referenciación espectral determinan el rango en que puede ser calibrado el instrumento. Por último, el diámetro de la ventana determina la distancia máxima a la que el instrumento puede situarse y en casos límite, impedir su calibración al no ocupar todo el campo de visión del instrumento. Todos estos factores deben tenerse en cuenta para poder calibrar adecuadamente el instrumento.

A continuación se describen brevemente las lámparas empleadas en la calibración de los fotómetros. Las dos primeras se utilizaron únicamente durante la calibración en laboratorio efectuada durante la campaña VELETA2002.

- *Li-Cor*: Originalmente esta fuente se emplea para la calibración de irradiancia de los espectrorradiómetros Li-Cor 1800, los cuales se montan a 50 cm de la lámpara según el procedimiento estándar. La calibración en radiancia se realiza por medio de un accesorio acoplable. La lámpara posee una potencia de 200 W. Por la configuración del sistema, la curva espectral de radiancia no permite una adecuada calibración en las longitudes de onda cortas de los CIMEL, y por tanto se limitó su uso para aquel rango en que la lámpara Bentham no se encontraba referenciada. El intervalo de caracterización del espectro de emisión es 300 - 1100 nm.
- *Bentham SRS8 #4884*: La fuente de calibración se compone de una lámpara halógena de 50 W con fuente de alimentación estabilizada a 4000 A y rampa de voltaje. La esfera integradora tiene un diámetro de 200 mm y el diámetro de la ventana de cuarzo de salida es de 50 mm. La calibración de la lámpara se realiza frente a sistemas secundarios del fabricante, referenciados estos a un estándar del National Physical Laboratory (NPL) del Reino Unido. La caracterización espectral se limita al intervalo 380 - 800 nm. La incertidumbre estimada por el fabricante es de un 2 % para el rango 380 - 800 nm creciente hasta un 5 % en 1100 nm. La degradación temporal no se incluye en esta estimación, aunque la calibración de nuestro instrumento se realizó pocos meses después de su compra. La luminancia de salida es de 7300 fL. Este equipo y el anterior pertenecen al Grupo de Física Atmosférica (GFAT) de la Universidad de Granada.
- *Optronic OL455-6*: La fuente de calibración OL-455 consiste de una lámpara halógena de 150 W reflectorizada con una fuente de alimentación estabilizada y con rampa de encendido. La esfera integradora viene equipada con una fotocélula que controla la luminancia en su interior así como permite un ajuste preciso de la intensidad luminosa cuando se actúa sobre una rendija con micrómetro situada entre la lámpara y la esfera. El diámetro de la esfera integradora y del puerto de salida

es de unos 152 y 25 mm respectivamente. La luminancia en el puerto de salida es de 15 - 40 kfL. La incertidumbre en radiancia es de 2 - 6 % en el rango 350 - 1100 nm, relativa al primario National Institute of Standards and Technology (NIST). La calibración que nos ha sido proporcionada se encuentra en el rango 280 - 800 nm. Esta fuente se empleó durante los años 2003 y 2004. Su principal desventaja frente a la lámpara Bentham es su intensa radiancia de salida (lámpara potente, pequeña esfera de integración) que no permite la calibración de los CIMEL en su rango habitual de medida. Su pequeño puerto de salida también afecta negativamente la calidad de la calibración, al no permitir una distancia suficiente entre el extremo del colimador y la ventana de la esfera, produciendo reflexiones internas en el colimador totalmente indeseables.

- *Bentham SRS8 #7281*: El sistema es idéntico al descrito anteriormente, perteneciente a GFAT, con excepción del rango espectral de calibración, que en este caso es de 380 - 2500 nm. Fue adquirida en el año 2005 para sustituir la fuente OL455-6. La radiancia de salida de la esfera permite la calibración directa del fotómetro en el mismo rango de medida, sin necesidad de realizar ningún ajuste ni corrección adicional.



Figura 2.11: Fuentes de calibración Bentham SRS8 y OL455-6

A continuación se describen algunos aspectos de las calibraciones realizadas con las lámparas descritas. El análisis de la calibración histórica de radiancia se abordará en la siguiente sección. En la Figura 2.12 se representan simultáneamente los espectros de las diferentes fuentes utilizadas. Ambas unidades Bentham ofrecen un espectro similar debido a su idéntica configuración, aunque el rango de aplicabilidad es diferente. La fuente LiCor, aunque posee una lámpara de mayor potencia, ofrece una radiancia de salida un orden de magnitud inferior a las obtenidas por Bentham, por lo que resulta poco idónea especialmente en la región baja del espectro. Por el contrario, la fuente OL455 supera la radiancia de las esferas Bentham en un orden de magnitud, dificultando la calibración

de los instrumentos CE318 ya que satura la respuesta en algunas longitudes de onda. La caracterización limitada de la lámpara OL455 impide además su empleo adecuado en los canales NIR, y como se verá más tarde, necesitó ser referenciada.

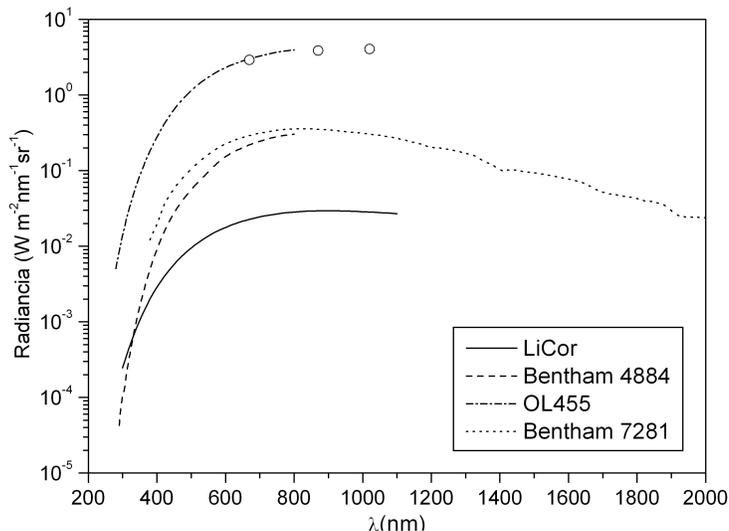


Figura 2.12: Espectros de radiancia de las cuatro fuentes empleadas en la calibración de componente difusa. Los puntos corresponden a la extensión del calibrado de la lámpara OL455 (ver sección 2.4.2)

Procedimiento de calibración

Aunque el procedimiento de calibración depende sensiblemente de la fuente empleada, hay algunos pasos básicos y comunes que merecen ser mencionados.

En primer lugar, la cabeza óptica del fotómetro se apunta en dirección del puerto de salida de la esfera integradora. De su buena orientación depende la calidad de la calibración obtenida. El colimador ha de mantenerse lo más perpendicular posible al plano de la ventana de la esfera. Para ello se ha empleado un trípode ajustable en altura con una rótula para ajustar la posición relativa de la esfera y el cabezal óptico. La distancia entre el extremo del colimador y la ventana no es crítica, al contrario de lo que sucede en la calibración de irradiancia, al menos mientras la superficie radiante ocupe la totalidad del campo de visión del instrumento. Sí que existe sin embargo un rango óptimo debido a la influencia de las reflexiones internas del colimador (ver apartado siguiente). Una vez dispuesto el sistema, la lámpara de la fuente se deja funcionar durante 10 minutos, con el objetivo de alcanzar la estabilidad de emisión. La alimentación de la lámpara se modula en el controlador, y el encendido y apagado se realiza gradualmente mediante la función rampa del mismo, para evitar cambios bruscos de la corriente que podrían afectar las características emisivas de la lámpara. Cuando la lámpara se comprueba estable, se realizan varias series de medidas de radiancia, generalmente 10 medidas en cada nivel de

ganancia (dependiendo de la fuente y del instrumento). En el caso de la lámpara OL455 se realizaron rutinariamente otras medidas de chequeo que serán brevemente abordadas en los próximos apartados. Una vez tomadas las series de medidas y corregidas por temperatura, se calcula su valor medio ($\overline{S_0}$) y su desviación estándar, representativo de las fluctuaciones durante la medida.

La medida radiométrica de radiancia difusa se obtiene a partir de la señal en cuentas digitales del segundo sensor $S(\lambda)$:

$$E(\lambda, \theta) = \kappa(\lambda)S(\lambda, \theta) \quad (2.7)$$

donde $\kappa(\lambda)$ es el factor de calibrado de radiancia y se obtiene por:

$$\kappa(\lambda) = \frac{\overline{E_0}(\lambda)}{\overline{S_0}(\lambda)} \quad (2.8)$$

donde $\overline{E_0}$ es la radiancia de la fuente que produce la señal $\overline{S_0}$ en el fotómetro para una λ dada. Para hallar esta radiancia es necesario conocer el espectro de la fuente $E_0(\lambda)$ y la respuesta del fotómetro $r(\lambda)$, determinada por la transmisividad de los filtros interferenciales $t(\lambda)$ y la sensibilidad del detector $s(\lambda)$. Otros factores menos importantes como las reflexiones internas del colimador también afectarán este valor. La expresión que nos permite conocer $\overline{E_0}$ es:

$$\overline{E_0} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda)r(\lambda)d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r(\lambda)d\lambda} \quad (2.9)$$

donde $r(\lambda) = t(\lambda)s(\lambda)$ y λ_1, λ_2 son dos valores extremos para los cuales $r(\lambda)$ es nula o despreciable. Si no se conoce el perfil de transmisividad o la respuesta espectral del sensor, se simplifica tomando un perfil gaussiano centrado en la longitud de onda nominal o central, con un FWHM de 10 nm para los canales del VIS y NIR (de 2 y 4 nm para los canales 340 y 380 nm). En nuestro caso se han tomado los perfiles de transmisividad de los filtros proporcionados por CIMEL (Figuras 2.13 y 2.14) y la curva de respuesta del sensor obtenidos de HAMAMATSU Inc (Figura 2.15). Para convolucionar el espectro por la respuesta del sistema, es necesario ajustar o interpolar previamente el espectro discreto de la lámpara, cuya resolución es de ~ 10 nm. Para ello, en radiometría en ocasiones se realiza un ajuste completo de la curva a la ecuación de Planck. Una vez obtenidos los parámetros de ajuste, se introducen a su vez como inicialización de ajustes por tramos del espectro. Sin embargo, para la resolución espectral en la que trabajamos resulta suficiente con realizar una interpolación lineal entre los puntos del espectro. La convolución se ha realizado mediante la metodología de Gueymard [2001].

Resultados de la calibración comparada Licor - Bentham

Durante la campaña VELETA2002 se realizó una sesión de calibración en cuarto oscuro en la que se utilizaron las lámparas Li-Cor y SRS8 #4884 para calibrar los seis fotómetros CE318 disponibles. Dado que el fotómetro proporcionado por AERONET (#109) poseía una calibración previa, se tuvo la oportunidad de comparar las calibraciones

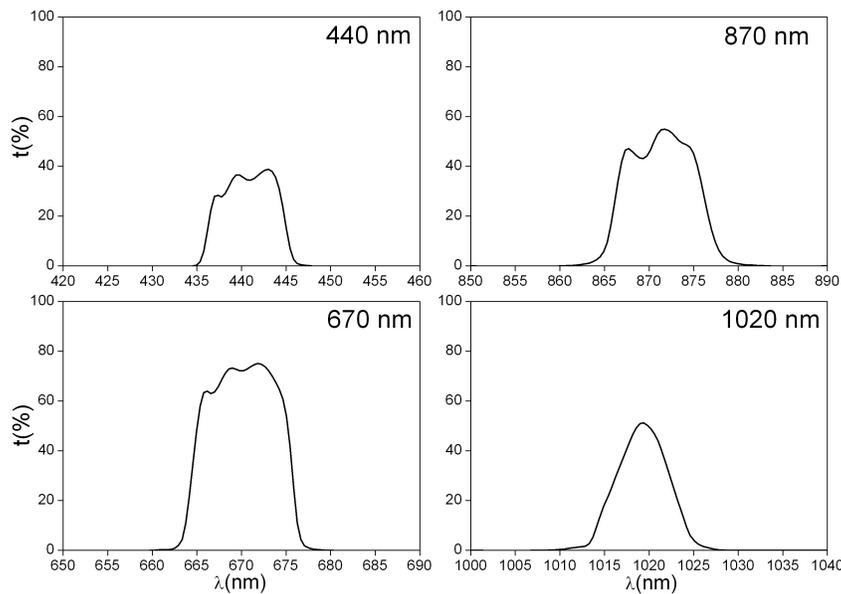


Figura 2.13: Perfiles de transmisividad de los filtros del instrumento #176

obtenidas mediante el procedimiento expuesto en el apartado anterior, con la calibración de AERONET.

Recuperando la Figura 2.12, pueden comprobarse dos diferencias importantes en los espectros de las fuentes Li-Cor y Bentham #4884. En primer lugar, la baja radiancia de la fuente LiCor impide que en el rango de ganancia habitual de medida del fotómetro se pueda conseguir una buena señal, y por tanto, la calibración no será muy precisa. Esto es especialmente grave para $\lambda < 600$ nm, lo que impedirá la calibración del canal 440 con esta lámpara. En segundo lugar, si bien la fuente SRS8 de Bentham posee un óptimo nivel de radiancia de salida en el rango inferior del espectro, carecemos de su calibración en el rango $\lambda > 800$ nm. Por ello recurrimos a la fuente Li-Cor para calibrar los canales 870 y 1020 nm. En tercer lugar, en el rango $600 < \lambda < 800$ nm (donde se encuentra el canal 670 del CE318) ambas lámparas permiten realizar una calibración comparada que nos dará idea de la incertidumbre obtenida comparada y por tanto de la validez de las lámparas.

En la Tabla 2.6 se muestran los resultados de la calibración únicamente para el instrumento #176 [Estellés et al., 2003b] obtenidos con ambas lámparas. La diferencia de 12% para el canal 440 es completamente inaceptable pero esperada. De hecho, la lectura del instrumento era de solo 9 cuentas digitales, un valor a todas luces insuficiente. Sin embargo, en el canal 670 la diferencia de 1.6% se encuentra completamente dentro de la incertidumbre nominal de ambas fuentes (5%), con una señal instrumental dos órdenes de magnitud mayor. El resto de instrumentos obtuvieron resultados similares (ver Tabla 2.7). La desviación obtenida en el instrumento #307 resulta más alta de lo esperado y fue

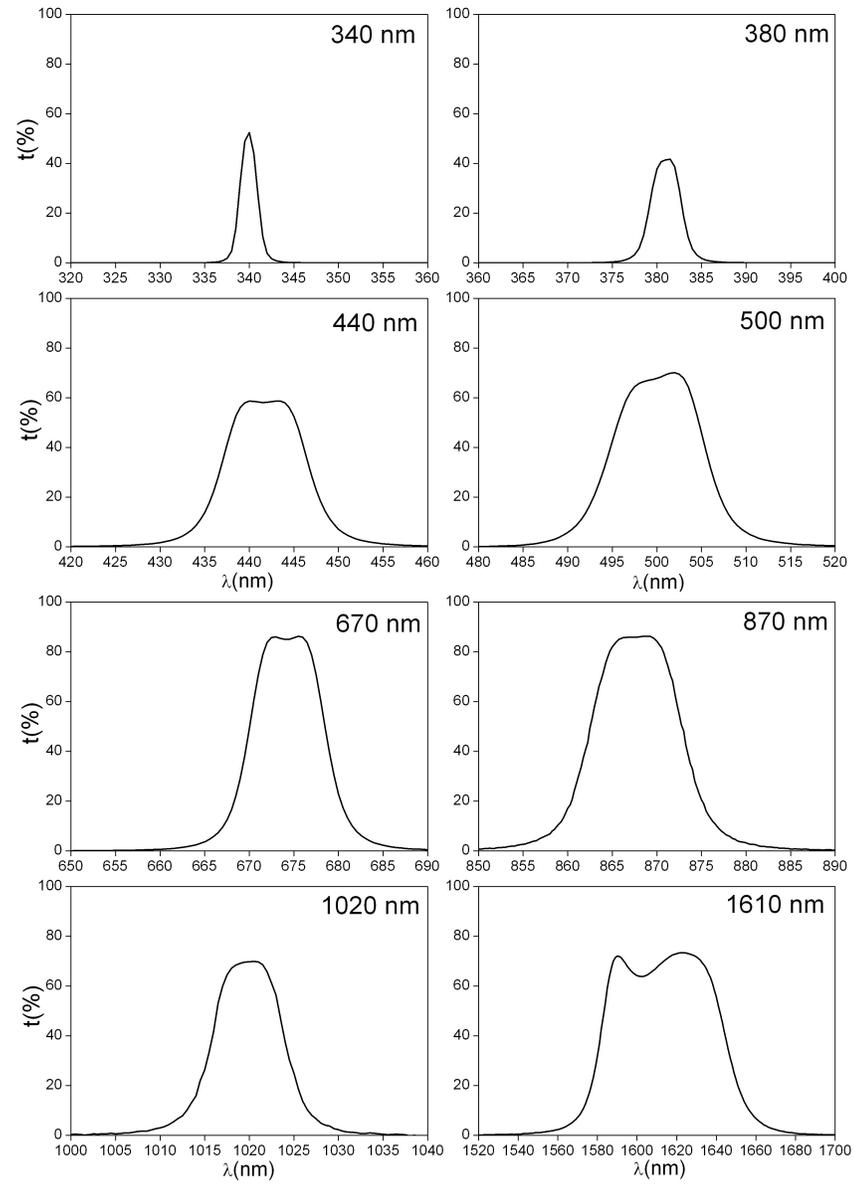


Figura 2.14: Perfiles de transmisividad de los filtros SPECTROGON del instrumento #430

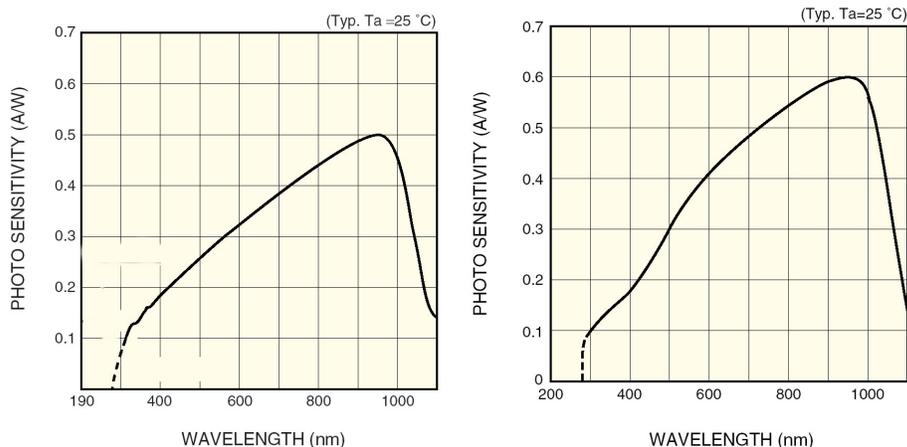


Figura 2.15: Curva espectral de sensibilidad de los sensores HAMAMATSU utilizados para la medida de directa (tipo 1336) y difusa (tipo 2386), a una temperatura de referencia de 25°C .

repetida con posterioridad a la campaña, reduciendo la desviación en torno al 1%. Por tanto, para el rango utilizable de la lámpara Li-Cor, la calibración resulta completamente coherente con la de la lámpara Bentham. Las únicas diferencias apreciables parecen ser debidas a problemas en el alineamiento del sistema, especialmente en el caso de la fuente Li-Cor.

Tabla 2.6: Factores $\kappa(\lambda)$ del equipo #176 obtenidos en VELETA2002, expresados en $\text{Wm}^{-2}\text{nm}^{-1}\text{sr}^{-1}$. En negrita los tomados como definitivos.

$\lambda(\text{nm})$	κ_{LiCor}	κ_{SRSS}	$\delta(\%)$
440	5.723E-4	5.072E-4	12
670	9.707E-5	9.553E-5	1.6
870	1.098E-4	-	-
1020	1.683E-4	-	-

Resultados de la calibración comparada VELETA2002 - AERONET

Una vez calibrado el instrumento #109 se comparan los factores $\kappa(\lambda)$ de AERONET con los obtenidos en VELETA2002, con el objetivo de validarlos. Las desviaciones se muestran en la Tabla 2.8. Aunque los resultados se encuentran en todos los casos dentro de la incertidumbre de las fuentes, el canal 1020 posee una desviación algo mayor que el resto de canales. Esto puede estar relacionado con una ligera degradación de la lámpara, ya que precisamente en esta longitud de onda se observó también una mayor desviación del espesor óptico de aerosoles obtenido por los espectrorradiómetros LiCor, estando todos ellos calibrados en esta misma lámpara en su configuración de irradiancia [Estellés

et al., 2006, 2004d]. En cualquier caso, el procedimiento de calibrado y sus resultados mostraron ser satisfactorios ya que las desviaciones máximas son aproximadamente la mitad de las incertidumbres nominales de las fuentes.

Tabla 2.7: Desviación entre κ_{LiCor} y κ_{SRS8} para 670 nm en todos los instrumentos calibrados.

Unidad	δ (%)
#045	1.8
#109	0.6
#176	1.6
#248	2.8
#307	6.8
#394	0.7

Tabla 2.8: Desviación entre $\kappa_{VELETA2002}$ y $\kappa_{AERONET}$ del instrumento #109.

λ (nm)	δ (%)
440	1.2
670	1.2
870	0.5
1020	3.4

Calibración con lámpara OL455.

La calibración realizada en Diciembre del 2002 en Valencia con la fuente OL455 mostraba que los resultados eran bastante similares, con una desviación del calibrado a 440 nm de 1.9%, respecto la calibración Bentham.

Sin embargo, según se observa en la Figura 2.12, la fuente OL455 se caracteriza por una luminancia mucho mayor y un rango espectral incompleto (hasta 800 nm). Dada la necesidad de calibrar el instrumento #176 en esta lámpara hasta la adquisición de una nueva esfera integradora, la única solución posible se encontraba en su referenciación a otro estándar.

Por ello, en Abril del 2003 se decidió realizar una nueva calibración del instrumento con las lámparas Licor y Bentham utilizadas en la campaña VELETA2002. A partir de esta calibración, se podía referenciar el espectro de la fuente OL455 en el rango no caracterizado, y además saber si el procedimiento empleado con esta fuente reproducía adecuadamente la calibración ya chequeada en el apartado anterior. La comparación entre las lámparas Li-Cor y Bentham repetida para esta sesión de calibración mostraron

de nuevo buena repetitibilidad, con una diferencia para el canal 670 de 0.9% (esta vez a una ganancia $F_\kappa = 25$, frente a $F_\kappa = 5$ de la sesión anterior).

A partir de estos valores, se caracterizó la radiancia de la fuente OL455 en los canales 870 y 1020. Basándose en la ecuación 2.7, tenemos que

$$\kappa(\lambda) = \frac{E_0^{LI}(\lambda)}{S_0^{LI}(\lambda)} = \frac{E_0^{BE}(\lambda)}{S_0^{BE}(\lambda)} = \frac{E_0^{OL}(\lambda)}{S_0^{OL}(\lambda)} \quad (2.10)$$

y por tanto a partir de la calibración realizada con la lámpara LiCor podemos caracterizar la radiancia de la lámpara en dichos canales

$$E_0^{OL}(\lambda) = \frac{E_0^{LI}(\lambda)}{S_0^{LI}(\lambda)} S_0^{OL}(\lambda) = \kappa(\lambda, F_\kappa) S_0^{OL}(\lambda) \quad (2.11)$$

Evidentemente, esta transferencia de calibrado no es la idónea. Una calibración de la fuente mucho más adecuada se realizaría mediante la medida de la radiancia con un espectrorradiómetro de alta precisión y resolución, y la transferencia se realizaría desde una lámpara primaria o secundaria (las lámparas Licor y Bentham son terciarias y con una incertidumbre asociada mayor). Sin embargo, esta caracterización de la fuente sólo será empleada con posterioridad para calibrar este mismo instrumento, y no con instrumentos de características espectrales diferentes, por lo que el método será aplicable, a costa eso sí, de una mayor incertidumbre en la calibración. En la Figura 2.12 se muestran $E_0^{OL}(870 \text{ nm})$ y $E_0^{OL}(1020 \text{ nm})$ por medio de dos puntos, a continuación de la curva espectral de la fuente OL455.

Como comprobación, se realizó la transferencia de calibración también para el canal 670 desde la fuente Li-Cor, y se comparó el resultado con la radiancia certificada. La desviación entre ambas resultó ser de un 3%, valor que, siendo algo mayor que la comparación entre las fuentes LiCor - Bentham, se encuentra aún por debajo de la incertidumbre nominal de la calibración ($\sim 5\%$). Por tanto, y por supuesto con cautela, se adoptan estos valores como una extensión de la calibración de la fuente OL455 para su uso con el instrumento #176, hasta la llegada de la lámpara Bentham SRS8 (#7281). En la Tabla 2.9 se muestra la calibración extendida. No se muestra el canal 440 ya que la fuente LiCor demostraba ser inadecuada para $\lambda < 600 \text{ nm}$.

Tabla 2.9: Espectro extendido de la fuente OL455.

$\lambda(\text{nm})$	$E_0^{OL} (\text{Wm}^{-2}\text{nm}^{-1}\text{sr}^{-1})$
670	2.910
870	3.853
1020	4.066

Efecto de la ganancia.

La otra peculiaridad de la fuente OL455 es su excesiva luminancia. En efecto, para ciertos canales y ganancias de uso habitual del instrumento, se produce la saturación

del sensor. En la práctica esto implica la necesidad de calibrar a bajas ganancias, que son poco útiles en la medida de exterior. Por tanto, resulta indispensable estudiar la variación de la respuesta del instrumento con la ganancia.

Para ello, en la calibración con la fuente OL455 se han realizado varias tandas de 10 medidas, para cada nivel de ganancia. De nuevo, como comprobación tomaremos un canal que no venga afectado por este problema (440 nm) y estimaremos la incertidumbre introducida. A partir de las lecturas medias para cada ganancia $\overline{S_0}(\lambda, F_\kappa)$, representamos en la Figura 2.16 su dependencia con la ganancia F_κ . En dicha figura, los puntos experimentales se han ajustado a una recta, cuyos parámetros de ajuste se muestran en la Tabla 2.10. El coeficiente de correlación muestra una gran linealidad del detector frente a la ganancia, por lo que parece posible extrapolar los coeficientes de calibración a ganancias para las cuales nuestro sensor se satura, y que son más adecuadas para la medida de campo.

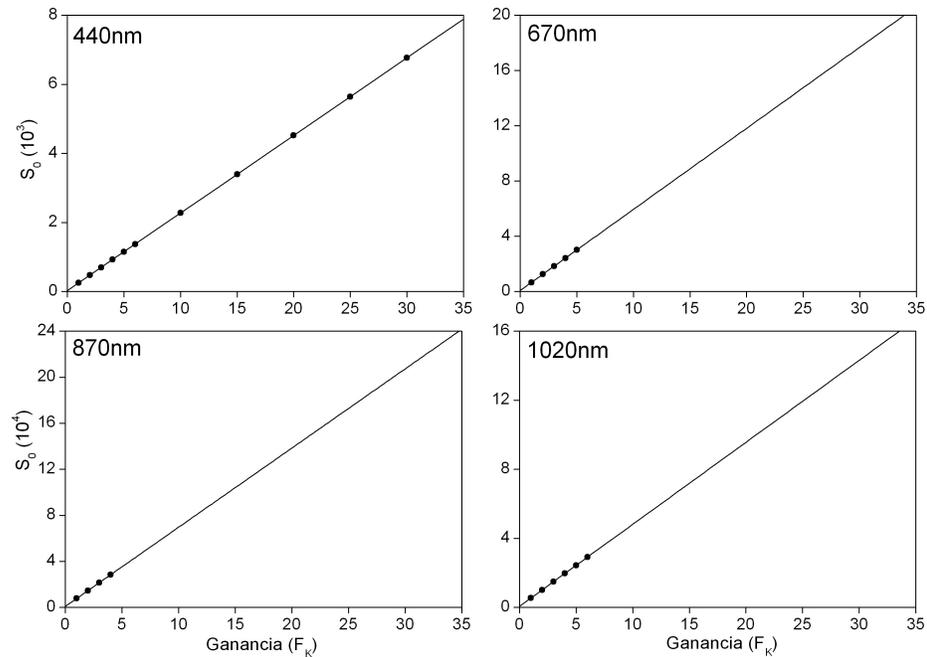


Figura 2.16: Dependencia de $\overline{S_0}(\lambda)$ con la ganancia del instrumento.

Si extrapolamos la respuesta del sensor a $F_\kappa = 25$ a partir del ajuste lineal a únicamente los cuatro primeros puntos experimentales del canal 440, y comparamos su constante de calibración κ con el calibrado directo, obtenemos que la discrepancia entre ambos valores es de un 0.01 - 0.3% (según la sesión de calibración de que se trate, ya que esta verificación se ha realizado en cada una de las sesiones). Por tanto, la incertidumbre introducida por esta operación debería ser relativamente baja incluso para la extrapolación del canal 870, que sólo posee cuatro puntos experimentales a $F_\kappa = 1, 2, 3, 4$.

Tabla 2.10: Parámetros de ajuste lineal $S_0 = a + bF_\kappa$.

$\lambda(\text{nm})$	b	a	r
440	227.9	26.9	1
670	5965.1	769.5	1
870	6959.9	883.3	1
1020	4830.7	621.9	1

Efecto de la distancia.

Si bien en la calibración en irradiancia la distancia entre la lámpara y el sensor es crítica (la distancia se fija en 50 cm de modo que el filamento de la lámpara se puede suponer puntual, y la irradiancia depende con el cuadrado de la distancia) en la calibración por radiancia la distancia no es un parámetro crítico. Esto se debe a que si bien la irradiancia decrece con $1/r^2$, el aumento de superficie vista desde el sensor crece con r^2 . Así pues la radiancia vista por el instrumento no varía con la distancia.

En la Figura 2.17 se muestra la variación de la radiancia medida durante la sesión de calibración de Abril del 2004 con la fuente OL455. La región óptima de calibración se encuentra a los 10 - 15 cm. El incremento de la medida para distancias menores se debe al aumento de las reflexiones internas del colimador. El efecto de estas reflexiones internas se puede estimar según esta figura en un 4 % aproximadamente, para la fuente OL455, por lo que es importante respetar una distancia mínima en la calibración.

También se ha realizado una caracterización similar en la calibración con la fuente Bentham. En este caso, el efecto de las reflexiones internas se estima en un 0,2 - 0,7 %, según el canal. Esta dependencia espectral podría ser debida a las propiedades del recubrimiento antireflectante del interior del colimador. En todo caso, el efecto es mucho menor que en el caso de la fuente OL455.

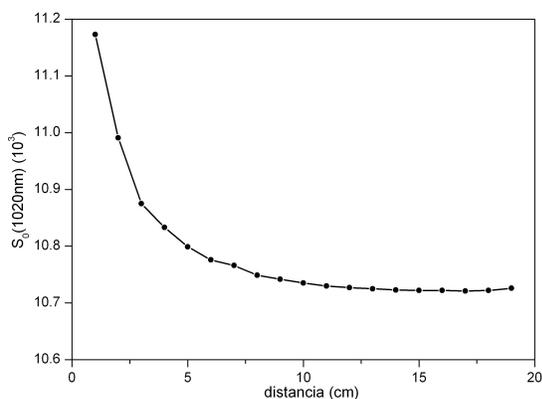


Figura 2.17: Dependencia con la distancia de la radiancia en la fuente OL455.

2.4.3. Historial de las calibraciones

A partir de las calibraciones de directa y difusa, se han elaborado unos archivos de calibración histórica tomados como entrada a los programas de procesado. En general, los valores de calibración para un día concreto se obtienen por interpolación lineal entre los valores de este archivo. Cuando se procesan días previos al primer calibrado o posteriores al último calibrado existente, se supone una degradación lineal de un 2% anual [Holben et al., 1998]. En AERONET, se dice que los resultados son de nivel 1 cuando se han procesado directamente sin ningún tipo de filtrado de calidad, con un pre - calibrado; de nivel 1.5 cuando se ha aplicado un filtrado automático de calidad y sólo pre - calibrado; y de nivel 2 cuando el calibrado aplicado es la interpolación entre un pre y post calibrado, además de filtrado manual final. Los resultados de esta tesis son de tipo 2 siguiendo esta jerarquía, excepto los obtenidos con una pre o post calibración (antes de Julio del 2002 y después de Septiembre del 2004), a pesar de haber sido en su totalidad supervisados después del filtro automático.

Componente directa.

A partir de las dos transferencias de calibrado expuestas con anterioridad, se ha obtenido el archivo histórico de calibrado dado en la Tabla 2.11. Esta tabla únicamente se refiere al instrumento #176 localizado en Burjassot. El instrumento #430 sólo posee un calibrado hasta la fecha y por tanto todos sus resultados son de nivel 1.5. Todavía no ha sido posible realizar una nueva calibración durante el año 2005 debido a problemas en la estación del CAAT.

En la tabla anterior también se indica la degradación producida en los filtros en el período de dos años considerado. En algunos filtros esta degradación parece ser menor que la incertidumbre de las propias calibraciones (filtros de 670 y 1020 nm) con aproximadamente una variación del 0.17% anual. El canal 940 parece haber variado notablemente, más de un 2.5% anual, aunque en este caso la incertidumbre ($\sim 5\%$) no permite afirmar que haya existido una degradación detectable. Sí que parece más importante la degradación del canal 870, con un 1.5%, y del canal 440 con un valor similar. Sin embargo la mayor incertidumbre de la calibración del año 2004 en este canal no permite afirmar rotundamente una degradación de tal intensidad, que por otro lado, es de signo opuesto al resto de canales.

Aunque en principio no existe ningún motivo por el que todos los canales hayan de degradarse con la misma rapidez ni sentido, una deriva positiva podría estar relacionada con el aumento de la transmisividad de los filtros interferenciales, posiblemente con un aumento de la luz parásita. Una degradación negativa por contra, podría estar relacionada con una pérdida de sensibilidad del sensor. Aunque el resultado final vendría dado por una combinación de ambos efectos, en nuestro caso habría dominado ligeramente la pérdida de sensibilidad de la fotocélula.

Componente difusa.

A partir de las calibraciones realizadas con las diferentes fuentes se ha elaborado la Figura 2.18, para el instrumento #176, a ganancia $F_{\kappa} = 25$. No se indica la calibración de Julio del 2002 ya que se realizó únicamente a $F_{\kappa} = 5$. En la figura se representan

Tabla 2.11: Calibrado histórico de componente directa (#176).

$\lambda(\text{nm})$	V_0^{2002}	$\varepsilon(V_0)$	V_0^{2004}	$\varepsilon(V_0)$	$\delta(\%)$
440	2764	1.1	2838	2.4	+2.6
670	9158	0.9	9124	1.4	-0.4
870	5224	0.9	5074	1.3	-2.9
940	6523	5.7	6155	5.3	-5.8
1020	2813	1.1	2803	1.2	-0.4

con símbolos huecos las calibraciones realizadas con la lámpara OL455, y con símbolos sólidos las calibraciones obtenidas con el resto de lámparas. La degradación producida entre la primera y última calibración de la fuente OL455 se presenta en la Tabla 2.12.

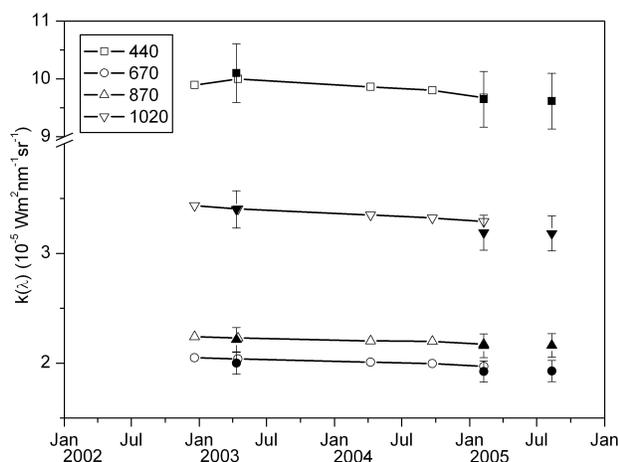


Figura 2.18: Calibrado histórico de componente difusa (#176). Los puntos sólidos son las calibraciones halladas con las fuentes Bentham y Li-Cor.

En el caso de radiancia, la deriva de los coeficientes parecen seguir el mismo patrón independientemente del canal. La medida de radiancia se realiza con un sensor diferente al de directa, aunque los filtros son los mismos. En este caso, si se cumple lo anteriormente dicho, el efecto de la degradación del sensor habría sido menor que la degradación de los filtros interferenciales. Esto tiene sentido ya que la intensidad a la que se someten los sensores de radiancia es mucho menor que si se dedica a la directa. En cualquier caso, no podemos fundamentar estas suposiciones en pruebas experimentales ya que no tenemos la capacidad de caracterizar la transmisividad de los filtros ni chequear la sensibilidad de los sensores.

Por otro lado, la deriva encontrada en los calibrados de difusa se encuentra por debajo de la incertidumbre de la fuente, y vendrá afectada además por los ajustes realizados

Tabla 2.12: Degradación en la calibración de difusa (#176).

$\lambda(\text{nm})$	$\delta(\%)$ total	$\delta(\%)$ anual
440	-2.3	-1.1
670	-3.9	-1.8
870	-3.1	-1.5
1020	-4.3	-2.0

con la lámpara OL455. Para efectuar una última comprobación, la última calibración de la fuente OL455 se realizó la misma semana que la primera calibración con la nueva fuente Bentham #7281. La comparación de los coeficientes nos ofrece también una mejor comprensión de la incertidumbre puesta en juego y arrastrada durante todo el período de medida. Las diferencias porcentuales entre ambos calibrados son de 0.3 - 3.1 % según canal, siendo el máximo para 1020 nm, como se podía adelantar leyendo la Figura 2.18, siempre por debajo de la incertidumbre de la fuente aunque un poco más elevada de lo deseable.

2.5. Correcciones

2.5.1. Corrección por temperatura

El efecto de la temperatura en fotometría resulta de gran importancia, especialmente cuando el instrumento trabaja en condiciones de campo donde se encuentra con temperaturas muy variables y en muchas ocasiones extremas. En el caso de los instrumentos CE318, sólo existe un mínima referencia a este problema en el artículo de Holben et al. [1998]. Por este motivo, y aprovechando las calibraciones de radiancia realizadas en laboratorio, se decidió caracterizar el instrumento #176 en radiancia. En componente directa no pudo ser caracterizada ya que la potencia de las lámparas no permite obtener una señal suficiente.

La temperatura en principio afecta las medidas de radiancia a través la modificación de las propiedades de los filtros y del sensor. En el caso de los filtros, su dependencia se nota únicamente en los polarizadores plásticos de los canales polarizados [Holben et al., 1998], que no son empleados en la tesis. En el sensor, este efecto se percibe especialmente en el flanco superior de la curva de sensibilidad de la fotocélula [M. Canini, 2003; comunicación personal], como de hecho comprobaremos a continuación.

Para comprobar el efecto de la temperatura sobre la radiancia y hallar la corrección correspondiente, se tomaron medidas de la lámpara OL455 en cuarto oscuro, calentando el ambiente de forma gradual mediante un sistema calefactor apropiado. La temperatura se toma en el bloque sensor de la cabeza óptica. La dependencia de la medida de radiancia $S(\lambda)$ en función de la temperatura T vendrá dada por:

$$S(\lambda) = S_0(\lambda) \left[1 + \frac{k_T(\lambda)}{100} (T - T_0) \right] \quad (2.12)$$

donde $k_T(\lambda)$ es el coeficiente térmico expresado como porcentaje de variación de la señal por grado centígrado, referido a una temperatura de referencia T_0 de 25°C . $S_0(\lambda)$ representa la señal a la temperatura de referencia. En la Figura 2.19 se muestra esta dependencia experimental en cada canal. El eje de abscisas se ha tomado de modo que represente aproximadamente un 1% del valor medio de la señal. Los puntos sólidos indican las medidas directas afectadas por la temperatura, sin aplicar ninguna corrección. La máxima sensibilidad se produce, como se esperaba, a 1020 nm. El canal 440 no se encuentra afectado. La aparente separación de las dos series de puntos de este canal es debida a su menor respuesta y precisión (menor emisión de la lámpara, menor transmisividad del filtro interferencial, y menor sensibilidad del detector).

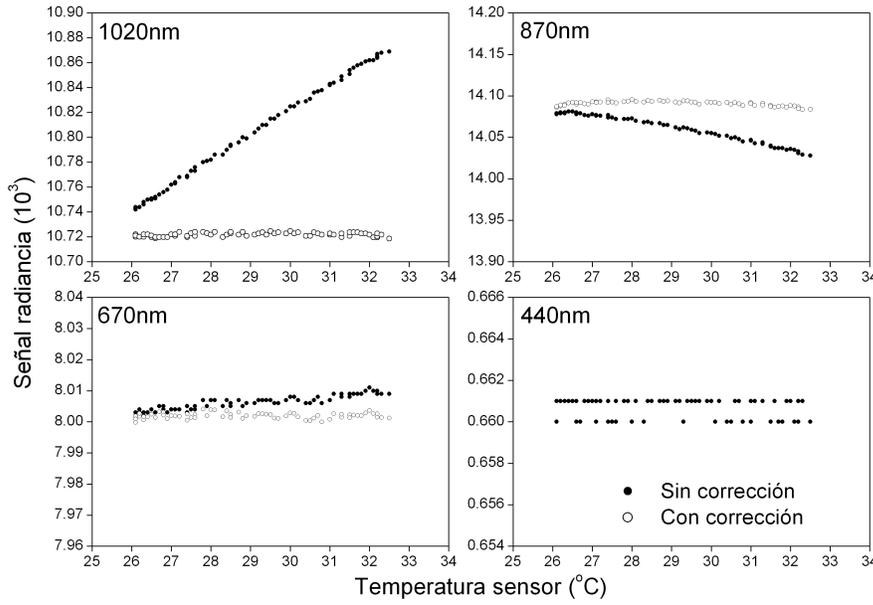


Figura 2.19: Variación de la señal $S(\lambda)$ en función de la temperatura del bloque sensor.

A partir de la ecuación 2.12 y el ajuste lineal a los puntos de la figura, puede derivarse el valor del coeficiente de temperatura para cada canal. En la Tabla 2.13 se muestran los coeficientes obtenidos en dos sesiones diferentes de calibración para el instrumento #176, así como el promedio de ambos. Holben et al. [1998] indica un valor del coeficiente k_{T1020} de $0.25\%/\text{°C}$, sin dar información acerca de ningún otro canal por ser su valor muy bajo. Suponiendo una temperatura de 40°C en el interior de el cabezal óptico, la variación de la señal de radiancia será de un 3.6% a 1020 nm y de 1.1% a 870 nm. A 670 nm la variación sería de un 0.2% . En nuestro caso las medidas se corregirán en los canales 1020 y 870, despreciando el efecto de la temperatura en el canal 670.

Para el instrumento #430, los coeficientes de los canales 670, 870 y 1020 fueron respectivamente de $+0.013$, -0.053 y $0.187\%/\text{°C}$.

Tabla 2.13: Coeficientes térmicos del instrumento #176.

$\lambda(\text{nm})$	k_{T870}	k_{T1020}
12/2002	-0.070	0.259
9/2004	-0.081	0.211
Promedio:	-0.076 ± 0.005	0.24 ± 0.02

2.5.2. Corrección de simetría de almucantares

El fotómetro CE318 emplea un sistema de apuntamiento solar activo, el cuál consta de una primera fase de aproximación, a partir del cálculo de las coordenadas solares programadas en el procesador interno, y una segunda fase de ajuste, activado por un sensor cuatro cuadrantes que afina la orientación del cabezal óptico.

Aunque este procedimiento activo resulta mucho más preciso que el sistema pasivo empleado en otros seguidores solares (únicamente cálculo de coordenadas solares), lo cierto es que necesita ser adecuadamente compensado a nivel electrónico para conseguir la precisión nominal requerida. Aunque en nuestro instrumento #176, la precisión obtenida era completamente satisfactoria en la medida de la directa, era deficitaria en la medida de la aureola solar. En tres ocasiones el equipo fue remitido al servicio técnico de CIMEL donde se realizaron algunos ajustes del sistema que no llegaron a solucionar completamente la pequeña desviación sufrida en el ángulo azimutal. Las últimas versiones del instrumento han mejorado mucho el sistema de compensación, de modo que el equipo #430 ya no sufre desviaciones sensibles de su orientación, consiguiendo mejores resultados y sirviendo de referencia para el equipo #176.

La pequeña desviación mencionada sin embargo requería ser corregida a posteriori ya que en la aureola solar provocaba una ligera asimetría en su medida a ambos lados del sol (el gradiente angular de radiancia es intenso en la región de la aureola, y por tanto una mínima desviación afecta apreciablemente su simetría). Esta desviación era mayor durante el año 2002, ya que la programación original de la EPROM incluía la medida de radiancia a 2° del sol (3° en las versiones nuevas) donde el error es muy apreciable. Además, en las versiones antiguas se tomaban dos medidas de la aureola, una al principio de la medida de almucantar (justo después del ajuste fino del apuntamiento) y otra al final del almucantar (360°) con lo cual al error inicial del apuntamiento se acumulaba el error por la variación de la posición solar sufrida durante la medida en todo el almucantar. Las nuevas versiones habían mejorado la medida de almucantar, realizando la medida en dos ramas independientes (lateral derecha y lateral izquierda) y al inicio de cada una se reajustaba el apuntamiento. Una versión de la EPROM de este tipo de incorporó al equipo #176 en Marzo del año 2003.

Para corregir la asimetría, se programó un método sencillo de estimar la desviación ocurrida en cada aureola, a partir de un ajuste de una función simétrica a los puntos experimentales de la aureola. La radiancia en la región de la aureola puede ser expresada mediante un desarrollo en polinomios de Legendre [Lenoble, 1993; Liou, 1980]. En nuestro caso no resulta tan importante poder expresar adecuadamente la forma de la aureola

sino el centro de simetría, por lo que se optó por un ajuste a una función gaussiana. La expresión de la gaussiana es:

$$\log S = a_1 + a_2 \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\theta - \theta_c}{a_3} \right)^2 \right] \quad (2.13)$$

donde a_1 , a_2 , a_3 y a_3 son los parámetros de ajuste de la curva. El parámetro a_3 lo renombramos θ_c ya que es el único parámetro de interés del ajuste y lo definimos como el *ángulo de descentrado*, es decir, aquella distancia angular que el instrumento erra respecto del apuntamiento perfecto al sol. Si el apuntamiento fuera perfecto, la radiancia se distribuiría simétricamente respecto al origen y este ángulo sería nulo.

En la Figura 2.20 se muestra la aureola medida a las 7:30 GMT del día 29 de Agosto del 2004, para los cuatro filtros del #176. Los puntos sólidos indican las señales instrumentales. Para el ajuste se limita el rango azimutal a 10° , ya que para ángulos mayores los puntos ya no pueden ajustarse adecuadamente a la función gaussiana. Este rango de ángulos azimutales se tomó después de haber inspeccionado el resultado de ajustar diversas aureolas en días de diferentes condiciones de turbiedad. En esta figura también se ha representado la función gaussiana ajustada. Los coeficientes de correlación son mayores de 0,994 en todos los casos de este ejemplo, y generalmente mayores de 0,98 en condiciones de cielo despejado. Los valores del descentrado (θ_c) se indican en cada gráfica con su incertidumbre. La rutina de ajuste no lineal (algoritmo de Lavenberg - Marquardt) de la función gaussiana se adaptó de Press et al. [1992].

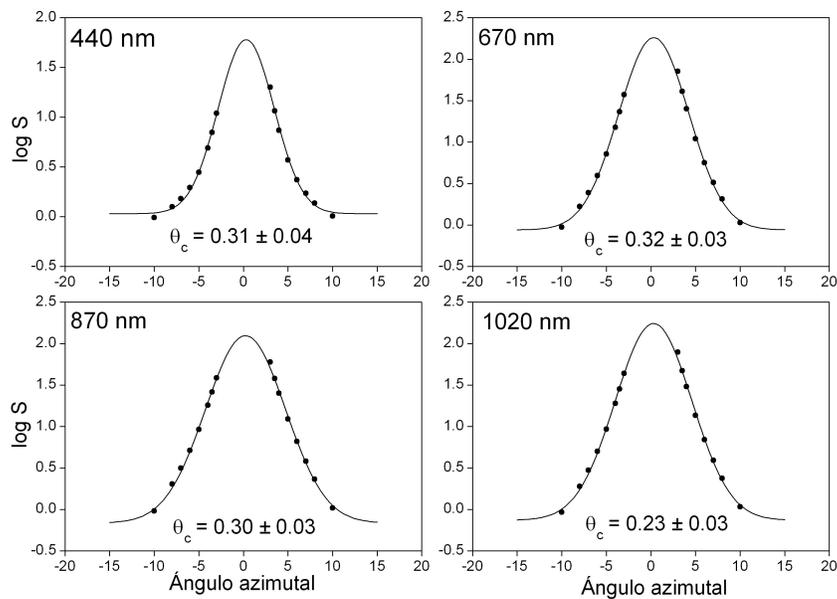


Figura 2.20: Ajuste de la radiancia en la aureola a funciones gaussianas y descentramiento resultante (θ_c).

A partir de θ_c y teniendo en cuenta de que el descentramiento se produce sólo azimutalmente, podemos corregir la curva de radiancia aplicando una rotación θ_c en ambas ramas. En la Figura 2.21 se aprecia el resultado de la aplicación de esta corrección sobre la curva de radiancia representada frente al ángulo azimutal. Tras la rotación se interpola la curva así obtenida a los ángulos instrumentales, reconstruyendo la curva de radiancia corregida. La interpolación se realiza mediante el método de tres puntos de Lagrange [T. Nakajima, 2005; comunicación personal]. Esta interpolación solo se realiza sobre puntos previamente validados, es decir, no saturados o afectados claramente por nubes. Para evitar la redundancia de información, sólo se interpola un único punto entre dos puntos experimentales. La interpolación a más puntos emplearía la misma información experimental y no aportaría mayor interés.

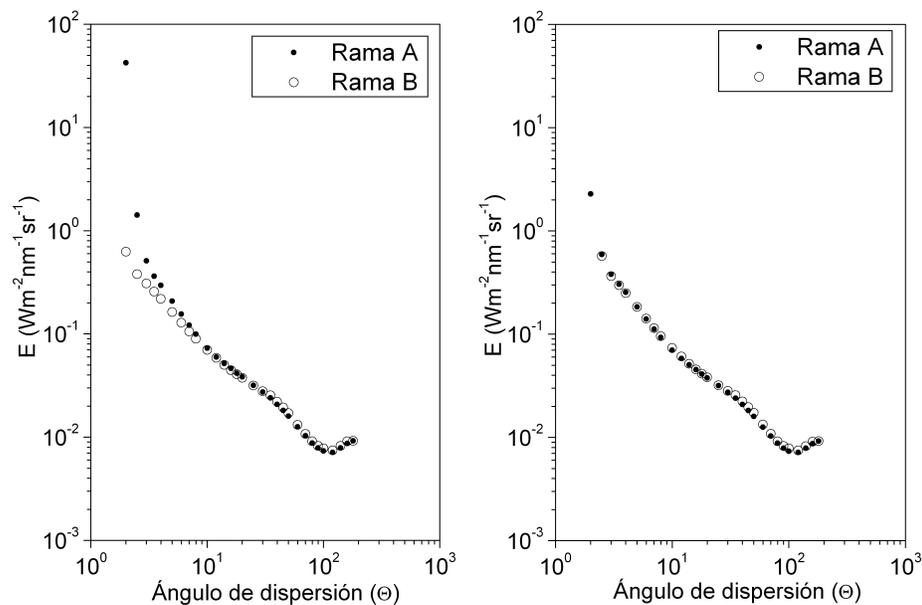


Figura 2.21: Radiancia de la aureola sin/con aplicación de la corrección θ_c .

Tal y como se observa en la Figura 2.21, la aplicación de la corrección parece resolver gran parte de la asimetría previamente existente. Fijado un límite en el criterio de simetría de un 10%, la corrección permite de hecho trabajar con radiancias en ángulos de dispersión más pequeños, beneficiando la inversión de los datos para reconstruir la distribución de tamaños en radios del modo grueso.

En la Figura 2.22 se representa el efecto de aplicar la corrección de simetría sobre el cociente $R(\Theta)$ (definido en la sección 3.1.3), representado frente al ángulo de dispersión Θ . En dicha figura, se representan las medidas del instrumento #176 por círculos, siendo sólidos los valores no corregidos y huecos los sí corregidos. Las aspas indican las medidas del instrumento #430 (que no necesita aplicar la corrección) obtenidas de manera

simultánea al #176 durante el período en que ambos equipos coincidieron en Burjassot. Las medidas corresponden al almucantar de las 7:30 GMT del día 29 de Septiembre del 2004.

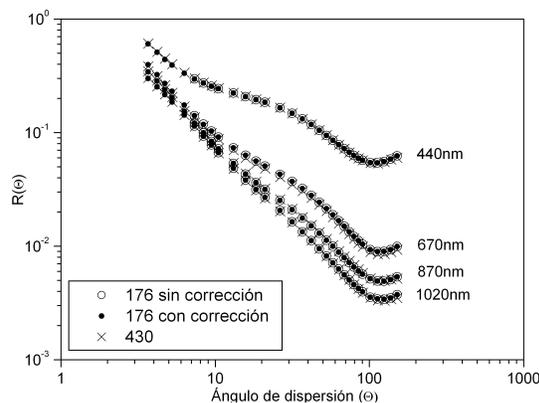


Figura 2.22: Comprobación de la corrección de simetría sobre el ratio $R(\Theta)$.

En dicha figura se comprueba claramente el efecto de aplicar la corrección de simetría sobre $R(\Theta)$. En ausencia de corrección, el criterio de simetría se cumplía a partir de $\Theta=7.3^\circ$. Con la corrección, la simetría se extiende hasta $\Theta=3.7^\circ$. Sin embargo, y a pesar de aplicar la corrección del ángulo a todo el almucantar, el efecto sobre la radiancia en ángulos mayores es completamente despreciable, como era de esperar.

A la luz de estos resultados, la corrección de simetría se aplica rutinaria y automáticamente en el procesado de los almucantares. Aunque el ajuste a la función gaussiana por lo general da buenos resultados, el método podría ser mejorado si la radiancia en la aureola se desarrollase en términos de polinomios de Lagrange, ya que en algunos casos la curva experimental puede desviarse de la forma gaussiana. El primer término del desarrollo permitiría la estimación del descentrado.

2.6. Intercomparaciones

En los apartados anteriores se ha descrito la calibración así como algunas correcciones de importancia para poder obtener los diferentes parámetros con fiabilidad suficiente. En este apartado se trata de comprobar la validez de nuestra calibración y de la metodología de cálculo (expuesta en el siguiente capítulo) a través de la comparación con otros fotómetros o espectrorradiómetros.

Por lo general, las intercomparaciones se realizan de forma rutinaria a partir de medidas obtenidas en campañas de medida donde los equipos CE318 han trabajado simultáneamente con otros espectrorradiómetros Li-1800. La calibración de estos se obtiene de forma independiente y regular (por medio de lámparas de irradiancia), de modo

que la intercomparación permite monitorizar la validez a lo largo del tiempo de los resultados obtenidos con los CE318. En esta memoria sólo se presentan los resultados de dos campañas con uno y otro instrumento.

2.6.1. Campaña VELETA 2002

La primera de las campañas analizadas aquí tiene un significado especial. Esta campaña tuvo lugar pocos meses después de la puesta en funcionamiento por vez primera del equipo #176 en Burjassot, y permitió tanto calibrar el instrumento como verificar la metodología que iba a ser empleada a posteriori. Además se tuvo la oportunidad de comparar los resultados con otros cinco CE318 (uno de ellos de la red AERONET), seis espectrorradiómetros Licor-1800 y seis Microtops II. Estos instrumentos pertenecían a diferentes grupos de investigación tanto nacionales como internacionales y por tanto la campaña se define como un marco idóneo para verificar nuestros resultados. Los resultados aquí expuestos son únicamente un extracto de otros trabajos [Estellés et al., 2004d, 2006] donde pueden encontrarse más detalles sobre la calibración y las diferentes metodologías empleadas en cada grupo de investigación para sus instrumentos. En esta memoria únicamente nos centramos en el análisis de nuestro equipo (#176), referidos a los instrumentos CE318 NASA y GFAT1, Li-Cor 1800 GRSV y Microtops II GRSV. Algunos detalles de esta campaña pueden consultarse en la sección 2.4.1 o en los trabajos de Alados-Arboledas et al. [2003] y Estellés et al. [2006].

Para realizar la comparación, nos hemos basado en la medida del espesor óptico, ya que las medidas directas de los equipos CE318 y Li-Cor 1800 no son comparables. También se ha realizado una comparación del vapor de agua obtenido con los CE318 y los Microtops II. En un trabajo paralelo se comparan las medidas de radiancia [F.J. Olmo, 2004; comunicación personal] entre los cinco CE318, pero no se exponen en esta memoria.

La intercomparación se elaboró en dos pasos. En primer lugar, los instrumentos fueron calibrados independientemente por sus grupos responsables a partir de las medidas obtenidas en Ahí de Cara. Cada grupo además adoptó sus propias y en principio diferentes metodologías para obtener el espesor óptico. A partir de estos resultados se llevó a cabo una primera intercomparación, que es la analizada ahora. En un segundo paso, y con el ánimo de mejorar el acuerdo entre instrumentos, se tomó un calibrado por transferencia a partir de un equipo primario (GFAT1) y se adoptó una metodología común.

En la Tabla 2.14 se muestra un resumen de los métodos empleados por los instrumentos comparados. La metodología del instrumento NASA se ha tomado de Holben et al. [1998].

En la Figura 2.23 se presenta el AOD a 440 nm y w a lo largo de la fase de intercomparación. Para evaluar la desviación, se calcula la Desviación cuadrática media (RMSD), la desviación media (MBD) y la desviación estándar de las diferencias (STD):

$$RMSD = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (k_{0i} - k_i)^2} \quad (2.14)$$

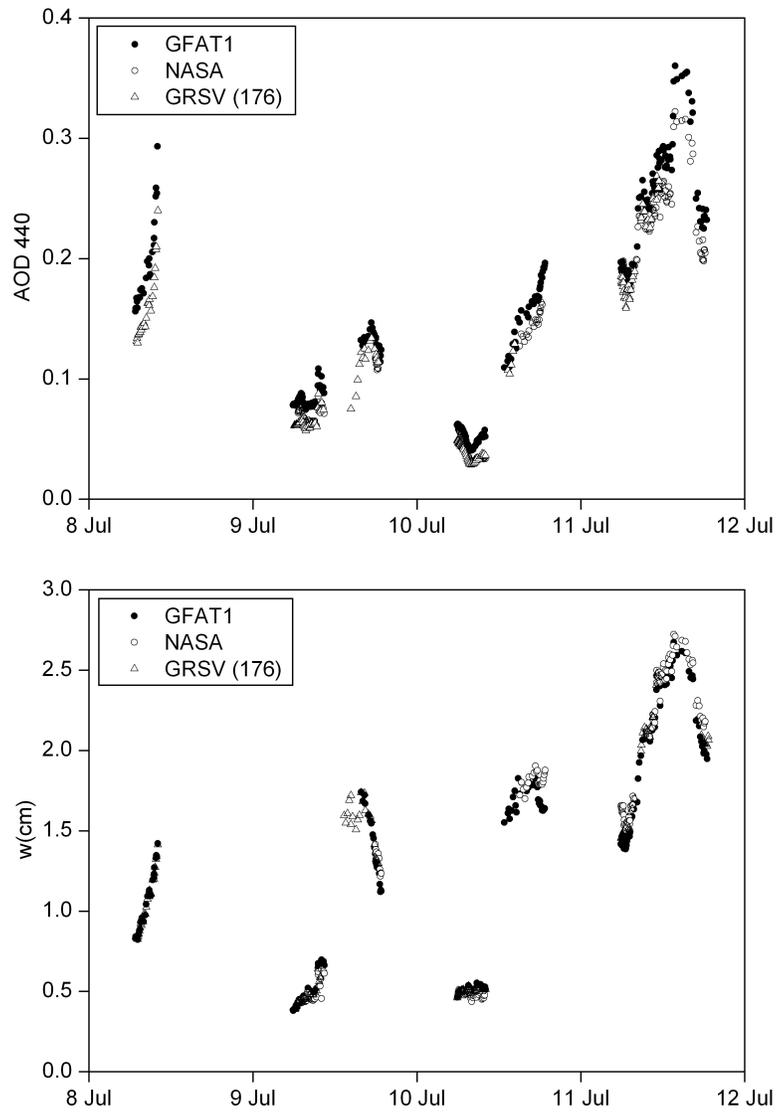
Figura 2.23: AOD a 440 nm y w durante la fase de intercomparación en VELETA2002.

Tabla 2.14: Metodología independiente empleada en VELETA2002.

Magnitud	NASA	GRSV	GFAT1
V_0	Transf. Goddard	Langley Ahí	Las Sabinas
m_0	Kasten and Young [1989]	Kasten and Young [1989]	Gueymard [2001]
m_i	Komhyr et al. [1989]	No	Gueymard [2001]
P	Burcholtz [1995]	Microtops II, INM	INM
k_R	Penndorf [1957]	Bodhaine et al. [1999]	Gueymard [2001]
u_{O_3}	London et al. [1976]	Microtops II	Ozonosondeo corr.
A_{O_3}	Vigroux [1953]	Anderson [1992]	Anderson [1992]
w	Kneizys et al. [1988]	MLS corregida	No
k_w	Kneizys et al. [1988]	Gueymard [2001]	No
u_{NO_2}	No	MLS corregida	MLS corregida
k_{NO_2}	No	Gueymard [2001]	Gueymard [2001]
θ_z	Michalsky [1988]	Blanco-Muriel et al. [2001]	Blanco-Muriel et al. [2001]
Refracción	Michalsky [1988]	Michalsky [1988]	No

$$MBD = \bar{\delta} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (k_{0i} - k_i) \quad (2.15)$$

$$STD = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\delta_i - \bar{\delta})^2} \quad (2.16)$$

donde el subíndice 0 hace referencia al equipo de referencia. En el STD, δ_i es la diferencia entre dos valores simultáneos de AOD ó w . En la Tabla 2.15 se muestran las desviaciones obtenidas respecto los dos instrumentos tomados como referencia.

La comparación muestra unas desviaciones menores de 0.01 en el RMSD del AOD con el instrumento de AERONET, que constituye un resultado muy satisfactorio. Con el instrumento GFAT1, la desviación se encuentra dentro del la incertidumbre del AOD (0.01 – 0.02) nominal, y dentro también de la incertidumbre combinada estimada para ambos equipos. En el vapor de agua encontramos un RMSD menor de 0.15 cm en ambos casos. Según Halthore et al. [1997], el error cometido en los valores de w por comparación con radiosondeos es de un 10 % nominal, valor que acepta AERONET. Sin embargo, en esta memoria se trabaja con una incertidumbre nominal basada en esta RMSD, ya que el valor dado por Halthore et al. [1997] resulta poco realista en valores invernales de w . La comparación puntual con radiosondeos realizada en diversas campañas muestra una concordancia pobre entre ambas técnicas, aunque sería necesario estudiar la desviación a lo largo de un período más prolongado de tiempo.

Una vez verificada la validez de la metodología empleada para el cálculo de AOD y w , se decidió tomar una metodología común para todos los instrumentos involucrados, incluidos los espectrorradiómetros Li-Cor 1800. Esta metodología es idéntica a la mostrada en la Tabla 2.14 para nuestro instrumento, con la excepción de u_{O_3} , que se tomaría

Tabla 2.15: Desviación obtenida en la intercomparación previa de VELETA2002, respecto GFAT1 (tabla superior, $N = 156$) y NASA (tabla inferior, $N = 101$).

$\lambda(\text{nm})$	RMSD	MBD	STD
440	0.019	0.018	0.008
670	0.013	0.011	0.007
870	0.011	0.008	0.007
1020	0.012	0.009	0.008
$w(\text{cm})$	0.13	0.08	0.10

$\lambda(\text{nm})$	RMSD	MBD	STD
440	0.008	0.004	0.007
670	0.008	-0.007	0.005
870	0.004	-0.000	0.004
1020	0.004	0.0004	0.004
$w(\text{cm})$	0.09	-0.05	0.07

del GOME. En el caso de los CE318, la calibración sería obtenida por transferencia desde GFAT1.

En estas condiciones se abordó la intercomparación de los fotómetros Cimel con los equipos Li-Cor 1800. Únicamente se muestran los resultados cuantitativos de la comparación en la Tabla 2.16. Aprovechando que durante toda la campaña (del 8 al 18 de Julio) los equipos CE318 y Li-Cor 1800 de nuestro grupo se encontraban instalados juntos, ampliamos el período de comparación a estos días. Durante la fase de medida de la campaña, estos instrumentos se destinaron a la estación de Motril, a escasos metros de la costa.

Tabla 2.16: Comparación de AOD entre el CE318 y Licor-1800 del GRSV, durante toda la campaña VELETA2002 ($N=86$).

$\lambda(\text{nm})$	RMSD	MBD	STD
440	0.011	0.000	0.011
670	0.021	-0.018	0.013
870	0.027	-0.024	0.012
1020	0.015	-0.004	0.014

En este caso, las diferencias en AOD aumentan. Estas diferencias, aunque ligeramente superiores a la incertidumbre estimada del CE318, son inferiores a la incertidumbre nominal del Li-Cor 1800 (~ 0.04). En este caso, el intervalo de tiempo máximo para considerar dos medidas simultáneas se relaja a 5 minutos, ya que el Licor funciona manualmente y no se sincroniza con las medidas del CE318.

Por último, la desviación observada entre los valores de AOD a 1020 nm y w del CE318 y el Microtops II dan un valor de 0.018 y 0.12 cm, respectivamente. Dado que el

Microtops posee una incertidumbre nominal algo mayor que el CE318 (~ 0.02 a 1020 nm) este resultado puede considerarse muy satisfactorio. La diferencia encontrada en w puede también muy satisfactoria, ya que se encuentra dentro del límite de 0.15 cm obtenido antes en la comparación entre los CE318.

2.6.2. Campaña SPARC 2004

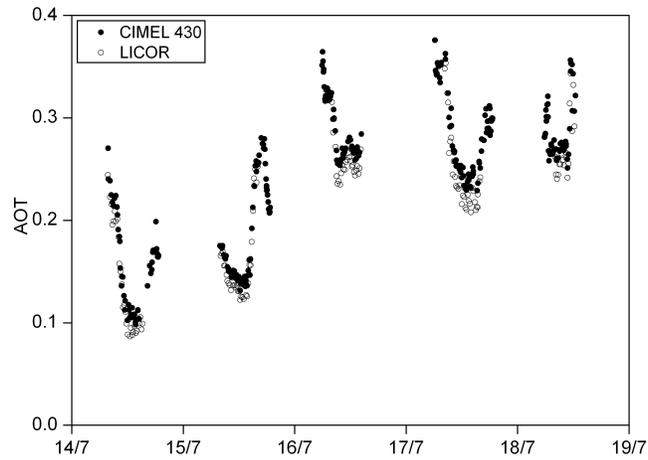
Las campaña SPARC-2004 tuvo lugar del 14 al 18 de Julio del 2004 en Barrax (Albacete). En esta campaña se desplazó el instrumento #430, con el objetivo de caracterizar los aerosoles atmosféricos para realizar la corrección atmosférica de las imágenes allí adquiridas. En el caso que nos ocupa, únicamente abordaremos los resultados de la intercomparación entre este CE318 y el Licor-1800 del grupo.

Tabla 2.17: Comparación de AOD del CE318 con el Li-1800 (N=68) y el MTOPS-II (N=32).

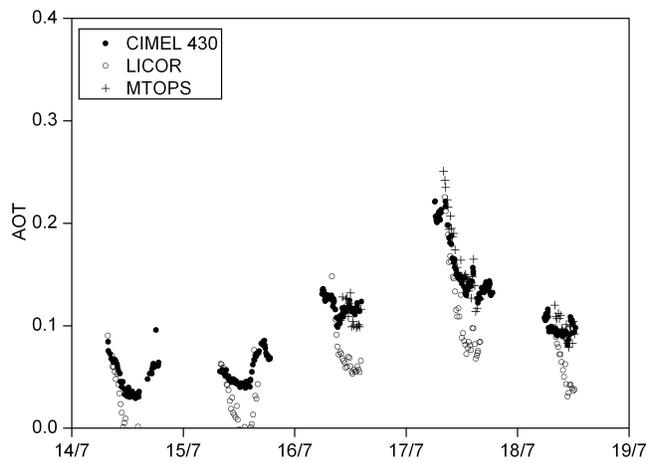
λ (nm)	RMSD	MBD	STD
340	0.027	-0.024	0.012
380	0.014	0.011	0.009
440	0.016	0.014	0.008
500	0.008	0.000	0.008
670	0.021	-0.019	0.009
870	0.017	-0.015	0.009
1020	0.045	-0.042	0.016
1020	0.012	-0.002	0.012
w (cm)	0.089	-0.075	0.047

La metodología de la comparación es idéntica a la expuesta anteriormente. En la Figura 2.24 se muestra la evolución del AOD para los canales 440 y 1020. En la Tabla 2.17 se muestran las desviaciones obtenidas para todos los canales disponibles del CE318. A diferencia de la campaña VELETA2002, esta vez el CIMEL y el Licor se sincronizaron, por lo que el intervalo máximo para considerar dos medidas simultáneas se rebajó a 1 minuto. Los resultados de AOD muestran una muy buena concordancia entre el Cimel y el Li-1800, con excepción de las longitudes de onda de 340 y 1020 nm. En el caso del canal 340 nm, las medidas de ambos instrumentos poseen una incertidumbre mayor, alrededor de 0.04 en el caso del Cimel, con lo cual la comparación se encuentra perfectamente dentro de esa incertidumbre. Por su parte el canal 1020 del Li-Cor 1800 no se encontraba corregido por temperatura. El sensor de este espectrorradiómetro es una fotocélula de Silicio y por tanto, al igual que el CIMEL, necesita ser corregido para $\lambda > 1000$ nm. Este efecto de temperatura nunca había sido tenido en cuenta con anterioridad puesto que el Li-1800 únicamente se empleaba en el estudio de la región visible. A raíz de la necesidad de trabajar en un rango extendido se caracterizó el instrumento a partir de medidas en laboratorio [Gómez-Amo et al., 2005c], aunque esta corrección no ha podido ser aplicada en esta campaña por no existir medidas de temperatura del sensor. Por último, la concordancia existente entre el CIMEL y el Microtops es óptima tanto en el AOD a 1020 nm

como en w . En la Figura 2.24 se muestra también la evolución del AOD1020 hallada con el Microtops. El AOD1020 medido con el Li-1800 queda completamente invalidado, llegando a valores negativos.



(a) 440 nm



(b) 1020 nm

Figura 2.24: AOD durante la campaña SPARC 2004, medido con los equipos CE318, Li-1800 y Microtops II.

Capítulo 3

Metodología

En este capítulo se describen los métodos de obtención de los parámetros ópticos y microfísicos de los aerosoles, tal y como fueron introducidos en el capítulo 1, a partir de las medidas de flujo solar directo y flujo difuso obtenidas con el fotómetro CE318. También se expone un breve estudio de sensibilidad de los diferentes algoritmos de inversión, útil en la obtención de la distribución de tamaños.

3.1. Metodología

A continuación se exponen los diferentes métodos adoptados para obtener las propiedades ópticas y microfísicas de los aerosoles. Recordando el capítulo primero, para caracterizar completamente los aerosoles atmosféricos basta con conocer un conjunto de parámetros *ópticos* (espesor óptico, albedo de dispersión simple y parámetro de asimetría) y *microfísicos* (distribución de tamaños, índice de refracción y forma del aerosol). El más importante de todos los parámetros es el espesor óptico, que será descrito en primer lugar. Supuestas partículas esféricas, la obtención del resto de parámetros se describe después, al tiempo que se introducen los algoritmos de inversión.

3.1.1. Espesor óptico de aerosoles

El espesor óptico de aerosoles (k_a o AOD) definido por la ecuación 1.13, se considera la magnitud más simple y representativa para caracterizar la carga de aerosoles presente en la atmósfera [Holben et al., 2001]. De hecho es el parámetro más empleado en la literatura, especialmente en teledetección, donde resulta todavía muy complicado (si no imposible) obtener magnitudes más allá del espesor óptico y su dependencia espectral. El motivo principal de su utilidad reside en la relativa facilidad con que puede derivarse a partir de medidas de extinción de la irradiancia solar directa, en forma espectral. Además su dependencia espectral está directamente relacionada con el tamaño de las partículas.

Para calcular el espesor óptico de aerosoles se recurre a la ley de Beer (ecuación 1.31). Según esta ley, el espesor óptico total se obtiene a través del cociente entre el flujo solar directo a nivel de suelo (F) y el flujo extraterrestre (F_0):

$$k(\lambda) = \frac{-1}{m_0} \ln \frac{F(\lambda)}{\rho^{-2} F_0(\lambda)} \quad (3.1)$$

donde se supone una masa óptica igual para todos los componentes atmosféricos. Por su parte, ρ es el radio vector o distancia relativa entre el Sol y la Tierra, cuyo papel en la ecuación consiste en modular el flujo solar extraterrestre a lo largo del año.

En la ecuación anterior, el espesor óptico total $k(\lambda)$ se descompone en diferentes contribuciones de varios atenuadores, según la región espectral de estudio. Estas contribuciones vienen dadas por:

$$k(\lambda) = k_a(\lambda) + k_R(\lambda) + k_{O_3}(\lambda) + k_W(\lambda) + k_{NO_2}(\lambda) \quad (3.2)$$

siendo $k_a(\lambda)$ el espesor óptico de aerosoles, $k_R(\lambda)$ el espesor óptico de dispersión molecular o de Rayleigh, $k_{O_3}(\lambda)$ la contribución al espesor óptico debida a la absorción del Ozono, $k_W(\lambda)$ la debida a la absorción del vapor de agua y $k_{NO_2}(\lambda)$ debida al dióxido de nitrógeno. Según qué canal, algunas contribuciones pueden despreciarse sin cometer un error apreciable en el AOD. En nuestro caso se han considerado todas ellas.

En los siguientes apartados se indican los métodos seleccionados para calcular las diferentes variables de la ecuación 3.1 y 3.2.

Posición solar

Para el cálculo de la posición solar (ángulo zenital y azimutal solar) se ha empleado el algoritmo de la PSA, recientemente propuesto por Blanco-Muriel et al. [2001]. Los autores de este trabajo afirman que este algoritmo obtiene mejores resultados que el método empleado en AERONET [Michalsky, 1988] en un 24 y 8 % para el ángulo zenital y el azimutal, respectivamente. El algoritmo no se detalla aquí ya que es algo extenso. El ángulo zenital sirve de entrada para el cálculo de la masa óptica.

Masa óptica

Para la masa óptica m_0 se emplea la expresión de Kasten and Young [1989]:

$$m_0 = (\cos \theta_z + 0.50572 \cdot (96.07995 - \theta_z)^{-1.6364})^{-1} \quad (3.3)$$

donde el ángulo zenital θ_z viene dado en grados. Esta expresión se halla a partir del cálculo de la masa óptica a partir de su expresión integral para varios ángulos de incidencia y para una atmósfera modelada USSA estándar, con una longitud de onda nominal de 700 nm (la variación de la masa con la longitud de onda es despreciable según los autores).

Rigurosamente la masa óptica es diferente para cada atenuador ya que depende de su distribución vertical y de las variables meteorológicas, pero habitualmente se emplea un único valor, especialmente si no se conoce a priori la distribución vertical real de cada componente. En todo caso las diferencias sólo son significativas para ángulos zenitales mayores de 70°.

El ángulo zenital de entrada, obtenido por el algoritmo PSA, se corrige previamente por la refracción. Esta no es apreciable salvo para ángulos zenitales grandes, y se parametriza para el caso de una atmósfera estándar [Michalsky, 1988]. Para un ángulo de 70° la corrección es menor de un 0.1 %.

Radio vector

En el cálculo del radio vector ρ se ha empleado la correlación de Spencer [Iqbal, 1983]. Comparada con la expresión de Michalsky [1988] da una diferencia despreciable (menor del 0.1 %). Esta última tiene en cuenta la hora del día en su cálculo mientras que la expresión de Spencer considera los días como enteros en la correlación. La serie numérica de Spencer viene dada por:

$$\rho^{-2} = 1.000110 + 0.034221 \cos \Gamma + 0.001280 \operatorname{sen} \Gamma + \\ + 0.000719 \cos 2\Gamma + 0.000077 \operatorname{sen} 2\Gamma \quad (3.4)$$

donde $\Gamma = 2\pi \frac{n-1}{365}$, siendo n el número de día del año.

Espesor óptico molecular o de Rayleigh

Para el cálculo de la extinción debida a la dispersión molecular o de Rayleigh se adoptó el método de Bodhaine et al. [1999]. Este método mejora los resultados de métodos más antiguos [Leckner, 1978; Hansen and Travis, 1974] especialmente en las longitudes de

onda UV. Para ello se aplica la ecuación 3.5, donde P es la presión atmosférica expresada en $\text{din}\cdot\text{cm}^{-2}$, A es el número de Avogadro, m_a es el peso molecular medio para el aire seco, σ es la sección eficaz de dispersión del aire y g es la aceleración de la gravedad considerando su variación con la latitud del lugar y altura sobre nivel del mar:

$$k_R(\lambda) = \sigma \frac{PA}{m_a g} \quad (3.5)$$

Si está disponible, se utiliza un valor de la presión atmosférica obtenido con el sensor de presión del fotómetro Microtops II (precisión 1 mbar). Si este valor no está disponible, se calcula con una correlación para una atmósfera estándar a partir de la altura sobre el nivel del mar.

Resulta interesante añadir que el método de Bodhaine et al. [1999] ha pasado a formar parte del algoritmo estándar de obtención de espesor óptico en AERONET (Julio 2005).

Espesor óptico del ozono

En el cálculo del espesor óptico del ozono se emplea el método asimilado en el código Simple Model of the Atmospheric Radiative Transfer of Sunshine (SMARTS) versión 2.8 [Gueymard, 2001], que adopta los coeficientes del código MODTRAN [Anderson, 1992] y aplica la ecuación siguiente, donde los coeficientes para cada longitud de onda se representan por $A_3(\lambda)$. En la ecuación, u_3 es el contenido de ozono en atm-cm. Los coeficientes de absorción se corrigen por una temperatura efectiva.

$$k_{O_3}(\lambda) = u_3 A_3(\lambda) \quad (3.6)$$

Tenemos tres posibilidades de obtener el contenido de ozono en la columna atmosférica. Por orden de prioridad (según disponibilidad) se emplearía el valor experimental obtenido con el fotómetro Microtops II, que se suele medir de una a tres veces al día, generalmente al mediodía. De no encontrarse disponible esta medida, se emplea el valor de los sensores Global Ozone Monitoring Experiment (GOME) (hasta Junio del 2003) o Total Ozone Mapping Spectrometer (TOMS) (hasta la actualidad).

El instrumento Microtops II (#3682) se ha comparado en diferentes campañas con las medidas de espectrofotómetros Brewer. Los instrumentos Brewer son estándar para la medida de ozono de la columna atmosférica [Bais et al., 1996]. Las medidas del Microtops II fueron por ejemplo analizadas durante una campaña de cerca de tres meses (del 23 de Abril al 10 de Junio del 2002, 16 días útiles de medida) en Sodankylä, Finlandia (latitud 67.37° , longitud 26.63° , altura 179 m sobre el nivel del mar) en el marco del proyecto Solar Induced FLuorescence EXperiment (SIFLEX) de la Agencia Espacial Europea (ESA). Según el análisis de la intercomparación, el Microtops II poseía una desviación cuadrática media de 0.6 % respecto de las medidas de un Brewer MKII (#037), aunque nominalmente se considera que los valores de ozono del Microtops II tienen una incertidumbre del 1 % [Morys et al., 2001]. Durante los mismos días de la campaña, los valores del TOMS tienen una desviación de 1.1 % respecto del Brewer, y los del GOME de un 2.4 %. A pesar de esto [V. Carrenyo, 2002; comunicación personal] los valores del GOME dan mejores resultados cuando se analizan en períodos mayores de tiempo, ya que el TOMS ha sufrido una deriva importante los últimos años. Así pues, hasta el día 22 de Junio del 2003 se emplean los valores del GOME si no hay medida del Microtops II disponible, y

los del TOMS después de esa fecha (las medidas del GOME ya no están disponibles por un fallo crítico en el sistema ocurrido el 22 de Junio del 2003).

En la Figura 3.1 se han representado las medidas de ozono obtenidas con el Brewer MKII y nuestro Microtops II para los tres canales de este instrumento. También se representan los valores del GOME y TOMS. En la Tabla 3.1 se ofrecen los valores numéricos de la desviación desglosados por día, en los 16 días útiles de la campaña [Estellés et al., 2003a]. Las medidas referidas como *OZ12* se refieren al cálculo de ozono realizado con el par de longitudes de onda 305 y 312 nm. El ratio *OZ23* se calcula con 312 y 320 nm. El ratio *OZcorr* es un valor obtenido a partir de ambos ratios y se supone más correcto que los dos ratios independientes [Morys et al., 2001]. Sin embargo, en todas las comparaciones realizadas con este instrumento, el ratio *OZ12* posee unas medidas mucho más cercanas a los valores derivados de Brewer [Estellés, 2002b; Estellés et al., 2003a]. Estos resultados están en acuerdo con otros autores [Holdren et al., 2001; Massen, 2003], y por tanto, resulta conveniente adoptar el ratio *OZ12* en lugar del ratio corregido.

Tabla 3.1: Desviación (%) entre valores de ozono obtenidos con el Brewer y otros instrumentos en SIFLEX.

Fecha	OZ12	OZ23	OZcorr	GOME	TOMS
2904	0.37	0.8	0.3	1.9	3.8
3004	0.49	0.5	0.8	4.9	3.8
0405	0.58	2.4	1.2	1.0	0.6
0505	0.95	2.4	1.1	4.5	2.3
0805	0.75	1.1	0.7	2.9	0.09
1205	0.12	0.4	0.3	0.3	0.5
1505	0.81	1.5	1.0	1.2	—
2305	0.71	1.7	1.0	4.4	0.9
2605	0.21	1.1	0.9	2.7	0.09
2705	0.68	1.7	1.9	1.7	0.8
2805	0.52	2.2	1.5	1.7	0.07
2905	0.71	2.3	1.4	0.8	0.1
3005	0.54	1.3	1.2	1.1	0.3
3105	0.66	1.3	1.9	1.5	1.4
0106	0.49	0.6	1.2	3.9	0.2
0706	0.72	0.8	1.0	3.7	1.0
Media (%)	0.58	1.4	1.1	2.4	1.1

Espesor óptico del dióxido de nitrógeno

El dióxido de nitrógeno es un gas muy variable que juega un papel importante en el ciclo del ozono tanto en la estratosfera como en la troposfera. Al igual que el ozono, en la estratosfera se considera un contaminante producido por la actividad humana, donde puede llegar a grandes concentraciones en grandes áreas metropolitanas. Por otra parte, es cien veces más efectivo que el ozono en absorber la radiación solar en su pico de absorción. Sin embargo, es muchísimo menos abundante por lo que el efecto neto sólo es

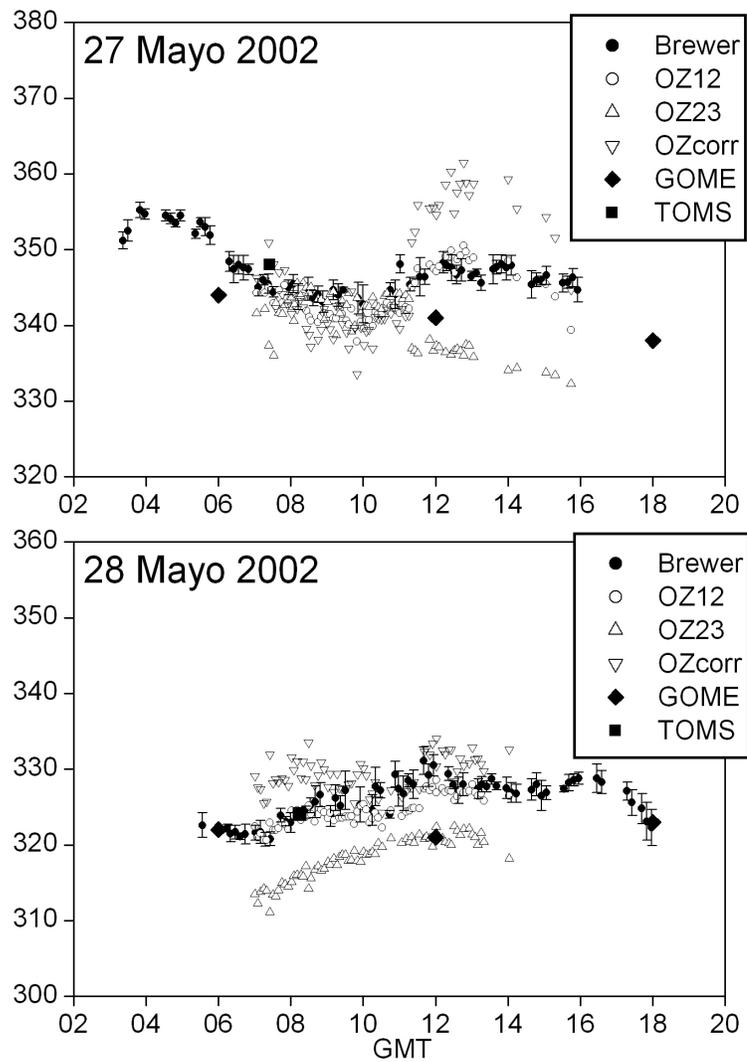


Figura 3.1: Comparación de las medidas de ozono respecto Brewer para dos días de la campaña SIFLEX.

apreciable o comparable con el ozono en atmósferas muy polucionadas. En la atmósfera estándar no se tiene en cuenta el ozono troposférico.

Observando las bandas de absorción se comprueba que el dióxido de nitrógeno sólo tiene importancia en los canales 340, 380 y 440. Dado que no poseemos valores experimentales de su contenido en la columna atmosférica y que su efecto neto en los canales de nuestros instrumentos es muy pequeño, se ha optado por tomar los valores dados por las atmósferas estándar [Gueymard, 2001], corregidos por altura y dependientes de la estación. En estaciones cercanas a núcleos importantes de polución, Gueymard [2001] propone valores más altos para reflejar la importancia de la contaminación por este gas, aunque son valores en todo caso muy variables.

Para el cálculo de su espesor óptico, se emplea una expresión equivalente a la del ozono:

$$k_{NO_2}(\lambda) = u_{NO_2} A_{NO_2}(\lambda) \quad (3.7)$$

donde u_{NO_2} es el contenido en la columna atmosférica y $A_{NO_2}(\lambda)$ son los coeficientes espectrales de absorción obtenidos por medidas en laboratorio [Davidson et al., 1988]. Estos coeficientes se encuentran corregidos por una temperatura efectiva.

Espesor óptico del vapor de agua

El cálculo del espesor óptico del vapor de agua es más complejo. El espesor óptico se obtiene de la transmisividad tal y como la calcula el modelo SMARTS [Gueymard, 2001]. La expresión del espesor óptico se indica a continuación:

$$k_w(\lambda) = -\frac{1}{m_0} [(m_0 w)^{1.05} f_w^n B_w A_w(\lambda)]^c \quad (3.8)$$

En esta expresión aparecen diferentes funciones de la longitud de onda (f_w , B_w , c , n) pero también de la presión o el contenido en vapor de agua. Como se observa, el propio espesor óptico depende de la masa óptica. El desarrollo de las funciones anteriores pueden encontrarse en Gueymard [2001].

En la expresión anterior, w es el contenido en vapor de agua de la columna atmosférica. Dado que no conocemos a priori este valor (salvo medidas obtenidas previamente con un radiosondeo o con una medida con el Microtops II) tomamos por defecto un valor de la atmósfera estándar estacional que se corrige por la altura de la estación. Esta corrección tiene en cuenta el hecho de que la mayor parte del vapor de agua se concentra en las capas inferiores de la atmósfera y por tanto para medidas a gran altura, parte del vapor de agua contenido en la atmósfera se encuentra bajo el nivel de la estación de medida. El valor de entrada depende de la estación del año, siendo mayor en verano.

Una solución alternativa es realizar una o dos iteraciones en el cálculo del vapor de agua. Es decir, se puede realizar el cálculo de espesor óptico de aerosoles y de vapor de agua suponiendo $w = 0$, y en una segunda ejecución del programa introducir el valor de w resultante. En la práctica se comprueba que el resultado de realizar varias iteraciones es el mismo que dar únicamente un paso con un valor de w estacional estándar. Por tanto en este trabajo siempre tomamos un valor de entrada de w nominal, diferente según la época del año.

Incertidumbre del espesor óptico de aerosoles

Para obtener la incertidumbre asociada a la medida de espesor óptico de aerosoles, se emplea el método de propagación de errores en la forma dada por Russell et al. [1993]. Esta expresión incluye la incertidumbre asociada con la medida de la señal, la incertidumbre de la calibración, y la incertidumbre de los espesores ópticos de Rayleigh, ozono, dióxido de nitrógeno y vapor de agua. Para estimar las incertidumbres de las magnitudes típicas se han utilizado las mismas estimaciones hechas en la bibliografía para otro tipo de fotómetros y con suposiciones similares [Schmid and Wehrli, 1995]. Algunas de estas estimaciones se resumen a continuación.

Como la masa óptica dada por la expresión de Kasten and Young [1989] se refiere a una atmósfera estándar para el caso de una mezcla de gases homogénea, se adopta una incertidumbre del 1%, que es mayor que la desviación dada por los autores respecto la atmósfera estándar, ya que empleamos una masa óptica única. Para la dispersión Rayleigh, se toma un 1% nominal cuando existe valor experimental de la presión. En caso contrario, este valor es menor del 2%. Para el ozono, la incertidumbre se calcula por propagación tomando una incertidumbre del 2% en el valor medido por el Microtops [Estellés et al., 2003a] y de 3% en el valor del GOME o TOMS [Estellés et al., 2003a]. Los coeficientes del ozono se toman válidos en un 5%. En caso de tomar un valor único diario, la incertidumbre en el contenido de ozono se calcula como la mitad de la variación máxima esperada. Esta variación máxima se ha estimado a partir de un conjunto de medidas diarias realizada con el Microtops II durante dos meses en Burjassot, y resulta ser de unos 10 DU aproximadamente (Unidades Dobson, donde 100 DU equivalen a 0.1 atm-cm). Para el NO_2 , como su contenido no se ha verificado, se toma una incertidumbre nominal del 60% del espesor óptico [Schmid and Wehrli, 1995]. Finalmente, para el vapor de agua se tomó un 10% nominal en su contribución al espesor óptico [Halothore et al., 1997].

La incertidumbre del espesor óptico de aerosoles, dada por Schmid and Wehrli [1995] por propagación de errores queda como

$$\begin{aligned} \varepsilon(k_{a\lambda})^2 = & \left(\frac{1}{m_0} \frac{\varepsilon(V_{0\lambda})}{V_{0\lambda}} \right)^2 + \left(k_{a\lambda} \frac{\varepsilon(m_0)}{m_0} \right)^2 + \left(\frac{1}{m_0} \frac{\varepsilon(V)}{V} \right)^2 + \\ & + \varepsilon(k_{R\lambda})^2 + \varepsilon(k_{O3\lambda})^2 + \varepsilon(k_{NO2\lambda})^2 + \varepsilon(k_{W\lambda})^2 \end{aligned} \quad (3.9)$$

La incertidumbre así calculada es similar en su comportamiento y magnitud a la dada por Schmid and Wehrli [1995], y su máximo del orden de las incertidumbres nominales de AERONET (0.01 – 0.02) [Eck et al., 1999]. En la Figura 3.2 se muestra la incertidumbre para los cuatro canales durante el día 10 de Junio del 2002. En la relación 3.9 no se ha considerado explícitamente la incertidumbre debida a la componente de *forward scattering* de la medida de directa (es decir, la contribución de la radiación de la aureola solar).

El término de mayor peso en la expresión de la incertidumbre es sin duda el primero, debido a la incertidumbre de calibración. La variación diaria de la incertidumbre viene modulada por la masa óptica, actuando en los tres primeros términos como $1/m_0$, y que determina el máximo de incertidumbre a mediodía, cuando la masa óptica es mínima.

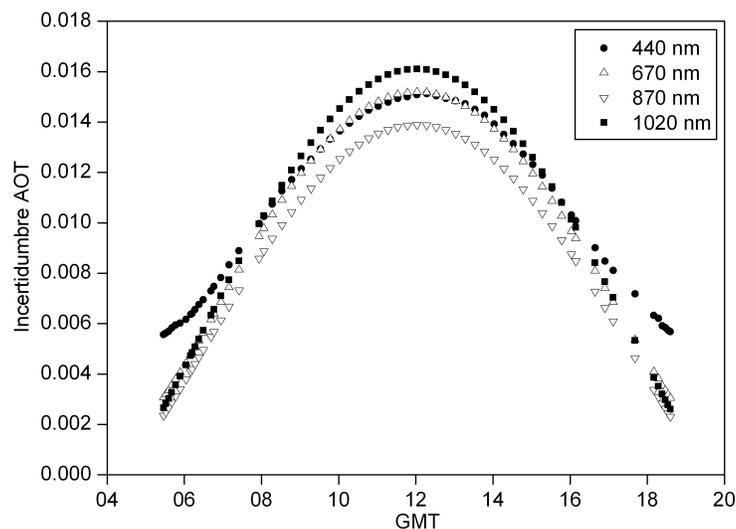


Figura 3.2: Incertidumbre en la medida del espesor óptico de aerosoles, obtenido durante el día 10 de Junio del 2002.

3.1.2. Características espectrales del espesor óptico

Una vez obtenido el espesor óptico de aerosoles, su dependencia espectral nos ofrece valiosa información sobre el tamaño de las partículas, de forma bastante directa y sencilla. En la sección 1.3.2 se introdujo la ley de Ångström (ecuación 1.15). Aunque la ley de Ångström es la forma más habitual de parametrizar la dependencia espectral del espesor óptico, constituye únicamente una primera aproximación, del mismo modo que la ley de Junge era una primera aproximación a la distribución de tamaños de las partículas. En ocasiones, se recurre al ajuste de la ley de Ångström a tramos [Vergaz, 2001] de modo que se obtienen exponentes α_i ligeramente diferentes en cada tramo espectral i . De hecho, el parámetro α acaba resultando asimismo una magnitud espectral, y cada rango espectral posee más sensibilidad a un tamaño de aerosoles que otro. Algunos trabajos realizados con datos de AERONET definen tres rangos diferentes: ultravioleta (UV), visible (VIS) e infrarrojo cercano (NIR). El ajuste en estos rangos se realiza con los canales 340 – 380 para el UV, 440 – 670 para el VIS, y 870 – 1020 para el NIR.

Sin embargo, en la literatura lo más habitual es emplear únicamente el rango VIS, siendo útil a la hora de realizar comparaciones entre diferentes estaciones de medida en el sentido climatológico. En esta tesis se ha optado por esta solución, ya que el instrumento #176 no permite medir en la región UV.

Una vez definido el intervalo de ajuste, el cálculo de los parámetros de la función de Ångström también puede realizarse de varias formas. La más habitual es realizar un ajuste lineal por mínimos cuadrados, en una representación logarítmica del espectro de AOD. En AERONET, y por consiguiente en muchos de los artículos más recientes que emplean una instrumentación similar, suele calcularse el exponente de Ångström a partir

del cociente de pares de longitudes de onda. Otros autores realizan un ajuste a más de dos canales, pero por métodos de ajuste más refinados (método iterativo de Levenberg - Marquardt) [Martínez-Lozano et al., 1998].

En esta tesis se ha optado por obtener α a partir del ajuste lineal del espectro expresado como $\log k_a = a + b \log \lambda$ en el rango 440 – 870. Aunque en trabajos propios anteriores [Estellés; Estellés et al., 2004c], el ajuste lineal en el espacio logarítmico se había extendido a 1020 nm (dicho canal es más sensible a las partículas del modo grueso [Queface et al., 2001]), la nueva restricción en el rango permite comparar los resultados climatológicos con la literatura de AERONET, que frecuentemente calculan α mediante el par 440 – 870 nm [Holben et al., 2001].

Otra parametrización del espesor óptico viene de la mano de King and Byrne [1976], que emplean una función parabólica (ecuación 3.10) en todo el rango espectral, obteniendo una mejor descripción de la dependencia espectral del espesor óptico. Como contrapartida, se pierde el sentido físico contenido en la función potencial de Ångström, y se complica el cálculo del ajuste. En este trabajo se ha realizado este tipo de ajuste con el objetivo de obtener valores más precisos del espesor óptico a 500 nm, que en el caso del equipo #176 no es experimental sino calculado a partir del ajuste.

$$\log k_a(\lambda) = a + b \log \lambda + c(\log \lambda)^2 \quad (3.10)$$

Por último, Eck et al. [1999] define a partir del coeficiente c del ajuste parabólico anterior, un nuevo parámetro α' que se relaciona con la preponderancia del modo de acumulación sobre el grueso en la distribución de tamaños. Estudios preliminares de tipo climatológico trabajando con este parámetro con nuestros datos no han ofrecido una información verdaderamente interesante y por tanto no se abordará en esta memoria [Estellés].

3.1.3. Parámetros ópticos y radiativos

El resto de parámetros ópticos (albedo de dispersión simple, factor de asimetría) y microfísicos (distribución de tamaños, índice de refracción) necesitan hallarse con algoritmos de inversión más sofisticados.

Los algoritmos de inversión han evolucionado mucho en los últimos veinte años, paralelamente a las mejoras tecnológicas de la instrumentación. En la actualidad, los más empleados son el método de King [King et al., 1978; King, 1982] (cuando sólo disponemos de medidas de componente directa) y de Nakajima [Nakajima et al., 1983, 1996] o de Dubovik [Dubovik and King, 2000] (cuando también se dispone de medidas de componente difusa).

En esta tesis se han adoptado los métodos de King y de Nakajima. El código de Dubovik no es de libre distribución, al contrario que el de Nakajima. A continuación revisamos brevemente los dos algoritmos empleados.

Método de King

El método de King, descrito en los trabajos de King et al. [1978] y King [1982], permite obtener la distribución de tamaños de los aerosoles a partir únicamente de las medidas

de componente directa, es decir, de la curva de espesor óptico espectral. Sin embargo, el espesor óptico no contiene la suficiente información como para derivar también el resto de parámetros necesarios, que han de obtenerse a partir de la componente difusa.

El método consiste básicamente en derivar la distribución de tamaño $n(r)$ a partir del espesor óptico $k_a(\lambda)$. Ambas magnitudes se encuentran relacionadas en la integral 1.13, que ha de ser invertida. Para ello, previamente se realiza su cuadratura. Si medimos $k_a(\lambda)$ a p longitudes de onda λ discretas y queremos derivar $n(r)$ a q radios discretos, podemos escribir de forma compacta un sistema de ecuaciones lineales como:

$$\mathbf{g} = \mathbf{A}\mathbf{f} + \boldsymbol{\varepsilon} \quad (3.11)$$

donde los elementos de las matrices vienen dados por:

$$\begin{aligned} g_i &= k_a(\lambda_i) \\ A_{ij} &= \int_{r_j}^{r_{j+1}} \pi r^2 Q_{ext}[x_i, m] h(r) dr \\ f_j &= f(\bar{r}_j) \end{aligned} \quad (3.12)$$

donde $i = 1, 2, \dots, p$ y $j = 1, 2, \dots, q$. Los límites de la integral ahora se restringen a r_{min} y r_{max} . \bar{r}_j hace referencia a un radio medio de cada intervalo, tal que $r_j \leq r \leq r_{j+1}$. El término $\boldsymbol{\varepsilon}$ contiene los elementos ε_i dados por las diferencias entre las medidas g_i y la teoría $A_{ij}f_j$. Estas desviaciones surgen tanto de la incertidumbre del núcleo de la integral como de la imprecisión introducida en la cuadratura.

En el paso de la cuadratura se ha sustituido la función $n(r)$ por un producto de funciones $h(r)f(r)$, donde $f(r)$ representa un término perturbativo de la estimación $h(r)$. De este modo en la integral A_{ij} podemos emplear también una estimación previa de la función $n(r)$. El cálculo iterativo, a partir de una primera estimación de $h(r)$ dada por la distribución de Junge (ecuación 1.10) nos conduce a una solución final de $h(r)$ que permite describir mejor el espectro de $k_a(\lambda)$, dentro de la incertidumbre de las medidas.

El vector solución \mathbf{f} se obtiene en cada iteración empleando un método de inversión lineal ligado. Conocidas las incertidumbres de g_i a través de su matriz de covarianza \mathbf{S}_ε , tenemos que la solución \mathbf{f} y su matriz de covarianza \mathbf{S} se expresan por:

$$\mathbf{f} = (\mathbf{A}^T \mathbf{S}_\varepsilon^{-1} \mathbf{A} + \gamma \mathbf{H})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{S}_\varepsilon^{-1} \mathbf{g} \quad (3.13)$$

$$\mathbf{S} = (\mathbf{A}^T \mathbf{S}_\varepsilon^{-1} \mathbf{A} + \gamma \mathbf{H})^{-1} \quad (3.14)$$

donde γ es un multiplicador de Lagrange no negativo y \mathbf{H} es una matriz de suavizado. Si $\gamma = 0$, el problema se convierte en una inversión por mínimos cuadrados. Una vez obtenida $n(r)$ puede inmediatamente obtenerse la distribución en volumen, como $v(r) = 4/3\pi r^3 n(r)$.

En general, las inversiones de este tipo son problemáticas ya que poseen infinidad de soluciones, de las cuales necesitamos seleccionar aquellas coherentes con nuestro problema y que posean sentido físico. Estas soluciones son muy sensibles a la elección del

multiplicador de Lagrange γ [King, 1982], a los radios límite de integración r_{min} y r_{max} [Heintzenberg et al., 1981; Gonzalez-Jorge and Ogren, 1996], al número de intervalos de la cuadratura q [Gonzalez-Jorge and Ogren, 1996; Estellés et al., 2004b], al número de medidas p [Gómez-Amo, 2001], a la forma inicial de la función $h(r)$ [King et al., 1978] y al índice de refracción m [King et al., 1978] con el que se calcula $Q_{ext}[x, m]$. Cada uno de estos problemas han sido previamente estudiados en la literatura existente, por lo que en la mayoría de los casos nos remitimos a dichos trabajos.

En nuestro caso, las soluciones adoptadas han sido las siguientes. El índice de refracción se ha tomado como $1.45-0.00i$ [King et al., 1978; Torres et al., 1998] excepto para casos en los que se espera una contribución importante de polvo mineral, en cuyo caso se ha empleado un índice de $1.50-0.01i$ [Torres et al., 1998].

El número y posición de las longitudes de onda donde se mide k_a vienen prefijadas por el instrumento, por lo que no podemos actuar sobre este factor. Como ya sabemos, se trata de cuatro canales situados en 440, 670, 870 y 1020 nm. El número de intervalos de cuadratura, aunque referidos ocasionalmente en la bibliografía, se han fijado a 20 después de realizar un estudio de sensibilidad (ver sección 3.2.1) y de compararlo con Gonzalez-Jorge and Ogren [1996].

La forma inicial de la función se ha tomado, al igual que el resto de autores [King et al., 1978; Watson and Oppenheimer, 2000], como la ley potencial (sección 1.10) determinada por el exponente de Ångström ajustado sobre cada espectro. El multiplicador de Lagrange se selecciona mediante el método expuesto en King et al. [1978].

Para seleccionar los radios límite de integración se ha realizado también un análisis de sensibilidad, cuyos resultados se presentan en la sección 3.2.1. Existen numerosas referencias en la literatura que abordan el problema de la elección de los radios límite [King et al., 1978; Gonzalez-Jorge and Ogren, 1996; Heintzenberg et al., 1981], sin embargo se ha considerado necesario estudiar este aspecto para comprender su efecto en las soluciones de las inversiones, especialmente en comparación con las soluciones obtenidas con otros métodos de inversión. Los radios límite así seleccionados son 0.08 y 2.0 μm .

Método de Nakajima

El método de Nakajima, tal y como se desarrolla en Nakajima et al. [1983] y Nakajima et al. [1996], permite obtener a partir de las medidas de componente directa y difusa de la radiación solar, la distribución de tamaños $v(r)$, la función de fase $P(\lambda, \Theta)$ y el albedo de dispersión simple $\omega_0(\lambda)$ de los aerosoles. El índice de refracción complejo en principio continúa siendo una incógnita que debe suministrarse como entrada al algoritmo (versión 2 del código Skyrad).

Según la formulación vista en el capítulo 1, las componentes de directa y difusa que medimos a nivel de suelo vienen dadas por:

$$F(\lambda) = F_0(\lambda) \exp(-m_0 k(\lambda)) \quad (3.15)$$

$$E(\Theta) = F m_0 [\omega k P(\Theta) + q(\Theta)] \quad (3.16)$$

magnitudes que pueden ser obtenidas computacionalmente mediante simulaciones con un código de transferencia radiativa (CTR) a partir de las propiedades ópticas y microscópicas de los aerosoles. Nakajima et al. [1996] desarrollaron un CTR optimizado en una atmósfera plano-paralela denominado REDuced Multiple scattering program (REDM) que incluía la multidispersión. Este CTR en sus diferentes versiones constituye el núcleo de la familia de algoritmos de inversión SKYRAD.

Para trabajar con la componente difusa, se define el cociente $R(\Theta)$:

$$R(\Theta) \equiv \frac{E(\Theta)}{Fm_0} = \omega k P(\Theta) + q(\Theta) \equiv \beta(\Theta) + q(\Theta) \quad (3.17)$$

donde $\beta(\Theta)$ es el coeficiente dispersión total que incluye la dispersión simple de moléculas y aerosoles. La idea del método es eliminar iterativamente el término de multidispersión $q(\Theta)$ de los datos $R(\Theta)$ hasta despejar el coeficiente $\beta(\Theta)$. En cada uno de los pasos el código obtiene por inversión de $\beta(\Theta)$ y $k_a(\lambda)$ la distribución de tamaños $v(r)$. Esta distribución se usa como entrada en el CTR para recalcular a su vez $R'(\Theta)$, que compara con los datos experimentales para evaluar la desviación cuadrática media $\varepsilon(R)$. El proceso se repite hasta la convergencia exigida ($\varepsilon(R) \leq 10\%$) o tras realizar un máximo de 20 iteraciones.

El código básico (versión 2) no permite obtener el índice de refracción complejo. Sin embargo, estudios complementarios [Boi et al., 1999] permitieron definir estrategias para derivar también esta magnitud. Estas se basan en la diferente sensibilidad de la radiancia en el plano almucantar a la parte real e imaginaria del índice de refracción. El procedimiento básico de inversión visto arriba se realiza para varios valores de entrada del índice de refracción. Minimizando $\varepsilon(R)$ en los diferentes tramos del almucantar se consigue derivar estos parámetros. En el actual código Skyrad (versión 3 y 4) la parte real e imaginaria del índice de refracción se deriva simultáneamente mediante el uso de un método de minimización bidimensional no lineal [Di Carmine et al., 2005]. La diferencia entre las versiones 3 y 4 consiste únicamente en suponer o no la dependencia del índice de refracción con la longitud de onda. En la presente tesis se ha adoptado la versión 4 para realizar las inversiones, ya que permite la obtención directa del índice de refracción.

Al igual que en el método de King, los parámetros de entrada influyen sensiblemente en la solución obtenida. A partir de simulaciones, Tonna et al. [1995] estudia la sensibilidad de las inversiones a los radios límite, al rango angular de radiancia experimental, al índice de refracción complejo y al albedo de suelo. Sin embargo dicho estudio se realizó con una versión ya antigua del código y no pueden seguirse sus recomendaciones al pie de la letra y no existen estudios más actuales. Por ello en esta línea se ha comenzado a trabajar en colaboración con el ISAC-CNR de Roma y el Instituto de Ciencias Marinas de Plymouth, dentro del convenio EUROSKYRAD [Campanelli et al., 2004a]. En la sección 3.2.2 se describe paralelamente al análisis realizado para el código de King, un breve análisis de sensibilidad con el objetivo de definir unos valores prácticos de trabajo.

El albedo de suelo tiene una influencia relativamente importante, afectando especialmente la medida de difusa para ángulos de dispersión entre 90° y 120° . Según Tonna et al. [1995], el albedo debería estimarse de forma independiente dentro de un 15% del valor real. En su estimación, debe tenerse en cuenta que el albedo debe obtenerse para una superficie de uno o dos kilómetros cuadrados alrededor de la estación. La estación

de Burjassot resulta muy inhomogénea en términos de albedo, alternando espacios urbanizados con terrenos con cobertura vegetal variable. Por tanto, el método no puede aplicarse de forma ortodoxa, y por ello se ha relajado la exigencia en $\varepsilon(R)$. A partir de los canales 1 y 2 en una imagen AVHRR del 21 de Junio del 2002 se ha estimado un albedo de 0.16 a 660 nm y 0.19 a 860 nm, por lo que se ha tomado un valor medio de 0.18 [J.C. Jiménez-Muñoz, 2005; comunicación personal]. Este valor medio de todos modos posee una incertidumbre todavía alta y por tanto en el futuro debería tratarse de obtener valores más precisos. No se ha realizado ningún estudio de sensibilidad en la nueva versión de SKYRAD.

Se han tomado 20 radios para realizar la cuadratura, al igual que en el método de King, y al igual que otros autores emplean con este código [Di Carmine et al., 2005]. En la sección 3.2.2 se analiza la sensibilidad de las soluciones a este parámetro.

También se ha analizado la sensibilidad de $\varepsilon(R)$ a la elección de los radios de integración. Según Boi et al. [1999] el intervalo de radio que contiene la suficiente información para construir la distribución de tamaños es $0.03 - 3 \mu\text{m}$ para las medidas de extinción y de $0.06 - 10 \mu\text{m}$ para las medidas de dispersión. Por tanto, empleando ambos tipos de medida, el intervalo sería $0.03 - 10 \mu\text{m}$. En la sección 3.2.2 se discutirá posteriormente esta cuestión más a fondo.

Ventajas e inconvenientes de estos códigos.

El código de King fue ampliamente utilizado desde mediados de los 80 hasta mediados de los 90, ya que los instrumentos utilizados mayoritariamente eran fotómetros solares y no aureolómetros. A finales de los 90 los instrumentos que permitían medir la aureola solar estaban ya muy extendidos y los códigos de inversión de aureola ganaron terreno puesto que permiten obtener más información.

Habitualmente suelen aplicarse métodos de inversión de aureola al CE318, abandonando el método de King. En este trabajo sin embargo se ha querido trabajar también con el método de King por varias razones. En primer lugar, existe gran cantidad de trabajo previo en el grupo empleando este método con instrumentos de medida de irradiancia directa. En segundo lugar, el método de King presenta algunas ventajas frente a los algoritmos más complejos.

La principal ventaja es la sencillez: el código de King permite obtener la distribución de tamaños de forma mucho más rápida que el de Nakajima y con mucha menos información de entrada, de modo que resulta más rápido de automatizar. Instrumentalmente también resulta mucho más rápido y sencillo medir la componente directa que no la difusa, por lo que la resolución temporal de las medidas es mayor (típicamente unas 40 medidas de directa frente a 10 de difusa). Esto permite estudiar con más precisión la evolución diaria de la turbiedad, especialmente importante en casos de episodios de polución local. En tercer lugar, las medidas de directa se realizan en un sólo punto; las de difusa en cambio se toman en una geometría que cubre gran parte de la bóveda celeste. Por tanto, la posibilidad de resultar afectada por nubosidad es mucho mayor, y la cantidad de medidas completamente válidas, aún menor.

La ventaja del código de Nakajima sobre el de King es evidente: ofrece una información mucho más completa, necesaria para caracterizar climatológicamente los aerosoles,

objetivo final de este trabajo. Por todo lo dicho, ambos códigos pueden y deben utilizarse complementariamente.

3.1.4. Vapor de agua precipitable en la columna atmosférica.

Un parámetro de importancia en el estudio de las propiedades de los aerosoles es el contenido en agua precipitable (w). Habitualmente para su medida se emplean radiosondeos meteorológicos que miden la humedad relativa en la columna atmosférica, a partir de la cuál se deriva el contenido total en vapor de agua. Sin embargo, la resolución espacial (horizontal) y temporal de esta técnica es escasa. La medida del contenido en vapor de agua mediante GPS se está generalizando actualmente. Por su parte, los instrumentos CE318 disponen de un filtro situado en una banda de absorción del vapor de agua (940 nm), lo cuál nos permite derivar el contenido en agua a partir de técnicas fotométricas.

Para obtener esta magnitud, se ha aplicado el método de Bruegge et al. [1992]. Para ello sólo tenemos que despejar w de la ecuación siguiente:

$$w^b = \frac{1}{am_0^b} \left[\ln \frac{V_{0940}}{V_{940}} - m_0(k_{a940} + k_{R940}) \right] \quad (3.18)$$

Las unidades de w en la memoria se expresan en g/cm^2 (gramos de vapor en una sección de la columna atmosférica) o cm (altura de la capa de agua que se obtendría por unidad de sección si precipitase todo el vapor de agua de la columna). Las constantes a y b se obtienen mediante simulaciones en MODTRAN. Para el caso de un filtro centrado en la longitud de onda de 940 nm, y con una anchura de banda de 10 nm, Halthore et al. [1997] dan unos valores de 0.616 y 0.594 respectivamente. Estos valores se prueba que no son sensibles a las condiciones meteorológicas, al menos con un filtro de estas características, ni a diferencias leves de la longitud de onda del canal (aplicable por tanto a 936 nm). Comparado con otras técnicas (radiosondeos, radiómetro de microondas), Halthore et al. [1997] estiman una diferencia de un 10 % en el valor de w . AERONET admite que dada la variabilidad de los coeficientes de calibración la técnica no es absolutamente precisa y adopta también una incertidumbre del 10 %. Otros autores como Sabbah et al. [2001] toman un valor nominal de la incertidumbre de 0.20 cm. En la comparación de diferentes instrumentos CE318 en la campaña VELETA2002 [Estellés et al., 2004d], una incertidumbre nominal de 0.15 cm resulta suficiente en la mayoría de los casos. La desviación del valor de w obtenido comparado con el fotómetro Microtops II, arroja en dicha campaña de campo una desviación cuadrática media de 0.12 cm, con un percentil U95 de 0.19 cm. En dicha intercomparación se han incluido valores de w obtenidos a 2100 m.a.s.l., con lo cual la diferencia relativa aumenta en dichos días (la incertidumbre es mayor cuando el espesor óptico de aerosoles y el vapor de agua son muy bajos, como en el caso de medidas a gran altura).

3.1.5. Filtrado automático de nubosidad

La principal ventaja de los fotómetros automáticos la constituye la posibilidad de realizar medidas sin interrupción a lo largo de un tiempo indefinido, con una resolución temporal muy alta (en el caso de este instrumento puede ser de hasta un minuto, pero

en otros instrumentos puede ser de un segundo). Además, la consistencia entre medidas es mayor, dado que eliminamos el error humano al apuntar el instrumento.

Sin embargo, la automatización introduce un problema nuevo. Cuando se realizan las medidas con supervisión u operación humana, no existen muchas dudas acerca de la existencia o no de nubosidad (al menos habitualmente: algunos cirroestratos pueden resultar invisibles para el ojo humano). En este caso es imprescindible abordar el problema de la eliminación de las medidas que están contaminadas por nubes, o por cualquier otra causa (insectos, problemas con el cableado que afecte la calidad de la medida). La componente directa es especialmente sensible a este problema. Las medidas de componente difusa son más fácilmente automatizables ya que son muy sensibles a las nubes, perdiendo la simetría angular exigible en un cielo despejado. Por tanto en este apartado nos limitamos a discutir el filtrado automático medidas de componente directa.

Para filtrar estos datos de baja calidad, se adopta el método de Smirnov et al. [2000]. Este método es el estándar adoptado por la red AERONET. Las medidas filtradas de este modo pasan a ser de nivel 1.5. Para obtener el máximo rango de calidad (nivel 2.0) es necesario una supervisión humana de los datos instantáneos para eliminar aquellos puntos que el filtrado automático no ha sido capaz de identificar. Para ello se revisan a posteriori todos los días de medida, ayudados de otros parámetros meteorológicos o notas del estado del cielo, que se toman habitualmente dos o tres veces al día. Los resultados así depurados se pasan a una base de datos que se analiza a posteriori. A continuación se hace un breve repaso de los diferentes pasos del algoritmo de filtrado:

1. *Umbral de señal*: El primer depurado consiste en eliminar las medidas de directa con una señal menor de 50 cuentas digitales. Esta señal tan baja puede ser debida a nubes muy gruesas o a defectos en el apuntamiento. Pero la razón del algoritmo para eliminar estas medidas es evitar ciertos efectos debidos a la luz parásita en condiciones de muy alto espesor óptico y para alturas solares bajas (filtros UV). Este no es realmente nuestro problema en el instrumento #176 pero conviene realizar un primer filtrado sobre medidas que posean una señal tan débil.
2. *Límite de masa óptica*: El siguiente paso consiste en eliminar las medidas realizadas cuando la masa óptica es mayor de 5. La razón es triple: a) por un lado, a bajas alturas solares el error en las aproximaciones de la masa óptica aumenta, b) existe mayor probabilidad de tener medidas afectadas por nubosidad cuando el ángulo cenital es grande, ya que los espacios entre las nubes son muy pequeños en caso de nubosidad dispersa de desarrollo vertical, y c) dado que el instrumento realiza una mayor cantidad de medidas para masas mayores de 5 con el objetivo de realizar ajustes de tipo Langley, al realizar los promedios diarios se ponderaría más estas medidas sobre el total diario.
3. *Límite mínimo del espesor óptico*: Se impone como restricción que el espesor óptico de una medida nunca sea menor de -0.01, ya que es físicamente imposible. Se aceptan espesores negativos hasta -0.01 ya que podría indicar simplemente espesores ópticos muy bajos donde un error del calibrado genera un valor de AOD negativo. Sin embargo, este criterio nunca afecta nuestros datos ya que nunca se obtienen espesores ópticos tan bajos en una localidad como Burjassot.

4. *Variabilidad de la tripleta*: El siguiente y más importante de los filtros consiste en limitar la variación del espesor óptico de aerosoles en cada tripleta, para detectar las variaciones rápidas debidas al paso de nubes. Experimentalmente Smirnov justifica un valor límite de 0.02. Es decir, se calcula el espesor óptico para cada elemento de la tripleta y se comprueba que la diferencia entre el máximo y el mínimo sea menor de este límite. La mayoría de las medidas filtradas en el algoritmo se eliminan en este paso.

En caso de espesores ópticos altos, este límite se modifica, de modo que la tripleta ha de tener una variación menor que $0.03 \cdot k_a$ para todas las longitudes de onda. El límite a aplicar es el mayor de ambos (0.02 ó $0.03 \cdot k_a$).

5. *Límite de estabilidad diaria*: El criterio anterior filtra las variaciones rápidas del espesor óptico, producidas en intervalos de un minuto. Este quinto filtro en cambio trata las variaciones a lo largo del día.

En primer lugar, si la variabilidad diaria (desviación estándar) del canal 500 ó 440 es menor de 0.015 se para el proceso de depurado y se aceptan todas las medidas como están. Por el contrario, si no se cumple este criterio, se revisan los picos que puedan introducir una variabilidad mayor.

6. *Criterio de suavidad*: Cuando no se cumple la condición anterior, este criterio evita la aparición de picos o pasos de nubes que han sido suficientemente estables en las tripletas como para haber superado el paso 4.

Este criterio consiste en limitar la raíz cuadrática media de la segunda derivada temporal del espesor óptico a 440 ó 500 nm. Esta raíz es muy sensible a las oscilaciones en el espesor óptico. Operativamente, se define un índice (D) que constituye un límite para la variabilidad total del día. Si se sobrepasa este límite, se elimina la medida que más contribuye al total. Este filtro se repite hasta que las medidas supervivientes den un valor D que se encuentre dentro del límite. Si quedan menos de diez¹ supervivientes, el día completo se elimina. El índice D crítico se halla después de haber analizado un conjunto de datos lo suficientemente amplio en varias estaciones de AERONET [Smirnov et al., 2000].

7. *Criterio 3σ* : Finalmente, sobre las medidas supervivientes se aplica un filtro 3σ tanto en el espesor óptico de aerosoles como sobre el exponente de Ångström. El objetivo es eliminar medidas altamente improbables.

3.1.6. Software ad-hoc: CIMPROC

Para realizar el procesado de las medidas de los equipos CE318 se implementó un programa (denominado CIMPROC) en lenguaje C/C++. Este programa engloba tanto la elaboración de las medidas de directa (espesor óptico y derivados, vapor de agua) como la pre-elaboración de las medidas de difusa (preparación de las ramas de radiancia en almucantar para su inversión en los diferentes códigos expuestos anteriormente). El programa también incluye la calibración Langley expuesta en el capítulo anterior, así como algunas herramientas para el tratamiento estadístico de los resultados de directa y de las

¹en el algoritmo original el mínimo es de dos puntos supervivientes.

salidas de los códigos de inversión. Algunos detalles de este programa pueden encontrarse en [Estellés].

En Mayo del 2005 esta versión en lenguaje C/C++ se substituyó por una nueva versión traducida y optimizada en lenguaje FORTRAN. Esta nueva versión se ha planteado como un módulo de preprocesado de los datos CIMEL para ser distribuido conjuntamente con el código de inversión SKYRAD4.2. Esta posibilidad resulta de gran interés ya que actualmente la distribución oficial no puede aplicarse directamente a datos del instrumento CE318. Además, esta nueva versión de CIMPROC incluye un módulo de calibración in-situ [Campanelli et al., 2004b], todavía en versión beta. El módulo CIMPROC unido al código de inversión SKYRAD se constituiría así en el núcleo algorítmico de la red EUROSKYRAD [Campanelli et al., 2004a].

3.2. Optimización de los códigos de inversión

En la sección 3.1.3 se habían introducido algunos de los problemas existentes con las entradas a los códigos de inversión. En este apartado abordamos brevemente algunos resultados útiles para elaborar las medidas mediante los algoritmos de inversión. No se ha pretendido hacer aquí un estudio exhaustivo de la sensibilidad de los códigos a las variables de entrada, trabajo que pretende sin embargo realizarse en un futuro. Simplemente se ha tratado de comprender el comportamiento de los códigos respecto de cambios en algunas variables de entrada para las cuales no existe un completo consenso en la literatura.

En este análisis se han empleado los códigos de inversión de King y Nakajima, con las dos versiones disponibles de este último (SKYRAD versiones 2 y 4).

La metodología de análisis es similar en los tres casos. En primer lugar se ha tomado un conjunto nominal de las variables a estudiar: radios máximo y mínimo de integración (r_{min} y r_{max}) y número de radios de integración q . Después se ha analizado la sensibilidad de la solución a la variación de cada una de estas variables, manteniendo fijas las otras dos. El rango de variación depende del modelo de inversión. En último término se analiza la desviación ϵ obtenida entre los datos experimentales y los reconstruidos con las distribuciones de tamaño solución. Se analizó para ello el día 29 de Agosto del 2002, día de baja turbiedad con una turbiedad variable: $k_a(440\text{ nm})$ entre 0.04 y 0.16.

3.2.1. Código de King

Para analizar la sensibilidad del código de King a los parámetros de entrada se ha tomado la siguiente rejilla de prueba:

$$r_{max} = 1, 2, \mathbf{3}, 4, 5 \mu\text{m}$$

$$r_{min} = 0.05, 0.06, 0.07, 0.08, 0.09, \mathbf{0.10}, 0.11, 0.12, 0.13 \mu\text{m}$$

$$q = 5, 10, 15, \mathbf{20}, 25$$

En la Figura 3.3 se muestran las diferentes distribuciones halladas con los valores de entrada anteriores, para la distribución media de las 8:30 GMT. En ellas se puede observar el efecto de variar cada parámetro por separado. Al aumentar (disminuir) el radio máximo (mínimo) se observa cómo el modo grueso (fino) obtiene un mayor (menor) radio modal. Por otro lado, invertir el espesor óptico con un número insuficiente de radios de curvatura impide definir de modo adecuado los dos modos de la distribución.

En la Figura 3.4 se expone la variación de ϵ (obtenido como la desviación cuadrática media porcentual entre el espesor óptico experimental y el calculado con la distribución hallada, promediado para las cuatro longitudes de onda). Resulta patente en este caso cómo el aumento (disminución) del radio máximo (mínimo) produce un aumento (disminución) de ϵ . Aplicando el criterio de Heintzenberg et al. [1981] a nuestro intervalo espectral (basado en la observación de la dependencia de $Q_{mie}[x, m]$), se deduce que el rango óptico de integración se encuentra alrededor de $0.08 - 2.0 \mu\text{m}$ [J.L. GomezAmo, 2004; comunicación personal]. Con el mismo tipo de consideraciones, Amato et al. [1996] empleaba un rango de $0.1 - 3.0 \mu\text{m}$, algo mayor en el radio máximo puesto que adopta una longitud de onda máxima también mayor. Por su parte, Gonzalez-Jorge and Ogren [1996] obtenían un rango máximo aceptable de $0.05 - 2.0 \mu\text{m}$. En cambio King et al. [1978] trabajaban con un radio máximo de hasta $4 \mu\text{m}$, aunque los límites dependen de el tipo de distribución con la que se trabaje.

Por tanto, ayudados de los valores de la bibliografía y con los resultados aquí obtenidos, parece adecuado tomar el rango $0.08 - 2.0 \mu\text{m}$, de acuerdo con el análisis realizado con el criterio de Heintzenberg et al. [1981], siempre dentro de los rangos de otros autores y minimizando la desviación ϵ obtenida en nuestro test. Aunque en una primera elección se tomó un radio máximo de $1.0 \mu\text{m}$, en la práctica las inversiones resultaban más inestables. Esta elección es de compromiso entre la cantidad de información que disponemos en nuestras medidas y la cantidad de información que de ellas queremos obtener.

Por último, la dependencia de ϵ con q apunta a la necesidad de trabajar con un número de radios de curvatura mínimo de 20, coincidiendo con Gonzalez-Jorge and Ogren [1996].

3.2.2. Código de Nakajima (Skyrad2)

En el caso del código Skyrad2 se ha tomado el siguiente conjunto de parámetros de entrada:

$$\begin{aligned} r_{max} &= 2, 4, 6, 8, \mathbf{10}, 12, 14 \mu\text{m} \\ r_{min} &= 0.02, 0.04, \mathbf{0.06}, 0.08, 0.10, 0.12 \mu\text{m} \\ q &= 5, 10, 15, \mathbf{20}, 25, 30 \end{aligned}$$

Comparado con la tanda empleada en el estudio de King, el radio máximo se ha extendido y se ha disminuido el radio mínimo. El código se ha utilizado en modo INDM=2, es decir, sin emplear valores experimentales del espesor óptico, ya que el espesor óptico es un resultado de la inversión. En la Figura 3.5 se muestra el efecto de variar los

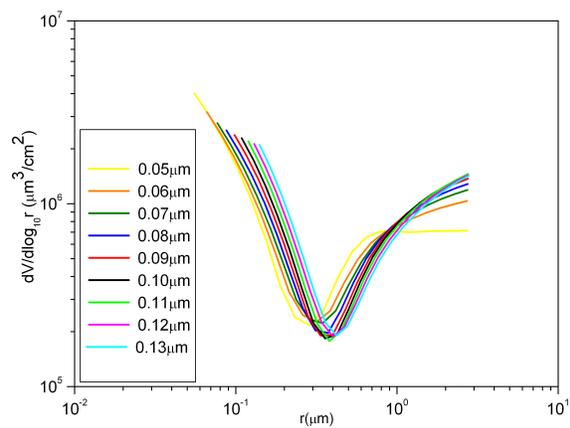
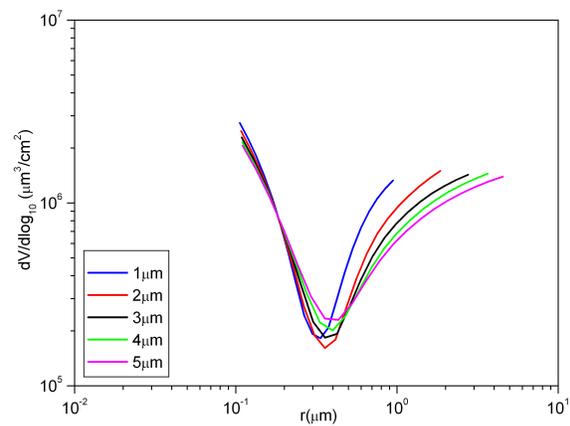
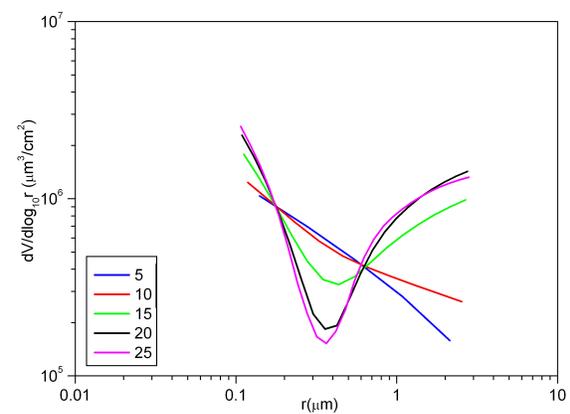
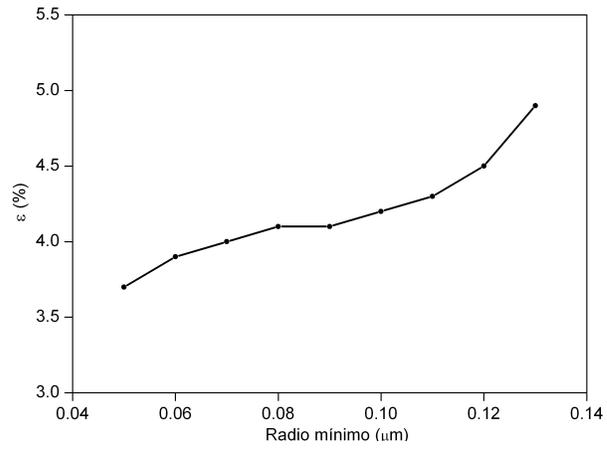
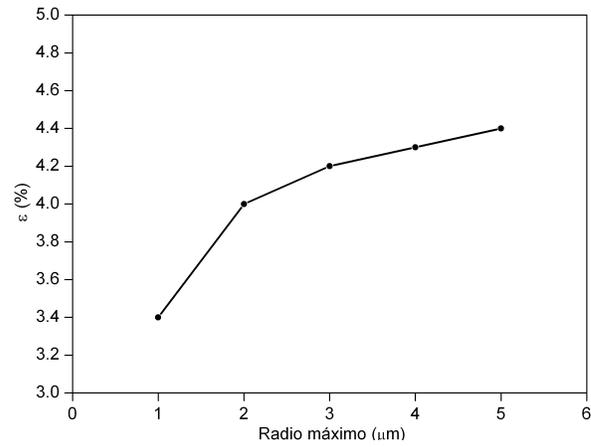
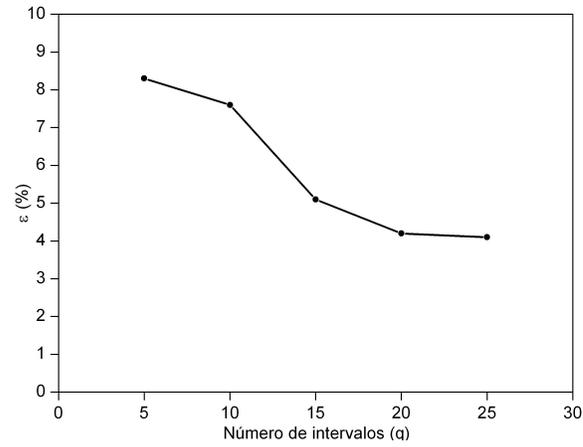
(a) Variación con el radio mínimo ($R_{\max}=3 \mu\text{m}$, $q=20$)(b) Variación con el radio máximo ($R_{\min}=0.10 \mu\text{m}$, $q=20$)(c) Variación con el número de intervalos ($R_{\max}=3 \mu\text{m}$, $R_{\min}=0.10 \mu\text{m}$)

Figura 3.3: Variación de la distribución de tamaño con diferentes parámetros de entrada (algoritmo de King).

(a) Variación con el radio mínimo ($R_{\text{max}}=3 \mu\text{m}$, $q=20$)(b) Variación con el radio máximo ($R_{\text{min}}=0.10 \mu\text{m}$, $q=20$)(c) Variación con el número de intervalos ($R_{\text{max}}=3 \mu\text{m}$, $R_{\text{min}}=0.10 \mu\text{m}$)Figura 3.4: Variación de ϵ con diferentes parámetros de entrada (algoritmo de King).

parámetros de entrada en la resolución de la distribución de tamaños. En la Figura 3.6 se representa el efecto de los parámetros de entrada en ϵ , definida esta vez como la desviación cuadrática media entre las radiancias experimentales y las obtenidas con las distribuciones solución.

El efecto de la extensión de los radios límite es similar al visto en el código de King. La disminución de r_{min} tiene un efecto claro sobre el modo fino, haciendo disminuir el radio modal. El efecto sobre el modo grueso es pequeño. Sin embargo, visualmente la distribución construida con un r_{min} menor de $0.04 \mu\text{m}$ es demasiado irreal. En la Figura 3.6 se observa cómo ϵ aumenta al disminuir r_{min} . Esto no entraría necesariamente en contradicción con los radios mínimos de otros autores, ya que en este caso no se han usado valores experimentales de extinción, y por tanto, la información a radios menores de $0.06 \mu\text{m}$ sería escasa.

El efecto de r_{max} es notable. Su aumento no produce ningún efecto sobre el modo fino, aunque determina completamente la forma del modo grueso. En este caso se observa cómo el uso de valores de r_{max} menores de $10 \mu\text{m}$ impide la razonable definición del modo grueso. Observando el efecto sobre ϵ , comprobamos un drástico efecto sobre la calidad de la solución. Para $r_{max} > 5 \mu\text{m}$, ϵ deja de ser sensible a r_{max} .

Según Boi et al. [1999], el intervalo de radio que contiene la suficiente información para construir la distribución de tamaños es $0.03 - 3 \mu\text{m}$ con las medidas de extinción y de $0.06 - 10 \mu\text{m}$ para las medidas de dispersión. Este último intervalo coincide con el nominal empleado en este análisis, por cuanto no hemos utilizado medidas experimentales de extinción. A pesar de esto, los autores de este mismo trabajo seleccionan un intervalo de $0.01 - 10 \mu\text{m}$ en su análisis, que por otro lado realizan únicamente con medidas de radiancia, y no de dispersión. Existen otros trabajos que abordan este problema. Con una versión anterior de SKYRAD (AURPACK) Tonna et al. [1995] recomiendan emplear un intervalo extendido de $0.05 - 15 \mu\text{m}$ ya que el código reconstruye mejor las distribuciones de tamaño simuladas. Por su parte Nakajima et al. [1996] recomienda el intervalo $0.03 - 10 \mu\text{m}$. Criterios teóricos [J.P. Buis, 2002; comunicación personal] indican que midiendo la radiancia a un ángulo mínimo de dispersión de 3° , no puede reconstruirse adecuadamente la distribución de tamaños más allá de un radio máximo de $10 \mu\text{m}$. Más aún, según otros autores que trabajan con el nuevo Skyrad, un análisis de sensibilidad (no publicado) muestra que el rango conviene extenderse a $0.01 - 20 \mu\text{m}$ [M. Campanelli, 2005; comunicación personal]. Con este código, en esta memoria se ha elegido un intervalo de $0.06 - 10 \mu\text{m}$, después de comprobar la sensibilidad del código a este intervalo. Según Remer and Kaufman [1998], al adoptar un intervalo de radios finito en el proceso de cuadratura de la integral, el código de inversión fuerza a los flancos de la distribución a crecer, para así compensar el efecto de la carencia de partículas más allá de los límites de la integral. Esta puede ser la razón de que en efecto un intervalo extendido pueda reconstruir mejor una distribución obtenida a partir de simulaciones como había hallado Tonna et al. [1995], al tiempo que no se contradicen los criterios teóricos manejados por otros autores. El estudio de sensibilidad realizado aquí podría indicar también esa posibilidad.

Por último, un número de intervalos pequeño, en este caso menor de 10, impide la correcta reconstrucción de la distribución. La distribución obtenida con $q = 30$ evidentemente posee un detalle mucho más fino, pero no necesariamente más real. Además el

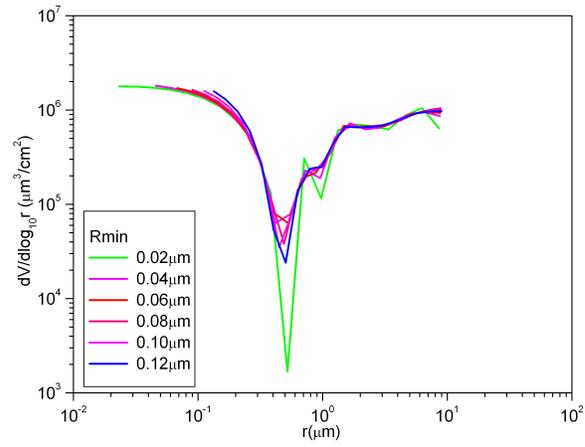
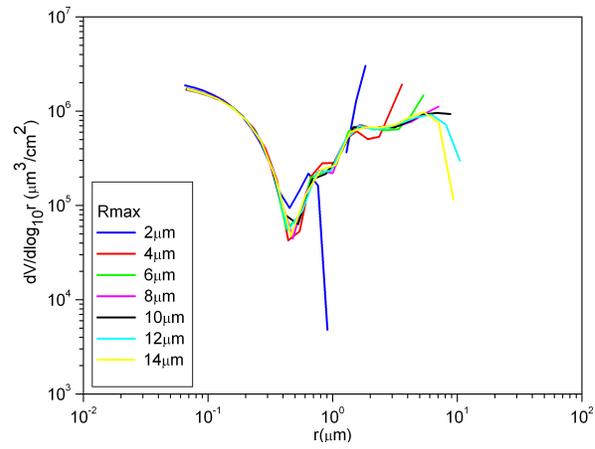
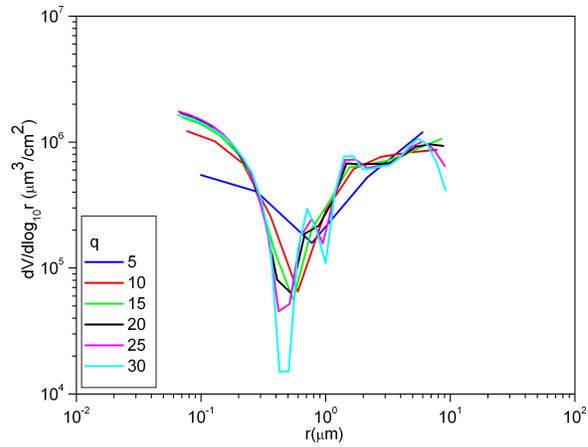
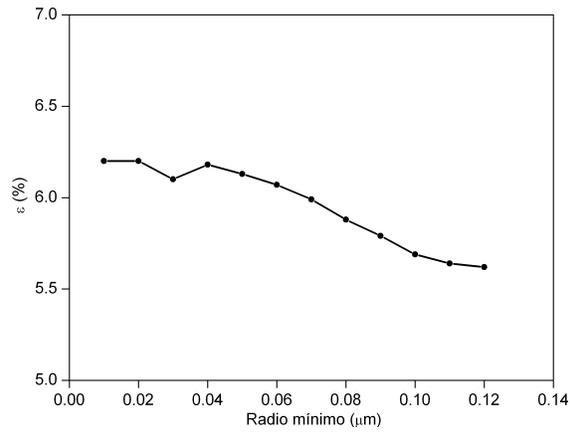
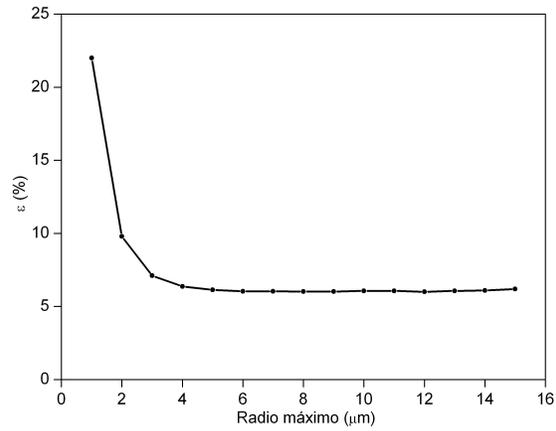
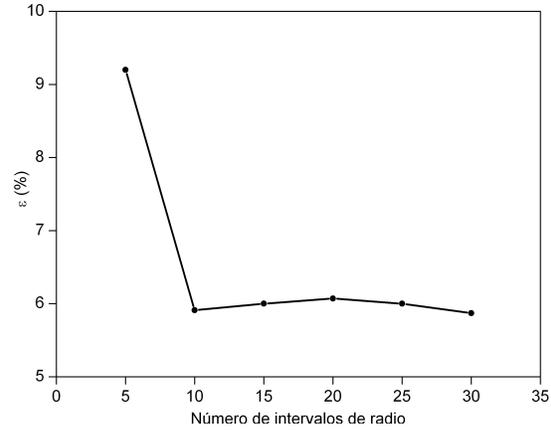
(a) Variación con el radio mínimo ($R_{\max}=10 \mu\text{m}$, $q=20$)(b) Variación con el radio máximo ($R_{\min}=0.06 \mu\text{m}$, $q=20$)(c) Variación con el número de intervalos ($R_{\max}=3 \mu\text{m}$, $R_{\min}=0.10 \mu\text{m}$)

Figura 3.5: Variación de la distribución de tamaños con diferentes parámetros de entrada (SKYRAD versión 2).

(a) Variación con el radio mínimo ($R_{\text{max}}=10 \mu\text{m}$, $q=20$)(b) Variación con el radio máximo ($R_{\text{min}}=0.06 \mu\text{m}$, $q=20$)(c) Variación con el número de intervalos ($R_{\text{max}}=3 \mu\text{m}$, $R_{\text{min}}=0.10 \mu\text{m}$)Figura 3.6: Variación de ϵ con diferentes parámetros de entrada (SKYRAD versión 2).

tiempo de computación es mayor y ϵ no muestra una disminución significativa, por lo que se han tomado 20 intervalos al igual que otros autores.

3.2.3. Código de Nakajima (Skyrad4)

El código SKYRAD en su versión 4 constituye una reimplementación del código de inversión cuyas bases se exponen en el trabajo Nakajima et al. [1983]. En la versión 2, el código únicamente obtiene a partir de la radiancia de cielo, la distribución de tamaños, el espesor óptico, el albedo de dispersión simple y la función de fase de los aerosoles. El índice de refracción no puede obtenerse directamente, para lo cual se implementan otros algoritmos externos Boi et al. [1999]. En la versión 4, el código reprogramado incluye un algoritmo de cálculo del índice de refracción espectral. Esta es la versión que será empleada en la tesis en los próximos capítulos, en su implementación 4.2.

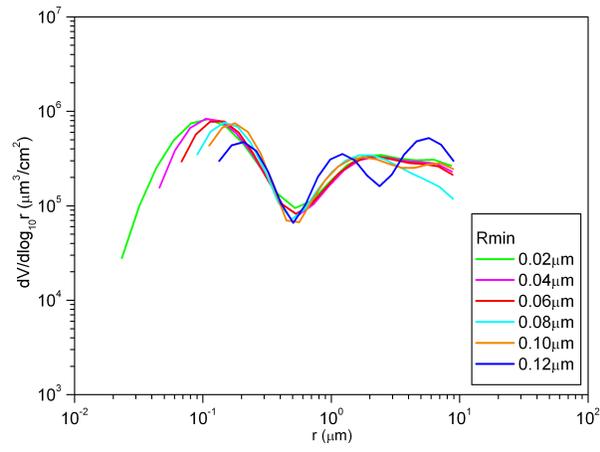
Para comprobar la sensibilidad del algoritmo a los parámetros de entrada se ha tomado una rejilla de valores idéntica a la empleada en el caso de la versión 2. En la Figura 3.7 se muestra el resultado de la distribución de tamaños obtenida cuando se varían el radio mínimo, radio máximo y el número de intervalos.

De nuevo, la disminución del radio mínimo provoca en la distribución de tamaños un corrimiento del radio modal de acumulación hacia valores menores, acompañado de un engrosamiento del modo. El modo grueso no es muy sensible al radio mínimo, salvo cuando se alcanza un valor de $0.12 \mu\text{m}$. En la Figura 3.8 se comprueba cómo un radio mínimo de $0.04 - 0.06 \mu\text{m}$ minimizaría el error de reconstrucción (ϵ).

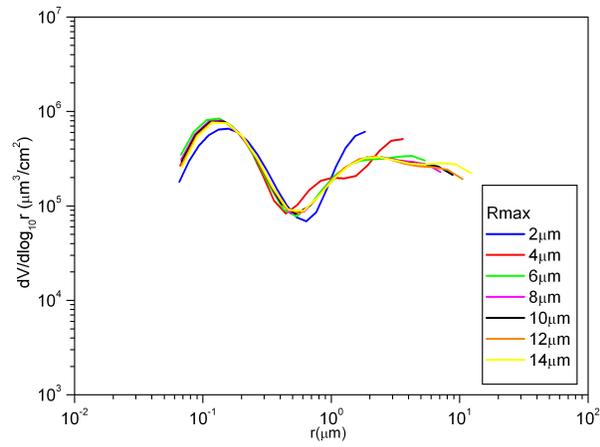
Un efecto similar se obtiene cuando se modifica el radio máximo. El modo de acumulación se mantiene independiente de los cambios en el radio superior, y sólo se modifica el modo grueso. A partir de un radio máximo de $8 \mu\text{m}$ tanto la distribución como el error de inversión no varían apreciablemente. Basándonos en el error de reconstrucción, el radio máximo ha de ser como mínimo de $6 - 8 \mu\text{m}$. En nuestro caso se ha preferido emplear un valor de $15 \mu\text{m}$, de acuerdo con Tonna et al. [1995] y a medio camino entre los 10 y $20 \mu\text{m}$ de otros autores.

La variación del número de intervalos afecta en gran medida a la forma de la distribución únicamente cuando $q = 5$. Cuando $q = 30$, el detalle de la distribución se incrementa mostrando un modo grueso partido en dos modos diferentes, aunque no implica necesariamente que este modo doble sea realista. De hecho, el error de reconstrucción de la radiancia muestra un mínimo entre 10 y 20 intervalos. En esta memoria se ha tomado un q de 20 intervalos.

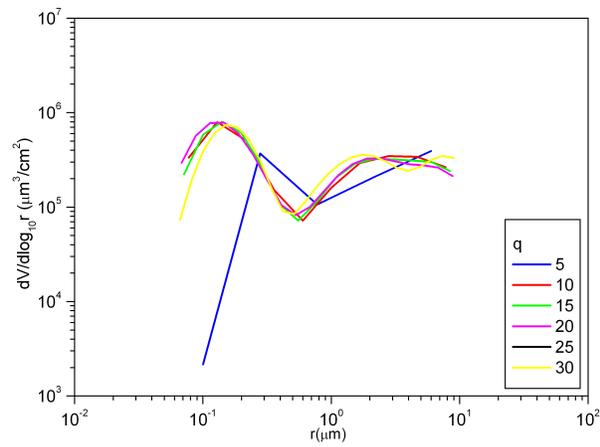
En comparación con la versión 2, el nuevo código muestra modos más cerrados y volúmenes modales menores. El radio de corte entre ambos modos se mantiene similar en ambos casos. El código de King por su parte posee los volúmenes modales mayores, con radios de corte intermodal ligeramente inferiores. El detalle de las distribuciones además es mayor, como ya se había indicado anteriormente. Esto puede ser ventajoso cuando se pretende parametrizar la función distribución, como ha sido el caso aquí. En el estudio en detalle de episodios concretos resulta de mayor interés trabajar con las distribuciones obtenidas con los códigos SKYRAD. La mejor concordancia entre las distribuciones de King y SKYRAD se suelen producir con radios máximos mayores de lo previsto con los estudios teóricos, apuntando de nuevo al efecto de compensación del



(a) Variación con el radio mínimo

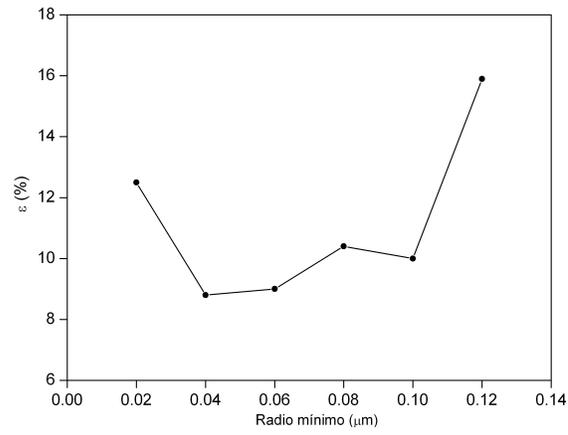


(b) Variación con el radio máximo

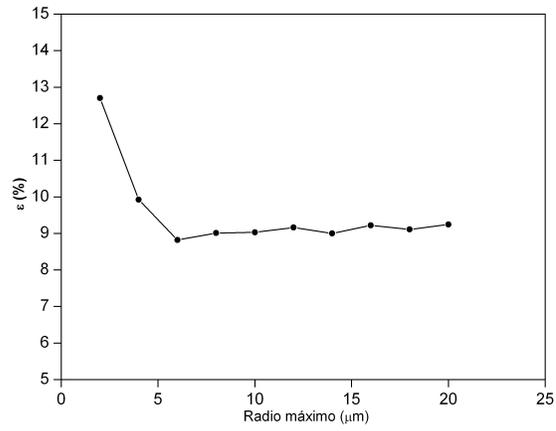


(c) Variación con el número de intervalos

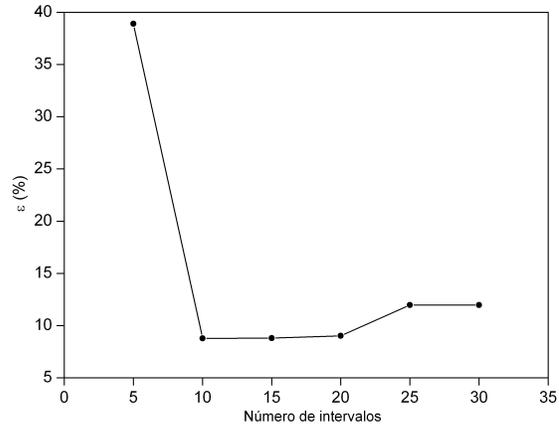
Figura 3.7: Variación de la distribución de tamaños con diferentes parámetros de entrada (SKYRAD versión 4).



(a) Variación con el radio mínimo



(b) Variación con el radio máximo



(c) Variación con el número de intervalos

Figura 3.8: Variación de ϵ con diferentes parámetros de entrada (SKYRAD versión 4).

código para reproducir las magnitudes ópticas. Por este motivo se está trabajando en la actualidad en una comparación más intensiva entre los diferentes códigos tanto con datos experimentales como modelados.

Capítulo 4

Climatología local de aerosoles.

En este capítulo se expone la caracterización anual de los aerosoles en Burjassot. Para ello se realiza un análisis multitemporal de las propiedades de las partículas y se comprueban las correlaciones existentes entre los diferentes parámetros con el fin de conocer el comportamiento de los aerosoles de forma global. Dado que el objetivo final es el de la caracterización cuantitativa, en el anexo A se incluyen las tablas resumen de cada parámetro analizado de forma mensual y anual.

4.1. Espesor óptico de aerosoles

En los siguientes apartados analizaremos exclusivamente el espesor óptico de aerosoles a 500 nm (AOD500), ya que en términos temporales su comportamiento temporal es equivalente al del espesor óptico a otras longitudes de onda. Dado que el instrumento #176 no posee un canal en 500 nm, se obtiene este a partir de la función parabólica ajustada al espectro experimental. Pruebas realizadas con el instrumento #430 para dicho canal en la campaña SPARC del 2004 muestran que la desviación cuadrática media entre el valor experimental y el obtenido con la función parabólica es de 0.003, es decir, un orden de magnitud menor que la incertidumbre asociada al propio canal experimental. Por tanto, no introducimos un error apreciable al emplear esta magnitud derivada, que resulta de gran utilidad a la hora de comparar con resultados de la literatura. El canal 500 además es de gran interés en la corrección atmosférica de imágenes de teledetección. En el anexo B se muestran las tablas estadísticas para los canales 440, 670, 870 y 1020 nm.

Evolución interanual

En la Figura 4.1 se encuentra la evolución del promedio diario de AOD500 a lo largo de los casi cuatro años de medida en Burjassot, con un total de 695 días válidos. El año 2002 no se encuentra bien representado ya que el instrumento no descargaba automáticamente los datos, perdiendo por tanto gran parte de la información, especialmente en días festivos o situaciones de nubosidad. De todos modos resulta patente una característica bastante habitual en nuestra región respecto de la evolución anual del espesor óptico: los máximos de turbiedad se producen en los meses de primavera-verano y los mínimos en otoño-invierno. También resulta evidente una gran dispersión de los datos, indicando una gran variabilidad día a día, especialmente en verano. Durante los meses de invierno también existen episodios de intensa turbiedad, pero son escasos y pueden ser debidos tanto a episodios de intensa polución, intrusiones más o menos intensas de polvo del Norte de África o nubes altas que no han podido ser controladas por el filtrado automático ni manual.

Variabilidad anual

En la Figura 4.1 también se ha representado en un diagrama de cajas la variabilidad anual del AOD500. En todos los diagramas de cajas que se presentan en esta memoria, representamos la media mensual por un punto sólido. Los límites superior e inferior de la caja indican la media mensual más y menos la desviación estándar. Por otro lado, las barras de la caja representan los percentiles U5 y U95 %. La divisoria de la caja indica la mediana. Las aspas se refieren a los percentiles U1 y U99 %. En la mayoría de los casos no se distinguen estos percentiles de los mínimos y máximos, que se representan como una barra horizontal. Esta convención gráfica también se aplica al resto de diagramas de caja presentados en esta memoria.

El promedio anual de AOT500 es de 0.19, con una mediana de 0.16. Comparado con el promedio anual de 0.23 en la región oriental del Mediterráneo (Grecia) [Gerasopoulos et al., 2003] resulta ligeramente inferior. Valores ligeramente superiores de la mediana se encuentran también en el Norte de la Europa continental: Helgoland (0.19), Hamburgo (0.21), Oostende (0.23) o Lille (0.23). Valores inferiores suelen encontrarse en Europa en

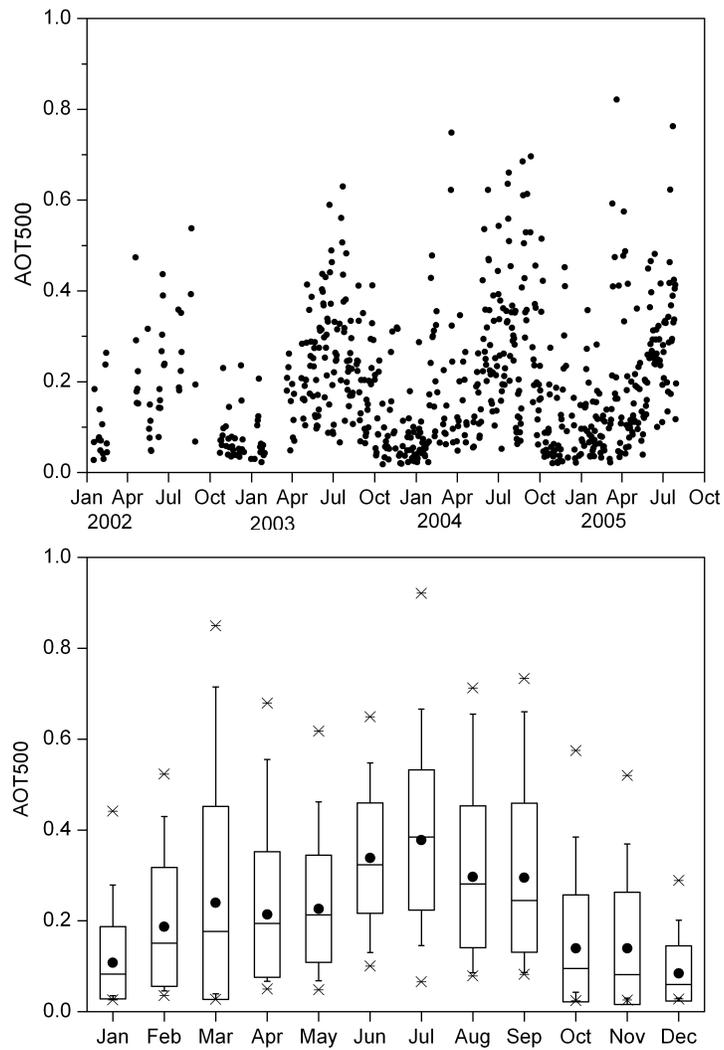


Figura 4.1: Evolución del AOT500 a lo largo del período completo de medida en Burjassot (arriba) y su estadística por meses (abajo).

regiones occidentales como Rame Head (Reino Unido), menos sometidas a la influencia de la polución europea, con una mediana de 0.13. Mucho menor resulta el valor obtenido en las Azores, con una mediana anual de 0.10 [Behnert et al., 2004]. En Italia, Barnaba and Gobbi encuentra valores algo superiores (0.24) en Ispra (región industrializada), idénticos (0.19) en Roma, y ligeramente inferiores (0.17) en Oristano (Cerdeña), menos sometida a la contaminación urbana.

Si centramos nuestra atención en las medias mensuales, se observa cómo existe un máximo de turbiedad durante los meses de Junio a Septiembre, mientras que el mínimo se produce en los meses de Octubre a Febrero, especialmente en Diciembre y Enero. Los máximos estivales se producen debido a una combinación de factores, entre los que se encuentran la ausencia de mecanismos de eliminación húmeda, las condiciones favorables al estancamiento de la polución urbana, o la prevalencia de masas de aire del sur. En el mes de Marzo aparece un máximo secundario, que se encuentra también en estudios de otros autores a partir de medidas en superficie de material particulado en la costa Mediterránea, así como medidas fotométricas en el interior de la península [Cachorro et al., 2000] o en zonas costeras mediterráneas [Gerasopoulos et al., 2003]. Este máximo secundario sin embargo no es aparente si empleamos las medianas para analizar la variabilidad anual. El comportamiento diferenciado de las medias y las medianas mensuales viene dado por la influencia de las colas de la distribución en el cálculo estadístico de la media. De hecho, resulta claro el hecho de que existe un sesgo positivo notable durante la mayor parte de los meses del año, máximo en Marzo. Este sesgo disminuye durante los meses cálidos hasta incluso invertirse ligeramente en Julio.

El diferente comportamiento de Marzo puede ser explicado en base a la meteorología regional y el cambio de masas de aire dominantes en la zona. Marzo es un mes de cambios: masas cálidas del norte de África comienzan a salpicar ocasionalmente la Europa continental todavía fría, provocando la aparición de nieblas y aportando una carga ocasional mayor de polvo y otras partículas. La alternancia de masas frías y limpias de origen nordatlántico con esporádicas masas más cálidas de origen tropical provocan marcados cambios en las características de los aerosoles, especialmente en su contenido. Esto determina la mayor anchura de la distribución, pero también su sesgo, indicativo de la baja frecuencia con que se presentan episodios de intensa turbiedad. De hecho, los mínimos encontrados durante este mes son tan bajos como los encontrados en Enero. El máximo de Marzo por contra, representado con el percentil U99, es más del doble que el obtenido para Enero. La transición contraria, es decir, la paulatina sustitución de la influencia de las masas tropicales por masas más limpias ocurre entre los meses de Septiembre y Octubre. En relación con las masas de aire de origen africano, Kubilay et al. [2003] señala que durante el verano, los ciclones generados en el Sáhara se ven bloqueados por un centro de altas presiones sobre Libia, lo que determina que el polvo se traslade con preferencia sobre el Mediterráneo occidental. En otoño se desarrolla un centro de bajas presiones en las islas baleares que dirige el flujo principal hacia el Mediterráneo oriental.

En la Figura 4.2 se muestra la distribución de frecuencia y de probabilidad acumulada anual, en intervalos de 0.05, para el total de 695 días. Casi un 20 % de los días poseen un AOT500 medio diario entre 0.05 y 0.1. El 75 % de los días, el promedio de AOT500 se encuentra por debajo de 0.25. En general la distribución muestra una situación de poca turbiedad, pero con una cola que desciende suavemente hasta valores de 0.85. Este valor máximo es menor que el encontrado generalmente en AERONET en estaciones similares

como la del GSFC en Maryland, Estados Unidos, donde se alcanzan valores de AOD500 de 1.5 [Holben et al., 2001] o Roma, con casos de AOT500 mayores de 2 [Masmoudi et al., 2003]. El motivo parece encontrarse, al menos en parte, en el filtrado manual aplicado en nuestro caso, más restrictivo que el filtrado automático sin intervención humana que aplica la red. Espesores ópticos mayores de 1 suelen ser causados por finas nubes tipo cirroestrato muy homogéneas, difícilmente cancelables por el algoritmo automático de filtrado.

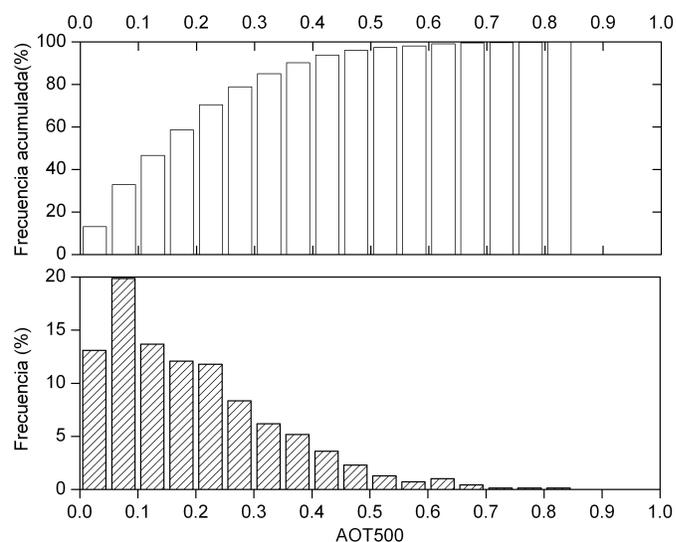


Figura 4.2: Distribución anual de frecuencias y probabilidad acumulada de AOT500.

Dependencia estacional

En la Figura 4.3 se muestra la distribución de frecuencias de forma estacional. El diferente comportamiento estacional comentado anteriormente es patente. De otoño a verano se produce un desplazamiento de la moda de la distribución desde 0.05 a 0.25, ensanchándose y desapareciendo gran parte del sesgo inicial.

En el anexo A pueden consultarse, para todos los parámetros discutidos en este capítulo, la estadística mensual presentada de forma tabulada. El promedio anual se ha obtenido a partir de los valores mensuales de las propias tablas. El número de días computados en la estadística mensual va de 2 a 4 meses, siendo el mes de Septiembre el peor representado a causa de su envío para reparación en el año 2002.

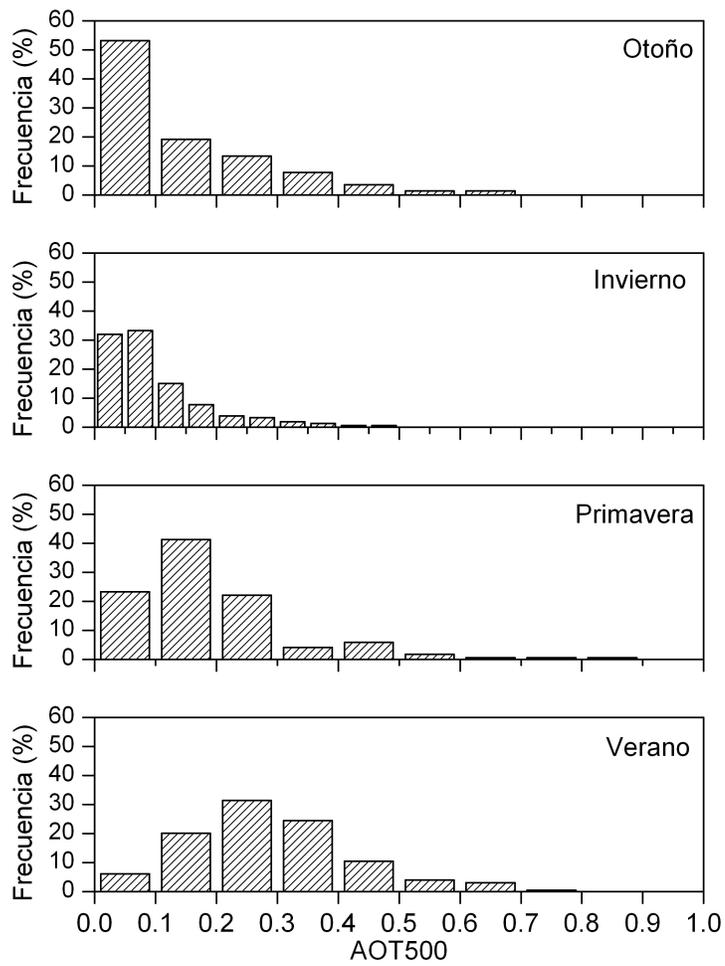


Figura 4.3: Distribución estacional de frecuencias de AOT500.

4.2. Exponente de Ångström

El exponente de Ångström (α) analizado a continuación se ha obtenido a partir del ajuste lineal al espectro de espesor óptico expresado de forma logarítmica, empleando las longitudes de onda de 440, 670 y 870 nm. En la literatura se adoptan diversas formas de obtener este parámetro casi indistintamente, aunque existen diferencias en su valor que no se cuantifican en esta memoria.

Este parámetro se emplea comúnmente para hablar de la distribución de tamaños de forma sencilla y compacta. Como habíamos visto anteriormente, la correspondencia directa entre la forma de la distribución de tamaños y el parámetro α sólo ocurre cuando la distribución real se puede aproximar bien por una distribución de Junge. En el resto de casos, únicamente nos puede servir como una aproximación burda, pero muy empleada por su sencillez y utilidad en teledetección. Teniendo en cuenta estas consideraciones puede decirse que un valor típico de α para un aerosol de tipo continental es 1.3 [Gerasopoulos et al., 2003]. Cuando la distribución está constituida principalmente por partículas finas, el parámetro crece hasta valores de 1.5 - 2.0. Cuando la distribución se centra en partículas de mayor radio (polvo, partículas higroscópicas o agregadas), α disminuye hasta valores casi nulos (incluso negativo en algunas ocasiones).

Evolución interanual

En la Figura 4.4 se expone la evolución de α durante el período considerado y su variabilidad anual. La gráfica de evolución no muestra ninguna tendencia anual ni estacional apreciable, excepto quizá una ligera tendencia interanual con α creciente. Sin embargo no se puede otorgar ningún significado físico a este incremento ya que podría tratarse de la propia incertidumbre instrumental en el espesor óptico a 440 nm sumado a la mayor cantidad de medidas de los años 2004 y 2005 que permitieron el seguimiento de ciertos episodios de polución que no pudieron ser observados en los años 2002 y 2003. En estudios climatológicos realizados en otras regiones como la India [Singh et al., 2004] sí se obtienen en cambio patrones temporales bien definidos. El motivo se encuentra en el destacado dominio del aerosol mineral durante ciertos períodos de tiempo. En Valencia, la influencia continua de las fuentes antropogénicas locales y la variabilidad en las masas de aire dominantes impiden la aparición de un patrón temporal de este parámetro. Algo similar ocurre en los alrededores de Tesalónica [Gerasopoulos et al., 2003] donde desaparece un cierto patrón temporal del exponente que sí se encuentra en la misma región pero alejada de las fuentes locales de polución.

Variabilidad anual

El diagrama de cajas de la Figura 4.4 muestra algo más de información. En primer lugar, tanto las medias como las medianas mensuales confirman la inexistencia de un patrón temporal. La relativa coincidencia de la media y la mediana indican distribuciones menos sesgadas que en el caso del espesor óptico, en todo caso con sesgo negativo indicando la esporadicidad de episodios con α menor, es decir, partículas gruesas. Por otro lado, los percentiles U95 y U99 sí podrían ser muy levemente indicativos de algunas diferencias, dando valores mayores en los meses de Octubre a Marzo. De todos modos es una tendencia tan leve que no merece mayor consideración.

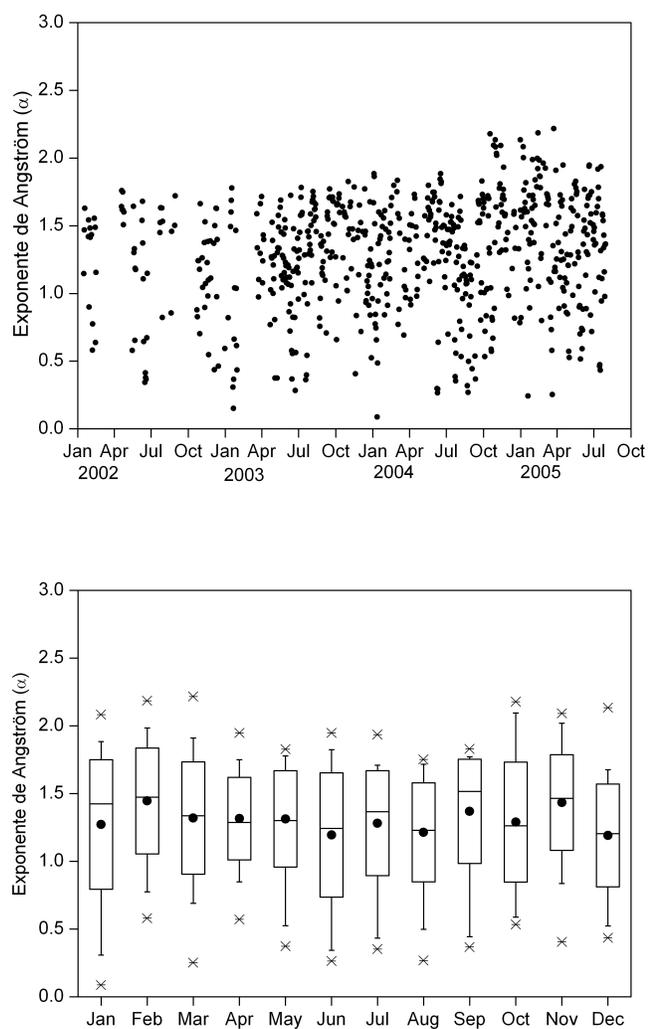


Figura 4.4: Evolución del exponente de Ångström a lo largo del período completo de medida en Burjassot (arriba) y su promedio mensual (abajo).

En la distribución de frecuencias anual (Figura 4.5) se comprueba que el máximo de frecuencia se produce para días con α entre 1.4 y 1.8. Los días con α mayor de 2.0 son muy escasos y han de considerarse dentro de la incertidumbre del propio parámetro, correspondiendo en todo caso a valores altos de α producidos probablemente durante días de intensa polución, generalmente en situaciones de gran estabilidad y escasa renovación del aire. La proximidad de la ciudad de Valencia es determinante en la climatología del área metropolitana, ya que actúa como una fuente constante de aerosol de tipo urbano compuesto principalmente por partículas de hollín de pequeño tamaño, incluidas en el modo fino o de acumulación.

El promedio anual del exponente es de 1.30 frente a una mediana de 1.35. Esta diferencia es debida a la asimetría negativa de la distribución, causada por los ocasionales episodios con una mayor carga de partículas gruesas. Gerasopoulos et al. [2003] obtienen valores más altos en la región de Grecia (1.57 en las cercanías de Tesalónica), indicando una mayor contribución de partículas posiblemente antropogénicas, tanto de producción local como remota (regiones industrializadas de la ex Unión Soviética). Como conclusión, el comportamiento de los aerosoles en nuestra región indica una frecuencia muy alta de días caracterizados por partículas finas, probablemente de origen urbano, industrial y agrícola (quemadas), aunque los promedios arrojan valores típicos de aerosol continental debido a la compensación en la distribución con ocasionales episodios de muy bajo valor de α , causados bien por intrusiones de polvo local o regional, fenómenos de higroscopicidad o por coagulación de partículas más finas en días de mayor polución. En regiones dominadas por polvo desértico, como en Thala (Túnez) [Masmoudi et al., 2003], el exponente puede variar entre 0.4 y 0.9.

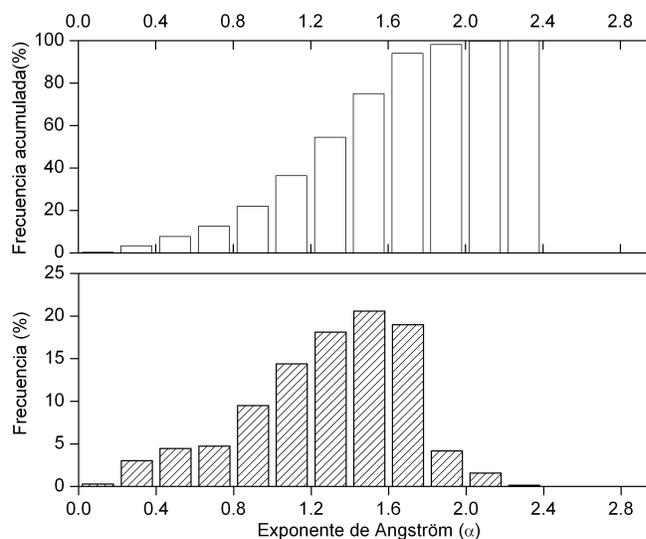


Figura 4.5: Distribución anual de frecuencias y probabilidad acumulada de α .

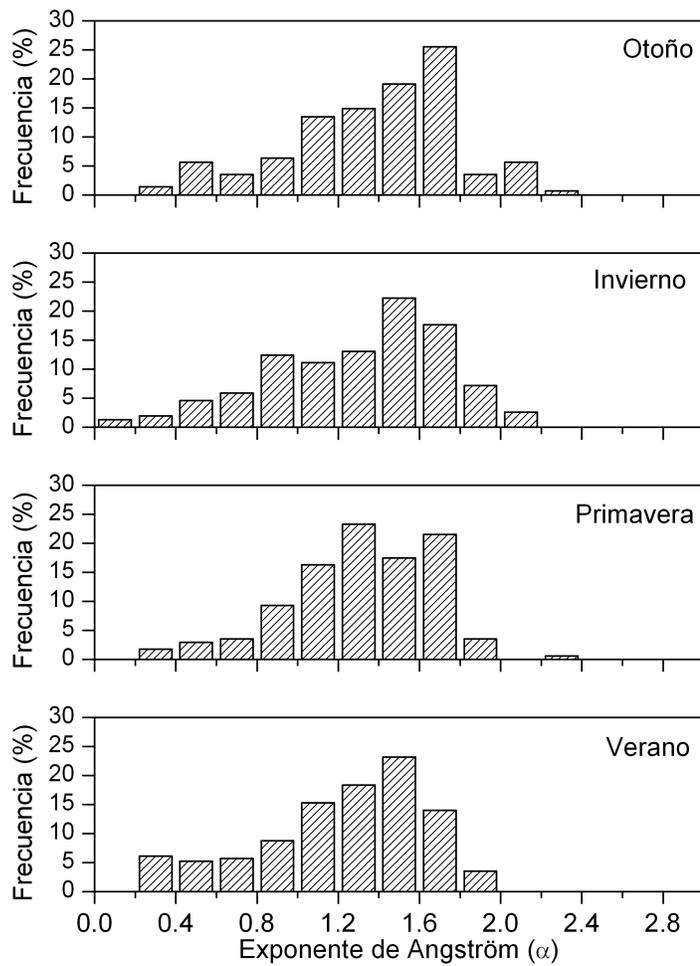


Figura 4.6: Distribución estacional de frecuencias de α .

Dependencia estacional

Las distribuciones de frecuencia divididas de forma estacional muestran muy pequeñas diferencias entre ellas. Quizá en los meses de verano se observe un ligero aumento de días con α menor de 0.8, pero no es un rasgo claramente significativo, como ya se ha comentado con anterioridad.

4.3. Distribuciones de tamaño

En el capítulo 3 se ha hablado de dos métodos diferentes de inversión para obtener las distribuciones de tamaño. Mediante el método de King invertimos las distribuciones a partir únicamente del espesor óptico espectral, en el rango $0.08 - 2.0 \mu\text{m}$. Con el segundo método obtenemos las distribuciones en un rango extendido $0.05 - 15.0 \mu\text{m}$ empleando las medidas de radiancia difusa en el plano almucantar. Estas últimas distribuciones poseen no sólo un mayor rango sino un mayor detalle. La ausencia relativa de estos detalles en las soluciones del método de King permiten su parametrización de una forma más sencilla y automatizable.

En primer lugar se analizan los resultados de la parametrización de las distribuciones de tamaño obtenidas con el algoritmo de King. Para ello se realiza el ajuste de las distribuciones a una función bimodal lognormal. La función se ajusta mediante el algoritmo de Lavenberg-Marquardt no lineal. En este apartado se toma el ajuste de la función bimodal a la distribución media diaria. Conviene recordar que esta distribución experimental diaria es el resultado de promediar las distribución de tamaños obtenidas de forma horaria (siendo a su vez estas promedio de las distribuciones instantáneas). En los próximos apartados se analiza el comportamiento de los parámetros de ajuste a lo largo del período de medida. Estos parámetros, recordando la ecuación 1.3.1, corresponden a los radios modales de los modos fino y grueso (r_f y r_g) los volúmenes modales correspondientes (V_f y V_g) así como un parámetro relacionado con las anchuras de los modos (σ_f y σ_g).

Evolución interanual

En las Figuras 4.7 y 4.8 se representa la evolución de los diferentes parámetros de ajuste durante el período de estudio. La tendencia temporal más fácilmente identificable a simple vista sobre estas figuras es la variabilidad anual de V_g , coherente con la variabilidad anual de la turbiedad o AOD500. Este patrón es menos claro en el caso de V_f porque sufre de mayor dispersión. La concentración mayor de partículas gruesas se produce en los meses de verano, y los mínimos se encuentran en los meses invernales. Aparentemente la variación día a día es mayor en el caso de V_f que en V_g y la dependencia estacional es más acusada en V_g . El modo de acumulación está compuesto por partículas finas (carbonilla, por ejemplo) originadas en actividades industriales y urbanas, por lo que es factible que la dispersión encontrada a lo largo de todo el año esté en gran parte motivada por el efecto de la polución suburbana. El modo grueso en cambio, se genera por el arrastre de partículas de suelo a pequeña o gran distancia o por crecimiento higroscópico de partículas hidrosolubles. Estos procesos de origen natural pueden tener una estacionalidad más acusada y por tanto mostrar un patrón identificable. La estacionalidad del movimiento de masas de aire es un ejemplo de ello.

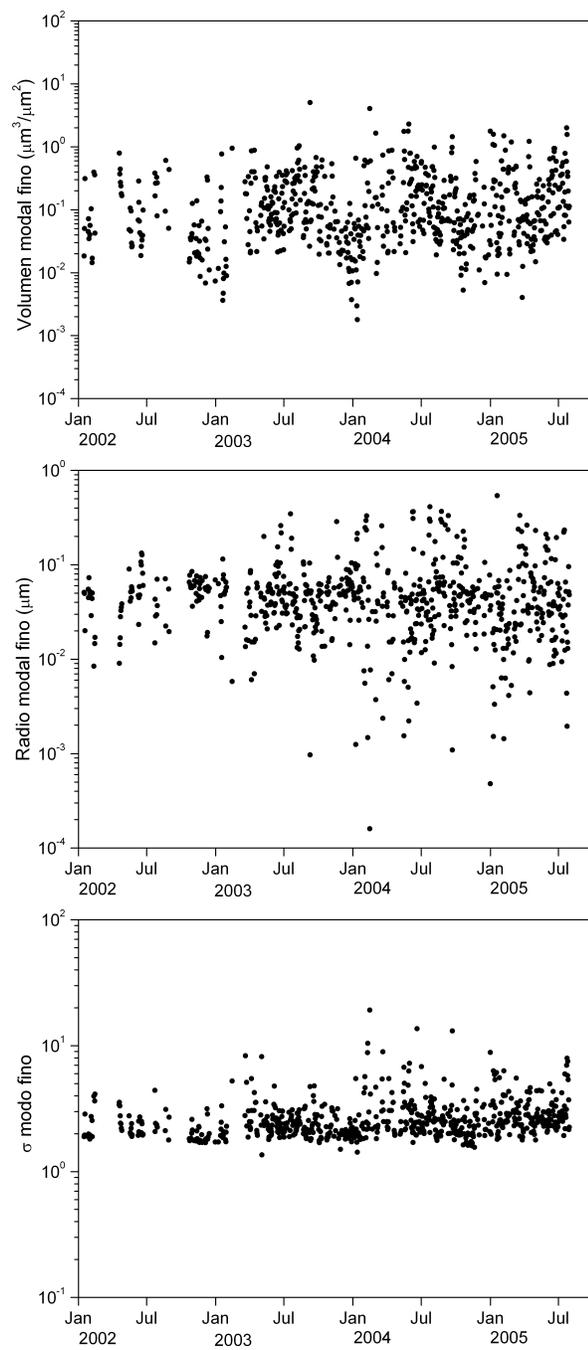


Figura 4.7: Evolución de los parámetros de ajuste al modo de acumulación a lo largo del período considerado de medida.

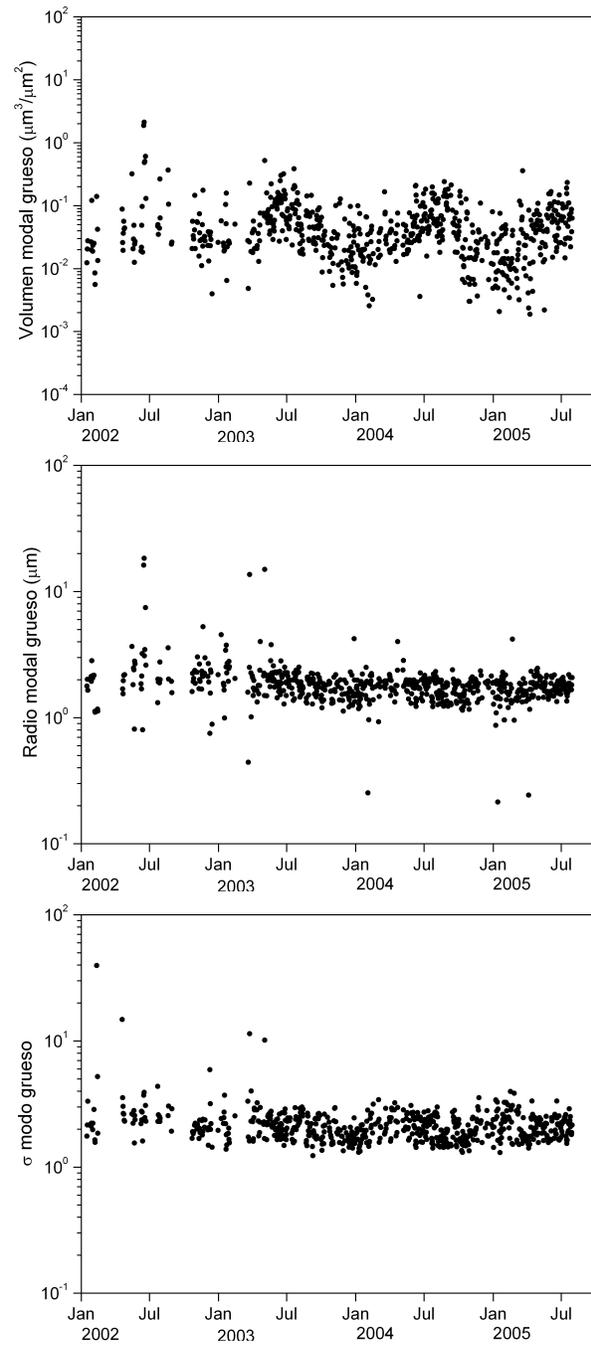


Figura 4.8: Evolución de los parámetros de ajuste al modo grueso a lo largo del período considerado de medida.

El resto de parámetros no muestran un carácter temporal muy definido. Los radios modales muestran esporádicamente valores muy dispersos que están motivados en ocasiones por probables errores en el proceso de inversión.

Variabilidad anual

El diagrama de cajas de las Figuras 4.9 y 4.10 ofrecen algún detalle más que la simple observación que las series temporales anteriores. En primer lugar, las medias y medianas de V_f muestran valores ligeramente inferiores al promedio anual en el período de Octubre a Diciembre. La tendencia resulta más clara en el caso de V_g , para el cuál se alcanza un máximo evidente durante el mes de Junio, repitiéndose un máximo secundario durante el mes de Marzo, al igual que ocurría con el AOD500, especialmente en los percentiles altos y no en la mediana, indicando la esporadicidad de los episodios de turbiedad alta en este período del año.

Los radios modales no muestran tendencias estacionales tan claras. El radio de acumulación muestra episodios de valores extremos (U95) siguiendo la tendencia del espesor óptico. Partículas de radio mayor durante los meses de primavera y verano se encuentran fácilmente gracias al aporte de polvo en altura desde el norte de África. Esta variabilidad anual de r_g no se halla reflejada en la figura correspondiente. En cambio sí ocurre en el modo de acumulación. Es posible que el polvo aportado posea tamaños que los sitúen en el rango del modo fino y no tanto en el grueso. Combinando la información de esta figura podría deducirse que los cambios estacionales de turbiedad vendrían dados por 1) un cambio en el tamaño del aerosol dominante en el modo fino pero sin grandes cambios de aporte, y 2) una estacionalidad notable del aporte de partículas gruesas, a pesar de que el radio del modo no sufre cambios apreciables.

En la Figuras 4.11 y 4.12 se presentan las distribuciones anuales de frecuencia de los parámetros de ajuste, para ambos modos. Las distribuciones de V_f y V_g son asimétricas mostrando episodios esporádicos de mayor concentración en ambos modos. La distribución de r_f es algo sesgada, y su máxima frecuencia se produce para valores de r_f por debajo de $0.075 \mu\text{m}$. Por encima de este valor existe una cola de valores que se presentan algo más del 10% de los días. En cuanto a r_g , la distribución es en cambio bastante simétrica y centrada entre 1.5 y $2.0 \mu\text{m}$.

Dependencia estacional

En las gráficas mostradas en las Figuras 4.13 y 4.14 se encuentran las distribuciones de los parámetros agrupados estacionalmente, para poner de manifiesto lo comentado anteriormente.

La Figura 4.13 se refiere al modo de acumulación. El volumen modal muestra una ligera dependencia estacional. En otoño e invierno, la distribución muestra una frecuencia de un 60% de tener días con V_f menor que $0.1 \mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2$. En primavera y verano la frecuencia en este rango disminuye a un 40%, y se hacen más probables días con mayor volumen modal. Respecto a los radios modales, no existe ninguna diferencia estacional. El parámetro σ , relacionado con la anchura del modo, tiene una muy ligera dependencia estacional. En los meses de otoño e invierno su valor más frecuente se encuentra entre 1.5 y 2.0 , mientras que para Primavera y verano se traslada a $2.0 - 2.5$. Esta ligera tendencia

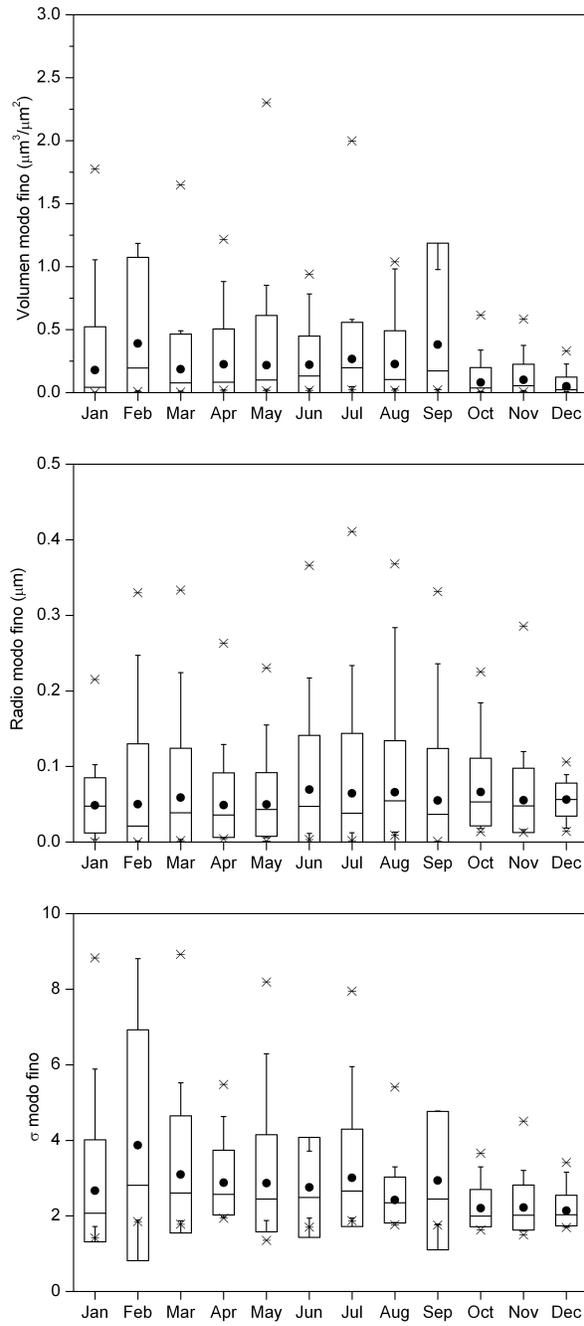


Figura 4.9: Variabilidad anual de los parámetros de ajuste del modo de acumulación.

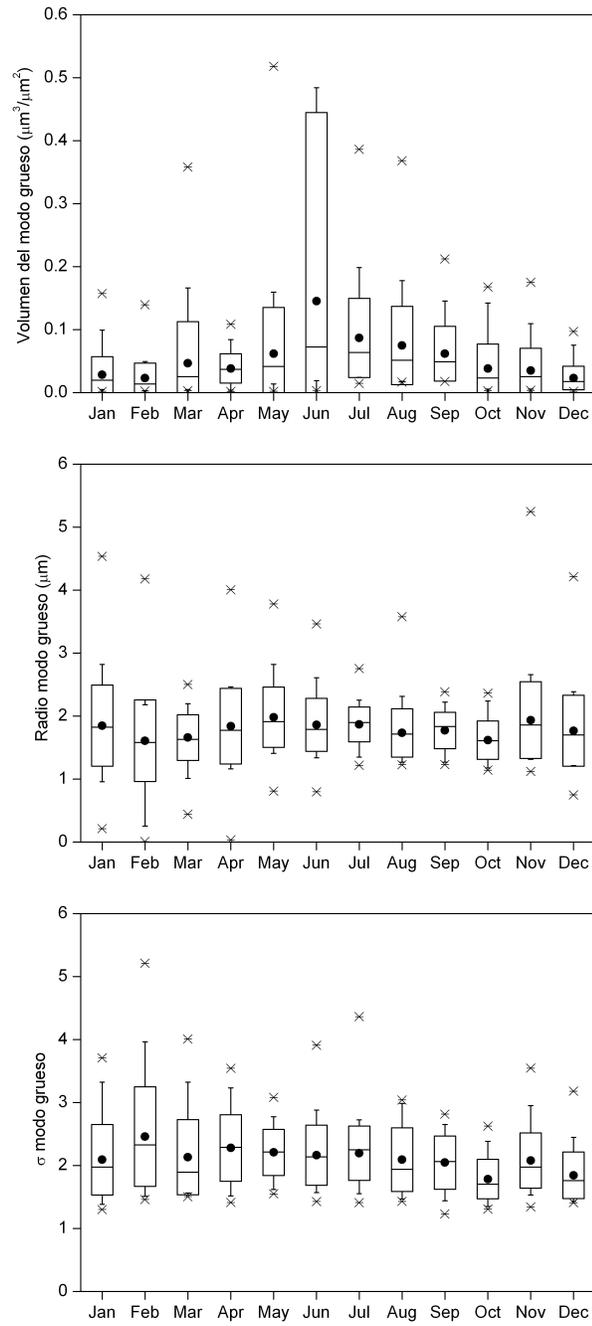


Figura 4.10: Variabilidad anual de los parámetros de ajuste del modo grueso.

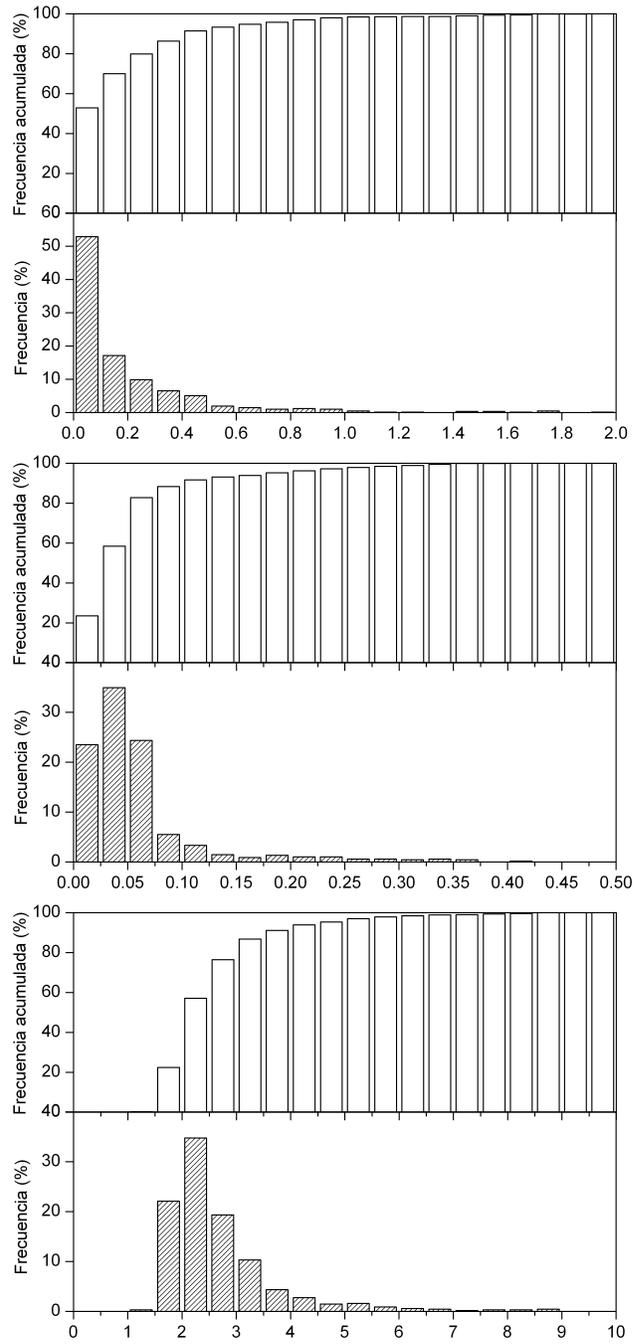


Figura 4.11: Distribución anual de frecuencias y probabilidad acumulada de los parámetros de ajuste del modo de acumulación.

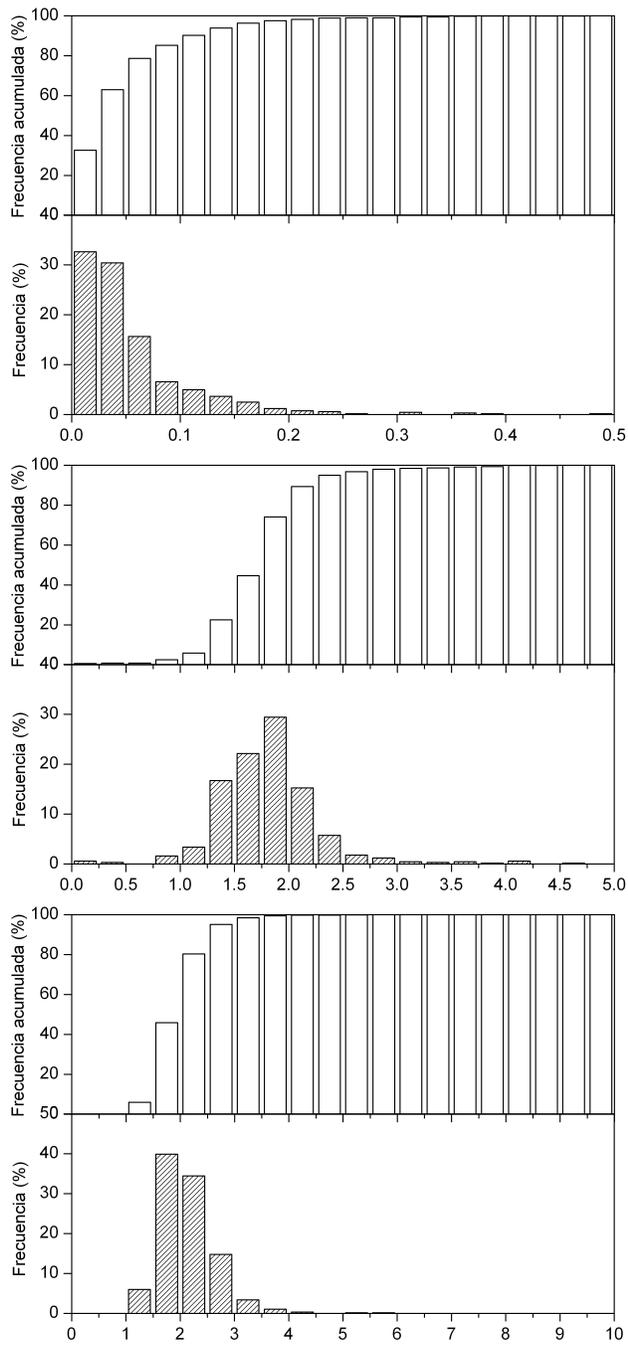


Figura 4.12: Distribución anual de frecuencias y probabilidad acumulada de los parámetros de ajuste del modo grueso.

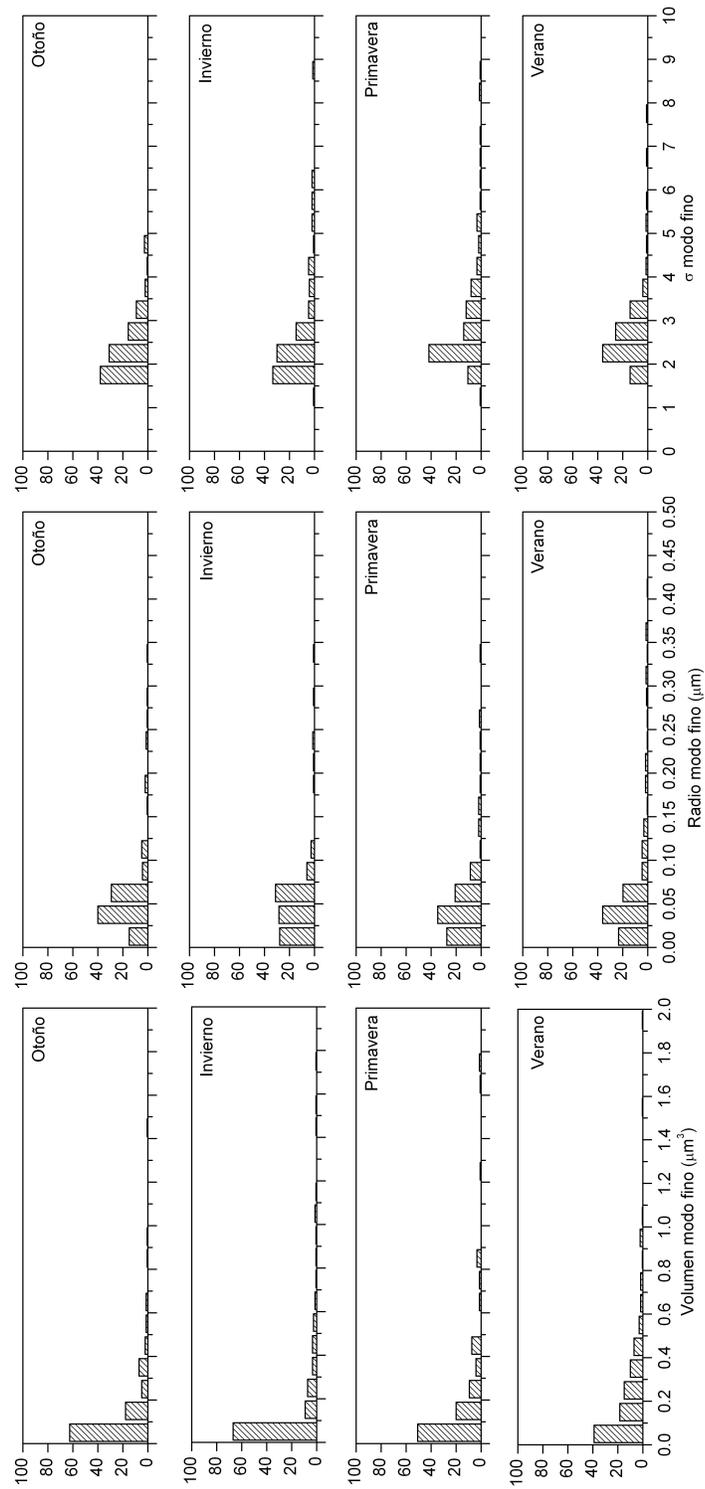


Figura 4.13: Distribución estacional de frecuencias de los parámetros de ajuste bimodal a la distribución de tamaños obtenida por el método de King.

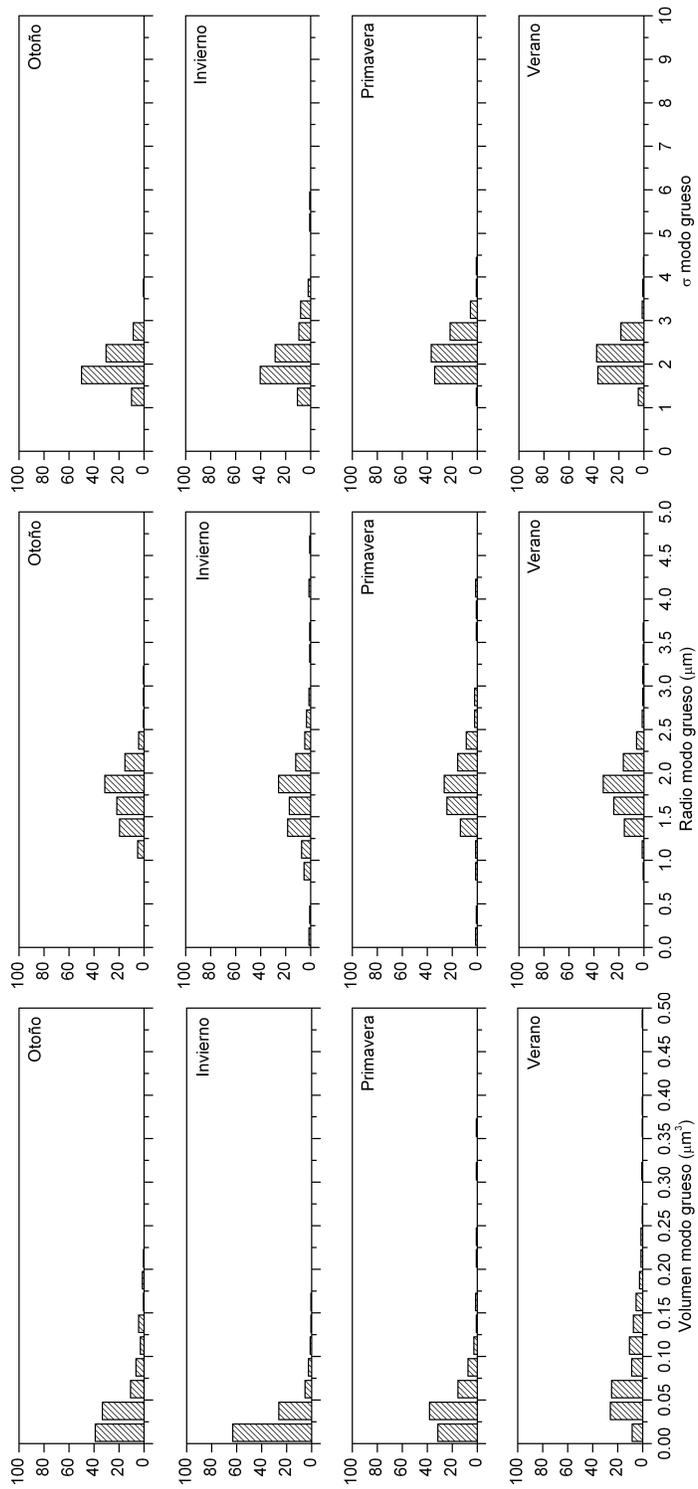


Figura 4.14: Distribución estacional de frecuencias de los parámetros de ajuste bimodal a la distribución de tamaños obtenida por el método de King.

posiblemente se encuentre motivada por los diferentes mecanismos de incorporación y formación de aerosoles entre los meses fríos y cálidos.

El modo grueso se analiza en la Figura 4.14. El patrón temporal de V_g discutido anteriormente se confirma en esta gráfica. Durante los meses fríos el volumen modal mantiene su máxima frecuencia de ocurrencia por debajo de $0.025 \mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2$. Durante los meses cálidos la distribución se ensancha, siendo más probable encontrar días con un volumen modal grueso entre 0.025 y $0.075 \mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2$. La distribución de radios no posee rasgos estacionales. El parámetro σ muestra al igual que en el modo fino, una ligerísima dependencia estacional, con valores mínimos durante los meses fríos.

Los resultados anteriores se han tabulado para su consulta y comparación con otros autores, así como para servir de referencia a la hora de crear un modelo de aerosoles mensual, estacional o anual en Burjassot. En el anexo A se encuentran las tablas que describen estadísticamente los seis parámetros de ajuste de las distribuciones bimodales encontradas. Muy ocasionalmente se han encontrado distribuciones de tipo monomodal o trimodal. Dada la esporadicidad de dichas distribuciones, únicamente se ha trabajado aquí con las distribuciones de tipo bimodal a las cuales se refieren los resultados tabuladas.

En la Figura 4.15 se muestran las distribuciones de tamaño construidas a partir de los parámetros promediados de cada estación del año, obtenidos a partir del promedio de los valores diarios. En la figura se comprueba como el modo de acumulación sufre pocos cambios estacionales, únicamente un ligero y poco significativo cambio en la anchura del modo y en el radio modal. Por su parte, el modo de partículas gruesas resulta mucho más estacional. En invierno y en verano se obtiene el desarrollo mínimo y máximo del volumen y anchura modales. Las estaciones de transición (otoño y primavera) poseen un volumen modal similar, aunque en primavera se observa un modo de partículas gruesas más ancho. El radio modal por contra, no sufre ningún cambio apreciable, a pesar de que en los meses estivales nuestra región está sometida a las masas de aire de origen nordafricano, cargadas con polvo mineral. Según estos resultados, el polvo transportado por estas masas hasta nuestra región contendría mayor cantidad de partículas, pero manteniendo el radio modal. Las partículas de mayor tamaño sólo afectarían apreciablemente la anchura del modo.

Como conclusión se comprueba que la estacionalidad del espesor óptico de aerosoles viene afectada especialmente por el patrón temporal de variación del modo de partículas gruesas, especialmente en la concentración de partículas. El modo de acumulación posee unas características más constantes, probablemente debido al efecto mantenido de las partículas de origen antropogénico local generadas en la zona metropolitana de Valencia.

4.4. Radio efectivo de la distribución

El radio efectivo se calcula a partir del cociente de momentos de la función de distribución, dado en la ecuación 1.9, y constituye un parámetro que describe radiativamente la distribución de tamaño. De hecho suele ser un parámetro empleado en los códigos de transferencia radiativa y por tanto resulta de interés analizarlo aquí.

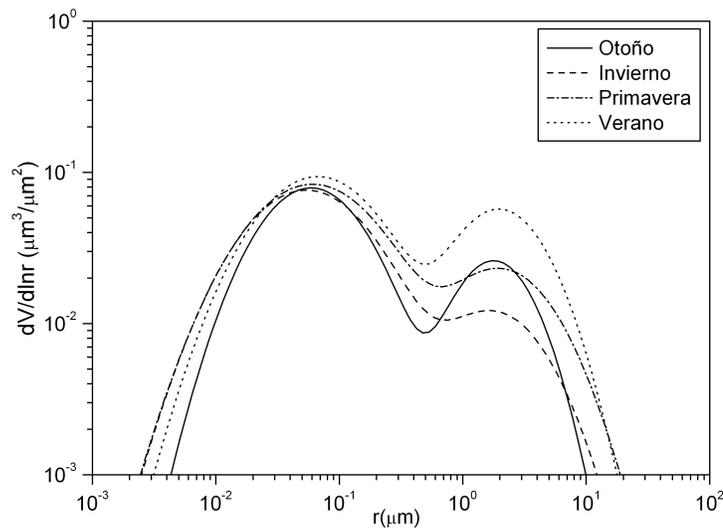


Figura 4.15: Distribuciones de tamaño promediadas para cada estación del año, obtenidas mediante el código de King.

Evolución interanual

En la Figura 4.16 se muestra la evolución del radio efectivo obtenido durante el período completo de medida. Su valor se encuentra por lo general entre 0.10 y $0.15 \mu\text{m}$, sobrepasando este valor en ocasiones en meses estivales (alrededor de Julio). Sin embargo esta evolución no sigue un patrón muy definido. Durante el 2002 estas superaciones se producen únicamente en Julio. En el 2003, sólo hay una intensa superación, ocurrida también en Julio. Durante el año 2004 las superaciones son más numerosas y se extienden desde los meses de Marzo a Noviembre. Por último, en el 2005 las superaciones se han producido en Junio y Julio.

Variabilidad anual

En el diagrama de cajas de la Figura 4.16 se puede analizar la variabilidad anual. Aunque los promedios y las medianas son muy constantes a lo largo del año, los percentiles superiores son mayores durante los meses de Mayo a Septiembre, con un ligero incremento también en el mes de Marzo. Junio posee en cambio el máximo promedio y los máximos percentiles.

Por su parte, los histogramas de frecuencia y de frecuencia acumulada de la figura 4.17 muestran una distribución de radios efectivos diarios muy picada sobre el intervalo $0.10 - 0.12 \mu\text{m}$ y con intensa asimetría debido a las colas de superaciones, que en alguna ocasión alcanzan el valor máximo de $0.38 \mu\text{m}$. Según Cachorro et al. [2000] para una estación de Palencia, los valores mensuales varían entre 0.05 y 0.09 , excepto en el mes de Marzo que se observan valores más altos.

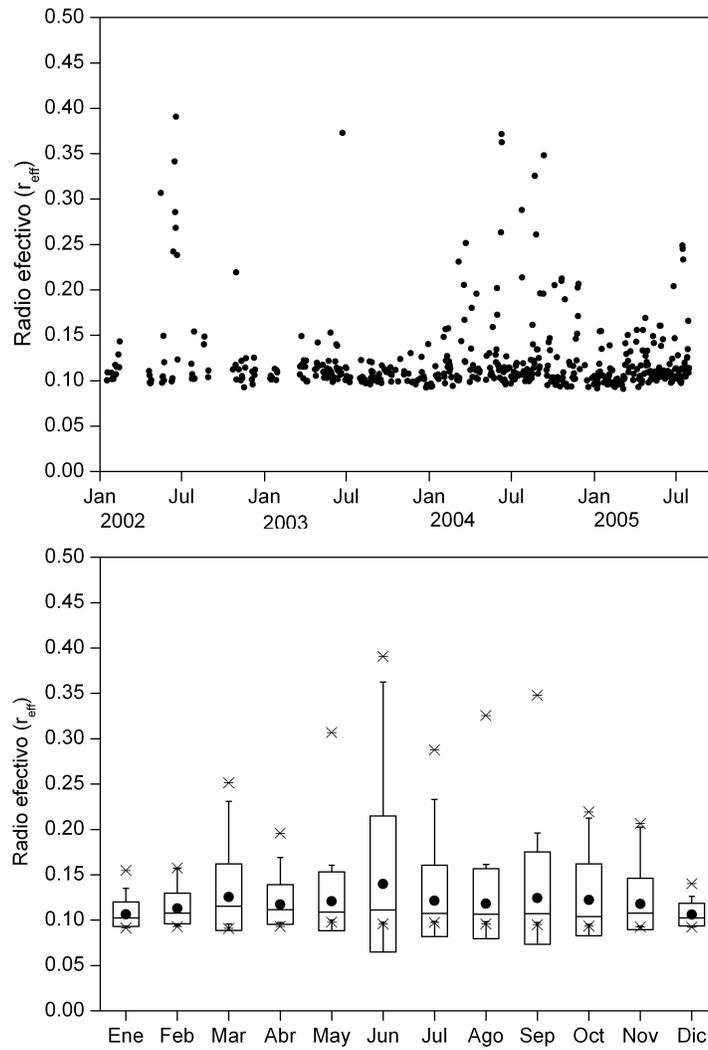


Figura 4.16: Evolución del radio efectivo a lo largo del período de medida y su variabilidad anual.

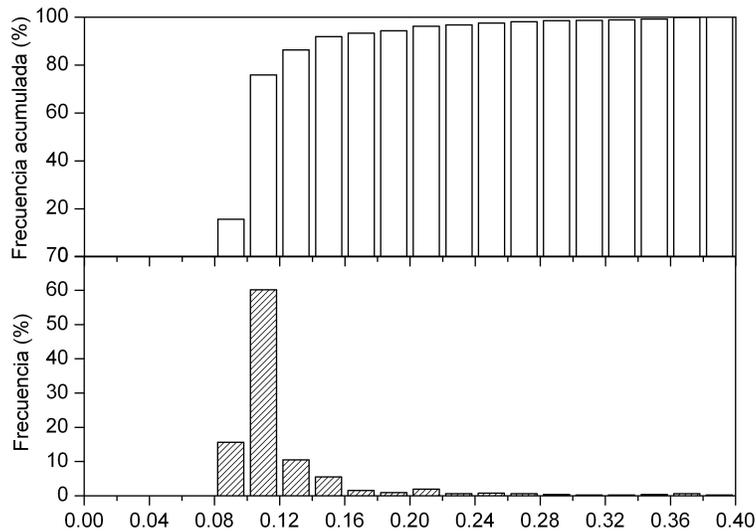


Figura 4.17: Distribución anual de frecuencias y probabilidad acumulada del radio efectivo de la distribución.

Dependencia estacional

Los histogramas de frecuencia mostrados en la Figura 4.18 no permiten obtener conclusiones adicionales, aunque en ellos se observa mejor las colas de superaciones ocurridas durante las estaciones de primavera y verano.

4.5. Índice de refracción

El índice de refracción se obtiene mediante el código Skyrad4.2, según el algoritmo definido en Nakajima et al. [1996] y posteriores actualizaciones no documentadas. El código realiza una minimización del ajuste entre la radiancia espectral experimental y la obtenida por medio de códigos de transferencia radiativa. En esta minimización, se realiza un barrido bidimensional de las dos partes del índice de refracción.

Recordando el capítulo 1, el índice de refracción determina el efecto radiativo de los aerosoles. La parte real determina la desviación que sufre la onda electromagnética y la parte imaginaria la absorción de la radiación. Valores típicos de la parte real del índice son 1.33 para el agua pura, 1.45 para sulfatos con partículas de sales marinas, 1.50 para partículas minerales y 1.55 cuando hay partículas de hollín [Torres et al., 1998]. La parte imaginaria es nula para aerosoles no absorbentes como las partículas de sal marina, pero puede tener valores de 0.04 en el caso de aerosoles muy absorbentes como el hollín no envejecido y originado en la fase de llama de la combustión, ya que posee una proporción de carbón gráfico mayor que el producido en la combustión sin llama [Torres et al., 1998]. En el caso del polvo mineral, el índice imaginario es muy variable (0.005 – 0.02) siendo debida principalmente a la presencia de hematite. La determinación de la

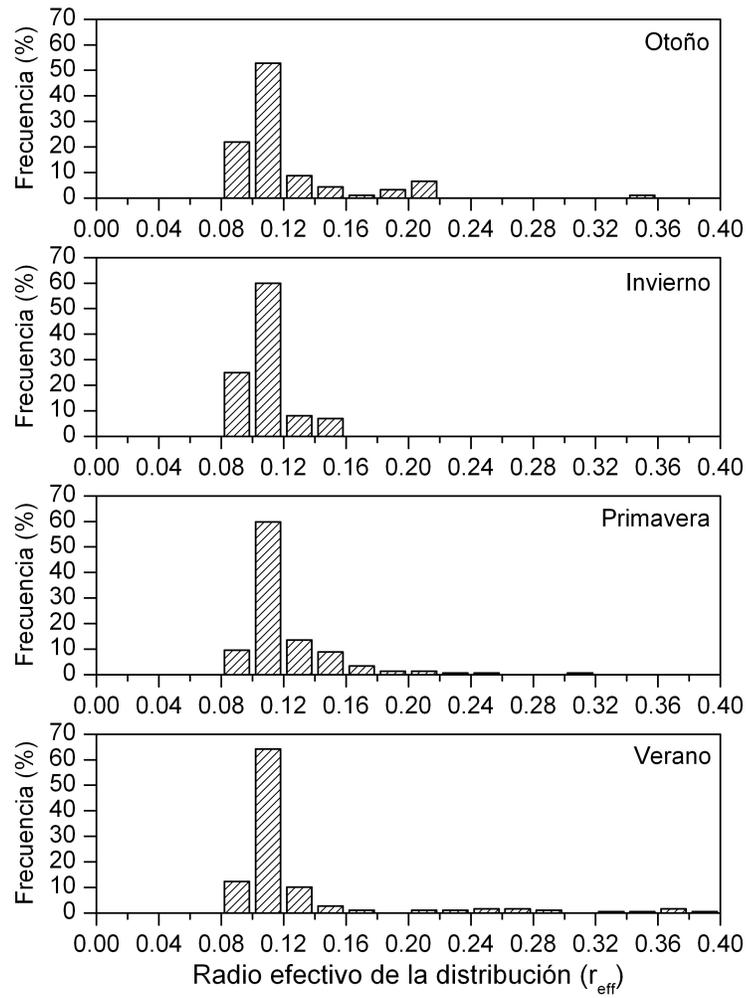


Figura 4.18: Distribución estacional de frecuencias y probabilidad acumulada del radio efectivo de la distribución.

parte imaginaria es delicada y su indeterminación es grande. Aunque el código Skyrad4.2 permite obtener el índice de refracción de forma espectral, en este análisis únicamente se emplea el índice de refracción del rango visible, es decir, como promedio entre los canales 440 y 670 nm.

Evolución interanual

En la Figura 4.19 se muestra la variación del índice de refracción a lo largo del período de medida. La parte real varía dentro del intervalo 1.35 - 1.60. El límite inferior se sitúa en 1.35.

El índice además aparenta un cierto patrón anual, con mínimos en invierno por debajo de 1.40 y máximos durante los meses cálidos con valores de 1.40 - 1.60. El año 2003 parece una excepción pero el motivo se encuentra en la cantidad de medidas de almucantar realizadas. Hasta el verano del 2004 se solían medir únicamente los escenarios de almucantar definidos por la programación estándar de AERONET. A partir de entonces se incrementó el número de almucantares diarios a casi 40. Esto permite aumentar la probabilidad de realizar medidas exitosas en condiciones de gran turbiedad. Un problema de seguimiento del disco solar sufrido durante el año 2003 también afectará ocasionalmente las medidas de almucantar, que no superarán los filtros de calidad.

Por último, merece señalarse la existencia de una ligera acumulación de valores diarios en un índice de 1.40, especialmente en el año 2004. Esto se debe al modo de funcionamiento del código de inversión, efecto que puede observarse en trabajos de otros autores [Perrone et al., 2004] que han empleado el código de Dubovik and King [2000], y es debido a la minimización de $\epsilon(R)$ en pasos fijos de n . No existe hasta el momento ningún estudio publicado en el que se comparen los resultados obtenidos con ambos métodos de inversión, aunque se ha previsto su realización dentro del convenio EUROSKYRAD.

La parte imaginaria del índice de refracción en cambio no posee ningún patrón identificable y su rango de variación se encuentra entre -0.05 y 0.00, valores indicativos de aerosoles absorbentes [Kubilay et al., 2003].

Variabilidad anual

En el diagrama de cajas de la Figura 4.20 se ha calculado la variabilidad anual. La parte real confirma su dependencia anual, con promedios, medianas, máximos y dispersiones mayores durante los meses de verano. La parte imaginaria aquí tampoco presenta una variabilidad anual evidente.

En la Figura 4.21 se representa el histograma de frecuencias anual. El 80 % de los días analizados poseen un valor de la parte real menor de 1.40. Según Dubovik et al. [2002a], para un aerosol urbano - industrial el índice de refracción suele ser de 1.39 ± 0.06 . La parte imaginaria por su lado resulta mayor de -0.01 en el 50 % de los días. De forma anual estos resultados mostrarían un panorama radiativo dominado por aerosoles absorbentes, especialmente en invierno. En los meses de Marzo, Julio y Agosto los aerosoles desérticos poco absorbentes hacen disminuir muy ligeramente el índice de refracción imaginario. De todos modos merece la pena recordar que la incertidumbre de estos resultados es grande y en todo caso es necesario todavía realizar un estudio comparado de la validez del código de inversión. Según Di Carmine et al. [2005], ya que la componente directa

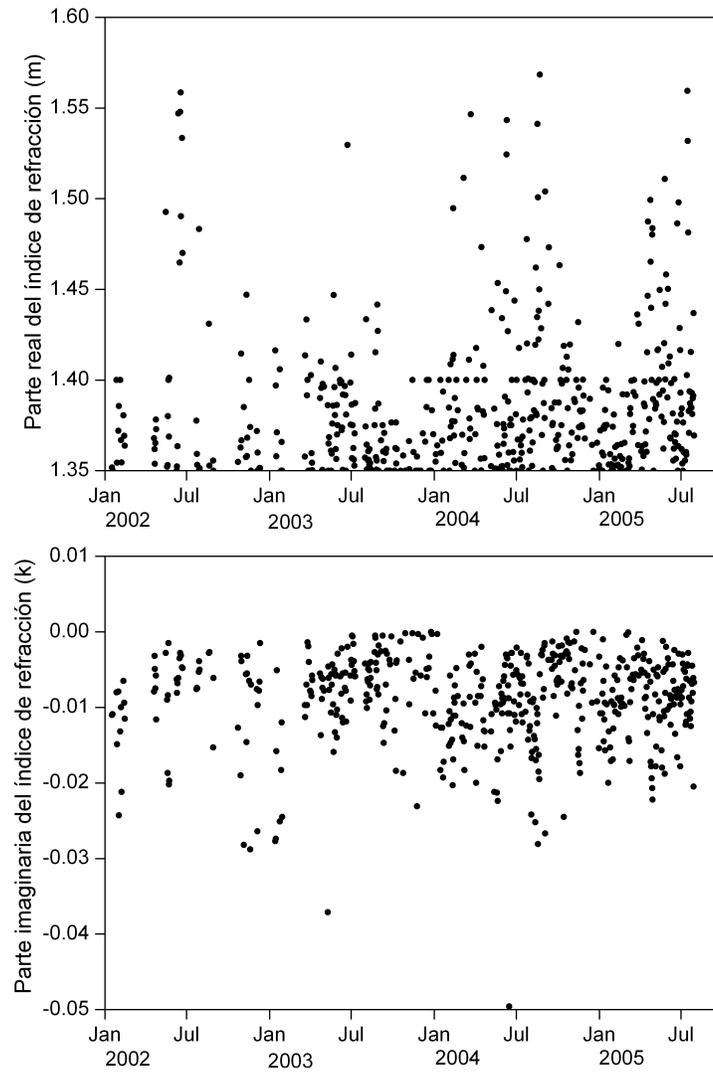


Figura 4.19: Evolución de la parte real e imaginaria del índice de refracción a lo largo del período de medida y su variabilidad mensual.

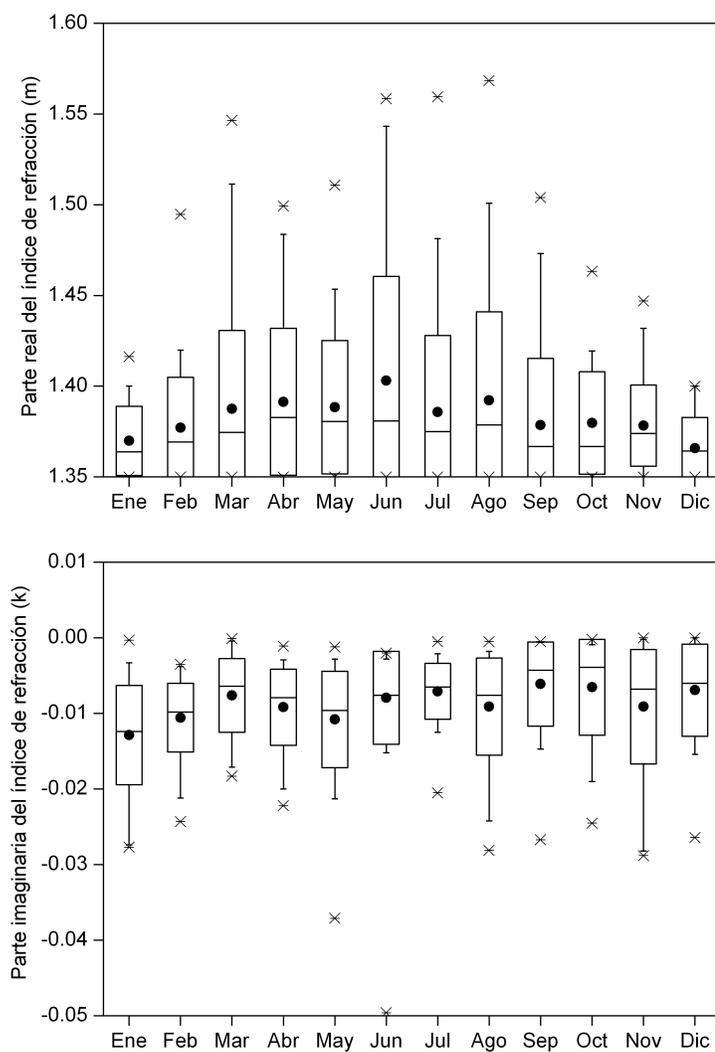


Figura 4.20: Variabilidad mensual de la parte real e imaginaria del índice de refracción.

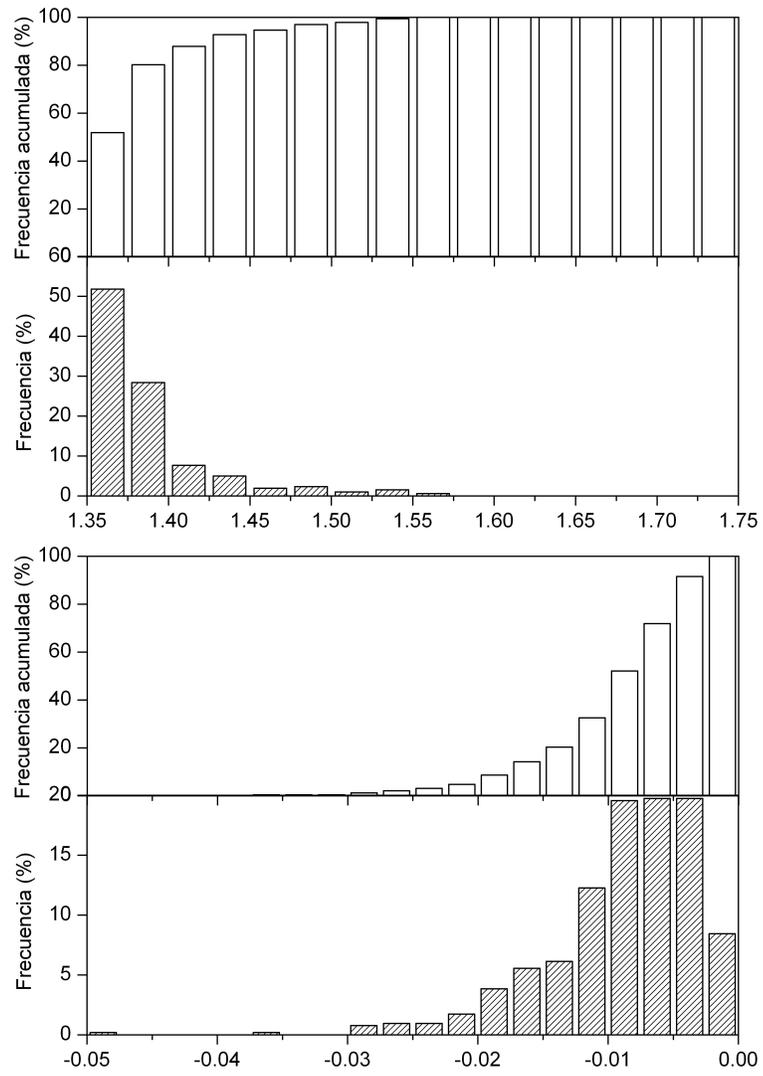


Figura 4.21: Distribución anual de frecuencias y probabilidad acumulada de la parte real e imaginaria del índice de refracción.

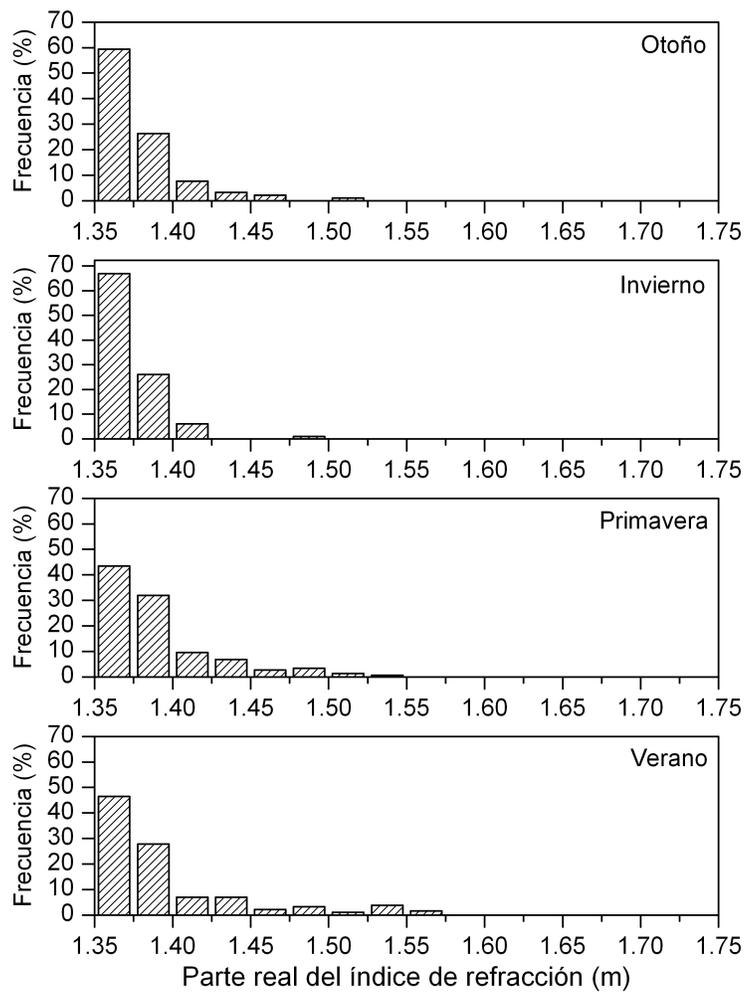


Figura 4.22: Distribución estacional de frecuencias de la parte real del índice de refracción.

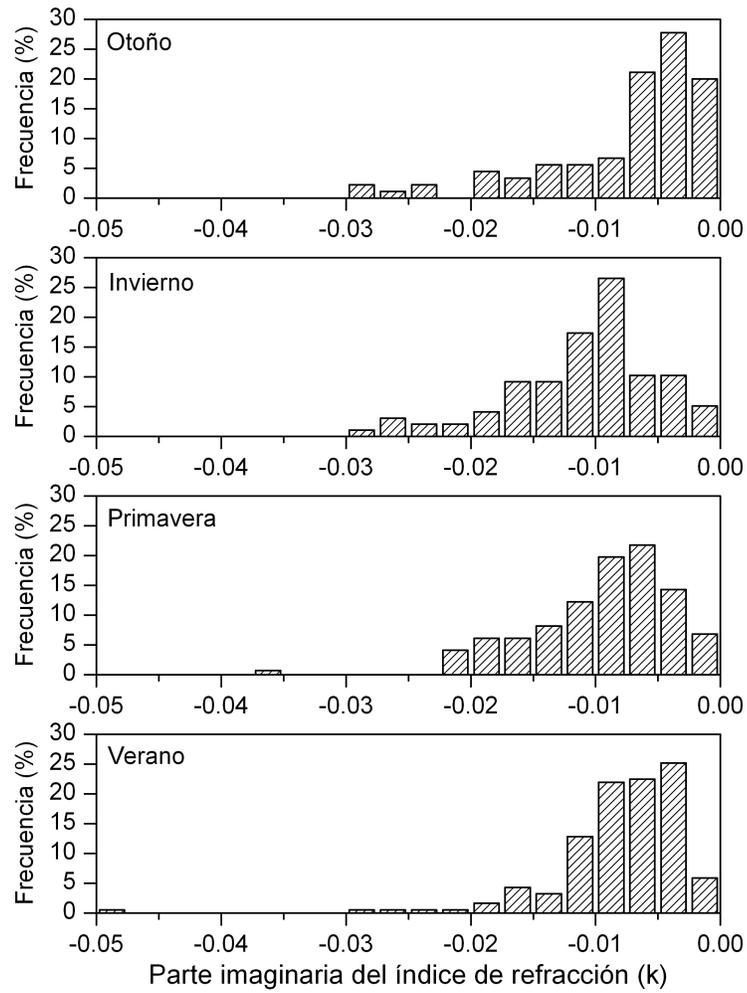


Figura 4.23: Distribución estacional de frecuencias de la parte imaginaria del índice de refracción.

contiene información sobre la extinción y la difusa de la dispersión, y el uso combinado de ambas proporcionaría un mejor valor de w_0 , del cuál se obtiene k .

Dependencia estacional

Estacionalmente, los histogramas de frecuencia muestran lo siguiente. En primer lugar, la mayoría de los días están dominados por índices reales por debajo de 1.40 (Figura 4.22) indicativos de aerosoles urbano - industriales. Sin embargo, durante los meses estivales la cola de la distribución se ensancha, siendo más probables los casos de días con un mayor peso de partículas minerales, especialmente de origen nordafricano pero también local.

El índice imaginario, a pesar de no mostrar una variabilidad anual clara cuando se obtienen valores mensuales, muestra una distribución otoñal muy asimétrica y centrada en valores mayores, indicativos de partículas poco absorbentes (ver Figura 4.23). La distribución invernal por contra se desplaza hacia valores menores. Hay que tener en cuenta que para espesores ópticos muy pequeños, como los encontrados en los meses fríos, la solución de k es muy incierta.

4.6. Albedo de dispersión simple

El albedo de dispersión simple w_0 es indicativo de la absorción del aerosol sobre la radiación incidente. Si tiene un valor igual a la unidad, no existe absorción y la extinción de la radiación producida por la partícula es debida exclusivamente a la dispersión. Generalmente oscila entre 0.70 y 0.92 para casos de quema de biomasa y entre 0.70 y 0.98 cuando dominan aerosoles de tipo desértico [Eck et al., 1999]. Este parámetro se encuentra estrechamente ligado a la parte imaginaria del índice de refracción, que representa la absorción de la radiación. Por este mismo motivo, su incertidumbre será relativamente elevada, encontrándose pendiente de evaluación.

Evolución interanual

La evolución de w_0 a lo largo del período de estudio se muestra en la Figura 4.24. En ella no se observa, al igual que en el caso de la parte imaginaria del índice, un patrón temporal claro. El valor del albedo varía ente 0.7 y 1.0. El diagrama de cajas anual tampoco revela ninguna sistematicidad temporal. Casos de mayor desviación (ϵ) muestran valores del albedo menores, por lo que podría ser una consecuencia de una inversión de menor calidad. El valor medio anual varía entre 0.81 y 0.97, similar al obtenido en Granada por Lyamani et al. [2004] (0.93 – 0.97) y Palencia [Cachorro et al., 2000] (0.90 – 0.94), indicando sin embargo una mayor variabilidad anual, con episodios de aerosoles absorbentes más acusados, como era de esperar dado el carácter más industrial de Valencia.

Variabilidad anual

En la Figura 4.25 se representan las distribuciones anuales de frecuencia y frecuencia acumulada. Esta distribución se encuentra centrada sobre un valor de w_0 de 0.90 - 0.94.

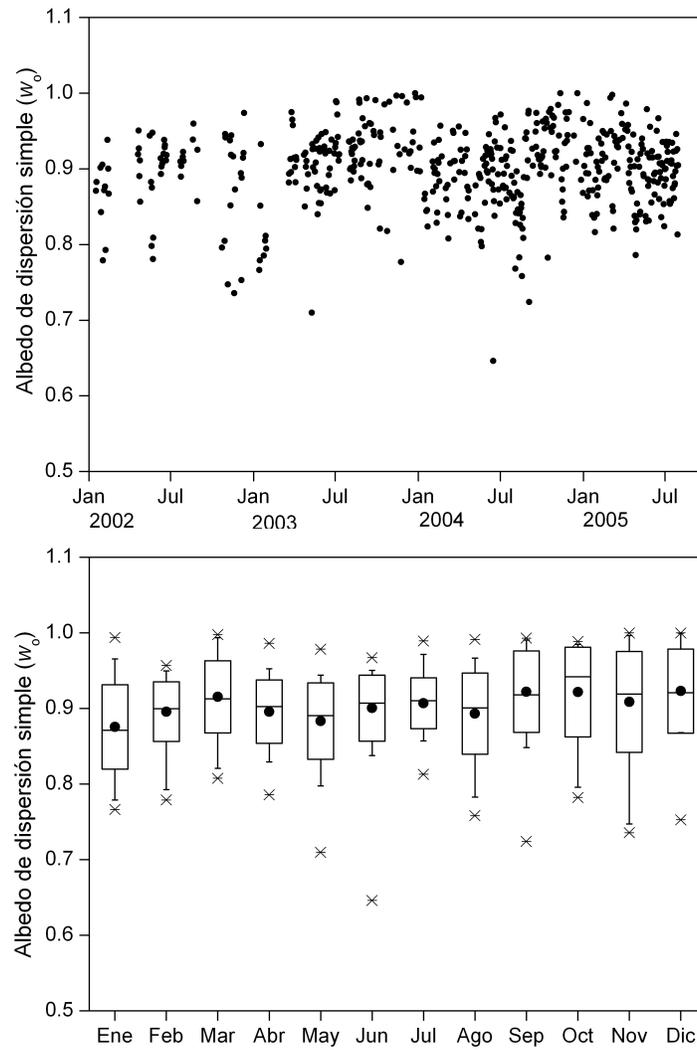


Figura 4.24: Evolución del albedo de dispersión simple a lo largo del período de medida y su variabilidad anual.

Además la distribución es bastante simétrica, con excepción de algunos días de albedos menores de 0.84, representativos de aerosoles más absorbentes.

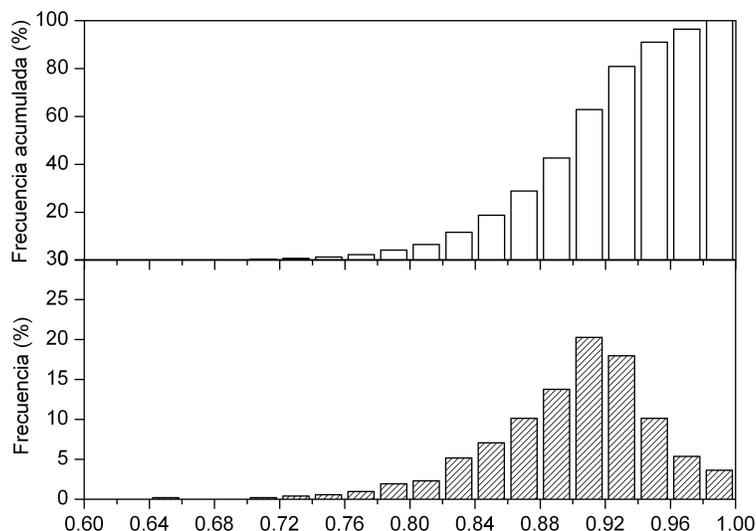


Figura 4.25: Distribución anual de frecuencias y probabilidad acumulada del albedo de dispersión simple.

Dependencia estacional

En la Figura 4.26 se representan los histogramas de frecuencia estacionales. No existen claros rasgos distintivos entre las cuatro estaciones, aunque en Otoño hay una mayor frecuencia de casos poco absorbentes.

4.7. Parámetro de asimetría

El parámetro de asimetría representa un valor promedio de la función de fase, y por tanto, es indicativa de la proporción de radiación dispersada hacia adelante, estando por tanto relacionado con el tamaño de las partículas.

Evolución interanual

El parámetro de asimetría, representado en la Figura 4.27, tampoco muestra una tendencia temporal apreciable, aunque los valores mínimos son ligeramente más bajos durante Enero. Según Zege et al. [1991], el parámetro de asimetría varía entre 0.1 en condiciones prístinas y 0.75 en atmósferas polutas. Por tanto, en Valencia puede decirse que en general el parámetro de asimetría indica una atmósfera de contaminación moderada durante todo el año. Lyamani et al. [2004] obtuvo en la región de Granada un valor medio anual de 0.70 ± 0.02 a 500 nm. Nuestro valor medio es de 0.67 ± 0.04 , lo que indica

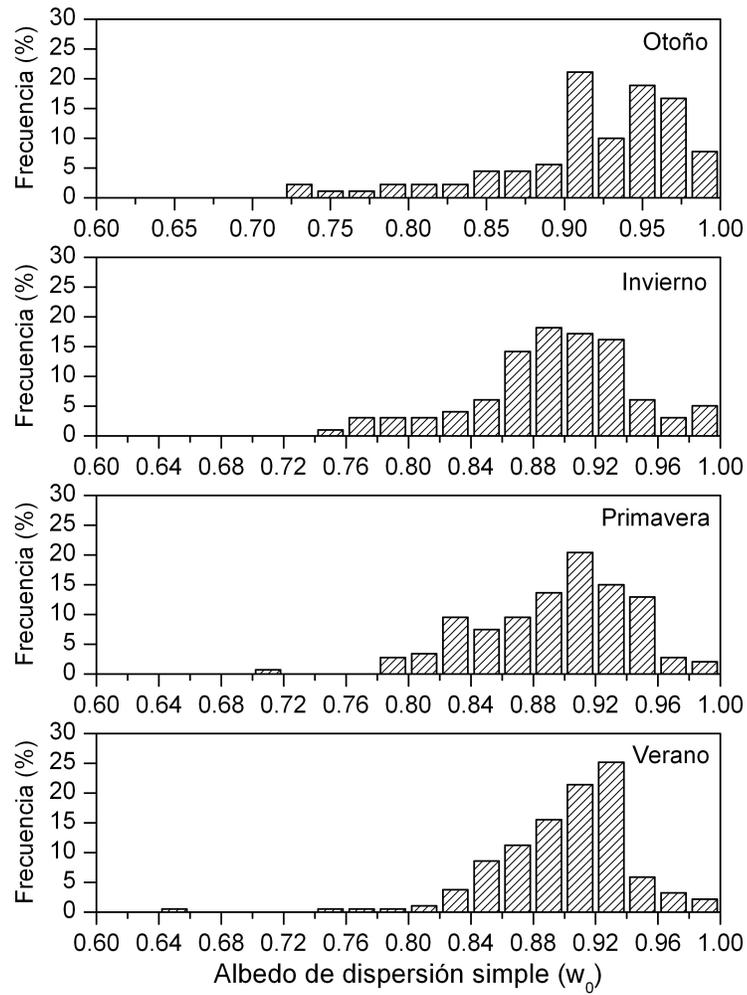


Figura 4.26: Distribución estacional de frecuencias del albedo de dispersión simple.

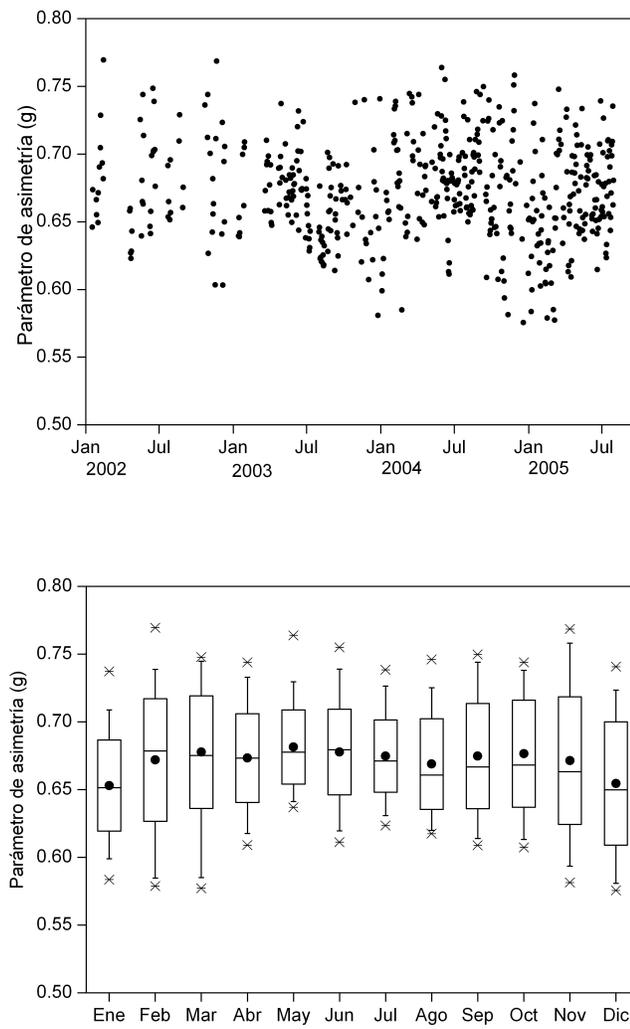


Figura 4.27: Evolución del parámetro de asimetría a lo largo del período completo de medida en Burjassot (arriba) y su promedio mensual (abajo).

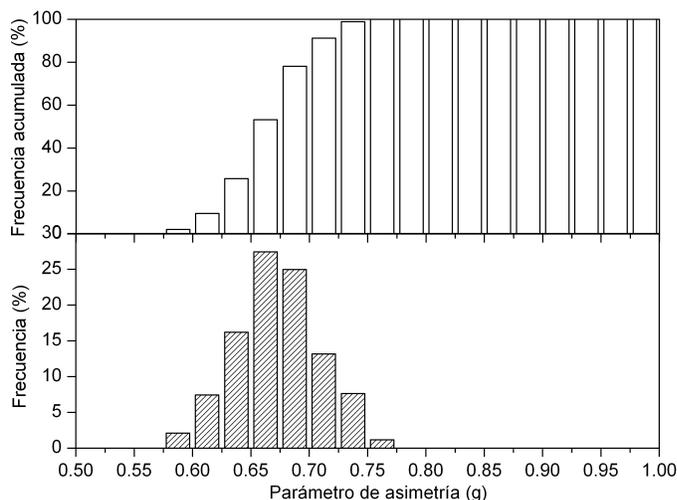


Figura 4.28: Distribución anual de frecuencias y probabilidad acumulada del parámetro de asimetría.

la existencia de partículas más pequeñas en nuestra región. Estos valores del parámetro de asimetría son compatibles con la existencia de una mezcla de sulfatos, sales marinas y partículas de polvo [Lacis and Mishchenko, 1995]. Por otro lado, Cachorro et al. [2000] obtiene para Palencia valores en el intervalo 0.45 – 0.75, aunque las medias mensuales se sitúan alrededor de 0.6 durante todo el año, similar a nuestros resultados.

Variabilidad anual

Analizando el diagrama de cajas, se observa que en los meses de Diciembre y Enero los valores son algo más bajos, indicativo de partículas más pequeñas, que dispersan la radiación de forma un poco más homogénea. De todos modos estas diferencias no son muy significativas, pasando de un 0.67 anual a un valor de 0.65 durante estos dos meses. La existencia de partículas pequeñas podría estar relacionada de nuevo con el dominio de las partículas de origen urbano e industrial, que fácilmente pueden dominar las masas de aire típicamente limpias en invierno cuando se estancan sobre la región.

En el histograma anual de frecuencias de la Figura 4.28 se encuentra una distribución bastante simétrica y centrada en el intervalo 0.65 - 0.70.

Dependencia estacional

Dividido el histograma anual en las cuatro estaciones (Figura 4.29) se observan ligerísimas diferencias estacionales. En concreto en verano la distribución es ligeramente menos dispersa. En todas las estaciones la simetría se mantiene.

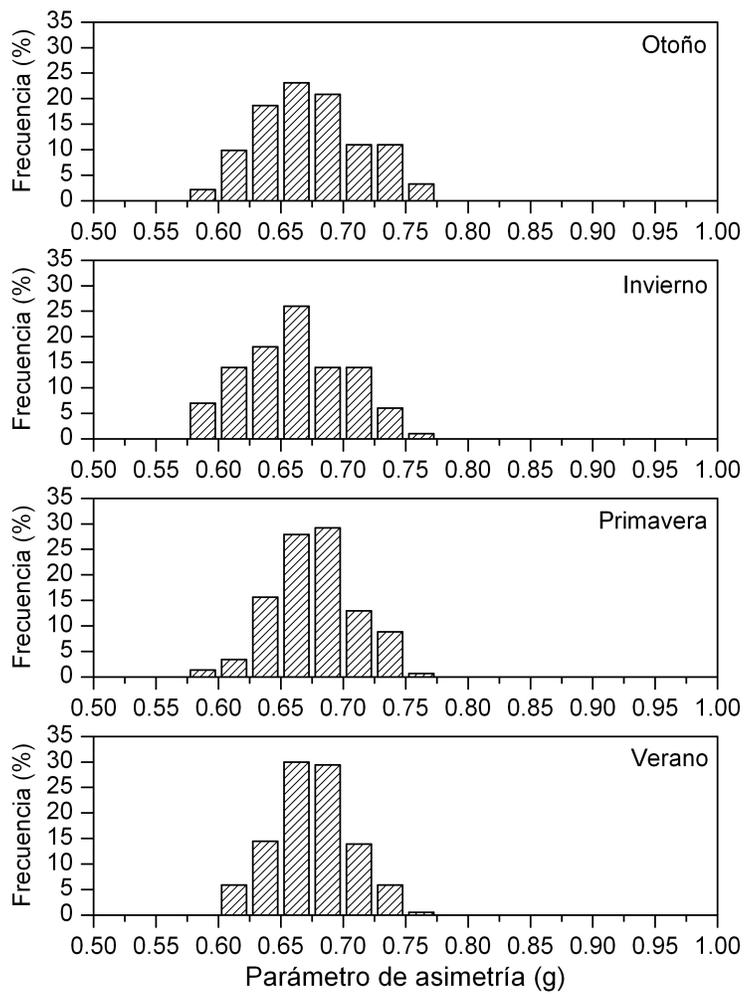


Figura 4.29: Distribución estacional de frecuencias del parámetro de asimetría.

4.8. Vapor de agua precipitable

El vapor de agua precipitable w se ha obtenido a partir de la medida de la extinción en el canal 940, tal y como se exponía en el apartado 3.1.4, considerando la contribución de la dispersión (moléculas y aerosoles) a la extinción en esta banda. En el capítulo 2 se había tratado la calibración de este canal por medio de un método Langley modificado, que de todos modos ofrece calibraciones de apreciable incertidumbre (en torno al 5 %). En intercomparaciones realizadas con otros fotómetros que emplean el mismo canal (sección 2.6) se comprueba que la desviación cuadrática media entre instrumentos es menor de 0.2 cm nominales. Aunque no se ha realizado en esta tesis una comparación intensiva con instrumentos de características muy diferentes (radiosondeos), otros autores estiman estas diferencias en torno a un 10 % [Halthore et al., 1997]. Comparaciones puntuales realizadas en diversas campañas de medida confirman este resultado [Estellés et al., 2005a; Gómez-Amo et al., 2005a; Bassani et al., 2005; Gómez-Amo et al., 2005b].

A continuación caracterizamos este parámetro del mismo modo que se han caracterizado todos los parámetros, ya que en es una medida de gran utilidad para interpretar el comportamiento de los aerosoles frente a la cantidad de vapor atmosférico.

Evolución interanual

La evolución de w a lo largo del período de medida se muestra en la Figura 4.30. A primera vista se observa un claro y sistemático patrón temporal, con mínimos en invierno y máximos en verano. Prescindiendo del año 2002, cuya relativa escasez de medidas hace difícil valorar la tendencia interanual, se observa también una ligera disminución del contenido en vapor de agua visible en los extremos anuales.

Variabilidad anual

En el diagrama de cajas de la Figura 4.30 se enfatiza la variabilidad anual de w . Tanto las medidas como las medianas mensuales muestran el mismo patrón temporal. Existe una buena coincidencia entre media y mediana así como el rango entre percentiles U5 y U95 es bastante simétrico, indicando pues una distribución sin sesgo. La dispersión es mayor durante los meses de verano y principios de otoño.

El patrón temporal de w , pese a ser del mismo tipo que el observado en el caso del espesor óptico, resulta mucho más sistemático que aquel. El motivo es que los aerosoles son mucho más variables tanto en contenido como en propiedades que el vapor de agua, por lo que w resulta mucho más sencillo de caracterizar en un espacio de tiempo de uno o dos años.

Dependencia estacional

En la Figura 4.31 y 4.32 se ha hallado las distribución anual y estacional de frecuencias. Invierno y verano tienen distribuciones bastante disjuntas mientras que otoño y primavera son de transición y poseen espectros muy similares, centrados en w intermedios y con un rango apreciable.

El valor de vapor de agua obtenido en las estaciones de invierno y verano es de 1.14 ± 0.42 cm y 2.94 ± 0.53 cm respectivamente. Las atmósferas estándar MLW y MLS dan

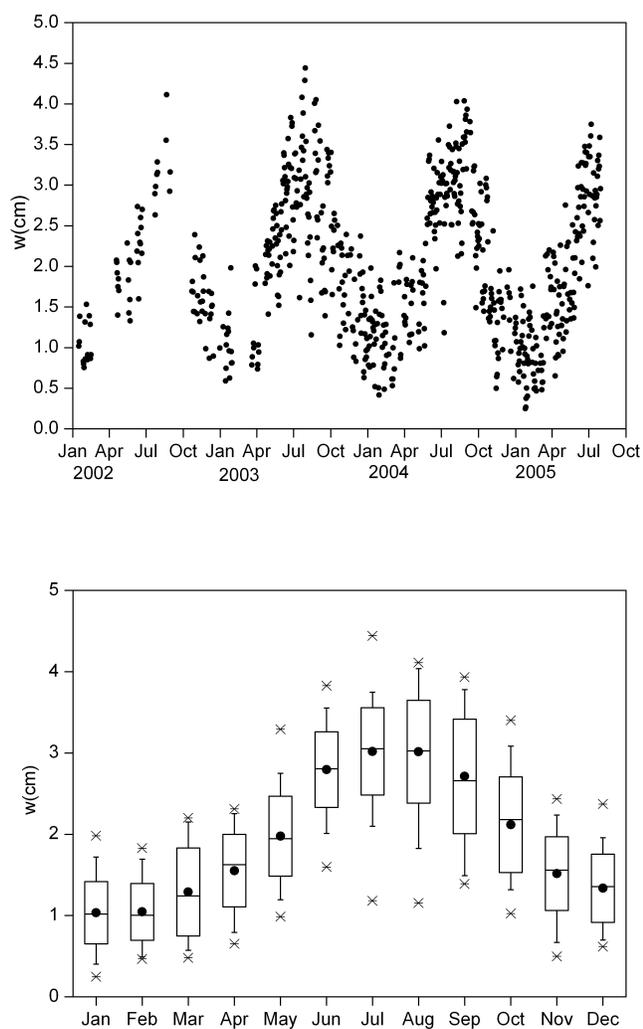


Figura 4.30: Evolución del vapor de agua precipitable a lo largo del período completo de medida en Burjassot (arriba) y su estadística mensual (abajo).

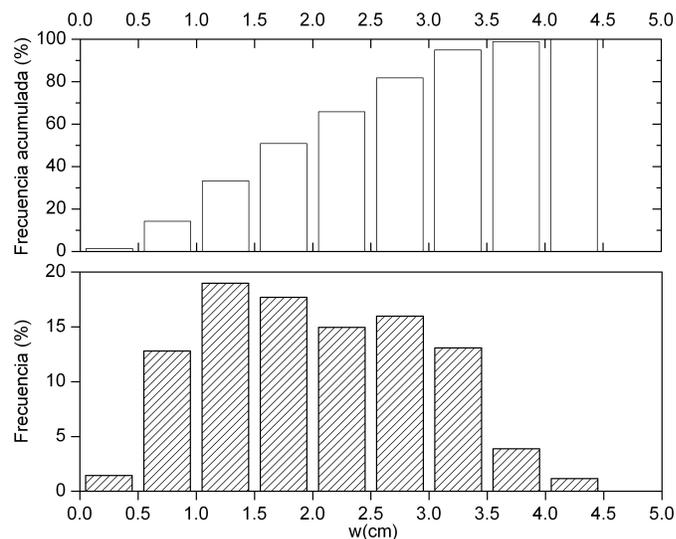


Figura 4.31: Distribución anual de frecuencias y probabilidad acumulada de w .

un valor a nivel de suelo de 0.86 cm y 2.93 cm para ambas estaciones. Por tanto, la concordancia es buena, lo que refuerza la opción inicial de tomar un valor de entrada nominal en el procesado del espesor óptico, correspondiente con las atmósferas estándar MLW y MLS, corregidas en altura en aquel caso.

Tomando como referencia la estación GSFC de AERONET (la más similar a nuestra estación en el trabajo de [Holben et al., 2001]) encontramos valores de 0.83 ± 0.47 cm en invierno y 3.12 ± 0.95 cm en verano. Sus resultados indican mayor variación anual y mayor variabilidad día a día en verano. En regiones tropicales como Kanpur (India) [Singh et al., 2004], estos valores son ampliamente superados, llegando a 6.5 – 7.0 cm durante el monzón.

4.9. Correlaciones entre los parámetros

Una vez analizado el comportamiento anual y estacional de las propiedades ópticas y radiativas, resulta de interés estudiar ciertas correlaciones existentes entre los diferentes parámetros obtenidos.

Habitualmente en la literatura se presentan algunas de estas correlaciones, generalmente aquellas existentes entre parámetros básicos como el espesor óptico, el exponente de Ångström y el contenido en vapor de agua [Holben et al., 2001]. Con menos frecuencia se muestran las correlaciones entre otros parámetros. Aunque sería interesante ser exhaustivo en la presentación de las correlaciones en esta memoria, sólo se presentarán aquellas que puedan ser de mayor interés, por motivos de espacio.

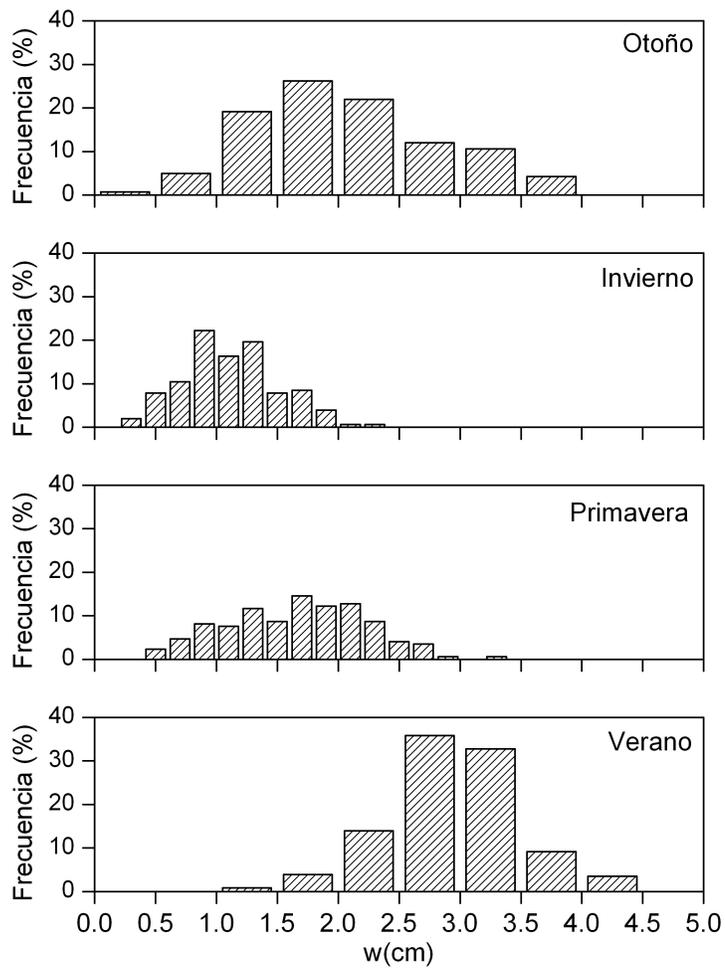


Figura 4.32: Distribución estacional de frecuencias de w .

Para la confección de los diagramas de correlación, se han empleado los promedios diarios de los parámetros. La utilización de valores horarios mejora la apariencia de los diagramas pero introduce una variabilidad diaria en los diagramas no deseable en este contexto climatológico.

En la Figura 4.33 se muestra el diagrama de correlación anual existente entre el exponente de Ångström y el espesor óptico a 500 y 1020 nm. En general se distinguen dos regiones principales (A y B) identificadas en el gráfico. La región A corresponde a situaciones en las que el aerosol dominante es pequeño, probablemente antropogénico. Su posición en el eje de abscisas viene determinada por la carga total. En casos de débil renovación del aire, la polución de la zona metropolitana de Valencia se acumula dando lugar generalmente a puntos pertenecientes a esta región, con valores de espesor óptico más elevados. Durante el invierno, con entradas de aire de origen europeo o atlántico, las masas de aire limpias son dominadas con rapidez por este tipo de aerosol, situándose en la región con menor espesor óptico.

En la literatura es habitual encontrar este tipo de diagrama de correlación, ya que permite conocer a grandes rasgos el tipo de aerosol dominante. En estaciones cercanas a núcleos de población o industriales, donde las partículas pequeñas son dominantes, la mayoría de los días se encuentran dentro de esta zona del gráfico [Holben et al., 2001]. La dispersión en el valor de α se reduce ligeramente conforme aumenta k_a . Cuando el espesor óptico es intermedio (alrededor de 0.1) la dispersión en α viene dada por una distribución de tamaños más equilibrada entre los dos modos.

La región B por contra, viene dada por un tipo diferente de aerosol. En este caso se trata de días dominados por partículas gruesas que conducen a una situación de mayor turbiedad. En esta región se incluyen las situaciones de dominio de aerosol mineral sahariano. Aunque en la figura no se aprecia con claridad, estos puntos se agrupan en una cola definida por una disminución del parámetro α conforme aumenta k_a .

De nuevo, en la literatura es frecuente encontrar diagramas de correlación con una zona B muy desarrollada cuando se trata de estaciones de medida muy próximas a regiones del planeta dominadas por polvo desértico, y alejadas de núcleos importantes de polución.

Existe una tercera región en el gráfico (C) definida por situaciones de muy bajo espesor óptico y una dispersión en α máxima. Esta región del diagrama suele estar desarrollada en casos en que no existan fuentes importantes de ninguno de los dos tipos anteriores de aerosol (antropogénico y mineral). Por ejemplo, regiones donde el tipo de aerosol dominante es marítimo. Las masas marítimas remotas suelen poseer un contenido en partículas muy bajo, determinando turbiedades bajas. La escasez de partículas permite que pequeñas aportaciones de cualquier otro tipo de aerosol puedan influir sobre la dispersión de los puntos en el diagrama. Esto se viene reforzado por el hecho de que la incertidumbre relativa del espesor óptico es mayor a bajas turbiedades, y por tanto la indeterminación de α crece por propagación de errores, ofreciendo finalmente un abanico de valores mayor.

Por lo general, una estación de medida como la nuestra, situada a orillas del Mediterráneo en un área metropolitana, posee un desarrollo notable en las tres regiones

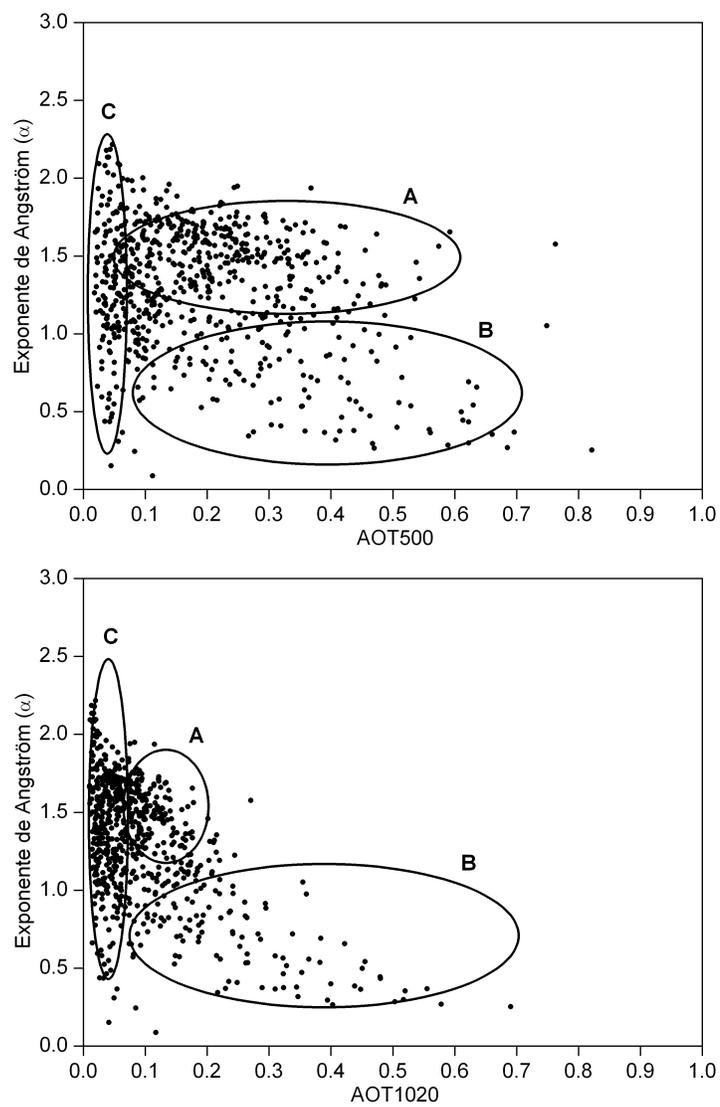


Figura 4.33: Diagrama de correlación entre el exponente de Ångström y el espesor óptico a 500 y 1020 nm.

identificadas. La mayor frecuencia de días situados en la región A indican una predominancia de situaciones de polución. Sin embargo, los máximos de turbiedad se encuentran situados dentro de la región B, dando a entender que estas situaciones de máximas superaciones suelen darse a consecuencia de episodios dominados por polvo. En otros trabajos se comprueba un idéntico comportamiento del diagrama, por ejemplo en Tor Vergata, Roma (Italia) [Masmoudi et al., 2003], con las tres zonas bien desarrolladas. En el caso de estaciones africanas, los mismos autores muestran diagramas con una región B muy desarrollada y las regiones A y C inexistentes o muy poco desarrolladas.

Comparando las correlaciones realizadas con el espesor óptico a 500 y 1020 nm, se encuentra una diferencia importante en la posición relativa de las zonas A y B. Aunque la región B se mantiene en su posición relativa al trabajar con 1020 nm, la región A se desplaza hacia menores espesores ópticos. Esta dependencia espectral del diagrama está relacionado también con el tipo de aerosol. La independencia espectral de los días englobados en la región B indican tamaños mayores que la región A, muy dependiente de la longitud de onda. De la comparación entre ambos diagramas puede diferenciarse mejor cada una de las regiones definidas antes.

El diagrama anterior ha sido desglosado estacionalmente, según se puede ver en la Figura 4.34. En invierno se observa cómo el espesor óptico en general se mantiene bajo, con una variabilidad de α grande. En verano, el espesor óptico alcanza valores mucho mayores. Estas superaciones se producen siempre con valores de α pequeños, formando la cola de la región B, e indicando una frecuencia mayor de situaciones de intrusión de polvo. Las estaciones de otoño y primavera muestran características muy similares entre ellas, resultando en estaciones de transición, con escasos episodios pertenecientes a la región B.

En la Figura 4.35 se representa la correlación existente entre el espesor óptico a 500 nm y el contenido en vapor de agua de la columna atmosférica. Este tipo de diagrama se ha empleado en ocasiones en la literatura para conocer de forma burda la higroscopicidad de los aerosoles [Holben et al., 2001]. Hay que tener presente sin embargo que tratamos con promedios diarios, y por tanto la presencia de una correlación significativa no ha de indicar necesariamente un proceso de crecimiento de los aerosoles debido a la presencia del vapor de agua. Dado que el patrón de variación anual del vapor de agua y turbiedad es coincidente, la correlación existente puede explicarse en parte por una superposición de factores. En nuestra región, las masas de aire en verano traen con frecuencia aerosoles de origen desértico (no higroscópicos) al tiempo que la proximidad del mar Mediterráneo y las condiciones meteorológicas determinan un mayor contenido en vapor de agua. Por tanto, no es posible deducir de esta gráfica un relación causal directa; esta debe deducirse del estudio de las propiedades de los aerosoles en función de las variables meteorológicas, con una resolución temporal mayor.

El diagrama del exponente de Ångström y el contenido en vapor de agua no muestra sin embargo ninguna correlación (Figura 4.35). Dada la estacionalidad de w , existe una cierta diferenciación entre los días de invierno y verano, no puesta en evidencia en la figura; sin embargo, sigue sin existir ningún tipo de correlación al analizar los datos estacionalmente.

En la Figura 4.36 se muestra la relación encontrada entre el espesor óptico a 500 nm y los parámetros de ajuste de las dos curvas lognormales de la distribución de tamaños.

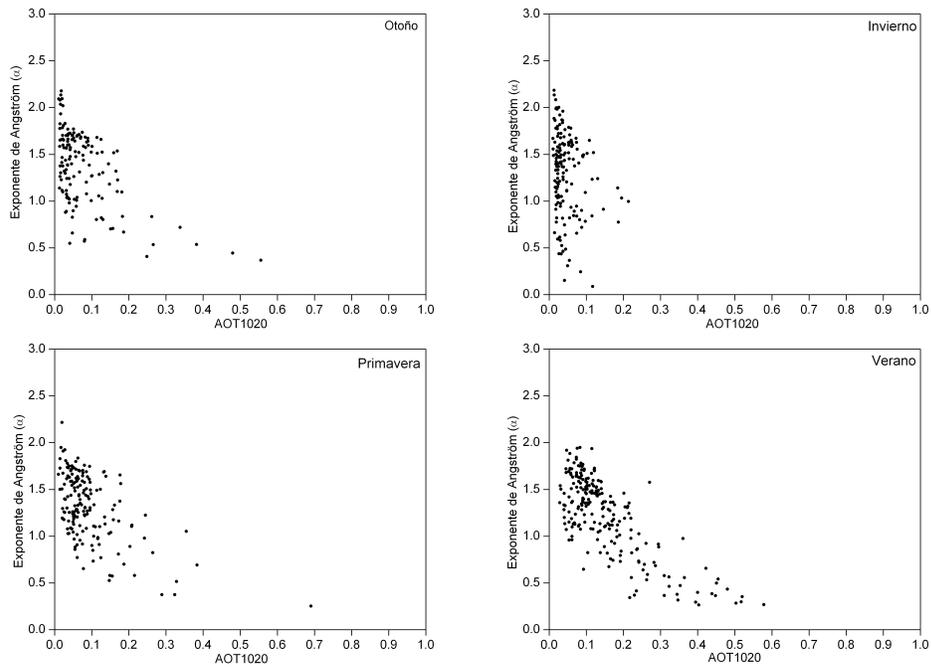


Figura 4.34: Diagrama de correlación entre el exponente de Ångström y el espesor óptico a 1020 nm, según estación del año.

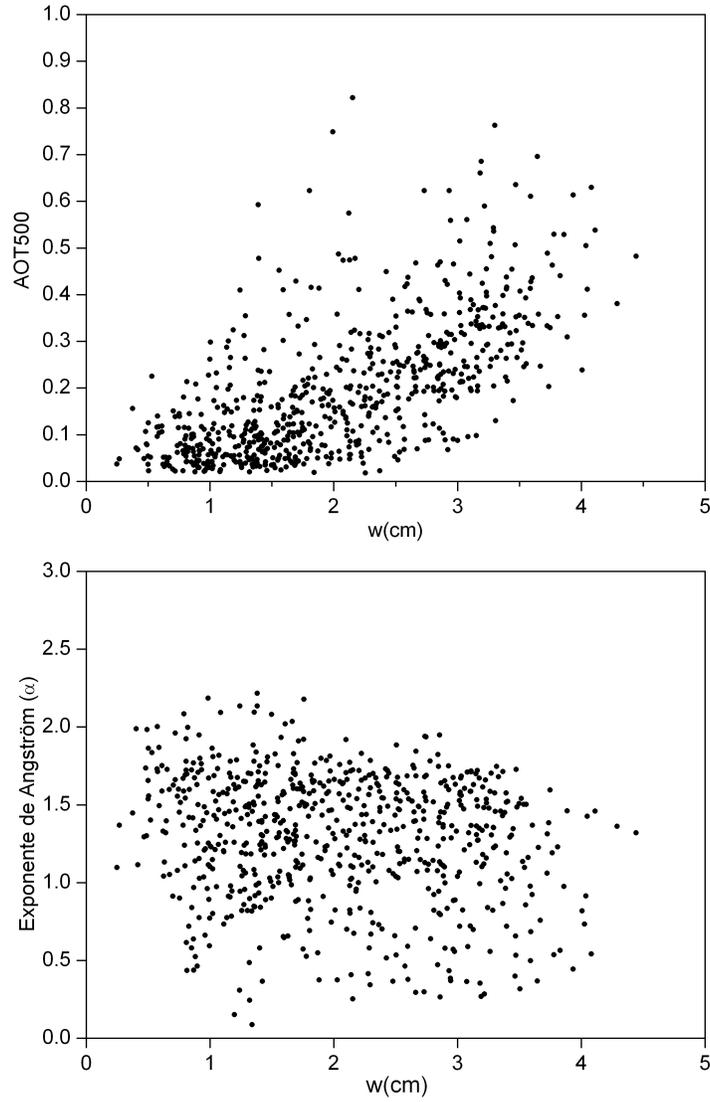


Figura 4.35: Diagrama de correlación entre el espesor óptico a 500 nm (arriba) y el exponente de Ångström (abajo) con el contenido en vapor de agua en la columna atmosférica.

Según dichas gráficas, existe una correlación significativa entre el espesor óptico y ambos volúmenes modales, especialmente el grueso. Por el contrario, los radios modales están menos correlacionados. Se puede sin embargo identificar un grupo de días caracterizados por un radio modal fino grande y un radio modal grueso pequeño, que determinan una turbiedad alta (grupo de puntos señalados por la línea a puntos). Sin considerar este grupo de puntos, la correlación de la turbiedad con el radio modal grueso tendría algo más de consistencia, aunque de todos modos la dispersión existente no permite tratarla adecuadamente. Una correlación algo más significativa puede encontrarse con la anchura de los modos. Si analizamos separadamente la correlación con el modo grueso, esta mejora si no consideramos el grupo identificado en la gráfica anterior.

A partir de las anteriores gráficas puede concluirse que en términos de la distribución de tamaños, la turbiedad viene determinada más por la cantidad de aerosoles (volumen modal, anchura modal) que no por el tamaño de los mismos (radio modal).

En la Figura 4.37 también se ha representado la relación entre el exponente de Ångström y los parámetros de ajuste lognormal. La dependencia de este exponente con los volúmenes modales es la esperada: α crece cuando el volumen modal fino aumenta, y decrece cuando crece el volumen modal grueso. Por tanto, este es también, en término de la distribución de tamaños, el parámetro decisivo en la determinación de α . La correlación con los otros dos pares de parámetros no es tan evidente, aunque sí se advierte una ligera tendencia a disminuir α cuando aumentan los radios modales (especialmente el fino, más variable) y cuando disminuye la anchura de los modos.

En la Figura 4.38 se representa el vapor de agua frente a los volúmenes modales del ajuste. No se representan los diagramas frente al resto de parámetros ya que no existe ninguna correlación apreciable. En este caso, sólo existe una correlación significativa entre el volumen modal grueso y el contenido en vapor de agua, lo que indicaría que la dependencia del espesor óptico a 500 nm con el vapor de agua vendría en gran medida determinado por la correlación entre estas dos variables, aunque con ello no se dice todavía que exista una relación causa – efecto entre el aumento del vapor de agua y el tamaño del modo grueso, en el sentido de un crecimiento higroscópico de las partículas.

El radio efectivo de la distribución muestra cierta sensibilidad a algunos parámetros. En la Figura 4.39 se observa cómo el radio efectivo aumenta con el espesor óptico, especialmente a partir de 0.2. Un incremento del exponente de Ångström por su parte, induce a una disminución del radio efectivo, especialmente por debajo de un α de 1.0. En cuanto al índice de refracción, se observa un aumento de r_{eff} con la parte real. Con la parte imaginaria no existe una correlación clara. Por último, el comportamiento del radio efectivo con el parámetro de asimetría es coherente, ya que se produce un incremento del radio efectivo cuando el parámetro de asimetría delata aerosoles de mayor tamaño.

Por su parte, el índice de refracción posee algunas correlaciones de interés. La parte real del índice se representa en la Figura 4.40 frente a los volúmenes y radios modales de ajuste. Se observa cómo al aumentar el volumen modal grueso, n aumenta hasta valores propios de un aerosol mineral, lo cual indica que por lo general cuando la distribución de tamaños está dominada por un aerosol grueso, radiativamente se comporta como un aerosol mineral. Sin embargo en el diagrama también se refleja cómo el índice de refracción del aerosol es muy dependiente de la mezcla que lo defina. Los máximos valores del índice de refracción se producen cuando, a pesar de tener un modo grueso desarrollado, el

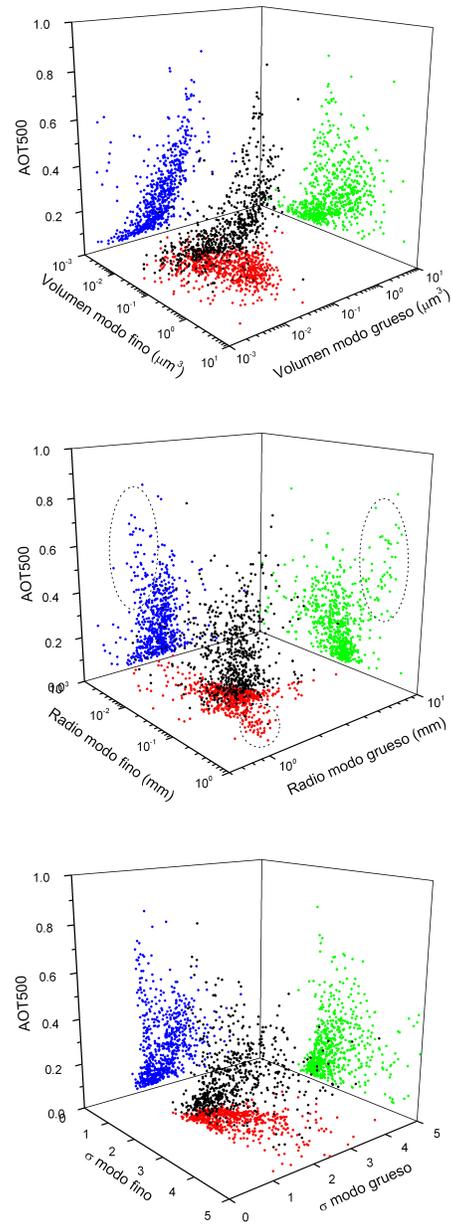


Figura 4.36: Diagramas de correlación entre el espesor óptico a 500 nm y los parámetros de ajuste al modo fino y grueso.

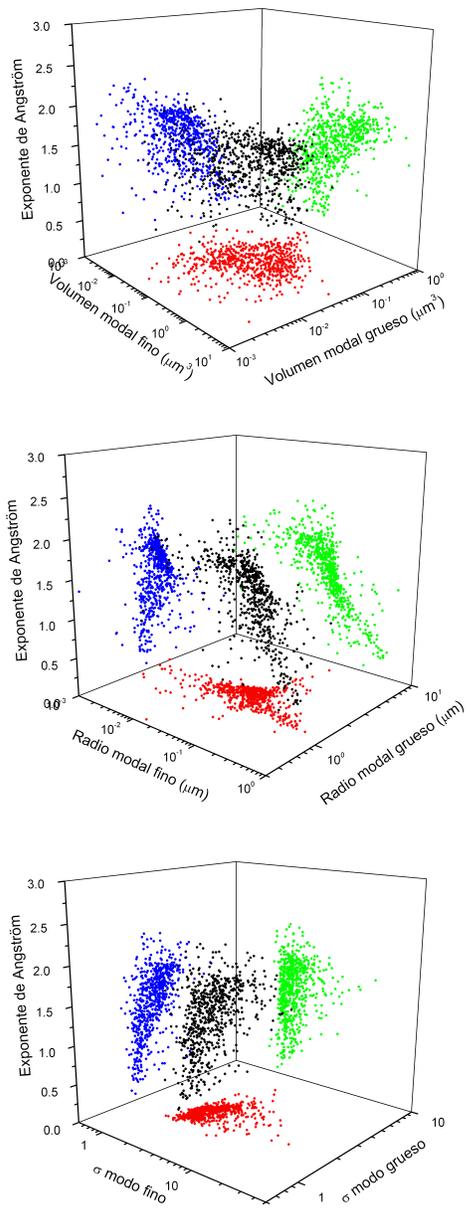


Figura 4.37: Diagramas de correlación entre el exponente de Ångström y los parámetros de ajuste al modo fino y grueso.

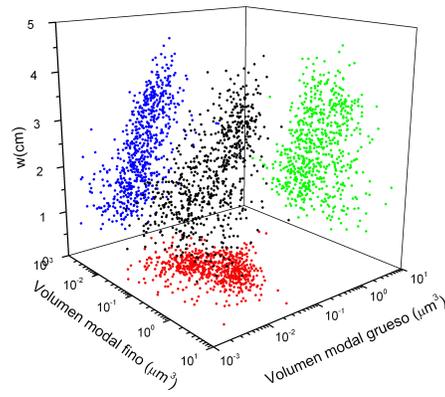


Figura 4.38: Diagramas de correlación entre el contenido en vapor de agua y los volúmenes modales de ajuste.

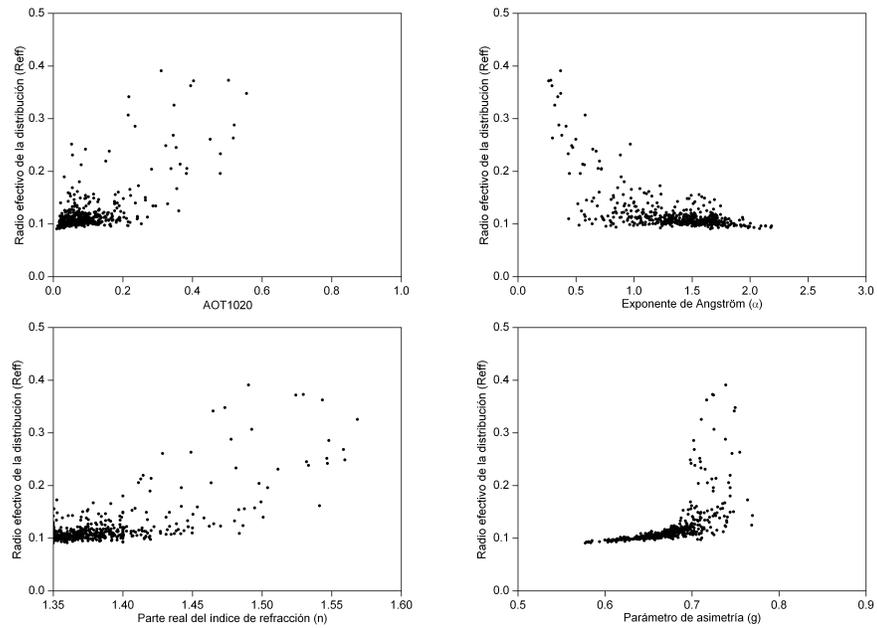


Figura 4.39: Diagramas de correlación entre el radio efectivo y a)espesor óptico a 1020 nm, b)exponente de Ångström, c)parte real del índice de refracción y d)parámetro de asimetría.

modo fino posee un valor bajo. Si por el contrario el modo fino posee un peso importante en la distribución de tamaños, la parte real del índice disminuye. Los mínimos de n se producen cuando el dominio del modo fino es claro.

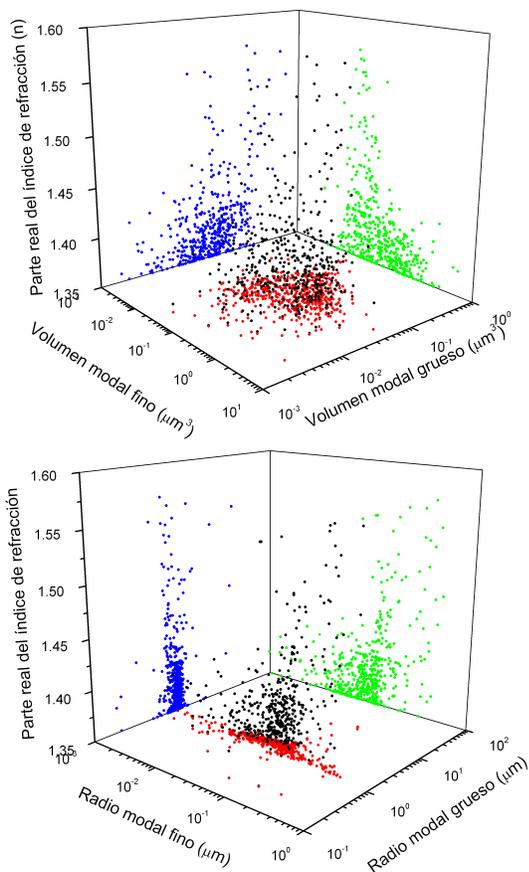


Figura 4.40: Diagramas de correlación entre la parte real del índice de refracción y a) los volúmenes modales, b) radios modales.

Frente al radio modal, el índice de refracción real muestra una cierta dependencia positiva con el modo fino. Tendencia que podría indicar que el dominio del aerosol mineral se produce no sólo a través de un mayor aporte de partículas gruesas con un radio similar al modo grueso local, sino también con una aportación de partículas pertenecientes al modo fino pero con un tamaño ligeramente mayor. No existe correlación entre el radio modal grueso y el índice de refracción, como era previsible, ya que no existe en realidad una variación de radio modal grueso en ningún momento.

La parte imaginaria se representa en la Figura 4.41 frente al espesor óptico y el radio efectivo. Los casos de mayor turbiedad vienen determinados por menores índices. Son las partículas más pequeñas las que producen índices mayores. Esto puede explicarse

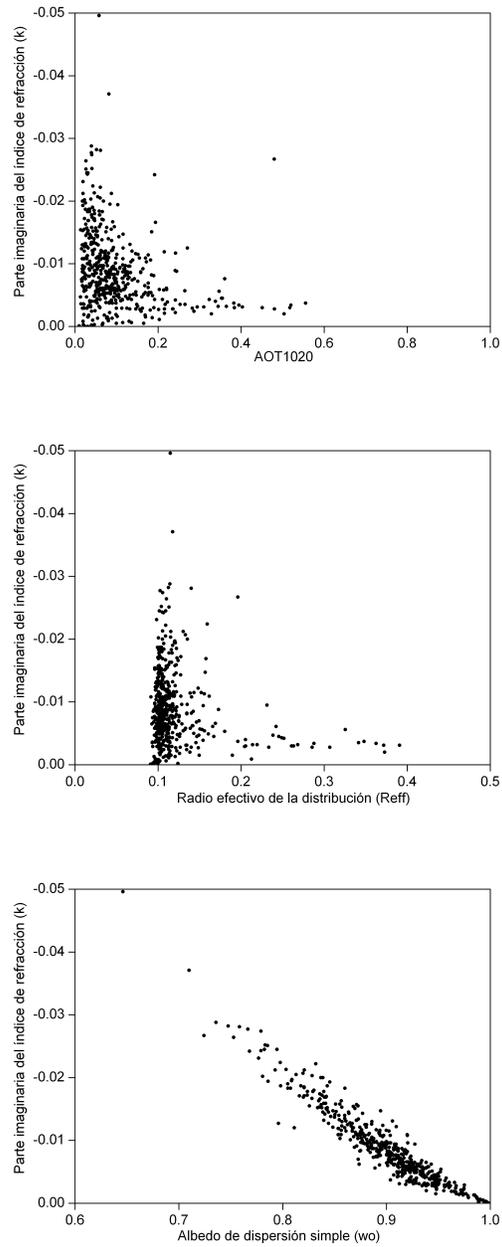


Figura 4.41: Diagramas de correlación entre la parte imaginaria del índice de refracción y a) el espesor óptico, b) radio efectivo de la distribución, c) albedo de dispersión simple.

teniendo en cuenta que son las partículas de carbón, finas, las que son más absorbentes. La relación entre el índice de refracción y el albedo de dispersión simple, indicativo de las propiedades absorbentes de las partículas, se muestran también en la Figura 4.41. Esta correlación es completamente esperable dada la relación intrínseca existente entre ambos parámetros.

Con el albedo de dispersión simple, el diagrama indica que en cielos limpios los aerosoles antropogénicos, más absorbentes, pueden dominar fácilmente las propiedades radiativas de la atmósfera. Los casos de máxima turbiedad, relacionados con situaciones de intrusión de partículas minerales, poseen un albedo intermedio.

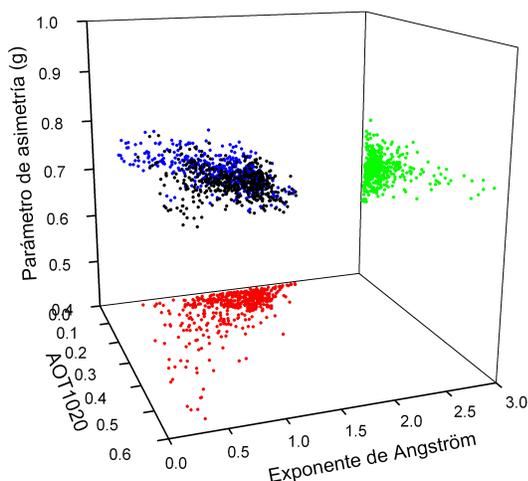


Figura 4.42: Diagrama de correlación entre el parámetro de asimetría y el espesor óptico a 1020 nm y el exponente de Ångström.

Por último, el parámetro de asimetría, indicativo de la forma de la función de fase y por tanto también del tamaño de las partículas, se ha representado en la Figura 4.42 frente al espesor óptico y el exponente de Ångström. En este caso sí existe una correlación significativa y coherente entre el parámetro de asimetría y el exponente de Ångström. Con el espesor óptico, también se observa cómo los días de mayor g promedio corresponden a días de intensa turbiedad, provocados por intrusiones de tipo mineral. Frente a los volúmenes modales, se comprueba de hecho que la correlación con el parámetro de asimetría es también coherente, creciendo cuando el volumen modal grueso crece y disminuyendo cuando el volumen modal fino crece.

Capítulo 5

Caracterización de las masas de aire.

En este capítulo se relacionan las propiedades de los aerosoles tal como han sido caracterizados antes y la trayectoria de las masas de aire en que son transportados. Para ello se ha creado un conjunto de índices que permiten clasificar las masas de aire según su carácter y describir cuantitativamente las posibles correlaciones existentes. Como paso previo se ha analizado también el comportamiento temporal de los índices, para conocer la estacionalidad de las características del transporte extra regional de aerosoles.

5.1. Masas de aire

A causa de la inhomogénea distribución y absorción de la radiación solar en la superficie terrestre y de la rotación planetaria, la atmósfera se encuentra sometida a una serie de fuerzas que generan un patrón de circulación del aire a escala global.

El modelo más simple que describe este fenómeno es el modelo de tres células de circulación global. Según este modelo, el aire circula en cada hemisferio en tres células diferentes, intercambiando masa y energía entre las regiones ecuatoriales y polares. Siguiendo este esquema, en el hemisferio norte se generan dos cinturones principales, que constituyen dos regiones fuente de centros de altas y bajas presiones. Además, se define una región o zona de convergencia intertropical, conocida por su acrónimo en inglés ITCZ cuya situación exacta alrededor del Ecuador depende de la estación del año siguiendo la variación anual de insolación. La variación en la posición e intensidad de esta región de actividad y de los dos cinturones de convergencia es la responsable de gran parte de los cambios estacionales en las características de las masas de aire que afectan una determinada localidad situada en latitudes medias, como Valencia. En último término, las variaciones estacionales de los parámetros ópticos analizadas en el anterior capítulo responden a cambios en la circulación del aire, que es el encargado de transportar las partículas.

Una *masa de aire* se define tradicionalmente como un volumen de aire cuyas propiedades físicas, especialmente la temperatura y humedad, permanecen relativamente constantes en superficies de cientos a miles de kilómetros cuadrados [Barry and Chorley, 1987]. Las masas de aire adquieren sus características por interacción con las superficies sobre las que se sitúan (regiones fuente), donde deben permanecer estacionarias durante un cierto tiempo. Las regiones fuente deben ser además suficientemente extensas y homogéneas para poder imprimir una huella característica en la masa de aire. Nuestra región de estudio se ve circundada por algunas de ellas. El océano Atlántico, por ejemplo, resulta una región fuente de gran importancia tanto por la extensión que ocupa como por su proximidad y situación respecto de la circulación general de vientos. Las regiones desérticas del norte de África, por otro lado, constituyen una región fuente de primera magnitud con características propias muy marcadas. Existen otras regiones fuente de menor importancia por su distancia a nuestra región, como es la región del Ártico. Y existen además regiones fuente cercanas de menor magnitud, que imprimen sus propias características a las masas de aire que se mueven sobre ellas, como son la plataforma continental de Europa occidental y el mar Mediterráneo, que en realidad se trata de una extensión marítima relativamente pequeña situada entre dos regiones continentales, por lo que no tiene oportunidad real de desarrollar masas de aire propias.

Con esta definición, las masas de aire se clasifican y subclasifican en atención a la región fuente de origen y su recorrido posterior. Respecto de la región fuente, se clasifican en función de dos factores básicos: la temperatura y el tipo de superficie. La consideración de la temperatura permite diferenciar entre masas de aire árticas (A), polares (P) y tropicales (T). Según el tipo de superficie de la región fuente, se habla también de masas continentales (c) y marítimas (m) [Barry and Chorley, 1987]. En la Figura 5.1 se muestran las masas de aire que suelen afectar a la península Ibérica, según Font Tullot [2000].

Dos de las principales fuentes de aire frío en nuestro hemisferio son los anticiclones continentales de norte de Canadá, de tipo continental polar (cP) y la cuenca Ártica (cA). Estas masas se originan sobre grandes extensiones de nieve especialmente en invierno, de modo que son masas de aire frías y secas, y por tanto muy estables en superficie. En principio la turbiedad debida a partículas nativas es muy baja, dada la estabilidad de las capas bajas, su sequedad, y el tipo de superficie con el que interactúa [Di Carmine et al., 2005]. Sin embargo, durante el invierno y la primavera se produce el transporte hacia regiones árticas de masas europeas continentales polucionadas. Esta polución se acumula en la cuenca ártica a consecuencia de su ineficiente eliminación. Esta bruma característica se conoce por el nombre de *Arctic Haze*. No sería esperable de todos modos el transporte de esta bruma hasta nuestras latitudes, ya que generalmente se encuentra confinada en capas bajas de aquella región.

Las masas de aire frío, en su desplazamiento hacia latitudes más bajas, atraviesan las extensiones oceánicas del Atlántico, especialmente en invierno. Este viaje se realiza en un plazo de unos pocos días, tiempo durante el cuál las masas sufren importantes cambios, adquiriendo a medio camino características marítimas (mP), aumentando su humedad relativa y frecuentemente con mayor inestabilidad. Sin embargo en su acercamiento a la plataforma europea, las aguas atlánticas son más frías y las masas de aire pueden llegar de nuevo en condiciones de estabilidad. Así pues, el tiempo definido por las corrientes de aire mP alternan períodos despejados con períodos borrascosos y turbulentos. Lo mismo ocurre con el aire cA, que al desplazarse sobre los mares que circundan el Ártico, se convierte en mA. Según la diferencia relativa de temperatura y humedad entre la base de la masa de aire y la superficie sobre la que se desplaza, las masas pueden por tanto convertirse en estables o inestables. Las masas rápidas de origen mP o mA limpian de partículas y contaminantes las capas bajas de la atmósfera, mientras que las corrientes estabilizadas pueden actuar de tapadera y dificultar la renovación del aire. En su llegada a nuestra región, estas masas tienen pues un marcado carácter marítimo, con aire limpio y una humedad absoluta relativamente baja, a causa de las temperaturas de origen.

Las masas de aire cálido se originan en las células subtropicales de altas presiones y en las extensas zonas continentales especialmente durante el verano. Por tanto, las fuentes de aire tropical (T) se dividen en marítimas (mT) cuando se originan sobre el océano Atlántico, o continentales (cT) si se originan sobre el norte de África a causa de las células subtropicales o incluso en Europa meridional en verano, especialmente cuando hay vientos flojos. Las masas mT están caracterizadas por una elevada temperatura y humedad, estables y con escasa nubosidad salvo que se produzcan desplazamientos hacia latitudes más altas, donde sufren enfriamiento en la base, especialmente en primavera. Durante el invierno, las masas cT del norte de África son bastante estables, aunque en verano pueden desestabilizarse debido a un intenso gradiente vertical de temperaturas, lo que favorece la aparición de tormentas de arena y la incorporación de polvo en niveles altos de la atmósfera, sin generarse nubosidad (a excepción de nubes cirriformes) al ser la humedad del aire muy baja. Por tanto este tipo de corriente transporta gran cantidad de partículas de polvo a diversos niveles. Las masas marítimas tropicales del Atlántico es esperable que sean más turbias que las correspondientes masas polares, debido a su mayor temperatura y humedad, así como a una mayor actividad biológica marina, produciendo compuestos sulfurados. Por efecto de la circulación general del Este en latitudes por debajo de los 30°, el polvo generado en la plataforma continental se desplaza en capas

superpuestas a niveles altos. El polvo así transportado se deposita gradualmente sobre las capas más bajas, lo cuál puede imprimir un cierto carácter diferencial sobre estas masas marítimas, al contrario que ocurre con las corrientes al norte del cinturón de altas presiones.

En su desplazamiento hacia latitudes medias, las masas mT cargadas de humedad pueden generar nieblas de advección, especialmente en primavera, cuando la superficie continental está aún fría. Por otro lado, las masas cT generadas en el norte de África son muy secas. Cuando la corriente pasa por el Mediterráneo, se carga rápidamente de humedad. Generalmente el mar Mediterráneo, a pesar de ser un mar relativamente cálido y pequeño y encerrado entre dos importantes superficies continentales, puede imprimir en algunas ocasiones su huella específica sobre las masas polares que se estancan sobre él. Dada su situación costera, nuestra estación de medida se encuentra bajo la influencia del mar Mediterráneo. Sin embargo la circulación general del Oeste previene a las pequeñas y eventuales masas mediterráneas de actuar de forma aislada. Su influencia es mucho más acusada en las capas más bajas, donde la brisa marina controla la dinámica de vientos local.

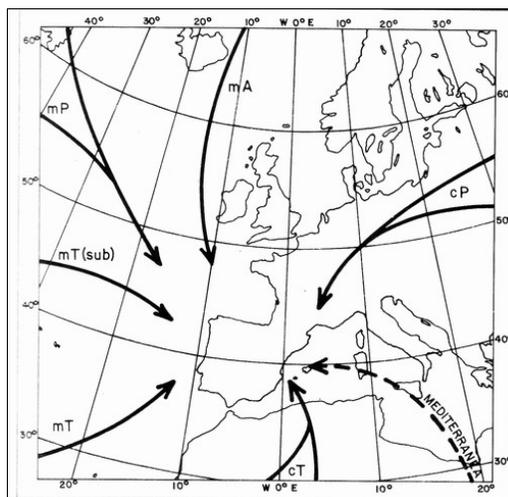


Figura 5.1: Ilustración de los principales tipos de masa de aire que afectan la península Ibérica. Fuente: Font Tullot [2000].

Aunque en la definición de masa de aire tradicional no se tienen en cuenta las propiedades de las partículas suspendidas en ella, resulta razonable a priori suponer que la interacción continuada entre la superficie de la región fuente y la masa de aire no sólo determinará las características termodinámicas sino también las naturaleza y concentración de sus aerosoles. Esto es especialmente cierto si tenemos en cuenta que la vida media de las partículas en la troposfera se estima de 5 a 10 días, por lo que una masa de aire que se mantenga algunos días sobre una región fuente habrá sustituido gran parte de la carga de aerosoles que poseía con anterioridad. En realidad lo más probable es que

las masas de aire que encontremos no sean masas puras, bien por haber sufrido mezcla homogénea o heterogénea con masas de otras características, o bien por emplear un cierto tiempo en desplazarse sobre otras regiones. Por ejemplo, las masas marítimas desarrolladas en el Atlántico (mP) adquirirán cierto carácter continental al desplazarse sobre la Península Ibérica antes de llegar a la costa mediterránea. Las masas de aire continental de origen sahariano inicialmente puro (cT) podrán también comenzar a modificar sus propiedades al desplazarse sobre las costas atlánticas del norte de África. Estas mismas masas, al desplazarse sobre el Mediterráneo, adquirirán una alta humedad. Si los vientos no son homogéneos en altura, en un determinado momento podemos tener sobre nuestra localidad una mezcla heterogénea de varios tipos de masas de aire. De hecho, esto es lo que ocurre en la mayoría de las ocasiones.

Birmili et al. [2001] realizaron una clasificación de las distribuciones de tamaño medidas in-situ en función de las masas de aire, para la región del norte de Europa. Las masas de aire se clasificaban obedeciendo la clasificación expuesta anteriormente, obteniendo un total de dieciseis subtipos. La clasificación de las situaciones diarias se realizaban por inspección ocular de los mapas sinópticos del Institute für Meteorologie (Freie Universität). Sin embargo, para poder dar resultados estadísticos significativos redujeron las dieciseis clases a únicamente cinco: marítima norte, continental norte, latitudes medias, marítima sur y continental sur. El motivo es que para series temporales relativamente limitadas, una clasificación muy detallada no permite realizar una estadística suficientemente representativa. Dado que las masas de aire puras sufren diversos cambios en su movimiento hacia una localidad concreta de estudio en función de numerosos factores, este tipo de trabajos resultan complicados de realizar.

5.1.1. Retrotrayectorias. Modelo HYSPLIT.

Además de observar los mapas sinópticos, una segunda opción para estudiar la relación entre el tipo de masa y los aerosoles consiste en calcular la trayectoria histórica seguida por la parcela de aire que en un determinado instante se encuentra sobre nuestra estación. Para ello es imprescindible utilizar campos atmosféricos globales de medidas cinéticas y termodinámicas y después de interpolarlos sobre una malla regular previamente definida, aplicar un modelo de cálculo que permita conocer la historia de cualquier parcela de aire. El recorrido seguido por esta parcela se denomina *retrotrayectoria* y permite tener un conocimiento aproximado de las regiones con las que ha interactuado una determinada masa de aire.

Existen numerosos trabajos que han empleado este tipo de aproximación para interpretar el origen de los aerosoles, especialmente en el estudio de ciertos episodios locales [Grousset et al., 2003]. El modelo de cálculo de retrotrayectorias más empleado es el modelo Hybrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectory Model (HYSPLIT)¹ desarrollado por el NOAA. Este modelo combina una aproximación lagrangiana para resolver el transporte de masas de aire con una aproximación euleriana para describir los fenómenos de difusión de contaminantes. Los resultados del modelo han sido en diversas ocasiones comparados con trayectorias de globos de radiosondeo, deposición de contaminantes o fotografías de plumas de erupciones volcánicas.

¹<http://www.arl.noaa.gov/ready/hysplit4.html>

Existen diversos trabajos donde se puede consultar los detalles del modelo, por ejemplo Heffter [2002]. El modelo emplea como entradas datos meteorológicos globales de diferente origen, interpolados en mallas para la aplicación de las ecuaciones de transporte. En este caso se ha empleado la base de datos FNL. Esta base de datos la genera el ALR, perteneciente a la NOAA, a partir de la salida del GDAS obtenida por el NCER tras varios pasos operacionales y un *Final Run*, que emplea datos globales tanto de teledetección como convencionales (radiosondeos, estaciones meteorológicas). La diferencia entre los archivos FNL del ARL y los del NCER estriba en la diferente resolución de la malla y en la cantidad de variables definidas sobre ella. La malla empleada en el FNL se representa en la Figura 5.2, y consiste de 129×129 celdas en una proyección polar estereográfica, en lugar de la malla de resolución de 1° del NCER.

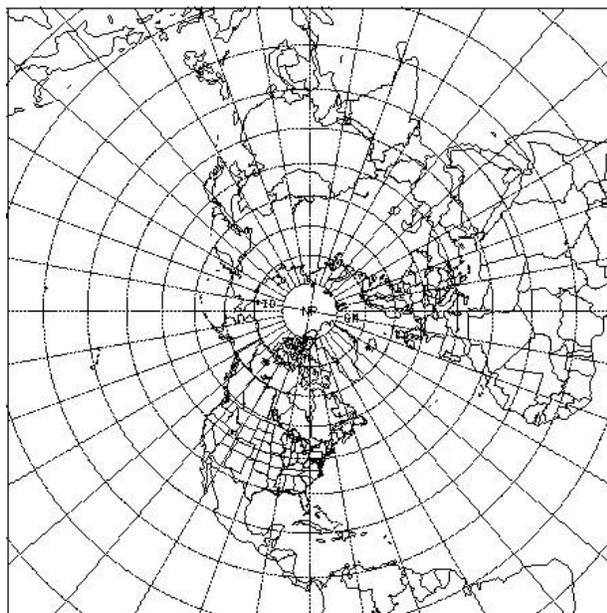


Figura 5.2: Malla sobre la que se definen las variables meteorológicas básicas del archivo FNL (Fuente: página web de HYSPLIT).

Existen algunos trabajos referidos a la imprecisión del modelo para reproducir las trayectorias de aire. Harrys et al. [2005] compararon los resultados de varias configuraciones del modelo ejecutado en tres localidades diferentes durante un año completo, encontrando cinco principales factores que causan desviaciones en las retrotrayectorias: diferencias en metodología computacional (3-4%), interpolación temporal (9 - 25%), método de transporte vertical (18 - 34%), base de datos meteorológicos (30 - 40%) y diferencias combinadas entre los datos meteorológicos y el método de transporte vertical (39 - 47%). Estas desviaciones se calculan como una desviación cuadrática media de las distancias horizontales entre los puntos de la retrotrayectoria. Estos valores se obtienen para un tiempo de vuelo de 96 horas. En nuestro caso, el tiempo de vuelo es de 120 horas. Evidentemente, los errores se acumulan y un mayor tiempo de vuelo provoca mayores

diferencias. Sin embargo, la mayoría de estudios emplean retro trayectorias de cinco días, en un compromiso entre precisión y necesidad. A 120 horas, las diferencias pueden llevar a distancias horizontales del orden de 1000 km, aunque con el tamaño de los sectores definidos aquí no tendrá excesiva importancia.

La versión empleada en esta tesis es la 4. Basándose en otros trabajos publicados y en criterios propios, el modelo de transporte vertical aplicado es el obtenido directamente a partir de los campos de velocidad vertical del fichero meteorológico. El tiempo de vuelo se limita a 5 días (120 horas), que permite un buen seguimiento de la carga de aerosoles de la masa de aire. Los datos meteorológicos se obtienen de la base de datos FNL. Se realizan asimismo tres retro trayectorias simultáneas partiendo de diferentes alturas sobre la estación: a 500 m sobre el nivel del mar, que representa la capa límite donde se producen la mayor parte de las interacciones que afectan a los aerosoles, a pesar de que precisamente esta interacción dinámica introduce mayores incertidumbres en la retro trayectoria. A 1500 m sobre el nivel del mar, que representa la parte superior de la capa límite. Y por último, a 3000 m sobre el nivel del mar, que representa la troposfera libre apenas sin aerosoles ya, aunque es decisiva en el estudio de las intrusiones de polvo africano, ya que se producen precisamente por desplazamientos en capas elevadas sobre la capa límite. En la Figura 5.3 se muestra un ejemplo de una terna de retro trayectorias obtenida mediante el modelo HYSPLIT directamente de su página web.

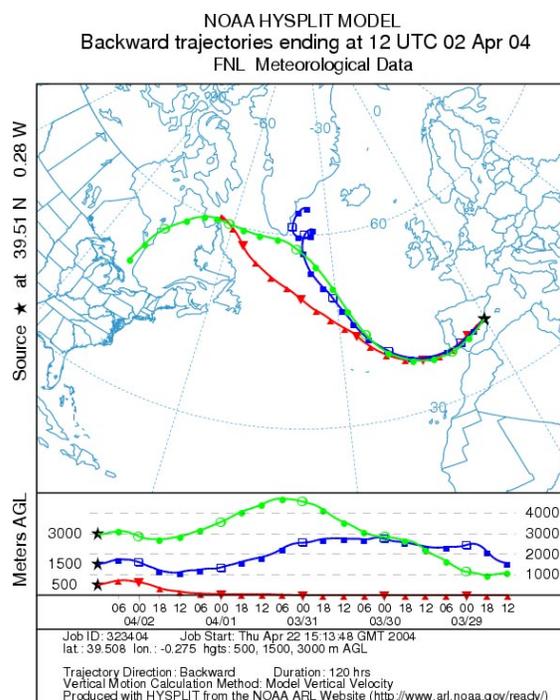


Figura 5.3: Ejemplo de retro trayectorias obtenidas mediante el modelo HYSPLIT versión 4, para el caso de una masa de aire que llega a Valencia el día 2 de Abril del 2004 a las 12 del mediodía, con un tiempo de vuelo de 120 horas (Fuente: página web de HYSPLIT).

Una forma de controlar los resultados de las retrotrayectorias consiste en repetir la ejecución del modelo para varios tipos de datos meteorológicos o modelos de velocidad vertical. Únicamente aquellos casos en que se muestre coherencia entre las retrotrayectorias se considerarían en el estudio. Otra posibilidad consiste en generar un conjunto de retrotrayectorias que parten a diversas distancias del punto de interés, de modo que se analice también la sensibilidad de la trayectoria a pequeñas perturbaciones del punto de partida.

Algunos trabajos previos propios o de otros autores emplean las retrotrayectorias como una herramienta para analizar el origen de las masas de aire predominantes en un determinado momento, y comprender así el origen de las partículas que transportan [Grousset et al., 2003; Niemi et al., 2004; Estellés et al., 2004c]. En un número más limitado de casos, se clasifican manualmente las retrotrayectorias graficadas o los mapas sinópticos con el objetivo de comprender el papel del transporte en la climatología de aerosoles local [Birmili et al., 2001; Gerasopoulos et al., 2003; Slater and Dibb, 2004]. Ese es de hecho el objetivo de este capítulo.

En nuestro caso, abordaremos el problema con una metodología diferente. Ya que el modelo HYSPLIT ofrece la posibilidad de obtener la trayectoria de la parcela de aire (y algunos parámetros meteorológicos clave) de forma cuantitativa en archivos de formato texto, se ha programado un modelo simple de clasificación que permite describir las retrotrayectorias mediante unos índices básicos, y otorgar con ellos una característica primaria o secundaria a la masa de aire. Al realizarse la clasificación de forma automática, se permite también aplicar de forma objetiva los criterios de clasificación, así como estudiar la sensibilidad de la clasificación a los diferentes parámetros de entrada del modelo HYSPLIT.

5.1.2. Clasificación.

En la Figura 5.4 se muestran los sectores seleccionados para clasificar el origen de las distintas retrotrayectorias. Los sectores han sido definidos considerando tanto las definiciones anteriores de masas de aire como otros aspectos relacionados con la física de aerosoles.

- *Tipo EU*: Este sector define masas de carácter continental polar, y se incluye en él la costa mediterránea septentrional. Dado su carácter continental se espera que las masas de aire acarreen partículas minerales originadas en los suelos, pero su característica diferencial es la carga de aerosoles de polución (hollines), con lo cuál las distribuciones de tamaño deberían poseer un modo de acumulación bien desarrollado y un albedo de dispersión simple relativamente bajo.
- *Tipo AF*: Sector caracterizado por masas continentales tropicales, con una carga en polvo mineral muy importante a causa del desierto del Sáhara y de las células de baja presión que se generan en verano por la intensa insolación, causando la incorporación del polvo a capas altas desde donde se transporta a otras latitudes. Las corrientes de aire que provienen de este sector se esperan con una turbiedad alta, y una distribución de tamaños con un modo grueso importante.

- *Tipo TR*: El océano Atlántico se ha subdividido en tres regiones diferentes. La primera de ella es la región de masas marítimas tropicales situada al Oeste del continente africano. A causa de la circulación global del Este por debajo de los 30°, previsiblemente poseerá una cierta huella de aerosoles minerales transportados desde el desierto hacia el continente americano, desde donde parte puede ser desviado hacia nuestra región. El aire será cálido y húmedo. No se esperan turbiedades altas pero sí mayores que en las otras dos regiones atlánticas.
- *Tipo PO*: La región del Atlántico situada en latitudes medias (entre 30 y 60 grados de latitud) tendrá un carácter intermedio entre las masas marítimas tropicales y las árticas. Son masas marítimas polares que se generan a partir del desplazamiento de masas continentales de Norteamérica, quizá con algún recuerdo ocasional de aerosoles antropogénicos. Son de tipo polar.
- *Tipo AR*: El quinto sector está definido por retrotrayectorias originadas en Canadá o en la cuenca ártica, por lo que las masas de aire asociadas serán de tipo mA o mP, según su lugar exacto de origen. También se incluyen masas generadas en los mares al sur de Islandia. Dado el tiempo empleado en su viaje por el océano, su recuerdo continental será muy vago. Se espera que sean las masas más limpias a pesar de cualquier contribución de la bruma ártica, cuyo recuerdo quedaría también minimizado en su pasaje marítimo.

De forma complementaria se ha definido una clase regional (*tipo O*), caracterizada por aquellas trayectorias cuya distancia máxima alcanzada durante los cinco días no supere un valor máximo de 600 km al lugar de origen. Esta clase es indicativa de situaciones sinópticas con gradientes de presión débiles y por tanto son masas estacionarias. No poseen un claro carácter en función de las anteriores cinco clases, ya que suelen vagabundear alrededor del punto de llegada, pasando por varios sectores. Es esperable que estas masas posean una turbiedad relativamente alta, a causa de la remanencia sobre la Península Ibérica, el norte de África o el mar Mediterráneo. Causa de ello también es la acumulación de partículas producidas de forma local, al no existir una buena renovación del aire en la zona metropolitana de Valencia. Durante estos episodios se hace especialmente notable el efecto de la brisa marina, que durante la etapa nocturna o de tierra arrastra la atmósfera polucionada hacia el mar, y durante su fase diurna o marina vuelve a llevarlos a tierra. Este fenómeno potencia el envejecimiento de los aerosoles de hollín y también el crecimiento de los aerosoles higroscópicos, al verse inmersos en la atmósfera marina. Estas brumas costeras, cuando la brisa sopla suficiente distancia tierra adentro, pueden instalarse en altura a causa de las barreras orográficas y generar situaciones complejas con varias capas de contaminantes en altura. Este fenómeno se ha observado claramente en la atmósfera de la zona metropolitana de Barcelona, mediante medidas del perfil vertical de aerosoles obtenido con LIDAR [Pérez et al., 2004]. En nuestra región aún no ha podido realizarse un estudio completo mediante técnicas LIDAR; sin embargo sí existe un estudio preliminar realizado en el marco de esta tesis, que apunta la existencia de brumas superficiales instaladas ocasionalmente en altura [Estellés et al., 2004a], que responden al mecanismo de la brisa marina.

Comparando la clasificación propuesta aquí con la dada por Font Tullot [2000] (Figura 5.1), vemos que el sector AR engloba las denominadas masas árticas y las polares más

septentrionales. El sector PO por su parte engloba las masas polares meridionales y las subtropicales. El sector definido por nosotros como TR, coincide con el sector tropical de Font Tullot [2000].

Podría resultar extraño la no inclusión del mar Mediterráneo como un sector independiente, tratándose de hecho de un factor clave en la renovación del aire costero y en general, de la climatología de cualquier estación situada a sus orillas. Existen dos motivos principales. En primer lugar, su situación aguas abajo de la circulación general impide la existencia de numerosos casos de masas mediterráneas afectando en la totalidad de la columna atmosférica. Más aún, el pequeño tamaño de este mar y su situación entre las plataformas continentales europea y africana, hacen muy complicado la clasificación de las retrotrayectorias en una masa mediterránea pura. Estudios preliminares realizados para optimizar la selección de los sectores más importantes situaban las características de las (escasas) masas mediterráneas a caballo entre las de tipo africano y europeo. Por este motivo se decidió no considerar la masa Mediterránea como un tipo principal de masa de aire, aunque se acepta que el mar Mediterráneo pueda en algunas ocasiones generar masas de aire con características propias (Figura 5.1).

En la Figura 5.6 se muestran ejemplos de retrotrayectorias puras de cada una de las cinco clases, más una sexta correspondiente a la de tipo O.

5.1.3. Definición de índices.

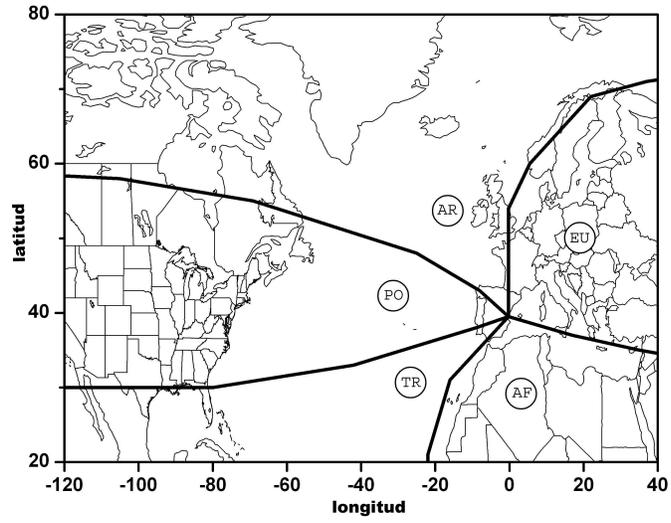
Una vez definidos los sectores espaciales, ya somos capaces de clasificar cualquier parcela de aire, cuya posición en cualquier momento viene dada por la retrotrayectoria. Nuestro interés consiste en definir unos criterios de ponderación de las retrotrayectorias de modo que nos estimen automáticamente el carácter dominante de la masa de aire que representan. El objetivo final de esta ponderación es poder aproximar de forma realista el origen de los aerosoles transportados por la masa de aire.

Para conocer en primera aproximación cuál será el carácter de una retrotrayectoria dada, se definen unos índices porcentuales ζ_i siendo i un sector dado EU, AF, TR, PO o AR, que se obtienen como el cociente entre número de horas que emplea la parcela de aire en desplazarse a través de un determinado sector i (t_i) y el tiempo total de viaje (N , siendo 120 horas en nuestro caso). Este cociente además coincide con el número de puntos de la retrotrayectoria pertenecientes a dicho sector (n_i) dividido por el total de puntos (N) de la retrotrayectoria:

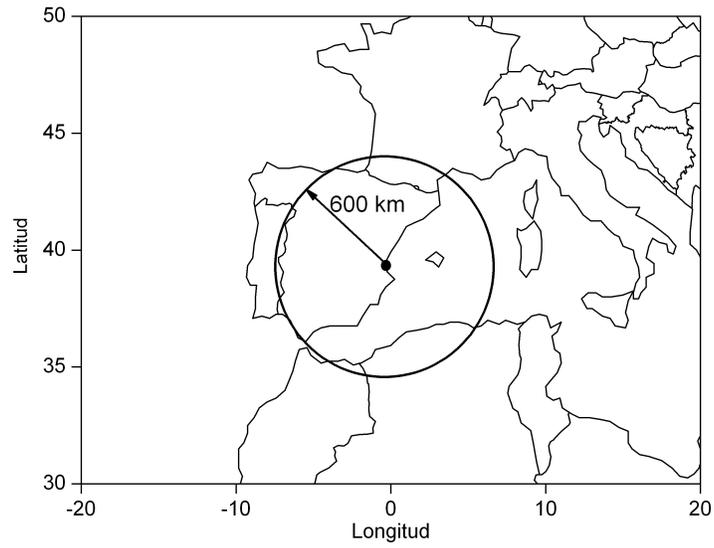
$$\zeta_i(\%) = \frac{t_i}{T} \cdot 100 = \frac{n_i}{N} \cdot 100 \quad (5.1)$$

Ponderación vertical

El conjunto de índices dados por la ecuación 5.1 por sí mismos permiten tener una idea del carácter de una única retrotrayectoria. Sin embargo, en general el carácter de la columna total atmosférica no tiene por qué ser homogéneo en altura, y por ello se analizan las retrotrayectorias a tres alturas diferentes. Por ello la definición de ζ_i se modifica para incluir las contribuciones de las tres alturas:

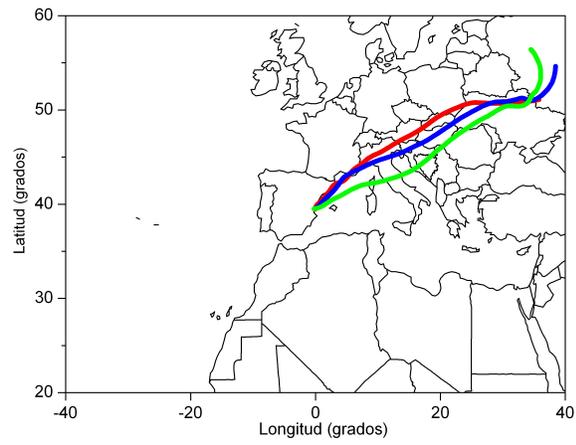


(a) Clases básicas

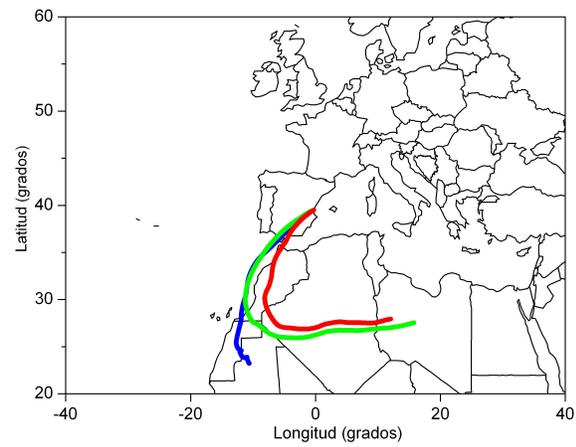


(b) Clase O

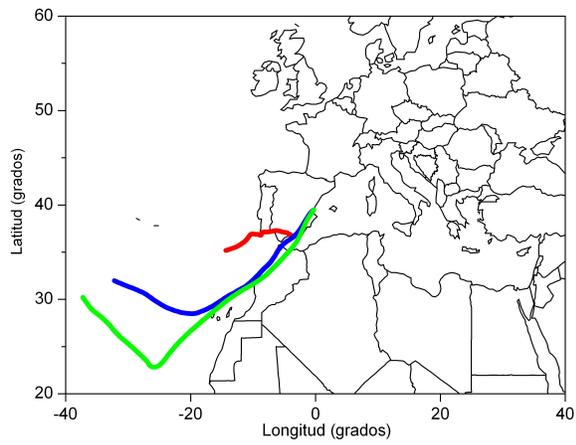
Figura 5.4: Sectores principales delimitados para la clasificación de las retrotrayectorias.



(a) Tipo EU

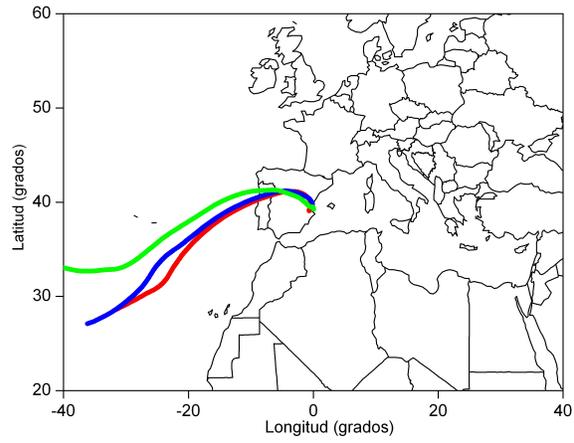


(b) Tipo AF

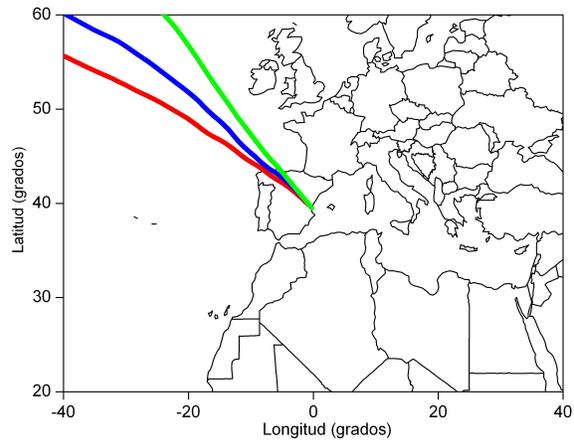


(c) Tipo TR

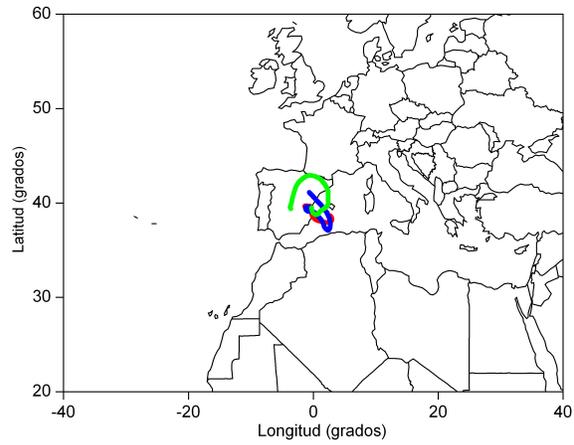
Figura 5.5: Ejemplos de retrotrayectorias clasificadas en las principales clases definidas, que llegan a 500 m.s.n.s. (rojo), a 1500 m.s.n.s. (azul) y a 3000 m.s.n.s. (verde).



(a) Tipo PO



(b) Tipo AR



(c) Tipo O

Figura 5.6: (cont.) Ejemplos de retrotraectorias clasificadas en las principales clases definidas, que llegan a 500 m.s.n.s. (rojo), a 1500 m.s.n.s. (azul) y a 3000 m.s.n.s. (verde).

$$\zeta'_i(\%) = \frac{\tilde{t}_i}{\tilde{T}} \cdot 100 \quad (5.2)$$

donde ahora \tilde{t}_i sería la suma ponderada de horas de las tres retrotrayectorias incluidas dentro del sector i , y \tilde{T} la suma ponderada de horas en total de la retrotrayectoria en cada altura:

$$\tilde{t}_i = \sum_{k=1}^3 \sum_{j=1}^N w(h_{kj}) \Delta t_i \quad (5.3)$$

$$\tilde{T} = \sum_{i=1}^5 \sum_{k=1}^3 \sum_{j=1}^N \Delta t_i \quad (5.4)$$

siendo $w_{kj}(h_i)$ un factor de ponderación dado por la función exponencial 5.5 representada en la Figura 5.7. En la ecuación 5.5, j representa un punto de la retrotrayectoria k y h_j su altura en metros sobre el nivel del mar.

$$w(h_{kj}) = \exp(-h_{kj}/2000) \quad (5.5)$$

El significado de esta ponderación es sencillo. Dado que la concentración de aerosoles es mayor en las capas inferiores, donde se produce la interacción con el suelo, parece conveniente ponderar las contribuciones de cada retrotrayectoria a los índices ζ' mediante una función dependiente de la altura.

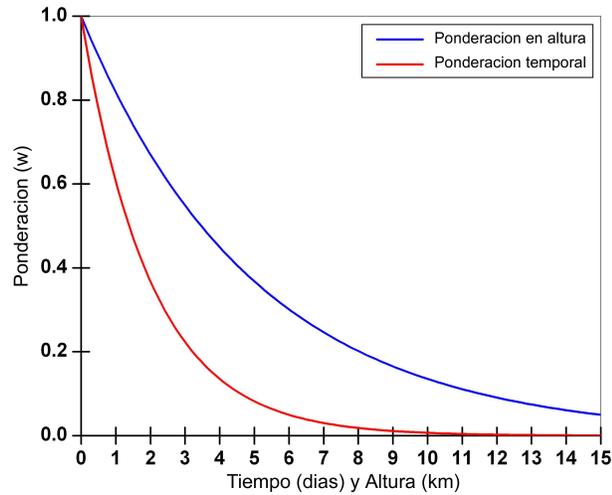


Figura 5.7: Funciones de ponderación vertical y temporal.

Ponderación temporal

En la ecuación 5.6 se presenta una segunda función de ponderación $w(t_{kj})$, dependiente del tiempo:

$$w(t_{kj}) = \exp(-t_{kj}/120) \quad (5.6)$$

Al desplazarse una masa de aire formada en una región fuente, sobre una superficie de características diferentes (caso por ejemplo de la masa cP originada en norte América cuando se desplaza sobre el océano Atlántico) la identidad inicial de la masa empieza a perderse y comienza a incorporar partículas de las regiones de tránsito. Siendo la vida media de los aerosoles en la troposfera de unos 5–10 días, durante el tiempo de cómputo de las retrotrayectorias se habrá perdido una parte importante de las características iniciales de las masas. Para tener en cuenta este efecto, se ha adopta una ponderación temporal expresada por medio de una función exponencial. Esta función se ha graficado en la Figura 5.7. Incluyendo la ponderación temporal, el término sumatorio \tilde{t}_i pasará a expresarse como sigue:

$$\tilde{t}_i = \sum_{k=1}^3 \sum_{j=1}^N w(h_{kj})w(t_{kj})\Delta t_i \quad (5.7)$$

Para poder emplear índices porcentuales, la definición de ζ' quedará:

$$\zeta''(\%) = \frac{\tilde{t}_i}{T} \cdot 100 \quad (5.8)$$

En este momento disponemos de un conjunto de cinco índices ζ' en forma porcentual que describen el carácter de una masa de aire en función de las cinco clases básicas. Estos índices son de interés cuantitativo, útiles para establecer correlaciones con los parámetros ópticos de las partículas. Pero resulta de especial interés aplicar estos índices al reconocimiento del tipo de clase primario y secundario de la masa de aire, tal y como otros autores han realizado visualmente.

Para asignar un carácter definitivo a cada terna de retrotrayectorias, en la práctica diremos que una masa de aire es *pura* de clase i si el índice ζ'_i posee un valor mayor del 80%. En caso contrario, la masa será tratada como *mixta*, y en su composición se incluirán todas las clases cuyos índices sean mayores de 20%. En lo sucesivo únicamente se trabajará con masas puras, o mixtas compuestas de sólo dos clases. El porcentaje de corte para considerar una masa pura o mixta se ha tomado como un valor de compromiso. Ser más exigente con la pureza de la masa de aire hará que el número de casos a estudiar disminuya rápidamente, y por tanto la estadística será menos representativa. Un índice de corte muy bajo incrementará el número de casos, pero los resultados estarán suavizados. No hay que perder de vista que en realidad, en nuestra región, será muy difícil estar sometido a únicamente un tipo de masa de aire. Incluso una masa marítima de origen Ártico, antes de pasar sobre nuestra región, habrá interactuado durante quizá un día con la superficie continental de la Península Ibérica. Este tránsito habrá sin duda afectado la naturaleza de la masa de aire. Al menos con el uso de los índices podemos estimar el grado de modificación de la carga de aerosoles.

En ocasiones ocurre que una masa de aire se estanca sobre la región mediterránea, adquiriendo un carácter diferente al del resto de clases. En estos casos, las trayectorias son cortas y deambulantes, y sus índices no poseen ninguna característica definida. Para identificar estos casos se había introducido una clase especial (O). Esta clase se define operativamente mediante la distancia máxima al punto de origen. Si la máxima distancia alcanzada es menor de un cierto valor límite (600 km en nuestro caso), entendemos que las retrotrayectorias muestran una masa de aire que durante cinco días ha permanecido estanca en nuestra región. La caracterización en función de las cinco clases básicas no tendrá ya sentido, y se habrá convertido en una masa de aire regional, con sus propias características.

En la Figura 5.8 se muestra un ejemplo de evolución de los índices de los sectores AF y PO durante el mes de Agosto del 2004 en resolución horaria, junto a la evolución correspondiente del espesor óptico a 440 nm. En la figura se observa una serie de tres intrusiones de aire sahariano que son interrumpidas por entradas de aire marítimo polar, las cuales limpian a su paso la atmósfera local. La correspondencia entre las intrusiones indicadas por los índices y la evolución de la turbiedad resulta por lo general muy buena. En lo sucesivo, los índices se obtendrán a las 12 del mediodía en horario GMT, para poder correlacionar las propiedades de los aerosoles en base diaria con las masas de aire. En realidad las masas muestran cierta variabilidad dentro de un mismo día y por ello sería más adecuado obtener el promedio del tipo de masa a partir de simulaciones horarias, pero el cálculo de los índices en base horaria ocupa mucho tiempo de computación y por sencillez se ha realizado de este modo.

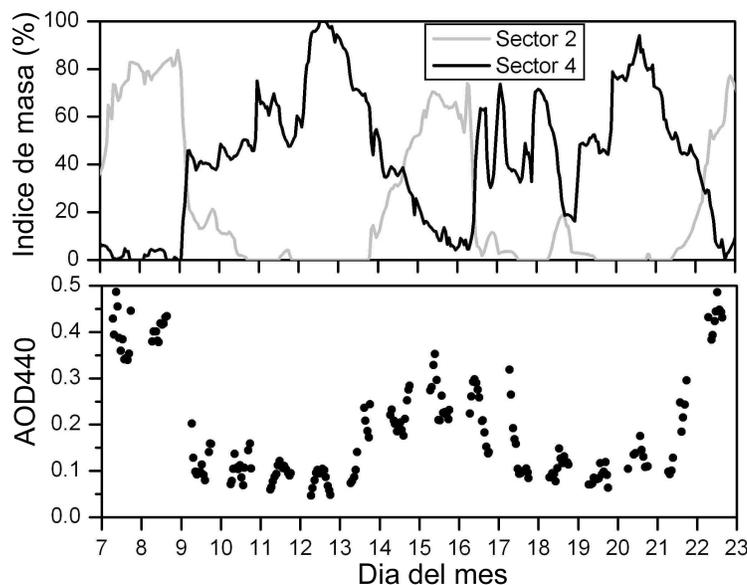


Figura 5.8: Evolución comparada de las masas de aire polar y africano con el espesor óptico a 440 nm, durante un período del mes de Agosto del 2004.

5.2. Caracterización temporal

Previamente al análisis de la relación entre las masas de aire y las propiedades de los aerosoles parece interesante abordar un análisis independiente de la variabilidad anual de las masas de aire dominantes en la región, a través de los índices ζ_i'' . Para ello se ha seguido una secuencia similar que la empleada en el capítulo anterior. En la Figura 5.9 se muestran los casos diarios encontrados de incidencia de cada tipo de masa pura o mixta. Las masas que actúan con más frecuencia son las de origen africano y las de tipo mixto Ártico - Polar. Por contra, las masas de tipo marítimo están bastante menos representadas. Las de tipo O, son masas generalmente compuestas por corrientes de origen africano o europeo.

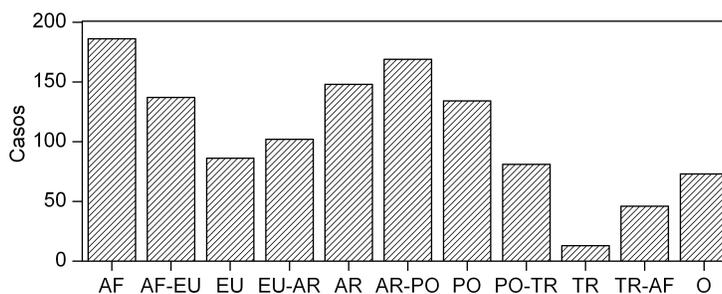


Figura 5.9: Incidencia de cada tipo de masa en la zona de estudio, durante el período considerado.

Evolución temporal

En la Figura 5.10 se muestra la evolución de los índices ponderados a lo largo del período de estudio fotométrico. En estas figuras se representan los valores de cada índice en forma de histograma, al que se le ha superpuesto en línea continua amarilla el resultado de una media móvil de 30 días, para poder observar más fácilmente cualquier tendencia temporal.

La evolución anual únicamente parece realmente significativa en el caso de las masas de origen africano, donde los máximos se producen en los meses de verano y los mínimos en invierno. Esta variación anual se compensa de forma no sistemática entre el resto de masas. Las de tipo ártico y europeo parecen tener un cierto patrón temporal que no siempre se repite. En el caso de las masas EU los mínimos tienden a producirse alrededor de Enero y en el caso de las masas AF en Julio se sitúa el máximo.

Por otro lado, en estas gráficas se observa claramente la escasa incidencia de las masas marítimas tropicales en la región. Este hecho era esperable, tanto por la circulación global dominante, como por el menor ángulo de ataque permitido para este sector en la clasificación propuesta. En la clasificación preliminar de hecho se englobó esta clase dentro de la polar. Finalmente se ha preferido definir esta clase a pesar de su baja representatividad, ya que las características de los aerosoles que transportan se esperaban muy diferentes de las encontradas a latitudes medias.

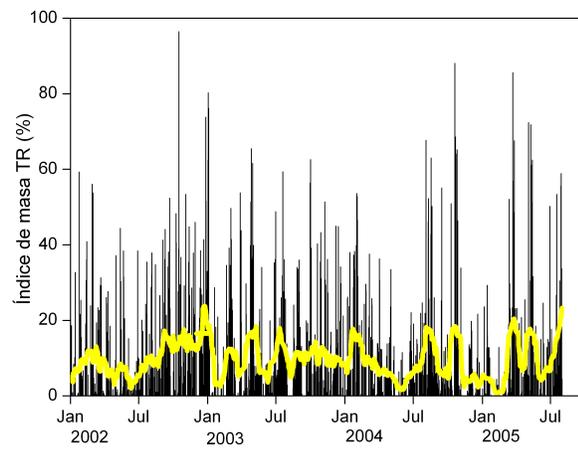
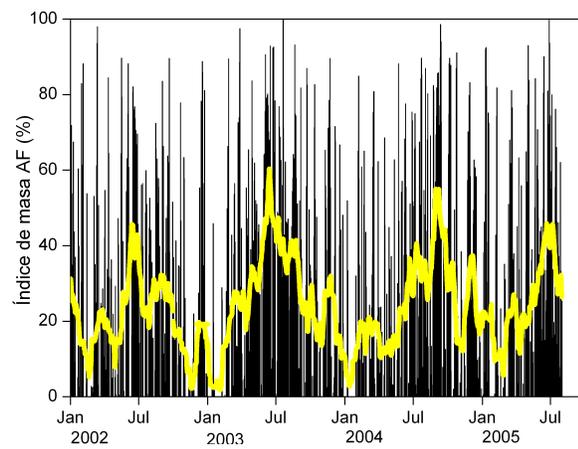
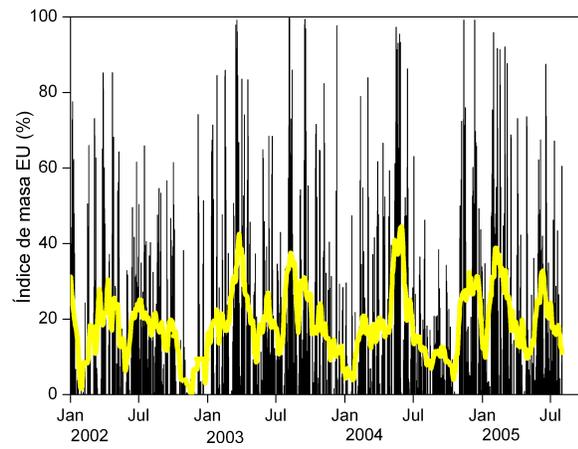
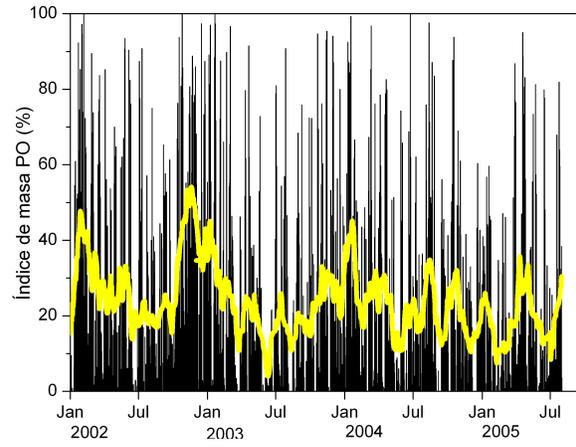
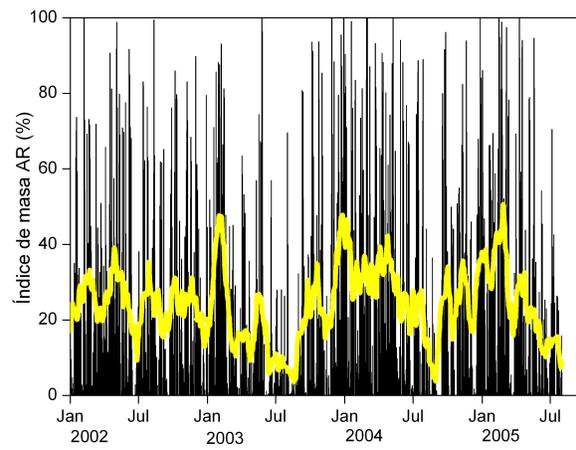


Figura 5.10: Evolución de los índices ζ_i'' a lo largo del período de estudio.



(a) Tipo PO



(b) Tipo AR

Figura 5.11: (cont.) Evolución de los índices ζ_i'' a lo largo del período de estudio.

La dominancia de las masas de aire y su variabilidad es muy compleja y depende de la circulación global y por tanto de gran cantidad de factores, por lo que para una buena determinación de la variabilidad anual sería conveniente emplear una base de datos más extensa. En este caso nos limitamos a un período coincidente con la base de datos fotométrica para no dejar entrar en juego cualquier variabilidad ocurrida fuera de este período que dificultaría la interpretación de los resultados comparados.

Variabilidad anual

La elaboración de los diagramas de caja (Figura 5.12) a partir de la evolución de los índices confirman algunas de las apreciaciones realizadas. En concreto, las masas de tipo africano sí que poseen una mayor incidencia entre los meses de Junio a Septiembre. Las masas árticas por contra disminuyen ligeramente su presencia entre los meses de Junio a Agosto. El resto de masas no poseen una variabilidad anual apreciable.

En el capítulo anterior se había comentado la existencia de un máximo secundario de turbiedad durante el mes de Marzo. Observando estos diagramas descubrimos que las masas de tipo africano y tropical poseen un valor ligeramente superior durante este mes, comparado con Febrero y Abril. También existe una mayor contribución, pero muy leve, de masas de origen continental europeo. Este aumento de contribución de las masas africana, tropical y europea se produce a expensas de una disminución relativa de la importancia de las masas árticas. Aunque estas diferencias no son muy significativas podrían estar relacionadas con el aumento relativo del espesor óptico durante el inicio de la primavera.

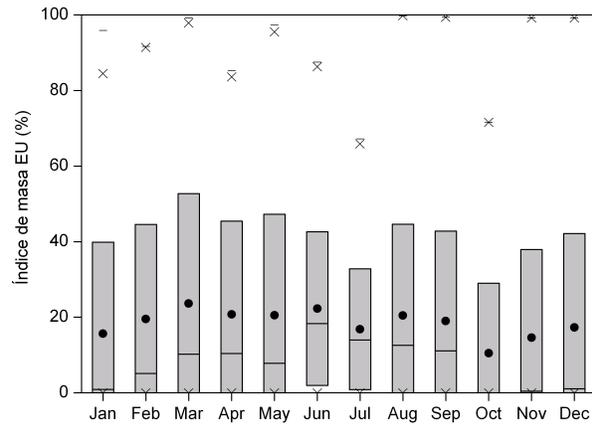
5.3. Aerosoles y masas de aire

Una vez conocido el patrón anual de variación de las masas de aire dominantes, trataremos las relaciones existentes entre el tipo de masa de aire principal y las propiedades físicas y radiativas de los aerosoles. Para ello clasificaremos las propiedades en función de la clase dominante pero también de las clases mixtas de dos componentes.

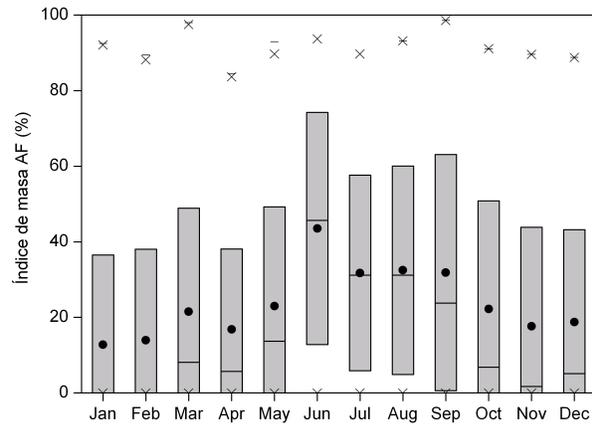
5.3.1. Espesor óptico

El espesor óptico es un parámetro que se muestra muy sensible al tipo de masa de aire. En la Figura 5.14 se muestra la clasificación del espesor óptico a 500 nm con la masa de aire. Las diferencias son especialmente significativas en la clasificación de masas puras, pero se incluyen los resultados de las masas mixtas ya que son también ilustrativos de la dependencia direccional de los parámetros ópticos.

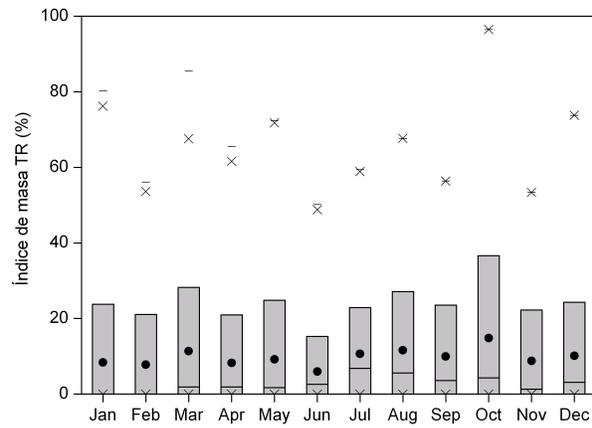
Los resultados no muestran grandes sorpresas. Los días de mayor turbiedad se encuentran bajo la influencia de las masas de tipo africano puro pero también en las masas mixtas formadas por el aire continental africano (mezcla con aire de origen europeo y con aire tropical marítimo). Las masas tropicales marítimas también muestran una turbiedad promedio algo más alta, probablemente a causa de restos de polvo mineral de origen desértico sumado al efecto de las altas temperaturas y humedades que favorecen el crecimiento higroscópico de las sales marinas y otros aerosoles originados por conversión gas - partícula. De todos modos es interesante puntualizar que si bien en el caso de



(a) Tipo EU

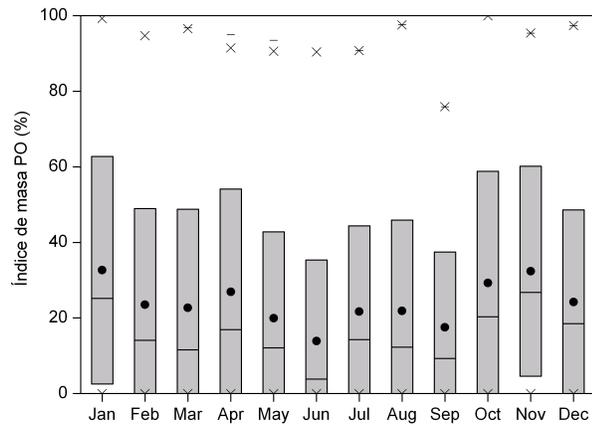


(b) Tipo AF

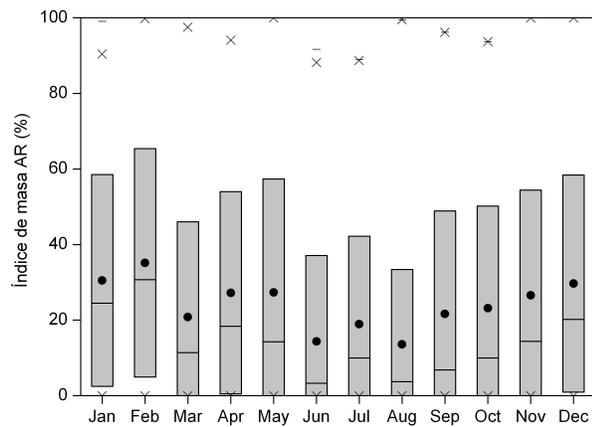


(c) Tipo TR

Figura 5.12: Variabilidad anual de los índices ζ_i'' .



(a) Tipo PO



(b) Tipo AR

Figura 5.13: (cont.) Variabilidad anual de los índices ζ_i'' .

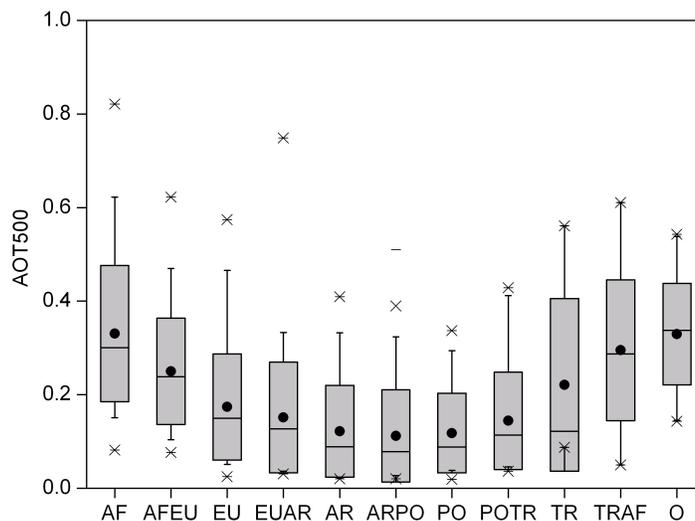


Figura 5.14: Dependencia del espesor óptico a 500 nm con la masa de aire.

las masas de tipo AF, la media y la mediana coinciden, en el caso TR tenemos una mediana mucho menor, indicando que las altas turbiedades serían algo más excepcionales. De hecho, observando únicamente las medianas, las masas de tipo TR sólo son ligeramente mayores que las medianas de otras masas marítimas (PO y AR). El mínimo de turbiedad se produce en masas de tipo AR y PO. Curiosamente, son las masas mixtas ARPO las más limpias, lo cuál corresponde a las corrientes que se originan en Canadá. Por otro lado las masas de origen continental europeo poseen una turbiedad intermedia entre las clases marítimas y continental tropical, aunque su naturaleza puede ser diferente.

Las masas tipo O muestran comprensiblemente una turbiedad muy elevada. De hecho su mediana constituye el máximo absoluto de la distribución. A esta clase contribuyen también las masas de origen africano que han adquirido un cierto carácter mediterráneo. Habitualmente las masas se estancan a causa de un bajo gradiente de presiones en situaciones anticiclónicas, lo que facilita la acumulación de diversos contaminantes antropogénicos en la cuenca mediterránea que se suman al posible polvo de origen peninsular o africano.

5.3.2. Exponente de Ångström

El exponente de Ångström (α) se representa frente al tipo de masa de aire en la Figura 5.15. Los valores mínimos del exponente se hallan en las masas de tipo AF y sus mezclas con los tipo EU y TR, así como en la masa de tipo TR pura, que es el mínimo absoluto. En el caso de las masas africanas era de esperar, ya que el polvo mineral de este sector suele proporcionar gran cantidad de aerosoles de tamaño mayor. Los aerosoles de origen marítimo tropical, mezcla como hemos dicho de sales marinas inmersas en un aire

de alta humedad y de polvo mineral, son los causantes del bajo valor del exponente en este sector.

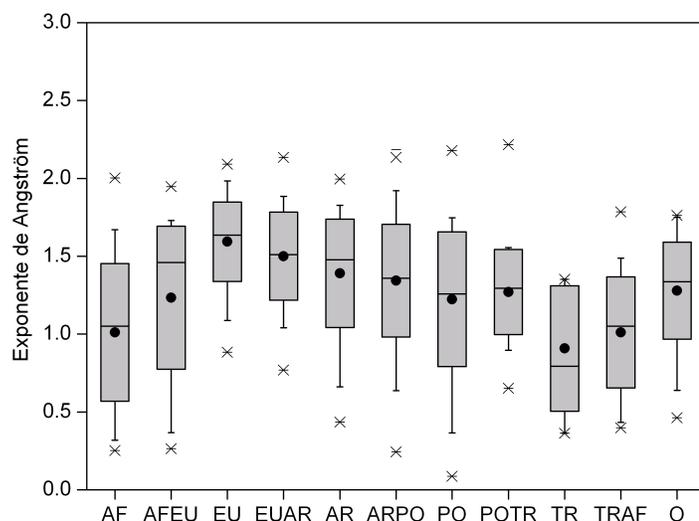


Figura 5.15: Dependencia del exponente de Ångström con la masa de aire.

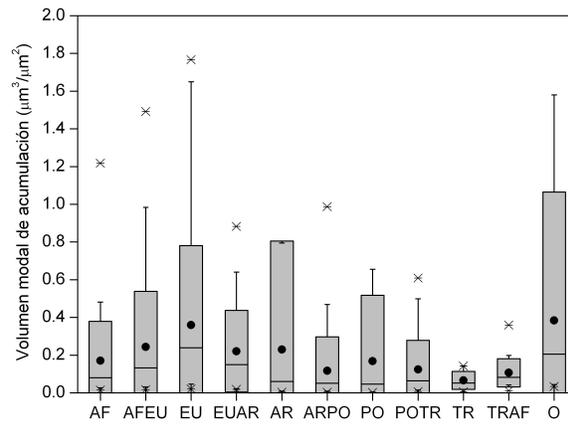
Por el contrario, el máximo del exponente se encuentra en las masas de origen continental europeo, como esperábamos. El motivo es que estas masas acarrean gran cantidad de aerosoles de tipo antropogénico, hollines en gran parte debidos a la combustión de combustibles fósiles, y que se sitúan en el modo de acumulación de la distribución de tamaños.

Por último, las masas de tipo O muestran un valor intermedio del exponente, comparable a los valores de la clase PO. Probablemente este resultado sea un equilibrio entre la existencia de partículas procedentes de la polución y el polvo grueso continental o de sales marinas en ambientes cálidos y húmedos, encontrados en la región del mar Mediterráneo.

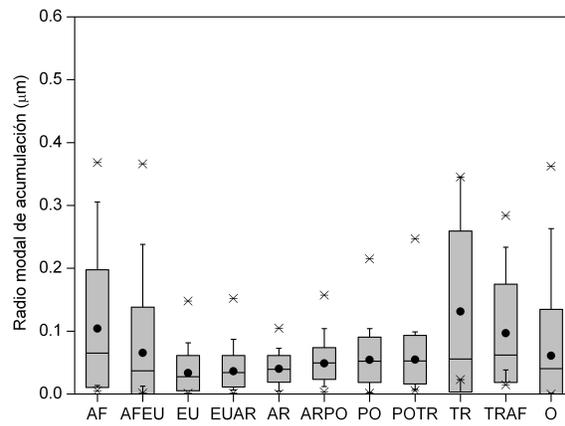
5.3.3. Distribuciones de tamaño

Los parámetros resultantes del ajuste de la distribución de volumen a la función bimodal se muestran clasificados en la Figura 5.16. En general se obtienen tendencias suaves y coherentes, aunque en algunas ocasiones los máximos de la distribución están relacionados con ajustes poco realistas y no siempre deberían ser tenidos en consideración.

El volumen modal de acumulación muestra un razonable valor máximo centrado en el sector EU. Para estas masas cuya característica propia es la existencia de un mayor contenido de hollines, este parámetro representa una altura mayor del modo de



(a) Volumen modal del modo fino



(b) Radio modal del modo fino

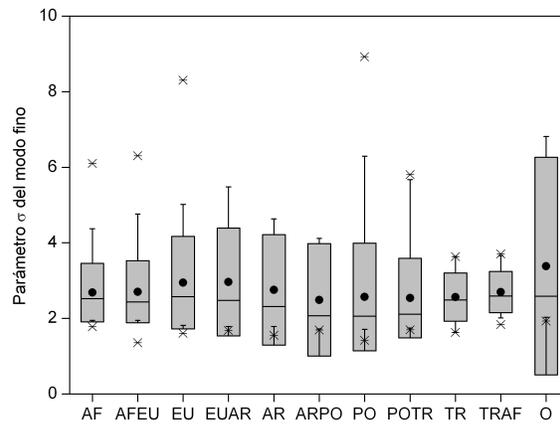
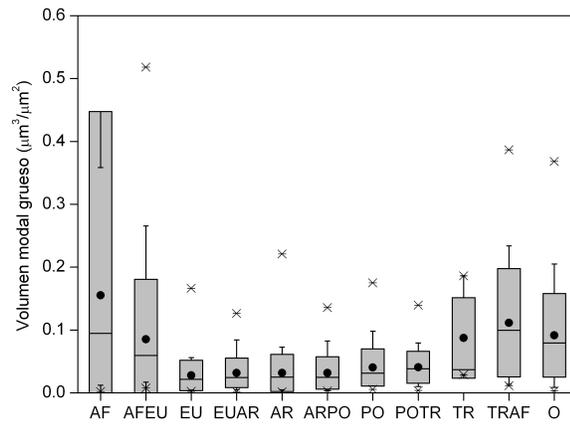
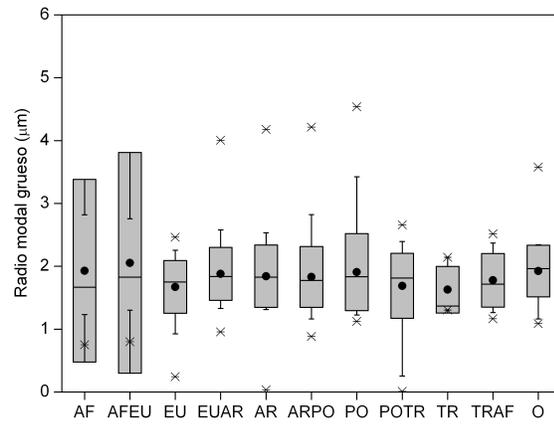
(c) Parmetro σ del modo fino

Figura 5.16: Dependencia de los parámetros de los ajustes bimodales con la masa de aire.



(a) Volumen modal del modo grueso



(b) Radio modal del modo grueso

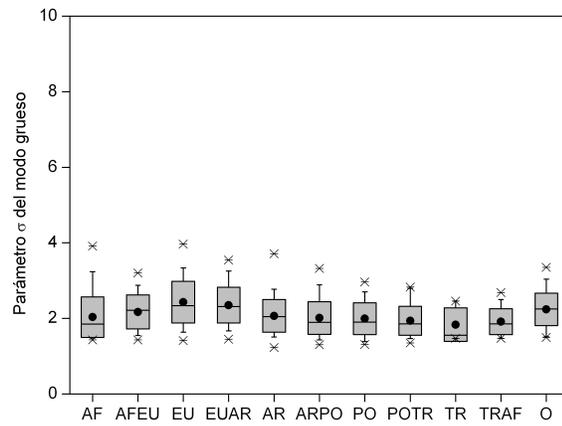
(c) Parámetro σ del modo grueso

Figura 5.17: (cont.) Dependencia de los parámetros de los ajustes bimodales con la masa de aire.

acumulación. Este sector además de tener un valor promedio alto, posee algunos días con volúmenes modales extremos. Curioso es el hecho por otro lado de que sean las masas de origen ártico las que posean un carácter similar a las europeas. El tipo de aerosol local también es un máximo muy significativo, y con toda seguridad estará motivado por las situaciones de intensa polución local ocurridas en días con mínima renovación del aire.

El volumen modal grueso muestra también un comportamiento razonable, con valores máximos en las masas en que contribuye la clase africana y tropical. Tanto las clases marítimas tropicales como las europeas poseen valores mínimos. Este resultado indica que las masas con probable contribución de partículas de polvo tienen un modo grueso muy desarrollado, algo esperable a priori.

En cuanto al radio modal de acumulación, se observa cómo partiendo de un valor mínimo en el caso de las masas europeas, este radio modal crece suavemente conforme nos movemos hacia el Atlántico sur, alcanzando el máximo en las masas marítimas tropicales y africanas, lo cuál indica que el modo de acumulación está formado por partículas de mayor tamaño.

El radio modal grueso en cambio, no muestra una dependencia clara con la masa de aire. En las masas de origen africano sin embargo la dispersión es mayor, con casos extremos cuya fiabilidad no es completa. Cuando habíamos analizado la variación estacional de este parámetro, ya habíamos visto que no existía ninguna dependencia de este radio con la época del año. Idéntica conclusión podemos extraer de aquí: no existe una clara dependencia del radio modal con el origen de las partículas.

El parámetro σ , indicativo de la anchura del modo, tiene también una poca significativa pero suave dependencia con el tipo de masa de aire, similar en ambos modos. Los modos tienden a ser ligeramente más anchos en las clases EU y AR, y más estrechos en las clases polares y tropicales marítimas.

En la Figura 5.18 se han representado las distribuciones de tamaño medias de cada unos de los tipos de masa principales. Los tipos AR y PO son similares entre sí, poseyendo las masas árticas un modo de acumulación ligeramente más desarrollado a cambio de un modo grueso menor.

Por contra, las masas marítimas tropicales y de continentales africanas poseen un modo grueso muy bien desarrollado, dominando sobre el modo de acumulación en el caso de las masas marítimas. En las masas continentales de origen africano el modo de acumulación se encuentra más desarrollado que en el caso marítimo. Posiblemente las masas marítimas poseen una proporción importante de sales marinas hidratadas a las que se suma la contribución de polvo mineral grueso, manteniendo el modo de acumulación en un nivel por debajo incluso del resto de masas marítimas. Los radios de ambas clases son similares, mayores que para el resto de masas de aire. Otra posibilidad es que las masas de tipo tropical transporten menos partículas de origen antropogénico que las masas polares o árticas, que por mezcla con las europeas o por recuerdo de su paso por norteamérica podrían contener una proporción algo mayor.

Las masas europeas en cambio tienen el modo de acumulación más desarrollado, con radios modales menores. Su modo grueso es mínimo. Comparado con el resto de clases, la más similar sería el tipo de origen ártico. Quizá en este tipo marítimo la contribución de aerosoles antropogénicos sea más importante de lo esperado, mientras que el modo

grueso como habíamos visto antes, se mantiene al mismo nivel que el encontrado para las masas de origen polar, más alejadas de fuentes antropogénicas y minerales.

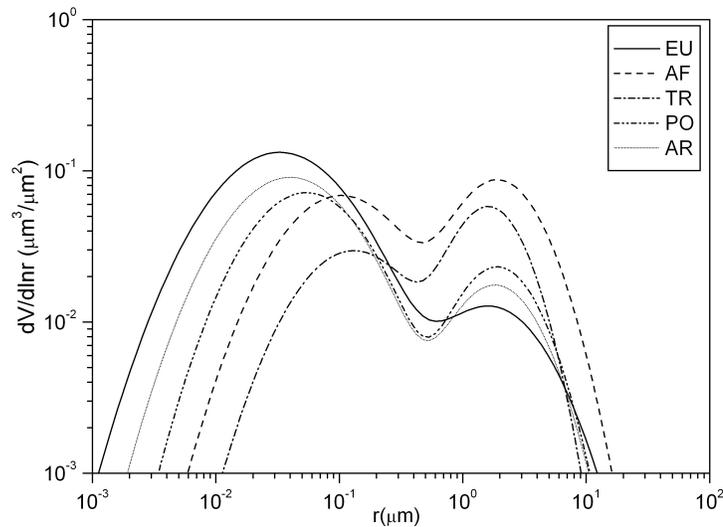


Figura 5.18: Distribuciones de volumen promedio de cada clase de masa de aire primaria.

5.3.4. Índice de refracción

En la Figura 5.19 se muestra la dependencia del índice de refracción complejo con la masa de aire. La parte real del índice posee valores máximos para todas las clases directa o indirectamente influenciadas por las masas de origen africano (AF, AFEU, AFTR, TR y TRPO). El promedio máximo absoluto se sitúa en la clase AF. Aunque los valores promedio encontrados (1.41 ± 0.06 , ver anexo B) no son indicativos de aerosoles desérticos puros (alrededor de 1.50) lo cierto es que es esperable que el índice de refracción efectivo de la columna no sea habitualmente tan extremo, y el promedio se mantenga en valores intermedios. Sin embargo la clase AF posee una alta dispersión alcanzando frecuentemente valores que sí señalarían situaciones de gran dominio del polvo mineral. Hay que hacer hincapié sin embargo en que el índice de refracción posee una incertidumbre aún no evaluada. El tipo O por su parte constituye un valor intermedio entre las masas influenciadas por el polvo y las dominadas por clases marítimas más limpias. De todos modos existe un porcentaje de casos en que sí parece existir un claro dominio de aerosol mineral.

En cuanto a la parte imaginaria del índice de refracción, su dependencia no resulta tan significativa, siendo además algo sorprendente. El mínimo valor del índice se encuentra en las masas de tipo europeo, señalando quizá una mayor absorción esperada para los hollines. Sin embargo, las masas marítimas donde el componente dominante deberían ser las sales no absorbentes, encontramos iguales valores de la parte imaginaria. Tres razones podrían justificar este comportamiento a priori anómalo. En primer lugar, los aerosoles

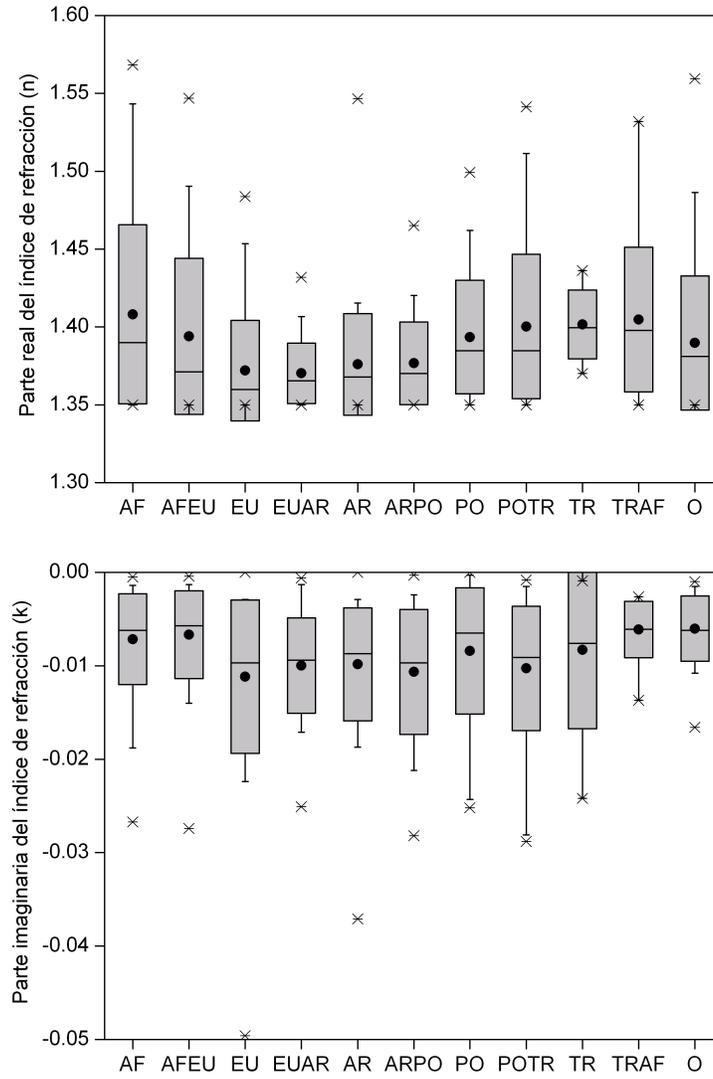


Figura 5.19: Dependencia de la parte real e imaginaria del índice de refracción con la masa de aire.

antropogénicos se encuentran no sólo en las masas contaminadas europeas sino también en las masas de origen marítimo AR y PO, quizá justificado por la mayor vida media de los hollines de pequeño tamaño adquiridos en su paso por zonas industrializadas de norteamérica. Aunque su número sería pequeño, debería de bastar para obtener índices casi equivalentes. Otra opción es que la fuente de estos aerosoles absorbentes introducidos en la masa proveniente del Oeste y Noroeste se encuentre en la propia península: regiones industrializadas de Madrid y País Vasco se encuentran aguas arriba de la corriente de aire. Finalmente lo más plausible es que el código de inversión no sea capaz de obtener la parte imaginaria del índice con suficiente precisión. Este parámetro siempre posee una incertidumbre elevada, especialmente cuando la turbiedad es muy baja [Di Carmine et al., 2005], caso de las masas de aire de origen marítimo. Por tanto, no resulta posible dar conclusiones definitivas respecto de la caracterización de este parámetro.

5.3.5. Albedo de dispersión simple

El albedo de dispersión simple se encuentra muy ligado a la parte imaginaria del índice de refracción y presenta de hecho las mismas dependencias (e incertidumbres). Su clasificación puede verse en la Figura 5.20, y pueden aplicarse los mismos comentarios que los realizados para la parte imaginaria del índice de refracción. Es de señalar que los resultados obtenidos con el modelo SKYRAD versión 4.2, analizados en el capítulo anterior, han sido perfectamente coherentes con los resultados de otros trabajos. Sin embargo, no resulta sencillo encontrar una explicación clara para describir la dependencia hallada. Sí es cierto que la masa de origen europeo frecuentemente posee valores menores que las originadas en sectores vecinos, indicando situaciones en las que la cantidad de partículas absorbentes habría aumentado [Masmoudi et al., 2003].

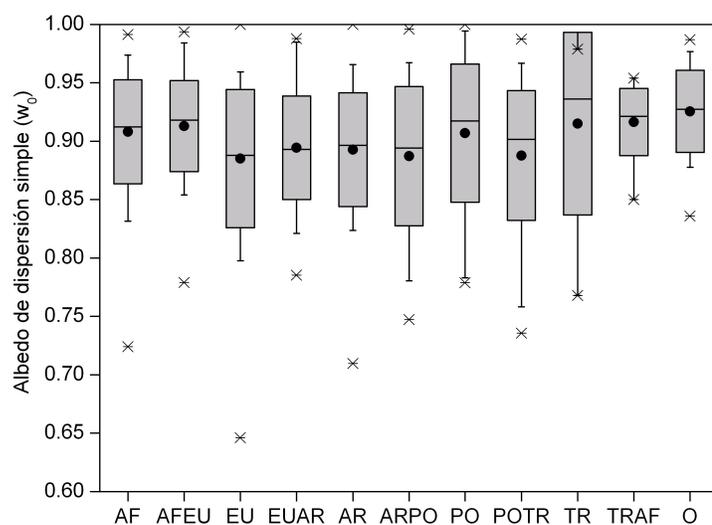


Figura 5.20: Dependencia del albedo de dispersión simple con la masa de aire.

Tanto en este estudio como en estudios previos realizados en la Península Ibérica por otros autores con otros métodos de trabajo [Lyamani et al., 2004], se han obtenido valores del albedo mínimos en los meses de invierno. Aunque otros autores han justificado estos mínimos en relación con la mayor tasa de inmisión de hollines durante el invierno (originados en las calefacciones, por ejemplo) lo cierto es que no existe un estudio riguroso del peso específico de estas fuentes en el valor obtenido del albedo simple. Por tanto, y dado que en invierno la turbiedad es muy baja, podría ocurrir que el motivo de este comportamiento fueran las deficiencias de los códigos para reproducir resultados precisos en condiciones de cielos muy limpios (caso precisamente de la atmósfera invernal, o en el caso que nos atañe, de las masas de aire de origen marítimo). La conclusión en este caso es que tanto los bajos valores del albedo de dispersión simple y de la parte imaginaria del índice de refracción podrían ser consecuencia de un error de inversión, y no de una tendencia temporal realista.

5.3.6. Radio efectivo

El radio efectivo de la distribución de tamaños se presenta en la Figura 5.21. En este caso nos encontramos con tendencias que se encuentran dentro de lo esperado. Los mayores radios efectivos se encuentran cuando las masas dominantes son de origen africano o marítimo tropical, siendo además mucho más variable que en el resto de clases. Este comportamiento indicaría el mayor peso de las partículas de radios mayores en la distribución, no necesariamente del modo grueso, sino también dentro del modo de acumulación. Para el resto de sectores, se obtienen radios efectivos menores.

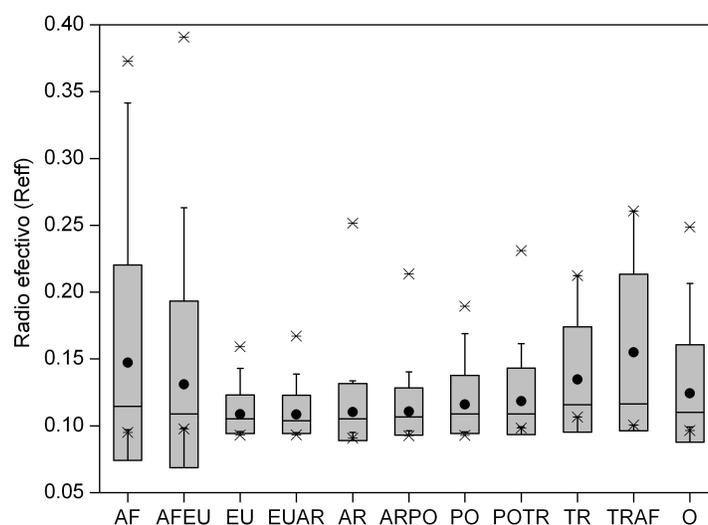


Figura 5.21: Dependencia del radio efectivo de la distribución de tamaño con la masa de aire.

5.3.7. Parámetro de asimetría

El parámetro de asimetría posee una ligera y suave dependencia con el sector de origen. Las masas de aire influenciadas en mayor o menor grado por masas africanas poseen parámetros de asimetría promedio entre 0.67 y 0.70. La masa de tipo EU posee un valor promedio de 0.65, ligeramente más bajo, indicando menor dispersión hacia adelante o lo que es lo mismo, partículas con función de fase indicativas de menor tamaño. Las masas de aire de origen marítimo tienen un valor intermedio entre las anteriores, con parámetros entre 0.66 y 0.67. Las masas de tipo local, poseen un valor intermedio entre todos los anteriores (0.68). En la Figura 5.22 se muestra gráficamente esta dependencia.

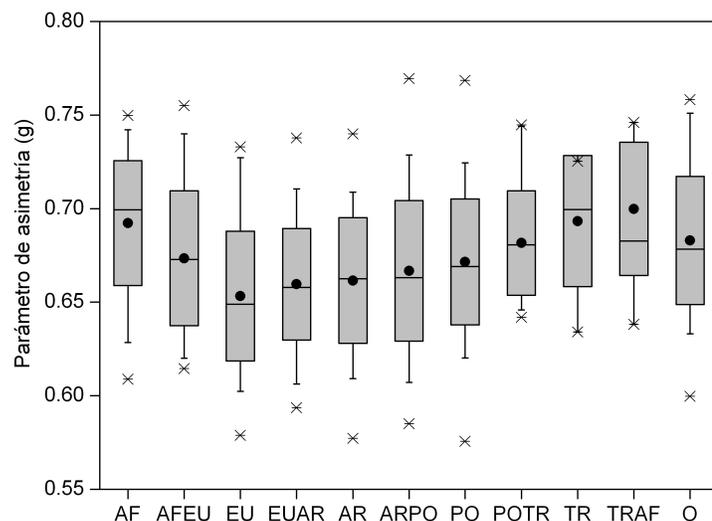


Figura 5.22: Dependencia del parámetro de asimetría con la masa de aire.

5.3.8. Vapor de agua precipitable

Por último, se analiza el vapor de agua precipitable, representado en la Figura 5.23. Esta magnitud, a pesar de ser bastante variable dentro de una misma clase, posee también un comportamiento muy suave con la procedencia de la masa de aire. El contenido en vapor de agua pasa desde un mínimo de 1.44 cm cuando actúan las masas de tipo EUAR a un máximo de 2.68 cm cuando las masas dominantes son de tipo AF. En realidad el máximo se sitúa en las masas de tipo O (2.78 cm).

Esta dependencia podría parecer a primera vista, sorprendente. Dado que las masas de origen africano se suponen desde un principio secas y cálidas, era de esperar que contuviesen una cantidad de vapor de agua mínima en comparación con otras masas de tipo marítimo, por ejemplo. Sin embargo esto no es así, y como las medidas de esta magnitud poseen una precisión mayor, la tendencia puede ser tomada como cierta.

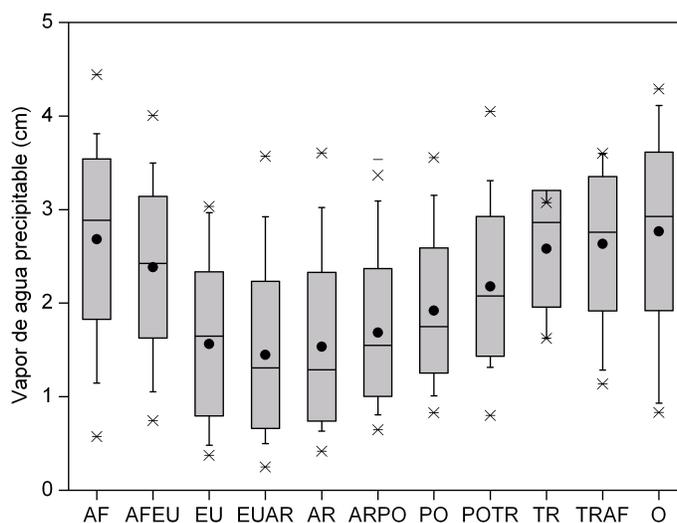


Figura 5.23: Dependencia del vapor de agua precipitable con la masa de aire.

Como ya se había comentado en el capítulo anterior, la explicación a este comportamiento tiene que ver con varios efectos. En primer lugar, las masas saharianas son muy cálidas y frecuentemente llegan a nuestra región a través de zonas marítimas donde se cargan rápidamente de humedad. Hay que tener presente que para una humedad relativa dada, una masa de aire más cálida contendrá una mayor cantidad de vapor de agua, que es la magnitud medida aquí. Las masas más frescas de origen marítimo pueden tener un contenido total relativamente bajo. Por otro lado, en muchas ocasiones las masas de origen nordafricano coinciden con la llegada en superficie de masas mediterráneas, lo que añade un contenido extra de vapor de agua a la columna total. En una localidad costera como Valencia, la humedad relativa suele ser muy alta, a excepción de situaciones donde las corrientes dominantes sean de componente Oeste en superficie. Estas situaciones de entrada de aire sahariano en toda la columna, pasando por el centro de la península Ibérica, constituyen los valores mínimos de contenido de vapor de agua del tipo AF.

Por último, el valor mínimo se encuentra en el sector continental europeo, que combina masas de aire frescas con la ausencia de carácter marítimo. El tránsito entre los valores máximos del sur y los mínimos europeos se produce gradualmente a través de los sectores marítimos (AR, PO, TR) paralelamente al aumento de la temperatura del aire y su humedad relativa. El tránsito entre las masas continentales europeas y nordafricanas en cambio, se producen de forma más brusca, ya que no existe la moderación introducida por las masas marítimas.

Conclusiones.

En esta tesis doctoral se recogen los resultados del análisis de las características físicas y radiativas de los aerosoles atmosféricos sobre Burjassot, una localidad del este de la península Ibérica próxima al mar Mediterráneo e inmersa en la atmósfera de una zona metropolitana de más de un millón de habitantes. Para conocer la dependencia de las propiedades de los aerosoles con su origen y su forma de transporte, se ha propuesto una metodología basada en un grupo de índices que caracterizan la masa de aire dominante. Con antelación a todo esto se caracteriza con detalle la instrumentación utilizada. A continuación se exponen brevemente los resultados más relevantes:

1. Se ha instalado y mantenido un sistema automático de medida fotométrica solar, que ha proporcionado casi cuatro años de medidas en diferentes condiciones atmosféricas, con una resolución temporal mínima de quince minutos y una hora para las medidas de directa y difusa respectivamente, lo que ha resultado en una base de datos de nivel 2 (filtrado automático y manual) de 32840 medidas instantáneas, con las que se obtienen 5836 promedios horarios y de ellos, 695 medias diarias.
2. La calibración de los instrumentos en su componente directa y difusa ha sido abordada con detalle, por medio de las técnicas Langley, de transferencia y por lámpara. Los resultados muestran una degradación de los coeficientes de calibrado de directa entre un -5.9 (para 940 nm) y $+2.6\%$ (para 440 nm). La degradación de los coeficientes de difusa es menor, entre el -4.3% a 1020 nm y el -2.3% a 440 nm, lo que constituye entre un -2.0% y -1.1% anual, de acuerdo con los resultados de otros autores Holben et al. [1998].
3. Se ha propuesto una metodología sencilla de corrección de las medidas de radiancia de cielo, para mejorar la simetría cuando la precisión de apuntamiento no es la requerida, y que mejora sustancialmente la calidad de las medidas de radiancia permitiendo incrementar las posibilidades de éxito de la inversión. Generalmente, el ángulo de descentrado posee un valor de $0.2 - 0.3^\circ$.
4. El estudio del efecto de temperatura ha mostrado resultados muy similares a los referidos por otros autores Holben et al. [1998]. En nuestro caso sólo se ha considerado significativa esta dependencia en los canales 870 y 1020 (-0.08 y $0.24\%/^\circ C$ respectivamente).
5. Asimismo se ha creado, mantenido y adaptado un software de procesado de las medidas, con el objetivo de obtener los diferentes parámetros que describan y caractericen los aerosoles atmosféricos.
6. El espesor óptico de aerosoles a 500 nm posee un valor medio anual de 0.19 ± 0.12 , indicativo de una atmósfera de turbiedad media - baja.

Este además muestra una variabilidad anual apreciable, presentando valores mínimos en los meses de otoño - invierno (0.05 a 500 nm en Diciembre) y máximos en los meses de primavera - verano (0.32 a 500 nm en Julio).

Su variabilidad diaria también es mayor en los meses estivales que en los invernales, siendo máxima en los meses de Marzo y Septiembre (0.94 y 0.15 respectivamente, a 500 nm), coincidiendo con el cambio de estación.

Por último, en el mes de Marzo existe un máximo secundario de turbiedad, aparentemente relacionado con la sustitución de las masas de aire en el cambio estacional, al iniciarse la entrada (aún esporádica) de masas de origen africano en el Mediterráneo occidental.

7. El parámetro de Ångström no muestra ningún patrón de evolución anual, siendo bastante independiente de la estación del año. Su valor más frecuente se encuentra entre 1.2 y 1.8, siendo el promedio anual de 1.30 ± 0.39 , lo que indica que existe un dominio de las partículas más pequeñas, probablemente de tipo antropogénico dada la influencia de los núcleos urbanos e industriales próximos, aunque se compensa parcialmente en la media anual debido a los frecuentes episodios de partículas gruesas y la presencia variable de las sales de origen marino mediterráneo.
8. De la observación de la dependencia temporal de las distribuciones de tamaño se deduce que las variaciones estacionales de la turbiedad vienen determinadas especialmente por los cambios en el aporte de aerosoles del modo grueso y en una menor medida del modo de acumulación.

El volumen modal de acumulación posee una mayor variabilidad día a día. El motivo de esta variabilidad podría encontrarse en el distinto origen de las partículas, siendo más bien antropogénico en el caso de las partículas finas (más variable día a día) y natural en el caso de las partículas gruesas (sometido a la estacionalidad de la circulación general).

Por otro lado, el radio modal grueso aparece completamente independiente de la época del año, mientras que el radio de acumulación posee valores ligeramente mayores durante los meses de verano.

Esto resulta sorprendente, ya que el aporte de aerosoles de origen desértico hace pensar en un incremento tanto en la cantidad de partículas como en su tamaño. Sin embargo únicamente se detecta un incremento del volumen modal. En cambio sí que somos capaces de observar un ligero aumento del radio modal de acumulación, apuntando probablemente al hecho de que las intrusiones de polvo se producen en ambos modos, siendo el modo de acumulación más sensible o de tamaño apreciablemente diferente; el modo grueso local, probablemente debido a las sales marinas y partículas de suelo, no diferiría mucho del tamaño de las partículas minerales traídas desde el sur.

9. El modo secundario observado en el espesor óptico durante el mes de Marzo se repite en algunos parámetros de ajuste bimodal, lo cuál es muy informativo. Estos dos parámetros son el volumen modal grueso y de forma menos apreciable el radio modal de acumulación. Así pues el origen de dicho máximo secundario parece obedecer al mismo mecanismo que produce el máximo estival, es decir, una aportación mayor de partículas gruesas y en menor medida de partículas finas, siendo estas últimas ligeramente mayores que las de tipo dominante en nuestra área el resto del año.
10. Los valores más frecuentes del radio efectivo se encuentran entre $0.10 - 0.12 \mu\text{m}$, con un máximo $0.38 \mu\text{m}$. Su valor no es muy variable a lo largo del año, aunque los percentiles son mayores durante los meses de Mayo a Septiembre, indicando mayor número de superaciones ocurridas en estos meses.

11. En cuanto al índice de refracción, su parte real muestra valores mayores en los meses de verano (1.40 – 1.60) y menores en los de invierno (por debajo de 1.40), lo cuál está de acuerdo con las anteriores afirmaciones sobre el dominio de las partículas de tipo mineral en los meses estivales, incluso con contribuciones de hollines, que poseen un índice mayor.

La parte imaginaria del índice en cambio no muestra ningún tipo de patrón temporal. En general los resultados indicarían un panorama dominado por partículas poco absorbentes, con un promedio anual de -0.009 ± 0.006 . Las distribuciones de frecuencia muestran que en invierno se desplaza el máximo hacia menores índices respecto a los valores otoñales.

En cualquier caso, la determinación del índice de refracción continúa siendo relativamente incierta y no pueden extraerse conclusiones definitivas, especialmente cuando trabajamos con espesores ópticos muy bajos (lo que ocurre en otoño e invierno).

12. La inexistencia de una variabilidad anual clara en la parte imaginaria del índice de refracción se repite en el albedo de dispersión simple, ya que ambas magnitudes se encuentran íntimamente ligadas. Lo mismo ocurre con la incertidumbre. El promedio anual del albedo es de 0.90 ± 0.05 , encontrándose el máximo de frecuencia entre 0.90 y 0.94.

13. El parámetro de asimetría muestra valores ligeramente menores en los meses de invierno, aunque no resulta una tendencia verdaderamente significativa.

14. El vapor de agua en cambio sí que demuestra una variabilidad temporal muy nítida, con máximos en los meses de Julio y Agosto y mínimos en los de Enero y Febrero.

El vapor de agua además es una magnitud de importancia en el estudio de los fenómenos de higroscopía de las partículas; de hecho existe una clara correlación entre el contenido en vapor de agua y la turbiedad atmosférica debida a los aerosoles. Esta correlación se descubre también con el volumen modal grueso, que resulta más sensible que el de acumulación a los cambios en el vapor de agua. No concluimos de todos modos que exista una relación causa - efecto directa entre ambas magnitudes, que ha de ser estudiada con más detalle.

15. El espesor óptico resulta significativamente dependiente de la masa de aire. Las mayores turbiedades se obtienen cuando la masa de aire dominante proviene del Norte de África. Los mínimos en cambio se obtienen con las masas de aire de tipo polar - ártico.

16. El exponente de Ångström al mismo tiempo posee una tendencia inversa, con máximos en las masas de tipo europeo y mínimos en las clases tropical - africana.

Las tendencias del espesor óptico y el exponente de Ångström resultan coherentes con las dependencias encontradas en las distribuciones de tamaño. El mayor aporte de partículas pequeñas se produce cuando las masas atraviesan el continente europeo o son de tipo local, apuntando a la influencia de las partículas de origen antropogénico, relacionadas con la polución urbana e industrial.

Inversamente, el mayor aporte de partículas gruesas se produce cuando las masas dominantes son de origen africano y tropical.

17. La parte real del índice de refracción muestra asimismo que los mayores valores se obtienen en masas de origen meridional; las originadas en Europa o de tipo local poseen valores menores, entre los valores típicos de partículas de sal marina y los sulfatos de origen antropogénico. En cualquier modo, valores propios de partículas minerales no se observan con excesiva frecuencia.
18. La parte imaginaria y el albedo de dispersión simple muestran el dominio de aerosoles menos absorbentes cuando son transportados desde las regiones desérticas. Los más absorbentes aparecen cuando las masas atraviesan el continente europeo pero también cuando proceden del océano Atlántico. De nuevo, la incertidumbre involucrada no permite realizar afirmaciones definitivas. Los valores obtenidos con masas atlánticas limpias poseen mayor incertidumbre incluso.
19. El radio efectivo y el parámetro de asimetría muestra comportamientos paralelos, indicando de nuevo la existencia de mayores partículas cuando las masas de aire son de tipo africano que europeo o atlántico.
20. Por último, el vapor de agua posee una tendencia a priori extraña, ya que encontramos sus máximos en las masas desérticas. Sin embargo la mayor temperatura de las masas meridionales y su paso por regiones de mares templados parece ser el motivo de que el contenido en vapor de agua precipitable, que no de humedad relativa, sean mayores. La simultaneidad entre el contenido en vapor de agua y el tipo de aerosol dominante en estas masas (mineral grueso) hacen pensar que la correlación entre el espesor óptico y el vapor de agua haya de ser estudiada con más detalle, algo que no ocurre en la literatura habitualmente.

Perspectivas futuras.

Aunque hablar de climatología local de aerosoles pueda parecer un atrevimiento excesivo, dado el breve período temporal del que disponemos medidas fotométricas, lo cierto es que resulta urgente caracterizar globalmente este componente atmosférico de la manera temporalmente más representativa si queremos poder afinar mejor las predicciones de los modelos climatológicos actuales.

Por ello, el estudio actual debe prolongarse durante los próximos años, con el objetivo de obtener una estadística más precisa y que puedan ser dilucidadas algunas de las dudas exhibidas en el estado actual del trabajo. Ello conlleva a una revisión periódica de los resultados y su análisis, a realizar en el futuro. También se contempla en este sentido la caracterización de la dependencia espectral del índice de refracción y el albedo de dispersión simple, no abordada en esta memoria.

Los métodos de inversión son herramientas muy potentes que permiten obtener todos aquellos parámetros necesarios para caracterizar completamente los aerosoles atmosféricos. Sin embargo, existen en la actualidad varios códigos cuya fiabilidad no ha sido aún contrastada de forma adecuada. En este sentido existe un trabajo recientemente iniciado en colaboración con otros grupos de la red EUROSKYRAD que pretende tanto estimar las incertidumbres asociadas a los diferentes parámetros obtenidos con el código SKYRAD en su versión 3 y 4, como comparar los resultados obtenidos con los diversos métodos existentes en la actualidad, especialmente los oficiales de las redes internacionales AERONET y SKYNET.

La elección de un adecuado método de calibración de la componente directa es algo crucial para minimizar la incertidumbre del espesor óptico. Existen varios métodos, algunos de los cuales fueron testeados durante el desarrollo de esta tesis. Sin embargo, resulta complicado encontrar las condiciones adecuadas para poder realizar las calibraciones. Por ello se está trabajando en un método de calibración in-situ que ofrezca la posibilidad de obtener una calibración lo suficientemente precisa sin necesidad de trasladar el instrumento de su estación habitual, lo que redundaría en un menor gasto de mantenimiento y una mayor disponibilidad del fotómetro, así como permite realizar un mejor seguimiento temporal de las derivas de los coeficientes.

Resulta conveniente estudiar el acoplamiento de las contribuciones regionales y remotas a la atmósfera local. Para ello es necesario aumentar la resolución temporal y abordar la variabilidad diaria. Parte de este trabajo ha sido ya desarrollado y presentado en diferentes reuniones de carácter científico, en relación con el efecto de las brisas marinas [Estellés et al., 2004a], episodios estacionales de polución por quema de biomasa [Estellés et al., 2005c] o episodios de intrusiones desérticas [Estellés et al., 2005b] pero es conveniente ampliarlos para extraer conclusiones más generales, así como tratar otras situaciones de interés tales como el efecto de la humedad en los aerosoles higroscópicos.

Esta tesis ha sido diseñada con un objetivo claramente cuantitativo, tratando de caracterizar una serie de parámetros que describen de forma cerrada las propiedades de los aerosoles atmosféricos. En la discusión de los resultados obtenidos hemos sufrido una clara limitación, relacionada con el hecho de que la región de estudio es compleja, y no permite obtener propiedades de aerosoles puros. Las propiedades obtenidas se refieren a una mezcla compleja de aerosoles sometidos a diversos procesos físicos, y sería deseable poder conocer qué tipo de aerosoles han intervenido en esa mezcla de la que nosotros hemos obtenido unos parámetros efectivos. Esta línea de investigación se encuentra en

este momento en desarrollo en el grupo y permitirá en un futuro poder extraer información cualitativa del tipo de aerosoles que forman las mezclas complejas reales.

Como proyectos de futuro quedan también otros aspectos no iniciados todavía, como por ejemplo la aplicación del método de inversión SKYRAD versión 4 a la radiancia obtenida a través de la medida de los planos principales, así como el empleo de las medidas de espesor óptico en el proceso de inversión o la inclusión de la longitud de onda 1640 nm en su CTR. La reciente adquisición de un equipo LIDAR permitirá también en un futuro la caracterización vertical de los aerosoles, completando la visión aquí generada y posibilitando verificar los estudios meteorológicos a escala local y regional.

Anexo A

Tablas. Caracterización de aerosoles.

En este anexo se presentan los resúmenes de todos los parámetros físicos y radiativos de los aerosoles presentados en el capítulo 4: espesor óptico de aerosoles a 440, 500, 670, 870 y 1020 nm (k_{a440} , k_{a500} , k_{a670} , k_{a870} , k_{a1020}) exponente de Ångström (α), parámetros de ajuste de la distribución de tamaños (V_f , V_g , r_f , r_g , σ_f , σ_g), radio efectivo de la distribución (r_{eff}), parte real (n) e imaginaria (k) del índice de refracción, albedo de dispersión simple (w_0), parámetro de asimetría (g) y contenido en agua precipitable en la columna atmosférica (w). Estos resultados se muestran en forma tabulada, mes a mes y con un el valor anual resultante. La estadística mostrada se refiere al valor promedio, su desviación estándar, la mediana, los percentiles U5 y U95, el número de días empleado en al estadística y el número de meses incluidos en el estudio.

Tabla A.1: Resumen mensual y anual del espesor óptico de aerosoles a 500nm en el período de medida 2002 - 2005: Promedio \bar{k}_{a440} , desviación estándar σ , mediana $\langle k_{a440} \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$, número de días N y número de meses de la estadística M .

Mes	\bar{k}_{a440}	σ	$\langle k_{a440} \rangle$	$U5$	$U95$	N	M
Ene	0.11	0.08	0.08	0.04	0.28	71	4
Feb	0.19	0.13	0.15	0.05	0.43	41	3
Mar	0.24	0.21	0.18	0.04	0.71	42	3
Abr	0.21	0.14	0.19	0.07	0.56	58	4
May	0.23	0.12	0.21	0.07	0.46	72	4
Jun	0.34	0.12	0.32	0.13	0.55	90	4
Jul	0.38	0.15	0.38	0.15	0.67	82	4
Ago	0.30	0.16	0.28	0.09	0.65	57	3
Sep	0.29	0.16	0.25	0.09	0.66	38	2
Oct	0.14	0.12	0.10	0.04	0.38	52	3
Nov	0.14	0.12	0.08	0.03	0.37	51	3
Dic	0.08	0.06	0.06	0.03	0.20	41	3
Anual	0.22	0.13	0.19	0.07	0.49	695	40

Tabla A.2: Resumen mensual y anual del espesor óptico de aerosoles a 500nm en el período de medida 2002 - 2005: Promedio \bar{k}_{a500} , desviación estándar σ , mediana $\langle k_{a500} \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$, número de días N y número de meses de la estadística M .

Mes	\bar{k}_{a500}	σ	$\langle k_{a500} \rangle$	$U5$	$U95$	N	M
Ene	0.09	0.07	0.07	0.03	0.23	71	4
Feb	0.16	0.12	0.12	0.04	0.35	41	3
Mar	0.21	0.94	0.14	0.03	0.62	42	3
Abr	0.18	0.12	0.15	0.05	0.48	58	4
May	0.19	0.10	0.17	0.06	0.41	72	4
Jun	0.29	0.11	0.27	0.10	0.47	90	4
Jul	0.32	0.14	0.32	0.11	0.62	82	4
Ago	0.25	0.14	0.23	0.07	0.54	57	3
Sep	0.25	0.15	0.20	0.06	0.61	38	2
Oct	0.12	0.10	0.08	0.03	0.35	52	3
Nov	0.11	0.11	0.06	0.02	0.32	51	3
Dic	0.07	0.05	0.05	0.02	0.16	41	3
Anual	0.19	0.12	0.16	0.05	0.43	695	40

Tabla A.3: Resumen mensual y anual del espesor óptico de aerosoles a 500nm en el período de medida 2002 - 2005: Promedio \bar{k}_{a670} , desviación estándar σ , mediana $\langle k_{a670} \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$, número de días N y número de meses de la estadística M .

Mes	\bar{k}_{a670}	σ	$\langle k_{a670} \rangle$	$U5$	$U95$	N	M
Ene	0.06	0.05	0.05	0.02	0.14	71	4
Feb	0.10	0.08	0.07	0.02	0.23	41	3
Mar	0.15	0.16	0.09	0.03	0.51	42	3
Abr	0.12	0.08	0.10	0.03	0.32	58	4
May	0.13	0.08	0.12	0.04	0.32	72	4
Jun	0.21	0.10	0.19	0.07	0.39	90	4
Jul	0.23	0.13	0.21	0.07	0.50	82	4
Ago	0.18	0.12	0.16	0.05	0.43	57	3
Sep	0.17	0.13	0.14	0.04	0.54	38	2
Oct	0.08	0.08	0.05	0.02	0.30	52	3
Nov	0.08	0.08	0.04	0.01	0.28	51	3
Dic	0.05	0.03	0.04	0.02	0.11	41	3
Anual	0.13	0.09	0.10	0.04	0.34	695	40

Tabla A.4: Resumen mensual y anual del espesor óptico de aerosoles a 500nm en el período de medida 2002 - 2005: Promedio \bar{k}_{a870} , desviación estándar σ , mediana $\langle k_{a870} \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$, número de días N y número de meses de la estadística M .

Mes	\bar{k}_{a870}	σ	$\langle k_{a870} \rangle$	$U5$	$U95$	N	M
Ene	0.05	0.04	0.04	0.01	0.12	71	4
Feb	0.07	0.06	0.05	0.02	0.18	41	3
Mar	0.11	0.14	0.06	0.02	0.42	42	3
Abr	0.09	0.06	0.07	0.02	0.23	58	4
May	0.10	0.07	0.08	0.03	0.28	72	4
Jun	0.17	0.10	0.14	0.05	0.36	90	4
Jul	0.18	0.12	0.14	0.06	0.46	82	4
Ago	0.14	0.11	0.10	0.04	0.37	57	3
Sep	0.13	0.12	0.10	0.03	0.49	38	2
Oct	0.07	0.07	0.04	0.01	0.27	52	3
Nov	0.06	0.06	0.04	0.01	0.20	51	3
Dic	0.04	0.03	0.03	0.01	0.10	41	3
Anual	0.10	0.08	0.07	0.03	0.29	695	40

Tabla A.5: Resumen mensual y anual del espesor óptico de aerosoles a 500nm en el período de medida 2002 - 2005: Promedio \bar{k}_{a1020} , desviación estándar σ , mediana $\langle k_{a1020} \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$, número de días N y número de meses de la estadística M .

Mes	\bar{k}_{a1020}	σ	$\langle k_{a1020} \rangle$	$U5$	$U95$	N	M
Ene	0.04	0.03	0.03	0.01	0.12	71	4
Feb	0.06	0.05	0.04	0.02	0.15	41	3
Mar	0.10	0.13	0.06	0.02	0.35	42	3
Abr	0.08	0.05	0.06	0.02	0.20	58	4
May	0.09	0.07	0.08	0.03	0.24	72	4
Jun	0.16	0.10	0.13	0.05	0.34	90	4
Jul	0.16	0.11	0.13	0.05	0.44	82	4
Ago	0.13	0.11	0.10	0.04	0.36	57	3
Sep	0.12	0.11	0.09	0.03	0.48	38	2
Oct	0.07	0.07	0.04	0.01	0.26	52	3
Nov	0.05	0.05	0.04	0.01	0.17	51	3
Dic	0.04	0.02	0.03	0.02	0.09	41	3
Anual	0.09	0.07	0.07	0.03	0.27	695	40

Tabla A.6: Resumen mensual y anual del exponente α en el período de medida 2002 - 2005: Promedio $\bar{\alpha}$, desviación estándar σ , mediana $\langle \alpha \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$, número de días N y número de meses de la estadística M .

Mes	$\bar{\alpha}$	σ	$\langle \alpha \rangle$	$U5$	$U95$	N	M
Ene	1.27	0.48	1.42	0.31	1.88	71	4
Feb	1.45	0.39	1.47	0.77	1.98	41	3
Mar	1.32	0.42	1.34	0.69	1.91	42	3
Abr	1.32	0.31	1.30	0.85	1.75	58	4
May	1.31	0.36	1.30	0.53	1.78	72	4
Jun	1.19	0.46	1.27	0.34	1.82	90	4
Jul	1.28	0.39	1.37	0.43	1.71	82	4
Ago	1.21	0.36	1.23	0.50	1.72	57	3
Sep	1.37	0.38	1.52	0.44	1.77	38	2
Oct	1.29	0.44	1.27	0.59	2.10	52	3
Nov	1.43	0.35	1.47	0.84	2.02	51	3
Dic	1.19	0.38	1.20	0.52	1.68	41	3
Anual	1.30	0.39	1.35	0.57	1.84	695	40

Tabla A.7: Resumen mensual y anual del parámetro V_f en el período de medida 2002 - 2005: Promedio $\overline{V_f}$, desviación estándar σ , mediana $\langle V_f \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N y número de meses de la estadística M . Unidades: $[\mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2]$.

Mes	$\overline{V_f}$	σ	$\langle V_f \rangle$	$U5$	$U95$	N	M
Ene	0.18	0.34	0.04	0.005	1.06	71	4
Feb	0.39	0.68	0.20	0.014	1.19	40	3
Mar	0.19	0.28	0.09	0.013	0.49	42	3
Abr	0.23	0.28	0.08	0.022	0.88	59	4
May	0.22	0.40	0.10	0.027	0.85	71	4
Jun	0.22	0.23	0.13	0.030	0.78	89	4
Jul	0.27	0.29	0.20	0.047	0.58	82	4
Ago	0.23	0.26	0.10	0.030	0.98	57	3
Sep	0.38	0.80	0.18	0.026	0.98	40	2
Oct	0.08	0.12	0.04	0.011	0.34	50	3
Nov	0.10	0.12	0.06	0.016	0.38	50	3
Dic	0.05	0.07	0.02	0.007	0.23	41	3
Anual	0.21	0.32	0.10	0.02	0.73	692	40

Tabla A.8: Resumen mensual y anual del parámetro V_g en el período de medida 2002 - 2005: Promedio $\overline{V_g}$, desviación estándar σ , mediana $\langle V_g \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N y número de meses de la estadística M . Unidades: $[\mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2]$.

Mes	$\overline{V_g}$	σ	$\langle V_g \rangle$	$U5$	$U95$	N	M
Jan	0.028	0.029	0.020	0.005	0.10	71	4
Feb	0.023	0.024	0.014	0.003	0.05	40	3
Mar	0.047	0.066	0.026	0.005	0.17	41	3
Apr	0.038	0.023	0.037	0.004	0.08	58	4
May	0.062	0.074	0.042	0.014	0.16	70	4
Jun	0.145	0.300	0.073	0.019	0.48	89	4
Jul	0.087	0.063	0.065	0.024	0.20	82	4
Aug	0.075	0.062	0.051	0.018	0.18	57	3
Sep	0.062	0.043	0.049	0.018	0.15	40	2
Oct	0.038	0.039	0.024	0.006	0.14	50	3
Nov	0.035	0.035	0.026	0.006	0.11	48	3
Dec	0.023	0.019	0.018	0.005	0.08	41	3
Anual	0.055	0.065	0.037	0.011	0.16	687	40

Tabla A.9: Resumen mensual y anual del parámetro r_f en el período de medida 2002 - 2005: Promedio \bar{r}_f , desviación estándar σ , mediana $\langle r_f \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N y número de meses de la estadística M . Unidades: $[\mu\text{m}]$.

Mes	\bar{r}_f	σ	$\langle r_f \rangle$	$U5$	$U95$	N	M
Jan	0.049	0.037	0.048	0.003	0.10	71	4
Feb	0.050	0.080	0.022	0.001	0.25	40	3
Mar	0.059	0.065	0.039	0.004	0.22	42	3
Apr	0.049	0.043	0.036	0.006	0.13	59	4
May	0.050	0.042	0.044	0.006	0.16	70	4
Jun	0.069	0.072	0.047	0.012	0.22	89	4
Jul	0.065	0.079	0.039	0.012	0.23	82	4
Aug	0.066	0.068	0.055	0.013	0.28	57	3
Sep	0.055	0.069	0.037	0.001	0.24	40	2
Oct	0.066	0.045	0.055	0.018	0.18	50	3
Nov	0.055	0.043	0.049	0.016	0.12	50	3
Dec	0.056	0.022	0.057	0.018	0.09	41	3
Anual	0.057	0.055	0.044	0.009	0.19	692	40

Tabla A.10: Resumen mensual y anual del parámetro r_g en el período de medida 2002 - 2005: Promedio \bar{r}_g , desviación estándar σ , mediana $\langle r_g \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N y número de meses de la estadística M . Unidades: μm .

Mes	\bar{r}_g	σ	$\langle r_g \rangle$	$U5$	$U95$	N	M
Jan	1.85	0.64	1.82	0.96	2.82	71	4
Feb	1.61	0.65	1.59	0.25	2.18	40	3
Mar	1.66	0.36	1.63	1.01	2.20	41	3
Apr	1.84	0.60	1.79	1.16	2.46	58	4
May	1.98	0.48	1.93	1.41	2.82	70	4
Jun	1.86	0.42	1.80	1.34	2.61	89	4
Jul	1.87	0.28	1.90	1.35	2.25	82	4
Aug	1.73	0.38	1.72	1.27	2.31	57	3
Sep	1.77	0.29	1.84	1.27	2.22	40	2
Oct	1.62	0.30	1.61	1.18	2.24	50	3
Nov	1.94	0.61	1.86	1.32	2.66	48	3
Dec	1.77	0.56	1.70	1.22	2.39	41	3
Anual	1.79	0.47	1.77	1.14	2.43	687	40

Tabla A.11: Resumen mensual y anual del parámetro σ_f en el período de medida 2002 - 2005: Promedio $\overline{\sigma_f}$, desviación estándar σ , mediana $\langle \sigma_f \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N y número de meses de la estadística M .

Mes	$\overline{\sigma_f}$	σ	$\langle \sigma_f \rangle$	$U5$	$U95$	N	M
Jan	2.67	1.35	2.07	1.72	5.89	71	4
Feb	3.87	3.06	2.83	1.89	8.81	40	3
Mar	3.10	1.55	2.62	1.87	5.52	42	3
Apr	2.88	0.86	2.57	1.97	4.63	59	4
May	2.87	1.28	2.45	1.88	6.29	71	4
Jun	2.76	1.32	2.49	1.95	3.72	89	4
Jul	3.01	1.29	2.66	1.95	5.95	82	4
Aug	2.42	0.61	2.35	1.83	3.30	57	3
Sep	2.94	1.83	2.47	1.79	4.78	40	2
Oct	2.21	0.49	2.00	1.71	3.30	50	3
Nov	2.22	0.60	2.02	1.60	3.20	50	3
Dec	2.14	0.41	2.03	1.72	3.16	41	3
Anual	2.77	1.22	2.38	1.82	4.88	692	40

Tabla A.12: Resumen mensual y anual del parámetro σ_g en el período de medida 2002 - 2005: Promedio $\overline{\sigma_g}$, desviación estándar σ , mediana $\langle \sigma_g \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N y número de meses de la estadística M .

Mes	$\overline{\sigma_g}$	σ	$\langle \sigma_g \rangle$	$U5$	$U95$	N	M
Jan	2.09	0.56	1.97	1.39	3.33	71	4
Feb	2.46	0.79	2.33	1.51	3.97	40	3
Mar	2.13	0.60	1.90	1.56	3.33	41	3
Apr	2.28	0.53	2.29	1.52	3.23	58	4
May	2.21	0.37	2.22	1.62	2.77	70	4
Jun	2.16	0.48	2.14	1.57	2.88	89	4
Jul	2.20	0.43	2.26	1.55	2.73	82	4
Aug	2.09	0.51	1.94	1.47	2.99	57	3
Sep	2.05	0.42	2.08	1.44	2.65	40	2
Oct	1.78	0.31	1.71	1.35	2.38	50	3
Nov	2.08	0.44	1.98	1.53	2.95	48	3
Dec	1.85	0.37	1.77	1.43	2.45	40	3
Anual	2.12	0.48	2.05	1.50	2.97	687	40

Tabla A.13: Resumen mensual y anual del radio efectivo en el período de medida 2002 - 2005: Promedio \bar{r}_{eff} , desviación estándar σ , mediana $\langle r_{eff} \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N y número de meses de la estadística M . Unidades: μm .

Mes	\bar{r}_{eff}	σ	$\langle r_{eff} \rangle$	$U5$	$U95$	N	M
Ene	0.11	0.01	0.10	0.09	0.14	40	4
Feb	0.11	0.02	0.11	0.09	0.16	39	3
Mar	0.13	0.04	0.12	0.10	0.23	36	3
Abr	0.12	0.02	0.11	0.10	0.17	51	4
May	0.12	0.03	0.11	0.10	0.16	60	4
Jun	0.14	0.07	0.11	0.10	0.36	72	4
Jul	0.12	0.04	0.11	0.10	0.23	63	4
Ago	0.12	0.04	0.11	0.10	0.16	52	3
Sep	0.12	0.05	0.11	0.10	0.20	28	2
Oct	0.12	0.04	0.11	0.10	0.21	30	3
Nov	0.12	0.03	0.11	0.09	0.20	33	3
Dic	0.11	0.01	0.10	0.09	0.13	21	3
Anual	0.12	0.03	0.11	0.10	0.20	687	40

Tabla A.14: Resumen mensual y anual de n en el período de medida 2002 - 2005: Promedio \bar{n} , desviación estándar σ , mediana $\langle n \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N y número de meses de la estadística M .

Mes	\bar{n}	σ	$\langle n \rangle$	$U5$	$U95$	N	M
Ene	1.37	0.02	1.36	1.35	1.40	40	4
Feb	1.38	0.03	1.37	1.35	1.42	39	3
Mar	1.39	0.04	1.38	1.35	1.51	36	3
Abr	1.39	0.04	1.38	1.35	1.48	51	4
May	1.39	0.04	1.38	1.35	1.45	60	4
Jun	1.40	0.06	1.38	1.35	1.54	72	4
Jul	1.39	0.04	1.38	1.35	1.48	63	4
Ago	1.39	0.05	1.38	1.35	1.50	52	3
Sep	1.38	0.04	1.37	1.35	1.47	28	2
Oct	1.38	0.03	1.37	1.35	1.42	30	3
Nov	1.38	0.02	1.37	1.35	1.43	33	3
Dic	1.37	0.02	1.36	1.35	1.40	21	3
Anual	1.38	0.04	1.37	1.35	1.50	525	40

Tabla A.15: Resumen mensual y anual de k en el período de medida 2002 - 2005: Promedio \bar{k} , desviación estándar σ , mediana $\langle k \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N y número de meses de la estadística M .

Mes	\bar{k}	σ	$\langle k \rangle$	$U5$	$U95$	N	M
Ene	-0.013	0.007	-0.012	-0.027	-0.003	40	4
Feb	-0.011	0.005	-0.010	-0.021	-0.004	39	3
Mar	-0.008	0.005	-0.006	-0.017	-0.000	36	3
Abr	-0.009	0.005	-0.008	-0.020	-0.003	51	4
May	-0.011	0.006	-0.010	-0.021	-0.003	60	4
Jun	-0.008	0.006	-0.007	-0.015	-0.003	72	4
Jul	-0.007	0.004	-0.006	-0.013	-0.002	63	4
Ago	-0.009	0.006	-0.008	-0.024	-0.002	52	3
Sep	-0.006	0.006	-0.004	-0.015	-0.001	28	2
Oct	-0.007	0.006	-0.004	-0.019	-0.001	30	3
Nov	-0.009	0.008	-0.007	-0.028	-0.000	33	3
Dic	-0.007	0.006	-0.006	-0.015	-0.000	21	3
Anual	-0.009	0.006	-0.007	-0.020	-0.002	525	40

Tabla A.16: Resumen mensual y anual de w_0 en el período de medida 2002 - 2005: Promedio \bar{w}_0 , desviación estándar σ , mediana $\langle w_0 \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N y número de meses de la estadística M .

Mes	\bar{w}_0	σ	$\langle w_0 \rangle$	$U5$	$U95$	N	M
Ene	0.88	0.06	0.87	0.78	0.97	40	4
Feb	0.90	0.04	0.90	0.79	0.95	39	3
Mar	0.92	0.05	0.92	0.82	0.99	36	3
Abr	0.90	0.04	0.90	0.83	0.95	51	4
May	0.88	0.05	0.89	0.80	0.94	60	4
Jun	0.90	0.04	0.91	0.84	0.95	72	4
Jul	0.91	0.03	0.91	0.86	0.97	63	4
Ago	0.89	0.05	0.90	0.78	0.97	52	3
Sep	0.92	0.05	0.92	0.85	0.99	28	2
Oct	0.92	0.06	0.94	0.80	0.98	30	3
Nov	0.91	0.07	0.92	0.75	1.00	33	3
Dic	0.92	0.06	0.92	0.87	1.00	21	3
Anual	0.90	0.05	0.91	0.81	0.97	525	40

Tabla A.17: Resumen mensual y anual del parámetro de asimetría en el período de medida 2002 - 2005: Promedio \bar{g} , desviación estándar σ , mediana $\langle g \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N y número de meses de la estadística M .

Mes	\bar{g}	σ	$\langle g \rangle$	$U5$	$U95$	N	M
Ene	0.65	0.03	0.65	0.60	0.71	40	4
Feb	0.67	0.05	0.68	0.58	0.74	39	3
Mar	0.68	0.04	0.68	0.59	0.74	36	3
Abr	0.67	0.03	0.67	0.62	0.73	51	4
May	0.68	0.03	0.68	0.64	0.73	60	4
Jun	0.68	0.03	0.68	0.62	0.74	72	4
Jul	0.67	0.03	0.67	0.63	0.73	63	4
Ago	0.67	0.03	0.66	0.62	0.73	52	3
Sep	0.67	0.04	0.67	0.61	0.74	28	2
Oct	0.68	0.04	0.67	0.61	0.74	30	3
Nov	0.67	0.05	0.66	0.59	0.76	33	3
Dic	0.65	0.05	0.65	0.58	0.72	21	3
Anual	0.67	0.04	0.67	0.61	0.73	687	40

Tabla A.18: Resumen mensual y anual del exponente w en el período de medida 2002 - 2005: Promedio \bar{w} , desviación estándar σ , mediana $\langle w \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$, número de días N y número de meses de la estadística M . Unidades: cm.

Mes	\bar{w}	σ	$\langle w \rangle$	$U5$	$U95$	N	M
Ene	1.04	0.38	1.02	0.40	1.72	71	4
Feb	1.05	0.35	1.00	0.49	1.69	41	3
Mar	1.29	0.54	1.25	0.57	2.15	42	3
Abr	1.55	0.45	1.64	0.79	2.25	58	4
May	1.98	0.49	1.95	1.19	2.75	72	4
Jun	2.79	0.47	2.81	2.01	3.55	90	4
Jul	3.02	0.54	3.06	2.10	3.75	82	4
Ago	3.02	0.63	3.03	1.83	4.04	57	3
Sep	2.71	0.70	2.66	1.49	3.78	38	2
Oct	2.12	0.59	2.19	1.32	3.08	52	3
Nov	1.52	0.45	1.56	0.67	2.24	51	3
Dic	1.34	0.42	1.36	0.70	1.96	41	3
Anual	1.95	0.50	1.96	1.13	2.75	695	40

Anexo B

Tablas. Clasificación de masas de aire.

En este anexo se presentan los resúmenes mensuales y su promedio anual de los índices de las masas de aire básicas (Europea, Africana, Tropical, Polar y Ártica) que se han tratado en el capítulo 5. También se presentan los resúmenes de la clasificación de los parámetros físicos y radiativos de los aerosoles en función de las cinco clases básicas de masa de aire, sus subclases, y la clase local. Los parámetros analizados son el espesor óptico de aerosoles a 440, 500, 670, 870 y 1020 nm (k_{a440} , k_{a500} , k_{a670} , k_{a870} y k_{a1020}) exponente de Ångström (α), parámetros de ajuste de la distribución de tamaños ($V_f, V_g, r_f, r_g, \sigma_f, \sigma_g$), radio efectivo de la distribución (r_{eff}), parte real (n) e imaginaria (k) del índice de refracción, albedo de dispersión simple (w_0), parámetro de asimetría (g) y contenido en agua precipitable en la columna atmosférica (w). Estos resultados se muestran tabulados. El resumen estadístico incluye el valor promedio, su desviación estándar, la mediana, los percentiles U5 y U95 y el número de días empleado en la estadística.

Tabla B.1: Resumen mensual y anual del índice ζ''_{EU} en el período de medida 2002 - 2005: Promedio $\overline{\zeta''_{EU}}$, desviación estándar σ , mediana $\langle \zeta''_{EU} \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$, número de días N y número de meses de la estadística M .

Mes	$\overline{\zeta''_{EU}}$	σ	$\langle \zeta''_{EU} \rangle$	$U5$	$U95$	N	M
Ene	15.7	24.2	1.3	0.0	71.4	124	4
Feb	19.5	25.1	6.2	0.0	79.0	112	4
Mar	23.6	29.1	10.2	0.0	85.2	124	4
Abr	20.7	24.7	10.7	0.0	71.0	120	4
May	20.6	26.7	7.8	0.0	79.0	123	4
Jun	22.3	20.3	18.4	0.0	61.6	120	4
Jul	16.8	16.0	14.0	0.0	46.2	125	4
Ago	20.5	24.1	12.6	0.0	73.0	93	3
Sep	19.0	23.8	11.3	0.0	69.7	90	3
Oct	10.5	18.5	0.0	0.0	61.5	92	3
Nov	14.6	23.4	0.5	0.0	72.4	90	3
Dic	17.3	24.9	1.1	0.0	66.7	93	3
Anual	18.4	23.4	7.8	0.0	69.7	1306	43

Tabla B.2: Resumen mensual y anual del índice ζ''_{AF} en el período de medida 2002 - 2005: Promedio $\overline{\zeta''_{AF}}$, desviación estándar σ , mediana $\langle \zeta''_{AF} \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$, número de días N y número de meses de la estadística M .

Mes	$\overline{\zeta''_{AF}}$	σ	$\langle \zeta''_{AF} \rangle$	$U5$	$U95$	N	M
Ene	12.8	23.7	0.0	0	71.9	124	4
Feb	13.9	24.1	0.0	0	66.3	112	4
Mar	21.5	27.4	8.8	0	80.5	124	4
Abr	16.8	21.3	5.8	0	63.3	120	4
May	23.0	26.3	13.7	0	77.3	123	4
Jun	43.5	30.7	45.8	0	90.1	120	4
Jul	31.8	25.9	31.2	0	76.2	125	4
Ago	32.5	27.6	31.2	0	80.3	93	3
Sep	31.8	31.2	24.2	0	87.0	90	3
Oct	22.3	28.6	7.7	0	87.0	92	3
Nov	17.7	26.2	1.2	0	71.4	90	3
Dic	18.8	24.5	5.1	0	71.6	93	3
Anual	23.9	26.5	14.6	0.0	76.9	1306	43

Tabla B.3: Resumen mensual y anual del índice ζ''_{TR} en el período de medida 2002 - 2005: Promedio $\overline{\zeta''_{TR}}$, desviación estándar σ , mediana $\langle \zeta''_{TR} \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$, número de días N y número de meses de la estadística M .

Mes	$\overline{\zeta''_{TR}}$	σ	$\langle \zeta''_{TR} \rangle$	$U5$	$U95$	N	M
Ene	8.4	15.4	0	0	38.0	124	4
Feb	7.8	13.3	0	0	39.2	112	4
Mar	11.4	16.9	2.0	0	49.7	124	4
Abr	8.3	12.7	2.0	0	36.2	120	4
May	9.2	15.6	1.7	0	39.9	123	4
Jun	5.9	9.3	2.6	0	22.1	120	4
Jul	10.7	12.2	6.8	0	33.7	125	4
Ago	11.6	15.5	5.6	0	46.1	93	3
Sep	10.0	13.6	3.8	0	41.3	90	3
Oct	14.8	21.8	4.8	0	64.1	92	3
Nov	8.8	13.5	1.4	0	37.9	90	3
Dic	10.1	14.2	3.1	0	41.4	93	3
Anual	9.8	14.5	2.8	0.0	40.8	1306	43

Tabla B.4: Resumen mensual y anual del índice ζ''_{PO} en el período de medida 2002 - 2005: Promedio $\overline{\zeta''_{PO}}$, desviación estándar σ , mediana $\langle \zeta''_{PO} \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$, número de días N y número de meses de la estadística M .

Mes	$\overline{\zeta''_{PO}}$	σ	$\langle \zeta''_{PO} \rangle$	$U5$	$U95$	N	M
Ene	32.6	30.1	25.8	0	92.3	124	4
Feb	23.5	25.4	14.2	0	74.0	112	4
Mar	22.7	26.1	12.3	0	76.9	124	4
Abr	26.9	27.2	17.9	0	80.6	120	4
May	20.0	22.8	12.1	0	67.0	123	4
Jun	13.9	21.4	3.9	0	68.8	120	4
Jul	21.7	22.7	14.3	0	77.6	125	4
Ago	21.9	24.1	12.3	0	75.0	93	3
Sep	17.5	20.0	9.4	0	57.7	90	3
Oct	29.3	29.6	20.6	0	87.7	92	3
Nov	32.4	27.8	27.1	0	86.0	90	3
Dic	24.2	24.4	18.5	0	76.0	93	3
Anual	23.9	25.1	15.7	0.0	76.6	1306	43

Tabla B.5: Resumen mensual y anual del índice ζ''_{AR} en el período de medida 2002 - 2005: Promedio $\overline{\zeta''_{AR}}$, desviación estándar σ , mediana $\langle \zeta''_{AR} \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$, número de días N y número de meses de la estadística M .

Mes	$\overline{\zeta''_{AR}}$	σ	$\langle \zeta''_{AR} \rangle$	$U5$	$U95$	N	M
Ene	30.5	28.0	24.7	0	82.3	124	4
Feb	35.2	30.2	30.8	0	93.1	112	4
Mar	20.8	25.2	11.7	0	78.3	124	4
Abr	27.2	26.8	18.4	0	88.3	120	4
May	27.3	30.0	14.3	0	91.8	123	4
Jun	14.3	22.8	3.4	0	68.4	120	4
Jul	19.0	23.2	10.0	0	76.4	125	4
Ago	13.6	19.8	3.7	0	59.0	93	3
Sep	21.7	27.2	8.7	0	80.0	90	3
Oct	23.2	27.0	10.4	0	79.7	92	3
Nov	26.6	27.9	14.9	0	83.1	90	3
Dic	29.7	28.7	20.2	0	87.2	93	3
Anual	24.1	26.4	14.3	0.0	80.6	1306	43

Tabla B.6: Características del espesor óptico de aerosoles a 500nm en función de la masa de aire dominante: Promedio $\overline{k_{a440}}$, desviación estándar σ , mediana $\langle k_{a440} \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N .

Masa	$\overline{AOT440}$	σ	$\langle AOT440 \rangle$	$U5$	$U95$	N
AF	0.38	0.15	0.35	0.17	0.70	92
AFEU	0.30	0.12	0.29	0.13	0.49	57
EU	0.21	0.13	0.19	0.07	0.53	52
EUAR	0.19	0.14	0.17	0.04	0.40	55
AR	0.15	0.12	0.11	0.03	0.41	94
ARPO	0.14	0.12	0.10	0.03	0.38	100
PO	0.14	0.10	0.11	0.05	0.36	68
POTR	0.17	0.12	0.13	0.06	0.48	41
TR	0.25	0.19	0.17	0.10	0.59	6
TRAF	0.30	0.19	0.21	0.10	0.67	16
O	0.39	0.12	0.40	0.18	0.64	38

Tabla B.7: Características del espesor óptico de aerosoles a 500nm en función de la masa de aire dominante: Promedio $\overline{k_{a500}}$, desviación estándar σ , mediana $\langle k_{a500} \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N .

Masa	$\overline{AOT500}$	σ	$\langle AOT500 \rangle$	$U5$	$U95$	N
AF	0.33	0.15	0.30	0.15	0.62	92
AFEU	0.25	0.11	0.24	0.10	0.47	57
EU	0.17	0.11	0.15	0.05	0.47	52
EUAR	0.15	0.12	0.13	0.04	0.33	55
AR	0.12	0.10	0.09	0.02	0.33	94
ARPO	0.11	0.10	0.08	0.03	0.32	100
PO	0.12	0.09	0.09	0.04	0.29	68
POTR	0.14	0.10	0.11	0.05	0.41	41
TR	0.22	0.18	0.14	0.09	0.56	6
TRAF	0.30	0.15	0.29	0.05	0.61	17
O	0.33	0.11	0.34	0.14	0.54	38

Tabla B.8: Características del espesor óptico de aerosoles a 500nm en función de la masa de aire dominante: Promedio $\overline{k_{a670}}$, desviación estándar σ , mediana $\langle k_{a670} \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N .

Masa	$\overline{AOT670}$	σ	$\langle AOT670 \rangle$	$U5$	$U95$	N
AF	0.25	0.14	0.10	0.54	0.23	92
AFEU	0.18	0.10	0.07	0.38	0.17	57
EU	0.11	0.08	0.03	0.32	0.09	52
EUAR	0.10	0.09	0.02	0.24	0.08	55
AR	0.08	0.07	0.01	0.22	0.06	94
ARPO	0.08	0.07	0.02	0.22	0.05	100
PO	0.08	0.05	0.03	0.19	0.06	68
POTR	0.10	0.07	0.03	0.27	0.08	41
TR	0.18	0.17	0.07	0.50	0.10	6
TRAF	0.22	0.14	0.04	0.53	0.19	25
O	0.23	0.08	0.09	0.37	0.23	38

Tabla B.9: Características del espesor óptico de aerosoles a 500nm en función de la masa de aire dominante: Promedio $\overline{k_{a870}}$, desviación estándar σ , mediana $\langle k_{a870} \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N .

Masa	$\overline{AOT870}$	σ	$\langle AOT870 \rangle$	$U5$	$U95$	N
AF	0.21	0.13	0.07	0.49	0.17	92
AFEU	0.14	0.10	0.04	0.34	0.12	57
EU	0.08	0.06	0.02	0.22	0.06	52
EUAR	0.07	0.06	0.01	0.18	0.06	55
AR	0.06	0.05	0.01	0.15	0.04	94
ARPO	0.06	0.05	0.01	0.16	0.04	100
PO	0.06	0.04	0.02	0.14	0.05	68
POTR	0.07	0.05	0.02	0.19	0.06	41
TR	0.16	0.16	0.05	0.46	0.08	6
TRAF	0.18	0.13	0.03	0.47	0.16	25
O	0.17	0.07	0.06	0.33	0.16	38

Tabla B.10: Características del espesor óptico de aerosoles a 500nm en función de la masa de aire dominante: Promedio $\overline{k_{a1020}}$, desviación estándar σ , mediana $\langle k_{a1020} \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N .

Masa	$\overline{AOT1020}$	σ	$\langle AOT1020 \rangle$	$U5$	$U95$	N
AF	0.20	0.13	0.06	0.48	0.16	92
AFEU	0.13	0.10	0.04	0.33	0.10	57
EU	0.07	0.05	0.02	0.18	0.06	52
EUAR	0.06	0.06	0.01	0.17	0.05	55
AR	0.06	0.04	0.01	0.13	0.04	94
ARPO	0.05	0.05	0.02	0.13	0.04	100
PO	0.06	0.03	0.02	0.13	0.05	68
POTR	0.07	0.04	0.02	0.17	0.06	41
TR	0.15	0.15	0.05	0.45	0.07	6
TRAF	0.17	0.13	0.03	0.45	0.14	25
O	0.15	0.07	0.05	0.32	0.14	38

Tabla B.11: Características del exponente de Angström en función de la masa de aire dominante: Promedio $\bar{\alpha}$, desviación estándar σ , mediana $\langle \alpha \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N .

Masa	$\bar{\alpha}$	σ	$\langle \alpha \rangle$	$U5$	$U95$	N
AF	1.01	0.44	1.06	0.32	1.67	92
AFEU	1.23	0.46	1.46	0.37	1.73	57
EU	1.59	0.26	1.64	1.09	1.98	52
EUAR	1.50	0.28	1.51	1.04	1.88	55
AR	1.39	0.35	1.49	0.66	1.83	94
ARPO	1.34	0.36	1.36	0.64	1.92	100
PO	1.22	0.43	1.28	0.37	1.75	68
POTR	1.27	0.27	1.30	0.90	1.56	41
TR	0.91	0.40	0.92	0.36	1.35	6
TRAF	1.01	0.36	1.05	0.43	1.49	17
O	1.28	0.31	1.34	0.64	1.75	38

Tabla B.12: Características del volumen modal de acumulación en función de la masa de aire dominante: Promedio \bar{V}_f , desviación estándar σ , mediana $\langle V_f \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N . Unidades: $[\mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2]$.

Masa	\bar{V}_f	σ	$\langle V_f \rangle$	$U5$	$U95$	N
AF	0.17	0.21	0.08	0.03	0.48	92
AFEU	0.24	0.29	0.13	0.03	0.98	57
EU	0.36	0.42	0.24	0.05	1.65	52
EUAR	0.22	0.22	0.15	0.02	0.64	55
AR	0.23	0.57	0.06	0.01	0.79	94
ARPO	0.12	0.18	0.05	0.01	0.47	100
PO	0.17	0.35	0.05	0.00	0.66	68
POTR	0.12	0.15	0.06	0.01	0.50	41
TR	0.07	0.05	0.06	0.01	0.14	6
TRAF	0.11	0.08	0.08	0.04	0.20	17
O	0.38	0.68	0.20	0.04	1.58	38

Tabla B.13: Características del volumen modal grueso en función de la masa de aire dominante: Promedio $\overline{V_g}$, desviación estándar σ , mediana $\langle V_g \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N . Unidades: $[\mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2]$.

Masa	$\overline{V_g}$	σ	$\langle V_g \rangle$	$U5$	$U95$	N
AF	0.155	0.29	0.096	0.012	0.36	92
AFEU	0.085	0.10	0.059	0.017	0.27	59
EU	0.028	0.02	0.021	0.005	0.06	51
EUAR	0.032	0.02	0.025	0.005	0.08	56
AR	0.032	0.03	0.025	0.005	0.07	94
ARPO	0.032	0.03	0.025	0.004	0.08	99
PO	0.040	0.03	0.032	0.011	0.10	70
POTR	0.041	0.03	0.038	0.010	0.08	39
TR	0.087	0.06	0.073	0.029	0.19	6
TRAF	0.112	0.09	0.100	0.014	0.23	21
O	0.092	0.07	0.079	0.009	0.20	37

Tabla B.14: Características del radio modal de acumulación en función de la masa de aire dominante: Promedio $\overline{r_f}$, desviación estándar σ , mediana $\langle r_f \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N . Unidades: μm .

Masa	$\overline{r_f}$	σ	$\langle r_f \rangle$	$U5$	$U95$	N
AF	0.104	0.09	0.065	0.014	0.31	92
AFEU	0.065	0.07	0.037	0.012	0.24	59
EU	0.033	0.03	0.027	0.005	0.08	51
EUAR	0.036	0.03	0.035	0.006	0.09	56
AR	0.040	0.02	0.040	0.004	0.07	94
ARPO	0.049	0.03	0.049	0.012	0.10	99
PO	0.054	0.04	0.052	0.002	0.10	70
POTR	0.055	0.04	0.052	0.008	0.10	39
TR	0.131	0.13	0.079	0.023	0.35	6
TRAF	0.097	0.08	0.062	0.038	0.23	21
O	0.061	0.07	0.041	0.002	0.26	37

Tabla B.15: Características del radio modal grueso en función de la masa de aire dominante: Promedio \bar{r}_g , desviación estándar σ , mediana $\langle r_g \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N . Unidades: μm .

Masa	\bar{r}_g	σ	$\langle r_g \rangle$	$U5$	$U95$	N
AF	1.93	1.5	1.67	1.2	2.8	92
AFEU	2.05	1.8	1.83	1.3	2.8	59
EU	1.67	0.4	1.75	0.9	2.3	51
EUAR	1.88	0.4	1.84	1.3	2.6	56
AR	1.84	0.5	1.84	1.3	2.5	94
ARPO	1.83	0.5	1.77	1.2	2.8	99
PO	1.91	0.6	1.83	1.2	3.4	70
POTR	1.69	0.5	1.81	0.3	2.4	39
TR	1.63	0.4	1.47	1.3	2.1	6
TRAF	1.78	0.4	1.72	1.3	2.4	21
O	1.93	0.4	1.96	1.2	2.3	37

Tabla B.16: Características del parámetro σ del modo de acumulación en función de la masa de aire dominante: Promedio $\bar{\sigma}_f$, desviación estándar σ , mediana $\langle \sigma_f \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N .

Masa	$\bar{\sigma}_f$	σ	$\langle \sigma_f \rangle$	$U5$	$U95$	N
AF	2.68	0.8	2.52	1.9	4.4	92
AFEU	2.71	0.8	2.44	2.0	4.8	59
EU	2.95	1.2	2.58	1.8	5.0	51
EUAR	2.96	1.4	2.49	1.8	5.5	56
AR	2.75	1.5	2.36	1.8	4.6	94
ARPO	2.49	1.5	2.07	1.7	4.1	99
PO	2.57	1.4	2.06	1.7	6.3	70
POTR	2.54	1.1	2.11	1.7	5.7	39
TR	2.56	0.6	2.53	1.6	3.6	6
TRAF	2.70	0.5	2.59	2.0	3.7	21
O	3.38	2.9	2.59	2.0	6.8	37

Tabla B.17: Características del parámetro σ del modo grueso en función de la masa de aire dominante: Promedio $\bar{\sigma}_g$, desviación estándar σ , mediana $\langle \sigma_g \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N .

Masa	$\bar{\sigma}_g$	σ	$\langle \sigma_g \rangle$	$U5$	$U95$	N
AF	2.04	0.54	1.86	1.48	3.23	92
AFEU	2.17	0.45	2.23	1.55	2.88	59
EU	2.43	0.55	2.34	1.63	3.33	51
EUAR	2.35	0.47	2.32	1.67	3.25	56
AR	2.07	0.43	2.05	1.51	2.77	94
ARPO	2.01	0.43	1.90	1.43	2.89	99
PO	1.99	0.42	1.90	1.39	2.70	70
POTR	1.94	0.38	1.86	1.47	2.80	39
TR	1.83	0.44	1.63	1.47	2.46	6
TRAF	1.91	0.34	1.91	1.47	2.50	21
O	2.24	0.43	2.25	1.51	3.04	37

Tabla B.18: Características de la parte real del índice de refracción en función de la masa de aire dominante: Promedio \bar{n} , desviación estándar σ , mediana $\langle n \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N .

Masa	\bar{n}	σ	$\langle n \rangle$	$U5$	$U95$	N
AF	1.41	0.06	1.39	1.35	1.54	69
AFEU	1.39	0.05	1.37	1.35	1.49	49
EU	1.37	0.03	1.36	1.35	1.45	47
EUAR	1.37	0.02	1.37	1.35	1.41	49
AR	1.38	0.03	1.37	1.35	1.42	65
ARPO	1.38	0.03	1.37	1.35	1.42	65
PO	1.39	0.04	1.38	1.35	1.46	41
POTR	1.40	0.05	1.39	1.35	1.51	36
TR	1.40	0.02	1.40	1.37	1.44	6
TRAF	1.40	0.05	1.40	1.35	1.53	16
O	1.39	0.04	1.38	1.35	1.49	30

Tabla B.19: Características de la parte imaginaria del índice de refracción en función de la masa de aire dominante: Promedio \bar{k} , desviación estándar σ , mediana $\langle k \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N .

Masa	\bar{k}	σ	$\langle k \rangle$	$U5$	$U95$	N
AF	-0.007	0.005	-0.006	-0.019	-0.001	69
AFEU	-0.007	0.005	-0.006	-0.014	-0.001	49
EU	-0.011	0.008	-0.010	-0.022	-0.003	47
EUAR	-0.010	0.005	-0.009	-0.017	-0.001	49
AR	-0.010	0.006	-0.009	-0.019	-0.003	65
ARPO	-0.011	0.007	-0.010	-0.021	-0.002	65
PO	-0.008	0.007	-0.006	-0.024	-0.0003	41
POTR	-0.010	0.007	-0.009	-0.028	-0.002	36
TR	-0.008	0.008	-0.007	-0.024	-0.0009	6
TRAF	-0.006	0.003	-0.006	-0.014	-0.003	16
O	-0.006	0.003	-0.006	-0.011	-0.002	30

Tabla B.20: Características del albedo de dispersión simple de aerosoles en función de la masa de aire dominante: Promedio \bar{w}_0 , desviación estándar σ , mediana $\langle w_0 \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N .

Masa	\bar{w}_0	σ	$\langle w_0 \rangle$	$U5$	$U95$	N
AF	0.91	0.04	0.91	0.83	0.97	69
AFEU	0.91	0.04	0.92	0.85	0.98	49
EU	0.89	0.06	0.89	0.80	0.96	47
EUAR	0.89	0.04	0.89	0.82	0.98	49
AR	0.89	0.05	0.90	0.82	0.97	65
ARPO	0.89	0.06	0.89	0.78	0.97	65
PO	0.91	0.06	0.92	0.78	0.99	41
POTR	0.89	0.06	0.90	0.76	0.97	36
TR	0.92	0.08	0.94	0.77	0.98	6
TRAF	0.92	0.03	0.92	0.85	0.95	16
O	0.93	0.04	0.93	0.88	0.98	30

Tabla B.21: Características del radio efectivo de la distribución en función de la masa de aire dominante: Promedio $\overline{r_{eff}}$, desviación estándar σ , mediana $\langle r_{eff} \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N . Unidades: μm .

Masa	$\overline{r_{eff}}$	σ	$\langle r_{eff} \rangle$	$U5$	$U95$	N
AF	0.15	0.07	0.11	0.10	0.34	69
AFEU	0.13	0.06	0.11	0.10	0.26	49
EU	0.11	0.01	0.11	0.10	0.14	47
EUAR	0.11	0.01	0.10	0.09	0.14	49
AR	0.11	0.02	0.11	0.10	0.13	65
ARPO	0.11	0.02	0.11	0.10	0.14	65
PO	0.12	0.02	0.11	0.10	0.17	41
POTR	0.12	0.02	0.11	0.10	0.16	36
TR	0.13	0.04	0.12	0.11	0.21	6
TRAF	0.15	0.06	0.13	0.10	0.26	16
O	0.12	0.04	0.11	0.10	0.21	30

Tabla B.22: Características del parámetro de asimetría en función de la masa de aire dominante: Promedio \bar{g} , desviación estándar σ , mediana $\langle g \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N .

Masa	\bar{g}	σ	$\langle g \rangle$	$U5$	$U95$	N
AF	0.69	0.03	0.70	0.63	0.74	69
AFEU	0.67	0.04	0.67	0.62	0.74	49
EU	0.65	0.03	0.65	0.60	0.73	47
EUAR	0.66	0.03	0.66	0.61	0.71	49
AR	0.66	0.03	0.66	0.61	0.71	65
ARPO	0.67	0.04	0.66	0.61	0.73	65
PO	0.67	0.03	0.67	0.62	0.72	41
POTR	0.68	0.03	0.68	0.65	0.74	36
TR	0.69	0.04	0.70	0.63	0.73	6
TRAF	0.70	0.04	0.70	0.64	0.75	16
O	0.68	0.03	0.68	0.63	0.75	30

Tabla B.23: Características del vapor de agua precipitable en función de la masa de aire dominante: Promedio \bar{w} , desviación estándar σ , mediana $\langle w \rangle$, percentiles $U5$ y $U95$ y número de días N . Unidades: cm.

Masa	\bar{w}	σ	$\langle w \rangle$	$U5$	$U95$	N
AF	2.7	0.9	2.9	1.1	3.8	92
AFEU	2.4	0.8	2.4	1.1	3.5	57
EU	1.6	0.8	1.7	0.5	3.0	52
EUAR	1.4	0.8	1.3	0.5	2.9	55
AR	1.5	0.8	1.3	0.6	3.0	94
ARPO	1.7	0.7	1.5	0.8	3.1	100
PO	1.9	0.7	1.8	1.0	3.2	68
POTR	2.2	0.7	2.1	1.3	3.3	41
TR	2.6	0.6	2.9	1.6	3.1	6
TRAF	2.6	0.7	2.8	1.3	3.6	25
O	2.8	0.8	3.0	0.9	4.1	38

Referencias

- L. Alados-Arboledas, J. Lorente, J.A. Martínez-Lozano, V. Cachorro, A. Labajo, B. de la Morena, J.P. Díaz, M. Pujadas, H. Horvath, A.M. Silva, G. Pavese, and J. Rodríguez. VELETA 2002 field campaign. *Geophysical Research Abstracts*, (5):12218, 2003.
- A. Alcántara-Ruiz, F.J. Olmo, and L. Alados-Arboledas. Langley calibrations of sunphotometer at sierra nevada, granada, spain. *Óptica Pura y Aplicada*, 37(3):3263–3269, 2004.
- U. Amato, D. Di Bello, F. Esposito, F. Romano, and C. Serio. Intercomparing the Twomey method with a multimodal lognormal approach to retrieve the aerosol size distribution. *J. Geophys. Res.*, (101):19267–19275, 1996.
- S.M. Anderson. Laser measurements of ozone absorption cross sections in the Chappuis band. *Geophys. Res. Lett.*, (19):933–936, 1992.
- A.F. Bais, C.S. Zerefos, and C.T. McElroy. Solar UVB measurements with the double and single monochromator Brewer ozone spectrophotometers. *Geophys. Res. Lett.*, 23(8):833–836, 1996.
- F. Barnaba and G.P. Gobbi. Geographical and seasonal variations of mediterranean aerosols: one year climatology based on satellite, lidar and photometric data.
- R.G. Barry and R.J. Chorley. *Atmósfera, tiempo y clima*. Ediciones Omega, Barcelona, 1987.
- C. Bassani, R.M. Cavalli, V. Estellés, L. Guanter, Martínez-Lozano J.A., A. Palombo, and S. Pignatti. Assessment of water vapor columnar content and aerosol optical thickness from FIELDSPEC solar direct irradiance measurements by using CIMEL and MICROTOPS contemporary acquisition. In *SPARC Final Workshop Proceedings*. Agencia Espacial Europea (ESA), 2005. (en publicación).
- V. Bazhan. Scatlab versión 1.2., 2003. Freeware.
- I. Behnert, V. Matthias, and R. Doerffer. Aerosol optical thickness and its spectral dependence derived from sun photometer measurements over the southern north sea coastal region. *Óptica Pura y Aplicada*, 37(3):3253–3257, 2004.
- W. Birmili, A. Wiedensohler, Heintzenberg J., and K. Lehman. Atmospheric particle number size distribution in central europe: statistical relations to air masses and meteorology. *J. Geophys. Res.*, 106(D23):32005–32018, 2001.

- M. Blanco-Muriel, D.C. Alarcón-Padilla, T. López-Moratalla, and M. Lara-Coira. Computing the solar vector. *Solar Energy*, 70(5):431–441, 2001.
- B.A. Bodhaine and E.G. Dutton. A long-term decrease in arctic haze at Barrow, Alaska. *Geophys. Res. Lett.*, 20(10):947–950, 1993.
- B.A. Bodhaine, N.B. Wood, E.G. Dutton, and J.R. Slusser. On Rayleigh optical depth calculations. *J. Atm. and Oceanic Tech.*, (16):1854–1861, 1999.
- C.F. Bohren and D.R. Huffman. *Absorption and scattering of light by small particles*. Wiley, New York, 1983.
- P. Boi, G. Tonna, G. Dalu, T. Nakajima, B. Olivieri, A. Pompei, M. Campanelli, and R. Rao. Calibration and data elaboration procedure for sky irradiance measurements. *App. Opt.*, 38(6):896–907, 1999.
- C.J. Bruegge, J.E. Conel, R.O. Green, J.S. Margolis, R.G. Holm, and G. Toon. Water vapor column abundance retrievals during FIFE. *J. Geophys. Res.*, 97(D17):18759–18768, 1992.
- A. Burcholtz. Rayleigh scattering calculations for the terrestrial atmosphere. *App. Opt.*, (34):2765–2773, 1995.
- V.E. Cachorro, P. Durán, R. Vergaz, and A.M. de Frutos. Columnar physical and radiative properties of atmospheric aerosols in north central Spain. *J. Geophys. Res.*, 105(D6):7161–7175, 2000.
- V.E. Cachorro, C. Toledano, R. Vergaz, A.M. de Frutos, M. Sorribas, J.M. Vilaplana, and B. De la Morena. The PHOTONS-AERONET sites in Spain. calibration problems and KCICLO correction method. *Óptica Pura y Aplicada*, 37(3):3401–3406, 2004.
- M. Campanelli, V. Estellés, and T. Smyth. EUROSKYRAD (ESR) - European Skyrad Users. In *Post-deadline abstracts*, Budapest (Hungria), 2004a. European Aerosol Conference 2004.
- M. Campanelli, T. Nakajima, and B. Olivieri. Determination of the solar calibration constant for a sun sky radiometer: Proposal of an in situ procedure. *Appl. Opt.*, 43(1):651–659, 2004b.
- G.A. d’Almeida, P. Koepke, and E.P. Shettle. *Atmospheric aerosols. Global climatology and radiative characteristics*. A. Deepak Publishing, Hampton, 1991.
- J.A. Davidson, C. A. Cantrell, A. H. McDaniel, R. E. Shetter, S. Madronich, and J. G. Calvert. Visible ultraviolet absorption cross sections for NO₂ as a function of temperature. *J. Geophys. Res.*, (93D):7105–7112, 1988.
- C.N. Davies. Size distribution of atmospheric particles. *J. Aerosol Sci.*, (5):293–300, 1974.
- C. Di Carmine, M. Campanelli, T. Nakajima, C. Tomasi, and V. Vitale. Retrievals of antarctic aerosol characteristics using a sun-sky radiometer during the 2001-2002 austral summer campaign. *J. Geophys. Res.*, 110(D13), 2005. doi: 10.1029/2004JD005280.

- O. Dubovik and M.D. King. A flexible inversion algorithm for retrieval of aerosol optical properties from sun and sky radiance measurements. *J. Geophys. Res.*, 105(D16): 20673–20696, 2000.
- O. Dubovik, B. Holben, T.F. Eck, A. Smirnov, Y.J. Kaufman, M.D. King, D. Tanré, and I. Slutsker. Variability of absorption and optical properties of key aerosol types observed in worldwide locations. *J. Atmos. Sci.*, 59:590–608, 2002a.
- O. Dubovik, B.N. Holben, T. Lapyonok, A. Sinyuk, M.I. Mishchenko, P. Yang, and I. Slutsker. Non-spherical aerosol retrieval method employing light scattering by spheroids. *Geophys. Res. Lett.*, 29(10), 2002b. doi: 10.1029/2001GL014506.
- T. Eck, B.N. Holben, J.S. Reid, O. Dubovik, A. Smirnov, N.T. O’Neill, I. Slutsker, and S. Kinne. Wavelength dependence of the optical depth of biomass burning urban and desert dust aerosols. *J. Geophys. Res.*, 104(D24):31333–31349, 1999.
- V. Estellés. Estudio bibliográfico del método Langley para calibrado del CIMEL CE318. Informe no publicado, 2002a.
- V. Estellés. Análisis de la intercomparación Microtops - Brewer MKII realizada en el INM de madrid. Informe no publicado, 2002b.
- V. Estellés. Estudio de las propiedades de los aerosoles atmosféricos en Burjassot mediante medidas de un fotómetro automático CIMEL CE318.
- V. Estellés, J.L. Gómez-Amo, M.J. Marín, R. Pedrós, M.P. Utrillas, and Martínez-Lozano J.A. Analysis of performance of a MICROTOPS II sunphotometer for ozone retrieval in comparison with a Brewer spectrophotometer in Sodankylä, Finland. In *Abstracts of the IX WMO/GAW Brewer Users Group Meeting*, 2003a.
- V. Estellés, M.P. Utrillas, and Martínez-Lozano. VELETA2002: Preliminary calibration of CIMEL CE318 sunphotometers. Informe no publicado., Febrero 2003b.
- V. Estellés, J.L. Gómez-Amo, M.P. Utrillas, and Martínez-Lozano J.A. Study of a frequent transitory aerosol plume effect related to meteorological conditions in a mediterranean coastal site. In *J. Aerosol Science, número especial*, pages 591–592. European Aerosol Conference 2004, Budapest (Hungría), 2004a.
- V. Estellés, J.L. Gómez-Amo, M.P. Utrillas, and Martínez-Lozano J.A. A performance comparison of inversion algorithms for the retrieval of the aerosol volume distribution. In *J. Aerosol Science, número especial*, pages 999–1000. European Aerosol Conference 2004, Budapest (Hungría), 2004b.
- V. Estellés, M.P. Utrillas, J.L. Gómez-Amo, R. Pedrós, and Martínez-Lozano. Aerosol size distributions and air mass back trajectories over a mediterranean coastal site. *Int. J. Rem. Sens.*, 25(1):39–50, 2004c.
- V. Estellés, M.P. Utrillas, J.A. Martínez-Lozano, A. Alcántara, L. Alados-Arboledas, F.J. Olmo, J. Lorente, V. Cachorro, H. Horvath, A. Labajo, B. de la Morena, J.M. Vilaplana, J.P. Díaz, A.M. Díaz, T. Elías, A.M. Silva, M. Pujadas, and Rodríguez. Aerosol related parameters intercomparison of CIMEL sunphotometers in the frame of the VELETA2002 field campaign. *Óptica Pura y Aplicada*, 37(3):3289–3297, 2004d.

- V. Estellés, C. Bassani, M.P. Utrillas, Martínez-Lozano J.A., J.L. Gómez-Amo, S. Pignatti, and R.M. Cavalli. Determinación del vapor de agua atmosférico mediante técnica de split window y medidas fotométricas durante la campaña SPARC 2004. In Albano González y Juan Carlos Pérez Manuel Arbelo, editor, *Teledetección, Avances en la observación de la Tierra*, pages 323–326. XI Congreso Nacional de Teledetección, Asociación Española de Teledetección, 2005a.
- V. Estellés, J.F. Nicolás, M.P. Utrillas, E. Yubero, J.G. Torres, Martínez-Lozano J.A., and J.A.G. Orza. A study of saharan intrusions in Eastern Spain urban areas by means of ground level and columnar aerosol measurements. In Millán M. Millán Ranjeet S. Sokhi and Nicolas Moussipoulos, editors, *Proceedings of the 5th International Conference on Urban Air Quality*. Urban Air Quality 2005, Valencia, University of Hertfordshire, Reino Unido, 2005b. Edición en CDROM.
- V. Estellés, M.P. Utrillas, and Martínez-Lozano J.A. Study of a pollution episode in valencia (Spain) due to a biomass fires in La Albufera rice paddies. In Millán M. Millán Ranjeet S. Sokhi and Nicolas Moussipoulos, editors, *Proceedings of the 5th International Conference on Urban Air Quality*. Urban Air Quality 2005, Valencia, University of Hertfordshire, Reino Unido, 2005c. Edición en CDROM.
- V. Estellés, M.P. Utrillas, J.A. Martínez-Lozano, A. Alcántara, L. Alados-Arboledas, F.J. Olmos, J. Lorente, X. de Cabo, V. Cachorro, H. Horvath, A. Labajo, M. Vilaplana, J.P. Díaz, A.M. Díaz, A.M. Silva, T. Elías, M. Pujadas, J.A. Rodríguez, J. Cañada, and Y. García. Intercomparison of spectroradiometers and sunphotometers for the determination of the aerosol optical depth during the VELETA2002 field campaign. *J. Geophys. Res.*, 2006. en prensa.
- G.S. Fargion, R. Barnes, and C. McClain. In situ aerosol optical thickness collected by the simbios program (1997-2000): Protocols, and data QC and analysis. Informe técnico, National Aeronautical and Space Administration, Goddard Flight Space Center, Greenbelt, Maryland, February 2001. NASA/TM-2001-209982.
- I. Font Tullot. *Climatología de España y Portugal*. Ediciones Universidad Salamanca, Salamanca, 2000.
- B.W. Forgan. Sunphotometer calibration by the ratio-langley method. In B.W. Forgan and P.J. Fraser, editors, *Baseline Atmospheric Program Australia*, pages 22–26. Bureau of Meteorology, Melbourne, 1988.
- B.W. Forgan. General method for calibrating sun photometers. *App. Opt.*, 33(21): 4841–4850, 1994.
- S.K. Friedlander. Similarity consideration for the particle-size spectrum of a coagulation, sedimenting aerosol. *J. Meteorol.*, (17):479–483, 1960.
- E. Gerasopoulos, M.O. Andreae, C.S. Zerefos, T.W. Andreae, D. Balis, P. Formenti, P. Merlet, V. Amiridis, and C. Papastefanou. Climatological aspects of aerosol optical properties in northern greece. *Atmos. Chem. Phys.*, 3:2025–2041, 2003.

- J.L. Gómez-Amo. Influencia de los parámetros de entrada en la obtención de la distribución de tamaños de aerosoles mediante el algoritmo de King. Trabajo de Investigación., 2001.
- J.L. Gómez-Amo, V. Estellés, E. Sañudo, M.P. Utrillas, Martínez-Lozano J.A., J.C. Fortea, M. Pujadas, and F. Molero. Medidas de extinción espectral, radiancia de cielo y componentes atmosféricos durante las campañas sparcs 2003 y 2004. In Albano González y Juan Carlos Pérez Manuel Arbelo, editor, *Teledetección, Avances en la observación de la Tierra*, pages 319–322. XI Congreso Nacional de Teledetección, Asociación Española de Teledetección, 2005a.
- J.L. Gómez-Amo, V. Estellés, M.P. Utrillas, Martínez-Lozano J.A., F. Molero, M. Pujadas, and J.C. Fortea. Characterization of solar spectral irradiance and columnar atmospheric constituents from ground based measurements. In *SPARC Final Workshop Proceedings*. Agencia Espacial Europea (ESA), 2005b. (en publicación).
- J.L. Gómez-Amo, M.J. Marín, V. Estellés, M.P. Utrillas, and J.A. Martínez-Lozano. Assessment of temperature effects on aerosol optical depth retrieved by solar spectroradiometric measurements at ground level. In W. Maenhaut, editor, *Abstracts of the European Aerosol Conference 2005*, page 299, Gante (Bélgica), 2005c. European Aerosol Conference 2005.
- H. Gonzalez-Jorge and J.A. Ogren. Sensitivity of retrieved aerosol properties to assumptions in the inversion of spectral optical depths. *J. Atmos. Sci.*, 53(24):3669–3683, 1996.
- F.E. Grousset, P. Ginoux, A. Bory, and P.E. Biscaye. Case study of a chinese dust plume reaching the french alps. *Geophys. Res. Lett.*, 30(6):1277–1281, 2003.
- C.A. Gueymard. Parameterized transmittance model for direct beam and circumsolar spectral irradiance. *Solar Energy*, 71(5):325–346, 2001.
- R.N. Halthore, T.F. Eck, B.N. Holben, and B.L. Markham. Sun photometric measurements of atmospheric water vapor column abundance in the 940 nm band. *J. Geophys. Res.*, 102(D4):4343–4352, 1997.
- J.E. Hansen and L.D. Travis. Light scattering in planetary atmospheres. *Space Sci. Rev.*, (16):527–610, 1974.
- J. Harrys, R.R. Draxler, and S.J. Oltmans. Trajectory model sensitivity to differences in input data and vertical transport method. *J. Geophys. Res.*, 110(D14109), 2005. doi:10.1029/2004JD005750.
- J.L. Heffter. Running HYSPLIT on the READY website. Manual de usuario., National Oceanic and Atmospheric Agency, 2002. disponible en <http://www.arl.noaa.gov/ready/sec/training.pdf>.
- J. Heintzenberg, H. Müller, H. Quenzel, and E. Thomalla. Information content of optical data with respect to aerosol properties: Numerical studies with a randomized minimization-search-technique in inversion algorithm. *App. Opt.*, (20):1308–1315, 1981.

- M. Hess, P. Koepke, and I. Schult. Optical Properties of Aerosols and Clouds: The software package OPAC. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, (79):831–844, 1998.
- B.N. Holben, T.F. Eck, I. Slutsker, J.P. Buis, A. Setzer, E. Vermote, J.A. Reagan, Y. Kaufman, T. Nakajima, F. Lavenue, I. Jankowiak, and A. Smirnov. AERONET - a federated instrument network and data archive for aerosol characterization. *Remote Sens. Environ.*, 66(1):1–16, 1998.
- B.N. Holben, D. Tanré, A. Smirnov, T.F. Eck, I. Slutsker, N. Abuhassan, W.W. Newcomb, J. Schafer, B. Chatenet, F. Lavenue, Y.J. Kaufman, J. Vande-Castle, A. Setzer, B. Markham, D. Clark, R. Frouin, R. Halthore, A. Karnieli, N.T. O'Neill, C. Pietras, R.T. Pinker, K. Voss, and G. Zibordi. An emerging ground-based aerosol climatology: Aerosol optical depth from AERONET. *J. Geophys. Res.*, 106(D11):12067–12098, 2001. doi: 10.1029/2001JD900014.
- D.H. Holdren, R.O. Olsen, and F.J. Schmidlin. Comparison of total ozone overburden from handheld photometers with the wallops island dobson spectrophotometer. *Geophys. Res. Lett.*, 28(20):38593862, 2001.
- M. Iqbal. *An introduction to solar radiation*. Academic Press, New York, 1983.
- C.E. Junge. Die konstitution des atmosphärischen aerosols. *Ann. Met.*, 12:13–25, 1952.
- F. Kasten and A.T. Young. Revised optical air mass tables and approximation formula. *Appl. Opt.*, 28(22):4735–4738, 1989.
- M.D. King. Sensitivity of constrained linear inversions to the selection of Lagrange multiplier. *J. Atmos. Sci.*, (39):1356–1369, 1982.
- M.D. King and D.M. Byrne. A method for inferring the total ozone content from the spectral variation of total optical depth obtained with a solar radiometer. *J. Atmos. Sci.*, (33):2242–2251, 1976.
- M.D. King, D.M. Byrne, B.M. Herman, and J.A. Reagan. Aerosol size distributions obtained by inversion of spectral optical depth measurements. *J. Atmos. Sci.*, (35): 2153–2167, 1978.
- F.X. Kneizys, E.P. Shettle, and L.W. Abreu. Users guide to LOWTRAN7. Informe técnico, App. Opt., Air Force Geophysics Laboratory, Hanscom Air Force Base, 1988. AFGL-TR-88-0177.
- W.D. Komhyr, R.D. Grass, and R.K. Leonard. Dobson spectrophotometer 83: a standard for total ozone measurements, 1962 – 1987. *J. Geophys. Res.*, (D7):9847–9861, 1989.
- H. Kremser, P. Koepke, and H. Quenzel. Aerosol optical thickness from direct solar radiation: Improved Langley Method applied to measured data. In *Proceedings of the International radiation Symposium*, pages 46–49, 1984.
- N. Kubilay, T. Cokacar, and T. Oguz. Optical properties of mineral dust outbreaks over the northeastern mediterranean. *J. Geophys. Res.*, 108(D21):4666–4675, 2003.

- M.A. Kuester, K.J. Thome, and J.A. Reagan. Automated statistical approach to langley evaluation for a solar radiometer. *App. Opt.*, 42(24):4914–4921, 2003.
- A.A. Lacis and M.I. Mishchenko. *Aerosol Forcing of Climate*, chapter Climate Forcing, Climate Sensitivity and Climate Response: A Radiative Modelling Perspective on Atmospheric Aerosols, pages 11–42. John Wiley, New York, 1995.
- B. Leckner. The spectral distribution of solar radiation at the earth’s surface - elements of a model. *Solar Energy*, 20(2):143–150, 1978.
- J. Lenoble. *Atmospheric Radiative Transfer*. A. Deepak Publishing, Hampton, 1993.
- K.N. Liou. *An Introduction to Atmospheric Radiation*. Academic Press, London, 1980.
- J. London, R.D. Bojkov, S. Oltmans, and J.I. Kelley. Atlas of the global distribution of total ozone july 1957 - june 1967. Informe técnico, National Center for Atmospheric Research, Boulder, CO, 1976.
- H. Lyamani, F.J. Olmo, and L. Alados-Arboledas. Long-term changes in aerosol radiative properties at Armilla (Spain). *Atmospheric Environment*, 38:5935–5943, 2004.
- J.A. Martínez-Lozano, M.P. Utrillas, F. Tena, and V. Cachorro. The parameterisation of the atmospheric aerosol optical depth using the Ångström power law. *Sol. Energy*, 63:303–311, 1998.
- M. Masmoudi, M. Chaabane, Medhioub, and F. Elleuch. Variability of aerosol optical thickness and atmospheric turbidity in tunisia. *Atmospheric Research*, 66:175–188, 2003.
- F. Massen. A comparison of the total ozone measurements done with the microtops II sunphotometer and the Uccle Brewer spectrophotometer. URL <http://www.restena.lu/meteolcd/papers/ozone/uccle/uccle01.html>. Informe no publicado, 2003.
- J.J. Michalsky. The astronomical almanac’s algorithm for approximate solar position (1950-2050). *Solar Energy*, 40(3):227–235, 1988.
- J.J. Michalsky, J.C. Liljegren, and L.C. Harrison. A comparison of sun photometer derivations of total column water vapor and ozone to standard measures of same at the southern great plains atmospheric radiation measurement site. *J. Geophys. Res.*, 100(D12):25995–26003, 1995.
- M.I. Mischenko, L.D. Travis, and A.A. Lacis. *Scattering, Absorption, and Emission of Light by Small Particles*. Cambridge University Press, Cambridge, 2002.
- M. Morys, F.M. Mims, S. Hagerup, S.E. Anderson, A. Baker, J. Kia, and T. Walkup. Design, calibration and performance of MICROTOPS II handheld ozone monitor and sun photometer. *J. Geophys. Res.*, 106(D13):14573–14582, 2001.
- T. Nakajima, M. Tanaka, and T. Yamauchi. Retrieval of the optical properties of aerosols from the aureole and extinction data. *App. Opt.*, (22):2951–2959, 1983.

- T. Nakajima, G. Tonna, Rao R., P. Boi, Y. Kaufman, and B. Holben. Use of sky brightness measurements from ground for remote sensing of particulate polydispersions. *App. Opt.*, 35(15):2672–2686, 1996.
- N.R. Nalli, P. Clemente-Colón, V. Morris, E. Joseph, M. Szczodrak, P.J. Minnett, J. Shannahoff, M.D. Goldberg, C. Barnett, W.W. Wolf, W.F. Feltz, and O. Knutson. Profile observations of the saharan air layer during AEROSE2004. *Geophys. Res. Lett.*, 32(1):5815–5820, 2005. doi: 10.1029/2004GL022028.
- J.V. Niemi, H. Tervahattu, H. Vehkamäki, M. Kulmala, T. Koskentalo, M. Sillanpää, and M. Rantamäki. Characterization and source identification of a fine particle episode in Finland. *Atmospheric Environment*, (38):5003–5012, 2004.
- R. Pedrós. *Determinación de las propiedades físicas y radiativas de los aerosoles atmosféricos a partir de medidas de extinción de la radiación solar a nivel del suelo*. PhD thesis, Universitat de València, Departament de Termodinàmica, 2001.
- R. Penndorf. Tables of the refractive index for standard air and the rayleigh scattering coefficient for the spectral region between 0.2 and 20.0 microns and their application to atmospheric optics. *J. Opt. Soc. Am.*, (47):176–182, 1957.
- C. Pérez, M. Sicard, O. Jorba, A. Comerón, and J.M. Baldasano. Summertime recirculations of air pollutants over the north-eastern iberian coast observed from systematic EARLINET lidar measurements in barcelona. *Atmospheric Environment*, 38(24):3983–4000, 2004.
- M.R. Perrone, M. Santese, A.M. Tafuro, and F. De Tomasi. Aerosol characterization by AERONET sunphotometry. *Óptica Pura y Aplicada*, 37(3):3299–3302, 2004.
- W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, and B.P. Flannery. *Numerical Recipes in C. The Art of Scientific Computing. Second Edition*. Cambridge University Press, Cambridge, 1992.
- A.J. Queface, S.J. Piketh, H.J. Annegarn, B.N. Holben, and R.J. Uthui. Retrieval of aerosol optical thickness and size distribution from the CIMEL sun photometer over Inhaca Island, Mozambique. *J. Geophys. Res.*, 106(D16):18305–18316, 2001.
- J.A. Reagan, K. Thome, B. Herman, and R. Gall. Water vapor measurements in the 0.94 μm absorption band: Calibration, measurements, and data applications. In *Proceedings, International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, pages 63–67. 87 Symposium, Ann Arbor, Mich., IEEE, 1987.
- J.S. Reid, P.V. Hobbs, R.J. Ferek, D.R. Blake, J.V. Martins, J.R. Dunlap, and C. Liousse. Physical, chemical, and optical properties of regional hazes dominated by smoke in brazil. *J. Geophys. Res.*, 103(D24):32059–32080, 1998. doi:10.1029/98JD00458.
- L. Remer and Y.J. Kaufman. Dynamic aerosol model: Urban/industrial aerosol. *J. Geophys. Res.*, 103(D12):13859–13871, 1998.

- E.M. Rollin. An introduction to the use of sun-photometry for the atmospheric correction of airborne sensor data. Activities of the NERC equipment pool for field spectroscopy (EPFS) in support of the NERC Airborne Remote Sensing Facility, British geological survey, University of Southampton, 2000.
- P.B. Russell, J.M. Livingston, E.G. Dutton, R.F. Pueschel, J.A. Reagan, T.E. DeFoor, M.A. Box, D. Allen, P. Pilewskie, B.M. Herman, St.A. Kinne, and D.J. Hoffmann. Pinatubo and pre-pinatubo optical depth spectra: Mauna loa measurements, comparisons, inferred particle size distributions, radiative effects and relationship to lidar data. *J. Geophys. Res.*, 98(D12), 1993.
- I. Sabbah, C. Ichoku, Y.J. Kaufman, and L. Remer. Full year cycle of desert dust spectral optical thickness and precipitable water vapour over Alexandria, Egypt. *J. Geophys. Res.*, 106(D16):18305–18316, 2001.
- B. Schmid and C. Wehrli. Comparison of sun photometer calibration by the use of the langley technique and the standard lamp. *App. Opt.*, 34(21):4500–4512, 1995.
- B. Schmid, C. Mätzler, A. Heimo, and N. Kämpfer. Retrieval of optical depth and particle size distribution of tropospheric and stratospheric aerosols by means of sun photometry. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 35(1):172–182, 1997.
- G.E. Shaw. Error analysis of multi-wavelength sun photometry. *Pageoph.*, 114:1–14, 1976.
- G.E. Shaw. Sun photometry. *Amer. Meteor. Soc.*, 64(1):4–10, 1983.
- E.P. Shettle and R.W. Fenn. Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effects of humidity variations on their optical properties. *Environmental Research Paper*, (675), 1979. Hanscom, Air Force Base, Mass.
- R.P. Singh, Sagnik Dey, S.N. Tripathi, Vinod Tare, and B. Holben. Variability of aerosol parameters over kanpur, northern india. *J. Geophys. Res.*, 109(D23206), 2004. doi:10.1029/2004JD004966.
- J.F. Slater and J.E. Dibb. Relationships between surface and column aerosol radiative properties and air mass transport at a rural new england site. *J. Geophys. Res.*, 109 (D01303), 2004. doi:10.1029/2003JD003406.
- A. Smirnov, B.N. Holben, T.F. Eck, O. Dubovik, and I. Slutsker. Cloud screening and quality control algorithms for the AERONET database. *Rem. Sens. Env.*, (73):337–349, 2000.
- A. Smirnov, B.N. Holben, Y. Kaufman, O. Dubovik, T.F. Eck, I. Slutsker, C. Pietras, and R.N. Halthore. Optical properties of atmospheric aerosol in maritime environments. *J. Atmos. Sci.*, 59:501–523, 2002.
- V. Soufflet, C. Devaux, and D. Tanré. Modified langley plot method for measuring the spectral aerosol optical thickness and its daily variations. *Appl. Opt.*, 31(12):2154–2162, 1992.

- I. Tegen, P. Hollrig, M. Chin, I. Fung, D. Jacob, and J. Penner. Contribution of different aerosol species to the global aerosol extinction optical thickness: Estimates from model results. *J. Geophys. Res.*, 102(D20):23895–23915, 1997.
- G.E. Thomas and K. Stamnes. *Radiative Transfer in the Atmosphere and Ocean*. Cambridge University Press, Cambridge (Reino Unido), 1999.
- G. Tonna, T. Nakajima, and R. Rao. Aerosol features retrieved from solar aureole data: a simulation study concerning a turbid atmosphere. *App. Opt.*, 34(21):4486–4499, 1995.
- O. Torres, P. K. Bhartia, J. R. Herman, Z. Ahmad, and J. Gleason. Derivation of aerosol properties from a satellite measurements of backscattered ultraviolet radiation: Theoretical basis. *J. Geophys. Res.*, 103(D14):17099–17110, 1998.
- M.P. Utrillas. *Estudio de aerosoles a partir de medidas de irradiancia solar espectral*. PhD thesis, Universitat de València, Departament de Termodinàmica, 1995.
- H.C. Van de Hulst. *Light scattering by small particles*. Wiley, New York, 1957.
- R. Vergaz. *Propiedades ópticas de los aerosoles atmosféricos. Caracterización del área del Golfo de Cádiz*. PhD thesis, Universidad de Valladolid, Departamento de Óptica y Física Aplicada, 2001.
- E. Vigroux. Contribution a l'étude expérimentale de l'absorption de l'oxone. *Ann. Phys.*, (8):709, 1953.
- W. Von-Hoyningen and M. Wendisch. Nonsphericity of aerosol particles and their contribution to radiative forcing. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 57(5):651–668, 1997.
- I.M. Watson and C. Oppenheimer. Particle size distributions of Mount Etna's aerosol plume constrained by sun photometry. *J. Geophys. Res.*, 105(D8):9823–9829, 2000.
- K.T. Whitby. Aerosol formation in urban plumes. *Ann. N.Y. Acad. Sci.*, (338):258–275, 1980.
- E.P. Zege, A.P. Ivanov, and I.L. Katsev. *Image Transfer Through a Scattering Medium*. Springer, New York, 1991.